

étude de la diffraction en géométrie de Laue : application à l'astrophysique nucléaire

Philippe Laporte

▶ **To cite this version:**

Philippe Laporte. étude de la diffraction en géométrie de Laue : application à l'astrophysique nucléaire. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2000. Français. NNT : . tel-00003544

HAL Id: tel-00003544

https://theses.hal.science/tel-00003544

Submitted on 13 Oct 2003

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

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

THESE

Présentée à

l'Université Paul Sabatier

En vue de l'obtention du diplôme de

DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PAUL SABATIER DE TOULOUSE

Spécialité : Instrumentation Astrophysique

par

Philippe Laporte

ETUDE DE LA DIFFRACTION EN GEOMETRIE DE LAUE : APPLICATION A L'ASTROPHYSIQUE NUCLEAIRE

Soutenue le 31 Janvier 2000 devant le Jury composé de :

Gilbert Vedrenne	Président
Andréas Freund	Rapporteur
Jacques Paul	Rapporteur
Michel Rougeron	Examinateur
Gerry Skinner	Examinateur
Robert Smither	Examinateur
Peter von Ballmoos	Examinateur

n° d'ordre 3672

Remerciements

Comme tous mes prédécesseurs, il faut que je m'y colle. Faire la liste de toutes les personnes qui m'ont aidé ces trois dernières années pour aboutir à quelque chose de présentable. Alors allons y, en essayant de n'oublier personne!

Tout d'abord, je tiens à remercier Peter pour avoir proposé un sujet de thèse aussi intéressant et enrichissant, pour l'encadrement comme de nombreux thésards en rêvent et pour son soutien dans les moments tortueux et difficiles.

Je remercie Jean-François Olive pour ses conseils avisés, sa patience et toutes les discussions scientifiques qui m'ont été très profitables.

Un grand merci à Gerry qui m'a beaucoup appris sur les vols ballons, sur les recettes de travail et... pour ses cours d'anglais.

Mille mercis ne suffiraient pas pour le département technique, où j'ai passé une partie de ma thèse. Il y a Jacques pour la mécanique, Pierre et Eric pour les solutions miracles de la dernière chance ainsi que Gilbert et Carine pour leurs dessins et leurs conseils toujours avisés.

Il n'y a pas de thèse possible sans informatique, je n'ai pas échappé à la règle. Aussi, je remercie Thierry et Jean-Marc qui ont toujours répondu à mes appels en matière d'informatique. Merci aussi à Anne-Marie, Annie, Dolorès, Dorine, Eliane, Monique et Pascale, du service administratif, qui ont su régler toutes les tracasseries depuis la fourniture de transparents jusqu'aux bons de commande avec une grande efficacité.

Je tiens à remercier Anne, Etienne, Julien, Laurence et Laurent pour les repas, les soirées, et toutes les autres excuses qu'ils ont trouvées ces derniers mois pour me permettre d'arrêter de rédiger un moment.

Il y a aussi tous ceux qui ont apporté un savoir-faire, un conseil à un moment ou à un autre tout au long de ces trois ans. Je pense en particulier à Jürgen, Pierre et Sylvain.

Et pour finir, je remercie tous mes stagiaires qui ont apporté leur motivation et qui m'ont aidé à réaliser certaines tâches du projet.

Résumé

La lentille gamma est un nouveau type d'instrument d'observation pour l'astrophysique des hautes énergies dans le domaine de la dizaine de keV au MeV. Doté d'une résolution angulaire encore jamais atteinte (une minute d'arc environ) et d'une bonne résolution en énergie ($\Delta E/E \approx 1\%$), ses objectifs sont l'observation des raies gamma et la localisation précise de la source émettrice. Le projet CLAIRE a pour but de réaliser le premier vol ballon pour observer une source astrophysique (le Crabe) au moyen de la lentille.

La focalisation du faisceau incident s'effectue grâce à des anneaux concentriques remplis de cristaux qui dévient les photons (diffraction de Bragg). Pour aboutir au meilleur résultat possible, ces cristaux doivent répondre à des caractéristiques très précises. Ces dernières sont établies dans la première partie de la thèse et les moyens nécessaires à la réalisation sont recherchés.

La lentille est sélective en énergie par construction et doit être réglée pour effectuer une observation. La seconde partie est consacrée à la conception, l'étude et la fabrication d'une ligne de réglage universelle, utilisable pour n'importe quelle énergie. Cette ligne est basée sur la relation de conjugaison associée à la lentille. Ainsi, un générateur de photons X joue le rôle de source X pour illuminer les cristaux à régler. Ces derniers sont inclinés jusqu'à diffracter *l'énergie de réglage* : 122 keV dans notre cas. Compte tenu de la distance séparant le générateur X de la lentille, cela fournit une lentille dont *l'énergie d'observation* est de 170 keV à l'infini.

Enfin, la préparation au vol ballon est abordée avec le choix de la source, du site de lancement et la mise à niveau de l'ensemble détecteur-cryostat. De plus, une estimation du rapport signal sur bruit a été réalisée grâce aux calculs effectués sur les incertitudes commises lors du réglage. Même avec un déréglage attendu de 10 secondes d'arc, le comptage est 57 fois plus élevé que celui d'un télescope traditionnel (masque codé) ayant le même surface efficace de collection (130 cm^2). Ce résultat montre que le Crabe peut être détecté en moins de 6 heures de vol.

Abstract

The gamma-ray lens is a new type of instrument for high energy astrophysic, ranging from about 100 keV to 1.3 MeV. Its goals are the gamma-ray lines and the precise localisation of the gamma source owing to its unprecedent angular resolution (roughly 60 arc secondes) and its good energy resolution ($\Delta E/E \approx 1\%$). The aim of the CLAIRE project is to execute the first balloon flight of the lens to observe the Crab nebula.

The lens consists of 8 concentric rings filled with crystals. Each of them deviates a fraction of the incident beam (Bragg diffraction) to focus the flux onto a small area : the focal point of the lens. To get the best result, those crystals must have precise characteristics. They are established in the first section of the thesis. The production issues are also researched.

The lens is selective in energy because of its principle (Bragg diffraction) and must be tuned before an observation. In the second part, we will tackle the conception and the realization of an universal tuning line, available for any energy. This tuning line is based on the behavior of the lens, similar to the optic thin lenses one. Thus, an X-ray generator is used to illuminate the crystals to be tuned. They are tilted until they diffract the *tuning energy* : 122 keV in our case. Taking account of the distance between the X-ray source and the lens, we deduce an *observationnal energy* of 170 keV for a source at an infinite distance.

The last section presents the preparation of the balloon flight, including the choice of the target and the lauching site, and the upgrade of the detector. Moreover, the errors made during the tuning are calculated leading to an estimation of the signal to noise ratio. Even if the detuning is 10 arc seconds, the counting rate is foreseen to be 57 higher than a classical telescope (coded mask aperture) observing with the same collecting area (130 cm^2). This result means that the Crab can be detected with only 6 hours of observation.

Sommaire

CHAPITRE I

I. CONTEXTE SCIENTIFIQUE : LES RAIES GAMMA NUCLÉAIRES 5

II. LES RAIES CYCLOTRON 6

III. LA RAIE D'ANNIHILATION À 511 KEV 9

III.1. LE CENTRE GALACTIQUE 9
III.2. SOURCES POSSIBLES À 511 KEV 9
III.3. LA RAIE DE RÉTRODIFFUSION 11

IV. LES RÉACTIONS NUCLÉAIRES 12

IV.1. LA CAPTURE NEUTRONIQUE 12
IV.1.1. Les éruptions solaires 12
IV.1.2. Les étoiles à neutrons 13
IV.2. LES RÉACTIONS DE SPALLATION 13
IV.2.1. Les éruptions solaires 13
IV.2.2. Le milieu interstellaire 14
IV.3. LA NUCLÉOSYNTHÈSE 15
IV.3.1. LES SUPERNOVAE DE TYPE II ET IB 15
IV.3.2. Les supernovae de type Ia 17
IV.3.3. LES NOVAE 20

CHAPITRE II

I. CAPTER LA LUMIÈRE GAMMA : LES TÉLESCOPES ACTUELS 21

I.1. LES DÉTECTEURS 21
I.2. LES TÉLESCOPES ACTUELS 22

II. CAPTER LA LUMIÈRE : LA LENTILLE GAMMA 25

CHAPITRE III

I. RELATIONS DE BASE 27

I.1. LA STRUCTURE CRISTALLINE 27
I.2. LA LOI DE BRAGG 29
I.2.1 Equation de Laue - Détermination de la loi de Bragg 29
I.2.2. Le réseau réciproque et la condition de Bragg 32

II. LA DIFFRACTION DES RAYONS X 34

II.1. LA DIFFUSION PAR LES ÉLECTRONS 34
II.2. LE FACTEUR DE FORME 36
II.3. LE FACTEUR DE STRUCTURE 37
II.4. LE FACTEUR DE DEBYE-WALLER 39

III. LA THÉORIE DYNAMIQUE 41

III.1. LES ÉQUATIONS FONDAMENTALE DE LA THÉORIE DYNAMIQUE 41
III.2. SOLUTION GÉNÉRALE 42
III.2.1. La reflectivité 43

III.2.2. La largeur de Darwin *44*
III.2.3. La réflectivité intégrée *45*

IV. LA THÉORIE CINÉMATIQUE **48**

IV.1. FORMULES GÉNÉRALES 48
IV.2. LE MODÈLE DE DARWIN 48
IV.3. L'absorption *51*

CHAPITRE IV

I. PRINCIPE D'UNE LENTILLE GAMMA **53**

II. LE CHOIX DU MATÉRIAU **56**

III. LE CHOIX DE LA MOSAÏCITÉ **57**

IV. FABRIQUONS DES CRISTAUX MOSAÏQUES **58**

IV.1. INTRODUCTION 58
IV.2. LA CROISSANCE DE CRISTAUX MOSAÏQUES 60
IV.2.1. Le principe *60*
VI.2.2. La mise en route *62*
VI.2.3. Les mesures *63*
VI.2.4. Étude de l'homogénéité de la concentration en Si d'un cristal Ge(Si) *64*
VI.3. CONCLUSION 67

CHAPITRE V

I. LE PRINCIPE DU RÉGLAGE DE LA LENTILLE **69**

I.1. NOTIONS DE BASE 69
I.2. LES MARGES D'ERREUR 71
I.3. ALIGNEMENT DES ÉLÉMENTS 72

II. LA SOURCE X **74**

III. LE DÉTECTEUR **76**

IV. RÉALISATION DE LA LIGNE DE RÉGLAGE **79**

V. LA STRATÉGIE DE RÉGLAGE **82**

V.1. PRÉPARATION 82
V.2. MISE EN PLACE DU RÉGLAGE 86
V.3. LA MÉTHODE DE RÉGLAGE 87
V.3.1. Le principe *87*
V.3.2. Quelques valeurs numériques *88*
V.3.3. Optimisation de la plaque en aluminium *88*
V.3.4. Le choix de la motorisation *89*
V.3.5. Le régleur *90*
V.3.6. Quelle fixation? *92*
V.3.7. Le programme de réglage. *93*
V.4. LA FIABILITÉ DU RÉGLAGE 95

CHAPITRE VI

I. INTÉGRATION DE LA LENTILLE 97

I.1. PRÉSENTATION DU TÉLESCOPE 97
I.2. L'INTÉGRATION 100

II. PRÉPARATION DU DÉTECTEUR 100

II.1. LES DÉTECTEURS EN GE 100
II.2. L'ENSEMBLE DE DÉTECTION DE CLAIRE 101
II.2.a. Le bouchon 101
II.2.b. L'électronique 102
II.2.c. Simulation du signal et taille du blindage 105

III. LES OBJECTIFS DU VOL BALLON 106

III.1. LE CHOIX DE LA SOURCE 106
III.2. LE CHOIX DU SITE D'OBSERVATION 107
III.3. SIMULATION DE L'OBSERVATION 109

Avant propos

où Galilée nous montre
le chemin de la connaissance...

Aussi loin que l'on puisse remonter dans le temps, l'Homme a toujours regardé le ciel. Les plus anciens écrits relatant l'observation du ciel proviennent des Mésopotamiens et des Égyptiens. Ces antiques astronomes notaient chaque jour avec soin les positions occupées par chacune des cinq planètes visibles à l'œil nu : Mercure, Vénus, Mars, Jupiter et Saturne. Ils s'intéressaient également aux mouvements de la Lune, du Soleil et des étoiles sur la voûte céleste.

Ces connaissances furent utilisées à des fins diverses. Les Mésopotamiens attachaient une grande importance aux planètes. L'observation détaillée de leurs mouvements a permis de déterminer le rapport entre leur durée de révolution respective et la durée de l'année solaire. Par exemple, Jupiter effectue 36 révolutions autour du Soleil en 427 ans. Ils ont attentivement étudié les déplacements de la Lune et du Soleil et ont finalement abouti à la conception d'un calendrier luni-solaire. La précision atteinte sur la durée du mois synodique[1] était inférieure à la seconde!

Les priorités des Égyptiens furent tout autre : leurs plus anciens vestiges astronomiques datent de la troisième dynastie (2700 avant J.C.), époque à laquelle débutait la construction des pyramides. Leurs observations portaient sur le Soleil, la Lune et certaines des étoiles de la voûte céleste, parmi lesquelles les décans, dont les levers héliaques[2] successifs indiquaient le début de chaque décade de l'année égyptienne. Le premier jour du calendrier égyptien qui en comptait 365 coïncidait par exemple avec le lever héliaque de Sirius, annonciateur de la prochaine crue du Nil. Ancrer le cycle de la nature - ou l'ordre céleste - dans la matière était également l'une des préoccupations de ces prêtres-astronomes. En témoignent les pyramides dont chaque face est précisément orientée selon les directions cardinales. Certains autres monuments tel le temple de Dendérah (Moyenne Égypte) furent, quant à eux, orientés en direction du lever de Sirius; quelques mille ans plus tard, des modifications durent toutefois être apportées à l'orientation de l'axe principal de ces temples,

[1] Le mois synodique est l'intervalle de temps qui s'écoule entre deux apparitions successives de la même phase. Pour la Lune, cette durée est de 29.53059 jours.
[2] Le lever héliaque d'une étoile se produit quand elle apparaît au dessus de l'horizon, plein est, peu avant le lever du Soleil

afin de tenir compte des lents mouvements affectant chacun des astres que nous nommons aujourd'hui précession des équinoxes (Gadré, 1998).

Les Grecs ont poursuivi les observations assidues du ciel et ont profité du large corpus de connaissances des civilisations Mésopotamienne et Égyptienne. Pour la première fois, ils introduisent l'idée d'une explication physique des mouvements apparents des planètes dans le ciel. Résultat de plusieurs siècles de réflexion (de Pythagore à Ptolémée), deux systèmes planétaires vont s'affronter : le système géocentrique de Ptolémée et le système héliocentrique, attribué à Philolaos et Aristarque (Figures du Ciel, 1998). Vers le milieu de cette période, au II^{éme} siècle avant J.C., Hipparque crée le premier catalogue d'étoiles. Il définit leur éclat à l'aide d'une échelle de luminosité qui deviendra plus tard l'échelle des magnitudes actuelle.

Durant les siècles qui suivent, l'effort des astronomes améliorent la résolution angulaire des instruments afin d'affiner les mesures des position des planètes et pouvoir anticiper leurs mouvements. Parce que comprendre et prédire un phénomène est rassurant en soi... Les comètes illustrent parfaitement ce principe. Leurs apparitions sporadiques et déroutantes désemparent les astronomes de l'époque pour qui les astres du ciel étaient immuables! Annonciatrices de mauvais présages en ces temps reculés, elles deviennent des objets astronomiques lorsque Tycho Brahé au XVI^{ième} siècle démontre à l'aide d'une technique nommée parallaxe que la comète de 1577 (la célèbre comète de Halley qui sera baptisée ainsi un siècle plus tard) est à une distance au moins égale à 4 fois celle séparant la Terre de la Lune.

Cet astronome danois est également connu pour la précision avec laquelle il enregistre la position des planètes. Grâce à son quart de cercle de 1.8 mètre de rayon, il obtient une résolution angulaire d'une fraction de minute d'arc seulement. Ces précieuses données permettent à Képler, inspiré par le système héliocentrique de Copernic, de démontrer que Mars orbite selon une ellipse dont le Soleil occupe l'un des foyers. Il énoncera peu de temps après les trois célèbres lois qui portent aujourd'hui son nom et qui décrivent le mouvement des planètes sur leur orbite elliptique (Harmonie du Monde, 1619). Newton établira 60 ans plus tard les lois de la gravitation, achevant un travail commencé par Copernic (mouvement héliocentrique des planètes), Galilée (chute des corps) et Képler (mouvement des planètes).

Les catalogues d'étoiles faits, le mouvement des planètes et des comètes en passe d'être expliqué et prévisible (éphémérides), l'astronomie du début du XVII^{ème} siècle allait se trouver dans une impasse : depuis près de cinquante siècles, le même jeu de données était disponible aux astronomes (les planètes, le Soleil, la Lune et la voûte céleste), les générations successives d'astronomes n'ayant pu améliorer que la résolution angulaire de leur détecteur : l'œil. Pour aller plus loin, il est nécessaire d'augmenter la sensibilité, c'est-à-dire la capacité de voir des objets moins lumineux.

Ce pas majeur est franchi en 1608, quand le hollandais Lippershey propose à la vente « un instrument grâce auquel les objets les plus lointains semblent être plus près » (Harwit, 1986). Trois personnes eurent écho de cette invention et regardèrent le ciel. Mais ce fut Galilée qui, le premier des trois, réalisa la lunette la plus performante (grossissement x 20 au lieu de x 9) et fit plusieurs découvertes fondamentales (Le Messager Céleste, 1610) :

- La Lune possède des montagnes, comme la Terre
- Vénus présente des phases, comme la Lune
- Jupiter possède des satellites, à l'image de la Terre
- Saturne a des « oreilles » (en fait les anneaux qu'un télescope plus performant aurait montré)

- Il y a un foisonnement d'étoiles dans la Voie Lactée

La voie à l'observation des objets invisibles à l'œil nu était ouverte. Depuis lors, les instruments n'ont jamais cessé d'être toujours plus grands, toujours plus sensibles pour traquer les objets célestes les plus faibles.

Un autre pas décisif fut franchi au XIX^{ième} siècle avec les découvertes en chimie qui allaient transformer l'astronomie (étude de la position et des mouvements des astres) en astrophysique (étude de la constitution, des propriétés et de l'évolution des astres). En 1814, Joseph von Fraunhofer découvre que le spectre d'un gaz chaud présente des raies sombres attribuables à la présence d'éléments chimiques. En observant le Soleil, il découvre que le spectre solaire possède de telles raies. A la fin des années 1850, Gustav Kirchoff et Robert Bunsen établissent que chaque élément chimique possède des raies caractéristiques qui peuvent être utilisées comme empreintes digitales pour déterminer la composition des astres. L'analyse spectrale est née. Dans la décade suivante, le Père Secchi et William Huggins entreprennent un travail systématique d'analyse spectrale et fondent la chimie céleste.

Un siècle plus tard, dans la seconde moitié du XX^{ième} siècle, la technologie a permis l'élargissement des possibilités d'investigation du ciel :

- de nouvelles dimensions pour l'observation. En plus de la résolution angulaire et de la sensibilité, les résolutions en énergie et temporelle viennent compléter les possibilités d'étude des sources cosmiques. On peut maintenant distinguer deux signaux proches en énergie ou en temps.
- de nouveaux détecteurs pour explorer d'autres domaines de longueur d'onde que le visible (radio, X entre autres). Grâce à eux, les astronomes peuvent compléter leurs connaissances des sources et en découvrir de nouvelles.
- deux nouvelles sources d'informations : l'exploration spatiale et l'étude des particules énergétiques (rayonnement cosmique), des neutrinos et des ondes gravitationnelles.

Chacun de ces domaines a ouvert de nouvelles perspectives avec la découverte de sources inconnues (émission radio extragalactique, Hey et al., 1946; sources X, Giacconi et al., 1962) ou avec la mise à l'épreuve des modèles théoriques (déficit en neutrinos du Soleil par exemple). Parmi ces domaines nouveaux, l'astronomie des hautes énergies débute en 1967 avec la découverte du rayonnement galactique de haute énergie (Clark et al., 1968). En 1969, les satellites militaires américains Vela détectent des bouffées de photons gamma en provenance d'une direction autre que celle de la Terre. Quatre ans plus tard, la découverte des sursauts gamma cosmiques était annoncée (Klebesadel et al., 1973).

Les techniques utilisées dans les télescopes gamma (de quelques dizaines de keV à quelques MeV) se sont progressivement amélioré pour aboutir à deux types de télescopes :

- télescope à masque codé dans lequel la direction de la source est reconstituée à partir de l'ombre du masque sur le détecteur.
- télescope Compton dans lequel la direction de la source est reconstituée à partir des propriétés de l'effet Compton que subissent les photons gamma dans la matière.

Les données accumulées sur plusieurs années ont permis de dresser des cartes des sources du ciel gamma. En continuité, la lentille permettra de scruter en détail les zones d'émission pour fournir à la fois une position plus précise de la source (à une dizaine de secondes d'arc contre quelques minutes aujourd'hui) et trouver sans ambiguïté des

contreparties X, visible, etc. Elle permettra aussi de gagner un à plusieurs ordres de magnitude supplémentaires en sensibilité.

Chapitre I
Introduction

I. Contexte scientifique : les raies gamma nucléaires

Les raies gamma nucléaires sont la signature dans le spectre en énergie des processus nucléaires qui se déroulent dans les sources astrophysiques, depuis le Soleil (éruptions solaires) jusqu'aux supernovae. La mesure et l'étude de ces raies fournissent des informations directes et bien souvent uniques sur les grandes questions du domaine des hautes énergies, comme la physique des objets compacts ou la nucléosynthèse. L'intensité des raies gamma nucléaires nous informe sur les abondances des éléments chimiques présents dans la source. L'énergie de la raie, son éventuel décalage vers le rouge et les détails de sa forme fournissent des informations sur le mouvement des particules émettrices, le champ gravitationnel environnant et le champ magnétique. La forme de la raie révèle également les propriétés du gaz ambiant dans lequel se forment les raies, comme la température, la densité et l'état d'ionisation.

Nous allons aborder dans ce chapitre des divers processus physiques qui nous intéressent ici et menant à une émission de photons gamma. Chacun de ces processus est illustré par un exemple astrophysique. Les raies cyclotron sont produites par des électrons qui orbitent autour des puissantes lignes de champ magnétique, comme celles des étoiles à neutrons. La raie centrée à 511 keV correspond à l'annihilation d'un électron avec un positron. Ces derniers sont fabriqués dans les environs des objets compacts entourés de leur disque d'accrétion. Ils peuvent aussi être issu d'une décroissance radioactive. Enfin, les raies gamma nucléaires proviennent aussi de la capture neutronique ou de la désexcitation des noyaux atomiques, les niveaux excités pouvant être peuplés directement par interaction avec des particules accélérées du gaz ambiant ou bien par décroissance radioactive. Les raies

gamma issues de tels phénomènes diffèrent pour chaque atome, y compris les isotopes. Cette gamme d'énergie est donc un puits d'information sur les abondances isotopiques des atomes, avec à la clé des contraintes pour les modèles de nucléosynthèse.

II. Les raies cyclotron

Dans un plasma où règne un champ magnétique, l'énergie des électrons se quantifie à des valeurs déterminées, appelées niveau de Landau dont l'expression est la suivante :

$$E_n = m_e c^2 \left[1 + (2n+1) \frac{h\omega}{m_e c^2} \right]^{1/2}$$

Dans cette équation, m_e est la masse de l'électron, c la vitesse de la lumière, h la constante de Planck et ω la pulsation de la trajectoire de l'électron. La différence entre deux niveaux d'énergie consécutifs E_{n+1} et E_n, est :

$$E = E_{n+1} - E_n = \frac{heB}{m_e c} \qquad \text{, avec } h\omega << m_e c^2$$

E est aussi l'énergie du photon émis ou absorbé lors d'une transition entre deux niveaux.

E dépend donc du champ magnétique B. Exprimée à partir des unités usuelles en astrophysique (keV, gauss, cm), cette relation devient :

$$E(\text{keV}) = \frac{heB}{m_e c} = 11.6\, B_{12} \qquad \text{(I-1)}$$

avec $\omega = \frac{eB}{m_e c}$ et B_{12} est le champ magnétique ($B_{12} = 10^{12}$ gauss)

Cette équation donne un rapport simple entre l'énergie de la raie et la valeur du champ magnétique. Ainsi, pour observer ce type de raie dans le domaine des hautes énergies, le champ magnétique doit atteindre des valeurs d'au moins 10^{12} gauss. Ce genre de champ magnétique (10^{15} de fois plus puissants que celui de la Terre) peut se trouver, en l'état actuel des connaissances, dans les étoiles à neutrons. Nous verrons qu'un tel champ magnétique pourrait également exister dans les sursauts gamma.

Les étoiles à neutrons

Une étoile à neutrons est le reste d'une étoile massive (de plus de 9 masses solaires) qui a explosé (supernova). Le cœur de la défunte étoile, privé des réactions nucléaires pour soutenir son propre poids s'est effondré sur lui-même pour donner une étoile à neutrons. Le nom de ces étoiles provient de la nature de la matière constituant ces cadavres : des neutrons. Ainsi, la densité des étoiles à neutrons est identique à la densité nucléaire : 10^{15} g cm^{-3}. Au cours de l'effondrement, les lignes de champ magnétique ont suivi le mouvement de la matière en effondrement et se sont rapprochées au point de former un champ extrêmement

intense, de l'ordre de 10^{14} gauss (conservation du champ magnétique). Du fait de la conservation du moment cinétique, ces étoiles tournent à des vitesses élevées (plusieurs tours par seconde) et le champ magnétique engendre un puissant champ électrique capable d'arracher des particules depuis la surface de l'étoile et de les accélérer (gravité à la surface : 150 milliards de fois celui de la Terre). Au voisinage de ces étoiles, le champ magnétique est donc suffisamment puissant pour que les électrons émettent une raie cyclotron.

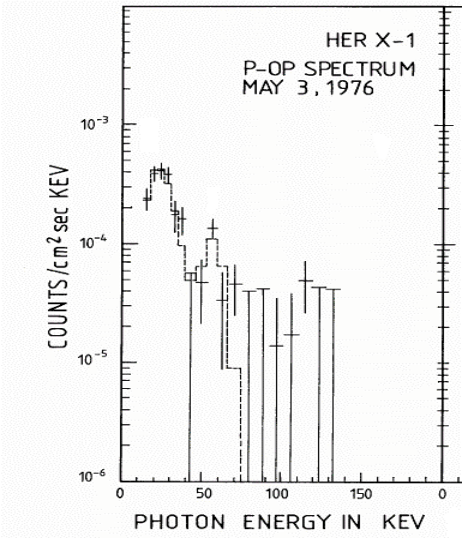


Fig I-II-1 : Spectre obtenu par Trümper et al (1978) par l'analyse des données de quatre vols ballons. La première raie est significative, mais la seconde a un niveau de confiance de 2σ seulement.

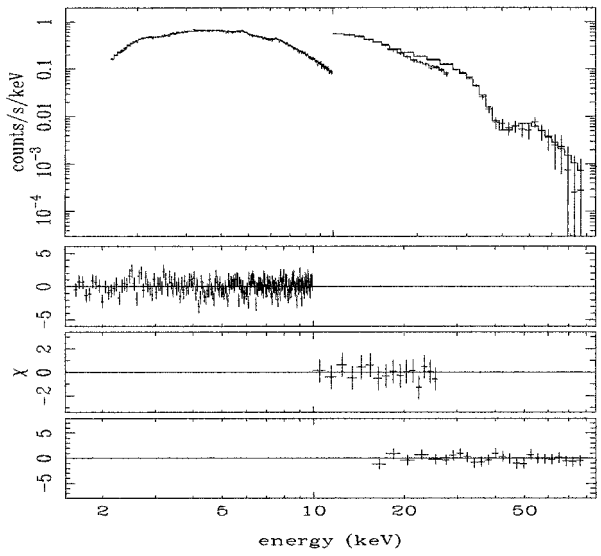


Fig I-II-2 : Spectre de la source 4U1907+09 obtenu par Cusumano et al.

La première raie cyclotron observée le fut par Trümper et al. (1978) lors de l'étude du système binaire Her X-1. L'analyse des données portait sur quatre vols ballons et le spectre résultant présentait une raie à 58 keV et une seconde nettement moins évidente (figure I-II-1)

à 110.6 keV. Les auteurs déduisirent l'existence d'un fort champ magnétique (5 10^{12} gauss). Plus tard, le satellite GINGA a permis à Mihara et al. (1990) d'obtenir un spectre plus fin et de trouver une raie d'absorption à 35 keV, valeur compatible avec un champ magnétique de 3 10^{12} gauss.

A0535+26, une source observée par l'instrument OSSE (Oriented Scintillation Spectrometer Experiment) mérite quelques mots car on distingue dans son spectre une raie cyclotron à 120 keV, ce qui donne, d'après la relation (I-1) un champ magnétique de 10^{13} gauss (Grove et al., 1995). Cependant, les auteurs n'ont pu mettre en évidence une raie à 55 keV qui aurait confirmé l'hypothèse d'un champ magnétique aussi puissant en raison du seuil en énergie d'OSSE (45 keV).

La dernière source en date a été étudiée par Cusumano et al. (1998) dans le système binaire 4U1907+09. Le spectre pris par le satellite italien BeppoSAX (figure I-II-2) montre clairement deux raies. La plus évidente est centrée sur 39 keV (raie d'absorption), l'autre à 19 keV. Le rapport des énergies, égal à 2, apporte un indice fort de la présence d'un champ magnétique puissant (10^{12} gauss) au sein de cette source.

Les sursauts gamma

Si les raies cyclotron ont été détectées dans les binaires X sans ambiguïté, le cas des sursauts gamma reste encore marginal. Cette situation peut s'expliquer par le manque de sensibilité des instruments actuels et par la nécessité d'un temps de réponse extrêmement bref, les sursauts gamma restant visibles souvent moins de quelques dizaines de secondes à une énergie de l'ordre de 100 keV.

Les sursauts gamma correspondent à des émissions soudaine d'énergie, principalement dans le domaine gamma dont on comprend encore très mal l'origine. Ils peuvent apparaître n'importe où dans le ciel (distribution isotrope) et à n'importe quel moment (BATSE, à bord du satellite CGRO, en détecte en moyenne un par jour), mais jamais deux fois au même endroit. Récemment, un sursaut gamma (GRB 990123) a pu être observé dans le domaine du visible suite à une localisation initiale et précise communiquée par le satellite italien BeppoSAX. C'est un grand pas car l'analyse des spectres obtenus a montré des raies d'absorption décalées vers le rouge (z=1.6; IAU Circular 7096). Cela signifie qu'une distance de plusieurs milliards d'années lumière nous sépare du sursaut! Pour être visible d'aussi loin, l'apport en énergie doit être colossal : autant que l'Univers tout entier (Tsvi Piran, 1999)!

L'observation de raies cyclotron dans certains spectres de sursauts est peut-être un début de solution car elles sont la signature de la présence d'un champ magnétique. Rêvons un peu : pour apporter autant d'énergie en si peu de temps, il faut un cataclysme gigantesque, comme l'effondrement d'une étoile à neutrons ou la coalescence de deux étoiles à neutrons en trou noir! Dans ce dernier cas, les raies cyclotron seraient visibles avant, mais plus après la formation du trou noir…

Cependant, une étude systématique des spectres de sursauts enregistrés par l'instrument BATSE sur une durée de trois ans (Palmer et al., 1994) ne révèle aucun spectre ayant des raies significatives que l'on pourrait associer à un effet cyclotron. Une étude plus récente dans la gamme d'énergie 20 keV - 100 keV portant sur 117 sursauts (Briggs et al., 1998) montre que deux candidats seulement (GRB 940703 et GRB 941017) présentent des raies respectivement à 44 keV et 43 keV. Les énergies des raies sont compatibles avec la puissance des champs magnétiques des étoiles à neutrons, mais deux candidats constituent un faible échantillon au regard des centaines de sursauts détectés aujourd'hui.

III. La raie d'annihilation à 511 keV

L'annihilation d'un électron et d'un positron (anti-électron) est à l'origine de l'émission de photons gamma. Les positrons sont principalement produits par décroissance des noyaux radioactifs, comme le ^{44}Ti, ou le ^{56}Co, issus de la nucléosynthèse, ou au voisinage d'un trou noir (Liang, 1988). Les positrons s'annihilent avec les électrons du milieu ambiant pour fournir deux photons à 511 keV (énergie de masse au repos de l'électron) par conservation de la quantité de mouvement. Ces anti-électrons pourraient aussi être produits dans les environs des étoiles à neutrons. Dans ce cas, un seul photon gamma serait produit car le champ magnétique de l'étoile à neutron absorberait une partie de la quantité de mouvement (Harding, 1986).

III.1. Le centre galactique

Une raie a été observée centrée sur 511 keV pour la première fois en 1970 (Johnson et al., 1972), mais l'énergie n'a été mesurée précisément qu'en 1977 (Leventhal et al., 1978) grâce aux détecteurs Ge ayant une meilleure résolution en énergie que le NaI, équipant les détecteurs précédents. La raie centrée sur 510.7 ± 0.5 keV établit clairement que la radiation est due à l'annihilation de positrons. Des mesures ultérieures (Smith D.M. et al., 1993; Gehrels N., 1991) effectuées avec des détecteurs Ge montrent une raie très fine, toujours inférieure à 3 keV.

L'émission présente au centre galactique a donné lieu à de nombreuses publications. La revue des diverses observations effectuées en direction du centre galactique (Teegarden, 1995) montre une variabilité de l'émission ainsi qu'une corrélation entre le champ de vue de l'instrument et le flux reçu. Ceci amène à suggérer une source ponctuelle productrice de positrons, entourée d'un rayonnement galactique diffus à 511 keV. La difficulté de bâtir un modèle provient du fait que dans les grands champs de vue des instruments actuels (plusieurs degrés) se trouvent plusieurs candidats possibles.

Une série d'observations menées par l'intermédiaire du satellite OSSE a permis à Purcell et al. (1998) de dresser la carte actuelle du centre galactique à 511 keV. On distingue trois grandes structures :

- la composante du bulbe (de la galaxie) qui contribue pour 15% du flux total
- la composante du disque galactique (40% du flux) qui est due à la décroissance radioactive d'éléments radioactifs à durée de vie longue (Knödlseder, 1997)
- une composante au-dessus du disque galactique

III.2. Sources possibles à 511 keV

Le microquasar 1E1740.9 –29.42

C'est grâce à une observation réalisée dans le domaine radio que l'on a découvert que la source 1E1740.9 -2942, située près du centre galactique, possédait des jets de matière (Mirabel, Messenger 1992, Mirabel et al., 1992). Cette source serait un trou noir attirant à lui des quantités énormes de matière (10^{-7} masse solaire/an; Chaty, 1998) qui spiralent en un disque d'accrétion avant de finir avalées par le trou noir. La vitesse du gaz, principalement de l'hydrogène, est telle à l'intérieur du disque d'accrétion que la dissipation visqueuse est prépondérante et chauffe le gaz à des températures de l'ordre de plusieurs millions de degrés. Au centre se situerait le trou noir, producteur de plusieurs centaines de millions de tonnes de positrons (Mirabel et al., 1992). Depuis peu de temps, cet objet est associé à un microquasar, c'est-à-dire un système binaire composé d'une étoile en orbite autour d'un trou noir de quelques masses solaires en rotation (voir figure I-III-1)

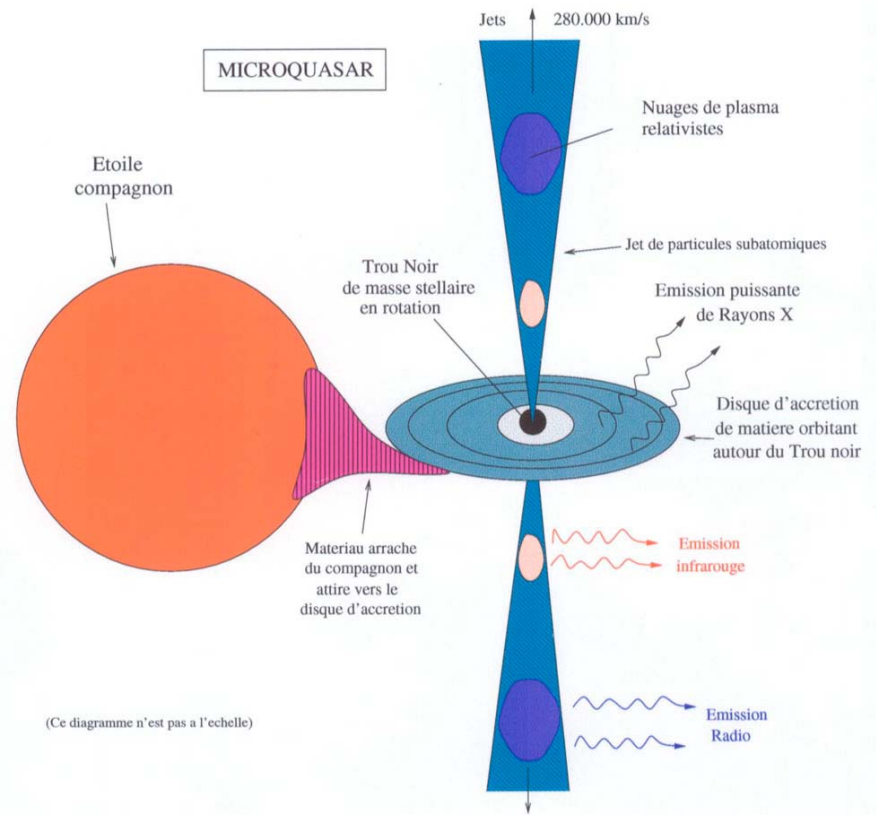


Fig I-III-1 : Schéma illustrant le modèle d'un microquasar. (Chaty, 1998). Cette illustration est le résultat d'une étude multi-longueurs d'onde.

Cette source pourrait être celle citée dans le paragraphe III-1. Cependant, de trop nombreuses sources X se situent à l'intérieur des boîtes d'erreur des télescopes gamma actuels pour lever l'ambiguïté.

La nébuleuse du Crabe

Cet objet est un reste de supernova. Le cœur de l'étoile s'est effondré en étoile à neutrons, alors que son atmosphère, éjectée, continue encore aujourd'hui à s'étendre et forme la nébuleuse. Les paires d'électron/positron sont accélérées vers la surface de l'étoile à neutrons par le champ électrique induit par le champ magnétique de l'étoile. L'annihilation des positrons avec les électrons fournit une raie à 511 keV qui doit être décalée vers le rouge compte tenu du fort champ gravitationnel.

Ainsi, une raie à 440 ± 10 keV a été découverte dans la nébuleuse du Crabe (Massaro et al.,1991) grâce à l'expérience ballon FIGARO II. Une étude plus récente (Massaro et al., 1998) semble confirmer cette détection. Elle est interprétée comme une raie à 511 keV subissant le décalage gravitationnel (Bednarek et al., 1992; Zhu & Ruderman, 1997).

Nova Muscae

Cet objet est un candidat trou noir producteur de positrons (Sunyaev et al., 1991; Goldwurm et al., 1992) qui serait entouré par un disque d'accrétion. Deux raies centrées à 190 keV et 480 keV ont été observées dans le spectre (voir figure I-III-2) au cours de l'explosion du 20 janvier 1991. L'ajustement d'une gaussienne (Goldwurm et al., 1991) donne un flux de $6.01^{+3.95}_{-2.76}$ 10^{-3} ph s^{-1} cm^{-2} à 481.22 keV pour une largeur à mi-hauteur de 54

± 54 keV. La raie de la rétrodiffusion centrée à environ 190 keV a un flux d'environ 1.8 10^{-3} ph cm^{-2} s^{-1}. Les calculs montrent qu'une telle valeur ne peut pas être atteinte dans un milieu optiquement fin. Cette valeur suggère donc un milieu ambiant dense.

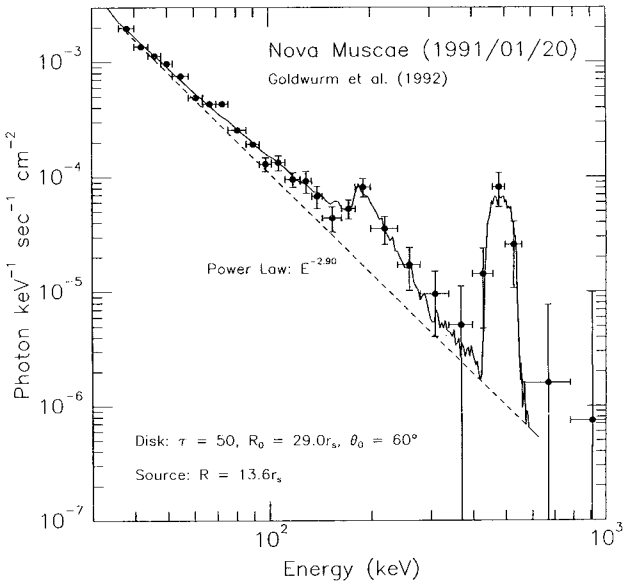


Fig I-III-2 : Spectre de Nova Muscae issu du vol ballon du 20 janvier 1991 comparé à une simulation Monté-Carlo de la diffusion Compton de la raie à 511 keV (pour un disque d'accrétion autour d'un trou noir dont l'axe de rotation fait un angle de 68° par rapport à l'observateur), superposé à une loi en puissance avec un index de -2.90.

III.3. La raie de rétrodiffusion

La diffusion Compton correspond à l'interaction entre un photon et une particule chargée. La conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement amène à définir l'angle de diffusion θ d'un photon d'énergie incidente E après interaction Compton par une particule chargée de la manière suivante :

$$E_f = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2}(1 - \cos(\theta))}$$ où E_f est l'énergie finale du photon après la collision.

Dans le cas particulier où l'angle θ est égal à 180° (rétrodiffusion), l'énergie finale E_f est égale à un tiers de l'énergie initiale. Ainsi, la rétrodiffusion de la raie d'annihilation (511 keV) donne une raie centrée à 170 keV. La présence d'une grande quantité de matière ionisée (disque d'accrétion) autour d'objets compacts « comptonise » les photons de 511 keV. Cela a pour conséquence de dévier les photons de leur trajectoire initiale. Dans certains cas, la déviation peut aller jusqu'au demi-tour.

Cette source aurait été observée dans la région du centre galactique où la matière est présente en abondance. Ainsi, Le spectre issu de l'expérience ballon HEXAGONE en mai 1989 (Smith et al., 1993) aurait décelé une raie centrée à 163.7 ± 3.4 keV pour un flux de 1.55± 0.47 10^{-3} photons s^{-1} cm^{-2} et une largeur à mi-hauteur de 24.4 ± 9.2 keV. La différence d'énergie entre la valeur mesurée et la valeur théorique proviendrait d'un décalage

gravitationnel. Une seconde source serait Nova Muscae (Fig I-III-2) où la présence d'un trou noir est suspectée.

IV. Les réactions nucléaires

Ce type de processus est à l'origine des changements de nature des atomes. Le noyau fils, produit de la réaction, est souvent produit dans un état excité. Cela signifie que les nucléons du noyau (proton, neutron) ne se répartissent pas dans les couches de plus basse énergie. Quand l'un de ceux-ci tente de passer à une couche inférieure pour amener le noyau à un état énergétique plus stable, celui-ci doit perdre une certaine quantité d'énergie égale à la différence d'énergie entre les deux niveaux. Comme les énergies de liaison à l'intérieur du noyau sont de l'ordre du MeV, les photons gamma issus d'un tel phénomène auront une énergie de cet ordre de grandeur. Les paragraphes qui suivent illustrent ces processus, avec un exemple de source astrophysique.

IV.1. La capture neutronique

Ce phénomène apparaît dans les sites où des neutrons thermiques sont produits (faible énergie cinétique). La production de ces neutrons provient des réactions inélastiques entre deux particules appartenant à un plasma chaud (grande vitesse). Ainsi, $^{4}He(p,pn)^{3}He$ ou $^{3}He(d,n)^{4}He$ sont des réactions nucléaires produites au sein du Soleil et qui fournissent chacune un neutron. Ce dernier est très énergétique à l'issue de la réaction nucléaire et doit être fabriqué dans un milieu dense (10^{16} particules cm^{-3}) pour que le grand nombre d'interactions qu'il subit au gré de son mouvement rapide diminuent suffisamment son énergie cinétique (neutron thermique) en moins de 15 minutes, qui est la demi-vie du neutron (Wang & Ramaty, 1974). A faible énergie cinétique, le neutron peut alors être capturé par un proton, selon la réaction $^{1}H+n \rightarrow {}^{2}H$. Le deutérium, issu de cette réaction est dans un état excité et émet un photon gamma dont l'énergie est égale à 2.223 MeV pour trouver son état fondamental. Pour être observable, cette raie doit être produite dans un plasma relativement froid sans quoi la raie serait élargie et se confondrait avec le continuum.

Deux conditions sont donc à remplir. D'une part, il faut un milieu dense et chaud pour produire des neutrons. Puis, ces neutrons doivent être transportés vers des régions froides et thermalisés pour produire une raie visible.

IV.1.1. Les éruptions solaires

Cette raie fut observée pour la première fois par Chupp et al. (1973), lors d'une éruption solaire. Grâce à l'apparition des détecteurs germanium et leur meilleure résolution spectrale, Prince et al. (1982) ont trouvé une raie à 2.2248 ± 0.001 MeV pour un flux de 0.29 ± 0.07 ph s^{-1} cm^{-2}, démontrant ainsi grâce aux données du vol ballon HEAO3 qu'il existe une raie centrée à 2.223 MeV dans les éruptions solaires. C'est en effet l'un des endroits où la matière peut aller d'un plasma chaud (Soleil), où se passe la production de neutrons, vers un plasma froid, où la capture neutronique peut opérer. L'observation de cette raie a permis de rassembler un grand nombre d'informations sur le milieu où la capture neutronique opère. Ainsi, l'observation de l'une des éruptions les plus intenses (4 juin 1991) a permis à Murphy et al. (1993) de déduire le spectre en énergie des protons accélérés lors des éruptions solaires dans la gamme 10 MeV à 100 MeV. Le résultat est une loi en puissance d'index 4.0 à 4.4, selon le rapport α/p considéré (α est l'abréviation associée au noyau d'hélium). Ils ont aussi

calculé une valeur limite supérieure de 2.3 10^{-5} (à 2σ) pour le rapport ^{3}He/H de la photosphère (Murphy et al., 1997).

Sachant que la réaction p+α est producteur d'un neutron et d'un noyau ^{3}He, on peut déduire qu'un neutron est produit pour chaque ^{3}He. L'efficacité de la production de photon gamma par capture est de 0.1 dans l'atmosphère solaire (Wang & Ramaty, 1974). De ces résultats, Ramaty & Kozlovski (1974) ont pu déduire une relation liant le flux de la raie à 2.223 MeV observée et le nombre de noyaux de ^{3}He produits par l'éruption. Partant des 200 ph cm^{-2} détectés lors de l'éruption du 4 août 1972, on peut avancer une quantité d'environ 10^{30} ^{3}He produits.

IV.1.2. Les étoiles à neutrons

Une seconde zone où l'on devrait voir la raie à 2.223 MeV est la limite externe des disques d'accrétion. Ce dernier est chaud et dense, alors que l'extérieur est froid et propice à la capture neutronique (Shapiro et al., 1976). Pour la source Cygnus X-1, Guessoum & Dermer (1988) donne une estimation du flux de 10^{-5} ph s^{-1} cm^{-2}. Scorpius X-1 serait aussi un candidat (Brecher & Burrows, 1980), mais les flux sont trop faibles pour avoir été détectés.

IV.2. Les réactions de spallation

IV.2.1. Les éruptions solaires

Le Soleil rayonne en permanence des photons mais aussi des particules dont l'énergie cinétique est suffisante pour échapper à l'attraction gravitationnelle du Soleil. Ces particules animées d'une vitesse d'environ 400 kms^{-1} au niveau de l'orbite de la Terre constituent le vent solaire qui baigne en permanence le système solaire. Parfois, le Soleil ajoute à tout cela une bouffée de particules énergétiques rapidement éjectées (quelques minutes à quelques dizaines de minutes). Ces manifestations sont appelées éruptions solaires et peuvent avoir des conséquences visibles sur Terre, comme la perturbation des communications radio. Les aurores boréales sont une belle manifestation de l'arrivée de ces particules dans l'atmosphère terrestre.

Les éruptions solaires intéressent l'astronomie des hautes énergies car des raies sont visibles au moment des éruptions. En effet, des électrons et des protons très énergétiques (v_e=5800 kms^{-1} et v_p=150 kms^{-1}) dus à la température régnant à la base de la couronne (10^6 K) sont propulsés à travers cette couronne vers le vide interplanétaire. Ces particules traversent donc une zone de faible densité et de très haute température (couronne). Certaines des particules éjectées vont interagir avec des noyaux de la couronne et exciter ces derniers. Pour retrouver leur niveau fondamental, les noyaux excités doivent émettre un photon gamma, subir une décroissance radioactive ou passer par les deux phénomènes à la fois.

L'éruption du 4 juin 1991 a été observée par l'instrument OSSE à bord de CGRO (Compton Gamma Ray Observatory). Comme pour les éruptions précédentes (Murphy et al., 1991 pour l'éruption du 27 avril 1981 présentée en figure I-IV-1), de nombreuses raies ont été visibles, correspondant à la désexcitation des atomes de ^{7}Li (429 et 478 keV), ^{12}C (4439 keV), ^{16}O (6129 keV), ^{20}Ne (1634 keV), ^{28}Si (1778 keV) et ^{56}Fe (847 et 1238 keV) entre autres (Murphy et al., 1997). Les informations contenues dans ces raies (intensité, forme, largeur) fournissent des éléments inestimables pour calculer les abondances relatives des éléments présents dans le soleil ainsi que pour déterminer le spectre en énergie des protons et des électrons en provenance du soleil.

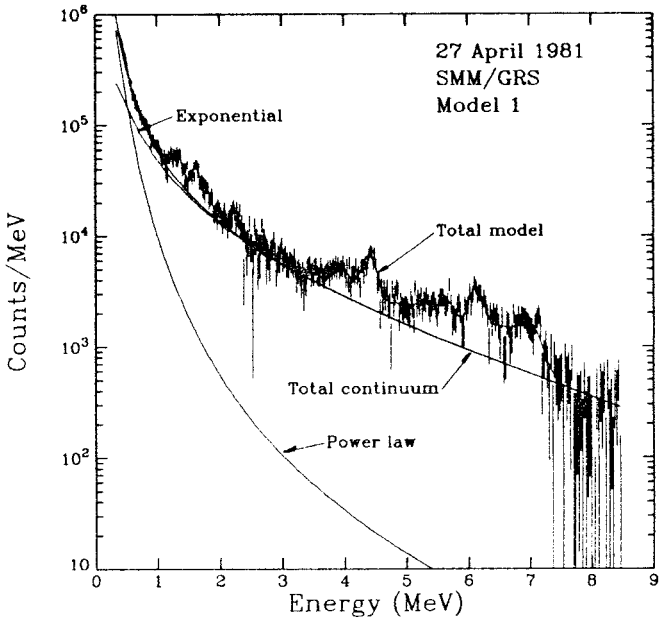


Fig I-IV-1 : Spectre de l'éruption du 27 avril 1981 mesuré par GRS, ajusté par un modèle théorique (Murphy et al., 1991)

IV.2.2. Le milieu interstellaire

Ce processus met en jeu une particule incidente de grande énergie (rayonnement cosmique) qui percute la matière du milieu interstellaire (MIS). L'énergie est telle que la réaction inélastique engendrée par les deux noyaux incidents donne naissance à de nouveaux noyaux. Comme dans le cas du Soleil (ci-dessus), ces noyaux nouvellement formés vont émettre des photons gamma pour atteindre un niveau énergétique stable.

On distingue trois processus possibles lors de la réaction inélastique :

- les protons et les α interagissent et cèdent de l'énergie aux noyaux du MIS. Les noyaux atomiques excités émettent un photon gamma pour revenir à leur niveau fondamental. Par conservation de la quantité de mouvement, les noyaux excités sont animés d'une vitesse qui élargie les raies émises.
- excitation des noyaux lourds du rayonnement cosmique avec les atomes d'hydrogène du MIS par collision inélastique. Dans ce cas la raie est aussi élargie du fait de la vitesse du noyau.
- les protons et les α incidents interagissent avec la poussière contenue dans le MIS. Cela donne une raie fine si la durée de vie du niveau excité est plus longue que le temps de ralentissement du noyau (faible énergie cinétique, faible élargissement de la raie).

Ces raies sont par conséquent larges, voire très larges, puisque la largeur à mi-hauteur peut atteindre 1 MeV. Le flux est donc réparti sur une large gamme d'énergie et ces raies sont difficilement détectables.

Elles devraient aussi être visibles à côté d'étoiles à neutrons. Les protons et hélions très énergétiques présents dans la haute atmosphère de l'étoile à neutrons exciteraient les noyaux de ^{12}C, ^{14}N et ^{16}O (Bildstein et al., 1992). Ceux-ci se désexciteraient en émettant un photon dont l'énergie est caractéristique de l'atome. Cette signature permettrait de reconnaître

la nature des éléments présents aux alentours de l'étoile à neutrons et rendrait peut être possible la mesure du décalage gravitationnel (détermination de la masse de l'étoile à neutron). Cependant, même avec les abondances que l'on mesure dans le Soleil, le flux en provenance d'une étoile à neutron serait très faible, de l'ordre de 10^{-8} photons s^{-1} cm^{-2}.

IV.3. La nucléosynthèse

La décroissance des noyaux radioactifs produits par nucléosynthèse explosive est aussi une source importante de raies gamma nucléaires. Ce type de nucléosynthèse se rencontre dans deux types d'objets : les supernovae et les novae.

IV.3.1. Les supernovae de type II et Ib

Il existe deux types de supernova (type Ib et type II, le type Ia étant en fait associé aux systèmes binaires et abordé au paragraphe suivant). Au moment de l'explosion de l'étoile, l'onde de choc provenant du cœur de l'étoile comprime et réchauffe la matière présente dans l'atmosphère, où de nombreux éléments légers sont susceptibles de fusionner. Une nucléosynthèse très complexe s'établit dont le résultat final est la production de tous les éléments au-delà du fer (Chan & Lingenfelter, 1987; Chan & Lingenfelter, 1991). Les chaînes de décroissance des éléments radioactifs sont présentés dans le tableau I-V-1.

Chaîne de décroissance	Demi-vie (ans)	Énergie (keV)	Site de production
^{7}Be -> ^{7}Li	0.146	478	Novae CO
^{56}Ni -> ^{56}Co -> ^{56}Fe	0.216	847 1238 1771 2598	Supernovae
^{57}Co -> ^{57}Fe	0.742	122 136	Supernovae
^{22}Na -> ^{22}Ne	2.600	1275	Novae ONeMg
^{44}Ti -> ^{44}Sc -> ^{44}Ca	49-67[(1)]	1156 68 78	Supernovae
^{60}Fe -> ^{60}Co -> ^{60}Ni	1.49 10^{6}	1173 1333 59	Supernovae

[(1)] Les mesures de la demi-vie de cet élément donne des résultats différents

Tab I-IV-1 : Raies gamma nucléaires produites par les novae et les supernovae.

Les raies gamma issues des supernovae proviennent de la désexcitation du noyau atomique et sont caractéristiques de ce dernier. Trouver une raie gamma permet de remonter aux paramètres physiques tel que l'abondance relative des éléments radioactifs et impose de fortes contraintes sur les modèles théoriques (Tueller et al., 1990; Woosley & Weaver, 1994). A titre d'exemple, des calculs menés par Chan & Lingenfelter (1987) sur la production de ^{56}Co suggère que les raies émises par ce type de noyau ne devraient pas être visible avant 600 jours après l'explosion. Les calculs ont été effectués en supposant que le ^{56}Co reste confiné

dans les couches intérieures de l'atmosphère éjectée. Or, la détection des raies à 847 keV et 1238 keV (Matz et al., 1988) à l'issue de l'explosion de SN 1987A au bout de 200 jours seulement montre qu'un mélange s'est produit dans l'ejecta (Gehrels et al., 1987) amenant le ^{56}Co dans les hautes couches où l'absorption est moindre. Ces photons gamma représentent aussi un apport considérable d'énergie pour l'enveloppe en expansion. En effet, les photons fournis par la décroissance du ^{56}Co sont absorbés par la matière en expansion qui ré-émet cette énergie en rayonnement de plus grandes longueurs d'ondes. Comme la demi-vie du ^{56}Co est de 77.7 jours, l'apport en énergie s'étale sur plusieurs mois et donne une courbe de décroissance lumineuse en fonction du temps relativement douce (Figure I-IV-2).

D'un autre côté, les résultats des travaux théoriques menés sur les quantités de ^{56}Ni produits au cours de l'explosion (Pinto, 1988; Shigeyama, 1988) ainsi que sur les flux de photons gamma qui s'échappent de l'atmosphère en expansion supposent une explosion symétrique et une atmosphère éjectée peu dense. La masse de ^{56}Ni est cruciale car elle détermine la quantité de ^{56}Co présent dans l'éjecta et donc la pente de la courbe de luminosité. Cette masse permet aussi de calculer l'opacité du milieu en expansion en effectuant la différence entre le flux total émis par le ^{56}Co et le flux effectivement reçu.

Grâce à la proximité de SN 1987A, à " seulement " 170 000 année-lumières, des mesures précises de flux des raies à 847 keV et 1238 keV ont été effectuées. De la courbe de luminosité, Woosley et al. (1987) ont calculé une masse de ^{56}Ni produite par l'explosion égale à 0.075 masse solaire, ce qui suppose une étoile avant explosion de 16 masses solaires. Les observations effectuées dans le domaine des raies gamma nucléaires donnent des flux de 21 ± 10 10^{-4} ph s^{-1} cm^{-2} à 847 (Tueller et al., 1990) et 8.5 ± 2.2 10^{-4} ph s^{-1} cm^{-2} à 1238 keV (Teegarden et al., 1989) 433 jours après l'explosion. Si l'on compare avec le flux que l'on s'attend à recevoir d'une masse de ^{56}Ni de 0.075 masse solaire, l'absorption de l'éjecta est égal à 87% (Teegarden et al., 1989), soit un milieu dense, contrairement aux prédictions des modèles. Elles n'expliquent pas non plus l'absence de décalage vers le bleu ou le rouge de la raie à 1238 keV.

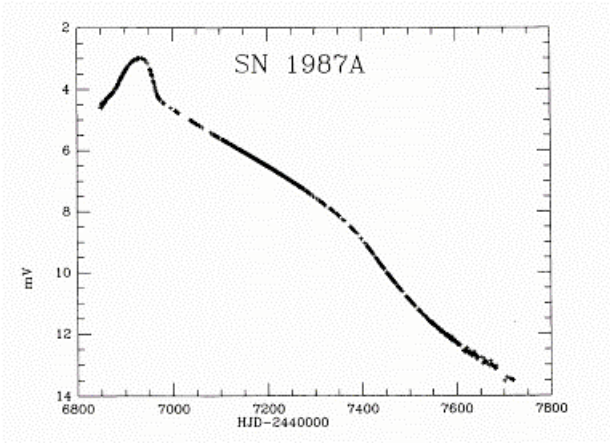


Fig I-IV-2 : Courbe de lumière de la supernova SN 1987A. Ce graphe a été réalisé grâce aux mesures photométriques précises effectuées par l'observatoire de Genève (Burki et al., 1991).

Une raie à 122 keV est visible dans le spectre de la supernova SN1987A. Cette raie correspond aux noyaux de ^{57}Co qui proviennent de la capture d'un neutron par un noyau de

^{56}Ni. Le flux enregistré est d'environ 9 10^{-5} ph s^{-1} cm^{-2} et met là encore les modèles en défaut qui prévoient un flux trois fois moindre (Kurfess et al., 1992). Une solution serait d'imaginer une atmosphère en expansion plus dense et, pour conserver des flux comparables, une quantité de ^{56}Ni produite au moment de l'explosion plus élevée.

Une troisième raie intéressante est celle du ^{44}Ti. Sa courte demi-vie (environ 60 ans[3]) fait qu'une telle raie n'est visible qu'avec de jeunes supernovae (entre 300 ans et 400 ans), comme Cas A. Le télescope COMPTEL à bord de CGRO a observé cette source durant deux périodes en juillet 1992 et février 1993 et a vu la raie du ^{44}Ti pour la première fois. De l'analyse des spectres, il ressort un flux de 7.0 ± 1.7 10^{-5} ph s^{-1} cm^{-2} qui peut être converti en masse de ^{44}Ti produit par la supernova. Iyudin et al. (1994) trouvent une masse de 1.4 ± 0.4 10^{-4} masse solaire à 3.2 ± 0.8 10^{-4} masse solaire, selon le demi-vie du ^{44}Ti utilisée.

Enfin, la présence de la raie du ^{22}Na dans les supernovae a été suggérée par Clayton (1975) comme indicateur prometteur sur les conditions d'explosion d'une supernova. En effet, la quantité de ^{22}Na produite dépend fortement des conditions physiques de départ qui induisent l'explosion de l'étoile (Arnould & Beelen, 1974). Pour une observation dans les premiers mois suivant l'explosion, la relation fournie par Clayton donne une contrainte sur la quantité d'hélium éjectée. Cependant, cette raie n'a encore jamais été observée, ce qui pourrait signifier une faible quantité produite ou bien une température différente de celle proposée par les modèles.

A l'image de l'^{26}Al, le ^{60}Fe a une demi-vie très longue (1.5 10^{6} ans). Ces deux éléments ont donc largement le temps de se répandre dans toute la galaxie et de s'y accumuler. Les raies caractéristiques de ces éléments sont émises depuis toutes les directions de la galaxie (1809 keV pour l'^{26}Al et 1173 keV et 1333 keV pour le ^{60}Fe). Ce rayonnement diffus rend la recherche de son origine plus difficile. L'^{26}Al proviendrait principalement des étoiles O (Knödlseder, 1997). D'un autre côté, les raies du ^{60}Fe n'ont encore jamais été observées. Une raison est que la quantité de fer produite dans les supernovae est 10 fois inférieure à celle de l'aluminium.

IV.3.2. Les supernovae de type Ia

Les supernovae de type Ia constituent l'une des morts d'étoile les plus spectaculaires. Le phénomène a lieu dans un système double et on distingue trois configurations. Dans le premier cas (modèle 1), une naine blanche de C-O (carbone et oxygène) proche de la masse de Chandrasekhar accrète de la matière en provenance d'une étoile compagnon arrivée au terme de sa vie et dont l'enveloppe, composée principalement d'hydrogène, déborde de son lobe de Roche. Lorsque les conditions de température et de pression sont réunies, une explosion thermonucléaire se déclenche, synthétisant de nombreux produits radioactifs émetteurs de photon gamma. Le second cas (modèle 2) diffère du premier en un point. Le système binaire est cette fois composé d'une naine blanche de faible masse (cœur de carbone et oxygène, croûte d'hélium), dont les couches d'hélium et de carbone-oxygène explosent en même temps. Cette double explosion amène un apport d'énergie supplémentaire par rapport au modèle précédent. Dans le troisième cas (modèle 3), le système est constitué de deux naines blanches de faible masse et peu distantes qui perdent du moment cinétique par émission d'ondes gravitationnelles et se rapprochent. L'une des deux finit par remplir

[3]La détermination de la valeur de la demie-vie du ^{44}Ti pose de nombreux problèmes et donne des résultats contradictoires.

complètement son lobe de Roche et déverse de la matière vers son compagnon. Là encore, ce scénario se termine par une explosion thermonucléaire.

Les raies nucléaires constituent un outil intéressant pour étudier ces supernovae car elles proviennent directement des éléments radioactifs synthétisés au cours de l'explosion. Ces photons gamma fournissent une énergie considérable à l'enveloppe de matière en expansion dont le résultat est la courbe de lumière observée. Les différents scénarios énumérés ci-dessus ne produisent pas les mêmes quantités de matériau radioactif et l'enveloppe engendrée affecte différemment le rayonnement selon son épaisseur optique. L'étude détaillée des raies gamma constitue donc un moyen d'analyse puissant pour tester la validité de ces modèles.

Ainsi, l'étude de la largeur à mi-hauteur des raies du spectre permet de distinguer le modèle 2 des deux autres. En effet, la fusion de l'hélium apporte une bouffée d'énergie supplémentaire qui engendre des vitesses plus élevées pour l'enveloppe. En conséquence, les raies observées sont élargies. Ce phénomène est visible dans les deux spectres présentés en figure I-IV-3 et devient particulièrement sensible aux alentours de 830 keV où se situent deux raies proches (810 keV du ^{56}Ni et 847 keV du ^{56}Co). Les modèles numériques prévoient pour la raie située à 480 keV une largeur à mi-hauteur de 26 keV pour les modèles 1 et 3, contre 29 keV pour le modèle supposant une détonation de l'hélium, soit environ 15% de plus. De plus, comme la section efficace de l'effet Compton décroît lentement avec l'énergie et que l'expansion domine, cet élargissement, visible pour toutes les raies, est insensible à l'énergie. On peut obtenir ainsi une moyenne significative de la largeur (6 raies) avec un seul spectre.

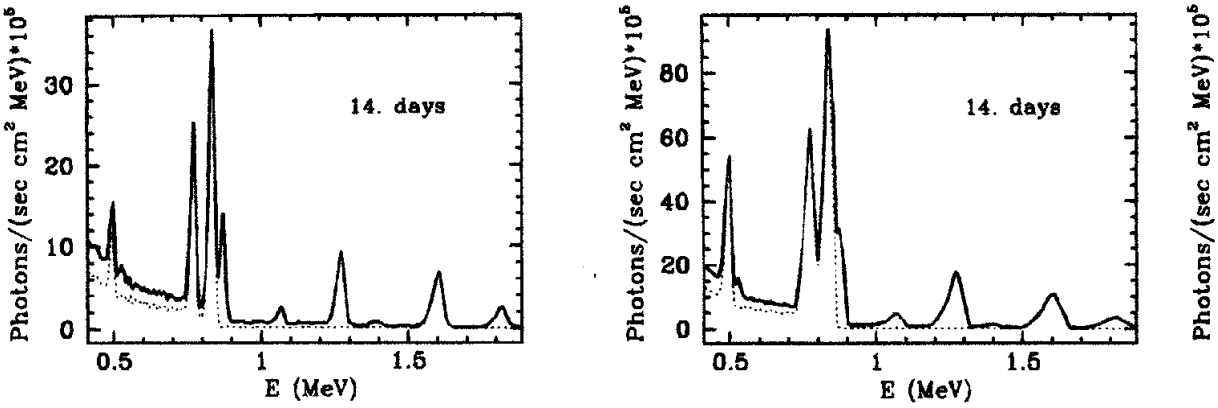


Fig I-IV-3 : Spectre simulé d'une supernova de type Ia pour les modèles 1 et 3 (à gauche) et 2 (à droite) au quatorzième jour. L'élargissement est visible pour toutes les raies. (Höflich et al., 1998).

Une seconde possibilité est l'analyse du flux intégré des raies. Le modèle 2 fournit plus de matière radioactive (explosion de l'hélium), ce qui se traduit par un flux plus élevé dans les premiers jours de l'explosion. Les simulations réalisées par Höflich et al. (1997) montrent que ce modèle peut fournir un flux jusqu'à 2 fois plus élevé que les autres modèles pour la raie à 840 keV du ^{56}Ni.

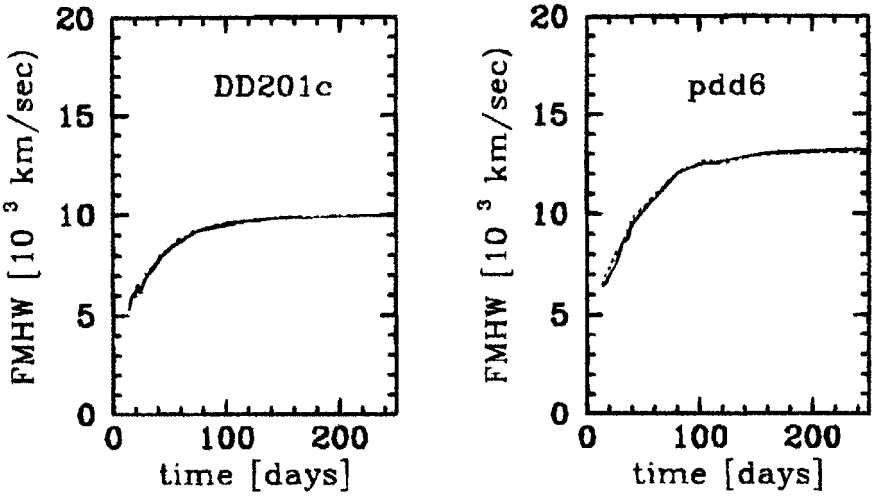


Fig I-IV-4 : Evolution temporelle de la largeur à mi-hauteur des raies à 847 keV et 1238 keV du ^{56}Co.

La discrimination entre les modèles 1 et 3 et plus ardue. L'étude approfondie du décalage vers le bleu des raies ou de leur largeur à mi-hauteur en fonction du temps offrirait une solution. Ainsi, on peut voir à l'aide de la figure I-IV-4 que l'évolution de la largeur des raies diffère entre les modèles 1 (à gauche) et 3 (à droite) au cours des cent premiers jours. Après, les courbes tendent toutes une valeur asymptotique différente, permettant la discrimination sur des durées encore plus longues. Néanmoins, il faut être capable de discerner des vitesses dont la différence est de l'ordre de 1000 km s^{-1}. Pour la raie à 847 keV, cela suppose une résolution en énergie inférieure à 3 keV.

Au delà de la simple compréhension des SN Ia, les astronomes tentent depuis 40 ans de mesurer les variations de l'expansion de l'Univers afin de déterminer sa densité et sa géométrie. Le but est de prédire l'évolution de son expansion, découverte par Edwin Hubble. En 1998, deux groupes de travail ont reportés que l'expansion de l'Univers ne serait pas décroissante mais au contraire accélérée. Cette étude est basée sur des explosions de supernovae à grandes distances. Si ces travaux se trouvent confirmés, les cosmologistes devront ajouter au meilleur modèle d'univers actuel une forme d'énergie du vide qui régit l'expansion (Hogan et al., 1999). La détermination des paramètres de l'expansion de l'Univers bute sur les problèmes observationnels. Il faut trouver des objets visibles à de grands décalage vers le rouge (z) au moins égaux à 1 où les effets cosmologiques sont assez important pour être mesurables. Les galaxies sont exclues en raison de leur évolution, trop rapide pour être utilisées en temps que « chandelles standards ». Les supernovae de type Ia sont aussi visibles à des décalages vers le rouge de l'ordre de 1 grâce à leur luminosité intrinsèque élevée ($M \approx -19$), mais la disparité de leur luminosité (40%, voir par exemple la supernova 1991T, 3 magnitudes plus brillante que la majorité) donnent des barres d'erreurs trop grande pour distinguer les diverses géométrie à $z = 1$.

Récemment, Riess et al. (1995) ont développé une méthode basée sur l'étude du pic de luminosité de la courbe de lumière et de sa pente pour déduire plus précisément la luminosité de la supernova et réduire l'erreur à 15%. Cette méthode empirique est étalonnée à partir des supernovae observées dans l'Univers local. Elle n'est donc pas exempte de l'évolution possible des progéniteurs des SN Ia.

L'énorme luminosité de ces dernières provient d'une nucléosynthèse explosive où de nombreux éléments radioactifs sont produits. Ces éléments émettent des photons gamma et fournissent de l'énergie à l'enveloppe, qui rayonne. Dans le cas des supernovae de type Ia, il s'agit du ^{56}Co et ^{57}Co. La quantité d'énergie apportée à l'enveloppe, et donc, la luminosité de la supernova, dépend de la masse de cobalt synthétisée durant la nucléosynthèse, de l'opacité de l'enveloppe gazeuse soufflée par l'explosion et des mélanges de matériau qui se produisent à l'intérieur de cette enveloppe. En effet, les matériaux présents à la surface apportent moins d'énergie (les photons émis sur 2 stéradians s'échappent directement dans l'espace) que ceux qui se situent à l'intérieur. La compréhension de la nucléosynthèse et des mouvements d'expansion sont par conséquent essentiels pour connaître le mécanisme des SN Ia. En cela, l'étude des raies gamma nucléaires émises par ce type d'objet peut apporter un début de réponse car les photons gamma détectés proviennent des éléments radioactivités récemment élaborés dans la supernova. C'est un outil extrêmement intéressant pour tenter de diminuer de manière plus déterministe les barres d'erreurs dont sont entachées les mesures de luminosité. Ce travail ne peut aboutir qu'avec l'arrivée d'instruments d'observations ayant une sensibilité élevée (10^{-5} à 10^{-6} ph cm^{-2} s^{-1}) pour atteindre les distances extragalactiques. INTEGRAL et la version spatiale de la lentille (quelques 10^{-6} ph cm^{-2} s^{-1}) pourront aider à la compréhension de la géométrie de l'Univers.

IV.3.3. Les novae

Le scénario couramment adopté pour les novae est celui d'un système binaire composé d'une naine blanche et d'une étoile en fin de vie dont l'atmosphère s'étend. Lorsque l'atmosphère de l'étoile dépasse le lobe de Roche, la matière commence à tomber vers l'objet compact. Cette dernière, riche en hydrogène, spirale dans un disque avant d'arriver sur la surface de la naine blanche où l'hydrogène s'accumule. Quand les conditions de température et de pression sont idéales, une très forte explosion thermonucléaire survient. De nombreux éléments sont synthétisés et éjectés dans le milieu interstellaire.

L'aspect qui nous intéresse ici est la production de ^{7}Be lors de l'explosion des novae. En effet, des mesures d'abondances (Lemoine et al., 1993) montrent une surabondance criante de l'élément ^{7}Li par rapport à celle attendue selon le modèle du Big Bang. Après cette explosion primordiale, seuls trois processus peuvent fournir de grandes quantités de ^{7}Be pour expliquer une telle surabondance : les réactions de spallation, mais le taux de formation n'est pas assez élevé pour expliquer en totalité la différence, les étoiles AGB (Asymptotic Giant Branch) et les novae.

La recette pour synthétiser du ^{7}Li est de fabriquer du ^{7}Be dont la demi-vie est de 53.3 jours. Au bout de cette durée, la moitié du ^{7}Be aura subi une décroissance radioactive donnant du ^{7}Li. Cependant, cet élément est très sensible à la température. En moins de 53 jours, le ^{7}Be doit être transporté dans des régions " froides " (moins de quelques millions de degrés) où le ^{7}Li ne risque plus d'être anéanti. C'est pour cette raison que les candidats potentiels aujourd'hui acceptés pour la fabrication de ^{7}Be sont les objets possédant des mouvements de convection, capables de transporter rapidement la matière, comme les AGB et les novae.

Chacun de ces candidats pose problème quant à la détermination de la quantité de ^{7}Be produite et/ou éjectée dans le MIS. Les étoiles AGB souffrent de la méconnaissance de leur population; la détermination de la quantité absolue de ^{7}Be éjecté s'en ressent. Les novae ont elles aussi de solides appuis théoriques (Hernanz et al., 1996), mais la raie produite par la décroissance du ^{7}Be en ^{7}Li (478 keV) n'a jamais été observée. Or, une telle raie apporterait des informations sur la quantité produite de ^{7}Be. Il est par conséquent important de tenter de détecter cette raie dès que possible.

Chapitre II

Vers un nouvel instrument

I. Capter la lumière gamma : les télescopes actuels

I.1. Les détecteurs

A l'intérieur de la matière, le photon gamma peut subir plusieurs interactions selon l'énergie qu'il transporte (Fig II-I-1). Aux faibles énergies, l'effet photoélectrique domine, processus au cours duquel le photon est totalement absorbé par l'atome. Au-delà, l'effet Compton prend le dessus. Là, l'interaction avec la matière dévie le photon selon un angle qui dépend de l'énergie échangée. L'énergie symbolisant la barrière entre ces deux phénomènes dépend du numéro atomique du matériau considéré (<120 keV pour le Ge). Enfin, lorsque l'énergie du photon entrant dans la matière est supérieure à 1.022 MeV (2 x 511 keV, la masse de l'électron au repos), le phénomène de production de paires électron-positron apparaît. Dans ce cas de figure, le positron créé peut s'annihiler avec un électron environnant pour donner deux photons de 511 keV. La figure II-I-1 montre la proportion de ces trois types d'interactions en fonction de l'énergie dans le cas du Ge.

Le principe d'un détecteur gamma est d'utiliser l'énergie cédée par le photon incident dans les interactions photon-matière en la transformant en courant électrique proportionnel à l'énergie déposée. La précision de mesure dépend du nombre d'électrons arrachés aux atomes. Plus l'énergie de liaison des électrons périphériques à l'atome est faible et plus il y aura d'électrons arrachés pour une même quantité d'énergie déposée. Certains détecteurs sont constitués de NaI (iodure de sodium) dont l'énergie de liaison est de 25 eV. Les électrons arrachés aux atomes convertissent l'énergie acquise en photons lumineux (photons de scintillation). Un photomultiplicateur convertit ce signal lumineux en impulsion électrique proportionnelle à l'énergie déposée par le photon incident. Ce système est cependant limité d'une part par les fluctuations statistiques induites par les photomultiplicateurs et d'autre part

par l'énergie de liaison des électrons périphériques relativement élevée (25 eV). La résolution en énergie avoisinait 6%.

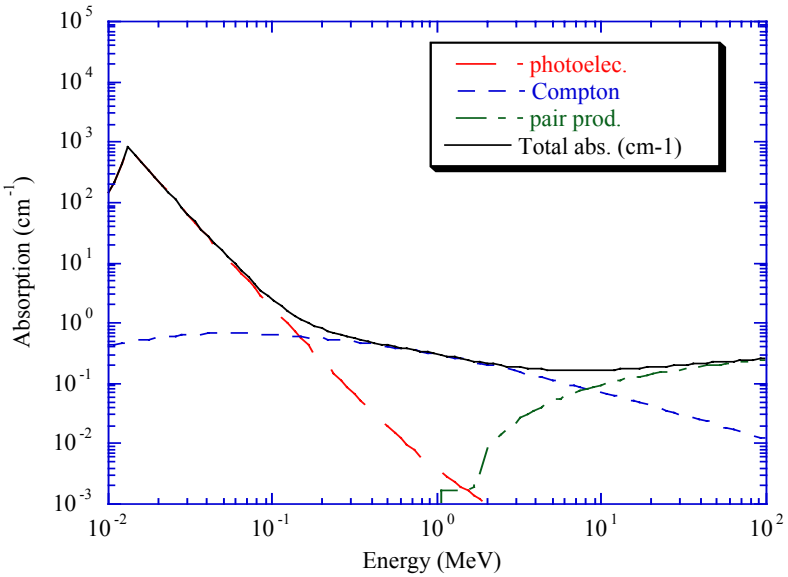


Fig II-I-1 : coefficient d'absorption linéaire du Ge en fonction de l'énergie.

La génération suivante est basée sur l'utilisation du Ge. Le photon incident cède de l'énergie aux électrons du cristal qui génèrent des paires d'électron-trou dans le semi-conducteur. L'énergie nécessaire pour créer une paire est de 3 eV seulement. Le passage d'un photon génère de nombreuses paires, directement collectées grâce au champ électrique (haute tension) appliqué aux bornes du cristal. Le nombre d'électrons collecté est proportionnel à l'énergie déposée par le photon incident. D'un autre côté, le peu d'énergie nécessaire à la création d'une paire implique que beaucoup se forment du fait de la température. Pour obtenir de bonnes performances et réduire cette source de bruit, les détecteurs Ge ont besoin d'être refroidis. En effet, le nombre d'électrons libres dus à la température est proportionnel à $\exp(-E_g/2kT)$ où E_g est l'énergie de création d'une paire (3 eV), k la constante de Boltzmann et T la température du cristal. La diminution du nombre de charges libres à l'intérieur du cristal se fait en refroidissant le détecteur avec de l'azote liquide, ce qui donne une température de 77 K (-196 °C). Avec un bruit thermique et des fluctuations statistiques faibles le Ge est très performant en terme de résolution en énergie ($\Delta E/E \approx 0.2\%$).

I.2. Les télescopes actuels

Les instruments d'observations dédiés aux domaines d'énergie en dessous de quelques keV utilisent des lentilles ou des miroirs. Leurs caractéristiques associées à celles du détecteur définissent entre autres le champ de vue de l'instrument. Dans le domaine des hautes énergies, il est nécessaire d'utiliser d'autres techniques car les photons gamma pénètrent aisément dans la matière et rendent inefficaces les lentilles et les miroirs. La structure du télescope est un collimateur dont le rôle est d'arrêter les flux de photons en provenance d'une direction autre que l'ouverture principale située à la verticale du détecteur. C'est le blindage de l'instrument. Il faut ensuite être capable de déterminer la direction du faisceau incident qui arrive par l'intermédiaire de l'ouverture (signal). Dans le domaine du visible le pixel illuminé détermine

la direction incidente. Dans la gamme d'énergie qui nous intéresse (100 keV à quelques MeV), les détecteurs sont plus gros (quelques centimètres) et ne peuvent pas fournir d'images. Deux types de procédés, associés à deux catégories de télescopes, existent.

Les télescopes à masque codé

Ce type de télescope se compose d'une surface de détection, composée de plusieurs détecteurs (NaI ou Ge), et d'un masque (voir figure II-I-2). Ce dernier présente une alternance d'éléments opaques ou transparents aux rayonnements. La matière utilisée a un numéro atomique élevé en raison de son fort coefficient d'absorption. Ainsi, les photons gamma ne peuvent passer qu'aux endroits sans matière, dessinant une ombre sur les détecteurs. Connaissant la position et la taille des trous du masque ainsi que le taux de comptage dans chaque détecteur, il est possible de remonter à la direction incidente du signal. La taille du masque détermine le champ de vue, alors que la taille des trous définit la résolution angulaire du télescope. Un compromis est à trouver entre la résolution angulaire et le flux (signal) qu'on laisse passer à travers le masque.

Pour éviter de compter les photons gamma qui passeraient entre le masque et le détecteur, un lourd et complexe blindage peut être installé du masque aux détecteurs pour protéger l'ensemble, comme dans le cas de l'instrument SIGMA. Il est composé de plusieurs plaques adjacentes de scintillateur reliées à leur photomultiplicateur. Quand un photon traverse le blindage, le signal de scintillation est amplifié par les photomultiplicateurs puis est détecté par l'électronique. Cette dernière arrête alors l'enregistrement des coups dans le détecteur pour éviter de compter le photon en tant que signal.

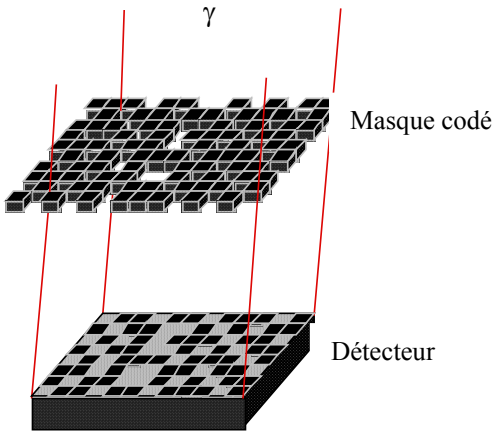


Fig II-I-2 : Schéma de principe du télescope à masque codé.

A titre d'exemple, le tableau II-I-1 donne les caractéristiques de deux télescopes à masque codé (SIGMA et SPI). SIGMA fait partie de la première génération et a été lancé en 1989. SPI, un des instruments du satellite INTEGRAL, doit être placé sur orbite en 2001. La sensibilité de tels télescopes ne peut être obtenue que par un long temps d'exposition, limitant le nombre de sources à observer au cours de la durée de vie du télescope. La différence majeure entre ces deux télescopes est l'amélioration de la résolution en énergie grâce à l'utilisation de détecteurs en Ge dans SPI. L'objectif de cette expérience est la spectroscopie fine des raies.

Les télescopes Compton

Ce genre de télescope utilise l'effet Compton pour rechercher la direction incidente d'un photon détecté. Le photon incident interagit avec une première couche de détection (D_1) trop fine pour l'absorber complètement. Dévié par effet Compton, il parcourt la distance le séparant de la seconde couche (D_2), plus épaisse, où il est absorbé (Fig II-I-3). La conservation de la quantité de mouvement et celle de l'énergie permettent de calculer l'angle de déviation du photon en fonction de l'énergie qu'il laisse à l'électron :

$$\cos(\varphi) = 1 + m_e c^2 \left(\frac{1}{E_{tot}} - \frac{1}{E_2} \right) \qquad \text{(II-1)}$$

E_1 est l'énergie déposée dans la couche D_1 et E_2 celle correspondant à D_2. E_{tot} est égal à $E_1 + E_2$. Grâce à la formule (II-1), on déduit l'angle de déviation par rapport à la direction incidente qui est connue grâce à la position p_1 de l'interaction dans D_1 et la position p_2 de l'absorption dans la couche D_2. La recherche de cette direction dépend de la précision avec laquelle l'énergie est mesurée. En effet, l'erreur commise sur l'angle φ provient de l'erreur de mesure des énergies déposées dans les couches D_1 et D_2. Il en résulte un intervalle de valeurs possibles pour l'angle φ.

De plus, il n'est pas possible de connaître la direction de l'électron Compton. Cette perte d'information empêche de calculer l'azimut (voir la figure II-I-3) de la direction incidente; le calcul permet donc de construire uniquement un cône d'arrivée dessinant sur le ciel une couronne plus ou moins épaisse selon l'intervalle de valeurs possibles de l'angle φ.

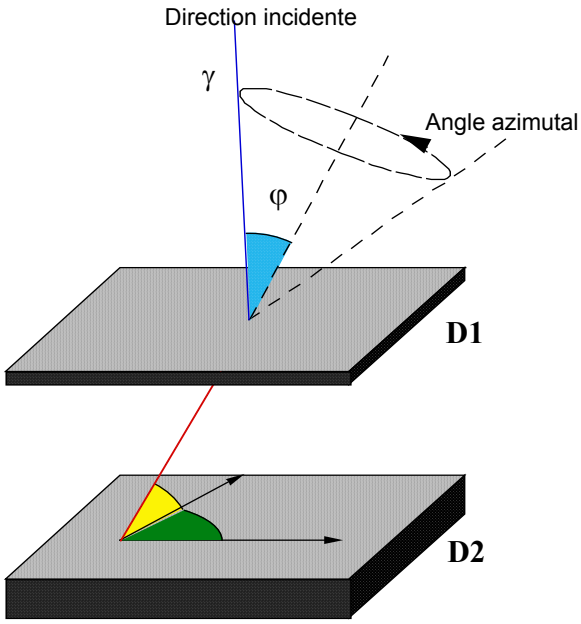


Fig II-I-3 : Schéma de principe du télescope Compton

Rapport signal sur bruit

L'atmosphère étant opaque aux rayonnements gamma, les instruments d'observation doivent être embarqués sous des ballons ou dans des satellites pour s'affranchir de cette barrière. Dans le même temps, l'atmosphère n'est plus là pour protéger les matériaux du télescope du rayonnement cosmique. Ces particules énergétiques (jusqu'à plusieurs dizaines

de GeV) et leurs produits dérivés après interactions avec le blindage (protons, neutrons) irradient les divers éléments de l'instrument (Gehrels, 1985). Cela génère un bruit de fond dans les détecteurs que l'on tente de diminuer à l'aide d'un blindage. En dépit de cette précaution, le bruit de fond reste élevé parce que la surface de collection est égale à la surface de détection (Fig II-I-2 et Fig II-I-3). Le bruit de fond est proportionnel au volume du détecteur, le signal à la surface de collection. Les deux étant liés par construction, le rapport signal sur bruit (S/N) décroît lorsque l'on augmente les surfaces. On tend alors vers une limite où plus gros ne signifie pas plus performant.

Nom de l'instrument	Type de détecteur	Surface de détection (cm^2)	Résolution en énergie à 1 MeV	Champ de vue	Résolution angulaire	Sensibilité à 1 MeV (10^6 secondes)
SIGMA [1]	NaI	2500	58 keV	11.4°x10.5°	0.25°	22 10^{-4}phcm^{-2}s^{-1}
SPI [2]	Ge	19x5.5	2 keV	15° / 32°[*]	≈2° à 1 MeV	5 10^{-6}phcm^{-2}s^{-1}
COMPTEL[3]	D_1=NE213A D_2=NaI(Tl)	14x∅28.2	14 keV	80°x80° (≈ 1 sr)	≈2° à 1 MeV	1.2 10^{-4}phcm^{-2}s^{-1}

[*] SPI utilise un masque codé; le champ de vue peut être totalement codé/partiellement codé
[1] Cordier B. et al., 1993 [2] Jean P., 1996 [3] Schönfelder V. et al., 1993

Tab II-I-1 : Caractéristiques et performances de trois télescopes gamma. COMPTEL est embarqué sur le satellite CGRO et a été lancé en 1991.

Avec des instruments similaires (grand champ de vue), une cartographie du ciel dans le domaine des hautes énergies a pu être établie. Un pas supplémentaire sera franchi quand INTEGRAL sera lancé. Doté de détecteurs en Ge, il est conçu pour faire de la spectroscopie fine (2 keV de résolution en énergie à 1 MeV) contre 58 keV (à 1 MeV) avec les détecteurs NaI. Cependant, les temps d'exposition extrêmement longs nécessaires pour obtenir une sensibilité de l'ordre de 10^{-5} ph cm^{-2} s^{-1} keV^{-1} rend impossible la détection des raies gamma de faible flux suspectées pour certaines raies (comme par exemple la raie à 478 keV des novae). Leur large champ de vue (15°) est donc un plus, mais la résolution angulaire reste moyenne (2°).

II. Capter la lumière : la lentille gamma

La solution que nous allons étudier dans cette thèse est basée sur la diffraction des photons X dans un réseau cristallin. Le principe de base consiste à répartir des cristaux sur des anneaux concentriques et tous inclinés de manière à satisfaire la condition de Bragg. Chaque cristal va être capable de dévier, par diffraction, une partie du faisceau incident vers un seul et même point : le point focal de la lentille.

Cet instrument permet de s'affranchir des limitations que nous venons d'énumérer car il est capable de dévier de manière cohérente les photons gamma. Il devient possible de rendre indépendantes surface de collection et surface de détection.

On peut alors augmenter le signal tout en laissant inchangé le bruit de fond. La lentille actuelle contient 130 cm^2 efficaces de cristaux pour un détecteur de 10 cm^3 seulement! Plus petit, ce détecteur nécessite un blindage moins lourd et moins coûteux. A titre d'exemple, le

futur spectromètre SPI à bord d'INTEGRAL sera équipé de détecteurs volumineux (plusieurs centimètres de diamètre) et nombreux (19). Un tel volume (731.5 cm^3) induit un bruit de fond élevé (Jean, 1997), ce dernier étant proportionnel au volume de détecteurs. La lentille échappe à cette règle puisque son détecteur est une matrice composée de 3x3 détecteurs de 9 cm^3 seulement.

Le champ de vue étroit (1 minute d'arc) associé à une lentille gamma permettra de déterminer avec une précision meilleure qu'actuellement les coordonnées d'une source. Cet aspect est important car une position précise permet d'associer à la source gamma ses possibles contreparties X, visible, infrarouge ou radio.

Une lentille focalisant les photons gamma grâce à la diffraction de Laue a été fabriquée et testée avec succès en 1993 à l'Argonne National Laboratory (Naya, 1995). La réalisation d'un anneau réglable automatiquement a aussi été réalisé. Il s'agissait ensuite de déterminer les propriétés optimales des cristaux équipant la lentille puis de fabriquer une ligne de réglage complète. C'est le travail que j'ai réalisé pendant ma thèse. Il constitue le préalable nécessaire à la préparation d'un vol ballon de la lentille gamma, baptisé CLAIRE, visant à démontrer que la lentille est réellement un instrument d'observation. La suite logique sera de construire un instrument réglable en énergie qui pourra être satellisé.

Le chapitre qui suit (chapitre III) est consacré à l'étude de la diffraction en géométrie de Laue. Le chapitre IV présente la détermination des caractéristiques physiques des cristaux et la méthode de fabrication utilisée. Le travail du réglage de l'instrument est abordé au chapitre V. Dans la dernière partie (Chapitre VI), l'étude et la réalisation des modules de vol est abordée avec le calcul des performances de la lentille pour ce premier vol.

Chapitre III
Notions sur la diffraction

I. Relations de base

I.1. La structure cristalline

La question à laquelle nous devons répondre dans ce chapitre concerne le choix de la matière et des caractéristiques du cristal pour la lentille. Pour bien comprendre l'interdépendance des paramètres physiques qui ont guidé notre choix, un rappel de notions de base de cristallographie est nécessaire.

Un cristal est le résultat de l'agencement régulier d'atomes dans les trois dimensions. On peut se représenter un maillage tridimensionnel où chaque point est occupé par un atome ou un groupe d'atomes. Ces derniers peuvent tous être de même nature ou non. En fonction de leur valence, c'est-à-dire du nombre d'électrons sur la dernière couche électronique, les atomes peuvent se lier à un ou plusieurs atomes dans un cristal covalent. De cette caractéristique dépend la manière dont ils vont se positionner les uns par rapport aux autres. La figure III-I-1 illustre ce phénomène avec deux structures cristallines différentes. Celle de gauche correspond à une structure (on dit aussi maille) cubique centré, les atomes étant au centre et aux sommets du cube. On compte en moyenne 2 atomes par cube car ceux du sommet appartiennent à 8 cubes à la fois, soit 1/8 d'atome par sommet. La seconde structure est celle du diamant. Ici, les atomes ont 4 liens possibles, et les éléments comme le carbone, le silicium ou le germanium (colonne IV du tableau de Mendeleïev) peuvent cristalliser selon cette structure. La figure III-II-3 en montre la projection verticale.

Le cube ou, plus généralement le parallélépipède droit (angles de 90°) n'est pas forcément la maille élémentaire, c'est-à-dire le plus petit motif (cellule) reproduit à l'infini dans le cristal. Il existe en effet sept types de réseau cristallin (voir par exemple Kittel, p10 pour la liste et leurs caractéristiques). Seul le cubique nous intéressera tout au long de cette thèse car, par anticipation sur les résultats, le cristal le plus adapté pour la lentille est le germanium (noté Ge par la suite) de structure diamant (famille cubique). L'étude est par

conséquent restreinte à la structure diamant, c'est-à-dire un cristal dont la maille élémentaire est constituée de deux cubes faces centrées décalés de (0.25; 0.25; 0.25), illustré dans la figure III-I-1. L'arrangement en cube est commode car les axes de la cellule sont perpendiculaires et facilitent les calculs. Ainsi, un des sommets du cube est l'origine (arbitraire, car n'importe quel sommet peut être utilisé) du réseau d'où partent les trois axes perpendiculaires du repère munis de leur vecteur de translation $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ respectivement (noté a, b et c par la suite). Le cristal est alors représenté par une translation de a_1 selon la direction a ,etc. Dans le cas du cube, $a_1 = b_1 = c_1$.

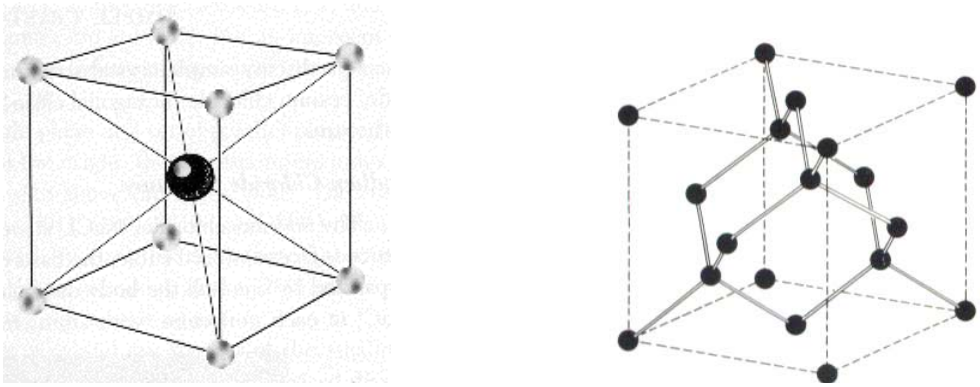


Fig III-I-1 : Schéma de la structure d'un cristal cubique centré (à gauche) et d'une structure diamant (à droite).

Les atomes s'arrangent par plans (plans cristallins) en fonction de l'orientation selon laquelle on regarde le cristal. Deux exemples de famille de plans sont présentés en figure III-I-2. Leur orientation par rapport à la maille est déterminée par les indices de Miller dont nous parlerons plus en détail dans le paragraphe suivant.

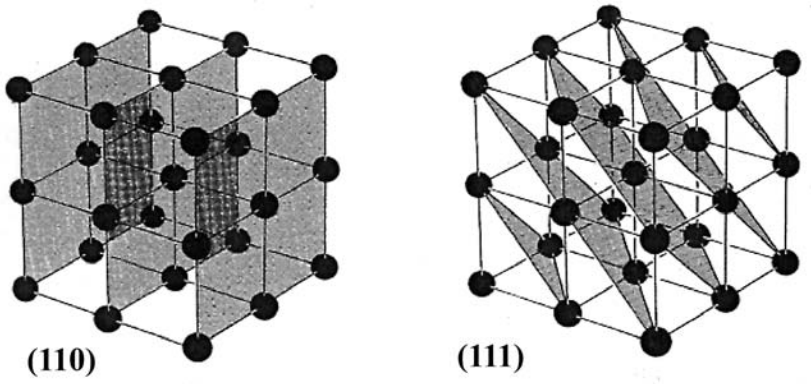


Fig III-I-2 : Schéma des familles de plans cristallins (100) à gauche et (111) à droite

I.2. La loi de Bragg

I.2.1 Equation de Laue - Détermination de la loi de Bragg

Considérons une maille prise à l'intérieur d'un réseau cristallin. Chaque direction indiquée par les trois vecteurs précédents (a, b, c) possède respectivement N_1, N_2 et N_3 points, soit un nombre total de points égal au produit : $N = N_1 * N_2 * N_3$.

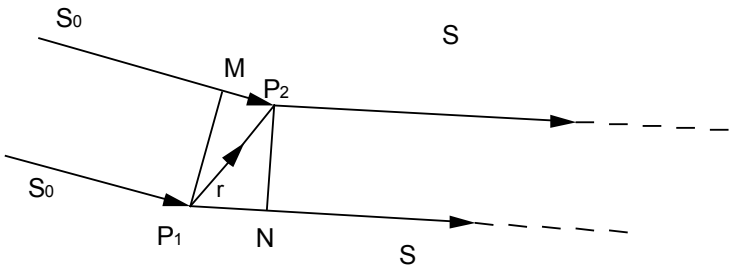


Fig III-I-3 : Vue schématique de la diffusion par deux points.

Le premier pas vers la loi de Bragg est de déterminer la différence de phase entre deux ondes diffusées par deux points du réseau notés P_1 et P_2 (Figure III-I-3). La distance qui les sépare est définie par le vecteur r, la direction de l'onde incidente par le vecteur unitaire s_0 et celle de l'onde diffusée par s. L'hypothèse de départ est de supposer que le point d'observation est très loin comparé à la distance séparant les points P_1 et P_2. De cette manière, la direction des ondes diffusées peut être supposée identique. La différence de chemin D entre les deux ondes est égale à P_1N - P_2M, c'est-à-dire la projection de r sur les directions incidente et diffusée. Nous pouvons donc écrire :

$$D = r.(s - s_0) = r.S \qquad \text{(III-1)}$$

La différence $s-s_0$ correspond à la direction de la normale du plan qui réfléchit la direction s_0 dans la direction s (Figure III-I-4). Ce plan est le plan de réflexion. Nous pouvons écrire :

$$|S| = 2\sin\theta \qquad \text{(III-2)}$$

La différence de phase φ entre les deux ondes diffusées est égale à la différence de chemin multiplié par le vecteur d'onde k, soit :

$$\varphi = k * r.S \quad \text{avec } k = \frac{2\pi}{\lambda} \qquad \text{(III-3)}$$

Si l'onde diffusée depuis l'origine du réseau a pour expression $Ae^{-i\omega t}/R$ au point d'arrivée, R étant la distance séparant l'origine du point d'arrivée, l'onde diffusée par le point distant de r par rapport à l'origine s'exprime par la relation :

$$y = \frac{A}{R} e^{i\omega t - ikr.S} \qquad \text{(III-4)}$$

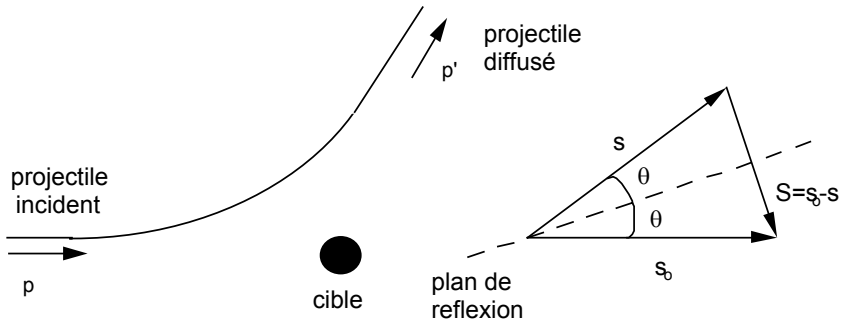


Fig III-I-4 : Trajectoire d'un projectile dont la quantité de mouvement est p avant et p' après la diffusion. A droite, le triangle de diffusion sur lequel sont indiquées les paramètres que nous utilisons.

La résultante due au cristal complet est alors obtenue en sommant la contribution de chaque point du réseau. Dans ce dernier, le vecteur r peut s'exprimer en fonction des vecteurs de translation, soit :

$$r = ua + vb + wc \qquad \text{(III-5)}$$

Dans cette équation, u, v et w sont des entiers dont les valeurs vont de 0 à N_1-1, N_2-1 et N_3-1 respectivement.En remplaçant dans la relation (III-4) r par son expression (III-5) et en sommant sur tous les points du réseau, c'est-à-dire sur toutes les valeurs de u, v et w, nous obtenons :

$$Y = \frac{A}{R} e^{i\omega t} \sum_{u=0}^{u=N_1-1} e^{iku a.S} \sum_{v=0}^{v=N_2-1} e^{ikvb.S} \sum_{w=0}^{w=N_3-1} e^{ikwc.S} \qquad \text{(III-6)}$$

Pour arriver à l'intensité diffusée, il faut multiplier Y par son conjugué (Y est une amplitude d'onde). Cela revient à changer i par son opposé. Les trois facteurs situés à l'intérieur des signes de sommation dans l'équation (III-6) peuvent être considérés comme indépendants. Chacune de ces sommations est une progression géométrique, dont le résultat pour chacune d'elle est du type :

$$\sum_{u=0}^{u=N_1-1} e^{iku a.S} = \frac{1 - e^{ikN_1 a.S}}{1 - e^{ika.S}} = \Sigma \qquad \text{(III-7)}$$

En multipliant Σ par son conjugué Σ*, nous obtenons :

$$|\Sigma|^2 = \frac{1 - \cos(kN_1 S.a)}{1 - \cos(kS.a)} = \frac{\sin^2(N_1 \Psi_1)}{\sin^2 \Psi_1} \qquad \text{(III-8)}$$

Grâce au terme de l'équation (III-8), nous pouvons déterminer complètement l'expression de l'intensité I diffusée au point d'arrivée :

$$I = \frac{|A|^2}{R^2}\frac{\sin^2 N_1\Psi_1}{\sin^2 \Psi_1}\frac{\sin^2 N_2\Psi_2}{\sin^2 \Psi_2}\frac{\sin^2 N_3\Psi_3}{\sin^2 \Psi_3} \qquad \text{(III-9)}$$

$$\text{où} \quad \begin{aligned} \Psi_1 &= \frac{1}{2}kS.a = ka\sin\theta\cos\alpha \\ \Psi_2 &= \frac{1}{2}kS.b = kb\sin\theta\cos\beta \\ \Psi_3 &= \frac{1}{2}kS.c = kc\sin\theta\cos\gamma \end{aligned} \qquad \text{(III-10)}$$

Les quantités α, β et γ sont les angles que fait le vecteur S avec les vecteurs a, b et c respectivement. Chaque fraction en sinus de l'équation (III-9) prend sa valeur maximale, N_1^2, lorsque $\Psi_1 = \pi h$ où h est un entier. La valeur de la fraction passe de N_1^2 à zéro, quand Ψ_1 décroît de πh à $(h \pm 1/N_1)\pi$, d'autant plus rapidement que N_1 est grand. Dans le cas pratique, N_1 est de l'ordre de plusieurs milliers, ce qui remplit pleinement la condition « N_1 grand ». Ainsi, on peut supposer que chaque fraction de l'équation (III-9) n'atteint une valeur appréciable qu'à son maximum. L'équation (III-9) devient :

$$I_{max} = \frac{|A|^2}{R^2}N_1^2N_2^2N_3^2 = \frac{|A|^2}{R^2}N^2, \qquad \text{(III-11)}$$

lorsque les condition suivantes sont réalisées *simultanément* :

$$\begin{aligned} S.a &= 2a\sin\theta\cos\alpha = h\lambda \\ S.b &= 2b\sin\theta\cos\beta = k\lambda \\ S.c &= 2c\sin\theta\cos\gamma = l\lambda \end{aligned} \qquad \text{(III-12)}$$

où h, k et l sont des entiers.

Les termes cos α, cos β et cos γ correspondent aux vecteurs directeurs du vecteur S. Cela est équivalent à dire que l'on connaît la position du plan de reflexion par rapport aux axes du cristal a, b et c. Cette équation montre aussi que les vecteurs directeurs sont proportionnels aux fractions h/a, k/b et l/c respectivement. Comme la famille de plans cristallins (hkl) coupe les axes du cristal à intervalles réguliers égaux à a/h, b/k et c/l respectivement, les vecteurs directeurs de la normale de ces plans sont aussi proportionnels aux mêmes quantités. Il en résulte que la famille de plans (hkl) doit être parallèle au plan réflecteur. De plus, la condition indiquée dans l'équation (III-12) indique qu'il ne peut pas y avoir de faisceau diffracté par le réseau du cristal si les directions incidente et diffusée ne sont pas également inclinées par rapport au plan de réflexion (Figure III-I-5). Ainsi, si d(hkl) correspond à la distance entre deux plans cristallins hkl consécutifs, nous avons la relation :

$$d(hkl) = \frac{a}{h}\cos\alpha = \frac{b}{k}\cos\beta = \frac{c}{l}\cos\gamma \qquad \text{(III-13)}$$

puisque S est la direction normale au plan (hkl). En insérant ces termes dans l'équation (III-12), on obtient :

$$2d(hkl)\sin\theta = \lambda \qquad \text{(III-14)}$$

Cette équation est la relation de Bragg, qui fournit la condition de réflexion pour la diffraction des rayons X par un réseau cristallin. Les entiers h, k et l ne sont pas forcément premiers entre eux. S'ils ont un facteur commun, n, on peut faire passer ce facteur dans le second élément de l'équation. Dans ce cas, les entiers h, k et l sont premiers entre eux et s'appellent les indices de Miller. La valeur de n signifie que la diffraction peut avoir lieu au $n^{ème}$ ordre, mettant en jeu les plans cristallins espacés de d(hkl)/n. La relation de Bragg s'écrit finalement de la manière suivante :

$$2d(hkl)\sin\theta = n\lambda \qquad \text{(III-15)}$$

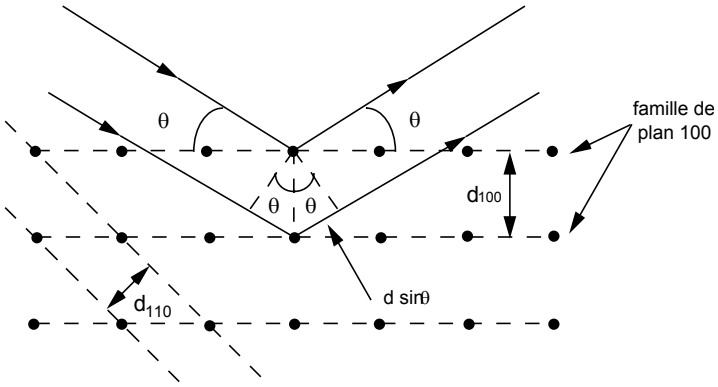


Fig III-I-5 : Illustration de la loi de Bragg. d(hkl) correspond à la distance entre deux plans consécutifs, θ à l'angle d'incidence et de réflexion.

I.2.2. Le réseau réciproque et la condition de Bragg

Si l'on souhaite construire le triangle de diffusion comme indiqué en figure III-I-4, on bute sur le tracé des longueurs car le réseau direct est décrit par les longueurs réelles, alors que le réseau pratique pour représenter la diffusion utilise les longueurs inverses. Ewald, et la construction qu'il a proposé, convertit le réseau direct en réciproque, appelé espace réciproque. La transformation consiste à remplacer chaque vecteur du réseau direct par son réciproque, c'est-à-dire « a* = 1/a ». Diviser par un vecteur n'a pas de sens mathématique et la relation permettant de calculer les vecteurs du réseau réciproque est la suivante :

$$a^* = \frac{1}{a} = \frac{1\cdot(b\times c)}{a\cdot(b\times c)} = \frac{b\times c}{V} \qquad \text{(III-16)}$$

où V correspond au volume de la maille. Les vecteurs b* et c* s'obtiennent par une échange cyclique des vecteurs à l'intérieur de la formule (III-16).

Les conditions pour qu'un faisceau de rayons X soit diffracté par un cristal peuvent être reformulées dans le réseau réciproque. Ce réseau est très utilisé en cristallographie. Les propriétés entre les vecteurs du réseau direct (a, b et c) et réciproque (a*, b* et c*) sont les suivantes :

$a^*.a = b^*.b = c^*.c = 1$ et

$$a^*.b = a^*.c = b^*.c = b^*.a = c^*.a = c^*.b = 0 \quad \text{(III-17)}$$

L'équation (III-17) définit la direction et la norme de a*, b* et c*. Le réseau réciproque a ainsi une orientation précise par rapport au réseau direct.

Les propriétés du réseau réciproque sont au nombre de deux (James, 1950 pour la démonstration) :

- le vecteur r*(hkl) joignant le point origine au point (h, k, l) du réseau réciproque est normal au plan (hkl) du réseau direct.
- la longueur du vecteur r*(hkl) est égale à l'inverse de la distance séparant deux plans cristallins successifs, d(hkl).

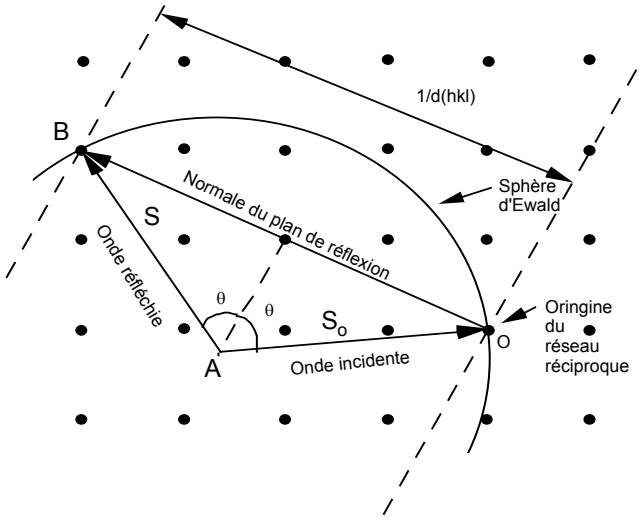


Figure III-I-6 : Construction d'Ewald dans le réseau réciproque.

La relation de Bragg a une signification simple dans un réseau réciproque. Dans la figure (III-I-6), le vecteur S_o a une longueur égale à $1/\lambda$ dans la direction incidente et détermine l'origine du réseau réciproque. La construction d'Ewald stipule de construire un cercle de rayon $1/\lambda$ avec A pour centre. Les directions possibles du faisceau diffracté pour ce faisceau incident sont alors déterminées par les intersections entre la sphère et les points du réseau réciproque. Le point B réalise cette condition et le vecteur S la direction du faisceau diffracté.

La validité de la construction d'Ewald se démontre en remarquant que OB est normal aux plans (hkl) et a une longueur 1/d(hkl). Il est aussi égal à $(2/\lambda) \sin\theta$, où θ est l'angle d'incidence du faisceau par rapport aux plans cristallins. On a donc $(2/\lambda) \sin\theta = 1/\lambda$, c'est-à-dire la relation de Bragg.

Grâce au réseau réciproque, on peut écrire la relation de Bragg dans sa forme vectorielle. En définissant le vecteur d'onde k ($=2\pi/\lambda$), le vecteur G par la relation :

$$G = \frac{2\pi}{\lambda} \qquad \text{(III-18)}$$

et en appliquant le théorème de Pythagore, on obtient la relation suivante :

$$(k+G)^2 = k^2$$

ou encore $2k.G + G^2 = 0$ (III-19)

La relation de Bragg est un outil mathématique commode et très utile pour calculer la direction de diffraction d'un faisceau. Elle ne donne cependant aucune information sur l'intensité diffractée. Le calcul de cette dernière passe par plusieurs étapes. Pour commencer, nous allons voir la diffusion d'une onde par les électrons. Nous calculerons ensuite la puissance diffusée par un atome, puis par une maille pour arriver au calcul de la diffraction à l'intérieur d'un cristal parfait. Ensuite, nous aborderons l'absorption pour aboutir finalement à la diffraction à l'intérieur des cristaux réels.

II. La diffraction des rayons X

II.1. La diffusion par les électrons

Outre les rayonnements électroniques ou de fluorescence liés à l'effet photoélectrique, toute matière touchée par les rayons X émet un rayonnement secondaire dont la longueur d'onde est égale à celle du rayonnement primaire, ou très voisine : ce sont les rayons diffusés. Dans le cas de la diffusion sans changement de longueur d'onde, tous les atomes de la matière forment un ensemble de sources cohérentes, dont les radiations peuvent interférer. La condition a réaliser pour cela est celle fournie par l'équation de Bragg. De plus, le terme en sinus est toujours inférieur à un, ce qui impose des longueurs d'onde petites, telles que : $\lambda<2d(hkl)$. Or, les distances entre les atomes dans les cristaux sont du même ordre de grandeur que la longueur d'onde des rayons X. Grâce à ces conditions favorables, la diffraction est réalisable avec un faisceau de rayons X ou gamma.

Dans le cas d'un électron libre, l'onde apporte de l'énergie à ce dernier[4] qui se transforme en un dipôle oscillant, émetteur d'onde électromagnétique. L'électron diffuse l'onde sur 4π stéradians en redistribuant l'énergie. Les équations qui décrivent ce phénomène vibratoire permettent d'écrire champ électrique et magnétique :

$$\begin{aligned} e^{i\omega_0 t} B_e &= u \times p_e \frac{\omega_0^2}{c^2 R} e^{i\omega_0 t - 2ik.R} \\ e^{i\omega_0 t} E_e &= (u \times p_e) \times u \frac{\omega_0^2}{c^2 R} e^{i\omega_0 t - 2ik.R} \end{aligned} \qquad \text{(III-20)}$$

Dans ces équations, ω_0 représente la pulsation, R la distance entre le point source et le point d'observation, $\vec{u}$ la direction associée, $\vec{p}_e$ le moment électrique, c la vitesse de la

[4]On suppose cependant que la diffusion est élastique et qu'il n'y a pas d'échange d'énergie.

lumière, k le vecteur d'onde. Partant de l'équation du champ électrique, l'intensité diffusée I_e (proportionnelle au module du champ électrique) devient alors :

$$I_e = I_0 \left(\frac{e^2 \sin(\varphi)}{m_e c^2 R} \right)^2 \qquad \text{(III-21)}$$

où I_0 représente l'intensité du faisceau incident, m_e la masse de l'électron et φ l'angle entre la direction du dipôle électrique p_e et u (angle de polarisation).

Si l'onde incidente n'est pas polarisée, la valeur de l'angle φ est indéterminée et le terme en $\sin^2(\varphi)$ doit être remplacé par sa moyenne. Nous pouvons la calculer à l'aide de la figure III-II-1. Dans ce schéma, Y donne la direction du faisceau incident, $\vec{u}$ la direction de diffraction, 2θ l'angle total de déviation et ψ l'azimut du dipôle électrique sur lequel il faut effectuer la moyenne. Grâce aux relations trigonométriques à l'intérieur d'un triangle sphérique, nous pouvons écrire :

$$\cos\varphi = \cos\psi \sin 2\theta \qquad \text{(III-22)}$$

On en déduit alors :

$$\left\langle \sin^2 \varphi \right\rangle = 1 - \sin^2 2\theta \left\langle \cos^2 \psi \right\rangle = \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2} \qquad \text{(III-23)}$$

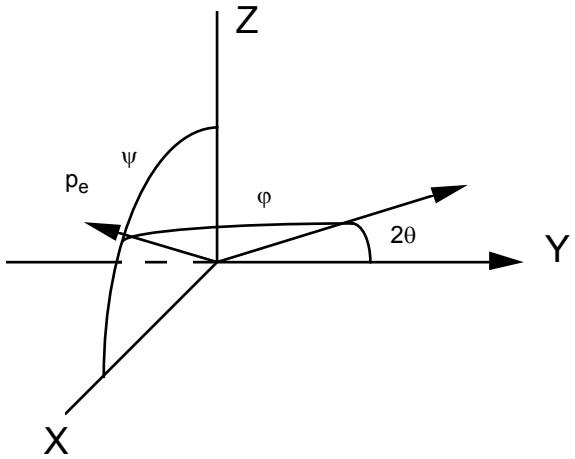


Fig III-II-1 : Schéma de la géométrie de la diffraction. L'angle θ correspond à l'angle que doit avoir le faisceau incident par rapport aux plans cristallins pour être diffracté (Figure III-I-5). L'angle total entre faisceau incident et diffracté vaut par conséquent 2θ.

En remplaçant les termes moyens par leur expression ci-dessus, l'équation finale devient alors :

$$I_e = I_0 \left(\frac{e^2}{mc^2 R} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2(2\theta)}{2} \right) \qquad \text{(III-24)}$$

II.2. Le facteur de forme

Les atomes comportent de nombreux électrons dans leur cortège électronique, mais la puissance diffusée par un atome n'est pas proportionnelle au nombre d'électrons. Les raisons sont que, d'une part, les électrons des couches basses (proches du noyau) subissent l'effet d'écran inhérent à la présence de leurs homologues situés au-dessus et que, d'autre part, les électrons sont liés au noyau, ce qui modifie leurs propriétés par rapport à un électron libre. Le rapport de l'amplitude de l'onde diffractée sur l'onde incidente s'appelle le facteur de forme.

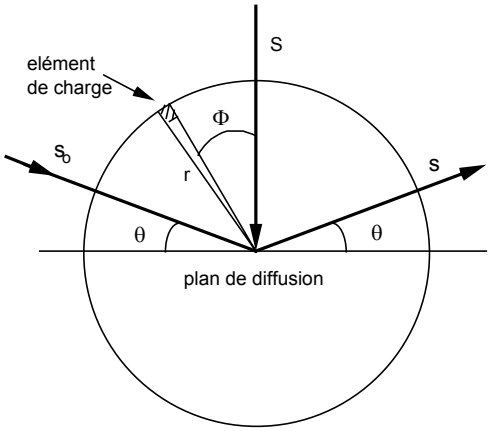


Fig III-II-2 : Principe du calcul du facteur de forme.

Le calcul du facteur de forme se base sur la figure III-II-2. Les coordonnées du schéma ont été choisies pour que les ondes incidente et réfléchie soit inclinées de l'angle de Bragg par rapport à l'horizontale. La différence de phase entre le rayonnement diffusé par un élément de charge situé à la position (r, Φ) et le rayonnement qui serait diffusé par la même charge mais située au centre de l'atome est :

$$\phi = (2\pi/\lambda)(\mathbf{r}\cdot\mathbf{S}) \qquad \text{(III-25)}$$

L'amplitude diffusée par un électron de l'atome rapportée à l'amplitude qui serait diffusée par un électron au centre de l'atome est, par superposition :

$$f = \int \rho(r) e^{i(2\pi/\lambda)(\mathbf{r}\cdot\mathbf{S})} d\tau \qquad \text{(III-26)}$$

où $\rho(r)d\tau$ est la probabilité de trouver un électron dans l'élément de volume $d\tau$ à la distance r du centre de l'atome. Si r fait un angle Φ avec le vecteur S, on obtient :

$$(2\pi/\lambda)(\mathbf{r}\cdot\mathbf{S}) = (4\pi/\lambda)\sin\theta r\cos\Phi = \mu r\cos\Phi \qquad \text{(III-27)}$$

où $\mu = 4\pi\sin\theta/\lambda$. Dans le cas où la densité possède la symmétrie sphérique, l'équation (III-26) devient :

$$f = \int \rho(r) e^{i\mu r\cos\Phi} 2\pi r^2 \sin\Phi \, dr \, d\Phi$$

$$\text{soit, } f = \int_0^{\infty} 4\pi r^2 \rho(r) \frac{\sin \mu r}{\mu r} dr \qquad \text{(III-28)}$$

L'écriture de l'équation (III-28) peut se simplifier en prenant $U(r)=4\pi r^2\rho(r)dr$ comme la probabilité qu'un électron soit entre les rayons r et r+dr, d'où :

$$f = \int_0^{\infty} U(r) \frac{\sin \mu r}{\mu r} dr \qquad \text{(III-29)}$$

f est le facteur de diffusion atomique. Il correspond au rapport de l'amplitude du rayonnement diffusé par la distribution de charge dans l'atome à celle diffusé par un électron. Sa valeur est caractéristique d'un atome, de son état d'ionisation et elle dépend du facteur $\sin(\theta)/\lambda$ où θ est l'angle d'incidence de l'onde par rapport au plan cristallin. Les valeurs numériques sont déterminées soit par calcul, avec la méthode de Hartree et Thomas-Fermi (International tables for the determination of crystal structure, 1935), soit à partir d'abaques. Dans ce dernier cas, le facteur de diffusion atomique se calcule par la relation :

$$f(hkl) = c + \sum_{i=1}^{4} a_i e^{-b_i q^2} \qquad \text{(III-30)}$$

où $q = \sin \theta / \lambda$.

Les abaques fournissent pour chaque élément atomique et quelques états ionisés les neuf valeurs nécessaires au calcul. Le tableau ci-dessous donne quelques valeurs numériques et permet d'apprécier la disparité du facteur de forme existante entre les atomes.

Nom	Numéro atomique	f(111)	f(331)
Silicium	14	10.095	8.168
Cuivre	29	21.814	14.410
Germanium	32	26.345	22.385

Tab III-II-1 : Quelques valeurs numériques de facteur de forme noté f(hkl). Ces valeurs ont été calculées à partir des données tirées de " International Tables for X-Ray Crystallography ", Vol 3.

II.3. Le facteur de structure

Nous avons vu au premier paragraphe que le nombre d'atomes dans la maille élémentaire n'est pas le même pour tous les matériaux. La détermination des intensités relatives des différentes réflexions dépendent aussi de la maille élémentaire, c'est-à-dire du nombre, du type et de la distribution des atomes qui constituent cette maille. Nous allons donc déterminer maintenant l'amplitude de l'onde diffusée dans une direction donnée par la cellule élémentaire. $|F_{hkl}|$ donne pour un plan (hkl) particulier l'amplitude de l'onde réfléchie par une maille divisée par l'amplitude d'une onde qui est diffusée par un électron ponctuel.

La valeur de F_{hkl} est donnée par :

$$F_{hkl} = \sum_i f_i e^{i\Phi_i} = \sum_i f_i e^{i(2\pi/\lambda)(r_i \cdot S)} \qquad \text{(III-31)}$$

où la somme concerne tous les atomes de la maille, Φ_i est la phase de l'onde diffusée par le $i^{ème}$ atome par rapport à l'origine, r_i correspond au vecteur allant de l'origine de la maille au $i^{ème}$ atome et f_i est le facteur de diffusion atomique du $i^{ème}$ atome.

Compte tenu que les vecteurs de translation du réseau direct sont a, b et c, nous pouvons écrire :

$$r_i = u_i a + v_i b + w_i c \qquad \text{(III-32)}$$

En reprenant l'expression de S, on obtient :

$$(r_i \cdot S) = \lambda(hu_i + kv_i + lw_i) \qquad \text{(III-33)}$$

Si on insère l'équation (III-33) dans la relation (III-31), l'expression devient :

$$F(hkl) = \sum_i f_i e^{i2\pi(hu_i + kv_i + lw_i)} \qquad \text{(III-34)}$$

Dans le cas où tous les atomes de la maille sont identiques, la formule (III-34) se réduit à $F(hkl) = f.G_m$, G_m étant le facteur de structure géométrique car sa valeur dépend de la position des atomes, et donc, de la géométrie de la maille. La position des atomes dans une maille diamant est donnée dans le Tableau III-II-2. Elle correspond à deux mailles cubiques faces centrées décalée l'une par rapport à l'autre de 0.25*a (paramètre de maille) dans les trois directions (Fig III-I-1 et III-II-3). Chaque colonne du Tableau III-II-2 donne la position des atomes appartenant à chaque maille cubique. Cela représente 8 atomes par maille diamant.

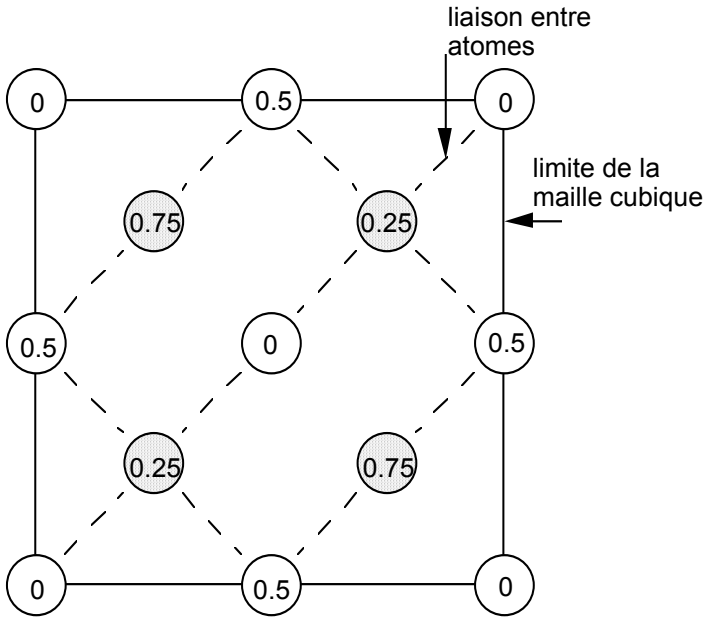


Fig III-II-3 : Vue projetée selon la direction verticale de la maille diamant. Les valeurs indiquées à l'intérieur des cercles sont les cotes (axe Z) des atomes.

	premier cube	second cube
atome origine	(0,0,0)	(0.25,0.25,0.25)
milieu face XZ	(0.5,0,0.5)	(0.75,0.25,0.75)
milieu face YZ	(0,0.5,0.5)	(0.25,0.75,0.75)
milieu face XY	(0.5,0.5,0)	(0.75,0.75,0.25)

Tab III-II-2 : Coordonnées des atomes à l'intérieur d'une structure diamant.

A titre d'exemple, prenons le cas du plan cristallin (111), c'est-à-dire h=1, l=1, h=1, la valeur du facteur de structure est égale à $F_{111}=4f[1+\exp(-3i\pi/2)]$. L'intensité diffusée se calcule par l'intermédiaire du module de F(hkl) et s'obtient en le multipliant par son conjugué, soit :

$$F_{111}^2 = 32f_{111}^2 = 22210$$

II.4. Le facteur de Debye-Waller

Les calculs que nous avons mené jusqu'ici suppose que les atomes sont toujours placés exactement sur un point du réseau direct. En fait, les mouvements thermiques constituent un déplacement permanent de l'atome dont la position moyenne est nulle. Si le vecteur r_i représente la position idéale de chaque atome par rapport à l'origine, la perturbation issue de tout le réseau est :

$$Y = \frac{\Phi_0}{R} e^{i\omega t} \sum_n e^{ikr_n \cdot S} \qquad \text{(III-35)}$$

où la somme est réalisée sur les N points du réseau. L'intensité I se détermine à partir du module et se calcule par la relation :

$$I_0 = \frac{|\Phi_0|}{R^2} \sum_n \sum_m e^{ik(r_n - r_m \cdot S)} \qquad \text{(III-36)}$$

La somme effectuée sur les indices n et m s'effectue sur N points. Prenons maintenant des petits vecteurs de déplacement u_1, u_2, ..., u_n, u_m, ... des points du réseau par rapport à leur position idéale. Les vecteurs r_n et r_m de l'équation (III-36) doivent être remplacé par $r_n + u_n$ et $r_m + u_m$ et l'expression de l'intensité devient :

$$I = \frac{|\Phi_0|}{R^2} \sum_n \sum_m e^{ik(r_n - r_m \cdot S)} e^{ik(u_n - u_m \cdot S)} \qquad \text{(III-37)}$$

Les mouvements thermiques correspondent à une oscillation des atomes autour de leur position d'équilibre. Il est nécessaire de calculer la moyenne de l'équation (III-37) qui représente l'intensité due aux configurations instantanées des points, sur une période longue comparée à celle de vibration des atomes. Le premier facteur sous le signe de somme ne varie pas dans le temps. Nous devons donc calculer la moyenne du second terme. Si p est une valeur quelconque, nous pouvons écrire (James, 1950):

$$< e^{ip} >= e^{\frac{1}{2}<p^2>} \qquad \text{(III-38)}$$

La valeur moyenne de l'équation (III-37) s'écrit donc :

$$\bar{J} = \frac{|\Phi_0|}{R^2} \sum_n \sum_m e^{ik(r_n - r_m \cdot S)} e^{-\frac{1}{2}\bar{p}^2_{n,m}} \qquad \text{(III-39)}$$

où $$p_{n,m} = \frac{4\pi \sin\theta}{\lambda}(u_{nS} - u_{mS}) \qquad \text{(III-40)}$$

u_{nS} et u_{mS} représentent le déplacement de deux atomes n et m parallèlement au vecteur S qui définit le plan de réflexion. D'après l'équation (III-39), c'est la moyenne du terme p^2 qui nous intéresse. Grâce aux produits remarquables, nous obtenons :

$$(u_{nS} - u_{mS})^2 = u_{nS}^2 + u_{mS}^2 + 2u_{nS}u_{mS} \qquad \text{(III-41)}$$

L'hypothèse faite par Debye à ce niveau est que les effets de la température sont équivalents à des mouvements d'oscillations indépendants les uns des autres et que chaque mouvement possède la même quantité d'énergie. Dans ces conditions, nous pouvons écrire :

$$< u_{nS}u_{mS} >= 0 \quad \text{et} \quad < u_{nS}^2 >=< u_{mS}^2 >=< u_S^2 > \qquad \text{(III-42)}$$

où $< u_S^2 >$ correspond à la vitesse moyenne quadratique du déplacement d'un atome dans le réseau cristallin dans la direction parallèle au vecteur S. La double sommation de l'équation (III-39) contient N^2 termes, N étant le nombre total d'atome. Dans N de ces termes, n=m, ce qui implique un terme exponentiel nul. Pour les autres cas, $\frac{1}{2} < p_{n,m}^2 >$ est le même pour tous et vaut 2M avec :

$$M = 8\pi^2 < u_S^2 > \sin^2\theta/\lambda^2 \qquad \text{(III-43)}$$

L'équation (III-39) devient alors :

$$\bar{J} = \frac{|\Phi_0|^2}{R^2}\left\{N + e^{-2M}\sum_n \sum_m e^{ik(r_n - r_m \cdot S)}\right\} \qquad \text{(III-44)}$$

où la double somme exclut les cas n = m. Le second terme de l'équation (III-44) est égal à $e^{-2M}(I_0 - |\Phi_0|^2 N / R^2)$, puisque chacun des N termes manquant dans la double somme sont égaux à l'unité. L'écriture de l'équation se simplifie pour donner :

$$\bar{J} = \frac{|\Phi_0|^2}{R^2} N(1 - e^{-2M}) + I_0 e^{-2M} \qquad \text{(III-45)}$$

Le terme e^{-2M} est le facteur de Debye-Waller. Il indique que l'effet du mouvement thermique est la diminution de l'intensité réfléchie. La quantité M est proportionnelle à

$\sin^2\theta/\lambda^2$, de sorte que la diminution des intensités est d'autant plus importante que les angles de Bragg sont élevés. Enfin, comme I_0 est proportionnel à $\left|\Phi_0\right|^2$, l'influence des mouvements thermiques peut s'exprimer au niveau du facteur de structure, qui donne le rapport entre l'amplitude de l'onde diffusée par la maille et celle diffusée par un électron situé en son centre en multipliant ce facteur de structure par le terme e^{-M}.

Dans le cas du Ge la valeur du facteur est de 0.974 pour les plans (111) et de 0.759 pour les plans (440) à température ambiante.

III. La théorie dynamique

Les calculs menés dans les paragraphes précédents permettent de calculer l'effet d'une maille cristalline sur la diffusion d'une onde en tenant compte de la nature des atomes. Compte tenu de l'arrangement régulier des mailles à l'intérieur d'un cristal parfait, c'est-à-dire un cristal ne comprenant aucun défaut dans sa structure, il est nécessaire de tenir compte des interactions entre l'onde incidente et l'onde diffusée. Ces dernières peuvent interférer et l'onde diffusée peut être rediffusée dans la direction incidente. De plus, d'autres paramètres physiques, comme l'absorption et l'indice de réfraction, doivent aussi être pris en compte lorsque l'on considère le cristal entier.

III.1. Les équations fondamentale de la théorie dynamique

La propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu matériel est décrit par les équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla}\times\left[\vec{\nabla}\times(1-\chi).\vec{D}\right]=-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{D}}{\partial t^2} \qquad \text{(III-46)}$$

où χ représente la suceptibilité électrique et donc l'expression est (Zachariasen, 1945) :

$$\chi=-\frac{r_e\lambda^2\rho_e}{\pi} \qquad \text{(III-47)}$$

Dans cette équation, r_e est le rayon classique de l'électron, λ la longueur d'onde et ρ_e la densité électronique moyenne.

Nous avons vu précédemment qu'il n'y a diffusion dans un cristal parfait que lorsque l'équation vectorielle de Laue est pleinement ou quasiment satisfaite. Les ondes incidente et diffractées à l'intérieur du cristal peuvent alors être représentées par l'expression :

$$\begin{aligned}&\vec{D}=\sum_H D_H e^{i\omega_o t-i2\pi\beta_H}\\&\beta_H=\beta_0+B_H\end{aligned} \qquad \text{(III-48)}$$

D_H est l'amplitude d'une onde, β_0 est le vecteur d'onde incident, β_H celui de l'onde diffracté et B_H le vecteur du réseau réciproque normal au plan de réflexion. Le terme H représente ici l'ensemble des indices de Miller h, k et l.

Pour trouver les amplitudes D_H qui ont une valeur non négligeable, il est utile d'utiliser les constructions dans le réseau réciproque. Ainsi, tous les vecteurs B_H dont

l'extrémité est loin de la surface de la sphère de réflexion donnent une valeur de D_H nulle. On suppose ici que les autres ondes sont négligeables (Zachariasen, 1945). L'équation (III-48) représente alors un système d'équation double. En incorporant la solution (III-48) dans l'équation (III-46) et après quelques transformations mathématiques, nous obtenons l'équation fondamentale de la théorie dynamique :

$$\sum_L \left\{ \chi_{H-L}(k_H \cdot D_L)k_H - \chi_{H-L}k_H^2 D_L \right\} = (k_0^{02} - k_H^2)D_H \qquad \text{(III-49)}$$

Cette équation est valable pour les ondes matérielles (électron, neutron). Elle contient une équation pour chaque plan cristallin du cristal. Cependant, le cas usuel correspond à une onde incidente dont l'angle d'incidence est égale à l'angle de Bragg, de telle manière qu'un seul vecteur β_H vérifie l'équation de Laue. Les valeurs possibles pour l'indice L de l'équation (III-49) sont L=H et L=0 pour l'onde diffracté et incidente respectivement. Le système d'équation devient :

$$\begin{aligned} \chi_{\overline{H}}(\beta_0 \cdot D_H)\beta_0 - \chi_{\overline{H}}\beta_0^2 D_H &= \left[k_0^2 - \beta_0^2(1-\chi_0)\right]D_0 \\ \chi_H(\beta_H \cdot D_0)\beta_H - \chi_H\beta_H^2 D_0 &= \left[k_0^2 - \beta_H^2(1-\chi_0)\right]D_H \end{aligned} \qquad \text{(III-50)}$$

où $\overline{H} \equiv -H$. Les indices de réfraction de l'onde incidente et diffractée peuvent s'exprimer par $1 + \delta_0$ et $1 + \delta_H$ respectivement. En remplaçant les vecteurs d'ondes β_0 et β_H par leur expression dépendant des vecteurs d'ondes dans le vide : $\beta_0^2 = k_0^2(1+2\delta_0)$ et $\beta_H^2(1+2\delta_H)$, le système d'équation devient :

$$\begin{aligned} (2\delta_0 - \chi_0)D_0 - \chi_{\overline{H}}D_H \sin\psi &= 0 \\ -\chi_H D_0 \sin\psi + (2\delta_H - \chi_0)D_H &= 0 \end{aligned} \qquad \text{(III-51)}$$

où ψ correspond à l'angle que fait l'onde incidente avec le vecteur β_H. Ces équations homogènes et linéaires ont une solution lorsque le déterminant s'annule, c'est-à-dire quand :

$$(2\delta_0 - \chi_0)(2\delta_H - \chi_0) = \chi_H\chi_{\overline{H}}\sin^2\psi \qquad \text{(III-52)}$$

donnant comme solution :

$$x = \frac{D_H}{D_0} = \frac{2\delta_0 - \chi_0}{\chi_{\overline{H}}\sin\psi} \qquad \text{(III-53)}$$

où x est le rapport de l'onde diffractée sur l'onde incidente.

III.2. Solution générale

Dans le paragraphe précédent, nous avons trouvé une expression générale d'une onde interne dans un cristal en tenant compte de la transition de l'onde à travers la frontière entre les deux milieux (extérieur et intérieur au cristal), l'indice de réfraction. Cette transition est décrite par les lois de Snells qui stipulent que la composante parallèle de l'onde se conserve. Deux cas se présentent, selon la face que traverse l'onde diffractée (Figure III-III-1).

La quantité b, égale au rapport des cosinus directeurs de l'onde incidente sur l'onde diffractée, permet de distinguer les deux cas. Dans le cas de Bragg, b = sin θ_B et a une valeur négative car l'onde diffractée traverse la même face du cristal que l'onde incidente. Pour le cas de Laue, b est positif et vaut cos θ_B. Nous écrirons dans la suite b = γ_0/γ_H où γ_0 et γ_H représentent les cosinus directeurs de l'onde incidente et diffractée respectivement. Un cas particulier apparaît lorsque les cosinus directeurs sont égaux en norme. C'est le cas symmétrique, où le plans cristallins impliqués dans la diffraction sont parallèles aux face du cristal. Nous avons dans ces conditions b=-1 pour le cas de Bragg et b=1 pour le cas de Laue. Nous supposerons pour la suite que nous sommes toujours dans ce dernier cas.

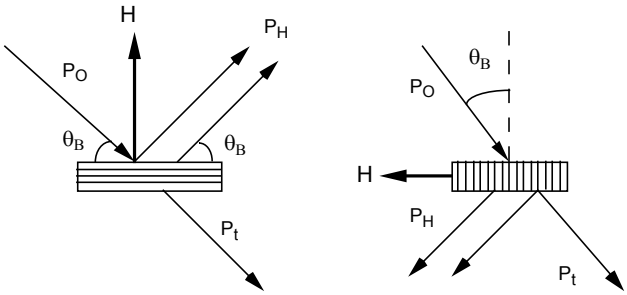


Fig III-III-1 : Configuration des faisceaux incident et diffracté dans le cas de Bragg (à gauche) et Laue (à droite).

III.2.1. La reflectivité

Les calculs menés dans la théorie dynamique conduisent aux intensités diffractés par un cristal parfait. Si la réflectivité r(ω) est le rapport des intensités incidente et diffractée, nous avons les relations :

$$r(\omega) = \frac{I_H}{I_0} = \left| \frac{x_1 x_2 (c_1 - c_2)}{c_2 x_2 - c_1 x_1} \right|^2 \qquad \text{(III-54)}$$

$$r(\omega) = \frac{I_H}{I_0} = \left| \frac{x_1 x_2 (c_1 - c_2)}{x_2 - x_1} \right|^2 \qquad \text{(III-55)}$$

pour le cas de Bragg et de Laue respectivement. Les termes utilisés dans les équations (III-54) et (III-55) ont pour expression :

$$c_1 = \exp(-2\pi i \frac{k^0 \delta_0^{'}}{\gamma_0} t) \text{ et } c_2 = \exp(-2\pi i \frac{k^0 \delta_0^{''}}{\gamma_0} t) \qquad \text{(III-56)}$$

où $$\left.\begin{matrix} \delta_0^{'} \\ \delta_0^{''} \end{matrix}\right\} = \frac{1}{2}\left(\chi_0 - z \pm \sqrt{q + z^2}\right) \qquad \text{(III-57)}$$

$$\text{et} \qquad \left.\frac{x_1}{x_2}\right\} = \frac{-z \pm \sqrt{q+z^2}}{\chi_{\overline{H}}} \qquad \text{(III-58)}$$

$$\text{avec} \quad z = \frac{1-b}{2}\chi_0 + b\sin 2\theta_B \;\text{ et }\; q = b\chi_H\chi_{\overline{H}} \qquad \text{(III-59)}$$

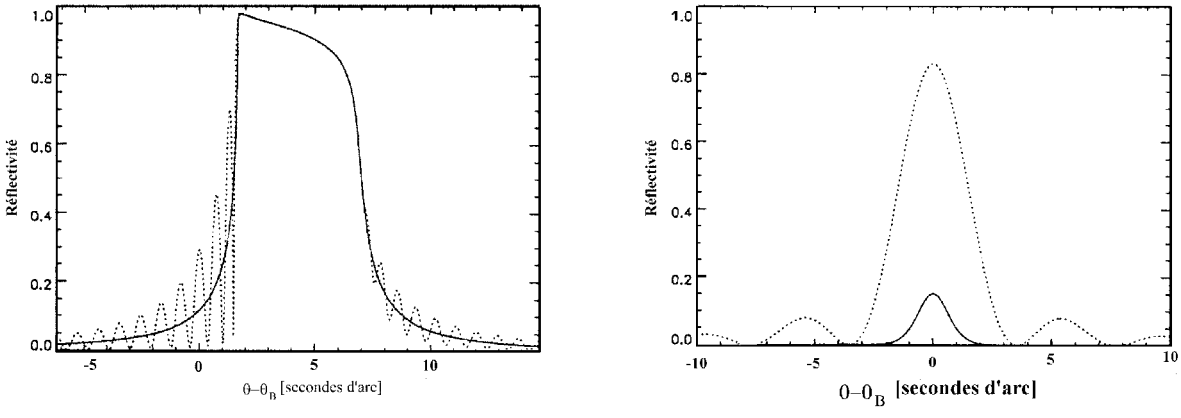


Fig III-III-2 : Réflectivité en fonction de l'angle d'incidente pour le cas de Bragg (gauche) et Laue (droite). Plusieurs cas sont proposés selon l'épaisseur considérée.

La figure III-III-2 donne la courbe de réflectivité en fonction de l'angle d'incidence pour les cas de Bragg et de Laue. L'asymmétrie dans la courbe de gauche est due à l'absorption.

III.2.2. La largeur de Darwin

Pour commencer, nous devons introduire la quantité A qui permet de définir si un cristal est épais ou non pour un faisceau incident. L'expression de A est (Zachariasen, 1945) :

$$A = \frac{r_e\lambda\left|F_H\right|e^{-M}Kt_0}{V\sqrt{\gamma_0\gamma_H}} \qquad \text{(III-60)}$$

où r_e est le rayon classique de l'électron, F_H la facteur de structure, e^{-M} le facteur de Debye-Waller, K la polarisation de l'onde, t_0 l'épaisseur, V le volume de la maille.

Le cristal est dit épais quand A>>1. Cette quantité permet de définir la longueur d'extinction, t_e, qui représente la profondeur de pénétration d'un faisceau incident perpendiculaire à la face du cristal épais parfait (voir par exemple Batterman et Cole, 1964) :

$$t_e = \frac{2V\sqrt{\gamma_0\gamma_e}}{\pi K r_e\lambda\left|F_H\right|e^{-M}} \qquad \text{(III-61)}$$

La longueur d'extinction est égale à t_0 à $\pi/2$ près lorsque A = 1 dans l'équation (III-60). Cette longueur est considérée comme étant l'épaisseur minimale du cristal pour que les effets de la théorie dynamique ne soit plus négligeables.

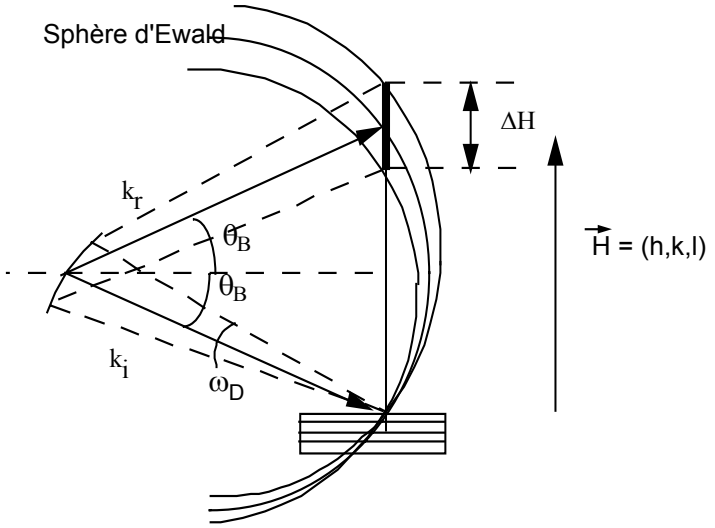


Fig III-III-3 : Schéma dans le réseau réciproque de la largeur de Darwin pour un faisceau monochromatique dans la géométrie de Bragg. $\Delta\tau$ représente l'incertitude sur la longueur du vecteur réciproque τ du à la profondeur de pénétration finie du faisceau dans le cristal.

La figure III-III-3 illustre la largeur de Darwin. Le réseau réciproque est la transformée de Fourier du réseau direct. Ainsi, lorsque ce dernier est infini, le réseau réciproque qui lui est associé est un réseau de point ponctuels. Or, l'équation (III-61) indique qu'un faisceau monochromatique a une longueur d'extinction finie qui dépend notamment du matériau et de l'énergie du faisceau incident. La partie du cristal qui participe à la diffraction est finie, donnant des tâches dans le réseau réciproque au lieu de points. Le vecteur d'onde du faisceau réfléchi a alors un intervalle de valeurs possibles. La largeur de Darwin est égale à (Zachariasen ,1945) :

$$\omega_D = \left(\frac{\Delta H}{H}\right)\tan\theta_B \qquad \text{(III-62)}$$

avec $$\left(\frac{\Delta H}{H}\right) = \frac{4r_e}{\pi V} d^2 K F_H e^{-M} \qquad \text{(III-63)}$$

où V correspond au volume de la maille, r_e au rayon classique de l'électron, K le terme de polarisation, F_H au facteur de structure et d la distance entre deux plans cristallins successifs.

III.2.3. La réflectivité intégrée

Le calcul de la réflectivité a été réalisé pour un faisceau incident monochromatique et non divergent. Pour un faisceau d'une certaine largeur (angulaire ou en énergie), la puissance diffractée s'obtient en intégrant la réflectivité sur l'intervalle couvert.

Cas de la diffraction en géométrie de Bragg

La réflectivité intégrée est égale à (Zachariasen ,1945) :

$$R_H = \pi \tanh A \qquad \text{(III-64)}$$

où A est défini en (III-60).

Le comportement de la réflectivité intégrée est représentée en figure III-III-4. Quand A>>1, c'est-à-dire lorsque le cristal est épais, tanh A ≈ 1, alors que pour les cristaux fins, tanh A ≈ A. D'où les simplifications suivantes :

$$R_H = \begin{cases} \pi A \text{ pour } A < 0.4 \\ \pi \text{ pour } A > 1.8 \end{cases} \qquad \text{(III-65)}$$

avec une précision de 5%. La courbe augmente d'abord pour les petites valeurs de A (proportionnellement à A) et reste constante pour des valeurs plus élevées. La première partie de la courbe représente la zone où l'extinction est négligeable.

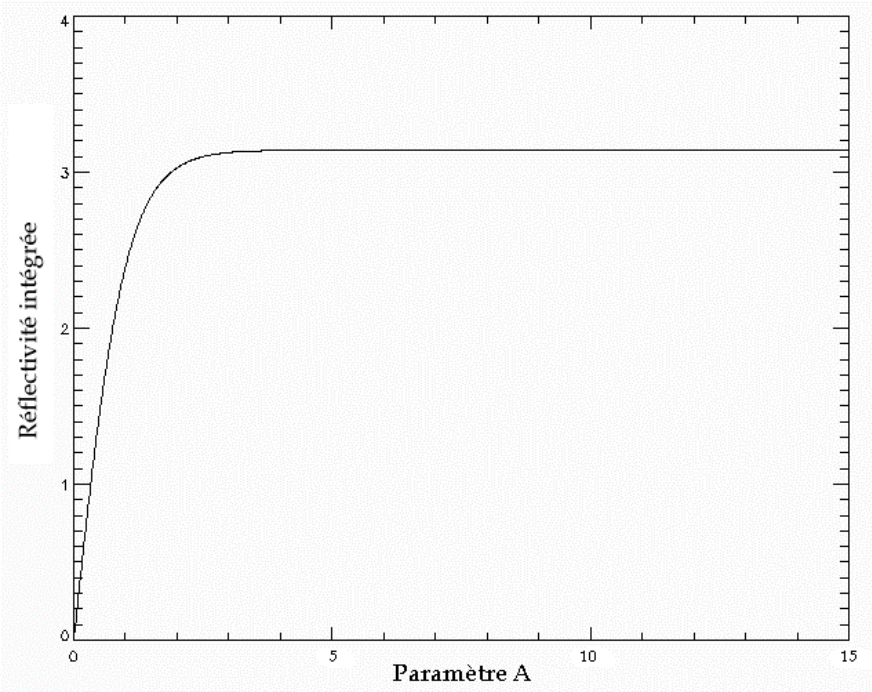


Fig III-III-4 : Courbe représentant la réflectivité intégrée dans la géométrie de Bragg en fonction du paramètre A.

Cas de la diffraction en géométrie de Laue

Dans cette configuration, la réflectivité intégrée est égale à :

$$R_H = \frac{\pi}{2}\int_0^{2A} J_0(\rho)d\rho = \pi\sum_{n=0}^{n=\infty} J_{2n+1}(2A) \qquad \text{(III-66)}$$

où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre zéro dont l'expression est :

$$J_0(\rho) = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi/2} \cos(\rho \sin\varphi) d\varphi \qquad \text{(III-67)}$$

Ici encore, nous pouvons étudier les deux cas extrêmes sur les valeurs de A, soit :

$$R = \begin{cases} \pi A \text{ pour } A < 0.4 \\ \dfrac{\pi}{2} \text{ pour } A > 1.8 \end{cases} \qquad \text{(III-68)}$$

La courbe de la réflectivité intégrée dans la géométrie de Laue (figure III-III-5) augmente d'abord, lorsque le cristal est fin puis oscille avec l'épaisseur du cristal. Ce phénomène est connu sous le nom de Pendellösung. Il s'agit de la superposition à l'intérieur du cristal d'ondes dont la longueur d'onde est quasiment identique menant à un battement de longueur d'onde :

$$\Lambda = \frac{1}{\Delta\lambda} = \frac{\pi V \sqrt{\gamma_0 \gamma_H}}{r_e \lambda |F_H| K} \qquad \text{(III-69)}$$

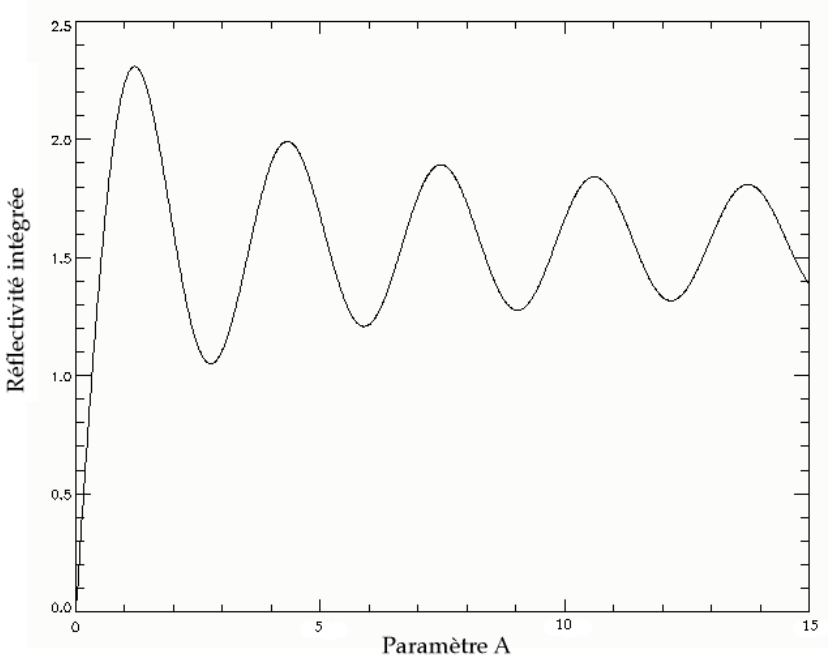


Fig III-III-5 : Courbe représentant la réflectivité intégrée dans la géométrie de Laue en fonction du paramètre A.

Un regard attentif sur les figures III-III-4 et III-III-5 montre que les courbes de la réflectivité intégrée dans la géométrie de Bragg et de Laue augmentent d'abord linéairement. Cette première partie de la courbe concerne les cristaux minces. Au delà, la puissance diffractée n'est plus proportionnelle au volume du cristal à cause de l'extinction primaire. En effet, si l'épaisseur T_0 du cristal est supérieure à t_e, la zone cristalline située après t_e va agir

comme un absorbeur uniquement. Le cristal est plus épais que la longueur d'extinction ($t_0 > t_e$). En fonction de la zone où l'on travaille, on utilisera plutôt la théorie dynamique (cristal épais) ou la théorie cinématique (cristal fin). Nous avons vu que la première tient compte du couplage entre l'onde incidente et réfléchie à l'intérieur du cristal. L'effet Pendellösung en est une conséquence directe. A l'inverse, la théorie cinématique suppose que les cristaux sont suffisamment petit ($t_0 < t_e$) pour que ces effets n'apparaissent pas. Le calcul de la réflectivité se simplifie grandement, comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

IV. La théorie cinématique

IV.1. Formules générales

Partant de l'équation (III-9), nous savons que l'intensité réfléchie est négligeable, excepté lorsque l'équation de Laue est totalement ou quasiment respectée. Si Δ représente le vecteur du réseau réciproque pour lequel la diffraction n'est pas nulle, on a :

$$\Delta = p_1 a^* + p_2 b^* + p_3 c^* \qquad \text{(III-70)}$$

Nous pouvons maintenant exprimer le rapport d'intensité diffractée sur incidente à l'intérieur d'un petit cristal parfait qui s'écrit (Zachariasen, 1945) :

$$\frac{I_H}{I_0} = \left|F_H\right|^2 \prod_i \frac{\sin^2 \frac{1}{2} N_i p_i}{\sin^2 \frac{1}{2} p_i} \qquad \text{(III-71)}$$

L'intégration de l'équation précédente donne la réflectivité intégrée :

$$R_H = Q \frac{t_0}{\sqrt{\gamma_0 \gamma_H}} \qquad \text{(III-72)}$$

où le terme Q est défini par l'expression :

$$Q = \left(\frac{r_e K F_H e^{-M}}{V} \right)^2 \frac{\lambda^3}{\sin 2\theta_B} \qquad \text{(III-72)}$$

IV.2. Le modèle de Darwin

Les mesures de diffraction sur les cristaux ont montrées depuis longtemps que la plupart des cristaux ne sont pas parfaits. Les intensités diffractées peuvent être dix fois supérieures aux prédictions et montrent un pic de diffraction large de plusieurs degrés, contre quelques secondes d'arc attendus pour un cristal parfait. Afin de décrire mathématiquement ces effets, Darwin (1914) a modélisé le cristal réel par un cristal mosaïque. Ce dernier se compose d'un assemblage de cristaux parfaits, les cristallites, désorientées les unes par rapport aux autres. Les hypothèses de ce modèle sont les suivantes :

- les imperfections du cristal sont supposées se situer aux frontières des cristallites, de telle manière que les faisceaux diffractés par les cristallites n'interfèrent pas les uns avec les autres.

- l'orientation des cristallites suit une certaine distribution, W(ω), qui décrit la courbe de réflectivité observée expérimentalement; elle est souvent supposée être une gaussienne dans les calculs. Dans ce cas, la mosaïcité du cristal est égale à la largeur à mi-hauteur.
- la taille des cristallites, t_0, est petite par rapport à la taille du cristal T_0. Généralement, t_0 est de l'ordre d'une dizaine de micromètres.
- l'absorption à l'intérieur des cristallites est supposée faible. Cette condition est d'autant mieux respectée que les cristallites sont petites et que le faisceau incident est d'énergie élevé.
- l'indice de réfraction est négligé.

A partir de ce modèle, Darwin a formulé les équations donnant la variation de la puissance incidente et diffractée avec l'épaisseur de cristal traversé. La puissance perdue par l'un des faisceaux est gagnée par l'autre, ce qui est exprimé par les termes croisés σP_0 et σP_H. Les deux faisceaux subissent l'effet de l'absorption au passage de chaque couche de cristal d'épaisseur dT, d'où :

$$\begin{aligned} dP_0 &= -\mu P_0 \frac{dT}{\cos\theta_B} - \sigma P_0 dT + \sigma P_H dT \\ dP_H &= -\mu P_H \frac{dT}{\cos\theta_B} - \sigma P_H dT + \sigma P_0 dT \end{aligned} \qquad \text{(III-74)}$$

$P_0(T)$ et $P_H(T)$ représentent la puissance du faisceau incident et diffracté respectivement à la profondeur T depuis la surface illuminée, σ le pouvoir réflecteur d'une couche d'épaisseur dT et μ le coefficient d'absorption linéaire. Les valeurs caractéristiques de ce terme sont donnés au paragraphe suivant pour le Ge. La résolution de ces équations donne le résultat :

$$\sigma(\omega) = W(\omega)\frac{Q}{\gamma_0} \qquad \text{(III-75)}$$

et, dans le cas de Laue symmétrique ($\gamma_0 = \gamma_H$)

$$r(\omega) = \frac{P_H(T_0)}{P_0} = \sinh[\sigma(\omega)T_0]e^{-[\mu/\gamma_0+\sigma(\omega)]T_0} \qquad \text{(III-76)}$$

Soit, sous une forme plus usuelle :

$$r(\omega) = \frac{1}{2}(1-e^{-2\sigma(\omega)T_0})e^{-\mu T_0/\gamma_0} \qquad \text{(III-77)}$$

La réflectivité intégrée s'obtient par la relation :

$$R_H = \int_{-\infty}^{+\infty} r(\omega)d\omega \qquad \text{(III-78)}$$

Un exemple de courbe de réflectivité est donné dans la figure III-IV-1. On constate qu'il existe une épaisseur optimale correspondant à un matériau et une énergie. Nous

utiliserons cette propriété pour déterminer l'épaisseur des cristaux de la lentille. La réflectivité intégrée est donné par la relation :

$$R_H = Q\frac{T_0}{\gamma_0}e^{-\mu T_0/\gamma_0}e^{-gQT_0/\gamma_0} \qquad \text{(III-79)}$$

où le second terme en exponentielle est le coefficient d'extinction secondaire. Le terme g s'exprime par la relation :

$$g = \frac{1}{2\sqrt{\pi\eta}} \qquad \text{(III-80)}$$

avec η la mosaïcité du cristal considéré.

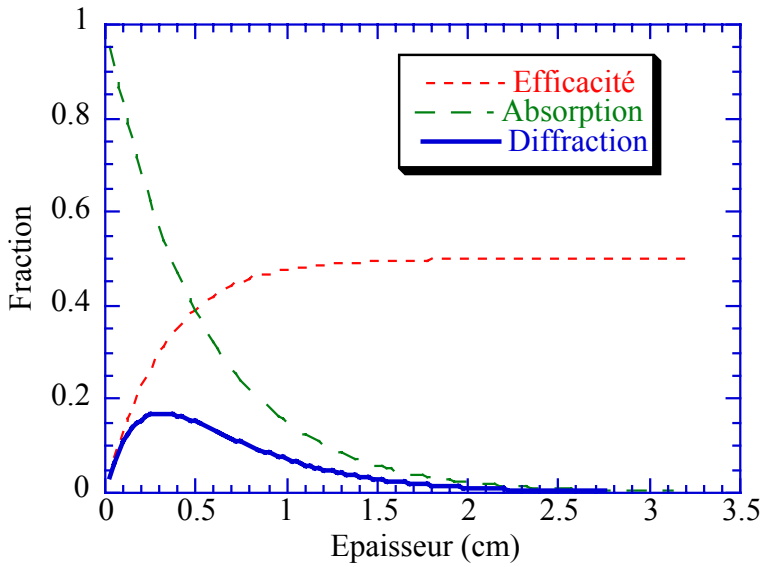


Fig III-IV-1 : Réflectivité pour un cristal de mosaïcité égale à 130 secondes d'arc. La valeur de la mosaïcité est plus élevée comparée à celles utilisées dans le cas de la lentille afin de bien séparer les diverses courbes au niveau du maximum de réflectivité.

La figure III-IV-1 illustre la formule (III-77). La courbe nommée « Diffraction » donne la fraction du flux incident diffracté dans le cas d'une absorption nulle. Cette proportion tend vers une valeur limite de 50%. La courbe nommée « Absorption » montre la fraction transmise d'un faisceau incident au fur et à mesure qu'il pénètre dans le cristal. Le résultat de ces deux phénomènes antagonistes donne la courbe nommée « Réflectivité » et montre son évolution en fonction de l'épaisseur. Cette courbe passe par un maximum d'efficacité et les cristaux doivent être découpés à l'épaisseur correspondante pour fournir un flux diffracté maximum.

Cette épaisseur optimale n'est valable que pour une énergie et un plan cristallin donnés. Dans la figure III-IV-1, elle est de 0.3 cm. Pour avoir une lentille performante à l'énergie désirée (170 keV pour le vol ballon), les cristaux doivent être découpés à cette épaisseur nominale (maximum de photons diffractés). L'épaisseur des cristaux équipant la lentille sont donnés dans le tableau III-V-1.

IV.3. L'absorption

L'absorption est la somme de trois phénomènes : la photo-absorption, l'effet Compton et la production de paires électron-positron. Le premier est l'absorption complète du photon et concerne les basses énergies (< 150 keV). Le second phénomène est le transfert d'énergie du photon vers l'atome diffuseur. Le troisième et dernier cas est prépondérant aux énergies supérieures à 1.022 MeV, c'est-à-dire deux fois la masse au repos de l'électron. A titre d'exemple, les figures III-IV-2 et III-IV-3 montrent la prépondérance des trois phénomènes d'absorption en fonction de l'énergie pour le Ge et le plomb (Pb). A chaque type d'interaction est associé un coefficient d'atténuation linéaire notés μ_a, μ_c et μ_p pour la photo-absorption, l'effet Compton et la production de paire respectivement. Ces coefficients dépendent de l'énergie et du matériau considéré. La transmission Tr correspond à la fraction du flux transmis après avoir traversé une épaisseur x de matériau sur le flux incident et se calcule par la relation : $Tr = e^{-\mu x}$ où μ le coefficient d'absorption total, soit :

$$\mu = \mu_a + \mu_c + \mu_p \qquad \text{(III-81)}$$

On retrouve le terme en exponentielle des formules ci-dessus. Un matériau est d'autant moins absorbant que l'énergie augmente. Dans le domaine que nous considérons ici (100 keV - 800 keV), quelques exemples sont donnés dans le tableau III-IV-1.

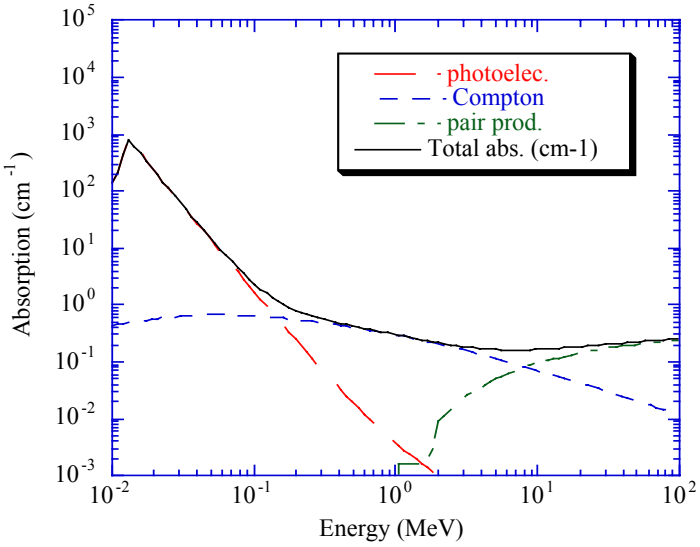


Fig III-IV-2: Domaines en énergie privilégiés pour les trois types d'interactions donnant lieu à l'absorption d'un photon à l'intérieur d'un cristal. Ici, le cas du Ge.

	μ pour 122 keV	μ pour 170 keV
Silicium (Si)	0.346 cm^{-1}	0.303 cm^{-1}
Fer (Fe)	2.319 cm^{-1}	1.387 cm^{-1}
Germanium (Ge)	1.892 cm^{-1}	0.964 cm^{-1}
Plomb (Pb)	45.327 cm^{-1}	18.248 cm^{-1}

Tab III-IV-1 : Valeurs du coefficient d'absorption linéaire μ pour quelques matériaux que nous rencontrerons dans cette thèse. Ces valeurs sont issues des sections efficaces publiées dans Strom & Israel, 1967 et M.J. Berger and J.H. Hubbell (1987), calculées par PHOTCOEF [Web, 1]

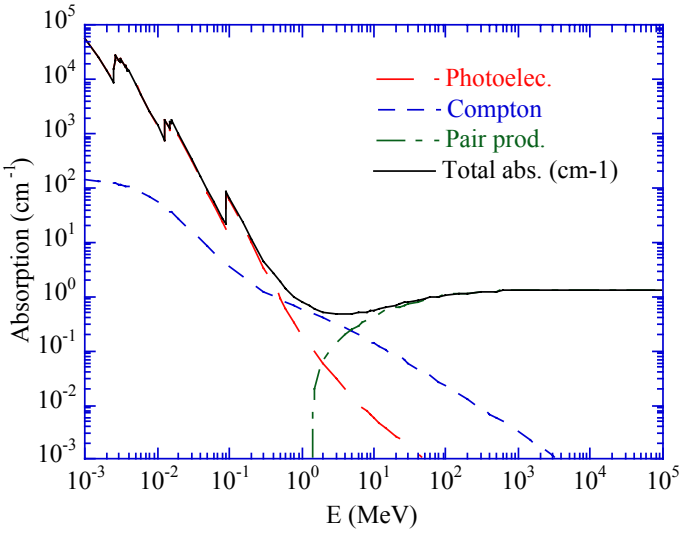


Fig III-IV-3: représentation de l'absorption à l'intérieur du plomb en fonction de l'énergie.

Chapitre IV
Le choix des cristaux

I. Principe d'une lentille gamma

Quand on place un cristal de manière à diffracter en transmission un faisceau incident, celui-ci va dévier une longueur d'onde qui dépend de l'angle que font ses plans cristallins avec la direction du faisceau. Pour un faisceau incident ayant un angle d'incidence correct, le cristal diffracte et dévie ce faisceau d'un angle égal à deux fois celui de Bragg.

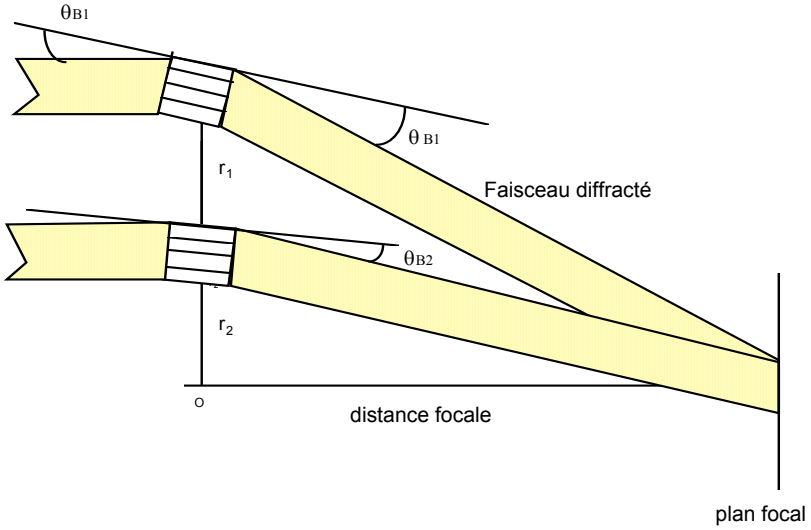


Fig IV-I-1 : Principe d'une lentille. Pour chaque anneau, les cristaux sont inclinés selon des plans cristallins différents de manière à obtenir la diffraction d'une même longueur d'onde et la même longueur focale.

En utilisant le cristal selon des plans cristallins différents, on impose, pour une même longueur d'onde, un angle de Bragg différent. Dans ces conditions, conserver la même focale est possible en modifiant la valeur du rayon (Fig IV-I-1). En effet, rayons et distance focale sont liés par la relation suivante, qui fait intervenir l'angle de Bragg (θ_B) :

$$r_i = F.\tan(2\theta_B^i) \qquad \text{(IV-1)}$$

où F est la distance focale, r_i et θ_B^i le rayon et l'angle de Bragg associé à l'anneau i respectivement.

Numéro de l'anneau	plan cristallin	angle Bragg pour 170 keV (en radian)	rayon (mm)	Épaisseur (mm)
0	111	0.01119	62.36	3.0
1	220	0.01827	101.09	3.2
2	311	0.02142	121.50	4.6
3	400	0.02584	142.62	4.2
4	331	0.02815	159.25	5.5
5	422	0.03614	174.65	5.0
6	333	0.03356	191.40	6.2
7	440	0.03654	204.00	5.6

Tab IV-I-1 : Caractéristiques physiques de la lentille pour une diffraction à 170 keV

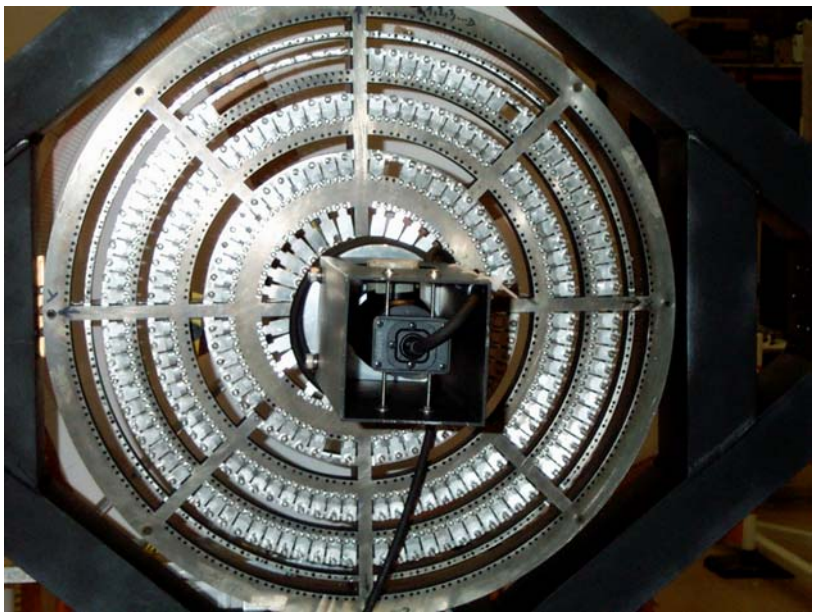


Fig IV-I-2 : Image de la lentille gamma en cours de remplissage en cristaux. Certains anneaux sont partiellement remplis, d'autres totalement vides (couronnes noires) ou complets. Les cubes gris correspondent aux cristaux de germanium.

Maintenant, nous pouvons placer plusieurs de ces cristaux, également inclinés sur un cercle. Dans ces conditions, chaque cristal va intercepter une partie du faisceau incident et le dévier vers un seul et même endroit : le point focal de la lentille. C'est en ce point que se situe le détecteur. Par conséquent, il est possible de concevoir une lentille composée de plusieurs

anneaux en utilisant plusieurs angles de Bragg (plusieurs plans cristallins) différents. Tous les angles ne sont pas possibles car certains plans cristallins ne fournissent pas d'onde diffractée. Il existe donc pour chaque matériau une série d'angles de Bragg successifs. On peut alors fixer la distance focale pour calculer les rayons (r_i) de chaque anneau en veillant à ce que les distances entre deux anneaux consécutifs soit assez grande pour y mettre un cristal! Le tableau IV-I-1 résume les caractéristiques de la lentille du projet ballon CLAIRE, dont la focale est fixée à 2.79 mètres pour une énergie de 170 keV. La figure IV-I-2 donne une illustration concrète de la lentille.

Les caractéristiques et les performances d'une lentille sont intimement liées aux cristaux utilisés puisque ce sont ces derniers qui permettent la focalisation. Il est donc très important d'étudier les cristaux pour déterminer exactement les caractéristiques qu'ils doivent avoir pour optimiser les possibilités d'une lentille.

Pourquoi la diffraction en géométrie de Laue?

D'un point de vue macroscopique, il existe deux manières d'effectuer une diffraction sur un cristal. Chacune met en jeu les mêmes plans de diffraction et la différence se joue sur les zones utilisées pour effectuer la diffraction. La figure IV-I-3 illustre ces deux possibilités. Le faisceau peut pénétrer à l'intérieur du cristal ou bien se passer à la surface du cristal (sur une faible épaisseur, de l'ordre de quelques micromètres).

Dans le cas du Ge, le paramètre de maille (a) est égal à 0.5658 nm. Si on utilise la famille de plans (111) et un faisceau de rayons X d'une énergie de 2 keV, le cristal diffractera si ses plans (111) se présentent sous un angle (de Bragg) égal à 71.6°. Pour des photons gamma de 200 keV, l'angle n'est plus que de 0.5°.

Les plans cristallins réfléchissent une fraction comprise entre 10^{-3} à 10^{-5} de la radiation incidente, selon l'énergie du faisceau et la nature du matériau. Il faut par conséquent entre mille et cent mille plans cristallins pour former un « faisceau réfléchi » dans le sens de la relation de Bragg.

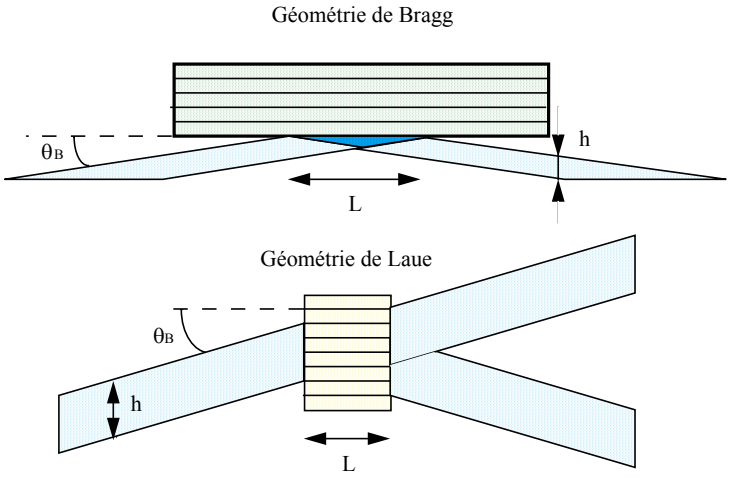


Fig IV-I-3 : Diffraction en géométrie de Bragg (en haut) et en géométrie de Laue (en bas). Dans ce schéma, l'angle θ_B a été exagéré. Pour un faisceau de 100 keV, l'angle est de seulement 1° pour une diffraction selon la famille de plan (111).

La réalisation d'une lentille pour l'astronomie des hautes énergies peut utiliser ces deux chemins possibles. Cependant, la diffraction en réflexion est nettement plus complexe à mettre en œuvre, pour les raisons suivantes :

- le cristal doit être long car l'angle est rasant, ce qui pose des difficultés d'encombrement. Ainsi, un cristal de Ge devant diffracter un faisceau de 1cm x 1cm à 200 keV selon le plan (111) nécessiterait un cristal de 1 cm de large par 115 cm de long! (angle de Bragg = 0.5°)
- pour que ce cristal soit efficace, il doit conserver sa rectitude sur toute sa longueur, ce qui pose des problèmes du point du vue mécanique et thermique.
- enfin, le cadre de la lentille maintenant ces cristaux en place devrait être large, soit une pièce lourde, encombrante et peu facile à mettre en œuvre.

Cependant, utiliser la diffraction de Bragg en transmission apporte aussi son lot de contraintes. D'une part, les cristaux doivent être parfaitement homogènes dans leur volume afin que chaque partie du cristal puisse diffracter. De plus, la découpe des cristaux doit aussi être rigoureuse car le principe de réglage (chapitre V) n'autorise qu'un seul axe de rotation pour trouver le bon angle.

II. Le choix du matériau

Pour cela, il faut reprendre les équations du chapitre précédent et calculer les courbes de réflectivité en fonction de l'épaisseur et regarder quel matériau répond le mieux aux exigences à 170 keV.

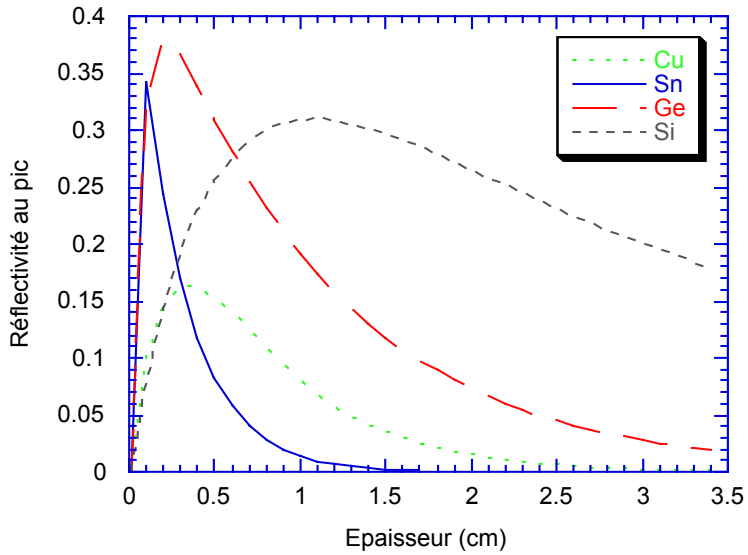


Fig IV-II-1 : Réflectivité pour le Silicium (Si), le Germanium (Ge), de l'étain (Sn) et du cuivre (Cu) pour des cristaux découpés selon la famille de plans (111) à 170 keV pour une mosaïcité de 20 secondes d'arc.

Tous calculs faits pour trois matériaux, on obtient les courbes de réflectivité pour le Si, le Ge et le Sn (étain) de la figure IV-II-1.

On reconnaît la forme de la courbe de la réflectivité qui passe par un maximum. Parmi les trois matériaux présentés, le Ge est le plus efficace pour l'énergie choisie. En effet, les termes α et μ dépendent de l'énergie. En prenant la densité ρ et le numéro atomique Z, il est possible de résumer cette opposition de la manière suivante :

De l'équation (III-75), on a $\sigma \propto \frac{\rho^{1.66}}{E^2}$ (IV-2)

Pour l'absorption, nous avons :

$\mu \propto Z^5$ si l'effet photoélectrique domine (basse énergie; E<100 keV)

$\mu \propto Z^2$ si l'effet Compton domine (énergie intermédiaire; 100 keV<E<1 MeV)

Dans chaque gamme d'énergie, le rapport α/μ est donc proportionnel à :

$\frac{1}{E^2 Z^3}$ si l'effet photoélectrique est prépondérant

$\frac{1}{E^2 Z^{0.33}}$ si l'effet Compton domine

Dans la zone de photoabsorption, plus Z est grand et plus le rapport α/μ est faible. On a donc tout intérêt à opter pour des matériaux lourds, ayant un numéro atomique élevé. A l'opposé, on ne peut pas prendre des matériaux trop denses, car l'absorption photoélectrique redevient prépondérante! L'exemple du Ge et du plomb sont présentés Fig III-IV-2 et Fig III-IV-3 A 200 keV, l'effet Compton domine dans le Ge; mais pour le plomb, l'effet photoélectrique est 5 fois supérieur à l'absorption par comptonisation. Le domaine d'intérêt pour la diffraction des photons d'énergie d'environ 200 keV se situe par conséquent dans le milieu du tableau de Mendeleïev.

Cela laisse une vingtaine d'éléments. Mais tous ne sont pas encore de bons candidats. Il faut par exemple enlever les matériaux dangereux comme l'arsenic ou ceux que l'on ne sait pas faire croître avec une mosaïcité de l'ordre de 35 secondes d'arc. Finalement, les derniers candidats en lice sont les cristaux de la colonne IV, où l'on trouve le silicium, le matériau que l'on fait croître le plus souvent à travers le monde en raison de ses nombreuses applications.

III. Le choix de la mosaïcité

Nous pouvons imposer deux bornes de valeurs pour ce paramètre grâce à la relation établie dans l'annexe B et liant les intervalles en énergie et angulaire, soit :

$$\frac{\Delta\theta}{\theta} = \frac{\Delta E}{E} \qquad \text{(IV-3)}$$

Nous verrons dans le chapitre VI que la lentille va être intégrée à un télescope pour observer une source astrophysique à une énergie de 170 keV. Ce vol impose les deux contraintes suivantes :

- la précision du pointage de la nacelle sera de l'ordre de 10 secondes d'arc. Pour que la source soit constamment visible par la lentille, le champ de vue doit être supérieur à 20 secondes d'arc. Or, l'agencement des cristaux en cercle implique un champ de vue environ égal à 1.5 fois la mosaïcité moyenne des cristaux. On en déduit alors la mosaïcité minimale : 15 secondes d'arc.

- la résolution en énergie du détecteur est égale à 2.87 keV et impose de concentrer le signal dans une gamme en énergie inférieure de manière à minimiser le bruit. Grâce à la relation établie dans l'annexe B (relation IV-3), nous pouvons obtenir le lien entre largeur en énergie et largeur angulaire. Pour $\Delta E \approx 2.5$ keV et à une énergie de 170 keV, nous obtenons :

$$\frac{\Delta\theta}{\theta_B} < 0.012$$

La mosaïcité maximale dépend donc du plan cristallin. Il est utile de remplir le tableau IV-III-1.

Numéro de l'anneau	Plan cristallin (hkl)	Intervalle de mosaïcité
0	111	20-28
1	220	20-45
2	311	20-53
3	400	20-64
4	331	20-70
5	422	30-78
6	333	30-83
7	440	30-90

Tab IV-III-1 : Intervalles de mosaïcité possibles pour les anneaux de la lentille.

La gamme de mosaïcité calculée court de 20 à 90 secondes d'arc. Cependant, par anticipation sur les résultats obtenus par la mesure de la mosaïcité des cristaux qui équipent la lentille, la gamme réelle va actuellement de 20 à 70 secondes d'arc. Au delà, les cristaux deviennent très peu homogènes et inutilisables pour la lentille.

IV. Fabriquons des cristaux mosaïques

IV.1. Introduction

Une recherche bibliographique ainsi que de fructueuses discussions avec nos collaborateurs à Grenoble ont montré que les cristaux fabriqués avaient soit une mosaïcité très faible (quelques secondes d'arc), soit une mosaïcité trop élevée (supérieure à 1 minute d'arc) pour la lentille. Entre les deux existe une zone très difficile à atteindre.

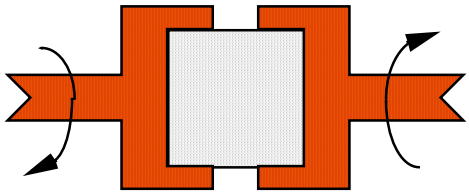


Fig III-IV-1 : *Torsion de cristaux* : Le principe est de chauffer le cristal pour le rendre moins cassant. Deux mâchoires pincent le cristal et tournent en sens inverse, ce qui produit de fortes contraintes à l'intérieur du cristal. Le résultat est très souvent une mosaïcité élevée. Plusieurs tests ont été réalisés à l'Argonne National Laboratory (ANL), sans résultats intéressants pour le projet CLAIRE.

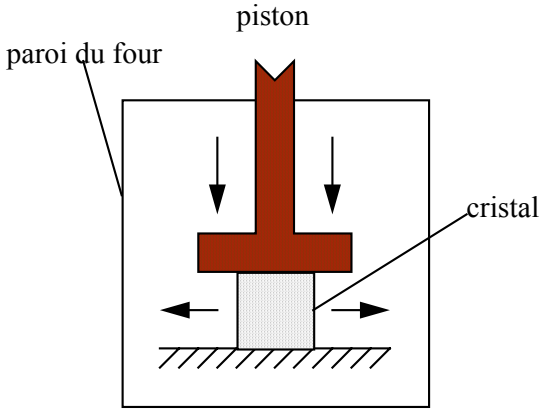


Fig III-IV-2 : Déformation plastique. Le piston applique une contrainte sur le cristal dont la structure cristalline se dégrade, augmentant la mosaïcité (communication privée B. Hamelin, P. Bastie, ILL, Grenoble). Cette méthode a été appliquée à des cristaux de cuivre. La dégradation était suivie en direct par l'intermédiaire du faisceau à haute énergie diffracté par ce cristal. L'expérience révèle une relaxation du cristal après relâche de la pression, modifiant la mosaïcité.

Pour combler ce vide, de nombreuses méthodes ont été élaborées pour créer des déformations plastiques à l'intérieur des cristaux peu mosaïques afin d'en augmenter le désordre cristallin. Deux d'entre elles sont expliquées dans les figures III-VI-1 et III-VI-2, mais toutes présentent le même talon d'Achille : elles s'appuient sur les défauts déjà existants à l'intérieur du cristal. En général, les conséquences sont les suivantes :

- il n'est pas possible de réaliser un cristal ayant une mosaïcité vraiment homogène dans tout son volume
- la méthode n'est pas reproductible entre deux cristaux différents car le nombre de défauts et leur répartition n'est pas contrôlée
- les zones sensibles lâcheraient souvent d'un coup augmentant la mosaïcité par à coups
- la mosaïcité produite est élevée (plusieurs minutes) à cause de la relaxation qui impose de produire des cristaux dont la mosaïcité est au delà de la valeur souhaitée. La relaxation diminue en général la mosaïcité observée, mais d'un facteur quelconque.

IV.2. La croissance de cristaux mosaïques

IV.2.1. Le principe

Toutes les méthodes que nous venons de voir consistent à utiliser un cristal déjà existant et d'en augmenter le désordre cristallin, avec un succès modéré. La solution sélectionnée pour obtenir les cristaux d'une lentille gamma consiste à faire croître (fabriquer) directement un cristal mosaïque par la méthode de Czochralski. Celle-ci consiste à faire croître un cristal (par exemple du Si) en introduisant un faible pourcentage d'un autre élément (par exemple du Ge). La présence de ce dernier influe sur la croissance et désorganise la structure cristalline, augmentant ainsi sa mosaïcité. L'obtention des cristaux par cette méthode se heurte à la difficulté technique de la croissance qui ne supporte pas, par exemple, les changements fréquents ou trop brusques des paramètres physiques, comme la température et seuls quelques rares laboratoires sont capables de réaliser leur croissance.

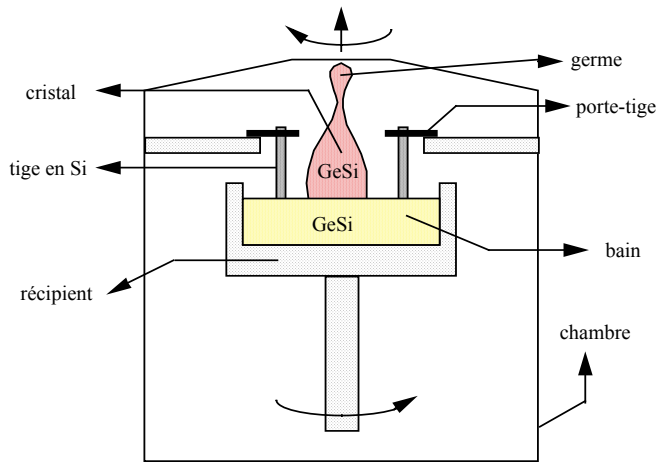


Fig IV-IV-3 : Schéma du principe de la croissance d'un cristal selon la technique de Czochralski. Schéma tiré de Abrosimov et al., 1997.

L'Institüt für Kristallzüchtung (IKZ), situé à Berlin a accepté de réaliser les monocristaux de Ge dopés au silicium (Si), notés Ge(Si). Par doper, il faut entendre une concentration en silicium de l'ordre du pourcent, ce qui est différent des dopages de la micro-électronique où les impuretés se retrouvent à une fraction de 10^{-9} seulement.

La croissance des cristaux de Ge(Si) se fait selon la technique de Czochralski (Abrosimov et al., 1997). La figure IV-IV-3 montre le principe de fabrication. Un récipient en rotation abrite le bain, composé de germanium et de silicium. Le cristal, aussi en rotation, est progressivement tiré vers le haut au fur et à mesure de sa cristallisation. Deux tiges de Si pur plongent dans le bain afin de maintenir la concentration en Si à sa valeur nominale. Dans cette procédure, 6 paramètres fondamentaux s'entremêlent : la vitesse de rotation du récipient, celle du cristal, la vitesse d'élévation du cristal, celle de descente des tiges en Si, leur diamètre et la température du bain.

La figure IV-IV-4 montre le résultat de la croissance d'un cristal. Au départ, le récipient ne contient que du Ge pur. La face du germe coupée selon le plan cristallin de croissance désiré est plongée dans le bain : la cristallisation commence. Le germe est alors tiré vers le haut, en même temps que les tiges de Si plongent dans le bain pour apporter le Si. La

rotation du bain assure le mélange homogène du Si dans le Ge. Par une variation rigoureuse et complexe des nombreux paramètres comme ceux cités ci-dessus, le diamètre du gros cristal (la « boule ») augmente jusqu'à la taille souhaitée. Cette phase explique la forme en cône du haut de la boule. C'est aussi durant cette période que la concentration en Si augmente jusqu'à atteindre la valeur nominale (0.7%). A cause de la solubilité du Si dans le Ge, seule une partie du Si présent dans le bain aura cristallisé au niveau de l'interface bain-cristal. La concentration en Si dans le bain doit être moins élevée que celle souhaitée dans le cristal. A ce stade, les paramètres sont censés rester constant pendant la durée de la croissance du corps du cristal. La procédure s'arrête quand le récipient est vide. En effet, lorsque le germe plonge dans le bain, seul du Si sera ajouté au bain; le volume du cristal est par conséquent défini dès le départ.



Fig IV-IV-4 : Exemple de croissance d'un cristal de Ge(Si).

Cette quantité de Ge doit toujours être surestimée. En effet, la boule n'est jamais complètement monocristalline. Le « supercooling (Abrosimov et al., 1997) » est à l'origine de la transition entre le monocristal et le polycristal. Pour des raisons encore très mal comprises, le supercooling prend le dessus à un moment quelconque de la cristallisation rendant le reste de la boule polycristallin. Le moyen utilisé pour éviter ce phénomène est de réduire la vitesse de croissance du cristal. Dans le cas des cristaux de germanium avec 2% de Si, la vitesse de montée du cristal n'est que de 6 mm par heure, à comparer avec les 100 mm par heure dans le cas du silicium pur.

Pour cette même raison, la valeur des paramètres de fabrication des cristaux est délicate. Si l'un d'eux change trop, le cristal sera polycristallin, avec une mosaïcité très élevée (plusieurs minutes d'arc). Il suffit par exemple d'augmenter la vitesse de rotation du bain, empêchant ainsi une croissance nominale du cristal. Celui-ci croît selon plusieurs directions indépendantes, donnant au final plusieurs cristaux soudés entre eux (polycristallinité).

Pour obtenir des cristaux mosaïques pour la lentille, l'étude s'est divisée en deux étapes :

- rechercher la concentration en Si à mélanger dans le Ge pour arriver à une mosaïcité de 35 secondes d'arc environ
- effectuer des mesures sur un échantillon (boule) complet pour étudier l'homogénéité du Si dans le cristal. C'est un paramètre important car les cristaux travaillent en transmission, ce qui nécessite un volume homogène.

La première étape était nécessairement expérimentale car aucune relation précise n'existe entre le désordre cristallin et le pourcentage d'atomes « impurs » insérés dans le cristal. L'IKZ nous a fournit un premier échantillon de Ge(Si) contenant un gradient de Si (voir Fig IV-IV-5). L'idée était de mesurer la mosaïcité du cristal en fonction de sa longueur, c'est-à-dire en fonction du pourcentage de Si puisque nous avions reçu, en même temps que le cristal, un tableau, reproduit en Tab IV-IV-1, fournissant l'équivalence distance-concentration en Si. Les distances sont mesurées à partir du bord (noté LO) correspondant à une valeur faible de la concentration en Si.

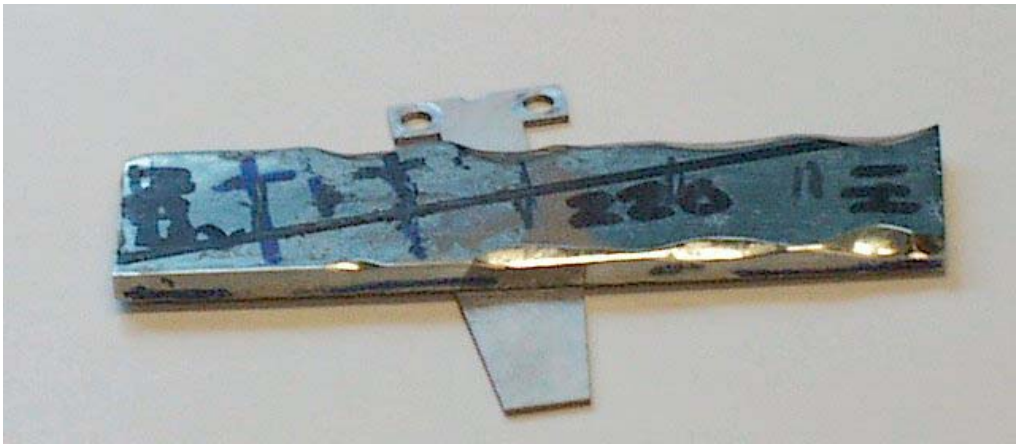


Fig IV-IV-5 : Premier échantillon de Ge(Si) reçu au CESR. Les deux extrémités sont notées LO pour « low concentration » et HI pour « high concentration ». La barre horizontale noire joignant deux des coins du cristal symbolise les plans cristallins 220. Cela signifie que dans ce cristal, les plans (220) sont tous parallèles à cette ligne. La plaque grise a été utilisée pour fixer le cristal sur le cadre de la lentille au moment des mesures.

distance (cm)	0.4	1.4	2.4	3.4	4.4	5.4
concentration (%)	0.1	1.1	1.6	2.3	2.6	2.6

Tab IV-IV-1 : Concentration en Si en fonction de la distance par rapport à l'extrémité LO du cristal.

VI.2.2. La mise en route

Les mesures ont été effectuées à l'aide de la ligne de réglage réalisée et installée dans la salle blanche du CESR. Elle est décrite en détail au chapitre IV et la figure IV-IV-6 montre le principe général. Un générateur de rayons X fournit un flux de photons qui illumine une fente (2.5 mm en horizontal x 6.6 mm en vertical) placée devant le cristal. Seule la partie illuminée du cristal diffracte les rayons X. La position du cristal sur le cadre de la lentille est celle du second anneau (plan cristallin 220). Ces plans sont horizontaux par rapport au sol. Un détecteur dont la résolution en énergie est de 2.87 keV est placé à 2.333 mètres du cristal pour enregistrer le flux. Ce détecteur peut monter ou descendre, de manière à capter le flux transmis ou diffracté.

Le générateur et la fente restent immobiles. Seul le cristal est déplacé selon la direction du gradient (direction horizontale) de manière à placer chaque zone de mosaïcité devant le faisceau.

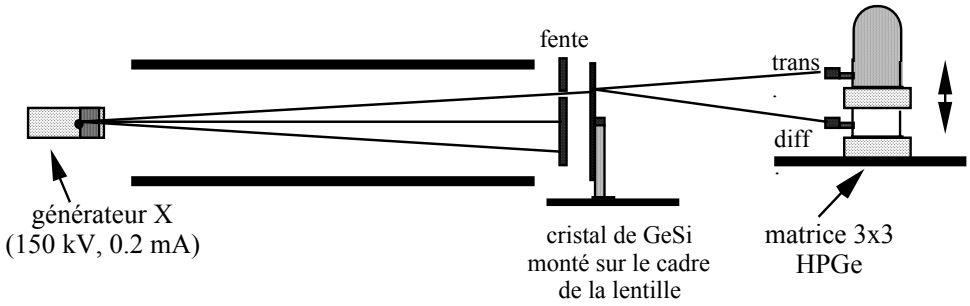


Fig IV-IV-6 : Schéma de principe des mesures réalisées sur le cristal à gradient de Si.

VI.2.3. Les mesures

Afin d'avoir plusieurs critères de sélection, trois paramètres sont pris en compte : l'efficacité de diffraction, la largeur à mi-hauteur (FWHM) du pic et le nombre de coups total (intégrale). Le premier paramètre est obtenu en position transmission (Fig III-VI-5). Un premier spectre est enregistré avec le cristal déréglé. Un second est pris avec le cristal réglé pour diffracter une énergie de 122 keV. La soustraction du premier spectre au second fournit un nouveau spectre présentant un déficit de photons centré sur 122 keV. Ce manque est dû aux photons qui ont diffracté. Cette technique permet de mesurer l'efficacité de diffraction d'un cristal en fonction de l'énergie. Les valeurs données dans le tableau III-VI-2 sont déduites de ces spectres pour 122 keV. Le second paramètre est la convolution de la taille de la fente, de la mosaïcité du cristal et de la résolution énergétique du détecteur. Une fente de 2.2 mm placée à 14162 mm de la source a une taille angulaire de 32 secondes d'arc, soit, en utilisant la relation de Bragg, 0.7 keV de large. Nous verrons dans le chapitre suivant que la résolution en énergie du détecteur est de 2.83 keV. Un programme de simulation peut alors calculer la largeur théorique du pic en fonction de plusieurs valeurs de mosaïcité. Il fait de même pour les deux autres paramètres. Enfin, le troisième paramètre représente le nombre de coups enregistrés par le détecteur dans le pic (bruit de fond ôté), c'est-à-dire l'intégrale en énergie du flux diffracté sur la largeur du pic. Les valeurs mesurées et calculées de ces paramètres sont rassemblées dans le tableau IV-IV-2.

Grâce à ce tableau, on peut constater que les valeurs de la mosaïcité déduites des trois paramètres ne sont pas identiques. Le paramètre le plus fiable est l'efficacité de diffraction car la valeur est mesurée directement depuis le spectre transmis : les photons manquant correspondent à ceux qui ont été diffractés. Aucune valeur intermédiaire n'intervient contrairement à la largeur à mi-hauteur qui dépend de la connaissance de la taille de la fente et de la résolution en énergie du détecteur. L'intégrale dépend des bornes en énergie que l'on impose et de la soustraction du bruit de fond.

La valeur ciblée est de 35^{+10}_{-5} secondes d'arc. L'intégrale indique une concentration égale à 1.55%, l'efficacité de diffraction 1.5% et la FWHM du pic 1.25% pour une telle mosaïcité. Compte tenu des de la confiance donnée à chacun des paramètres, le choix se porte sur 1.5% de silicium, avec une tolérance de ± 0.1%.

Position p/r LO	[Si] (%)	Efficacité au pic mesurée (%)	Mosaïcité déduite (secondes d'arc)	ΔE mesuré (fente de 2.2 mm)	Mosaïcité déduite (secondes d'arc)	Intégrale mesurée (coups)	Mosaïcité déduite (secondes d'arc)
30	2.0	6.0	--- (*)	--- (*)	---(*)	39.00	--- (*)
27	1.8	9.8	--- (*)	5.89	228	23.70	73
24	1.6	10.4	48	1.72	146	17.30	43
21	1.5	8.8	37	1.70	46	10.00	21
18	1.3	4.4	12	1.67	45	5.80	12
15	1.2	4.8	14	1.08	23	2.40	5
13	1.0	4.0	10	0.43	<1	2.35	5
10	0.7	2.6	7	0.66	1	3.70	8

(*) Au-delà de 24 mm le désordre cristallin ne ressemble plus à une gaussienne en raison de la présence d'un pic multiple, caractéristique des cristaux polycristallins. Les valeurs, lorsqu'elles sont calculées, ne donnent aucune indication physique.

Tab IV-IV-2 : Mosaïcité déduite des mesures effectuées au C.E.S.R. sur le cristal de Ge à gradient de Si.

Nous l'avons vu, les cristaux doivent être le plus homogène possible (diffraction en transmission). Les tolérances sur le silicium sont fixées, mais il faut encore vérifier s'il est possible de respecter ces spécifications dans la réalité. En effet, les barres de Si plonge dans le bain et sont progressivement rongées du fait de la température du bain. De la valeur de cette dernière dépend la rapidité avec laquelle le Si est injecté dans le bain. Or, lorsque l'on constate un changement de la température sur le panneau de contrôle de la tour de croissance, il est déjà trop tard en raison de la grande inertie thermique du four. Un second phénomène complique la tâche : le mélange du Si dans le Ge est supposé homogène. La rotation et la convection sont censées faire correctement le mélange, mais il est impossible d'effectuer des mesures in situ. Enfin, la croissance de cristaux de Si avec quelques pourcent de Ge est assez courante mais le contraire l'est nettement moins en raison du faible nombre de débouchés.

La seconde partie de l'étude a donc consisté a étudier une boule complète pour vérifier l'homogénéité de la concentration en silicium.

VI.2.4. Étude de l'homogénéité de la concentration en Si d'un cristal Ge(Si)

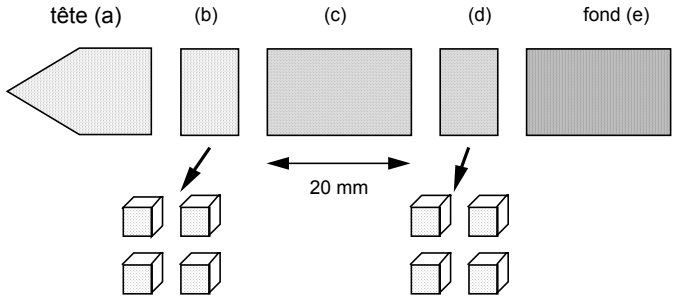


Fig IV-IV-7 : Schéma de découpe de la boule GeSi-116 en échantillons.

L'IKZ a réalisé une boule en GeSi dont la concentration en Si est estimée à 1.5%. Cet échantillon a été découpé en 5 couches (figure IV-IV-7). Les deux extrémités de cette boule n'ont pas été étudiées en raison de la mosaïcité incorrecte aux extrémités d'une boule (faible au début et très élevée à la fin). Les couches (b) et (d) ont été découpées en cristaux de 10x10x3 mm d'épaisseur selon les plans cristallins (111), (220) et (311). Ces cristaux ont été envoyés à Toulouse pour les étudier avec la ligne de réglage alors que la couche (c) est partie à l'ILL (Grenoble) pour réaliser des mesures directes de la mosaïcité à l'intérieur du cristal.

Mesures effectuées à Grenoble

La configuration utilisée pour mesurer la mosaïcité des cristaux est décrite dans la référence (Bastie & Hamelin, 1996). Une source de rayons X d'énergie maximale 420 keV illumine une fente de 10x5 mm de large. Celle-ci permet de sélectionner la zone du cristal étudiée qui diffracte une partie du faisceau incident vers le plan de détection. Un cristal fluorescent transforme le flux X en signal visible. Des photomultiplicateurs situés à l'arrière amplifient ce signal pour être détecteur par une caméra CCD. Ceci donne une image de la mosaïcité de la zone illuminée. Compte tenu de la taille de la source des rayons X et de celle des pixels de la caméra CCD, la résolution angulaire de l'instrument est de 6 secondes d'arc. La figure IV-IV-8 montre un exemple d'image obtenue avec l'un des échantillons étudiés selon les plans (220). La barre inclinée en haut à gauche provient de la diffraction selon la direction 311 du Ge. La barre verticale au centre résulte de la diffraction des plans (220). Sa largeur fournit la mosaïcité intégrée sur la longueur de la couche (c). La taille verticale de la barre est due à la hauteur de la fente (10 mm). Une coupe horizontale est effectuée sur une largeur de 20 lignes pour avoir de la statistique. Ceci signifie que la mosaïcité est déterminée par pas de 2.5 mm de hauteur sur 5 mm de largeur.



Figure IV-IV-8 : Exemple d'image obtenue avec le diffractomètre de l'ILL sur l'échantillon GeSi-116 N31

Le tableau IV-IV-3 donne les valeurs numériques obtenues pour la couche (c). Leur inhomogénéité peut être due à la difficulté d'imposer dans le bain la concentration en silicium (Abrosimov, 1996). La même étude a été faite pour la diffraction du plan 111. Les résultats sont aussi regroupés dans le tableau III-VI-3. Un résultat surprenant est la dépendance de la mosaïcité avec le plan cristallin. On constate en effet que la mosaïcité selon les plans

cristallins (220) a une valeur moyenne de 45 secondes d'arc contre 94 secondes d'arc pour les plans (111) avec des pointes à 150 secondes d'arc et plus. Les images montrent clairement l'existence d'une zone discontinue à l'intérieur du cristal, mais celle-ci ne suffit pas pour expliquer une telle différence. En effet, on voit clairement sur l'image que la mosaïcité est élevée (> 100 secondes d'arc) aussi bien au niveau de la discontinuité que sur les bords haut et bas de l'image. Une étude détaillée des autres images obtenues pour les autres positions selon l'axe Y (allant de -12.5 à 12.5 mm) montre que la discontinuité est inclinée de +45° par rapport à cet axe alors que la zone de mosaïcité élevée est orientée de -45°. Si une relation existe entre les deux, elle ne suffit pas pour expliquer la totalité des résultats.

	111			220	
Position Y	Position Z	Mosaïcité (secondes d'arc)	Position Y	Position Z	Mosaïcité (secondes d'arc)
-12.500	-10.000	47.000	-10.000	-12.500	61.000
-7.500	-10.000	71.000	-10.000	-7.500	57.000
-2.500	-10.000	62.000	-10.000	-2.500	88.600
2.500	-10.000	59.000	-10.000	2.500	33.000
7.500	-10.000	46.500	-10.000	7.500	13.000
12.500	-10.000	28.000	-10.000	12.500	16.000
-12.500	-5.000	49.500	-5.000	-12.500	39.700
-7.500	-5.000	170.000	-5.000	-7.500	44.600
-2.500	-5.000	126.000	-5.000	-2.500	53.000
2.500	-5.000	137.000	-5.000	2.500	54.000
7.500	-5.000	75.000	-5.000	7.500	14.200
12.500	-5.000	18.600	-5.000	12.500	0.000
-12.500	0.000	102.000	0.000	-12.500	19.300
-7.500	0.000	169.500	0.000	-7.500	55.000
-2.500	0.000	121.000	0.000	-2.500	52.000
2.500	0.000	157.600	0.000	2.500	47.500
7.500	0.000	154.000	0.000	7.500	0.000
12.500	0.000	87.000	0.000	12.500	0.000
-12.500	5.000	72.700	5.000	-12.500	16.000
-7.500	5.000	57.500	5.000	-7.500	87.500
-2.500	5.000	118.700	5.000	-2.500	113.000
2.500	5.000	124.000	5.000	2.500	127.000
7.500	5.000	250.000	5.000	7.500	30.000
12.500	5.000	112.000	5.000	12.500	32.000
-12.500	10.000	65.700	10.000	-12.500	37.000
-7.500	10.000	55.000	10.000	-7.500	30.000
-2.500	10.000	50.000	10.000	-2.500	44.000
2.500	10.000	53.000	10.000	2.500	134.000
7.500	10.000	73.000	10.000	7.500	42.000
12.500	10.000	107.000	10.000	12.500	25.000

Tableau IV-IV-3 : Valeurs de mosaïcité obtenues pour les plans de diffraction (111) et (220) en fonction de la position sur la face du cristal (c).

Les mesures effectuées à Grenoble montrent que la mosaïcité n'est pas homogène sur un diamètre de 30 mm environ (diamètre de la boule). Cependant, ces variations ne sont pas forcément dues aux concentrations en Si et peuvent avoir d'autres origines comme les discontinuités. En dépit des valeurs élevées pour les plans (111), la concentration en Si reste inchangée à 1.5% de Si. Or, une interpolation linéaire de la mosaïcité en fonction de la concentration en Si sur l'intervalle [1.3%; 1.6%] donne une valeur de 22 secondes d'arc pour

1.4% de Si, ce qui est encore trop faible pour que la majorité des cristaux ait une mosaïcité de 35 secondes d'arc.

Mesures effectuées au CESR

La configuration utilisée est celle de la ligne de réglage. Les échantillons sont ceux découpés dans les couches (b) et (d) de la boule. Cependant, en raison d'un fort miscut (de 0.5 à 1.5 minutes d'arc), c'est-à-dire d'une découpe selon les mauvais angles, seuls les cristaux 220 (respectivement numéro 31, 33 et 34) ont pu être placés en configuration de diffraction sur la ligne de réglage (un seul axe de rotation pour orienter les cristaux). Une fente (2.5x2.2 mm de hauteur) est installée devant le cristal afin de sélectionner la partie du cristal illuminée et obtenir la mosaïcité en plusieurs endroits du cristal. La valeur minimale mesurable est déterminée par la « taille en énergie » de chaque composant de la ligne (fente, détecteur, cristal). L'erreur totale commise avec la fente (taille et positionnement par rapport à l'axe) est de 0.05 mm (0.7 seconde d'arc) et 0.13 keV (5.6 secondes d'arc) pour la largeur à mi-hauteur du pic de diffraction. L'erreur de mesure est donc de 6.3 secondes d'arc. La moyenne des mesures effectuées sur les cristaux donne une largeur à mi-hauteur de 3.26 ± 0.13 keV. Avec une résolution en énergie de 2.87 ± 0.02 keV, la valeur moyenne est de 70 ± 1 secondes d'arc, mais à cause de l'incertitude de la largeur à mi-hauteur, la plage de valeurs possibles va de 58 à 81 secondes d'arc. Ces valeurs ne sont pas compatibles avec la valeur fournie par le diffractomètre X (28 secondes d'arc). Nous avons donc décidé de limiter le nombre de facteur d'erreur en utilisant une fente plus large (12 mm de diamètre). Cette fente illumine le cristal avec une divergence de 66 secondes d'arc. Toutes les mosaïcités de valeur inférieure ne subissent pas l'effet de fente. Par contre, les mesures sont effectuées sur la totalité du cristal et une seule mesure est possible. Les largeurs à mi-hauteur mesurée sont 3.92 keV pour le cristal 31, 3.67 keV pour le cristal 32 et 3.18 keV pour le cristal 33. Il n'est donc pas possible en l'état actuel d'effectuer une mesure précise de la mosaïcité des cristaux à partir de la ligne de réglage. Nous avons décidé de conserver un cristal sur quatre afin d'en mesurer la mosaïcité avec le diffractomètre. En comparant la largeur à mi-hauteur des pics de diffraction de ces cristaux avec ceux installés et réglés sur la lentille, il sera possible d'estimer leur mosaïcité.

La seconde série d'échantillons (nommée d) a aussi été découpée en cristaux de 10x10x3 mm d'épaisseur. Comme précédemment, seuls les cristaux (220) ont pu être étudiés sur la ligne de réglage à cause du miscut. Aucun pic n'a été trouvé. Seule une augmentation de 2% du flux a été mesurable sur la gamme [100 keV - 150 keV]. Le meilleur ajustage donne une mosaïcité de 150 secondes d'arc avec un cristal réglé pour diffracter une énergie de 140 keV. Compte tenu de la faible réflectivité au pic, il n'a pas été possible de régler ce cristal pour une énergie de 120 keV ± 1 keV avec certitude.

VI.3. Conclusion

L'étude réalisée sur les cristaux de GeSi a montré qu'il était possible de fabriquer des cristaux de mosaïcité intermédiaire dont la valeur, selon les échantillons et mesurées sur une surface de 10x10 mm, varie de 15 à 62 secondes d'arc selon les plans 220 et varie de 46 à 70 secondes d'arc environ. Les cristaux qui présentent une mosaïcité plus élevée (plans 111) risquent d'être polycristallins et ne sont pas pris en compte. Grâce à ce calcul, il est possible d'estimer le pourcentage de déchets à 50%. La durée de fabrication d'une boule est de 30 heures et il peut être en fabriquer une chaque semaine. Même avec 50% de déchets constaté, la fabrication des 576 cristaux (255 cm^3) de la lentille ne prend que 14 semaines. C'est donc à base de cristaux de GeSi que la première lentille sera réglée.

Chapitre V

Une méthode universelle pour régler la lentille gamma

I. Le principe du réglage de la lentille

I.1. Notions de base

Le réglage s'appuie sur les relations géométriques qui existent entre les rayons des anneaux et les distances séparant, d'une part, la lentille de la source et d'autre part la lentille du point où l'on souhaite focaliser les photons d'autre part. Au chapitre III, nous avons défini la distance focale de la lentille gamma pour une source située à l'infini. Quand la source n'est plus à l'infini mais à la distance zs, le plan objet se rapproche de la lentille. Il en est de même pour le plan image. Le comportement ressemble à la relation de conjugaison des lentilles minces en optique. En effet, compte tenu de la notation utilisée dans la figure IV-I-1, on peut écrire :

$$\tan(\alpha) = \frac{r}{zs} \quad \text{et} \quad \tan(\beta) = \frac{r}{zi}$$

Nous avons vu précédemment que les angles de Bragg sont très petits pour les hautes énergies (supérieures à 100 keV). En effet, les erreurs commises en manipulant dans les équations l'angle au lieu de la tangente varient de 10^{-6} pour l'anneau 0 à 4 10^{-5} pour l'anneau 7 pour une énergie de 122 keV. En conséquence :

$$\alpha = \frac{r}{zs}, \text{ et } \beta = \frac{r}{zi} \qquad \text{(V-1)}$$

Lorsque la source se situe à l'infini, $\alpha = 0$ et $\theta_E = \theta_\infty$ soit $\beta = 2\theta_\infty$. En s'appuyant à nouveau sur la figure V-I-1, on peut démontrer que $\beta+\alpha=2\theta_E$ et que $\beta-\alpha=2\theta_\infty$. De la relation (V-1), on obtient :

$$\frac{r}{zs} - \frac{r}{zi} = 2\theta_\infty \text{ , soit encore } \frac{1}{zs} - \frac{1}{zi} = \frac{2\theta_\infty}{r}$$

Or, la relation (III-4) développée au chapitre III permet de lier le rayon des anneaux en fonction de l'angle de Bragg et de déterminer la focale. En l'utilisant, on arrive à :

$$\frac{1}{zs} - \frac{1}{zi} = \frac{1}{F} \quad \text{(V-2)}$$

Cette relation est similaire à celle des lentilles minces en optique! C'est sur ce principe que va être basé le réglage de la lentille. Il faut toutefois noter que les similitudes entre lentilles gamma et optique ne s'arrêtent pas là. Ainsi, les plans objets et images sont réversibles et la source X peut prendre la place du détecteur et inversement. On peut fabriquer des lentilles convergentes ou divergentes avec à la clé la réalisation de faisceau X parallèle de grande taille. Cependant, de part son principe physique différent (diffraction de Laue à l'intérieur des cristaux), la lentille gamma est sélective en énergie et possède un champ de vue qui dépend des caractéristiques des cristaux qui la composent.

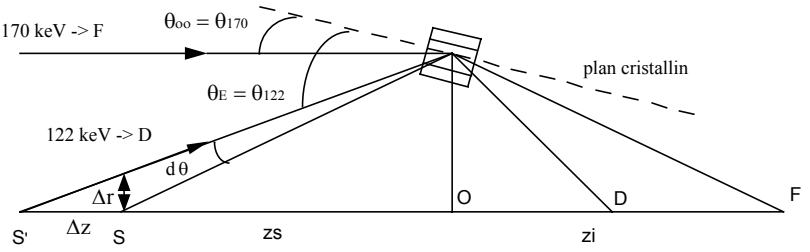


Fig V-I-1 : Schéma décrivant le principe d'une ligne de réglage pour la lentille gamma.

Sur la figure V-I-1, r_i est le rayon de l'anneau numéro i, zi correspond à la distance séparant la lentille du point image; c'est à cet endroit (point D) que l'on doit placer le détecteur lorsque la source n'est pas à l'infini mais à la distance zs. L'idée est de placer une source de rayons X à une distance finie (zs) dont la valeur va dépendre de l'énergie E de la source de rayons X et de l'énergie E_∞ à laquelle la lentille doit être réglée. L'objectif étant E_∞ = 170 keV, l'inclinaison des plans cristallins par rapport à l'axe de la lentille doit être de θ_{170} = 0.01119 radian. L'angle θ_E doit être plus grand que θ_{170}, ce qui revient à dire que l'énergie émise doit être plus faible (relation de Bragg). A partir de la longueur de la salle où la ligne de réglage est installée, il reste à définir l'énergie de la source et tous les autres éléments de la ligne. C'est ce que nous allons faire dans les paragraphes suivants.

Cette méthode de réglage est universelle. En effet, quelle que soit l'énergie à laquelle la lentille doit être réglée, il est toujours possible de trouver un couple (zs,E) de valeurs pour le bâtiment abritant la ligne de réglage. Dans le cas qui nous intéresse ici, la salle blanche du

CESR a une longueur de 20 mètres. Il faut laisser environ un mètre de passage entre le mur et la table de granit, celle de la source de rayons X et sa protection (environ 1 mètre) et autant au fond de la salle pour installer le détecteur. Cela laisse 17 mètres pour zi+zs. L'énergie la plus proche est 122 keV pour une longueur totale de 16495 mm (zs = 14162 mm et zi = 2333 mm). Le choix de cette énergie est appuyé par la raison suivante : sur le site de lancement du ballon, il faut pouvoir vérifier le réglage de la lentille. Or, il existe des sources radioactives dont l'énergie est de 122 keV (^{57}Co). Il suffira de placer cette source sur l'axe de la lentille à 14162 mm, le détecteur à 2333 mm et de compter le nombre de coups pour connaître l'état du réglage.

I.2. Les marges d'erreur

Les relations V-1 donnent un lien entre la distance séparant la source X de la lentille (zs) et entre le rayon de l'anneau et l'angle α dont la valeur est égale à la différence entre θ_E et θ_∞. L'angle θ_∞ étant fixe et connu, le calcul de précision porte sur $d\theta_E$ car c'est lui qui est fixé géométriquement par la ligne de réglage. La précision dépend de celles du rayon r_i de l'anneau et de la distance zs. En dérivant cette équation selon les variables r et zs, il vient :

$$d\theta_E = \frac{dr}{zs} \quad \text{et} \quad d\theta_E = \frac{-\, r_i\, dzs}{zs^2} \qquad \text{(V-3)}$$

La première formule nous apprend que l'erreur commise sur l'angle est inversement proportionnelle à la distance zs. Il convient donc de la rendre la plus grande possible. Compte tenu de la longueur de la salle blanche du CESR (20 mètres), nous avons vu que la distance zs ne peut pas excéder 15 mètres. Cette même formule nous montre que l'erreur est proportionnelle à l'incertitude sur le rayon. L'erreur commise augmente donc très vite et une précision de 1 mm sur l'emplacement de chaque élément selon les directions X et Y implique une erreur de 15 secondes d'arc (figure V-I-2). La seconde formule permet de calculer l'erreur commise sur l'angle en fonction de l'erreur sur zs. On constate sur la figure V-I-2 que pour zs = 15 mètres et une précision de placement des éléments sur l'axe Z (source-lentille-détecteur) de 1 mm, la précision angulaire est inférieure à une seconde d'arc.

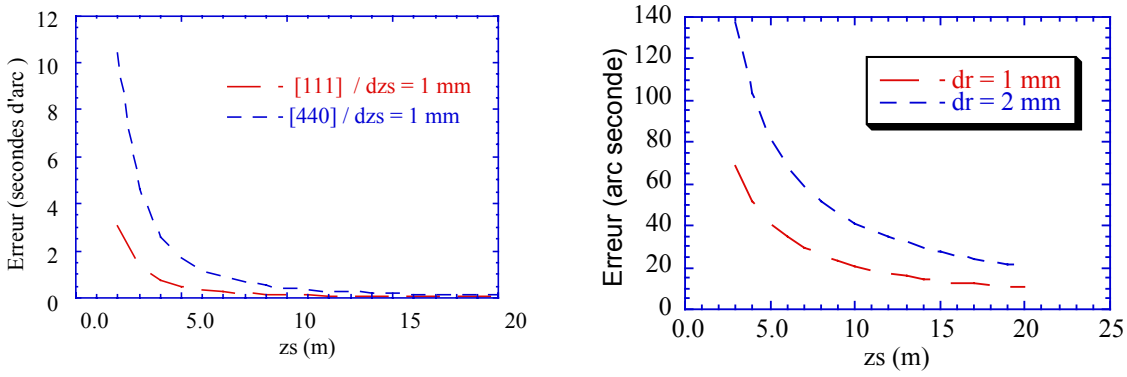


Fig V-I-2 : Erreur commise sur l'angle avec une erreur axiale (axe Z) de 1 mm (à gauche) et avec une erreur radiale de placement (à droite).

Conséquences immédiates

Les cristaux prévus pour construire la lentille ayant une mosaïcité de 35 secondes d'arc environ, une incertitude de 10 secondes d'arc est tolérable. L'effet est un élargissement du champ de vue de 50% et une diminution de 2% de l'efficacité de diffraction globale de la lentille (tous cristaux confondus). Néanmoins, nous verrons dans la suite de ce chapitre, lorsque nous aborderons le système de réglage, que les points où l'on commet nécessairement des erreurs de mesure sont nombreux. Ainsi, on ne peut pas se permettre dès maintenant d'utiliser toute la marge d'erreur, mais tout au plus 3 à 4 secondes d'arc.

Pour ne pas dépasser cette valeur, la précision de placement de la source de rayons X par rapport à la lentille doit être meilleure qu'un cm sur l'axe Z (distance de l'ordre de 15 mètres, figure). La position radiale du cristal dans la lentille ne doit pas dépasser le dixième de mm! Cette dernière contrainte impose déjà des systèmes mécaniques extrêmement stables et précis pour la source de rayons X et pour la lentille.

La première mesure effectuée dans ce sens a été l'utilisation d'une table en granit pour poser la source de rayons X, elle-même posée sur des plots en caoutchouc afin d'absorber les vibrations. Des diagonales, équidistantes pour parer tout mouvement, maintiennent les pieds de cette table (figure V-V-5). La stabilité de ce système est donnée dans le tableau V-I-1. Les mesures ont été effectuées à l'aide d'un théodolite fixé sur le granit et une cible placée à 19 mètres de là. Une première série de trois visées permettait de superposer le centre de la cible sur la croix du théodolite avec une précision de une seconde d'arc. Une masselotte était utilisée pour donner des à-coups reproductibles sur le granit. Après chaque à-coups, une série de trois visées permettait alors de mesurer le déplacement de la table en granit. Cette opération a été effectuée 6 fois avec une masselotte non métallique (mesures 1 à 6) et 6 autres fois avec une métallique (mesures 7 à 13). On constate que les chocs métalliques induisent des déplacement plus importants. Cependant, les diagonales de rigidification permettent de diminuer les mouvements à moins de 2 secondes d'arc, quelque soit l'origine du choc.

Numéro de la mesure	AVANT		APRES	
	Azimut	Hauteur	Azimut	Hauteur
1 à 6	17.8	2.0	1.6	1.9
7 à 13	28.2	3.2	1.5	1.2

Tab V-I-1 : Résultats des mesures de stabilité de la table de granit de la salle blanche du CESR avant et après l'avoir rigidifiée. Les valeurs indiquées sont en secondes d'arc.

La seconde mesure consiste à utiliser une fraiseuse sur laquelle repose la lentille. Ce système de translation est lourd et insensible aux à-coups inévitables aux moments des manipulations et évite les mouvements non contrôlés lors des chocs. Ses solides tables de translations autorisent aussi la construction de murs en plomb de radioprotection de plusieurs dizaines de kg sur elles-mêmes sans diminuer la précision de déplacement (0.02 mm). L'avantage est de pouvoir ainsi mouvoir à la fois la lentille et son masque sans devoir reconstruire le mur.

I.3. Alignement des éléments

Pour réaliser concrètement la ligne de réglage, il faut être capable de placer plusieurs éléments (source X, masque, lentille et détecteur) sur un même axe. La difficulté consiste à définir cet axe pour les rayons X et centrer les éléments dessus. Une solution simple pour

définir un axe est d'utiliser l'axe de rotation de la lentille elle-même. Ainsi, en tournant la lentille par pas de 45° et en comparant le flux diffracté par un même cristal, on peut effectuer une translation de la lentille (ou la source X) jusqu'à ce que cette source soit sur l'axe (nombre de coups dans le détecteur identique quelle que soit la position du cristal). Cependant, la lentille est lourde (20 kg environ), grande (450 mm de diamètre) et nécessite une précision angulaire de quelques secondes d'arc. Un système de rotation aussi grand n'existe pas sur le marché et nécessiterait une fabrication spéciale très coûteuse.

La solution est d'insérer au centre de la lentille une lunette capable de tourner sur elle-même grâce à des roulements à bille de haute précision. Par définition, l'axe de la lentille est aussi l'axe invariant par rotation de la lunette. C'est sur cet axe que doit se situer la source X. Comme la lentille est fixe, tout doit tourner autour de cet axe : système de réglage, masque, système de contrôle de centrage, etc. Chaque élément est schématisé dans la figure générale de la ligne de réglage en figure V-I-3.

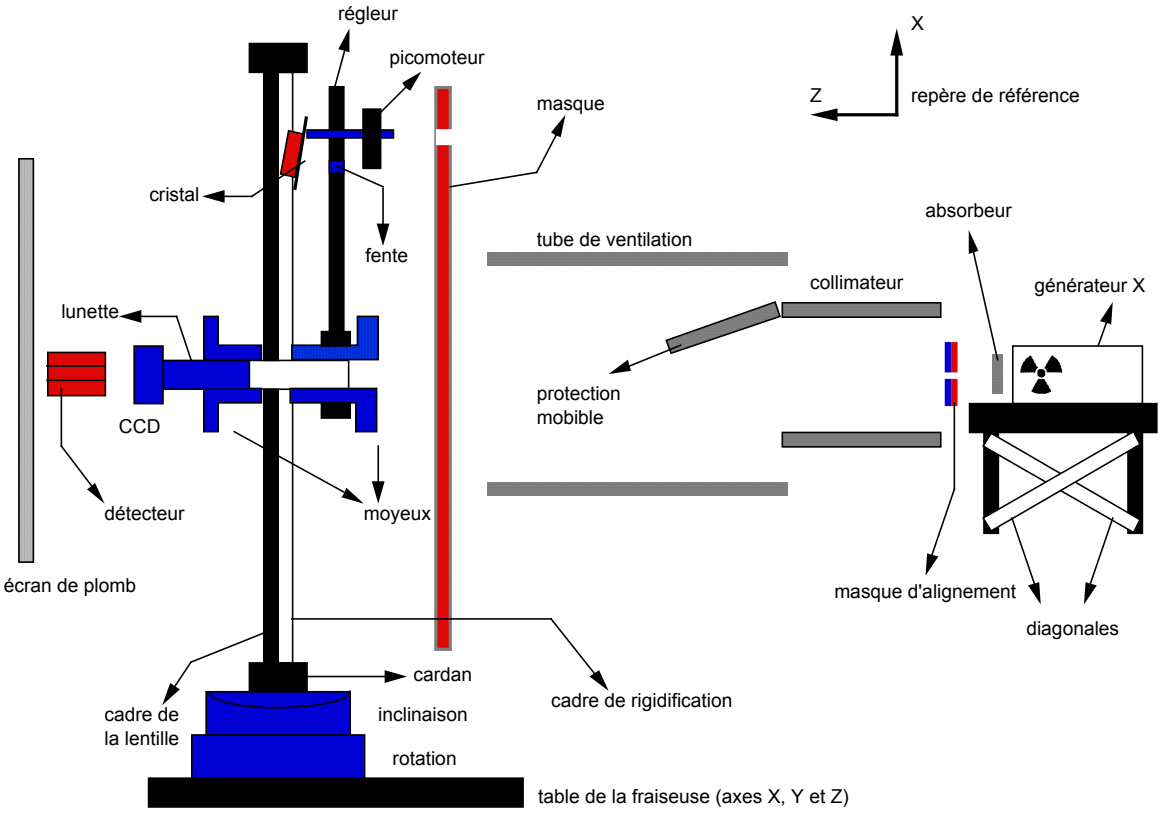


Fig V-I-3 : Disposition schématique des différents éléments de la ligne de réglage. Le schéma n'est pas à l'échelle.

La méthode pour aligner chaque élément comporte deux parties. La première consiste à mesurer le flux de photons X qui illumine la lentille. Les mesures s'effectuent sur des cercles concentriques. La lentille est ensuite déplacée pour obtenir une égalisation des flux. Cette opération permet de placer le centre de rotation sur l'axe des rayons X. La seconde partie consiste à orienter la lentille vers la source de photons X, c'est-à-dire qu'elle doit pointer vers la source. Pour cela, deux systèmes de rotation Huber (rotation (angle φ) autour de l'axe X et inclinaison (angle χ) autour de l'axe Y) sont utilisés. La lunette tourne autour de son axe et les angles χ et φ sont modifiés jusqu'à ce que la source X, rendue lumineuse pour

être visible par la lunette, soit exactement sur le pixel invariant de la caméra CCD de la lunette.

Cette méthode est avantageuse. D'une part, elle est insensible à un déplacement de la caméra CCD. D'autre part, elle ne dépend pas de la mise au point de la lunette. En effet, la source X est à environ 14 mètres au moment du réglage, mais cette même lunette doit aussi pointer l'étoile guide à l'infini car par construction la lentille pointe là où la lunette regarde. Le changement de focale amène toujours des décalages entre la mécanique et l'optique. La recherche du pixel invariant évite un tel problème.

Dans les paragraphes suivants, nous allons étudier les deux éléments principaux de la ligne de réglage (source X et détecteur). Avec leurs caractéristiques, nous verrons comment ces éléments s'agencent (paragraphe IV) et quels systèmes mécaniques doivent être fabriqués pour permettre un réglage adéquat (paragraphe V).

II. La source X

Le but du réglage est de modifier l'angle d'inclinaison des cristaux jusqu'à obtenir l'angle de Bragg correspondant à une énergie diffractée de 122 keV. Cela signifie que le cristal diffracte des énergies différentes au cours du réglage, puisque l'angle varie (relation de Bragg). Deux méthodes sont facilement utilisables :

La première consiste à utiliser une source radioactive qui délivre une énergie précise. Cette solution nécessite d'avancer pas à pas pour trouver le pic de diffraction à 122 keV. En considérant une mosaïcité d'environ 35 secondes d'arc et en appliquant la relation donnant l'efficacité de diffraction (relation III-2), on obtient une largeur en énergie de 2.6 keV à 0.8 keV (anneau 0 à anneau 7). Ces valeurs représentent la taille maximale du pas pour chercher le pic de diffraction. De plus, l'expérience acquise au cours des tests du système de réglage montre qu'il n'est pas possible d'approcher manuellement le pic de diffraction avec une précision angulaire meilleure que le dixième de degré. Selon l'anneau, cela revient à effectuer 12 itérations si aucun imprévu ne vient perturber la mise en œuvre. En dépit d'un faible bruit de fond (quelques dizaines de coups par seconde sur la gamme 30 keV - 150 keV contre 3.7 10^7 coups pour la source radioactive) l'intégration ne peut durer moins de 1500 secondes avec une source de ^{57}Co de 1 mCu pour avoir un peu de statistique et pouvoir ajuster une courbe. Cela implique une durée de 2 à 4 heures par cristal dans le meilleur des cas pour trouver le pic. Il faut ensuite effectuer 3 à 4 intégrations plus longues pour placer ce pic à ± 0.05 keV. Au total, le réglage d'un cristal peut durer jusqu'à 10 heures, c'est-à-dire un seul cristal par jour. Et il y a environ 600 cristaux à régler! Cette méthode est donc trop longue pour le réglage mais constitue un outil puissant pour vérifier l'intégrité du réglage au cours du temps. Il suffit en effet de placer une source radioactive de ^{57}Co, qui produit une raie à 122 keV, à 14162 mm sur l'axe gamma et de compter le nombre de coups dans le détecteur. S'il ce nombre est en diminution, cela sera un indice du déréglage de la lentille. Cette solution simple à mettre en œuvre nous sera très utile sur le site de lancement.

Une meilleure méthode pour régler la lentille est d'avoir un générateur de rayons X fournissant un continuum. Au fur et à mesure que l'angle du cristal change, ce dernier trouve toujours une énergie à diffracter. Le résultat est un déplacement dans le détecteur du pic de diffraction au fur et à mesure du réglage. La position du pic en cours permet d'estimer l'angle restant à parcourir pour accéder plus rapidement à l'angle final. Les caractéristiques du générateur que nous avons acquis sont les suivantes : haute tension de 150 kV pour un courant de 0.4 mA maximum. Un spectre est présenté en Figure V-II-1. Le principe de fonctionnement repose sur des électrons qui sont accélérés vers une cible (cathode) en

tungstène. Les électrons produisent un rayonnement Bremsstrahlung et la réorganisation des couches électroniques est productrice de photons X ainsi que de deux raies intenses (Kα et Kβ). Ces dernières sont nettement visibles dans le spectre mais ne participent que très peu au flux compte tenu de leur largeur (Chambellan et al., à paraître).

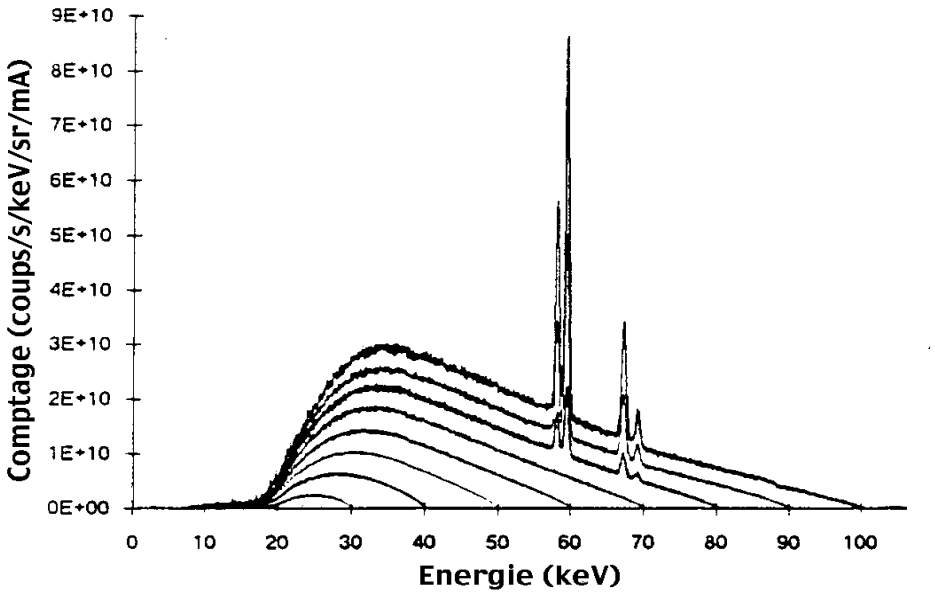


Fig V-II-1 : Spectre du générateur X. En abscisse la haute tension appliquée et en ordonnée le flux en ph s^{-1} keV^{-1} sr^{-1} mA^{-1}. Les deux raies distinctes sont celles du tungstène.

Le générateur produit un flux élevé de photons et réduit ainsi la durée d'intégration minimale pour obtenir un pic de diffraction exploitable (statistique suffisante). Le flux total accessible dépend à la fois de la tension fournie et du courant. Il peut être évalué par la relation simple suivante : $F = 10^8 U^2(kV)$ ph s^{-1} sr^{-1} keV^{-1} mA^{-1}. Un cristal situé à 15 mètres reçoit par conséquent environ 700 ph s^{-1} keV^{-1}, ce qui correspond à 20 coups s^{-1} keV^{-1} dans le détecteur en tenant compte des divers facteurs tels que l'efficacité de diffraction du cristal ou l'efficacité de détection du détecteur. Les taux de comptage obtenus dans le détecteur sont en accord avec ces prédictions, puisqu'elles varient de 15 à 30 coups s^{-1} keV^{-1}. Avant d'inclure ce générateur dans la ligne de réglage, il convient de simuler la ligne de réglage en incluant le générateur afin de déterminer les caractéristiques du pic diffracté. Cela permettra de dimensionner les autres éléments de la ligne de réglage, comme les masque de radioprotection.

La simulation de la ligne de réglage a été réalisée en incluant le générateur X, un cristal et le détecteur. Un tirage Monté-Carlo choisit l'énergie des photons X, leur position de départ dans la source X (diamètre 0.8 mm) et leur direction de propagation. Afin de rendre la simulation plus rapide, la gamme des angles autorisés pour la direction de propagation était limitée à ceux permettant de toucher le cristal à coup sûr. Une hypothèse de travail est de considérer le cristal comme homogène. Ainsi, chaque photon incident a la même probabilité de diffracter s'il possède la même énergie et arrive selon le même angle quelle que soit la position sur le cristal. En tenant compte ensuite de l'efficacité du détecteur (80% à 122 keV), il est possible de comptabiliser le nombre de photons arrivés et leur énergie en fonction de l'inclinaison du cristal. On peut alors tracer une courbe reportant l'énergie diffractée en fonction de l'angle du cristal (Figure V-II-2).

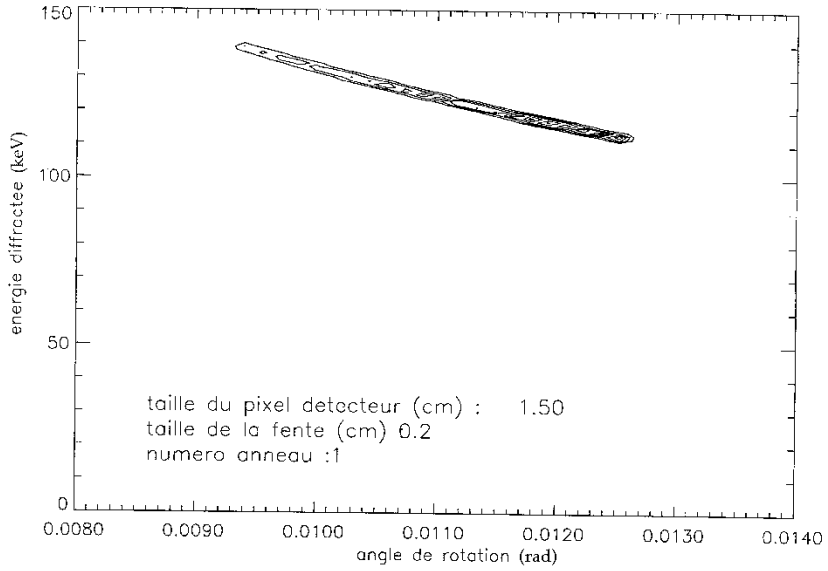


Fig V-II-2 : Énergie diffractée en fonction de l'angle d'inclinaison du cristal. La largeur du tracé provient de celle de la bande d'acceptance du cristal (relation IV-3).

Le graphe débute à 150 keV car le réglage s'effectue vers les énergies plus basses. La simulation est volontairement stoppée à 110 keV puisque l'énergie qui nous intéresse est centrée sur 122 keV. On constate que quel que soit l'angle de rotation du cristal, on aura toujours un pic de diffraction. Grâce à cette simulation, il est possible de prendre des tranches verticales de la courbe correspondant à un angle d'inclinaison précis et voir l'influence de la présence d'une fente. En effet, l'absence de cette dernière augmente la valeur de l'angle sous-tendu par le cristal depuis le générateur X, qui serait de 145 secondes d'arc (10 mm de taille vus à 14162 mm de distance). C'est beaucoup pour régler un cristal dont la mosaïcité n'est que de 35 secondes d'arc. La présence d'une fente d'au maximum 3 mm devient obligatoire pour diminuer la largeur du pic. De plus, seul le centroïde du pic est intéressant car sa valeur donne l'angle d'inclinaison du cristal; or, si ce dernier n'est pas parfaitement homogène (cas réel), les pentes du pic ne seront pas forcément symétriques (présence de matériel autour du cristal) et un plateau apparaît en haut du pic, rendant le calcul du barycentre caduque à la précision nécessaire pour notre but (0.05 keV, voir le paragraphe IV.4). La simulation montre que la fente rend symétrique le pic en imposant des effets de bord identiques et évite le plateau.

Le calcul des largeurs des pics en fonction de la mosaïcité est abordé en annexe A. Tout au long de ce chapitre, nous aurons besoin de passer d'une largeur angulaire à une largeur en énergie et inversement. Cette équivalence est abordée en annexe B.

III. Le détecteur

A l'autre bout de la ligne de réglage se situe le détecteur, composé d'une matrice de 3x3 cristaux de Ge pur. Leur taille est de 14 mm x 14 mm x 40 mm (Naya, 1995). Ces

détecteurs sont reliés à un premier étage amplificateur, situé juste derrière leur boîtier afin de rendre le signal assez puissant pour passer via des câbles électriques et rejoindre l'électronique générale. Chaque détecteur est séparé des autres par une fine cale de 0.2 mm d'indium. L'intérêt d'utiliser une matrice est lié au principe du réglage. Grâce au continuum émis par le générateur X, nous pouvons obtenir un pic de diffraction pour une large gamme d'angle. Mais la distance séparant la lentille du détecteur (zi) constitue un grand bras de levier, ce qui induit un déplacement de 15 mm de la position de pic de diffraction au niveau du détecteur. Il est donc nécessaire d'avoir au moins un détecteur tout autour du détecteur central pour profiter pleinement du système de réglage. De plus, nous verrons dans le chapitre 5 que l'utilisation d'une matrice durant un vol ballon est aussi intéressant car les détecteurs situés à la périphérie permettent de mesurer le bruit de fond pendant que le détecteur central reçoit le signal.

En ce qui concerne le réglage, notre besoin est une résolution en énergie très élevée, de l'ordre de 0.05 keV et nécessite un étalonnage rigoureux des détecteurs. En effet, une étude précédente (Naya, 1995) a montré que la réponse des détecteurs n'est pas identique à celle des autres. L'étalonnage de la matrice nécessite donc de tenir compte du cas particulier de chaque détecteur. La résolution en énergie est définie par la largeur à mi-hauteur du pic issu du spectre lorsque le détecteur est illuminé par une source monochromatique. Les valeurs du tableau V-III-1 ont été calculées en plaçant une source radioactive de ^{88}Ra[5] et de ^{57}Co (122.06 keV et 136.47 keV) 5 mm devant chaque détecteur. La connaissance de l'énergie des raies permet aussi de calibrer l'électronique. Cet étalonnage est effectué en calculant pour un spectre le canal correspondant au centroïde de plusieurs pics à différentes énergies de 122 keV à 609 keV, compte tenu des sources utilisées. Connaissant l'énergie des raies et le numéro de canal, on peut ajuster la meilleure courbe passant par tous ces points. Nous avons testé la droite et le polynôme de degré 2, soit des équations de la forme :

$$E = h.C + j \quad \text{ou } E = g.C^2 + a.C + b \qquad \text{où C = numéro du canal}$$

Le nombre de raies (7) étant plus important que le nombre de paramètres (2 ou 3), les données ont été réduites par calcul matriciel. La droite obtenue fournit de meilleurs résultats sur la gamme 122 keV - 610 keV, alors que le polynôme tronqué (on utilise que les coefficients a et b) est plus précis pour les calcul à basse énergie car la partie quadratique est négligeable. Le tableau V-III-1 donne les valeurs numériques associées au polynôme tronqué car seules les basses énergies sont intéressantes pour le réglage. L'étalonnage linéaire sera utile pour le vol ballon. L'étalonnage du détecteur central (numéro 5) est le plus important car c'est sur lui que sont focalisés les photons durant le réglage.

Les valeurs données dans le tableau V-III-1 montrent que la résolution en énergie des détecteurs est insuffisante d'un facteur 5 à la résolution souhaitée pour le réglage (0.05 keV). Pour diminuer l'erreur commise dans la détermination de l'énergie du centroïde du pic, il faut intégrer le pic avec un grand nombre de photons pour augmenter la statistique. Ainsi, on peut calculer à l'aide d'une simulation numérique le nombre minimal de photons à intégrer pour obtenir une erreur de ± 0.05 keV en fonction de la résolution en énergie du détecteur. Même si le calcul de la largeur à mi-hauteur de la courbe de diffraction peut se faire de manière analytique (Annexe A), l'utilisation d'une simulation évite d'effectuer de longs calculs numériques et possède surtout une grande souplesse d'utilisation quant aux modifications de la configuration (présence ou non d'une fente par exemple).

[5] Le radium produit des raies aux énergies de 186.21 keV, 241.98 keV, 295.21 keV, 351.93 keV et 609.32 keV.

Numéro de détecteur	Moyenne du centroïde* (numéro de canal)	Moyenne de la FWHM (en nombre de canaux)	a	b	ΔE (keV)
1	269.540	9.235	0.289596	43.926185	2.67 ± 0.02
2	267.540	9.068	0.287652	44.768266	2.61 ± 0.04
3	268.445	8.958	0.287628	44.908747	2.58 ± 0.03
4	272.663	8.980	0.288826	43.493533	2.59 ± 0.02
5	279.945	8.927	0.289638	41.039452	2.87 ± 0.03
6	263.293	9.760	0.290291	45.513809	2.83 ± 0.05
7	266.755	8.703	0.287859	45.317357	2.51 ± 0.02
8	312.098	9.718	0.260482	40.813275	2.53 ± 0.01
9	272.275	8.733	0.287270	43.953845	2.51 ± 0.02

* Les numéros de canaux correspondent à la raie à 122.06 keV du ^{57}Co.

Tab V-III-1 : Tableau regroupant la résolution en énergie ΔE des éléments de la matrice Ge pour une énergie de 122 keV. Les paramètres d'étalonnage a et b des détecteurs de la matrice liant le canal de l'électronique à l'énergie du photon incident sont aussi fournis.

Le principe de cette simulation est de réaliser un tirage aléatoire en énergie et en direction, de photons qui illuminent le cristal. Après la diffraction, on comptabilise les photons qui déclenchent le détecteur et on construit progressivement le spectre en remplissant les différents canaux de l'électronique. La taille du canal est fonction du gain de l'électronique et constitue un paramètre du programme. Celui-ci est fixé à 0.3 pour le tableau V-III-2, en adéquation avec les valeurs utilisées au cours du réglage et établies par des mesures (pour le détecteur n°5, a = 0.289638, voir le tableau V-III-1).

Nombre de photons	Erreur commise (keV) (1)	Erreur commise (keV) (2)
<500	± 0.1	± 0.1
1000	± 0.07	± 0.06
7800	± 0.05	± 0.05
20000	± 0.01	± 0.01
30000	± 0.01	± 0.01

(1) en supposant une résolution en énergie de 2 keV
(2) en supposant une résolution en énergie de 2.87 keV

Tab V-III-2 : Nombre de photons minimal pour ajuster une gaussienne sur le pic de diffraction avec l'erreur associée (colonne 2 et 3). Ce calcul a été effectué pour deux résolutions en énergie. La résolution du détecteur actuel de CLAIRE est de 2.87 keV.

Le flux du générateur X à 122 keV est égal à 10^{10} ph s^{-1} keV^{-1} sr^{-1} mA^{-1}. L'intensité du courant utilisé est de 0.2 mA contre 0.4 mA au maximum pour éviter un échauffement trop important du tube X. Compte tenu de l'angle solide d'une fente de 2x10 mm vu à 14162 mm (distance source - lentille), le flux illuminant un cristal est d'environ 160 ph s^{-1} keV^{-1}, soit à peu près 26 coups s^{-1} keV^{-1} dans le détecteur (le calcul tient compte de l'efficacité de

diffraction d'un cristal de l'anneau 1, de la présence d'une fente de 2 mm de large, de l'efficacité de détection et de l'absorption de l'air). Pour une erreur de 0.05 keV (tableau V-III-2), la statistique minimale est de 7800 photons, soit durée d'intégration minimale égale à 7800/26, soit 300 secondes. Les mesures effectuées sur la ligne de réglage sur l'anneau 1 donnent 24 coups s^{-1} keV^{-1} dans le pic et une statistique minimale de 8000 photons, soit une durée d'intégration de 330 secondes (10% de plus). Le taux de comptage plus faible peut être attribué à une mosaïcité plus élevée que prévue ou à un cristal non homogène.

Numéro de l'anneau	Durée de l'intégration (s)*	Nombre de cristaux	Ordre de remplissage
0	150	28	1
1	360	52	2
2	260	56	3
3	280	72	4
4	3800	80	7
5	990	88	5
6	6000	96	8
7	640	104	6

* Ces durées tiennent compte de la présence de la fente devant le cristal. Leur taille est définie dans le paragraphe V et sont listées dans le tableau V-V-2.

Tab V-III-3 : Durées des intégrations par cristal pour obtenir un pic de diffraction en fonction des indices de Miller (numéro de l'anneau). Ces durées ont été augmentées de 20% pour tenir compte des aléas du réglage (la procédure de réglage est automatique). La troisième colonne donne le nombre de cristaux par anneau et la dernière colonne fournit l'ordre de remplissage, déterminer selon la durée de l'intégration.

La durée totale du réglage de la lentille se calcule en multipliant les durées minimales d'intégration par le nombre de cristaux de chaque anneau et par un minimum de 7 itérations. Cette dernière valeur est déterminée par l'expérience acquise sur la ligne de réglage durant les tests. Elle représente le nombre d'itération moyen pour placer le pic de diffraction avec la précision souhaitée (± 0.05 keV) à une énergie de 122 keV (paragraphe V.3.7). Le total est de 2120 heures. Cette valeur élevée est due aux anneaux 4 et 6 qui allient une fente de petite taille et une faible efficacité de diffraction. La durée de réglage des 6 anneaux les plus efficaces (les numéros 4 et 6 étant exclus) tombe à 408 heures. De ces valeurs apparaît une liste de priorité de remplissage des anneaux, présentée dans le tableau V-III-3, afin de régler le maximum de cristaux dès les premiers mois.

IV. Réalisation de la ligne de réglage

Nous savons actuellement qu'un générateur doit être placé à 14162 mm de la lentille et le détecteur 2333 mm plus loin. Compte tenu du flux du générateur, il est impensable de le placer directement sur la table de granit et de l'allumer, pour des raisons de radioprotection. Le programme de simulation utilisé au paragraphe II pour déterminer le flux et la forme du pic de diffraction a été modifié pour calculer la taille des 4 éléments à mettre en place pour la radioprotection.

- *Premier élément* : un filtre, placé devant la fenêtre du générateur X pour absorber les photons de faible énergie inutiles pour le réglage (gamme entre 30 keV à 100 keV) mais qui contribuent fortement à la dose d'irradiation. Le meilleur matériau doit par conséquent présenter une forte absorption photoélectrique jusqu'à environ 100 keV pour arrêter tous les photons de basse. Une recherche des coefficients d'absorption des divers matériaux en vente a montré que le cuivre (Web, [1]) possède ces caractéristiques (Figure V-IV-1). L'épaisseur idéale calculée est de 0.5 mm de cuivre.

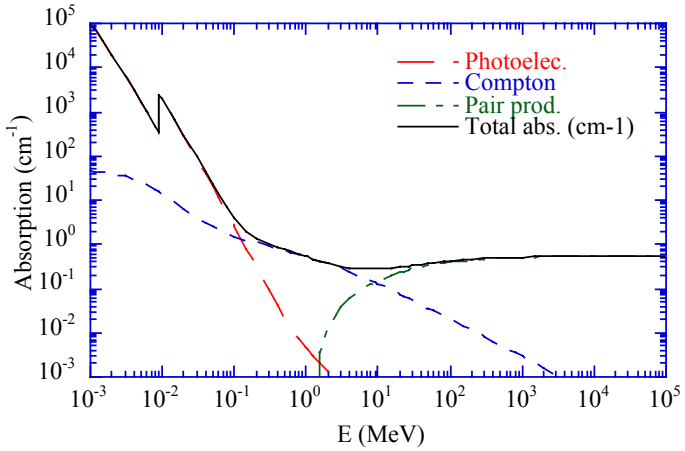


Fig V-IV-1 : Coefficient d'absorption linéaire du cuivre.

- *Second élément* : le collimateur, placé devant le générateur X. Il doit réduire la taille angulaire du faisceau X de manière a n'illuminer que le cadre de la lentille. Cela signifie une taille angulaire de 0.032 radian. Le diamètre extérieur du collimateur ne peut pas être supérieur à la taille externe du générateur X. Sinon, il apparaîtrait un espace entre le haut du générateur et celui du collimateur, laissant la possibilité au rayonnement rétrodiffusé d'irradier l'arrière du générateur et nécessitant une protection supplémentaire. La valeur du diamètre extérieur est donc fixée à 120 mm. Les calculs de diffusion d'un rayonnement dans l'atmosphère ont été intégrés dans la seconde version du programme de manière à calculer l'épaisseur minimale du collimateur. Ce dernier calcule la diffusion de tous les points du volume irradié par le générateur et somme leur contribution en un point choisi autour de la ligne de réglage. Il est ainsi possible de calculer pour n'importe quel point autour de la ligne de réglage la quantité de rayonnement reçue et la comparer aux normes en vigueur pour en déduire la protection adéquate, c'est-à-dire l'épaisseur du collimateur.

En radioprotection, les normes en vigueur définissent plusieurs zones en fonction des doses reçues. La zone contrôlée est le volume où l'irradiation est supérieure au minimum autorisé par la législation (0.5 rem/an). Une telle valeur correspond à celle reçue par irradiation naturelle. Cette zone est matérialisée par une bande rayée jaune et noire au sol et par une chaîne blanche et rouge. Il est intéressant de minimiser cette zone pour diminuer l'encombrement de la ligne de réglage. Pour ne pas trop élargir la zone contrôlée, la distance maximale entre l'axe de la ligne de réglage et la limite de la zone est fixée à 1 mètre. Le graphe V-IV-2 montre le flux diffusé par l'air à 30 cm de la table de granit. Avec 12 mm d'acier, la dose cumulée sur 100 heures consécutives de travail est de 3.8 mrem. On déduit de cette valeur la dose reçue pour une année complète : 76 mrems, soit 6 fois moins que la limite fixée par la législation en vigueur.

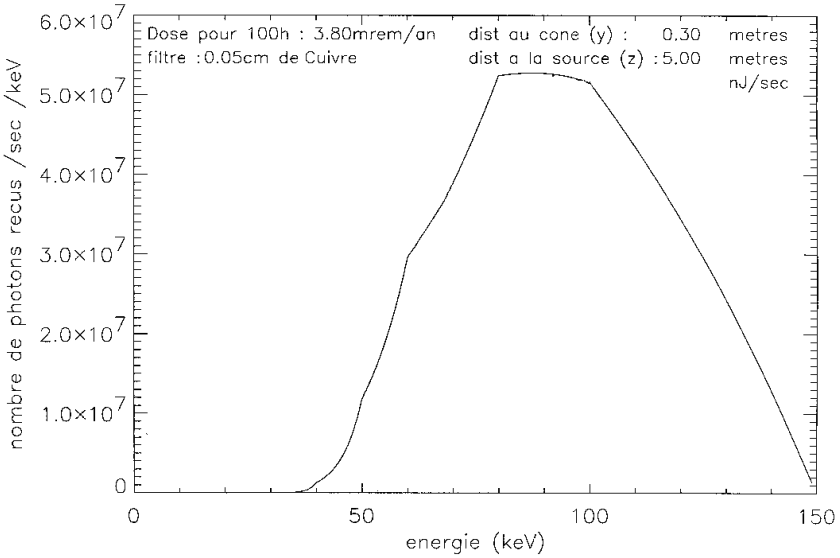


Fig V-IV-2 : Flux de la source du générateur X en fonction de l'énergie. Le point étudié est situé à 5 mètres du générateur et est décalé de 0.3 mètre par rapport à l'axe des rayons X (z = 5 m, y = -0.3 m). On constate que les faibles énergies contribuent pour la moitié environ du flux. En l'absence du masque en cuivre placé devant la fenêtre du générateur X, la proportion de photons de faible énergie serait de 3/4.

Un calcul rapide montre que même si l'épaisseur du tube n'est que de 1 mm, la longueur du tube est supérieure à 2 mètres. Le matériau doit donc être rigide. Cela élimine le cuivre par exemple. Le choix s'est porté sur l'acier. C'est un matériau peu flexible, lourd (le collimateur ne risque pas d'être déplacé par mégarde), peu onéreux, décliné en de nombreuses cotes cylindriques et absorbe les photons de basse énergie. Le calcul précis issu du programme donne une valeur de 11 mm d'acier. Les tubes acier non rectifiés (donc peu chers) n'ont pas un diamètre intérieur régulier. Quand on choisit un diamètre de 100 mm par exemple, il peut avoir, à l'endroit où on le découpe, une valeur de 98 mm ou de 101.5 ou toute autre valeur entrant dans l'erreur ± 2 mm. Pour prévenir un diamètre trop petit et faciliter l'alignement du collimateur, la taille du cadre de la lentille a été surestimée à 500 mm au lieu de 450 mm. La taille angulaire de la lentille devient 0.035 radian. La côte la plus proche du tube possède un diamètre extérieur de 118 mm (au lieu de 120) et 11.5 mm d'épaisseur (contre 11 demandés). Cela donne un diamètre intérieur de 95 mm, soit une longueur de 2690 mm.

Ce tube est fondamental car il garantit la radioprotection. Il est donc fixé sur la table de granit, de même que le générateur X. La taille angulaire ne peut pas varier et irradier une zone plus importante que celle définie, le générateur ou le collimateur ne peuvent pas bouger pour irradier une zone non prévue.

- *Troisième élément* : le tube de ventilation dont l'objectif est de présenter un obstacle physique à toute personne désireuse d'accéder d'un côté à l'autre de la salle blanche plus vite en « coupant » à travers l'axe du faisceau X. Là encore, le programme de simulation a été mis à contribution pour trouver l'épaisseur adéquate. Le diamètre est plus grand que le cône d'irradiation des photons X; la diffusion Compton des photons ne se passe ainsi que dans l'air

et le tube a pour seule fonction d'arrêter le peu de photons diffusés en plus d'être une barrière physique. Le résultat est une épaisseur inférieure au mm pour de l'acier. La solution technique choisie est le tube de ventilation. Cela explique la présence des 4 tubes de 3 mètres de long entre le générateur et la lentille. Ils sont posés sur des pieds lourds (15 kg) pour éviter un déplacement inopportun. Les marquages au sol longent ce tube, terminant cette partie du dispositif.

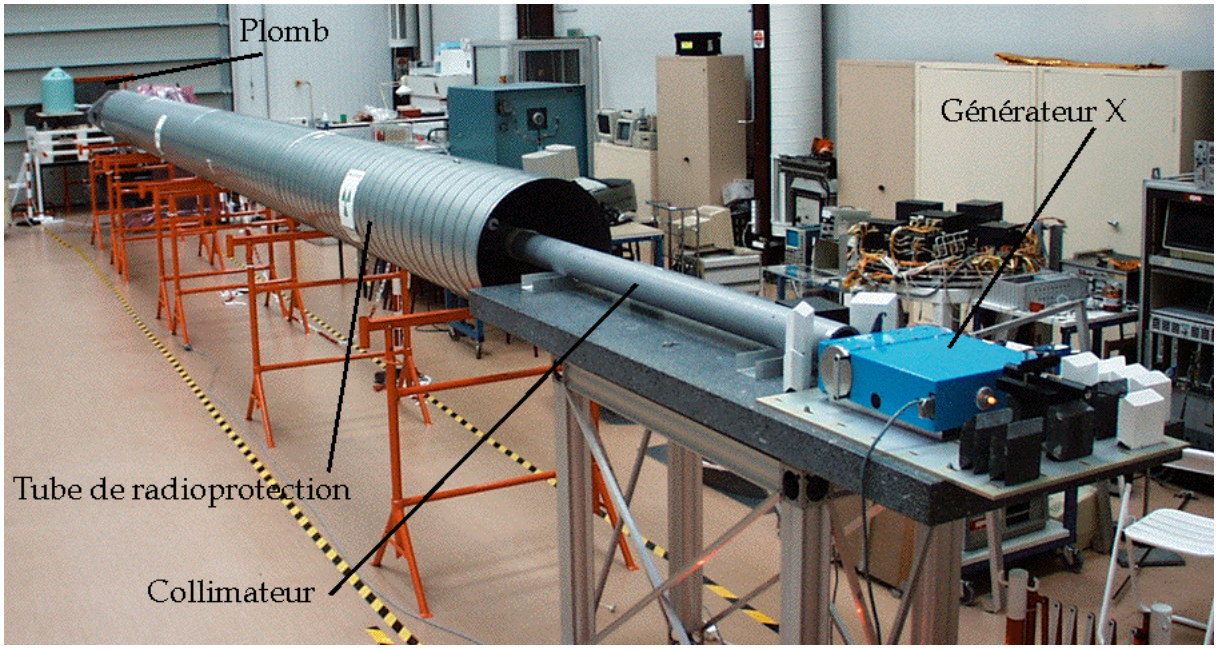


Fig V-IV-3 : Les diverses parties de la ligne de réglage dans la salle blanche du CESR.

- *Quatrième élément* : une plaque de plomb, dont l'objectif est d'arrêter les quelques photons résiduels. Elle est placée en fin de ligne, derrière le détecteur pour protéger le hall gris qui ne se situe pas en zone surveillée, contrairement à la salle blanche (cela signifie qu'une pancarte doit signaler à toute personne entrant dans cette salle blanche qu'il y a un générateur X, son fonctionnement étant signalé par un gyrophare rouge). Tous ces éléments sont visibles dans la photo V-IV-3 et la figure IV-I-3.

V. La stratégie de réglage

V.1. Préparation

Nous l'avons vu au premier paragraphe, la précision radiale de placement doit être meilleure que le dixième de mm. Trois étapes ont été nécessaires :

La première tâche a été d'effectuer une série de mesures tridimensionnelles sur le cadre de la lentille afin d'en réaliser un dessin technique précis et complet. Ces mesures ont été réalisées à l'IUT de génie mécanique de Toulouse qui possède une machine tridimensionnelle. Cette dernière se caractérise par un plan de travail en granit sur lequel l'objet à mesurer est placé. L'opérateur approche de la zone étudiée un doigt muni de butée qui délivre un signal dès qu'il se tord. L'objectif a été de mesurer précisément la position des trous de fixation des cristaux et la planéité du cadre de la lentille. Après une réduction des

données, ces séries de mesures ont donné le rayon de chaque anneau et leur excentricité. Le tableau V-V-1 résume les résultats obtenus.

Côtes mesurées	Valeurs[1] (mm)	Excentricité[2] (mm)
ϕ extérieur de la lentille	451.26	
ϕ de l'alésage intérieur	50.80	
ϕ de l'anneau 0	148.38	0.04
ϕ de l'anneau 1	186.90	0.06
ϕ de l'anneau 2	251.16	0.05
ϕ de l'anneau 3	270.40	0.06
ϕ de l'anneau 4	324.52	0.05
ϕ de l'anneau 5	334.52	0.07
ϕ de l'anneau 6	194.28	0.20
ϕ de l'anneau 7	209.06	0.09
épaisseur de la lentille	25.40	

[1] La précision des mesures est de 0.01 mm.
[2] L'excentricité a été mesurée par rapport à l'alésage intérieur du cadre de la lentille.

Tab V-V-1 : Valeurs des diamètres des anneaux du cadre de la lentille et leur excentricité par rapport à l'axe de l'alésage central.

Ces données et celles obtenues auprès de l'Argonne National Laboratory (qui a fabriqué le cadre) ont permis de réaliser le dessin présenté figure V-V-1. Ce schéma est essentiel car il sert de fondation à tous les travaux mécaniques inhérents au réglage.

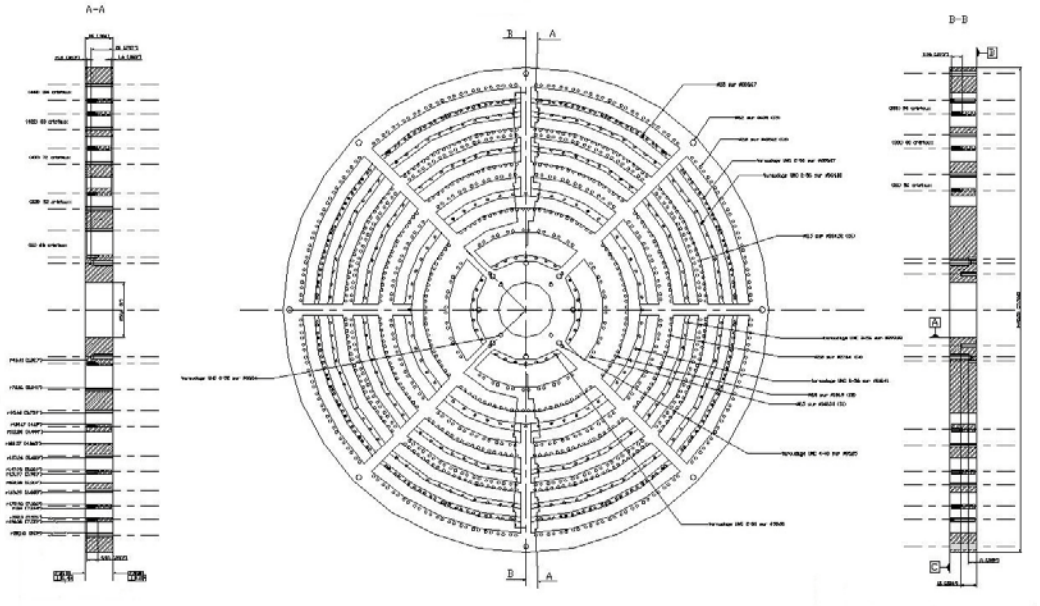


Fig V-V-1 : Dessin technique de la lentille.

La seconde étape fut d'étudier la structure mécanique du cadre de la lentille. Bien que celui-ci soit épais (25.4 mm) et fabriqué en titane, il fléchit sous son propre poids, comme

toute structure mécanique. Or, la précision du réglage de la lentille est de l'ordre de la seconde d'arc et nécessite une structure porteuse garantissant une telle stabilité. Il est par conséquent nécessaire de mesurer le fléchissement du cadre seul, puis avec un poids leurre pour simuler les cristaux, la visserie et les diverses pièces mécaniques inhérentes à la lunette de visée de la source X (paragraphe V.2).

Le principe des mesures de fléchissement a consisté à poser le cadre sur 3 plots en tungstène et de fixer un miroir en une position variable du cadre. La mesure du fléchissement s'est faite en regardant le déplacement angulaire par autocollimation du miroir au fur et à mesure que la masse leurre augmente. Les mesures ont été faites en 27 points concentrés en un huitième du cadre car, par construction, le cadre est composé de huit secteurs géométriquement identiques. Pour obtenir une courbe exploitable, le poids varie de 0 à 15 kg pour chacun des 27 points de mesure. Le résultat est fourni dans la Figure V-V-2. Une interpolation entre les deux extrêmes, indique une courbure de 1.2 seconde d'arc par kg. Cela donne une courbure de 6 secondes d'arc en moyenne en regard du poids que devra soutenir la lentille (environ 5 kg). Or, nous verrons à la fin du chapitre l'estimation des erreurs cumulées par chaque élément de la ligne de réglage. La part concédée au fléchissement du cadre de la lentille ne peut excéder 3 secondes d'arc et nécessite de trouver un système pour diminuer cet effet.

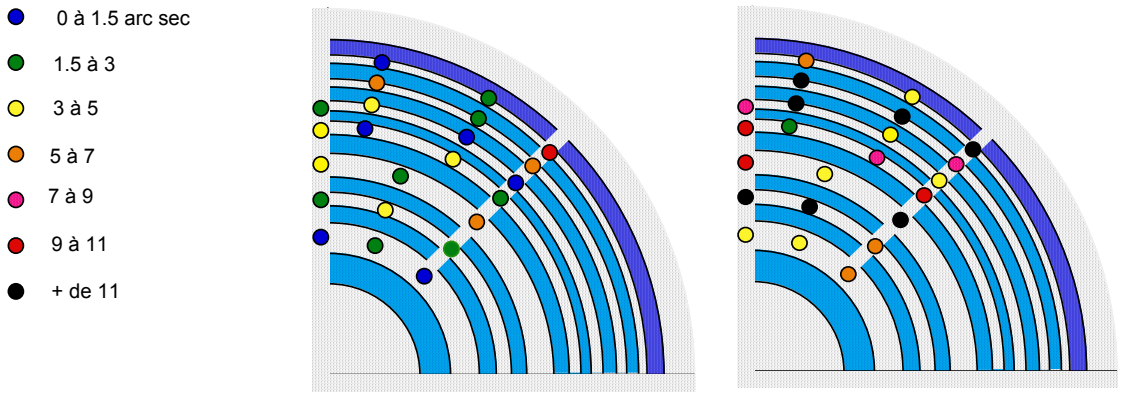


Fig V-V-2 : Fléchissement mesuré en plusieurs points du cadre. Le code de couleurs indique la valeur du fléchissement en secondes d'arc. La figure de gauche a été obtenue avec le cadre seul, celle de droite avec une masse de 10 kg.

La solution que nous avons essayé est un système qui rigidifie le cadre en l'aidant à soutenir son propre poids. Nous avons donc réalisé un « sandwich » avec la lentille comme entremet et coincée entre deux plaques d'acier connectées par des vis. En modifiant le serrage des vis, on peut augmenter ou diminuer la pression exercée sur l'extérieur du cadre. Ceci à pour effet d'empêcher le cadre de fléchir à son extrémité, diminuant du même coup le fléchissement global du cadre. La figure V-V-3 montre le résultat d'un tel système avec une masse de 15 kg.

Parmi les 27 points précédents, seuls 4 présentent une valeur suffisamment élevée pour sortir des barres d'erreurs. Le résultat obtenu est nettement meilleur et démontre l'utilité d'un système rigidificateur du cadre de la lentille. La solution du sandwich n'est pas viable pour un vol ballon (chaque plaque d'acier pèse 50 kg), mais elle a permis d'appréhender très vite l'ordre de grandeur de l'amélioration apportée par un système de rigidification. La configuration finale de renforcement s'inspire de la solution précédente et se présente sous la forme d'un cercle muni d'une croix avec, en son centre, le moyeu (Figure V-V-4). Le système

de renforcement se fixe sur le cadre de la lentille par des vis au niveau du cercle extérieur du cadre et au niveau du moyeu. Sa réalisation a été opérée en parallèle avec le système de réglage, car il impose des contraintes, en particulier au niveau des distances entre les fentes de collimation et le cadre (voir paragraphe suivant).

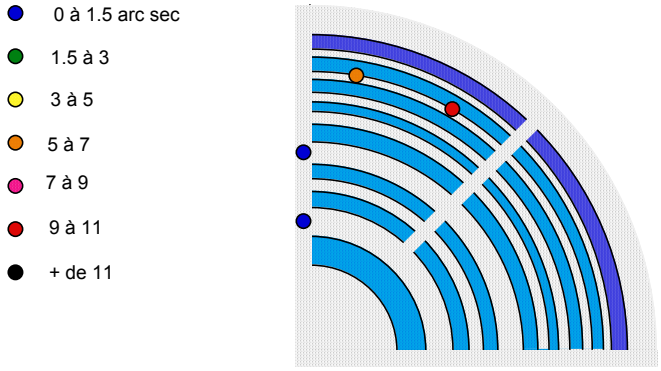


Fig V-V-3 : Fléchissement mesuré pour les points dont les valeurs sont assez élevées pour être mesurables avec le système rigidificateur. Les valeurs angulaires mesurées sont nettement plus faibles et passent en dessous de 3 secondes d'arc pour la plupart.

La troisième étape consiste à équiper la lentille d'un système capable de repérer la direction où regarde la lentille. En effet, le pointage précis de la lentille est effectué à l'aide d'une étoile guide dans le domaine du visible. Une lunette est par conséquent indispensable pour repérer la position de l'étoile guide par rapport à la direction du regard de la lentille. Ce système a aussi l'avantage d'être utile pour la vérification du réglage sur le site de lancement par exemple. En effet, il suffit de placer une source radioactive dans l'axe de la lunette à 14162 mm pour reconstituer la structure de la ligne de réglage et vérifier l'intégrité du réglage en comptant le nombre de coups dans le détecteur. Le principe de ce système a déjà été abordé en détail dans le premier paragraphe.



Fig V-V-4 : Image du cadre de la lentille avec son système de renforcement avant réglage.

V.2. Mise en place du réglage

La première action consiste à installer chaque élément : le générateur X, la mire, le collimateur, le tube de ventilation, le masque, le cadre de la lentille et le détecteur, comme indiqué Figure V-I-3. Tout d'abord, chaque élément est placé selon la direction Z. A l'aide d'un laser placé à la position théorique de la source X et dont le faisceau est parallèle au plan du granit (le collimateur qui pèse 80 kg est décalé sur la table de granit et la fait légèrement pencher), chaque élément est placé selon l'axe X (vertical) et Y. Cette opération est rapidement réalisée grâce aux croix installées sur les faces du collimateur, du tube de ventilation, du masque[6] et du détecteur. Ce laser permet d'aligner avec une précision de ± 1 mm. L'alignement grossier est à ce moment là terminé et le générateur prend la place du laser sur la table de granit.

La seconde étape consiste à aligner plus précisément les deux éléments fondamentaux de la ligne de réglage : la mire (Figure V-V-5) et la lentille. Le faisceau X, qui passe à travers le trou de la mire, illumine une partie de la lentille. A l'aide d'un compteur Geiger, un comptage du nombre de coups reçu est effectué dans le plan de la lentille. En fonction du résultat, la lentille est translatée jusqu'à obtenir une égalité des flux dans toutes les directions du plan de la lentille.

A ce stade, une mesure d'irradiation est réalisée pour s'assurer que le faisceau X ne touche en aucun endroit le tube de ventilation (radioprotection). A partir de ce moment, le générateur X, la mire et la lentille ne doivent plus bouger sous peine de devoir à nouveau tout aligner.

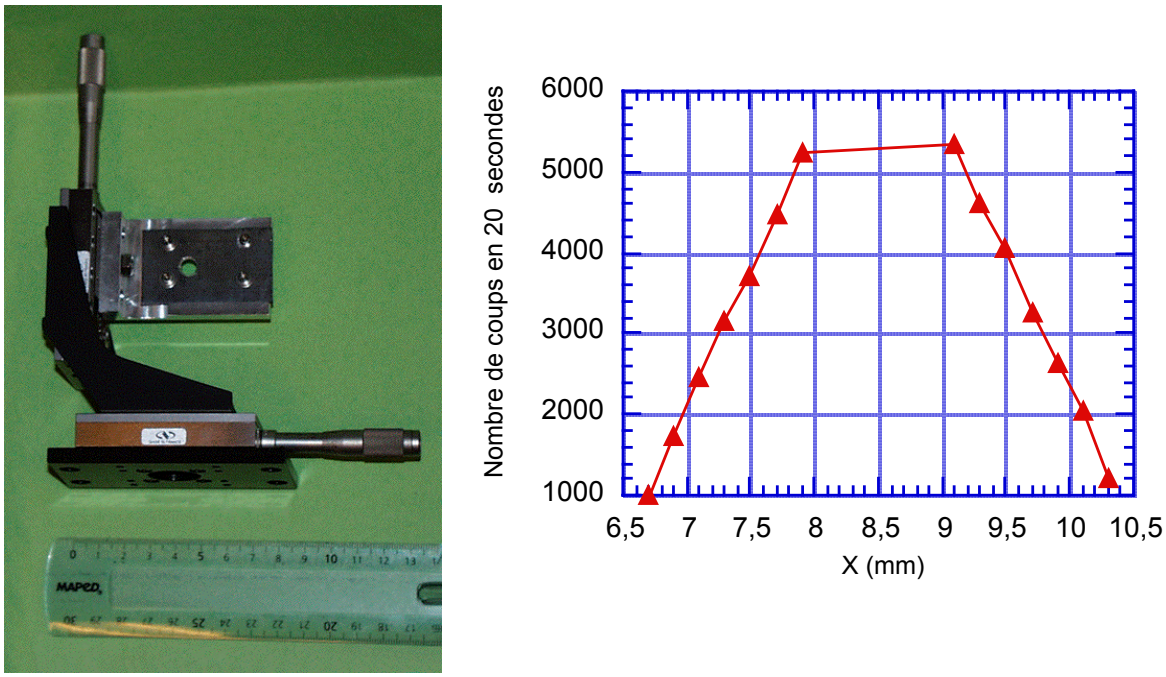


Fig V-V-5 : Mire en plomb et ses platines de translation micrométrique (gauche). La courbe donnant le comptage de photons en fonction de la position X (verticale) de la cible est donnée en (b). Les points situés entre les abscisses 8 et 9 ont été ôtés, le calcul de la position centrale ne tenant compte que des pentes. L'ordonnée de chaque point est issu de la moyenne réalisée sur trois mesures de flux.

[6] Le masque est composé de 16 trous (2 pour chaque anneau) de 11 mm de diamètre qu'il est possible de boucher ou non selon la position des cristaux à régler.

Une fois la mire centrée sur le faisceau X, on termine l'alignement en prenant des images de cette mire illuminée grâce à la lunette. On calcule la position de la tâche lumineuse pour faire coïncider le pixel invariant par rotation de la lunette et le centre de la tâche. Par définition, l'axe gamma passe par le centre de la cible; l'axe optique de la lunette doit donc aussi y passer afin de confondre les deux.

Les angles sont dorénavant géométriquement fixés. Regardons maintenant comment réaliser un système de réglage performant et les précisions angulaires auxquelles on peut s'attendre.

V.3. La méthode de réglage

V.3.1. Le principe

Le principe du réglage de la lentille est d'incliner précisément le cristal pour qu'il diffracte l'énergie que l'on souhaite observer (170 keV dans notre cas). Ce système doit pouvoir incliner suffisamment le cristal et avoir la précision adéquate. Les solutions les plus simples, comme l'utilisation de cristaux piézo-électriques ou l'usinage du bon angle directement dans le cadre sont limitées par une course insuffisante pour la première, ou par une précision insuffisante pour la seconde (une minute d'arc au mieux). Nous avons donc choisi un système plus complexe, mais répondant aux deux critères précédemment cités. La figure V-V-6 résume cette solution. Une plaque en aluminium prépliée est fixée sur le cadre par une de ses extrémités. Par la seconde passe une vis spéciale (2-56/6-80) dont l'écrou, en étant vissé par le picomoteur, appuie sur la plaque et la déplie. La fente présente devant le cristal permet de limiter la taille angulaire du cristal (voir le paragraphe V.3.5).

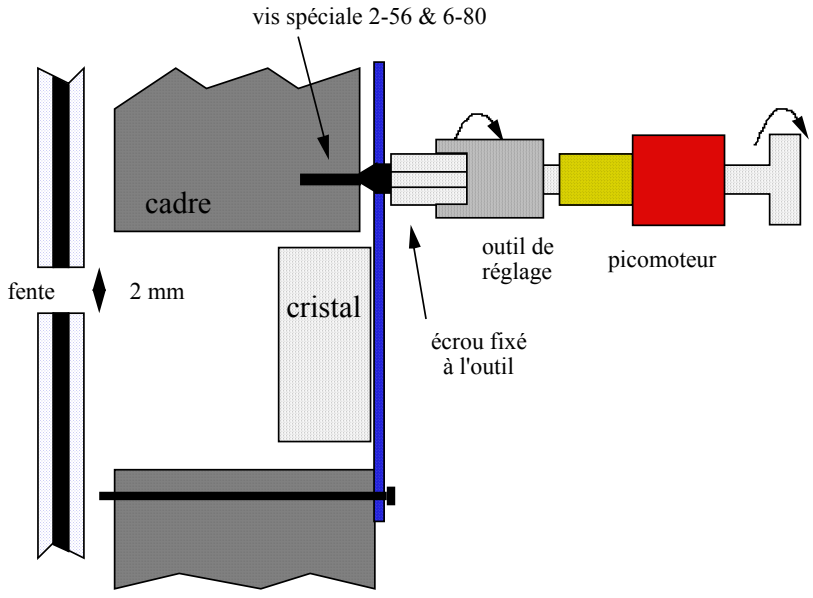


Fig V-V-6 : Schéma du principe du réglage.

Dans ces conditions, l'angle est défini par le mouvement avant/arrière de l'écrou et donc par la rotation de celui-ci sur la vis. La précision dépend à la fois du pas du filetage et de la finesse de rotation. Nous allons voir que les deux sont nécessaires pour atteindre une précision de quelques secondes d'arc.

V.3.2. Quelques valeurs numériques

La taille de la plaque en aluminium qui supporte le cristal varie selon l'anneau : de 16 mm hors tout pour les plus petites (anneau 4 et 6) à 30 mm pour les plus longues (anneau 0). Mais en moyenne la distance entre la partie pliée et l'écrou de réglage est de 10 mm. Si l'on souhaite une précision de 10 secondes d'arc (soit 4.8 10^{-5} rad) sur l'inclinaison du cristal avec un si petit levier, cela signifie qu'il faut se déplacer de 4.8 10^{-4} mm, soit environ 500 nm...

Dans la norme I.S.O., l'un des plus fins filetages a un pas de 0.35 mm (diamètre de la vis 3.5 mm). Pour atteindre nos 500 nm, il est nécessaire de tourner l'écrou d'environ 1/600 de tour! Même avec un pas de filetage fin, il est donc impératif d'utiliser un moyen mécanique pour la rotation. La solution développée ici est l'utilisation d'un picomoteur dont nous parlerons dans le paragraphe consacré à la motorisation.

Dans les paragraphes qui suivent, nous allons déterminer en détail chaque élément du système de réglage. La précision atteinte dans le déplacement sera de 0.1 micromètre, soit un erreur angulaire inférieure à 10 secondes d'arc.

V.3.3. Optimisation de la plaque en aluminium

Cette plaque est fixée au cadre de la lentille par l'une de ses extrémités. Sous l'action d'une force appliquée sur l'autre extrémité, la plaque va se tordre sur toute sa longueur. Si maintenant on colle un cristal dessus, ce dernier va épouser la forme de la plaque et se déformer. Le résultat est un cristal dont la mosaïcité change en fonction du rayon de courbure et dont une seule partie diffracte (les autres portions du cristal sont mal orientées à cause de la courbure du cristal). Ce n'est pas le but recherché. La plaque doit être affaiblie à un endroit (près de la fixation) pour que le reste de la plaque, où est collé le cristal, puisse rester rectiligne.

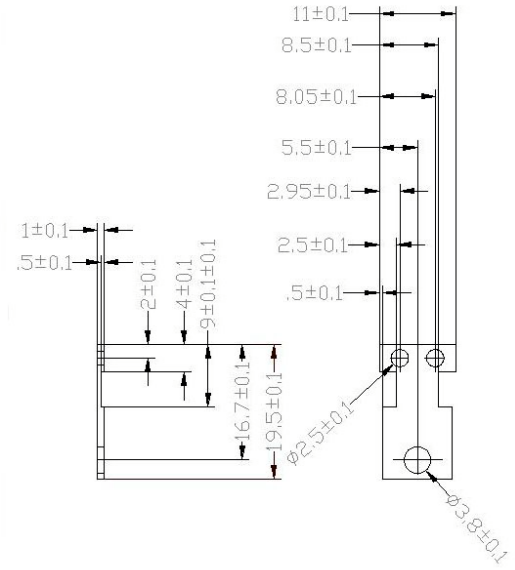


Fig V-V-7 : Dessin technique de la plaque aluminium pour les anneaux 4 et 6.

Deux solutions sont possibles. On peut réduire la largeur de la plaque (fabriquer un cou) ou son épaisseur. Ce dernier procédé est plus efficace puisque la résistance au pliage d'une plaque croît selon le cube de l'épaisseur et linéairement avec la largeur (moment quadratique). A l'autre extrême, on ne peut pas trop diminuer la résistance de la plaque car elle doit offrir une force de rappel suffisamment importante pour plaquer l'écrou de réglage sur le filetage de la vis et éviter ainsi tout jeu mécanique. Il y a donc un compromis à trouver et les essais menés sur différentes plaques à l'ANL (Chicago) et au CESR ont montré que les plaques dont la largeur et l'épaisseur sont réduites de moitié correspondent au profil souhaité. La figure V-V-7 illustre l'un des types de plaque en aluminium fabriqué.

Il faut noter que l'élasticité de la plaque a tendance à diminuer dans le temps en raison de sa faible résistance. En plus des deux points de colle placés en haut de l'écrou pour empêcher une rotation de ce dernier après le réglage, deux autres seront ajoutés entre la plaque en aluminium et l'écrou pour la fixer. En cas d'affaiblissement de la force de rappel de la plaque, cette dernière restera appuyée contre l'écrou et le cristal ne sera pas déréglé.

V.3.4. Le choix de la motorisation

Nous avons le support pour les cristaux (la plaque en aluminium), les caractéristiques mécaniques de la visserie, nous pouvons maintenant chercher le moyen de visser l'écrou de réglage avec une précision meilleure que le $600^{ième}$ de tour. Parmi la variété de produits existants, le picomoteur est une alternative séduisante. Le principe est une vis ayant un filetage fin prise en sandwich par deux cristaux piézo-électriques. Lorsque que l'on augmente lentement la tension appliquée à ces cristaux piézo-électriques, ceux-ci s'agrandissent (chacun dans la direction opposée de l'autre) et entraînent la vis. La tension est alors brusquement coupée, ramenant les deux cristaux piézo-électriques à leur longueur originelle. Du fait de son inertie, la vis ne peut suivre ce mouvement et reste sur place : le picomoteur a exécuté un pas dont la longueur est proportionnelle à la fraction de tour effectuée. Le pas de ces moteurs est au format américain 0.3175 mm, c'est-à-dire 80 filets par pouce. On sait qu'un pas mesure environ 10 nm. Rapporté au nombre de tours, cela donne un cent millième de tour, ce qui est largement suffisant pour notre application.

Cette valeur est parfaite pour le réglage, mais le handicap de ces moteurs est le couple de torsion qu'ils fournissent : 0.0018 Nm seulement, c'est-à-dire 1.8 grammes sur un levier de 10 mètres pour le picomoteur #8351. C'est très faible et la première tâche a été de vérifier si la puissance de ces moteurs était suffisante. En effet, l'écrou de réglage va tourner sur la plaque en aluminium, ce qui occasionne des forces de frottement. A cela, il faut ajouter un possible décalage de l'axe de la vis du picomoteur et celle de la vis de réglage, entraînant un couple résistif supplémentaire. Le montage présenté en Figure V-V-11 a permis de mesurer en conditions réelles le déplacement maximum que peut fournir le picomoteur. Il en résulte une distance parcourue inférieure à 0.35 mm, contre 0.5 mm pour régler n'importe quel anneau,. et ce, en dépit des tentatives de diminution des frottements par lubrification ou par intercalage de rondelles laiton-acier (auto lubrifiant).

L'étude s'est alors portée vers le picomoteur #8301 deux fois plus encombrant mais fournissant un couple de 65 10^{-4} Nm. Les essais ont été concluants (déplacement supérieur au mm). Cependant, l'encombrement est tel (Figure V-V-8) par rapport au premier picomoteur que l'on ne peut pas régler deux cristaux consécutifs. Ce fait explique pourquoi les régleurs (paragraphe suivant) ont des emplacements qui laissent visible un cristal sur deux.

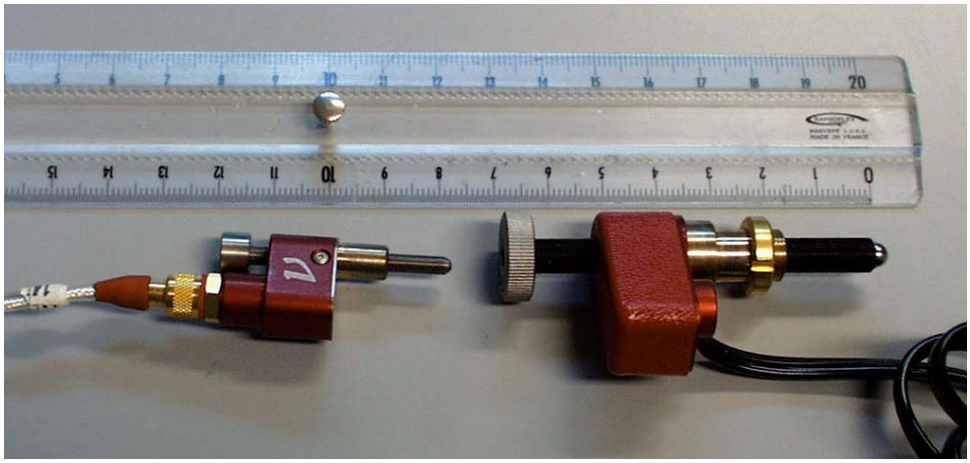


Fig V-V-8 : Comparaison de la taille du picomoteur #8351 (à gauche) et #8301 (à droite). La longue partie rectangulaire contient les cristaux piézo-électriques.

V.3.5. Le régleur

Nous avons vu dans le premier paragraphe que la lentille est fixe et que le réglage s'articule autour de l'axe de rotation de la lunette. La fonction des régleurs est d'une part de présenter devant le cristal à régler une fente pour diminuer la taille angulaire du cristal et d'autre part de servir de support mécanique aux picomoteurs. La fente permet à la fois de réduire la largeur du pic qui peut parfois présenter un plateau (figure V-V-9) et de masquer les éléments mécaniques de réglage (comme par exemple le picomoteur, voir figure IV-V-10) dont certains peuvent absorber ou diffuser de manière conséquente les photons X, contribuer à l'apparition d'une dissymétrie du pic de diffraction et biaiser le calcul du centroïde.

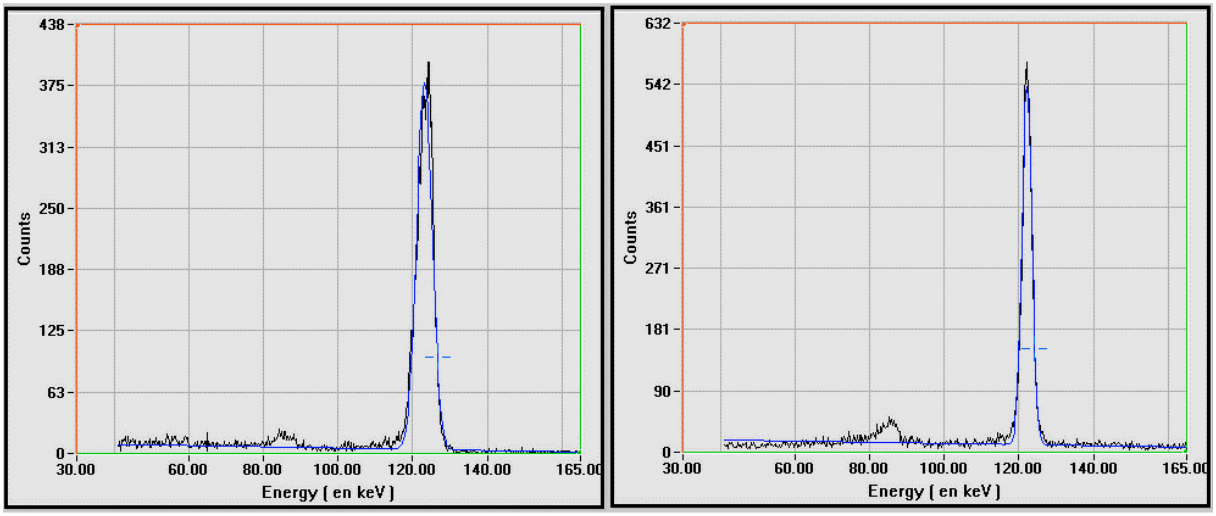


Fig V-V-9 : Comparaison d'un pic obtenu sans fente (gauche) et avec (droite). Les centroïdes se situent à 123.19 keV et 122.18 keV respectivement. Cette différence est due à la présence d'un plateau dissymétrique en haut du pic (à gauche) qui biaise le calcul du centroïde. Le pic 85 keV correspond à l'émission du plomb.

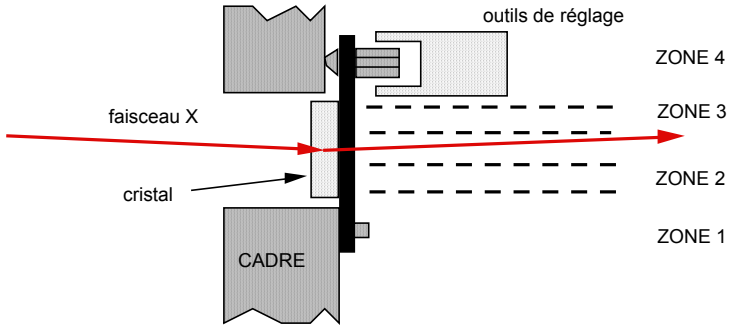


Fig V-V-10 : Schéma de principe pour le calcul de la hauteur des fentes des régleurs.

C'est à partir du type de schéma présenté en figure V-V-10 que la hauteur de la fente a été calculée. Sur la distance séparant l'axe de l'outil de réglage à l'axe des vis de fixation, il faut enlever la zone où le picomoteur dépasse (zone 4), celle où il n'y a pas de cristal (zone 1), les zones pour lesquelles le faisceau diffracté tombe sur des éléments mécaniques (zone3) et enfin celles qui ne diffractent pas une énergie de l'ordre de 122 keV[7] (zone 2). Cela laisse, finalement, entre 1 et 4 mm pour laisser passer les photons X. Sur les anneaux 4 et 6 où les cristaux ne font que 7 mm de hauteur, la taille de la fente n'est que de 1 mm. Le flux arrivant sur les cristaux sera dans ce cas peu élevé (80 ph s^{-1} keV^{-1}). De plus, les indices de Miller associés à ces cristaux sont grands et impairs (331 et 333), c'est-à-dire que leur efficacité de diffraction est faible. Cela amène un taux de comptage dans le détecteur de 2.0 coups s^{-1} pour les cristaux 331 et 1.3 coups s^{-1} pour les cristaux 333 et une efficacité de 80% au pic. Le temps d'intégration pour chacun de ces cristaux est très long (66 minutes pour une intégration) car la précision en énergie requise pour le réglage nécessite une statistique minimale de 8000 photons. Le tableau V-V-2 résume la position de la fente, sa taille, le flux attendu dans le détecteur et le temps d'intégration minimal pour une itération.

Numéro de l'anneau	Position de la fente (rayon, mm)	Énergie de réglage	Taille de la fente (mm)	Flux détecté (ph s^{-1})	Durée d'une intégration (s)
0	62.36	121.91	3.00	98.0	150
1	101.09	122.08	2.00	26.2	360
2	121.50	121.38	3.00	36.1	260
3	142.62	122.06	3.00	33.4	280
4	159.25	121.49	1.00	2.1	3800
5	174.65	121.97	2.00	9.5	990
6	191.40	121.25	1.00	1.3	6000
7	204.00	121.44	2.00	6.3	1270

Tab V-V-2 : Flux attendus dans le détecteur pour les différents anneaux en configuration de réglage. Les durées ont été augmentées de 20% pour tenir compte des aléas du réglage (paragraphe III), sauf pour les anneaux 4 et 6 dont les durées sont très longues.

[7] Lorsque la lentille sera otée de la ligne de réglage, il est nécessaire de pouvoir vérifier l'intégrité du réglage. Pour ce faire, une source radioactive (énergie 122 keV) peut être placée devant la lentille sur son axe gamma (on vise avec la lunette). Si tout le réglage est fait à 122 keV, on connaît le comptage à cette énergie là de chaque cristal et de la lentille complète; on peut alors rapidement et aisément effectuer la vérification.

De la même manière que pour la largeur (figure V-V-10), la position des fentes est imposée par les structures mécaniques. Or, l'énergie de réglage d'un anneau (i.e. l'angle de Bragg) est définie par la géométrie de la ligne de réglage. Cet angle est déterminé par le rayon où se situe la fente du régleur, puisque c'est uniquement par elle que passeront les photons X (Figure V-V-6). Le tableau V-V-2 donne aussi l'énergie à laquelle doit se situer le centroïde du pic diffracté pour que le réglage des cristaux de l'anneau courant soit bon. Ces énergies sont toutes proches de 122 keV. Il faut noter que l'ensemble de ces énergies auraient pu être exactement égales à 122 keV, mais cela aurait été au détriment de la largeur de la fente et aurait considérablement augmenté la durée du réglage, entre 50% et 200% selon l'anneau.

V.3.6. Quelle fixation?

Nous devons maintenant chercher un moyen de bloquer l'écrou de réglage sans modifier sa position qui doit rester inchangée au 600^{ième} de tour près. Il faut de plus un système réversible, simple à mettre en œuvre et fiable. On ne peut pas laisser l'outil de réglage avec son picomoteur pour des raisons de poids, de prix et surtout de place. N'oublions pas qu'un picomoteur masque la moitié d'un cristal.

Un système mécanique supplémentaire est à proscrire car il apporterait des contraintes propres à faire tourner l'écrou. Par contre, il est possible de coller celui-ci sur sa vis de réglage. Parmi les milliers de colles existantes, il en existe certaines à la fois réversibles et solides. Suite aux discussions avec Pierre Souleille, le spécialiste du collage du laboratoire, la DP 110 a été retenue pour une première série de tests. Colle bicomposante et réversible, elle réticule peu, c'est-à-dire que son volume reste à peu près constant durant le séchage. Cette propriété est fondamentale car elle signifie que la colle ne va pas se rétracter durant le séchage et faire tourner l'écrou par la même occasion. Enfin, elle sèche en moins de 12 heures à température ambiante. L'opérateur a ainsi 5 à 7 minutes après le mélange des deux composantes pour la placer sur les écrous. En effet, compte tenu de la configuration du régleur, on peut incliner jusqu'à 6 cristaux par demi journée au maximum et laisser sécher la colle pendant la nuit (en 2 heures, la DP 110 a commencé à réticuler et les outils peuvent être ôtés pour effectuer une deuxième série de réglages).

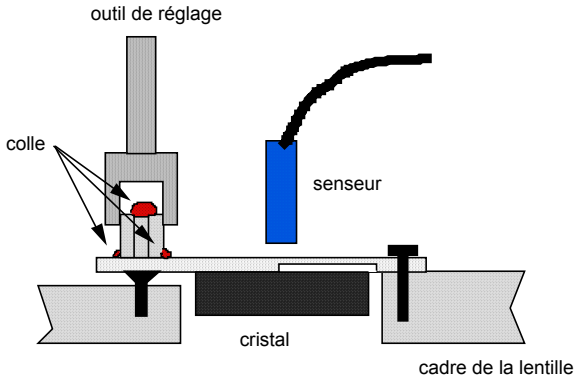


Fig V-V-11 : Schéma du montage de test de la colle.

Le système utilisé pour tester cette colle est présenté en figure V-V-11. L'idée du test consiste à tourner l'écrou pour donner à la plaque une inclinaison caractéristique d'un réglage

(entre 0.016 et 0.051 rad). L'écrou est ensuite fixé à l'aide de la colle. . Le senseur[8] mesure ensuite l'évolution de la distance qui le sépare de la plaque en aluminium. Si la colle réticule, elle va induire une rotation de l'écrou entraînant un mouvement (noté d) de la plaque en aluminium visible grâce au senseur.

L'étalonnage de la variation de la distance vue par le senseur en fonction de la température a été réalisé. Une série de mesures de la distance entre le senseur et la plaque en aluminium (fixe) en fonction de la température acquise sur une durée de 24 heures a fourni le jeu de données. L'écrou est collé en quatre points de 1 mm de diamètre. Le meilleur ajustage de la courbe représentant la distance mesurée (d) en fonction de la température en Kelvin est donné par la relation :

$$d = 421.75 + 4.088.T \qquad (R=0.993)$$

Les variations thermiques de la salle blanche où la température est normalement régulée à 19.5° ne sont pas supérieures à 0.5°. On constate que les distances indiquées par le senseur peuvent varier de ± 2 µm. C'est trop au regard des 0.3 µm que nécessite une précision de 6 secondes d'arc (le budget total pour les erreurs angulaires est de 10 secondes d'arc). Le graphe de la figure V-V-12 représente la distance séparant le senseur de la plaque aluminium en fonction de la température après correction des effets thermiques. La distance est maintenant constante à ± 0.1 µm. Le déplacement inhérent à la colle DP 110 est inférieur à 0.3 µm et tient donc ses promesses. Les écrous de réglage seront fixés avec cette colle pour une précision de 2 secondes d'arc.

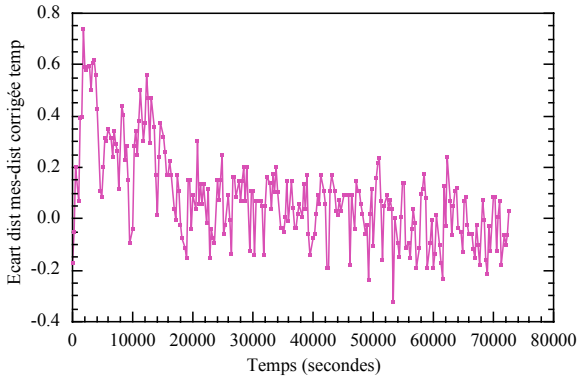


Fig V-V-12 : Évolution de la distance mesurée par le senseur avec la correction en température. La colle met environ 6 heures pour sécher. Cette durée correspond aux variations de grande amplitudes visibles au cours des 6 premières heures.

V.3.7. Le programme de réglage.

Dernier point du système de réglage : la lecture du détecteur. La matrice Ge utilisée est reliée à son électronique dont le rôle est, d'une part, d'amplifier les faibles courants en provenance des détecteurs et, d'autre part, de les numériser. Un ordinateur constitue la chaîne de sauvegarde des données en enregistrant la date, l'énergie et la multiplicité des événements (combien un photon a-t-il traversé de détecteurs?). Un système de dialogue entre

[8] Le senseur utilisé ici se base sur les courants de Foucault. Le circuit RLC fonctionne à une fréquence proche de la résonance et les variations de l'impédance indique un changement de distance. Ce système est par construction très dépendant de la température.

l'électronique et le PC permet de lire uniquement les détecteurs ayant été déclenchés. Cela permet de réduire au maximum le temps mort, c'est-à-dire le temps que mettent l'électronique et l'ordinateur à gérer les informations en provenance de la matrice Ge.

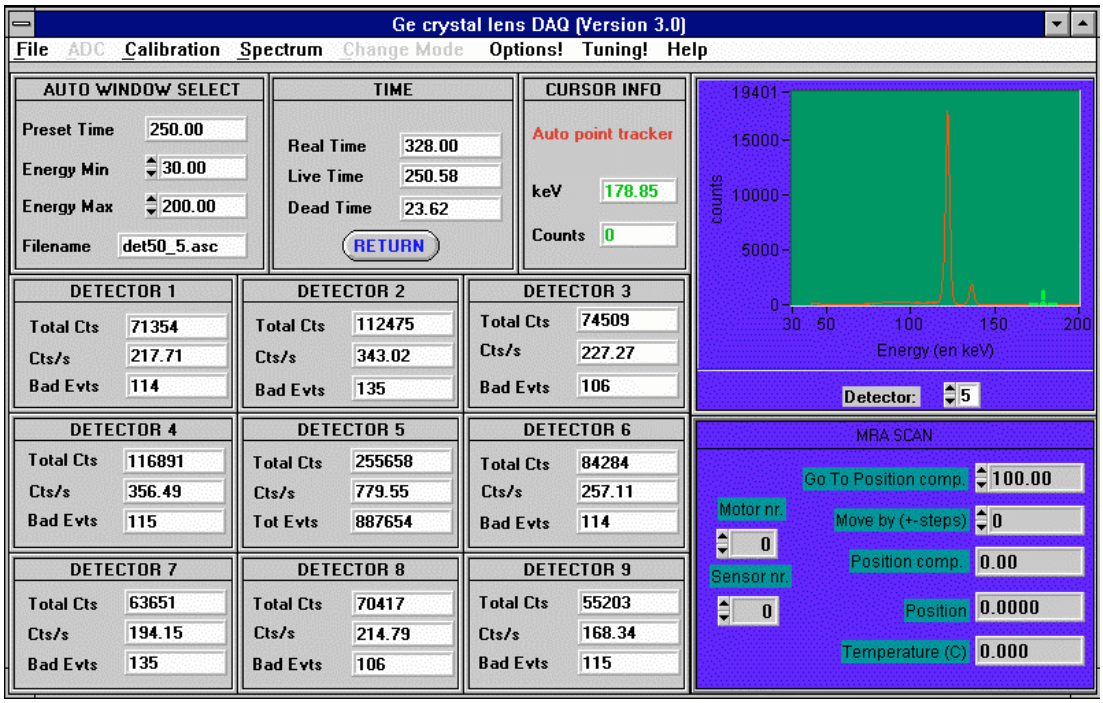


Fig V-V-13 : Interface graphique du logiciel développé au CESR pour la lecture de la matrice Ge.

Le logiciel développé pour cette matrice prend en charge les informations reçues de l'électronique et enregistre ces dernières sur le disque dur. Une interface graphique (Figure V-V-13) permet de gérer et de visualiser l'ensemble des données. Les deux premières fenêtres en haut à gauche correspondent à la mise en route : durée de l'intégration (preset), largeur de la fenêtre spectrale située en haut à droite où l'on voit le spectre en cours d'acquisition du détecteur sélectionné. Les neuf fenêtres situées plus bas sont dédiées aux détecteurs. On y trouve le nombre total de coups enregistrés depuis le début de l'intégration, le nombre de coups par seconde et le nombre de « bad events », c'est-à-dire des événements dont on ne connaît pas le détecteur d'origine. La dernière fenêtre en bas à droite est une interface de dialogue avec le picomoteur, indépendamment du réglage. Enfin, le menu situé tout en haut donne accès aux différentes options. Celle qui nous intéresse en particulier est « Tuning! » qui lance la procédure de réglage automatique. Le programme demande d'abord le nombre de cristaux à régler (maximum 6). Pour chacun d'eux, l'ordinateur demande les coordonnées du cristal sur le cadre de la lentille et l'adresse du picomoteur associé à ce cristal. La position sur le cadre sert à connaître le plan cristallin et à calculer en conséquence l'angle de Bragg. L'adresse utilisée donne les ordres au multiplexeur pour aiguiller les signaux vers l'un des picomoteurs. Le programme engage alors une intégration, cherche le pic. S'il n'en trouve pas, le logiciel fait avancer le picomoteur d'un demi-tour jusqu'à en trouver un. L'ordinateur calcule alors la différence en énergie entre le pic trouvé et l'énergie de réglage (tableau V-V-2), la transforme en différence d'angle (avec la relation de Bragg) et en déduit le sens de mouvement ainsi que le déplacement restant à réaliser pour amener le pic à l'énergie de réglage.

D'après le tableau V-V-2, nous savons que le réglage est une procédure qui prend beaucoup de temps dont les durées ne peuvent être réduites. La majeure partie du travail a consisté a optimiser le programme afin d'obtenir un nombre minimal d'itération. Trois paramètres requièrent une amélioration :

- *le facteur d'avancement* : l'expérience acquise lors des essais de mouvement des picomoteurs montre que le déplacement de la vis n'est pas reproductible. La cause provient des cristaux piézo-électriques utilisés pour effectuer une rotation de la vis. En effet, la vis se situe entre deux de ces cristaux. Ils s'allongent ou se rétractent selon la tension qui leur est appliquée. Les frottements entre la vis et le cristal induit une rotation de la vis qui n'est pas reproductible. Le déplacement réalisé dépend de la direction de mouvement (avant/arrière), du nombre de pas effectués et du couple résistif. Ainsi, si la plaque en aluminium à plier est rigide, le picomoteur aura des difficultés pour avancer et aura tendance a « sauter » des pas. Plus l'effort fourni par que le picomoteur est élevé, plus le nombre de pas à effectuer doit être surestimé pour compenser les « sauts ». Le facteur d'avancement permet de tenir compte de ces trois paramètres à la fois.
- *preset* : lorsque le centroïde du pic diffracté est situé à plus de 1 keV de l'énergie de réglage, il n'est pas nécessaire d'effectuer une longue intégration. Il faut juste savoir si le pic est présent ou pas dans le spectre sans plus de précisions. Le temps d'intégration se calcule en deux pas. Si le centroïde est loin (> 1 keV), le temps d'intégration est fixe (60 secondes pour les anneaux 0 à 3 et 180 pour les autres). Dans le cas contraire, le temps d'intégration se calcule par une lorentzienne dont la largeur est expérimentalement fixée à 0.7 keV. Cette loi possède la particularité d'augmenter lentement pour ensuite arriver rapidement la valeur maximale. Ainsi, le temps d'intégration maximal n'est atteint que tout près de la position finale de réglage, optimisant le temps. Compte tenu de l'expérience actuelle, on peut estimer une durée totale de réglage deux fois moindre à celle annoncée dans le paragraphe III (tableau V-III-3).
- *compensation du jeu* : l'outil de réglage a été modifié de manière à pincer l'écrou pour éviter le jeu mécanique entre les deux pièces. En effet, lorsque la position de réglage était dépassée, il fallait effectuer une marche arrière pour repartir dans le bon sens. Cette optimisation a permis de supprimer cette routine du logiciel et a fait gagner jusqu'à trois itérations sur un réglage.

V.4. La fiabilité du réglage

Nous avons maintenant en main toutes les données pour estimer les performances de la lentille lorsqu'elle sera réglée. Si p est la précision, regardons tout d'abord la liste des erreurs possibles :

- incertitude de positionnement selon l'axe Z de la lentille (p_1= 3 mm)
- erreurs sur le rayon (0.02 mm sur le positionnement de la lentille par rapport à l'axe gamma, 0.02 sur la fixation du régleur, 0.02 sur l'usinage de la fente, soit p_2 = 0.04 mm).
- fléchissement du cadre en titane de la lentille (3 secondes d'arc)
- déréglage durant le collage (p_3 = 2 secondes d'arc)
- précision du calcul de la position du centroïde (p_4 = 0.05 keV)

Les trois premières erreurs ont le même effet pour tous les cristaux d'un anneau. Tous seront légèrement déréglés dans le même sens. En reprenant les formules (V-3), il est possible de transformer les deux premières précisions en secondes d'arc. Ainsi, p_1 = 0.8 seconde d'arc pour l'anneau 0 et 1.2 secondes d'arc pour le dernier puisque l'une des formules dépend du rayon.

Les deux erreurs suivantes sont, par contre, statistiques. Grâce au tableau B-2 (Annexe B), nous pouvons déduire l'erreur angulaire commise pour une incertitude p_4 de 0.05 keV. Elle varie de 1.35 secondes d'arc pour l'anneau 0 à 4.4 secondes d'arc pour l'anneau 7. Au total, nous avons les valeurs rassemblées dans le tableau suivant.

Numéro de l'anneau	Erreur systématique	Erreur statistique	ΔE total (keV)
0	3.1	3.3	0.33
1	3.1	4.2	0.24
2	3.2	4.5	0.21
3	3.2	5.0	0.19
4	3.2	5.3	0.18
5	3.2	5.7	0.17
6	3.2	6.0	0.17
7	3.2	6.4	0.16

Tab V-V-3 : Incertitudes statistiques et systématiques cumulées en secondes d'arc sur le réglage des cristaux pour chaque anneau de la lentille. La dernière colonne donne l'incertitude totale en keV.

Avec cette méthode, il est possible de régler une lentille gamma avec une précision de 5 à 10 secondes d'arc. Ces valeurs seront précieuses à la fin du chapitre suivant, où nous discuterons des potentiels observationnels.

Chapitre VI
Préparation au vol ballon

I. Intégration de la lentille

I.1. Présentation du télescope

En France, la charge utile des vols ballons ne peut excéder 500 kg pour des raisons de sécurité. Aussi, nous avons dû rapidement éliminer la traditionnelle nacelle pour alléger l'expérience. Le télescope de CLAIRE est par conséquent constitué de trois plateformes reliées par une structure tubulaire en fibre de carbone accroché au ballon par l'intermédiaire de la nacelle (Figure VI-I-1). La fibre de carbone a été choisie grâce à sa grande résistance mécanique et sa légèreté.

La structure du télescope comporte trois plaques en fibre de carbone dont le rôle est d'une part, d'assurer la fixation des tubes et d'autre part, de proposer une surface plane pour fixer les divers éléments de l'expérience. Ainsi, la plaque n° 1 porte l'électronique de vol, le détecteur et son blindage (non dessiné) dont la fonction est d'arrêter les photons gamma qui ne proviennent pas de la lentille. La plaque n° 2 est utilisée pour installer tous les sous-systèmes traditionnellement rangés dans une nacelle (batteries, télécommunications, etc.). Enfin, la plaque n° 3 est dédiée à la lentille, à son système de pointage fin et à la protection thermique.

Le champ de vue de la lentille est d'une minute d'arc, ce qui suppose une précision de pointage d'au moins 20 secondes d'arc. Or, le système de pointage grossier utilise des magnétomètres dont la précision peut aller jusqu'à la fraction de degré. La structure du télescope ne peut donc pointer sur la source avec une précision meilleure que 10 minutes d'arc. Elle compense les dépointages lents de grande amplitude. Il est par conséquent nécessaire de se doter d'un second système de pointage réagissant rapidement aux variations de faibles amplitudes. Ce système se compose d'un double cardan (un pour chaque rotation)

animé par des actuateurs (Figure VI-I-2) et obéissant à une électronique de contrôle qui gère les données issues de trois instruments de mesure :

- le gyroscope
- le senseur solaire
- la lunette de réglage

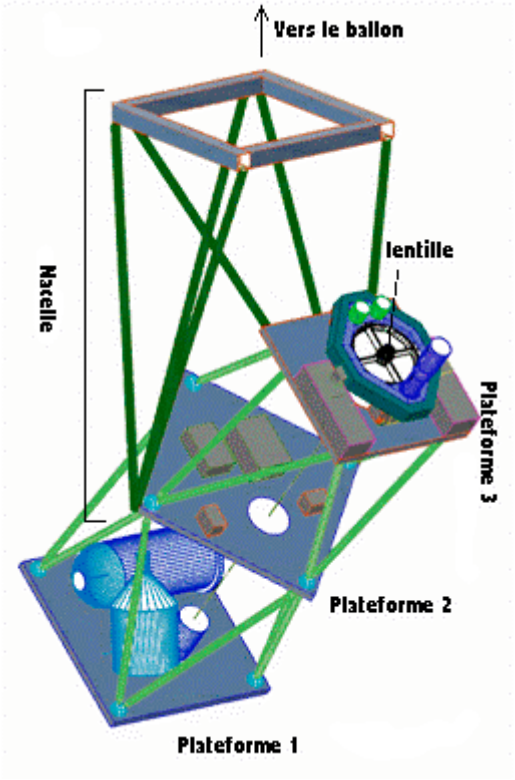


Fig VI-I-1 : Schéma de la structure du télescope dans la configuration du vol ballon.
© Gerald Skinner, Université de Birmingham

Le gyroscope et le senseur solaire sont installés sur le cadre intérieur pour mesurer les mouvements réels de la lentille. Leurs indications sont interprétées en continu (bande passante < 10 Hz) pour corriger le pointage fin de la lentille. Toutefois, ce système de boucle d'asservissement n'est pas suffisant pour pointer avec certitude sur l'objectif. En effet, les alignements sont effectués au sol à température ambiante. A 40 km d'altitude, la température est d'environ -40°C et les dilatations thermiques peuvent modifier les alignements. Pour parer à cette éventualité, l'image prise par le senseur solaire est régulièrement comparée à celle obtenue à partir de la lunette de réglage située au milieu de la lentille. Nous avons vu au chapitre V que l'axe de cette lunette est confondu avec l'axe gamma de la lentille. Il sert donc de référence. En cas de déformation des structures, un éventuel décalage angulaire entre l'axe du senseur solaire et celui de la lentille (ou de la lunette de réglage) peut être corrigé par comparaison des deux images.

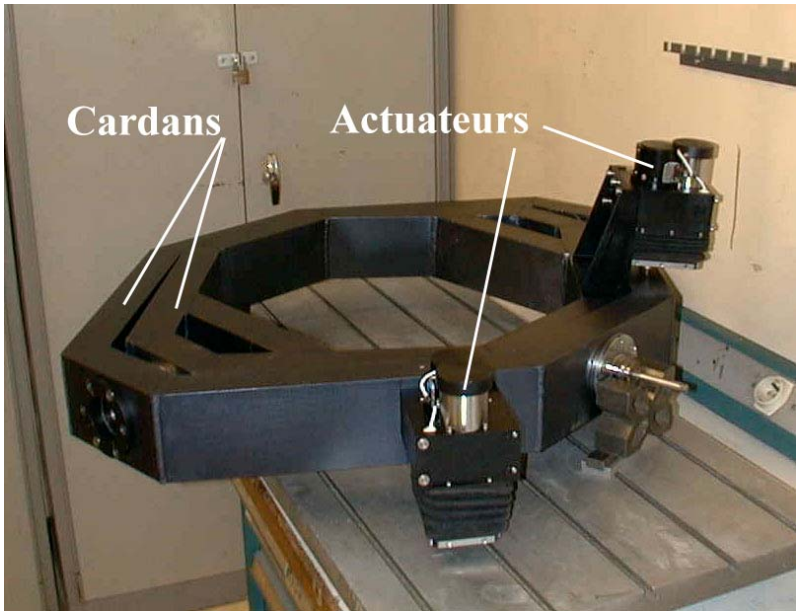


Fig VI-I-2 : Photo du double cardan de pointage fin. Photo CNES.

De la même manière, les basses températures (-30°C) régnant à l'altitude des ballons stratosphériques (40 km) par rapport à celle de la salle blanche pendant le réglage occasionneraient une dilatation thermique des plaques en aluminium, qui soutiennent les cristaux, et des vis en titane, qui maintiennent le réglage. Les vis ont un coefficient de dilatation thermique est de 8.9 10^{-6} K^{-1}. La longueur des vis est de 10 mm, soit un mouvement de contraction d'environ 9 10^{-8} mK^{-1}. La distance entre la zone de flexion de la plaque en aluminium et l'axe de la vis de réglage des plaques est de 10 mm en moyenne. La variation angulaire due au mouvement de contraction de la vis est donc égale à 5 10^{-6} radian, soit une seconde d'arc par degré Kelvin. A cette variation doit être ajoutée celle due à la plaque en aluminium dont le coefficient de dilatation thermique est 4 fois plus élevé que celui du titane. On peut s'attendre à un changement de plusieurs secondes d'arc par degré Kelvin. Par conséquent, il est essentiel de protéger la lentille des variations thermiques. Cette protection doit être légère pour ne pas pénaliser le bilan de masse, transparente aux photons gamma et efficace. Notre choix s'est porté sur le polystyrène extrudé dont la densité vaut 30 kg m^{-3} et la conductivité λ 0.029 W m^{-1}.

L'étude a consisté à mesurer le coefficient d'absorption, à priori faible, du polystyrène extrudé. Pour ce faire, nous avons intégré un premier spectre du générateur X sur une durée de 3600 secondes, puis un second après avoir placé devant le détecteur une plaque de polystyrène extrudé de 400 mm d'épaisseur. La soustraction des spectres nous a permis de déduire le taux d'absorption de ce matériau en fonction de l'énergie. La différence entre les deux spectres ne représente que 0.5% du flux. L'absorption est donc très faible au-dessus de 140 keV. Une extrapolation à 170 keV (énergie d'observation durant le vol) donne un taux d'absorption égal à 0.01 cm^{-1} seulement et répond aux exigences de moindre absorption du rayonnement X qui était imposé.

Il s'agit ensuite de fabriquer une boîte entourant à la fois la lentille et les cardans. L'épaisseur nécessaire pour garantir à l'intérieur de la boîte une température constante se calcule en tenant compte de la capacité de dissipation C d'une paroi d'un matériau qui est égale à :

$$C = \frac{\lambda S}{e} \qquad \text{(VI-1)}$$

Dans cette équation, S représente la surface exposée au milieu extérieur et e l'épaisseur du matériau. La surface totale S est égale à 3.6 m^2 pour un poids de 2.3 kg avec une épaisseur de 5 cm. Avec ces valeurs numériques, le flux de chaleur qui se dégage de la boîte thermique est de 2 W. Ce calcul montre que les dissipations sont peu élevées et qu'un système de chauffage est inutile à l'intérieur de la boîte doit être monté pour compenser les déperditions.

I.2. L'intégration

Les cadres en aluminium définitifs (cadres noirs, figure VI-I-2) servant de cardans de rotation pour le pointage fin étaient indisponibles au moment du réglage. Un nouveau cadre, jumeau du cardan intérieur, a donc été utilisé pour le réglage de la lentille. Celle-ci a été intégrée dans le cardan définitif après cette procédure.

En conséquence, la lentille doit être démontable du premier cadre pour être insérée dans le cardan définitif. Deux conditions contradictoires dominent cette intégration. D'une part, il faut maintenir la lentille de manière rigide pour qu'elle reste fixe par rapport au cadre en aluminium. D'un autre côté, le lien doit être souple pour ne fournir aucune contrainte qui déformerait la lentille et déréglerait celle-ci au moment du démontage (disparition des contraintes). La solution adoptée est l'utilisation de pattes en CuBe placée en quatre endroits distants de 90°. Une extrémité se fixe au niveau du système de renforcement et une autre vient s'accrocher sur le dessus du cadre intérieur. Ainsi, quelle que soit la position de la lentille, au moins deux plaques participent à son maintien. Enfin, un minimum de contraintes étant appliquées sur le cadre de la lentille, celui-ci ne sera pas déformé et peut être otée du cadre utilisé pendant le réglage pour être intégrée dans le cadre définitif pour le vol ballon.

II. Préparation du détecteur

II.1. Les détecteurs en Ge

Les détecteurs utilisés dans le domaine des hautes énergies sont composés de cristaux de germanium. Une haute tension est appliquée entre l'extérieur du détecteur et la partie centrale. Lorsqu'un photon pénètre dans le détecteur, il cède de l'énergie aux électrons par effet photoélectrique, Compton ou par production de paires e^+e^- selon son énergie incidente. Le résultat est la création de paires électron-trou dont les charges sont collectées grâce à la haute tension (chapitre II). Un premier étage électronique situé juste derrière les détecteurs amplifie le signal (quelques nA) pour le rendre suffisamment puissant afin de passer à travers les câbles de liaison qui lient les détecteurs à l'électronique de vol. Cette dernière est chargée d'amplifier une seconde fois le signal avant d'effectuer une mesure du courant et de déterminer l'énergie du photon incident.

La faible quantité d'énergie (3 eV) nécessaire pour créer une paire d'électron-trou dans le Ge associée à une basse fluctuation statistique donnent aux détecteurs en Ge une très bonne résolution en énergie ($E/\Delta E \approx 500$). Pour tirer parti de cette performance, le bruit doit être au plus bas. Les détecteurs en Ge sont donc refroidis à des températures inférieures à 100 K pour limiter le bruit thermique. La solution courante est de relier les détecteurs à une cuve

remplie d'azote liquide (77 K) par l'intermédiaire d'un doigt appelé doigt froid. Un schéma de notre matrice Ge (9 détecteurs répartis en 3x3), qui est basée sur ce principe, est présenté en figure VI-II-1.

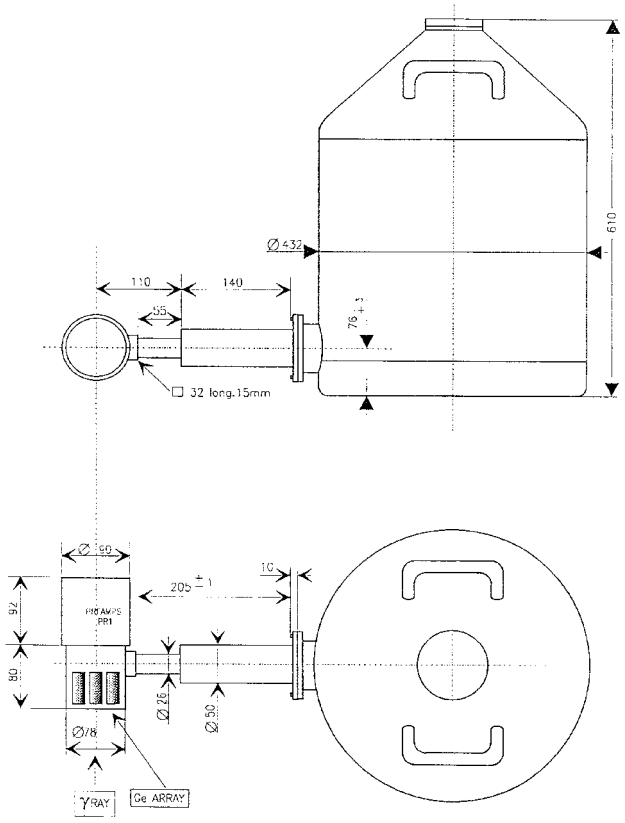


Fig VI-II-1 : Schéma de l'ensemble de détection (matrice Ge) et sa cuve d'azote. En haut, vue de face, en bas, vue de haut. La cuve possède une contenance de 30 litres, soit une autonomie de 15 jours au sol (pression d'une atmosphère).

Le blindage constitue le second élément indispensable pour un détecteur. En effet, les instruments d'observation doivent être envoyés soit dans les hautes couches de l'atmosphère (40 km), soit en orbite afin de s'affranchir de l'atmosphère dans laquelle les photons gamma sont absorbés. Dans un tel environnement, les détecteurs sont irradiés par le rayonnement cosmique (voir par exemple Gehrels, 1985) qui crée un bruit de fond. Le rôle du blindage est de protéger les détecteurs pour limiter le bruit de fond et améliorer la sensibilité des détecteurs. Cet aspect sera abordé à la fin du paragraphe II.2.

II.2. L'ensemble de détection de CLAIRE

II.2.a. Le bouchon

Le bouchon qui ferme le haut de la cuve n'est pas étanche car ce détecteur était prévu pour effectuer des tests de mesure sur une matrice de détecteurs en Ge au sol. Un nouveau bouchon devra être développé afin de confiner l'intérieur de la cuve à une pression d'une atmosphère. Dans le cas contraire, l'azote liquide s'évaporerait plus vite (à 40 km d'altitude,

la pression est de 4 mb) et surtout, la température de l'azote à l'état liquide changerait, modifiant du coup les performances de la matrice.

Le positionnement du télescope est soit orizontale, au sol, pour vérifier par exemple l'intégrité du réglage, soit vertical, au moment du décollage et de l'atterrissage. Cette rotation de 90° imposée au télescope sous-entend un bouchon capable de supporter le contact avec l'azote liquide. Il doit être étanche tout en assurant l'évacuation de l'azote gazeux afin d'éviter l'augmentation de la pression à l'intérieur de la cuve et conserver une pression d'une atmosphère.

II.2.b. L'électronique

L'électronique de la matrice est constituée de neuf préamplificateurs dont la fonction est d'augmenter le signal avant son passage dans les câbles. Ces neuf éléments sont situés juste derrière l'enceinte des détecteurs et sont à l'air libre. Par ces préamplificateurs passent l'alimentation des préamplificateurs, la haute tension et les sorties des préamplificateurs. La pressurisation de cette électronique constitue une étape essentielle à cause de la haute tension. Cette dernière risque de « claquer » durant le vol à cause de la faible pression. La réalisation de la cocotte de pressurisation passe par la recherche de connecteurs étanches pour établir une liaison avec l'extérieur et par la conception d'un système hermétique pour fixer la cocotte au boîtier des détecteurs déjà existant.

Les connecteurs sont au nombre de 12. Neuf sont dédiés à la transmission des signaux, un connecteur multipoints assure le passage des mesures diverses (pression, température), un autre permet l'arrivée de l'alimentation des préamplificateurs et enfin le dernier connecteur est réservé pour le passage de la haute tension. Chaque type de connecteur a fait l'objet d'une étude détaillée, le but étant de trouver la taille nominale et réduire au maximum le diamètre de la cocotte et la masse du blindage.

La première contrainte vient de l'électronique de vol qui possède deux masses (mécanique et électrique). Cela nécessite l'utilisation d'un genre particulier de connecteurs, nommés TRIAX. Ces derniers sont peu courants et le choix est restreint. Il en va de même pour les câbles TRIAX. Un connecteur se caractérise principalement par le diamètre maximal de l'âme du câble qu'il peut recevoir et par le diamètre maximum du câble lui-même. Ces maxima augmentent avec la taille du connecteur. Après une large recherche de connecteurs et de câbles, l'intersection des deux champs de recherche n'a fourni que deux solutions compatibles pour lesquelles le connecteur possède un diamètre inférieur à 20 mm. Il s'agit des connecteurs Fischer et du câble Filotex RG X 400 (voir tableaux VI-II-1 et VI-II-2). Les connecteurs présentent une embase étanche qui se fixe sur l'arrière de la cocotte (voir figure V-II-2). La partie mâle vient s'emboîter dans l'embase pour assurer l'étanchéité du connecteur.

Fonction	Ame du câble	Diamètre extérieur câble (mm)	Température	Référence catalogue
H.T.	1.0	4.95	-40°C/+85°C	388-338
détecteurs (TRIAX)	0.97	5.40	-90°C/200°C	RG X 400
Alimentation des préamplificateurs	0.6	5.6	-45°C/105°C	168-3735

Tab VI-II-1 : Liste des câbles utilisés pour relier le boîtier pressurisé du détecteur à l'électronique de vol.

Fonction	Mâle embase détecteur femelle B'ham	Diamètre max. de l'âme du câble	Diamètre extérieur du câble	Nombre de connecteurs
H.T.	S 103 A023 E31 103.1/5.2+A[2]	1.2	4.95	2
	DBPE 103 A023-120	1.2	5.2	1
	DBPE 103 A023-120[1]	1.2	----	1
Détecteurs	S 103 A015-14+ E31 103.2/5.7+A	<1.0	5.4	27
	DBPE 103 A015-22[1]	<1.0	2.5	9
	DBPE 103 A015-22[1]	<1.0	----	9
Alimentation préamplificateurs	S 104 A053-130+ E3 104.2/4.3+B[3]	<1.2	5.6	6
	DBPE 104 A053-139[1,3]	<1.2	1.3	2
Bague des poulet	104.985 (jaune) E4.103.109.5			2
	DBPE 104 A053-139	<1.2	----	2
Bague des poulet	104.986 (rouge) E4.103.190.6			2
Auxiliaires	DBPE 104 A055-139[1]	<0.8	8.7	2
	S 104 A055-130+ E3 104.2/4.4+B	<0.8	8.7	3

[1] Valable pour des câbles TRIAX de AXON. n° RGX 400 (∅. âme 0.97 mm)

[2] câble RG58C/U, tension maximale admissible 1.4 kV, pour 700 V fourni (p1-76)

[3] nécessite une bague de couleur pour éviter les branchements inversés

Tab VI-II-2 : Liste des connecteurs utilisés pour le boîtier pressurisé du détecteur.

La seconde contrainte provient de la pressurisation de l'arrière de l'enceinte des détecteurs du fait de la présence de la haute tension. En effet, lorsqu'une différence de potentiel est appliquée entre deux bornes séparées par un diélectrique, un claquage peut survenir en particulier dans un environnement de basse pression. Les connecteurs sont toujours spécifiés pour une tension maximale admissible, mais il faut s'assurer que chacun est compatible avec les besoins de l'expérience.

Dans le cas qui nous intéresse, le diélectrique est constitué de Torlon (Polyamide amide). La tension appliquée est fixe et vaut 700V. Enfin, si l'on se reporte à la figure VI-II-1, on peut constater que le diamètre du boîtier contenant les détecteurs est de 90 mm. La cocotte ne peut dépasser 120 mm de diamètre pour des raisons d'encombrement et de poids (la cocotte n'est tenue que par le doigt froid). Seule la partie centrale du fond (100 mm de diamètre) se révèle utile. Une surface aussi réduite impose des connecteurs aussi petits que possible. Le connecteur haute tension a été recherché en dernier pour lui faire profiter de toute la place restante. Malgré cela, l'espace disponible est restreint (25 mm de diamètre) et la distance entre les deux bornes est de 2.5 mm environ. Nous avons donc effectué une série de tests des connecteurs Fischer en essayant de se rapprocher au mieux des conditions réelles.

Un vol ballon pour l'astronomie des hautes énergies se déroule à 40 km d'altitude, soit une pression ambiante de 4 mb environ. Le connecteur sera branché au sol, à la pression d'une atmosphère puis l'expérience montera jusqu'au plafond pour y rester plusieurs heures. Il faut donc qu'il soit bien étanche afin que les fuites soient suffisamment faibles pour que la pression ne descende pas en dessous de 800 mb et qu'elle favorise l'apparition de microflashs qui détériorent le diélectrique. Les tests se sont déroulés de manière similaire. Le connecteur HT a été branché à l'embase à pression atmosphérique, puis la chambre à vide a été progressivement vidée jusqu'à la pression de 4 mb et une température de - 40°C. Nous n'avons pas reproduit la courbe en température en fonction de l'altitude car la haute tension n'est allumée qu'au plafond de vol. La haute tension a été mise en route, puis les conditions de pression et de température sont restées inchangées pendant 9 heures (durée maximale du vol). La haute tension a été arrêtée avant la remontée en pression et température.

Le test des connecteurs s'est effectué à l'aide du montage présenté en figure VI-II-2. L'idée générale est de vérifier qu'il n'y a aucun claquage durant une période de 9 heures à 4 mb et -30°C. Le montage se compose d'un convertisseur haute tension stabilisé et connecté à la partie mâle du connecteur. Ce dernier est ensuite branché dans son embase dont les broches sortent à l'air libre à l'extérieur de la chambre à vide. Ceci permet de réaliser le montage avec seulement une pièce mécanique. Un enregistreur à papier est connecté à l'embase par l'intermédiaire d'un pont diviseur de rapport 10^5. Si un claquage survient, une forte montée de la tension sera visible sur le papier. Cette méthode permet ainsi un suivi continu sur les 9 heures de mesure.

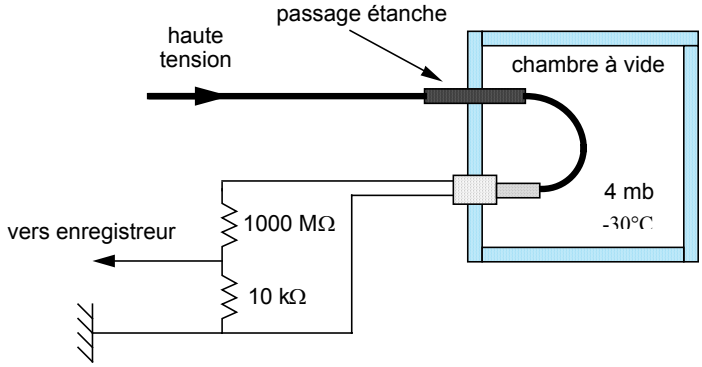


Fig VI-II-2 : Schéma du montage électrique utilisé pour tester l'étanchéité des connecteurs haute tension.

La fiche (connecteur mâle) doit être préparée pour supporter la haute tension à basse pression et empêcher un claquage. Le connecteur est branché au sol (pression 1 bar) où le risque de claquage pour les tensions inférieures à quelques milliers de volt sont inexistantes en l'absence d'effet de pointe. L'air doit rester emprisonné dans le connecteur car une tension de 1000 V à 4 mb suffit pour détériorer la fiche. Notre premier jeu de connecteur en a fait les frais. Les deux zones de fuite possible de l'air sont donc colmatées. La première se situe au niveau du poulet (la partie qui maintien le câble à l'arrière du connecteur). La solution est de « potter », c'est-à-dire de remplir de silicone cette zone. La seconde est l'interface entre la fiche elle-même et l'embase (partie femelle). Nous avons utilisé ici une graisse à vide qui fait office de joint entre les deux connecteurs et qui présente l'avantage de laisser le couple démontable. Deux séries de mesures d'une durée de 9 heures ont été réalisées dans les conditions réelles d'utilisation : baisse de pression et de température, mise sous tension

pendant 9 heures puis arrêt de l'alimentation avant de remonter la pression et la température. Les graphes obtenus ne montrent aucune variation brusque ou lente de la tension mesurée. La précision de lecture sur le papier millimétré est de 0.5 mm, soit 10 volt. La résolution en temps est de l'ordre de la milliseconde.

II.2.c. Simulation du signal et taille du blindage

Deux blindages sont possibles. Le premier est passif, c'est-à-dire qu'il est constitué d'une paroi en matériau absorbant plus ou moins épais. Les matériaux sont choisis en fonction de leur coefficient d'absorption et des raies gamma qu'ils émettent (K_α et K_β) en redistribuant l'énergie qu'ils absorbent et de l'énergie à laquelle on souhaite optimiser le blindage. Un exemple de blindage passif est le blindage multicouche où les couches intérieures absorbent les raies K de la couche supérieure. Le numéro atomique du matériau de la couche intérieure est plus faible, de manière à absorber les raies K_α et K_β du matériau précédent. La dernière couche est déterminée pour avoir l'énergie des raies K en dessous du seuil en énergie de l'instrument. Le handicap majeur de ce type de blindage est son poids. Il n'est donc réellement intéressant qu'aux basses énergies.

Le second type de blindage est dit « actif ». Il consiste à entourer le détecteur de matériau comme le BGO (sauf dans son champ de vue) dont la fonction est de détecter le passage d'une particule énergétique. Les photomultiplicateurs captent le signal issu du blindage et commandent à l'électronique de bord d'arrêter la lecture des détecteurs pour une période de l'ordre de la milliseconde en général afin de masquer la gerbe issue de la particule énergétique.

Nous allons voir au paragraphe III que l'objectif est d'observer la nébuleuse du Crabe à une énergie de 170 keV. A cette énergie, le flux en provenance du Crabe est de 0.000144 ph s^{-1} cm^{-2} keV^{-1}. Une simulation numérique incluant la diffraction à l'intérieur des cristaux de Ge permet de calculer l'efficacité de diffraction de la lentille complète en fonction du déréglage choisi (pour tenir compte de l'imprécision du réglage de la lentille). Ce dernier est supposé gaussien. Ainsi, l'écart angulaire entre l'angle d'incidence du faisceau (θ) et l'angle de Bragg (θ_B), $\Delta\theta$, est la somme des termes suivants :

$$\Delta\theta = \theta - \theta_B = \frac{E - E_0}{E}\theta_B + \delta \qquad \text{(VI-2)}$$

E_0 correspond à l'énergie de réglage (170 keV dans notre cas), E à l'énergie du photon incident et δ au déréglage. Cette formule ne tient pas compte d'un offset angulaire car la source a une taille inférieure au champ de vue. En remplaçant $\Delta\theta$ par son expression dans la formule (III-4), on obtient l'efficacité de diffraction que l'on doit intégrer sur la gamme en énergie. Cette dernière dépend du plan cristallin et il faut effectuer le calcul pour chaque anneau. Finalement, la somme de la contribution des différents anneaux donne l'efficacité totale de la lentille pour une source astrophysique, soit :

$$\varepsilon_T = \sum_{i=0}^{7} \int_E \varepsilon_i(E)dE \qquad \text{(VI-3)}$$

Le tableau VI-II-3 présente le résultat de cette simulation. On peut voir que deux anneaux successifs (0 et 1, 2 et 3, etc) ont une efficacité similaire. La raison provient du produit à peu près constant de la largeur en énergie du cristal et de son efficacité de

diffraction. La dernière colonne indique le flux du Crabe intercepté par la lentille en supposant une absorption atmosphérique de 41% et une efficacité de détection de 86% des détecteurs à 170 keV, soit environ 21.5 photons par heure.

Une simulation portant sur le bruit de fond de la matrice en vol avec un blindage actif de BGO et passif (Jean, 1998) a permis de déterminer une épaisseur optimale. Elle est de 3 cm pour le blindage actif, ce qui représente un poids de 50 kg pour un comptage de bruit de fond de 0.06 ± 0.03 coups s^{-1} cm^{-3} MeV^{-1}. Avec un blindage passif en plomb, l'épaisseur optimale est de 3 mm (7.2 kg), le bruit atteint une valeur de 0.5 ± 0.05 coups s^{-1} cm^{-3} MeV^{-1}. Le calcul tient compte des diverses composantes (fuites et décroissances radioactives du blindage, etc). La plus grande incertitude provient de la décroissance bêta, simulée à partir des données du bruit de fond de l'expérience HEXAGONE II (Naya et al., 1996). En raison des différences existant entre cette expérience et la lentille (utilisation de ^{70}Ge, rigidité magnétique différente), l'erreur commise ne peut être évaluée précisément et n'est pas prise en compte dans les barres d'erreurs fournies ci-dessus.

L'estimation du rapport signal sur bruit calculé à partir des valeurs précédentes donne un rapport de 3.76 pour le blindage actif et de 0.45 pour un blindage passif pour 6 heures de vol. Malgré des performances moindres, nous avons opté pour le blindage passif en raison du poids et du coût d'un blindage actif qui nécessite l'achat de BGO et la réalisation d'une électronique d'anticoïncidence. Notre choix s'est porté uniquement sur le plomb parce que la lentille, sélective en énergie, observera dans la bande 170 keV ± 0.85 keV, alors que les raies K du plomb sont respectivement à 75 keV et 85 keV. Il n'est donc pas nécessaire d'insérer entre les détecteurs et le plomb un matériau de numéro atomique plus faible pour absorber l'énergie des raies K du plomb et la redistribuer dans des raies d'énergie moindre. Le blindage aura son propre support et viendra s'insérer autour du boîtier de la matrice et de la cocotte de pressurisation de l'électronique afin de n'imposer aucune contrainte supplémentaire sur le doigt froid du détecteur.

La masse de plomb nécessaire pour réaliser le blindage dépend de son épaisseur et du volume à protéger. La longueur minimale de la cocotte est de 200 mm, à laquelle il faut ajouter la longueur du boîtier contenant les détecteurs et le collimateur (figure VI-II-4). Ce dernier limite le champ visuel des détecteurs de telle manière que l'angle solide qu'ils voient ne contienne que la lentille. Compte tenu du diamètre de la lentille (450 mm) et de la taille de la matrice (45 mm x 45 mm), l'angle d'ouverture du collimateur est égal à 0.177 radian. La longueur du collimateur est donc de 350 mm pour un diamètre de 65 mm. Le diamètre de la cocotte vaut 120 mm, ce qui donne un blindage de 140 mm de diamètre. Le poids total du blindage est de 7.2 kg.

III. Les objectifs du vol ballon

III.1. Le choix de la source

Le principal objectif de CLAIRE est purement technologique. Observer une vraie source astrophysique est le seul moyen de démontrer que la lentille est un instrument d'observation pour l'astrophysique nucléaire et constitue le but du premier vol ballon. Nous avons choisi la nébuleuse du Crabe car elle est la source la plus puissante en terme de flux ($1.2\ 10^{-4}$ ph s^{-1} cm^{-2} keV^{-1} à 100 keV, avec un indice spectral de 2.15). Malgré la bande passante de l'ordre du keV, le choix du Crabe nous permettra d'obtenir une quantité de photons assez élevée de l'ordre de 20 photons par heure. Avec une telle statistique, il sera

possible de comparer les performances attendues avec les performances réelles et pouvoir ainsi remonter à l'incertitude globale du réglage.

La nébuleuse du Crabe a souvent été étudié (Much et al., 1996; Eikenberry & Giovanni, 1997; van der Meulen et al., 1998). Much et al. l'ont étudié à partir des données des instruments d'observation embarqués dans le satellite CGRO (Compton Gamma Ray Observatory). Grâce à la complémentarité des instruments, les auteurs ont pu réaliser le spectre du Crabe sur la gamme d'énergie allant de 20 keV à 10 GeV. Cependant, la résolution en énergie est faible en raison de la nature des détecteurs utilisés (NaI et chambre à étincelles). D'autre part, les champs de vue associés à ces instruments sont variés mais toujours supérieurs au degré, conduisant à une faible résolution angulaire.

Avec la lentille, on peut étudier le Crabe plus finement en terme de résolution en énergie. La lentille est sélective en énergie et il est possible de collecter les photons sur une bande très étroite. La largeur à mi-hauteur moyenne à 170 keV est de 1.7 keV (Tableau VI-II-3). D'un autre côté, Pelling et al. (1987) ont montré une diminution de l'étendue de la nébuleuse quand l'énergie d'observation augmente, sur la gamme 22 keV à 64 keV. A l'énergie la plus élevée, la taille de la nébuleuse est de 1 minute d'arc x 0.25 minute d'arc. Le champ de vue de la lentille à 170 keV (une minute d'arc) ne permettra pas de discerner une zone aussi petite.

III.2. Le choix du site d'observation

Le CNES possède de nombreux sites de lancement à travers le monde. Cette variété offre aux utilisateurs des créneaux de lancement pour n'importe quelle région du ciel. Le Crabe a une latitude céleste δ (déclinaison) égale à 22° Nord. La hauteur maximale du Crabe (culmination) se calcule par la relation :

$$h_M(°) = 90 - \varphi + \delta \qquad \text{(VI-4)}$$

où φ correspond à la latitude (terrestre) du lieu d'observation.

La hauteur maximale est une notion importante car l'atmosphère absorbe les photons gamma. Cette quantité est par conséquent minimale au moment de la culmination et le vol ballon doit être centré sur l'heure de culmination pour obtenir un signal maximum. Grâce à la formule (VI-1), on constate que le Crabe est d'autant plus haut que la latitude est faible, avec un maximum pour 22° Nord (Sahara). Un vol au-dessus du désert n'est pourtant pas intéressant car l'étoile guide proche du Crabe serait dissimulée par le ballon (qui masque une surface de 40° de diamètre)! Le choix s'est reporté sur le site suivant en terme de latitude croissante : Léon (Espagne, 42° de latitude nord). Le décollage se serait déroulé depuis le nord ouest espagnol vers la France, mais cette solution offre une durée de vol faible (2 à 3 heures garanties). Nous avons alors sélectionné le site de Gap (France, 44° de latitude Nord) avec un atterrissage dans les Landes et offrant environ 7 heures de vol. Pour naviguer dans le sens est-ouest, les vents dominants doivent être établis. Cette condition impose une fenêtre de vol qui débute fin mai. Or, le 15 juin, le Crabe est proche (1°) du Soleil qui constitue une étoile guide très lumineuse. L'observation peut se dérouler entre le 12 et le 18 juin avec le Soleil pour étoile guide. Les dates sont imposées par le champ de vue du senseur solaire et celui de la lunette de visée, présente au centre de la lentille. Son axe optique est confondu avec celui de la lentille et l'étoile guide doit rester en permanence dans son champ de vue pour pouvoir reconstituer l'historique de l'observation. Le Crabe culminera à 68° à cette latitude.

Anneau	Nombre de cristaux	Indices de Miller	θ_B (rad) (170 keV)	Surface (cm^2)	Epaisseur optimale (cm)	ΔE (keV) $\delta=0/\delta=10$	Efficacité au pic (%) $\delta=0/\delta=10$	Intégrale du flux intercepté (unité arbitraire)	Flux Crabe en 10^{-4} ph/s/cristal
0	28	111	0.01119	1.05x0.98	0.30	2.60/4.18	0.33/0.30	17.93	1.00
1	52	220	0.01827	0.98x1.05	0.32	1.59/2.53	0.32/0.29	17.12	0.58
2	56	311	0.02142	1.0x1.0	0.46	1.35/2.05	0.23/0.20	10.54	0.30
3	72	400	0.02584	1.0x1.0	0.42	1.12/1.74	0.26/0.23	12.33	0.29
4	80	331	0.02816	0.7x1.0	0.55	1.03/1.51	0.16/0.14	7.11	0.10
5	88	422	0.03164	1.0x1.0	0.50	0.92/1.39	0.20/0.17	9.15	0.17
6	96	333	0.03356	0.7x1.0	0.62	0.87/1.27	0.12/0.10	5.00	0.06
7	104	440	0.03654	1.0x1.0	0.56	0.80/1.18	0.16/0.13	6.89	0.11
total	576	----	----	525.52	----	1.11/1.70	0.20/0.18	9.45	136.7

Tab VI-II-3 : Caractéristiques physiques et observationnelles de chaque anneau composant la lentille. Pour effectuer ce calcul, les hypothèses ont été les suivantes :

- cristaux en Ge(Si)
- mosaïcité de **35 secondes d'arc** (FWHM)
- observation à **170 keV**
- déréglage gaussien des cristaux égal à δ secondes d'arc

Dans la colonne nommée ΔE, la première valeur donne la largeur à mi-hauteur en énergie due à la mosaïcité seule (supposée gaussienne). La seconde valeur correspond à la largeur de la courbe d'efficacité de diffraction en fonction de l'angle d'incidence du flux. Comme la courbe ressemble fortement à une gaussienne pour des valeurs de mosaïcité inférieures à la minute d'arc, nous avons utilisé la largeur à mi-hauteur de la gaussienne ajustée à cette courbe.

III.3. Simulation de l'observation

Une simulation a été effectuée pour estimer le rapport signal sur bruit de l'observation. Il s'agit de compter le nombre de photons en provenance du Crabe que va focaliser la lentille. Le flux en provenance du Crabe est connu et vaut $4.15\left(\frac{E(keV)}{100keV}\right)^{-2.15}$ ph cm^{-2} s^{-1} keV^{-1}. Le flux qui parvient sur la lentille dépend du taux de transmission τ de l'atmosphère qui dépend de l'altitude. La relation liant τ à la densité de l'atmosphère est :

$$\tau = e^{-\sigma\rho x} \qquad \text{(VI-5)}$$

σ est le coefficient d'atténuation massique (en cm^2/g), ρ la densité de l'air et x la longueur de la colonne d'air présente entre la lentille et la source. La valeur de σ est fixe et vaut 0.13 cm^2/g pour un faisceau de 170 keV (National Standard Reference Data System, NBS 29). ρ se calcule à partir de la relation entre le nombre de particules par unité de volume à l'altitude considérée :

$$N(z) = N(0)\frac{T(0)}{T(z)}e^{-\frac{z}{H(z)}} \qquad \text{où H(z) est l'échelle de hauteur et vaut } \frac{kT(z)}{Mg} \qquad \text{(VI-6)}$$

Dans cette équation z correspond à l'altitude considérée, N au nombre de particules par unité de volume, k représente la constante de Boltzmann, T la température, M la masse des molécules de l'atmosphère et g l'accélération due à la gravité (considérée comme constante). Il faut tenir compte de la proportion de chaque constituant de l'atmosphère pour calculer la masse d'une unité de volume de l'atmosphère. Nous supposerons en plus que seuls deux types de molécules (azote et oxygène moléculaires) constituent l'atmosphère et que le profil en température est constant et identique pour les deux types de molécules. Compte tenu de la dépendance de chaque paramètre avec l'altitude, le calcul s'effectue par intégration numérique.

Le produit de la densité par la longueur (ρx) s'effectue par intégrations successives sur une longueur de pas égale à 100 mètres ($x=10^5$ cm). Sur cette distance, la densité ne varie que faiblement compte tenu de la valeur de l'échelle de hauteur des deux constituants. Les valeurs utilisées pour le calcul sont 7400 mètres pour l'azote et 6500 mètres pour l'oxygène. Cette méthode revient à considérer plusieurs milieux absorbant successifs. Le taux de transmission final est le produit des taux de chaque absorbant, soit :

$$\tau_f = e^{-\sigma \sum_i (\rho x)_i} \qquad \text{où } (\rho x)_i \text{ est le produit densité par longueur au pas n° i.}$$

A partir de cette valeur, on additionne le nombre de photons atteignant la lentille pour chaque valeur de l'angle zénithal depuis l'arrivée au plafond jusqu'à la fin de l'observation (déterminée par le largage de la nacelle ou le passage du Crabe en dessous de 37° de hauteur, synonyme d'absorption supérieure à 50%). En effet, au fur et à mesure que l'angle zénithal augmente (la source descend sur l'horizon), la longueur de la colonne d'air traversée par le flux incident augmente. Pour tenir compte de l'effet de l'angle zénithal, le taux de transmission de l'atmosphère devient :

$$T(z) = \frac{\tau_f(z)}{\cos(\eta)} \qquad \text{(VI-7)}$$

Dans cette formule, η est l'angle zénithal et $\tau_t(z)$ correspond à la transmission de l'atmosphère au zénith à l'altitude de plafond z. Grâce à cette relation, le programme estime le nombre de photons qui illuminent la lentille. Avec les valeurs numériques contenues dans le tableau V-II-3, il est possible de calculer le nombre de photons comptés par le détecteur. Un dernier paramètre est la durée de l'observation. Le 15 juin 2000, l'heure de la culmination du Crabe est 11h48 TU et correspond à peu près à celle du Soleil (12h TU). Le nombre de photons détectés sera maximal avec un vol dont la durée est centrée sur l'heure de la culmination. On en déduit le rapport signal sur bruit du vol. On peut donc calculer la position de la nébuleuse du Crabe par rapport à l'horizon de manière à déterminer la valeur de l'absorption subie par le signal.

Nous pouvons maintenant remplir le tableau VI-III-1 où sont rassemblés l'absorption atmosphérique en fonction de l'angle horizontal et l'estimation du nombre de photons en provenance du Crabe détecté par la lentille. Le calcul utilise les performances de la lentille calculées au chapitre V et fournies en tableau VI-II-3. On constate que la plage de vol de 6 heures centrée sur la culmination du Crabe est la plus intéressante en terme de nombre de coups dans le détecteur, avec un total de 110 photons.

Heure (TU)	Angle horizontal (°)	Transmission	Nombre de photons détectés[(1)]
7h34m15s	36°15'51	0.33	17.1
8h34m15s	46°42'02	0.44	22.7
9h34m15s	56°20'49	0.50	25.8
10h34m15s	63°55'24	0.53	27.2
11h34m15s	67°01'21	0.53	27.3
12h34m15s	36°55'30	0.51	26.1
13h34m15s	56°20'58	0.46	23.2
14h34m15s	46°42'13	0.36	17.9

Tab VI-III-1 : Nombre de photons détectés par la lentille sur une durée de 60 minutes en fonction de l'angle zénithal de la nébuleuse du Crabe.

Une simulation numérique donne une estimation du bruit de fond au niveau des détecteurs lors du vol ballon avec un blindage de 3 mm de plomb. A 170 keV, le nombre de coups par seconde enregistrés est de 0.0005 coups s^{-1} keV^{-1} cm^{-3} (paragraphe II.2.c). Avec le bruit de fond et les valeurs de flux détectés, nous pouvons aussi déduire la sensibilité σ de l'observation.

Le bruit statistique de photons est égal à la racine carrée du nombre total de photons détectés. Si S est le nombre de photons détectés issus de la source et B le bruit de fond, nous avons la formule suivante :

$$\sigma = \frac{S}{\sqrt{S + 2B}} \qquad \text{(VI-8)}$$

Avec les résultats du calcul numérique ci-dessus, nous pouvons appliquer la formule (VI-8). Un vol de la lentille gamma à 170 keV donne une valeur de σ égale à 5.76 pour 6 heures de

vol et de 6.14 pour une durée de vol de 8 heures. La rapport signal sur bruit de l'observation du Crabe varie peu entre 6 heures et 8 heures d'observation en raison de l'absorption croissante (l'angle horizontal est à ce moment de 46° environ)

	Signal (photons)	Bruit (photons)	$\sigma_{lentille}$	$\sigma_{télescope}$
pour 6 heures d'observation	152	272	5.76	1.20
pour 8 heures d'observation	187	365	6.14	1.31

Tab VI-III-2 : Comparaison des performances à 170 keV d'une lentille et d'un télescope imaginaire possédant la même surface de collection efficace (130 cm^2). L'efficacité de détection utilisée vaut 73%.

Pour se rendre compte des performances d'une lentille, il est intéressant de comparer le rapport signal sur bruit que l'on aurait obtenu avec un télescope classique. Avec une efficacité moyenne de 20% environ, la surface efficace de la lentille est de 130 cm^2. La comparaison doit s'effectuer avec un télescope dont le détecteur est en Ge avec une surface similaire (flux identiques). En prenant le même blindage, le bruit de fond engendré dans le télescope est égal à 0.26 coups s^{-1} keV^{-1}, soit 0.73 coups s^{-1} à 170 keV. Le résultat est présenté dans le tableau VI-III-2. On constate qu'utiliser une lentille permet d'obtenir plus rapidement une statistique significative. L'analyse des données de ce premier vol devrait fournir une détection du Crabe avec une détection supérieure à 3σ, là où 20 vols successifs sont nécessaires avec un télescope traditionnel pour un résultat identique.

Conclusion

Pour que la lentille devienne un instrument d'observation pour l'astrophysique nucléaire, il faut effectuer avec succès l'observation d'une source astrophysique dans des conditions réelles. Tel est l'objectif du projet CLAIRE. Observer le Crabe au cours d'un vol ballon pour valider le concept et la faisablilité d'une lentille pour l'astrophysique nucléaire. Cet instrument sera dédié à l'observation des raies, mais le choix de la source pour ce premier vol s'est arrêté sur le Crabe. La raison est qu'il émet un continuum puissant (pour l'astrophysique gamma!), donnant un maximum de chances de détection, même si la lentille n'est pas correctement réglée en énergie.

Cette thèse s'est déroulée au sein du projet CLAIRE et se divise en trois parties. La première concerne les cristaux qui équipent la lentille. Nous avons recherché les propriétés et les méthodes de fabrication des cristaux appropriés. Nous nous sommes ensuite attachés à l'étude d'une ligne de réglage pour la lentille puis au calcul des incertitudes qui lui sont associées. Ces valeurs ont été utilisées pour estimer les performances de CLAIRE pour son premier vol ballon.

Les cristaux

Les simulations numériques de la diffraction des rayons X à l'intérieur des cristaux de diverses natures indiquent que le matériau optimal est le Ge. Nos critères de sélection ont été :

- la mosaïcité du cristal. Ce paramètre détermine le champ de vue de la lentille et influence l'efficacité de diffraction. Pour une observation à 170 keV au cours d'un vol ballon, la valeur retenue est 35^{+10}_{-5} secondes d'arc.

- l'efficacité de diffraction qui détermine la fraction du flux dévié par un cristal. Pour une mosaïcité de 35 secondes d'arc, l'efficacité varie de 33% (anneau 0) à 12% (anneau 6).

Les différentes techniques de fabrication fournissent des cristaux de qualité variable en terme de durée de fabrication, de mosaïcité, d'homogénéité, de reproductibilité et de coût. La méthode choisie est la croissance de cristaux à base de Ge avec 1.5% de Si pour altérer la structure cristalline et induire une mosaïcité supérieure à quelques secondes d'arc. Elle allie rapidité et faible coût, au prix d'une homogénéité imparfaite et d'une gamme de mosaïcité plus large : 35^{+20}_{-10} secondes d'arc. Les mesures réalisées sur des échantillons de Ge(Si) montrent que

la fraction des cristaux utilisables pour la lentille est de 50%, ce qui impose la fabrication de 1200 cristaux.

La ligne de réglage

La réalisation de la ligne de réglage est basée sur l'angle géométrique imposé par construction au faisceau incident qui arrive sur le cristal. Cet angle correspond à la différence entre l'angle associé à l'énergie de réglage (122 keV) et celle correspondant à l'énergie du vol ballon (170 keV). La précision nécessaire (quelques secondes d'arc) à la réalisation de cette ligne impose des systèmes mécaniques très stables. Le travail a consisté à concevoir et monter une ligne de réglage opérationnelle dans la salle blanche du CESR en recherchant et en fabriquant les éléments les plus adaptés. Cette ligne comprend un générateur X, un collimateur, la lentille et un détecteur qui doivent être installés avec une précision meilleure que le mm sur une distance de plus de 16 mètres. Des régleurs spécialement conçus viennent se fixer sur la lentille pour terminer le dispositif de réglage. Ils permettent de sélectionner les cristaux à régler ainsi que l'énergie de réglage grâce au positionnement précis (3/100 de mm) de leurs fentes qui imposent l'angle géométrique.

Toute erreur sur cet angle entraîne une énergie d'observation autre que 170 keV et surtout une énergie différente pour chaque anneau. Une liste des erreurs associées à la ligne de réglage et au réglage lui même a été réalisée, menant à une précision allant de 4 (anneau 0) à 10 secondes d'arc (anneau 7). Cela signifie que les cristaux de l'anneau 7 sont globalement moins bien réglés que ceux de l'anneau 0. Cependant, comme les indices de Miller croissent avec le numéro de l'anneau, l'incertitude sur l'énergie diffractée due à ces erreurs angulaires est à peu près constante pour chaque anneau : 1.3 keV.

D'autre part, chaque élément de la ligne a été utilisé au mieux pour optimiser le réglage : utilisation d'un continuum en énergie, d'une matrice de détecteurs pour repérer les pics même à une énergie éloignée des 122 keV visés. Le logiciel de réglage a lui aussi été écrit pour limiter le nombre d'itérations au cours de la recherche du pic et raccourcir la durée totale du réglage pour les 576 cristaux équipant la lentille.

Le vol ballon

Le détecteur utilisé dans le projet n'est pas prévu pour effectuer un vol. Il doit être mis à niveau en incluant notamment un boîtier placé à l'arrière des détecteurs. Sa fonction est de pressuriser les préamplificateurs et d'offrir une liaison étanche entre les détecteurs et l'électronique de vol. Les étapes d'étude et de conception sont terminées et les tests en cours. Ce boîtier devrait être prêt pour l'arrivée de l'électronique à Toulouse début 2000.

Le choix de la source astrophysique s'est porté sur le Crabe car il assure un flux de 1.44 10^{-4} ph s^{-1} cm^{-2} keV^{-1}. Grâce aux calculs effectués sur la précision du réglage (de 4 à 10 secondes d'arc environ) l'efficacité moyenne de la lentille passe de 22% pour un réglage parfait à 20% en tenant compte du déréglage. D'autre part, la durée du vol sera centrée sur l'heure correspondant à la culmination pour profiter de l'absorption minimale. Le taux de transmission de l'atmosphère varie de 0.5 à la culmination (68° par rapport à l'horizontale) à 0.3 à la fin de l'observation (38° par rapport à l'horizontale). En terme de flux, cela représente 22 ph h^{-1} de signal dans le détecteur n°5 au moment de la culmination et 17 ph h^{-1} à la fin de l'observation, soit un total de 152 coups détectés en 6 heures.

Le bruit de fond a aussi fait l'objet d'une simulation numérique et s'appuie sur les spectres de bruit de l'expérience HEXAGONE. Le taux de comptage est estimé à 22.5 coups par

heure avec un blindage passif. Le rapport signal sur bruit résultant est égal à 0.45 pour un vol de 6 heures.

Toutes les procédures qui constituent la chaîne menant de la détermination de l'objectif astrophysique au vol sont aujourd'hui prêtes. Les derniers éléments (visserie en titane par exemple) sont en cours de réalisation. Il reste maintenant à terminer la préparation de la lentille pour le vol ballon, prévue en juin 2000.

Annexe A

Calcul de la largeur à mi-hauteur de la courbe d'efficacité de diffraction

La courbe d'efficacité de diffraction d'un cristal est obtenue expérimentalement en illuminant le cristal avec un faisceau polychromatique parallèle. La rotation du cristal permet de sélectionner l'énergie diffractée. Le graphe représentant le flux diffracté en fonction de l'angle (ou de l'énergie, relation de Bragg) donne la courbe de réflectivité du cristal.

L'efficacité de diffraction se calcule par la relation suivante (chapitre III) :

$$\varepsilon = 0.5(1 - e^{-\alpha x})e^{-\mu x}$$

où x est l'épaisseur, μ le coefficient d'absorption et α celui de diffraction.

Le terme α dépend de l'énergie et de la structure cristalline. Dans le cas des cristaux mosaïques, c'est cette quantité qui contient le terme Gaussien d'élargissement. Nous avons vu au chapitre III (équation III-6) que ce terme s'écrivait sous la forme :

$$\alpha = W(\theta_B - \theta)\frac{Q\, e^{-2M}}{\cos(\theta_B)} \qquad \text{où } W(\theta_B\text{-}\theta) \text{ est une gaussienne}$$

La largeur à mi-hauteur due à la mosaïcité se calcule par la relation simple (au premier ordre) liant la largeur en énergie et la largeur angulaire :

$$\frac{\Delta\theta}{\theta} = \frac{\Delta E}{E}$$

Cette équation signifie qu'à une largeur angulaire donnée ($\Delta\theta$) est associée une largeur en énergie (ΔE). C'est pour cette raison que l'on associe à la mosaïcité une bande en énergie (Annexe B).

Dans le cas de la lentille, le tableau A-1 rassemble les valeurs de largeurs à mi-hauteur pour une mosaïcité de 35 secondes d'arc.

La largeur à mi-hauteur de la courbe d'efficacité (ie de réflectivité) est nettement plus complexe à calculer car c'est le terme α qui a la forme d'une gaussienne et non pas le terme ε. Il est donc intéressant d'effectuer deux calculs.

Calcul de la dérivée

A partir de l'équation d'une gaussienne de la forme $f(x) = Ae^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}$, on peut calculer sa dérivée, soit :

$$\frac{df}{dx} = \frac{Ax}{\sigma^2} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}$$

Dans cette équation, x est l'écart entre la position moyenne et la position courante. Appliqué à notre cas, on peut écrire $x = \Delta\theta$. Tous calculs faits, la dérivée de l'équation de la courbe d'efficacité de diffraction donne :

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{Ax}{\sigma^2} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} e^{-Ae^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}}$$

Soit, en exprimant l'une par rapport à l'autre : $\frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{df}{dx} e^{-Ae^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}}$

Le dernier terme (exponentielle) est toujours inférieur à 1 car A, dépendant du terme α (équation III-6, chapitre III), n'est jamais négatif. Ainsi, la dérivée de l'efficacité de diffraction est systématiquement inférieure à celle d'une gaussienne. Cela a pour conséquence d'aplatir le haut de la courbe et d'agrandir la largeur à mi-hauteur (voir figure 1).

Calcul de la largeur à mi-hauteur

La valeur x_0 pour laquelle f(x) est égale à la moitié de la hauteur maximale donne la demi-largeur à mi-hauteur. Pour simplifier les calculs, posons $C=0.5e^{-\mu x}$. Le point de départ est donc de calculer la valeur maximale de la courbe dont l'expression est $\varepsilon_m = C(1-e^{-A})$. La largeur à mi-hauteur Δx est égale à $2x_0$, avec pour équation à résoudre $f(x_0) = \varepsilon_m/2$.

Tous calculs faits, on obtient :

$$\Delta x = 2\sigma\sqrt{2}\sqrt{-\ln\left(-\frac{1}{A}\ln\left(\frac{1+e^{-A}}{2}\right)\right)}$$

Dans cette équation, σ est l'écart-type de la mosaïcité. Les valeurs numériques issues de la simulation numérique et du calcul théorique sont en accord à mieux que 1 seconde d'arc. Néanmoins, on ne peut pas se satisfaire dans le cas de la lentille à un simple calcul de largeur à mi-hauteur théorique. La présence d'éléments entre la source de rayons X et le cristal, ainsi que la nécessité d'optimiser la taille de la fente impose de créer une simulation. Cette dernière permet, en plus, de visualiser simplement la forme de la courbe, de pouvoir étudier l'évolution d'un paramètre (présence d'une fente par exemple) et d'être très rapide. Il ne faut pas oublier que pour obtenir la valeur de Δx, les valeurs numériques de la plupart des équations établies au chapitre III doivent être calculées. La dernière colonne du tableau A-1 donne les valeurs de largeurs à mi-hauteur de la courbe de diffraction pour des cristaux de 35 secondes d'arc de mosaïcité et pour une énergie de 170 keV.

Numéro de l'anneau	Largeur « purement » mosaïque (170 keV)	Largeur de la courbe de diffraction (170 keV)
0	2.60	3.55
1	1.59	2.15
2	1.35	1.64
3	1.12	1.40
4	1.03	1.17
5	0.92	1.08
6	0.87	0.95
7	0.80	0.90

Tab A-1 : Valeurs des largeurs à mi-hauteur des courbes de diffraction pour les différents types de cristaux de la lentille.

On peut constater que la différence entre les valeurs des deux colonnes est d'autant plus grande que les indices de Miller sont petits. Ceci vient du fait que la valeur de A augmente quand la valeur des indices de Miller diminue. L'exponentielle est alors plus petite et la courbe encore plus large.

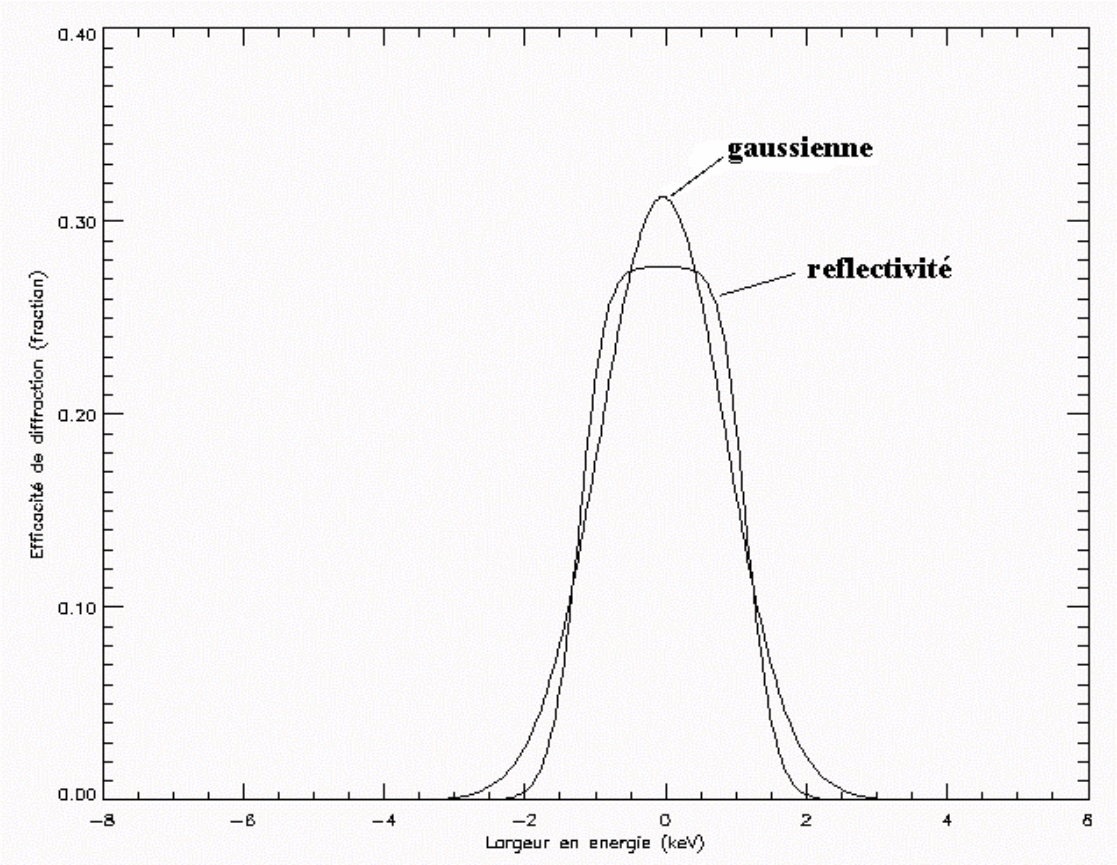


Fig 1 : Superposition de la courbe d'efficacité de diffraction et de la gaussienne ajustée à cette courbe.

Annexe B

Passage d'une largeur angulaire à une largeur en énergie

Le passage d'une largeur angulaire à une largeur en énergie s'effectue à partir de la relation de Bragg. De cette équation, on en tire la relation suivante au premier ordre :

$$\frac{\Delta\theta}{\theta} = \frac{\Delta E}{E}$$

Le calcul de la largeur dépend aussi de l'énergie et de l'angle de Bragg. Ceci indique que pour une même énergie et une même largeur angulaire (E et $\Delta\theta$ constants), la largeur en énergie va diminuer au fur et à mesure que les indices de Miller augmentent (le numéro de l'anneau croît) car l'angle de Bragg associé croît. Le tableau B-1 donne les largeurs ΔE en prenant pour valeur numérique $\Delta\theta$ = 1 seconde d'arc.

Numéro de l'anneau	**122** keV		**170** keV	
	Angle de Bragg (rad)	ΔE (keV)	Angle de Bragg (rad)	ΔE (keV)
0	0.01559	0.0379	0.01119	0.0737
1	0.02546	0.0232	0.01827	0.0451
2	0.02985	0.0198	0.02142	0.0385
3	0.03600	0.0164	0.02584	0.0319
4	0.03923	0.0151	0.02815	0.0293
5	0.04409	0.0134	0.03164	0.0260
6	0.04677	0.0126	0.03356	0.0246
7	0.05091	0.0116	0.03654	0.0226

Tab B-1 : Equivalence entre largeur angulaire et largeur en énergie pour tous les anneaux de la lentille. La largeur en énergie ΔE est calculée pour une largeur angulaire de 1 seconde d'arc.

Références

Articles :

Abrosimov N.V. et al., J. Crystal Growth 166 (1996) 657
Abrosimov N.V. et al., J. Crystal Growth 174 (1997) 182
Arnould M. & Beelen W., Astronomy and Astrophysics, 33, 215 (1974)
Bastie P. & Hamelin B., Journal de Physique IV, Vol 6, C4/13, 1996
Batterman B.W. & Cole H, (1964), Rev. Mod. Phys., 36, 681
Bednarck W. et al., Astrophysical Journal, 390, 489 (1992)
Berger M.J. and Hubbell J.H., National Bureau of Standards, 1987. NBSIR 87-3597
Bildstein L. et al., Astrophysical Journal, 384, 143 (1992)
Bloement H. et al., Astronomie and Astrophysics, 281, L5 (1994)
Bloement H. et al., Astrophysical Journal, 475, L25 (1997)
Brecher K. & Burrows A., Astrophysical Journal, 240, 642 (1980)
Briggs M.S. et al., Third INTEGRAL Workshop, Taormina, 1998, in press (1999)
Browne E., Dairiski J. M., Doebler R.E., « Tables of Isotopes », Seventh edition, John Wiley & Sons, Inc, New York, 1978
Bykov A.M. & Bloemen H., Astronomy and Astrophysics, 283, L1 (1994)
Chan K. W. & Lingenfelter R. E., Astrophysical Journal, 318, L51 (1987)
Chan K. W. & Lingenfelter R. E., Astrophysical Journal, 368, 515 (1991)
Chaty S., thèse, " étude multi-longueur d'onde du microquasar GRS 1915+105 et de sources binaires de haute énergie de la galaxie ", Université Paris Sud (XI), 1998
Chupp E.L. et al., Nature, 241, 333 (1973)
Clayton D.D., Astrophysical Journal, 198, 151 (1975)
Cordier B. et al., Astronomy and Astrophysics Suppl. Ser., 97, 177 (1993)
Cusumano G. et al., Astrophysical Journal, 343, 686 (1998)
Dismukes J.P. et al., J. Phys. Chem. 68 (1964), p 3021
Eikenberry S.S. & Giovanni G.F., Astrophysical Journal, 476, 281 (1997)
Erko A. et al., Nucl. Instr. and Meth. A 374 (1996) 408.
Gehrels N., Nucl. Instr. and Meth. A239 (1985) 324
Gehrels N. et al., Astrophysical Journal, 322, 215 (1987)
Gehrels N. et al., Astrophysical Journal, 375, L13 (1991)
Giacconi R. et al., Physical Review Letters, 9, 439 (1962)
Grove J.E. et al., Astrophysical Journal, 438, L35 (1995)
Harding A.K., Astrophysical Journal, 300, 167 (1986)
Hernanz et al., Astrophysical Journal, 465, L27 (1996)
Hey J.S. et al., Nature, 158, 234 (1946)
Höflich et al., Astrophysical Journal, 492, 228 (1998)
Hua X. & Lingenfelter R.E., Astrophysical Journal, 416, L17 (1993)
International Tables for X-Ray Crystallography, Vol III, 1962
Iyudin A.F. et al., Astronomy and Astrophysics, 284, L1 (1994)
Jean P., thèse, " Etudes des performances et modélisation de spectromètres gamma pour l'astrophysique nucléaire ", Université Paul Sabatier, Toulouse III, 1996
Jean P., Proc. Second CLAIRE meeting, April, 27-28, 1998, Toulouse, France
Johnson W.N., et al. Astrophysical Journal, 172, L1 (1972)

Keitel S. et al., Nucl. Instr. and Meth. A 141 (1998) 427.
Képler Johannes, « Astronomia Nova », s.l., 1609. Paris, BnF, Réserve des livres rares, Rés. g. V.454
Klebesadel et al., Astrophysical Journal, 182, L85 (1973)
Knödlseder J., thèse, " The origin of ^{26}Al in the galaxy ", Université Paul Sabatier, Toulouse III, 1997
Lemoine M. et al., Astronomy and astrophysics, 269, 469 (1993)
Leventhal M. et al., Astrophysical Journal, 225, L11 (1978)
Liang E.P. & Dermer C.D., Astrophysical Journal, 325, L39 (1988)
Lingenfelter R.E. & Ramaty R., Astrophysical Journal, 343, 686 (1989)
Massaro E. et al., Astrophysical Journal, 376, L11 (1991)
Massaro E. et al., Astronomy and Astrophysics, 338, 184 (1998)
Matz S.M. et al., Nature, 331, 416 (1988)
Mihara T. et al., Nature, 346, 250 (1990)
Mirabel F., The Messenger (ESO Journal), 70, 51 (1992)
Much R. et al., Astronomy and Astrophysics Suppl. Ser. 120, 703 (1996)
Murphy R.J. et al., Astrophysical Journal, 371, 793 (1991)
Murphy R.J.et al., 1993a, 23rd Int. Cosmic-Ray Conf (Calgary), 3, 99
Murphy R.J. et al., Astrophysical Journal, 490, 883 (1997)
Naya J.E. et al., Proc. Imaging in High Energy Astronomy (Anacapro), 313, 123 (1995)
Naya J. E., thèse, " Spectrométrie gamma fine et haute résolution angulaire ", Université Paul Sabatier, Toulouse III, 1995
Naya et al., Nucl. Instr. And Meth. A 368 (1996) 832
Oberlack U. et al., Proc. 24th Int. Cosmic-Ray Conf., 2, 207 (1995)
Palmer D.M. et al., Astrophysical Journal, 433, L77 (1994)
Parizot E. et al., Astronomy and Astrophysics, 331, 726 (1998)
Pelling et al., Astrophysical Journal, 319, 416 (1987)
Pinto N.A. & Woosley S.E., Nature, 333, 534 (1988)
Prince T.A. et al., Astrophysical Journal, 255, L81 (1982)
Purcell W.R. et al., Astrophysical Journal, 491, 725 (1997)
Ramaty R. & Kozlovski B., Astrophysical Journal, 193, 729 (1974)
Ricker George R., " All Sky X-ray observation in the next decade 1997 ", 1997, RIKEN, Japon, Eds M. Matsupka and N. Kawaï, p. 366 (1998)
Schneider R.J., Acta. Cryst. (1977). A33, 235
Schönfelder V. et al, Astron. Astrophys. Sup. Ser. 86, 657 (1993)
Shapiro S.L. et al., Astrophysical Journal, 204, 187 (1976)
Shigeyama T. et al., Astronomy and Astrophysics, 196, 141 (1988)
Slassi Sennou Saïd, thèse, " spectroscopie fine du rayonnement gamma ", 1992
Slater J.C., J. Chem. Phys. 1964, 39, 3199
Smith D.M. et al., Astrophysical Journal, 414, 165 (1993)
Storm E. and Israel H.I., Los Alamos Scientific Laboratory, 1967. LA-3753, UC-34-Physics TID-4500
Teegarden B.J. et al., Nature, 339, 122 (1989)
Teegarden B.J., Proc. " The Gamma Ray Sky with Compton CGRO and SIGMA ", Kluwer press, 1995, p. 255
Trümper J. et al., Astrophysical Journal, 236, L67 (1978)
Tueller J. et al., Astrophysical Journal, 351, L41 (1990)
van der Meulen R.D. et al., Astronomy and Astrophysics 330, 321 (1998)
Veldkamp M. et al., Jpn. J. Appl. Phys., in press
Wang H.T. & Ramaty R., solar Phys., 36, 129 (1974)
Woosley S.E. et al., Astrophysical Journal, 318, 664 (1987)

Woosley S.E. & Weaver T.A., Astrophysical Journal, 423, 371 (1994)
Yoshida A. et al., Proc. " Los Alamos Workshop on Gamma-Ray Bursts ", Taos, New Mexico,July 29 - Aug 3, 1990, Eds C. Ho, R.I. Epstein, E.E. Fenimore, Cambridge UniversityPress, 1992, p 443
Zhu T. & Ruderman M., Astrophysical Journal, 478, 701 (1997)

Livres

Ashcroft Neil et Mermin David. Solid State Physics. New York : Saunders College Publishing, 1976. 826p
Gadré, Karine. La signification astronomique des pyramides d'Egypte. Fuveau : La maison de Vie, 1998. 120 p. Collection Egypte.
Galilée, Le messager Céleste, Trad., BnF, 1992, Les belles Lettres.
Hahn, To, International Table for X-ray Crystallography, New York : Ridley Publishing, 1983.
Harwit, Martin, Cosmic discovery, Cambridge, The MIT Press, 1984, 334p
Kittel, Charles. Introduction to Solid State Physics. Sixth Ed. New York : John Wiley & Sons, 1986. 646 p.
Lachièze-Rey Marc et Luminet Jean-Pierre, Figures du Ciel, Paris, Seuil/BnF, 1998, p31
Menzel Donald et Pasachoff Jay, Guide des Etoiles et Planètes, Neuchâtel : Delachaux et Niestlé, 1989, 474 p.
Zachariasen, William H. Theory of X-ray diffraction in crystals. New York : Dover Publications, 1967. 255 p.

Web

[1] : http://www.photcoef.com