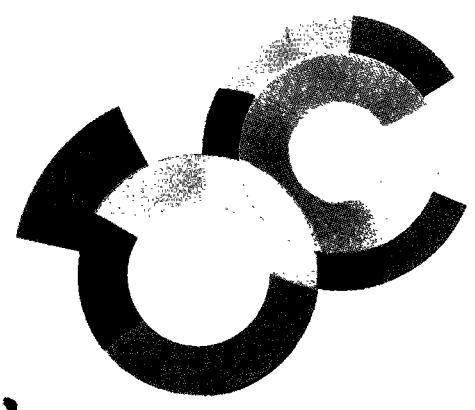
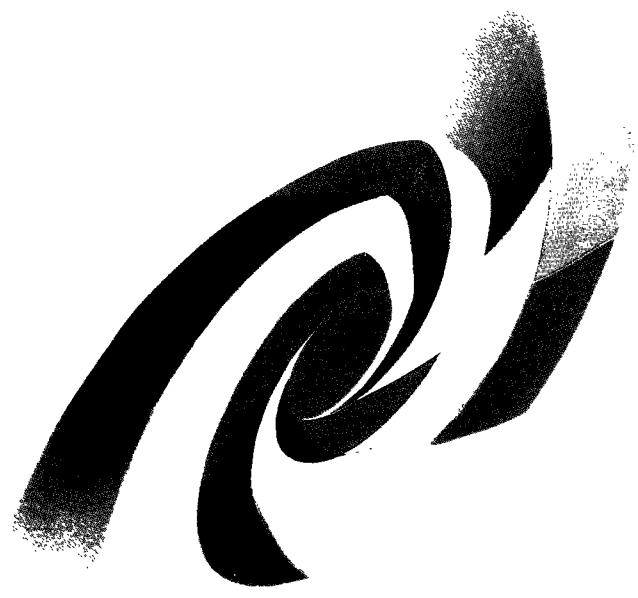


98.007123 ^{2AE}
FR9900719

Ception BUS
Doc. enreg. le : 5/11/98
N° TRN : FR.99.00.4.19
Destination : I.I.+D.D



DAPNIA/SED 98-1001

Thèse soutenue
le 4 septembre 1998

ETUDE DU SYSTEME DE SUIVI OPTIQUE
DES CRISTAUX SCINTILLANTS DU CALORIMETRE
ELECTROMAGNETIQUE DE L'EXPERIENCE CMS

DAPNIA

Marie GÉLÉOC

UNIVERSITE PARIS 7 - DENIS DIDEROT

UFR DE PHYSIQUE

Année 1998

THÈSE

pour l'obtention du Diplôme de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS 7

Spécialité : **OPTIQUE ET PHOTONIQUE**

présentée et soutenue publiquement

par

Marie GÉLÉOC

le 4 septembre 1998

**Etude du Système de Suivi Optique des Cristaux Scintillants
du Calorimètre Electromagnétique de l'Expérience CMS.**

JURY

M. F. GIRES

M. J-C. CLEMENS

M. J-P. PEIGNEUX

M. R. CHIPAUX

M. J-L. FAURE

M. P. GADENNE

Remerciements

Mes premiers remerciements vont à Pierre Chavel, directeur du DEA d'Optique et Photonique, et Serge Berthier, représentant du DEA pour l'université Paris 7, grâce à qui j'ai suivi la formation qui m'a permis d'aborder ce travail de thèse.

Le travail présenté a été réalisé au Département d'Astrophysique, de physique des Particules, de physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée de la Direction des Sciences de la Matière du CEA. Je remercie Patrice Micolon, alors chef du Service d'Etudes des Détecteurs (SED), qui m'a accueillie dans son laboratoire, ainsi que Philippe Mangeot, qui l'a suivi dans ses fonctions et qui m'a toujours encouragée.

Je remercie vivement François Gires, mon directeur de thèse, pour le soutien et la confiance qu'il m'a toujours accordés, pour son savoir et sa sagesse.

Je suis reconnaissante à Rémi Chipaux, mon tuteur de thèse au CEA, pour l'indépendance qu'il m'a laissée dans mes recherches et pour m'avoir introduite au monde du CERN.

Je remercie Xavier Charlot, chef du groupe optique du SED, qui m'a constamment soutenue dans mon travail grâce à son sens de l'organisation et sa vision pragmatique des choses.

Je remercie chaleureusement tous les membres du jury de l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail, du temps qu'ils m'ont accordé aussi bien pour la correction du manuscrit que pour d'intéressantes discussions. Jean-Claude Clemens et Jean-Pierre Peigneux ont accepté la tâche de rapporteurs et leur contact m'a été très enrichissant, je les en remercie. Jean-Louis Faure m'a beaucoup aidée dans mes recherches d'information et dans mes contacts ; ses remarques m'ont toujours été d'une grande aide, je lui en suis très reconnaissante. Un grand grand merci à Patrice Gadenne, professeur au DEA, qui a accepté de faire partie du jury et qui depuis longtemps suit mon travail avec intérêt.

Le groupe CMS de Saclay résulte d'une collaboration entre le SED et d'autres services du DAPNIA qui sont le Service de Physique des Particules et le Service d'Electronique et d'Informatique. Je remercie toute l'équipe de son accueil et particulièrement Philippe Rebourgeard et Françoise Rondeaux ; Jean-Louis Faure, Jean-Pierre Pansart et John Rander.

Je remercie chaleureusement Marc Anfreville, Michel Boyer, Daniel Denegri, Alain Givernaud, Claude Jeanney, Elisabeth Locci, Didier Pierrepont, Jean-Marc Reymond pour leurs conseils et leur aide en électronique, mécanique, optique ou physique des particules.

J'ai travaillé avec plaisir avec les cosmiques, Pierre Bonamy et Gérard Villet, à l'élaboration du banc cosmique. Je les remercie tous deux pour leur disponibilité et leur expérience de la physique des particules et des grandes collaborations.

Un énorme merci à Pierre Besson et à Emmanuelle Bougamont, qui ont beaucoup travaillé au banc d'injection, qui ont activement lu et corrigé mon mémoire et surtout, qui m'ont soutenue pendant toute la thèse.

Je remercie Xavier Gentit pour les discussions passionnées autour de l'anisotropie du cristal et des programmes de simulation, ainsi que Patrice Verrecchia sans qui un travail de synthèse aurait été compromis.

Je remercie la collaboration motivée et motivante du calorimètre électromagnétique de CMS et particulièrement Etiennette Auffray, Yann Benhammou, Ioan Dafinei, Carmelo D'Ambrosio, Nikolaï Golubev, Bernard Ille, Thomas Kirn, Michel Lebeau, Jean-Marie Legoff, Franck Martin, Francesca Nessi-Tedaldi, Marc Schneegans, Jean-Pierre Peigneux et Sacha Singovski.

Je remercie également Paul Baillon, André Braem et Philippe Belleville avec qui j'ai eu plaisir à collaborer sur des études de revêtements des cristaux.

Je remercie « l'équipe d'en-face » du projet Megacam pour sa bonne humeur, et particulièrement Stéphan Aune, Pierre-Henri Carton, Jean de Kat, Dominique Epelle, Michel Gros, Pierre Starzynski et Nicolas Vignal.

Je remercie mes collègues du SED et surtout Pierre Ageron, Philippe Bourgeois, Serge Conat, Alain Delbart, Florence Desages, Danielle Fahy, Arnaud Giganon, Serge Hervé, Didier Jourde,

Marc Karolak, Jean-Claude Lugol, Claude Mazur, Jean-Pierre Mouly, Emile Paschetto, Yves Piret, Marc Riallot, Jean-Pierre Taguet et André Zakarian pour leurs rires et leur soutien.

Je remercie Daniel Desforge qui m'a beaucoup aidée à maîtriser un ordinateur capricieux et grâce à qui de nombreux schémas ont pu apparaître dans le manuscrit. Merci à Alain Chaumeaux et Pierre-François Honoré qui ont toujours dépanné le SUN avec bonne humeur.

Je remercie André Claudet, cinéaste émérite, pour ses conseils, son expérience et le film qu'il m'a permis de réaliser. Je remercie également Jean-Jacques Bigot, photographe, pour sa patience et son travail.

Je tiens à remercier Jean-Charles Bolomey, professeur au DEA, qui m'a conseillée et soutenue durant mon travail de thèse, ainsi qu'Alain Joisel, Alain Boudard, Jean-Luc Sida et l'équipe de l'INSTN chargée de la formation par la recherche.

Je remercie spécialement Patrick Girardot et Jean-Louis Fallou, mes fournisseurs de victuailles préférés.

Bonne chance à Gaël Puill et Nicolas Faletto qui auront bientôt la joie de boucler leurs travaux de thèse, à Gilles Pontet et Thomas Duguet qui viennent de terminer leur service scientifique.

Mille merci à Christiane, Mireille, Pierre, Fanch, Antoine, Samira, Daniel, Eliane, Marcelle, Jean, Odile, Bernard, Annie, Laurence, Valérie, Clotilde, Bruno, Jean-Louis, Claude, Nelson, Patricia, Sylvie, Laurent, Clara et Uli.

INTRODUCTION	1
I. CONTEXTE SCIENTIFIQUE.....	4
I.1 LHC ET BOSON DE HIGGS.....	5
I.2 LE DETECTEUR CMS	10
I.3 LE CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE DE CMS	16
<i>I.3.1 PRINCIPE DE LA DETECTION.....</i>	<i>16</i>
I.3.1.1 Le concept de calorimètre.....	16
I.3.1.2 Mécanismes de perte d'énergie - Paramètres d'une gerbe électromagnétique.....	16
I.3.1.3 Résolution en énergie.....	22
<i>I.3.2 DESCRIPTION DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE DE CMS.....</i>	<i>24</i>
I.3.2.1 Spécifications d'un calorimètre pour le LHC	24
I.3.2.2 Description d'une voie de détection	26
II. UN SYSTEME DE SUIVI OPTIQUE DU CALORIMETRE : POURQUOI ?.....	29
II.1 LES CRISTAUX SCINTILLANTS DE $PbWO_4$.....	29
<i>II.1.1 GENERALITES SUR LE TUNGSTATE DE PLOMB.....</i>	<i>29</i>
<i>II.1.2 CARACTERISTIQUES OPTIQUES.....</i>	<i>31</i>
II.1.2.1 Biréfringence.....	31
II.1.2.2 Scintillation.....	33
II.1.2.3 Transmission.....	38
II.1.2.4 Résistance aux radiations	39
II.2 LE SYSTEME DE SUIVI OPTIQUE OU MONITORING.....	45
<i>II.2.1 PRINCIPES ET OBJECTIFS.....</i>	<i>45</i>
II.2.1.1 La précalibration	47
II.2.1.2 La calibration	48
<i>II.2.2 DESCRIPTION DU SYSTEME DE SUIVI OPTIQUE.....</i>	<i>49</i>
II.2.2.1 Les sources de lumière.....	50
II.2.2.2 Le système de répartition de la lumière.....	51
II.2.2.3 Le système de mesure de référence.....	53
II.2.2.4 Le système d'acquisition des données.....	53
II.3 FORMULATION DU PROBLEME : SUIVI DE LA CALIBRATION DU CALORIMETRE PAR LE SYSTEME DE SUIVI OPTIQUE.....	55
II.4 DEFINITION ET MISE EN EVIDENCE DES PARAMETRES PHYSIQUES PERTINENTS.....	57
<i>II.4.1 DEFINITION DES GRANDEURS DU PROBLEME.....</i>	<i>57</i>
II.4.1.1 Signal d'injection.....	58
II.4.1.2 Signal de scintillation.....	59
<i>II.4.2 HYPOTHESES ET CONTRAINTES SUR LES GRANDEURS DU PROBLEME.....</i>	<i>60</i>

II.4.3	<i>INFLUENCE DES REVETEMENTS ET DE L'ETAT DE SURFACE</i>	62
II.4.4	<i>STRATEGIE D'ETUDE POUR UNE PARAMETRISATION EXPERIMENTALE DU PROBLEME</i>	66
II.4.4.1	Cycle de mesures des cristaux	67
II.4.4.2	Autres études	69
II.4.4.3	Validité des mesures	72
III.	OUTILS MIS EN OEUVRE : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET PROGRAMMES DE SIMULATION	74
III.1	ETUDE EXPERIMENTALE DU SIGNAL DE SCINTILLATION	74
III.1.1	<i>PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU BANC COSMIQUE ET PROTOCOLE DE MESURE</i>	74
III.1.1.1	Description physique des voies de test	75
III.1.1.2	Description électronique du banc cosmique	78
III.1.1.3	Protocole de mesure	79
III.1.1.4	Calibration du système de mesure.....	80
III.1.1.5	Traitement informatique des données.....	84
III.1.2	<i>DIFFICULTES ET CONTRAINTES EXPERIMENTALES</i>	85
III.1.3	<i>PRECISION DE LA MESURE</i>	86
III.2	ETUDE EXPERIMENTALE DU SIGNAL D'INJECTION DE LUMIERE	87
III.2.1	<i>PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU BANC D'INJECTION ET PROTOCOLE DE MESURE</i>	87
III.2.1.1	Description optique du montage	87
III.2.1.2	Description électronique du banc d'injection.....	90
III.2.1.3	Mesure de la transmission du cristal	94
III.2.2	<i>DIFFICULTES EXPERIMENTALES</i>	96
III.2.3	<i>PRECISION DE LA MESURE</i>	96
III.3	IRRADIATION DU CRISTAL	98
III.3.1	<i>IRRADIATION AUX NEUTRONS DANS ULYSSE</i>	98
III.3.2	<i>IRRADIATION AUX GAMMAS DANS COCASE</i>	100
III.3.2.1	Le banc Cocase pour une étude du signal d'injection sous irradiation	100
III.3.2.2	Difficultés expérimentales et précision de la mesure	102
III.3.3	<i>TESTS EN FAISCEAU</i>	104
III.3.3.1	La matrice de cristaux et les lignes de faisceau utilisées	104
III.4	SIMULATIONS DE LA PROPAGATION DES LUMIERES DE SCINTILLATION ET D'INJECTION DANS UN CRISTAL	106
III.4.1	<i>LE PROGRAMME LUX</i>	106
III.4.1.1	Introduction à LUX.....	106
III.4.1.2	Domaine d'utilisation de LUX.....	108
III.4.1.3	Incertitude sur les résultats.....	111
III.4.2	<i>LE PROGRAMME LITRANI</i>	111
III.5	CONCLUSION	113

IV. RESULTATS DES MESURES ET SIMULATIONS..... 115

IV.1 ETUDE PARAMETRIQUE DE LA DETECTION DES SIGNAUX D'INJECTION ET DE SCINTILLATION.....	116
<i>IV.1.1 CONDITIONS GENERALES EXPERIMENTALES ET DE SIMULATION</i>	<i>116</i>
<i>IV.1.2 INFLUENCE DE LA GEOMETRIE DU CRISTAL SUR LA DETECTION DES SIGNAUX.....</i>	<i>117</i>
<i>IV.1.3 INFLUENCE DE LA LONGUEUR D'ATTENUATION DU CRISTAL SUR LA DETECTION DES SIGNAUX.....</i>	<i>121</i>
<i>IV.1.4 INFLUENCEDU REVETEMENT DU CRISTAL SUR LA DETECTION DES SIGNAUX.....</i>	<i>128</i>
<i>IV.1.5 INFLUENCE DU MODE DE COUPLAGE CRISTAL/PHOTODETECTEUR SUR LA DETECTION DES SIGNAUX.....</i>	<i>134</i>
IV.1.5.1 Influence de la taille du photodétecteur.....	134
IV.1.5.2 Influence de la position du photodétecteur.....	137
IV.1.5.3 Influence de l'indice optique de la fenêtre d'entrée du photodétecteur.....	137
<i>IV.1.6 INFLUENCEDU MODE DE COUPLAGE FIBRE/CRISTAL SUR LA DETECTION DU SIGNAL D'INJECTION</i>	<i>140</i>
IV.1.6.1 Influence de l'ouverture numérique de la fibre	140
IV.1.6.1 Influence de l'angle d'incidence de la fibre avec le cristal	141
IV.1.6.1 Influence de l'ouverture numérique de la fibre	140
IV.2 MODELISATION SEMI-ANALYTIQUE DE LA COLLECTION DES LUMIERES D'INJECTION ET DE SCINTILLATION.....	145
<i>IV.2.1 COLLECTION DE LUMIERE D'INJECTION.....</i>	<i>145</i>
IV.2.1.1 Rayons directs	145
IV.2.1.2 Rayons directs et rayons indirects.....	147
IV.2.1.3 Résultats.....	148
<i>IV.2.2 COLLECTION DE LUMIERE DE SCINTILLATION.....</i>	<i>150</i>
IV.2.2.1 Rayons directs	150
IV.2.2.2 Rayons directs et rayons indirects.....	151
IV.2.2.3 Résultats.....	152
<i>IV.2.3 CONCLUSION.....</i>	<i>154</i>
IV.3 ETUDE DE LA CORRELATION DES SIGNAUX D'INJECTION ET DE SCINTILLATION.....	155
<i>IV.3.1 CONDITIONS D'ETUDE LORS D'UN CYCLE DE MESURE.....</i>	<i>155</i>
<i>IV.3.2 RESULTATS DES CYCLES DE MESURES.....</i>	<i>158</i>
IV.3.2.1 Caractérisation de l'état initial.....	158
IV.3.2.2 Conditions d'irradiation.....	161
IV.3.2.3 Conditions de recuit.....	162
IV.3.2.4 Evolution du coefficient d'atténuation avec le temps.....	162
IV.3.2.5 Evolution du signal de scintillation avec le temps.....	168
IV.3.2.6 Evolution du signal d'injection avec le temps.....	170
IV.3.2.7 Résultats des simulations par LUX.....	172
IV.3.2.8 Conclusion : cohérence et validité des résultats des cycles de mesures.....	176

<i>IV.3.3 RESULTATS DES ETUDES COMPLEMENTAIRES</i>	180
IV.3.3.1 Influence du spectre d'émission sur la détection du signal de scintillation.....	181
IV.3.3.2 Influence de la polarisation sur la transmission du cristal.....	187
<i>IV.3.4 RESULTATS DU BANC COCASE ET DES TESTS EN FAISCEAU</i>	197
IV.3.4.1 Banc Cocase	197
IV.3.4.2 Tests en faisceau.....	197
<i>IV.3.5 DISCUSSION DES RESULTATS</i>	201
CONCLUSION	203
ANNEXES	206
A : PHOTOMULTIPLICATEURS.....	206
B : PHOTODIODE à AVALANCHE ou APD.....	208
C : CARACTERISATION des PROPRIETES OPTIQUES du CRISTAL par SPECTROPHOTOMETRIE.....	209
D : ETUDE de la PHOTOLUMINESCENCE.....	218
E : QUELQUES TERMES de RADIOACTIVITE et de RADIOPROTECTION	222
REFERENCES	224

INTRODUCTION

Dans le cadre du modèle standard décrivant les interactions entre les constituants de la matière, la mise en évidence expérimentale de l'existence d'une nouvelle particule, le boson de Higgs, est l'une des principales motivations pour la construction du Large Hadron Collider (LHC), nouvel accélérateur de particules du CERN. A partir de 2005, sur une période de dix ans, il fera entrer en collision des faisceaux de protons avec une énergie de 14 TeV dans le centre de masse, toutes les 25 ns. Les collisions seront réalisées sur deux sites et étudiées grâce à deux détecteurs : ATLAS et CMS.

C'est dans le calorimètre électromagnétique de chacune des expériences que seront détectés les deux photons issus d'un des canaux de désintégration du boson de Higgs les plus prometteurs pour sa mise en évidence. La recherche du boson de Higgs au LHC repose donc fortement sur les informations (identification, résolution en énergie) que le calorimètre électromagnétique de chacune des expériences sera à même de fournir. C'est dans le cadre d'une phase de recherche et développement pour le calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS que se situe cette thèse.

La collaboration CMS s'est tournée vers un calorimètre homogène à cristaux scintillants de tungstate de plomb (PbWO_4) pour répondre aux sévères conditions de fonctionnement du LHC. Le PbWO_4 représente une nouvelle génération de cristaux, plus rapides et plus résistants aux radiations que ceux utilisés jusqu'à présent en calorimétrie électromagnétique. Chaque cristal du calorimètre électromagnétique constitue avec son photodétecteur et son électronique associée une voie de détection. La résolution de chaque voie de détection doit être conservée dans le temps, pour répondre aux exigences de la physique. Le système de suivi optique des cristaux scintillants étalonne puis contrôle dans le temps la réponse de chacune des voies de détection, de sorte qu'une calibration précise du calorimètre électromagnétique puisse être réalisée.

Ce travail porte sur l'étude du système de suivi optique des cristaux scintillants. Elle présente les méthodes de caractérisation d'un tel système et leur mise en oeuvre, ainsi que les résultats obtenus. Caractériser le système de suivi optique implique de caractériser les cristaux à suivre, dans le temps. Ce sont les propriétés optiques, la résistance aux radiations et la modélisation de la collection de lumière dans les cristaux qui sont abordées principalement. L'efficacité et les performances du système de suivi optique sont étudiées, de façon à déterminer dans quelles conditions la calibration du calorimètre électromagnétique à cristaux pourra être menée. De plus, une recherche de revêtement optique des cristaux a été menée en parallèle à ce travail avec une équipe du CEA/DAM de Limeil-Valenton.

Un aspect de ce travail d'étude du système de suivi optique a nécessité la synthèse de résultats obtenus au sein de la collaboration CMS. Dans ce cadre, cette thèse a contribué à la validation d'un programme de simulation numérique (LITRANI).

Le rapport est organisé comme suit :

- Dans le premier chapitre de cette thèse, nous introduisons la recherche du Higgs au LHC et le rôle du calorimètre électromagnétique dans cette recherche. Puis nous présentons le détecteur CMS dans son ensemble. Nous décrivons alors le calorimètre électromagnétique de CMS en rappelant les principes de base de la calorimétrie, la résolution en énergie et le cahier des charges de ce calorimètre au LHC. Après avoir mis l'accent sur les caractéristiques du calorimètre, nous décrivons une de ses voies de détection ; cette description nous permet de justifier brièvement le choix du cristal scintillant de PbWO_4 par la collaboration CMS.
- Dans le deuxième chapitre, nous définissons le sujet de la thèse. Nous présentons les cristaux de PbWO_4 de façon générale, puis nous précisons leurs propriétés optiques pour terminer par leur résistance aux radiations. Un système de suivi optique des cristaux étant nécessaire, nous présentons les objectifs d'un tel système ainsi que le principe de son fonctionnement. Les notions de précalibration et de calibration sont introduites. La description des différentes composantes du système de suivi optique fait apparaître les difficultés (et les contraintes) techniques auxquelles il faut faire face. Nous posons le problème de la calibration du calorimètre électromagnétique par le système de suivi optique. Nous définissons les grandeurs,

paramètres et hypothèses du problème ainsi que la démarche à suivre pour répondre à la problématique.

- Dans le chapitre III, nous présentons les outils développés au cours de cette thèse ainsi que des outils développés au sein de la collaboration CMS utilisés ici pour répondre au problème posé. Il s'agit de bancs de test (banc cosmique, banc d'injection, banc d'irradiation Cocase, faisceau test) et de programmes de simulation numérique (LUX et LITRANI).
- Dans le chapitre IV, les résultats des différents outils mis en oeuvre sont présentés. Une étude paramétrique pose les tolérances optiques et mécaniques du système de suivi optique et surtout, permet de comprendre les phénomènes à la base d'effets observés expérimentalement en les découplant ; on pourra comprendre dans quelle mesure les résultats de simulation sont représentatifs des résultats expérimentaux. Une modélisation semi-analytique du problème est proposée. Les réponses au problème de la calibration par le système de suivi optique sont présentées suivant la démarche définie en II.
- La conclusion générale résume le travail réalisé et les objectifs atteints.

I. CONTEXTE SCIENTIFIQUE

Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons les motivations de la physique des particules pour la recherche du boson de Higgs au Large Hadron Collider (LHC), ainsi que les principaux paramètres de l'instrument. La frontière des hautes énergies sera explorée par deux détecteurs installés sur les sites de collisions proton-proton faisant appel à des méthodes complémentaires, en vue d'obtenir la confirmation scientifique des découvertes potentielles et des mesures (Figure I-1).

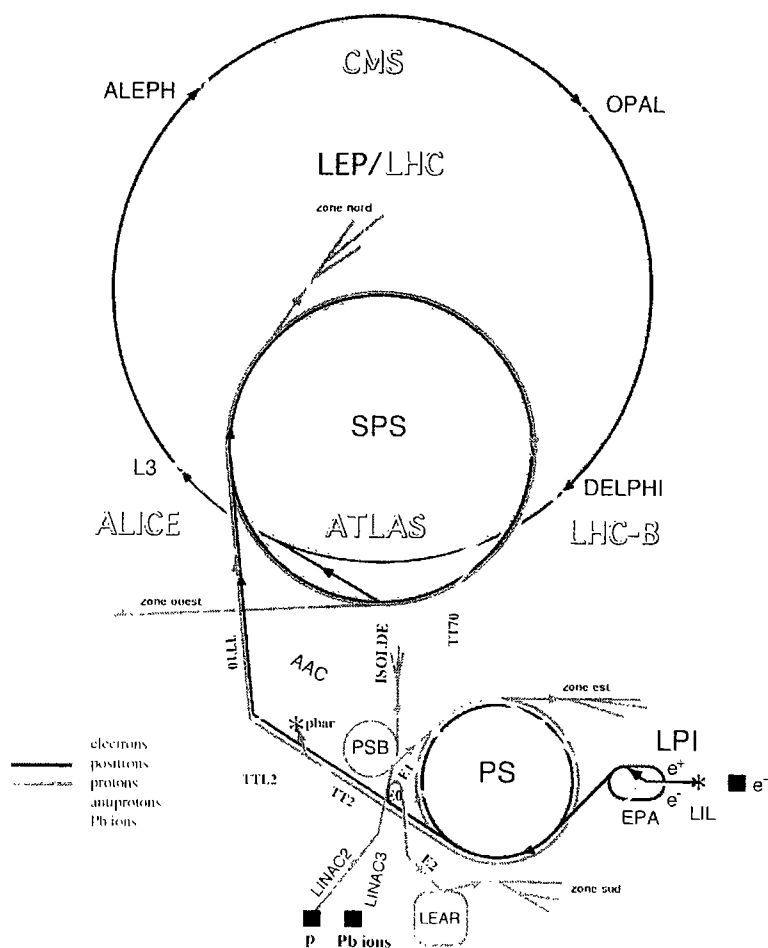


Figure I-1 : Complexe des accélérateurs du CERN. La circonférence du LEP/LHC est de 27 km, les expériences CMS et ATLAS étudient les collisions p-p pour la physique du boson de Higgs, l'expérience ALICE les collisions entre ions lourds et l'expérience LHC-B l'étude de la violation de CP, pour la physique du quark B [1].

Dans la deuxième partie, nous présentons le détecteur Compact Muon Solenoid (CMS), cadre de cette thèse. Mon laboratoire d'accueil, le Service d'Etudes des Détecteurs¹ du CEA-Saclay, prend part à sa conception et à sa réalisation et plus précisément est responsable (conjointement avec le Service de Physique des Particules et le Service d'Electronique et d'Informatique) du système de suivi optique de son calorimètre électromagnétique.

Après avoir montré l'importance de la détection des photons et des e^\pm , dans la troisième partie nous présentons le calorimètre électromagnétique de CMS, en rappelant les processus de base d'interaction des photons et des e^\pm dans la matière ; nous introduisons la notion de gerbe électromagnétique et les facteurs influant sur la résolution en énergie de ce détecteur. Ayant mis l'accent sur les caractéristiques d'un tel détecteur, nous décrivons brièvement la chaîne de détection et introduisons les cristaux scintillants de $PbWO_4$ dont l'étude fait partie du cadre de cette thèse.

I.1 LHC et boson de Higgs

Le LHC est l'un des prochains instruments de la physique des particules qui permettra une progression dans la compréhension de la structure de la matière. Cet accélérateur devrait être en fonctionnement en 2005 au CERN, le plus grand centre mondial de recherche en physique des particules. La motivation principale de la physique produite par le LHC est de comprendre le mécanisme qui attribue une masse aux particules élémentaires et plus généralement à la matière.

La masse est une caractéristique fondamentale de la matière, qui mesure la capacité d'un système à résister lorsqu'on essaie de modifier son mouvement. On sait depuis Einstein qu'il ne s'agit que d'une forme particulière d'énergie. L'hypothèse théorique actuelle dit que la masse provient d'une forme d'interaction entre les particules et le vide. La définition de l'état de vide, compris comme l'état d'énergie minimale, remonte à l'Antiquité. On est tenté de l'identifier à un état de néant, mais cette hypothèse simpliste est incompatible avec la faculté observée du vide à propager la lumière. Un champ particulier, dont la valeur moyenne dans le vide serait non

¹ CEA/Direction des Sciences de la Matière/Département d'Astrophysique, de physique des Particules, de physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée/SED.

nulle, serait responsable de l'inertie c'est-à-dire de la masse des particules. Une manifestation spécifique de ce champ est une particule non encore découverte appelée boson de Higgs.

En tentant de découvrir le boson de Higgs, le LHC essaiera d'apporter des réponses aux questions suivantes :

— Pourquoi notre univers contient-il plus de matière que d'antimatière ?

— La physique des particules étant guidée par un principe unificateur de réduction du nombre des constituants de la matière et des interactions fondamentales auxquelles participent ces constituants, la structure de la matière est décrite par le modèle standard. Faut-il revoir le modèle standard ?

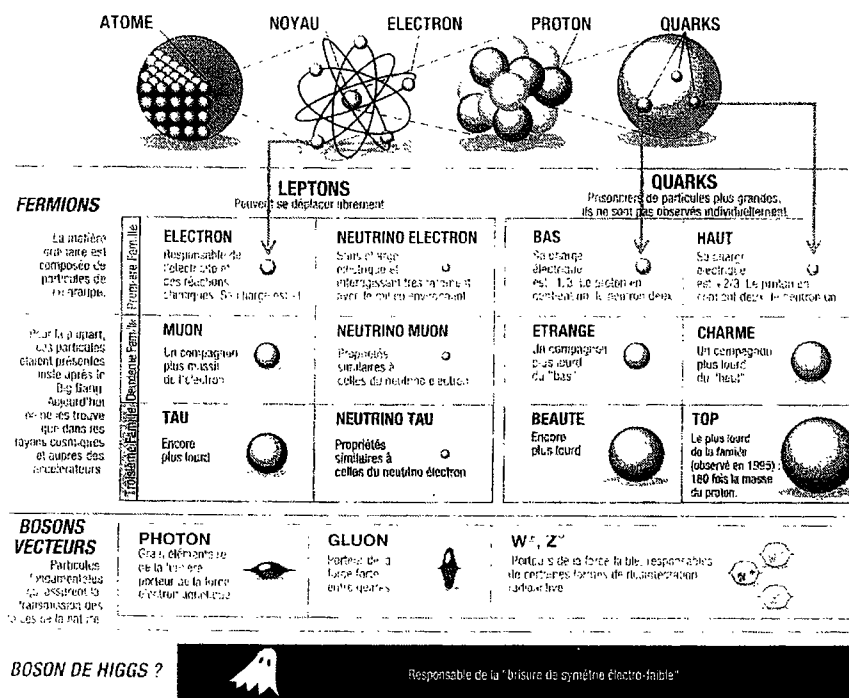


Tableau I-1 : Les particules élémentaires du modèle standard [2].

Dans le modèle standard, les constituants ultimes de la matière sont dénommés fermions. On distingue deux types de fermions : les leptons qui sont des particules stables et les quarks, qui se regroupent pour former les hadrons. L'interaction entre ces fermions se décrit par l'échange de particules dites bosons vecteurs. A chaque type de forces de la nature est associé un ou plusieurs bosons. Le tableau I-1 regroupe l'ensemble des leptons, des quarks et des bosons connus à ce jour.

Le LHC sera le premier accélérateur à produire des collisions proton-proton à des énergies records de 14 TeV, environ sept fois supérieures à celles atteintes jusqu'à présent. Ce, dans l'espoir que la grande énergie cinétique des projectiles se transforme quelquefois en masse suffisante pour produire une particule de Higgs, supposée très lourde (de 80 GeV à 1 TeV). Alimenté par le complexe des accélérateurs du CERN, le LHC sera installé dans le tunnel du LEP² pour des raisons économiques principalement.

Les modèles prédisant l'existence du boson de Higgs ne permettent pas de connaître sa masse avec précision. Seules des hypothèses reliant sa masse à des processus de désintégration permettent d'orienter les recherches et donc seule la détection de particules provenant de sa désintégration permet de valider son existence [3], [4].

— Dans le cas où la masse du Higgs est comprise entre 80 et 130 GeV, il se désintègre principalement en une paire de quarks $b\bar{b}$. La possibilité d'utiliser cette voie de désintégration semble restreinte dans la mesure où la production directe de paires $b\bar{b}$ lors des collisions est 10^9 à 10^{10} fois plus grande : le signal fourni par le Higgs se trouve noyé dans le bruit de fond. Le Higgs se désintègre également, mais rarement, en deux photons : $H \rightarrow \gamma\gamma$. Ce type de désintégration, dont la probabilité est estimée à 10^{-3} par rapport aux autres canaux de désintégration, est facilement identifiable, la production de deux photons par d'autres processus étant relativement faible. A la luminosité nominale du LHC, seulement une dizaine d'événements de ce type sont attendus sur un an, mais le bruit de fond est faible et une identification du Higgs par ce canal est concevable.

— Dans le cas où la masse du Higgs est comprise entre 130 et 800 GeV, il se désintègre suivant : $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+ l^- l^+ l^-$ où $l^+ l^-$ signifie $e^+ e^-$ ou $\mu^+ \mu^-$. La signature des quatre leptons dans l'état final peut fournir un signal suffisamment élevé par rapport au bruit de fond, principalement dû à la création directe de deux bosons Z. Un tel signal ne pourra être observé que si les détecteurs permettent une bonne identification des leptons ainsi qu'une mesure précise de leur impulsion.

² Large Electron Positron collider.

— Dans le cas où la masse du Higgs est supérieure à 800 GeV, il se désintègre en quatre leptons, mais aussi en deux leptons et deux neutrinos suivant : $H \rightarrow Z \rightarrow l l \bar{\nu} \nu$. Les neutrinos n'étant pas détectés, seule une mesure de l'énergie manquante et l'identification des deux leptons permet d'utiliser ce canal, un faible bruit de fond étant attendu à ces énergies.

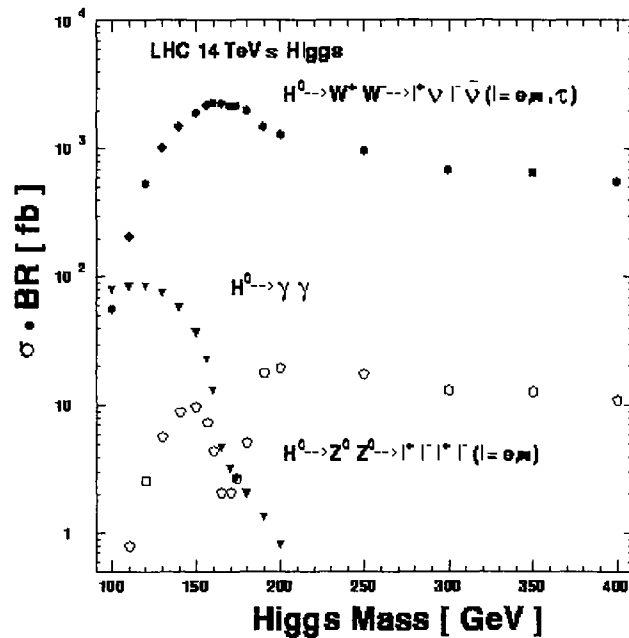


Figure I-2 : Nombre d'événements attendus des différents modes de désintégration du Higgs les plus prometteurs [5].

La grande difficulté de la recherche expérimentale de la particule de Higgs tient au fait qu'elle n'est produite en principe que dans une collision sur un milliard. Les taux d'interactions observables dans les expériences dépendent des lois de la physique, dont nous ne sommes pas maîtres, mais augmentent quand le flux des particules est plus élevé, ce que nous pouvons régler. Afin de favoriser l'observation de phénomènes rares, la fréquence de collision des protons sera cent fois plus élevée que ce qui était réalisé jusqu'à présent : toutes les 25 ns, il se produira entre les deux faisceaux de protons une collision au cours de laquelle de nombreux « événements » de physique auront lieu et chacun d'eux projettera quelques centaines de particules chargées et neutres dans les détecteurs avoisinants.

Energie nominale par faisceau	7 TeV
Champ magnétique de courbure (aimants supraconducteurs)	8.33 T
Luminosité	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
Nombre de paquets de protons par faisceau	2800
Espacement des paquets	7.5 m - 25 ns
Nombre de particules par paquet	1.05×10^{11}
Nombre de régions de collision	2
Angle de croisement des faisceaux	300 μrad
Rayon du faisceau au point de collision	16 μm
Longueur de la région de collision	5.4 cm
Erreur relative en énergie	1.1×10^{-4}
Durée de vie de la luminosité	10 h
Puissance rayonnée par faisceau	3.6 kW
Energie stockée par faisceau	334 MJ

Tableau I-2 : Caractéristiques principales du LHC [6].

Les paramètres qui permettent de discriminer les collisions produisant un Higgs des autres collisions doivent être mesurés avec une très grande précision afin de minimiser les erreurs d'identification. Enfin, certaines signatures du Higgs sont trop difficiles à reconnaître et on n'observera donc qu'une faible fraction des Higgs produits. Les énergies (impulsions) en jeu, combinées aux exigences de précision et de rapidité des mesures mais aussi de couverture d'angle solide, sont responsables du gigantisme des détecteurs et de l'extrême sophistication du traitement électronique et informatique des informations. Ces détecteurs doivent nous permettre d'analyser les particules créées par les collisions et donc :

- de décider quelles sont les interactions intéressantes
- d'identifier les particules dans les événements sélectionnés
- de mesurer l'énergie et l'impulsion de ces particules.

I.2 Le détecteur CMS³

Un détecteur pour la mesure de particules de haute énergie doit avoir de très grandes dimensions. De forme cylindrique, il comporte plusieurs couches de détecteurs secondaires centrées sur l'axe des faisceaux, entourant donc le point d'interaction. On fait en sorte que la densité et/ou l'épaisseur des différents détecteurs secondaires augmentent du centre vers la périphérie. Il règne à l'intérieur du détecteur un champ magnétique élevé servant à séparer les particules chargées et à incurver leurs trajectoires de manière à pouvoir mesurer leur impulsion très précisément.

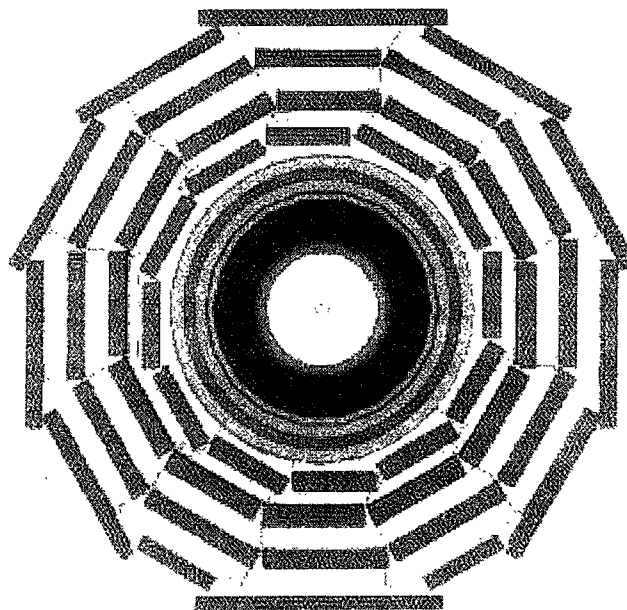


Figure I-3 : Vue transversale du détecteur CMS ; on distingue les différentes couches de détecteurs secondaires [7].

Chacun des détecteurs secondaires est conçu pour une tâche particulière :

- Les détecteurs de traces internes permettent de reconstituer l'origine ponctuelle des particules chargées émergentes et de mesurer leur impulsion.
- Le calorimètre électromagnétique mesure l'énergie et la position des particules sensibles aux interactions électromagnétiques : électrons, positons et photons.

³ Cette vue d'ensemble du détecteur est largement inspirée de la référence [8].

— Le calorimètre hadronique mesure l'énergie et la position des hadrons : pions, protons et neutrons.

— Les chambres de trajectographie extérieures mesurent l'impulsion des muons pénétrants, non arrêtés dans les calorimètres.

Les faces du cylindre ainsi recouvertes de plans de détecteurs secondaires visent à éviter que des particules de l'interaction puissent s'échapper sans avoir été détectées. De plus, les neutrinos et les particules supersymétriques les plus légères ne produisent aucun signal dans le détecteur. On déduit leur présence à partir d'un déséquilibre en énergie-impulsion constaté dans un événement entièrement reconstitué. Pour que le calcul de l'énergie manquante ne soit pas faussé, il est donc nécessaire que le détecteur soit hermétique, c'est-à-dire qu'il ne comporte pas d'angles morts que les particules de l'interaction pourraient emprunter. Chaque détecteur secondaire comprend alors un « tonneau » (un corps cylindrique) et des « bouchons ».

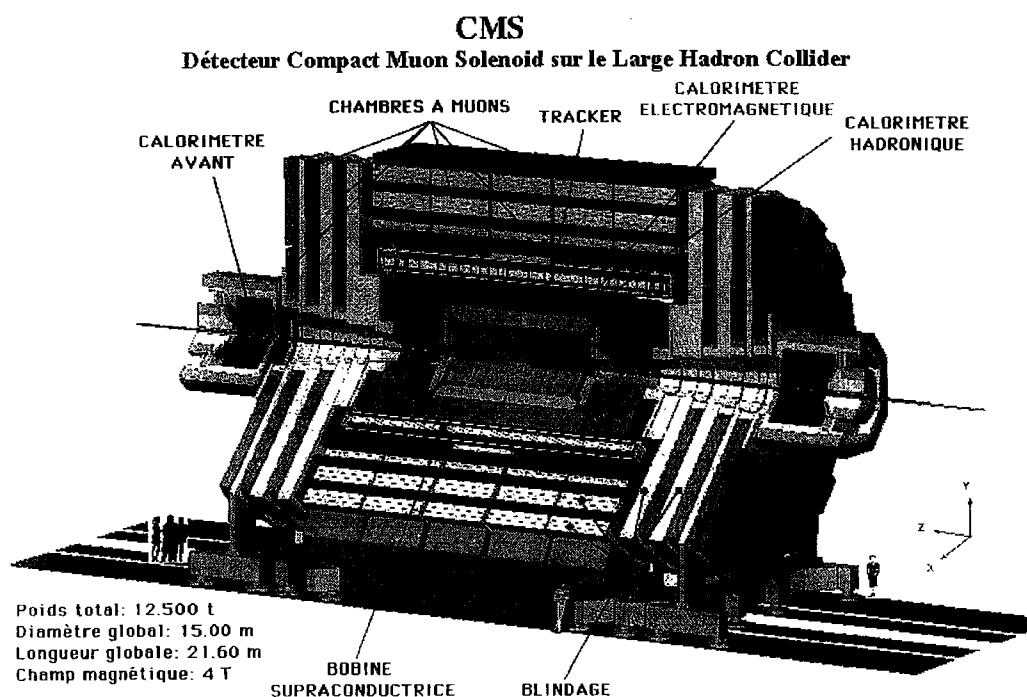


Figure I-4 : Vue en 3 dimensions du détecteur CMS [7].

La collaboration CMS a choisi d'identifier et de mesurer muons, photons et électrons avec une grande précision. Le concept de CMS est basé sur l'optimisation de son système de détection des muons [8].

Les caractéristiques principales de ce détecteur sont : 1) l'emploi d'un champ magnétique homogène élevé (4 teslas, produits par un aimant solénoïde supraconducteur) et d'un système de détection des muons très efficace, 2) un détecteur de traces interne de très bonne performance et 3) un calorimètre électromagnétique de grande résolution. Le choix d'un fort champ magnétique, donc d'un petit rayon de courbure des traces, permet d'obtenir un détecteur relativement compact (15 m de diamètre, 21 m de longueur).

Les systèmes de coordonnées utilisés pour décrire le détecteur sont les suivants :

— Un système de coordonnées cartésiennes orthonormé ($O ; x, y, z$) dans lequel la direction du faisceau est suivant l'axe z , la verticale est suivant l'axe y et l'horizontale est suivant l'axe x , O étant situé au point moyen nominal d'interaction.

— Pour définir la couverture angulaire du détecteur, on utilise un système de coordonnées cylindriques (r, ϕ) dans le plan perpendiculaire aux faisceaux (xOy) et le paramètre θ , l'angle dans le plan (r, z), défini par la direction de la particule et l'axe des faisceaux. La pseudorapidité, définie par : $\eta = -\ln [\tan(\theta/2)]$, est souvent utilisée pour exprimer position et direction. L'intérêt de ce système de coordonnées tient à ce que la densité spatiale de particules émise par une collision hadron-hadron est en moyenne constante par unité de ϕ et de η .

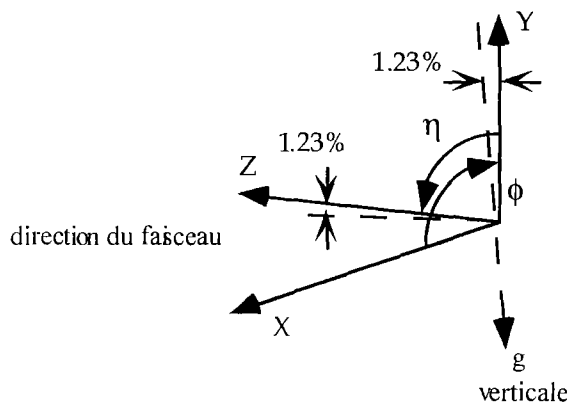


Figure I-5 : Les systèmes de coordonnées utilisés au LHC.

Le détecteur de traces interne est basé sur une structure pixelisée de fine granularité imposée par l'empilement des événements. C'est la première partie du détecteur traversée par les particules lors d'une collision. Le nombre d'interactions secondaires produites par les particules primaires dans son matériau doit être le plus faible possible : il ne représente en moyenne que $0.3 X_0$ ⁴ pour $|\eta| < 1.5$. Le détecteur de traces interne comprend trois niveaux de détection.

— Le niveau interne est constitué de deux niveaux de pixels en silicium permettant une résolution de $15 \mu\text{m}$ en (r, ϕ) , de $20 \mu\text{m}$ en (r, z) avec $7.7 \text{ cm} < r < 11.7 \text{ cm}$.

— Le niveau intermédiaire est constitué de détecteurs à micropistes en silicium permettant au moins 3 mesures sur une trace en (r, ϕ) avec une résolution de $15 \mu\text{m}$ et 2 mesures en (r, z) avec une résolution inférieure à 1 mm pour $20.5 \text{ cm} < r < 40 \text{ cm}$.

— Le niveau externe est constitué de détecteurs gazeux de type MSGC⁵ permettant 7 mesures sur une trace en (r, ϕ) avec une résolution de $40 \mu\text{m}$, 3 mesures en (r, z) avec une résolution de 2 mm , pour $40 \text{ cm} < r < 120 \text{ cm}$.

Les bouchons du détecteur de traces interne sont constitués de six niveaux de détecteurs au silicium et de neuf niveaux de MSGC. Le nombre total de voies de détection est réparti de la façon suivante : 11×10^6 voies pour les MSGC, 3.7×10^6 voies pour les détecteurs au silicium et 70×10^6 voies pour les pixels en silicium. La partie silicium du détecteur est maintenue à -10°C par un système de refroidissement à glycol/eau et l'ensemble du détecteur utilise une électronique durcie, afin de limiter les dommages induits par irradiation. L'efficacité de reconstruction des traces isolées est meilleure que 95%, celle des traces issues de jets⁶ meilleure que 90% [8].

Le calorimètre électromagnétique est un calorimètre homogène constitué d'environ 80 000 cristaux scintillants de tungstate de plomb (PbWO_4) qui ont la propriété d'émettre sous forme d'impulsions lumineuses l'énergie qu'ils ont absorbée sous forme de radiations ionisantes. La

⁴ Cette grandeur est définie en I.3.1.2.

⁵ Micro Strip Gas Chamber.

⁶ Les collisions p-p ne produisent pas uniquement des particules élémentaires, mais aussi des jets, composés de hadrons émis dans une direction. Après quelques désintégration des hadrons, les jets contiennent aussi des muons, des photons et des électrons.

lumière de scintillation émise est détectée par des photodiodes à avalanches (APD). Cristaux et chaîne de détection sont contrôlés par un système de suivi optique, afin de conserver la résolution du détecteur dans le temps. Ce détecteur est détaillé en I.3.

Le calorimètre hadronique est un calorimètre à échantillonnage, constitué d'un milieu actif et d'un milieu passif. Il présente une forte segmentation angulaire, une épaisseur suffisante pour contenir les gerbes hadroniques sur toute leur longueur. Une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$ pour $|\eta| < 2$ a été choisie pour correspondre à celle du calorimètre électromagnétique et des chambres à muons. Il comprend un tonneau et deux bouchons couvrant la région de pseudorapidité $|\eta| < 3$, des calorimètres séparés disposés de part et d'autre du détecteur CMS autour du tube à vide couvrant la région $3 < |\eta| < 5$. Chaque élément de la région $|\eta| < 3$ est constitué de tuiles de scintillateur plastique (milieu actif) insérées dans des plaques en cuivre (absorbeur), assemblées en pyramides. Le signal lumineux issu de chaque scintillateur est collecté par des fibres optiques à décalage de longueur d'onde, les fibres de chaque pyramide étant regroupées puis couplées à un photodétecteur (APD ou photodiode hybride⁷ « proximity focused »). Les éléments de la région $3 < |\eta| < 5$, dont la technique de détection est basée sur l'effet Cherenkov [9], sont constitués de fibres optiques en quartz (milieu actif) insérées dans un absorbeur en cuivre et disposées suivant l'axe des faisceaux, couplées à des photomultiplicateurs. De même que le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique dispose d'un système de suivi optique. Celui-ci contrôle la chaîne tuiles scintillantes, fibres, photodétecteur et électronique associée, par des sources radioactives et un système laser.

Les chambres à muons, qui forment la partie externe du détecteur viennent s'intercaler dans le système de retour de champ du solénoïde et couvrent le domaine de pseudorapidité $|\eta| \leq 2.4$. Le système de détection des muons a pour rôle d'identifier les muons et mesurer précisément leur impulsion depuis quelques GeV jusqu'à quelques TeV. Il comprend un tonneau et deux bouchons, constitués respectivement de chambres à dérive et de CSC⁸. Deux niveaux de RPC⁹

⁷ Voir Annexe A.

⁸ Cathode Strip Chamber.

⁹ Resistive Plate Chamber.

sont dédiés au déclenchement par muon : il est essentiel de pouvoir distinguer les muons associés au croisement des faisceaux des muons associés au bruit de fond ambiant. L'identification des muons se fait par reconstruction des segments de trajectoires entre impacts dans les dernières couches de détection. L'impulsion des muons peut aussi être mesurée au niveau du détecteur de traces interne, une meilleure résolution étant obtenue par l'association des différentes méthodes de mesure.

L'ensemble des composants du détecteur doit résister à de fortes radiations. Par exemple, une fluence de neutrons de l'ordre de 10^{13} neutrons.cm⁻² et une dose de l'ordre de 10 kGy sera observée sur les dix ans de fonctionnement dans le calorimètre électromagnétique. Les composants du détecteur ne doivent pas subir de détériorations et le moins de modifications de fonctionnement du fait des radiations pendant toute cette période.

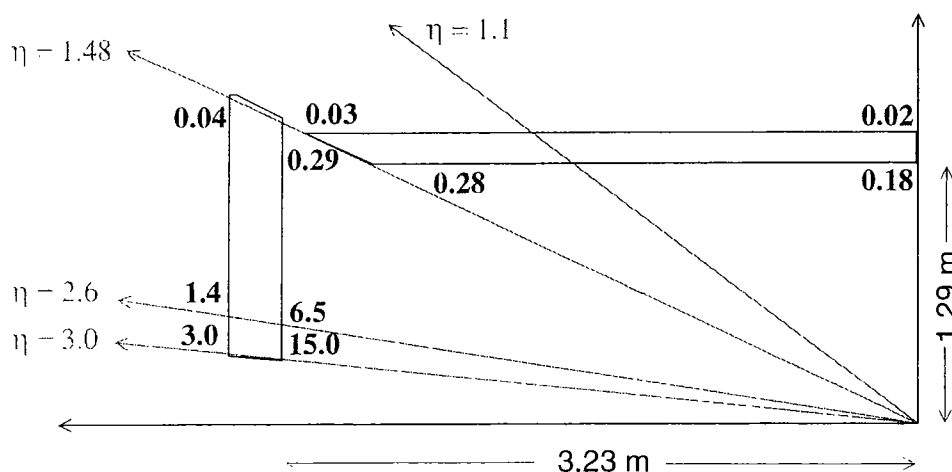


Figure 1-6 : Débit de dose prévu en Gy.h⁻¹ en différents endroits du calorimètre électromagnétique, pour une luminosité de 10^{34} cm⁻².s⁻¹ [10].

I.3 Le calorimètre électromagnétique de CMS

Les principaux canaux de désintégration du boson de Higgs mettent en jeu des photons, des électrons et des positons, qui sont détectés par le calorimètre électromagnétique. On comprend alors toute l'importance de ce détecteur dans l'expérience, auquel nous restreignons désormais le contexte d'étude.

I.3.1 Principe de la détection

I.3.1.1 Le concept de calorimètre

En physique des hautes énergies, un calorimètre est un bloc de matière dans lequel la particule à détecter interagit en déposant toute son énergie [9]. Une fraction de l'énergie déposée est transformée en signal détectable proportionnel à l'énergie initiale. Ce signal peut être optique (lumière Cherenkov, lumière de scintillation) ou électrique (ionisation de charge). On distingue deux types de calorimètre :

- Le calorimètre homogène, où la quasi totalité de la matière sert à la mesure. C'est le type de calorimètre qui donne la meilleure résolution.
- Le calorimètre à échantillonnage, où seule une fraction de la matière sert à la mesure. La résolution de ce type de calorimètre est limitée par les fluctuations du rapport des pertes d'énergie dans les milieux actifs et passifs. Une version de ce type avait été initialement envisagée par la collaboration CMS.

Le transfert d'énergie de la particule vers la matière s'effectue par une multitude d'interactions électromagnétiques successives qui dépendent de l'énergie des participants et dont le résultat est ce qu'on appelle une gerbe électromagnétique.

I.3.1.2 Mécanismes de perte d'énergie - Paramètres d'une gerbe électromagnétique

Rappelons ici les différents mécanismes de perte d'énergie, dont les diverses contributions sont fonction de l'énergie de la particule incidente et des particules secondaires [9], [11]. Les relations sont données dans le cadre d'une description au 1^{er} ordre de ces mécanismes.

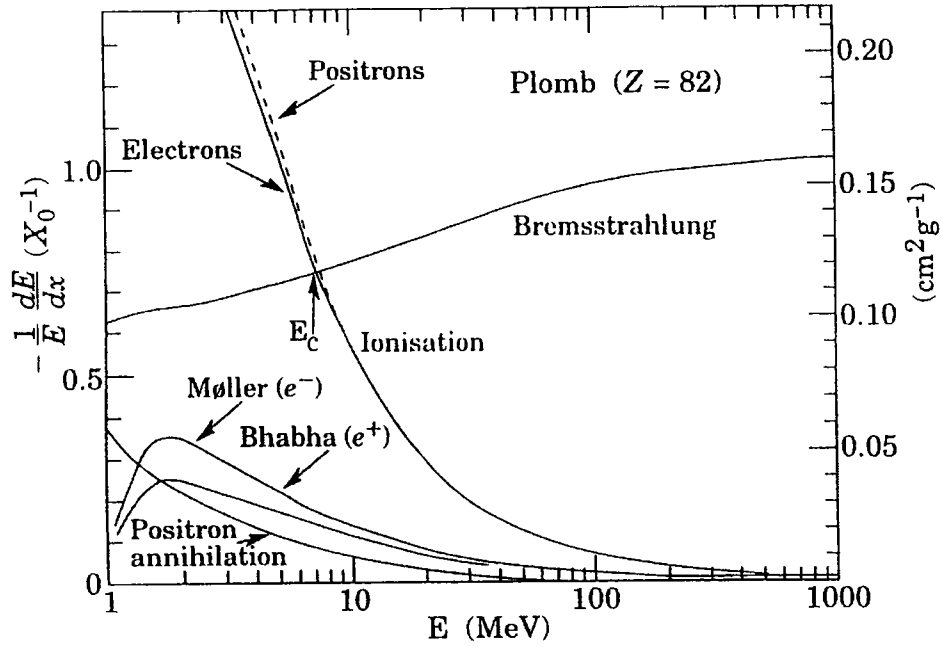


Figure 1-7 : Perte d'énergie des électrons et positons dans le plomb, en fonction de leur énergie [9].

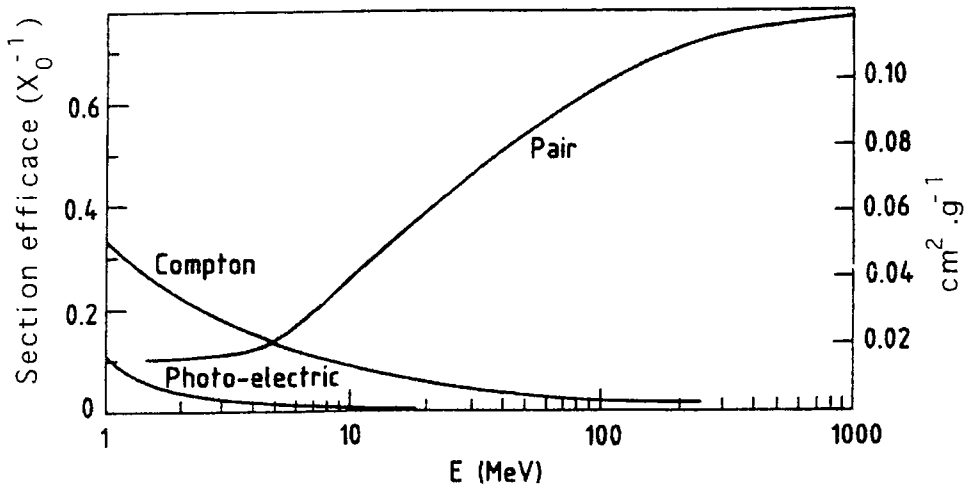


Figure 1-8 : Mécanismes de perte d'énergie des photons dans le plomb en fonction de leur énergie [11].

Au-delà de 1 GeV, le processus principal de perte d'énergie (bremsstrahlung pour les électrons et positons, formation de paires pour les photons) devient indépendant de l'énergie. C'est par une succession de mécanismes de perte d'énergie que la gerbe électromagnétique se propage, jusqu'à ce que l'énergie des particules chargées secondaires ait été dégradée pour atteindre le régime dominé par les pertes par ionisation. Dans cette description, la perte totale d'énergie de

la gerbe de particules dans le détecteur est égale à l'énergie de l'électron ou du photon. La gerbe électromagnétique est pleinement décrite par l'électrodynamique quantique¹⁰ et dépend essentiellement de la densité d'électrons dans le milieu absorbant.

On utilise comme unité d'échelle la longueur de radiation X_0 , qui représente la distance moyenne à parcourir dans un matériau pour qu'un électron ou un positon ne possède plus qu'une fraction $1/e$ de son énergie initiale. X_0 est fonction du numéro atomique Z et de la masse atomique A du matériau et est approximée à mieux de 20% pour $Z > 13$ par l'expression suivante, où ρ est la densité du milieu :

$$X_0[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}] = \rho[\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}] \cdot X_0[\text{cm}] = 180 \cdot \frac{A}{Z^2} \quad \text{Equation I-1}$$

Alors que la partie « haute énergie » de la gerbe électromagnétique est gouvernée par la valeur de X_0 , la partie « basse énergie » de la gerbe est caractérisée par l'énergie critique E_c . L'énergie critique E_c est la valeur de l'énergie de l'électron ou du positon pour laquelle la perte d'énergie par bremsstrahlung est égale à la perte d'énergie par ionisation. La valeur de E_c est utilisée pour séparer les phénomènes de multiplication d'une gerbe et de dissipation de l'énergie de la gerbe par excitation et ionisation : dès que l'énergie des électrons ou des positons est inférieure à E_c , on assiste à la fin du développement de la gerbe. L'énergie critique dépend de la densité électronique du milieu traversé, elle est donnée en approximation à mieux de 10% pour $Z > 13$ par l'expression :

$$E_c[\text{MeV}] = \frac{550}{Z} \quad \text{Equation I-2}$$

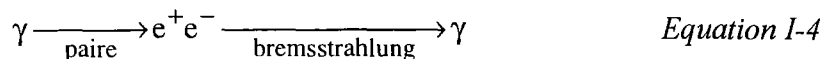
La perte d'énergie dE par bremsstrahlung sur une longueur dx s'écrit :

$$dE_{\text{rayonnement}} = -E \cdot \left(\frac{dx}{X_0} \right) \quad \text{Equation I-3}$$

où E est l'énergie de l'électron ou du positon.

¹⁰ Théorie quantique de l'interaction matière-lumière, développée principalement par S. Tomonaga, J. Schwinger, R. Feynman et F. Dyson.

A haute énergie, il faut noter que l'interaction des γ avec la matière s'accompagne du développement d'une gerbe électromagnétique suivant le processus :



On considère que la distance moyenne parcourue par un photon de haute énergie dans un matériau, avant d'être désintégré en une paire e^+e^- , est d'environ 9/7 de X_0 .

Les deux processus (perte d'énergie des photons dans la matière, perte d'énergie des e^\pm dans la matière) qui gouvernent le développement d'une gerbe électromagnétique dépendent de la longueur de radiation X_0 , utilisé comme paramètre d'échelle pour caractériser le développement des gerbes.

I.3.1.2.1 Développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique

Il est possible de décrire les dimensions longitudinales caractéristiques d'une gerbe électromagnétique de haute énergie ($E > 1$ GeV) indépendamment du matériau en utilisant la longueur de radiation X_0 . Les caractéristiques longitudinales du profil de gerbe suivant la direction de la particule incidente sont données par une loi Gamma [9] :

$$\frac{dE}{d\ell} = \frac{E_0 \cdot b^{a+1}}{\Gamma(a+1) \cdot \ell^a \cdot e^{-b \cdot \ell}} \quad \text{Equation I-5}$$

avec :

ℓ tel que $\ell = x / X_0$, position suivant l'axe x exprimée en unité de X_0 .

a, b paramètres tels que $a = b \cdot \ell_{\max}$ où ℓ_{\max} représente le maximum de la distribution de la gerbe et b est de l'ordre de 0.5.

E_0 énergie incidente.

On peut donner une paramétrisation de la longueur contenant en moyenne 98% d'une gerbe électromagnétique sous la forme :

$$L_{98\%} = 2.5 \cdot \ell_{\max} \quad \text{Equation I-6}$$

I.3.1.2.2 Développement latéral d'une gerbe électromagnétique

Les propriétés transverses d'une gerbe peuvent être comprises qualitativement. L'étendue latérale est caractérisée par :

- 1) l'angle typique d'émission de photons de bremsstrahlung ($\Theta_{\text{brems}} \approx p_e/m_e$ avec p_e impulsion de l'électron (ou du positon) et m_e masse de l'électron)
- 2) la diffusion multiple des électrons dans l'absorbeur.

Le premier processus est prépondérant en début de création de gerbe, tandis que le deuxième processus joue d'autant plus que l'énergie de la gerbe est plus faible.

Le paramètre utilisé pour décrire le développement latéral d'une gerbe électromagnétique est le rayon de Molière. Le rayon de Molière R_M décrit la déflexion latérale moyenne d'un électron d'énergie E_c après traversée d'une longueur de radiation X_0 . On admet que 95% de la gerbe électromagnétique est contenu dans un cylindre de rayon R donné par $R = 2 \cdot R_M$ [12] avec :

$$R_M = \frac{21[\text{MeV}]}{E_c} \cdot X_0 \quad \text{Equation I-7}$$

On obtient d'après les équations I-1 et I-2 la dépendance du rayon de Molière avec le numéro et la masse atomique du milieu traversé :

$$R_M[\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}] = 7 \cdot \frac{A}{Z} \quad \text{Equation I-8}$$

La figure I-9 représente le développement simulé d'une gerbe électromagnétique dans les cristaux de PbWO_4 pour un électron de 50 GeV, tandis que la figure I-10 représente la simulation d'une désintégration $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ dans le calorimètre électromagnétique.

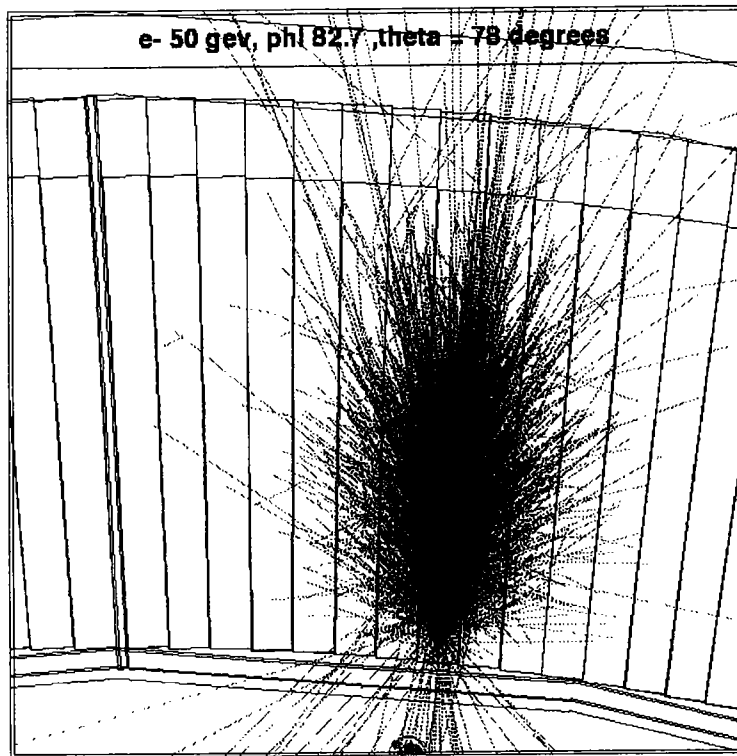


Figure I-9 : Simulation d'une gerbe électromagnétique dans les cristaux de CMS [13].

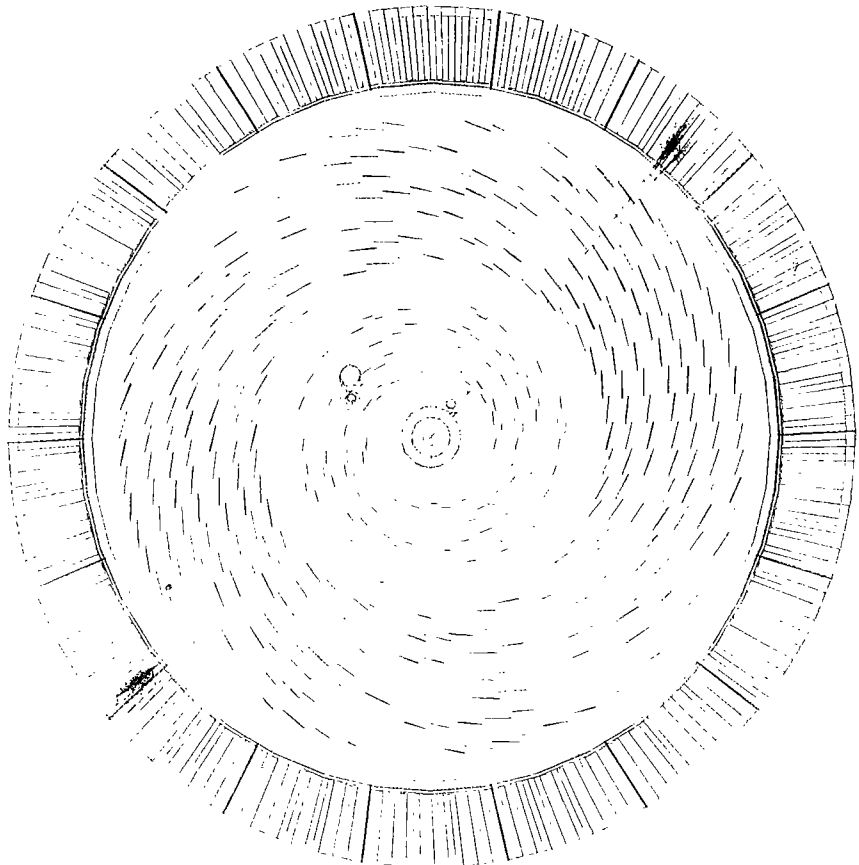


Figure I-10 : Événement $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ et les autres produits de l'interaction [14].

I.3.1.3 Résolution en énergie

La reconstruction de la masse du boson de Higgs dans le canal de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ est donnée par la relation :

$$m_H = 2 \cdot \sqrt{E_1 \cdot E_2} \cdot \sin \frac{\theta}{2} \quad \text{Equation I-9}$$

où E_1 et E_2 sont les énergies en GeV des deux photons et θ leur angle d'ouverture en radians.

La résolution sur la masse est alors donnée par :

$$\frac{\sigma_{m_H}}{m_H} = \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{\sigma_{E_1}}{E_1} \oplus \frac{\sigma_{E_2}}{E_2} \oplus \frac{\sigma_\theta}{\tan(\theta/2)} \right] \quad \text{Equation I-10}$$

La résolution en énergie et en position influe directement sur la résolution en masse du boson de Higgs, d'où l'importance du choix du calorimètre.

— La résolution en position dépend essentiellement de la granularité du calorimètre, qui doit être suffisamment fine pour pouvoir mesurer la direction des photons, tout en contenant la gerbe électromagnétique.

La résolution angulaire requise pour la mesure du Higgs est de $40 \text{ mrad}/\sqrt{E}$ [15].

— La résolution en énergie du calorimètre électromagnétique de CMS est gouvernée par des effets instrumentaux et des effets intrinsèques au PbWO_4 représentés sur la figure I-11. Elle est conventionnellement paramétrisée, dans la gamme d'énergie 25-500 GeV, par [10] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad \text{Equation I-11}$$

où :

a représente le terme stochastique. Ce terme englobe les fluctuations latérales des gerbes électromagnétiques, les fluctuations de l'énergie déposée et la photostatistique. La « dégradation » de l'énergie due au développement d'une gerbe électromagnétique de particules est un processus stochastique. Le nombre moyen de particules secondaires N est proportionnel à l'énergie de la particule incidente. En principe, l'incertitude sur la mesure de l'énergie est gouvernée par des fluctuations statistiques de N , la résolution en énergie relative se comporte comme $1/\sqrt{N}$ et donc comme $1/\sqrt{E}$. Nous visons : $a \sim 2$ à 3% , obtenu par un choix judicieux des cristaux et de leur APD.

b est le terme de bruit. Ce terme provient du bruit de l'électronique de lecture et doit rester négligeable aux énergies considérées.

c est le terme constant, qui, à haute énergie, tend à être la principale limitation aux performances du calorimètre. Il est lié à l'uniformité longitudinale de collection de la lumière¹¹, aux erreurs d'intercalibration entre cristaux, aux fuites longitudinales des gerbes électromagnétiques. Nous recherchons $c \sim 0.5\%$. Cette valeur dépend uniquement de la calibration du calorimètre.

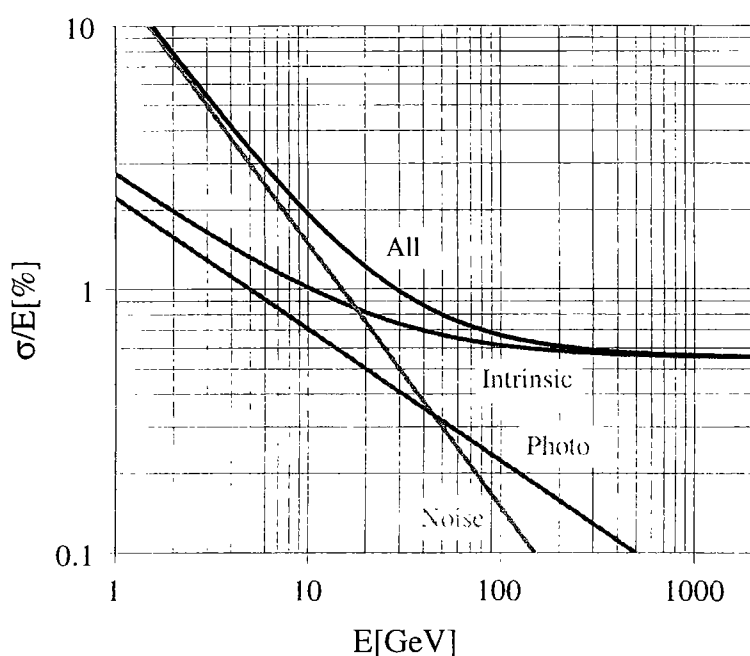


Figure I-11 : Différentes contributions à la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique [10]. La courbe « intrinsic » comprend le confinement de la gerbe électromagnétique dans un cristal et un terme constant de 0.55%.

La figure I-12 donne la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique pour des électrons de 120 GeV, compatible avec les valeurs recherchées des termes stochastique et constant.

¹¹ Ce terme, défini en II.4.4.1.1., tient compte de la dépendance du signal collecté par la photodétecteur avec la position du point d'émission de la lumière de scintillation dans le cristal.

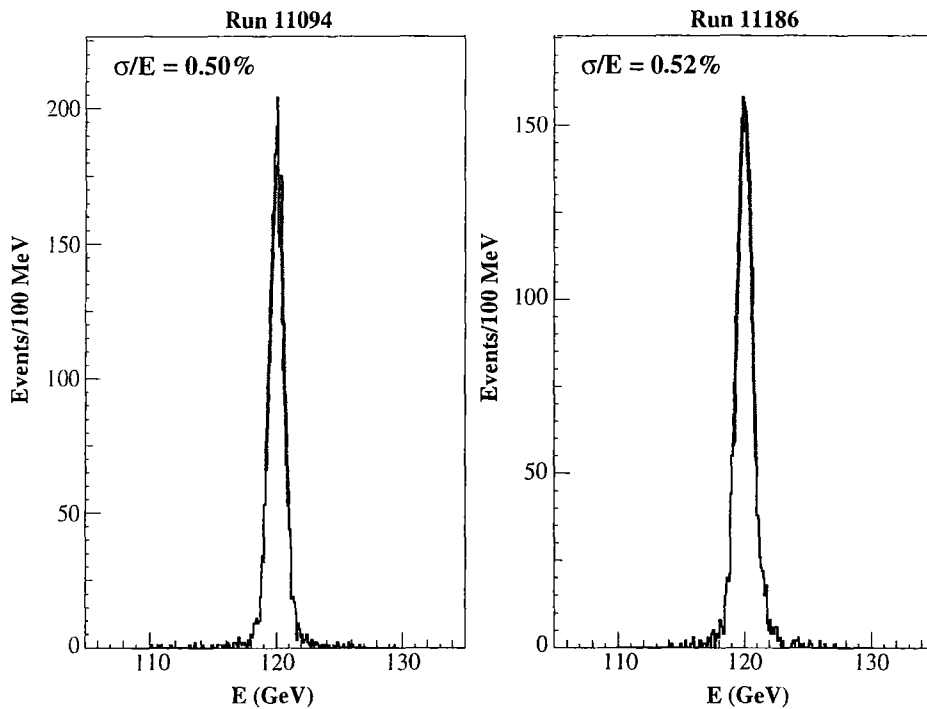


Figure I-12 : Reconstruction de l'énergie mesurée dans une matrice de 3x3 cristaux pour un faisceau d'électrons de 120 GeV, avant et après irradiation à 6.5 Gy, cause d'une perte de signal de scintillation de 8% [16].

I.3.2 Description du calorimètre électromagnétique de CMS

I.3.2.1 Spécifications d'un calorimètre pour le LHC

Les caractéristiques espérées pour un calorimètre de haute performance tel que celui de CMS au LHC sont les suivantes :

- 1) Il doit bénéficier d'une excellente résolution en énergie, avec des termes stochastique et constant tels que $a \sim 2\%$ et $c \sim 0.5\%$ dans la gamme 80-130 GeV. Ces valeurs impliquent un calorimètre homogène.
- 2) La granularité doit être fine pour minimiser les empilements et la contamination des mesures d'énergie, pour permettre une bonne séparation des photons et une bonne identification des π^0 . Un faible rayon de Molière du matériau détecteur est donc nécessaire pour un bon confinement des gerbes électromagnétiques et pour pouvoir atteindre la granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0175 \times 0.0175$.

3) La couverture angulaire du calorimètre doit être importante : $0 \leq |\eta| \leq 2.6$, pour optimiser le rapport signal sur bruit en terme d'événements. Les parties du calorimètre comprenant des matériaux non actifs (cracks) doivent être minimisées. Le calorimètre doit être compact pour satisfaire aux contraintes économiques : une densité du matériau détecteur d'au moins 5 g.cm^{-3} est nécessaire pour avoir une longueur de radiation inférieure à 2 cm et un rayon de Molière inférieur à 3 cm.

4) Le calorimètre doit être rapide pour travailler à la fréquence de croisement des faisceaux (25 ns) et éviter les effets d'empilement d'un croisement à l'autre. Les temps de réponse du matériau détecteur et de son électronique associée doivent être inférieurs à 100 ns. Il s'agit d'un compromis : soit on travaille à 25 ns avec seulement une fraction du signal, soit on travaille plus lentement avec la quasi totalité du signal. C'est cette dernière solution qui a été adoptée puisque la fine granularité du calorimètre impose une faible valeur à la probabilité d'intégrer du bruit sur une même voie de détection en 100 ns.

5) La sensibilité au champ magnétique, aux radiations et à la température du matériau détecteur et de l'électronique doit être considérée avec beaucoup d'attention.

Etant données les caractéristiques de fonctionnement nécessaires au calorimètre électromagnétique de CMS, la collaboration s'est tournée vers un calorimètre utilisant une nouvelle génération de cristaux scintillants plus rapides, plus résistants aux radiations et meilleur marché que ceux qui avaient été utilisés jusqu'à présent en calorimétrie [17], les cristaux scintillants de PbWO_4 .

Le tungstate de plomb a une longueur de radiation $X_0 = 0.89 \text{ cm}$ et un rayon de Molière de l'ordre de 1.75 cm. Le profil longitudinal moyen d'une gerbe électromagnétique dans un cristal de tungstate de plomb est contenu dans $30 X_0$ environ pour des électrons de 0.5 à 150 GeV, avec l_{max} variant de $3 X_0$ à $9 X_0$ environ [18], [13]. Ses propriétés optiques, sa sensibilité en température et aux radiations seront vues en détail en II. Cependant le PbWO_4 présente de par sa rapidité un rendement lumineux relativement faible en comparaison des scintillateurs classiques. Il nécessite l'emploi d'un photodétecteur avec un gain interne tel qu'une

photodiode à avalanche (APD)¹² dans le tonneau ou une VPT¹³ dans les bouchons, l'emploi de photomultiplicateurs étant interdit en raison du champ magnétique intense.

Les APD choisies de façon à s'adapter au mieux aux caractéristiques de scintillation des cristaux, non sensibles au champ magnétique, présentent l'intérêt d'être peu coûteuses et de répondre aux critères de compacité requis [19].

I.3.2.2 Description d'une voie de détection

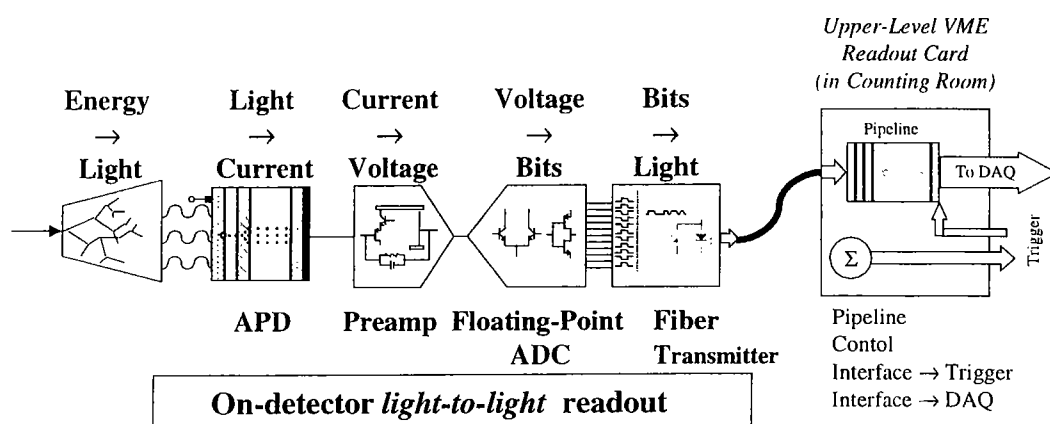


Figure I-13 : Chaîne de lecture d'une voie de détection du tonneau du calorimètre électromagnétique [10].

Une voie de détection comprend un cristal de PbWO_4 qui convertit l'énergie absorbée en signal lumineux, couplé à une APD qui convertit le signal lumineux en signal électrique analogique. Ce signal est amplifié, mis en forme et converti en signal numérique. Le signal obtenu est acheminé en salle d'acquisition par une fibre optique. Le dernier niveau de lecture a 3 fonctions principales : 1) calculer l'énergie déposée dans une tour de 5x5 cristaux toutes les 25 ns, 2) enregistrer les données jusqu'à réception d'une décision de déclenchement, étant donné que le processus de décision de déclenchement requiert 3 μs , 3) transmettre les données sur lesquelles il y a eu déclenchement au système d'acquisition.

Etant donnée la géométrie du calorimètre électromagnétique (Figure I-15), il existe 17 types de cristaux dans le tonneau, représentés sur la figure I-14.

¹² Voir Annexe B.

¹³ Vacuum PhotoTriode.

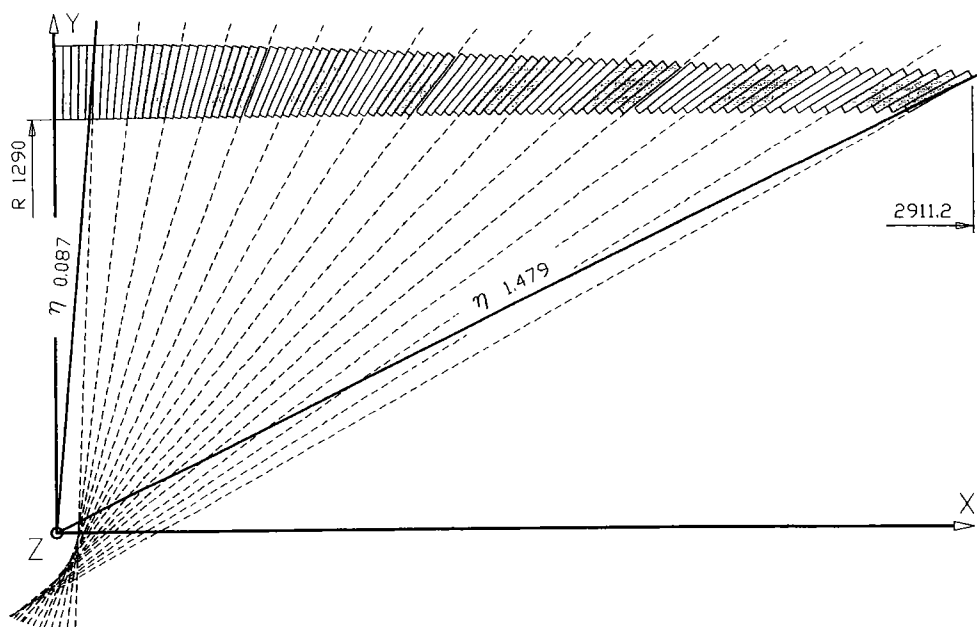


Figure I-14 : Les différents types de cristaux du tonneau [10].

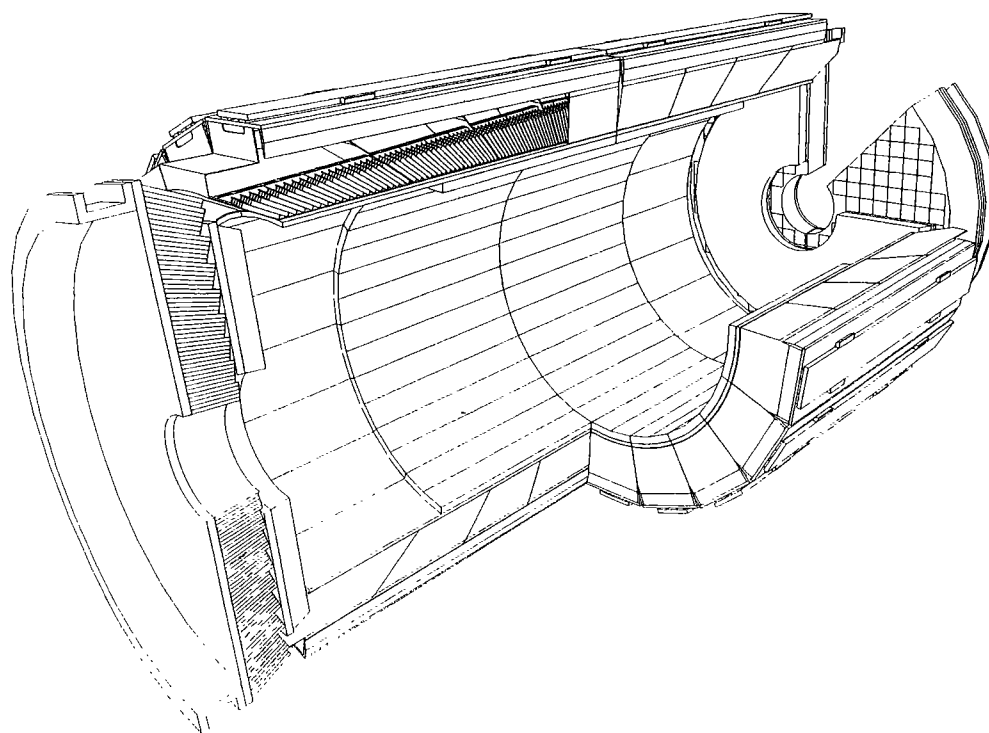


Figure I-15 : Vue en 3 dimensions du calorimètre électromagnétique [10].

Dans tout ce qui suit, nous limiterons notre étude aux cristaux de type $\eta = 0$. Dans cette approche, le cristal CMS est un tronc de pyramide droit à bases carrées. Le système de coordonnées défini figure I-16 sera utilisé pour décrire le cristal.

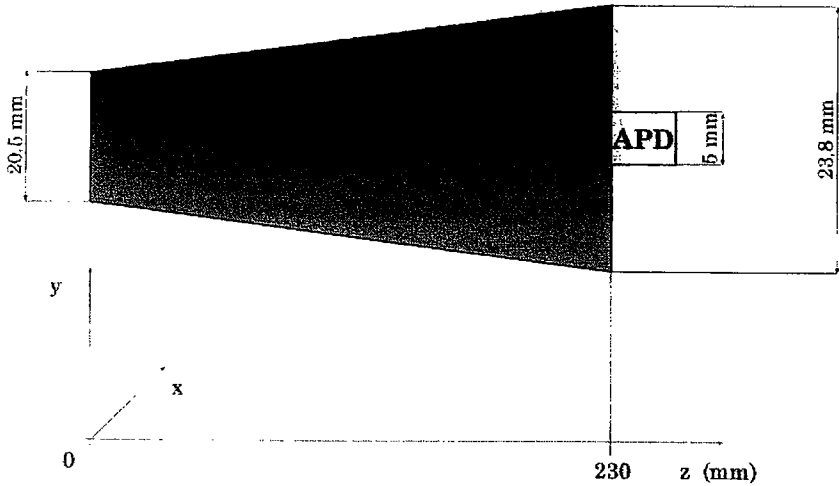


Figure I-16 : Géométrie du système cristal-APD.

II. UN SYSTEME DE SUIVI OPTIQUE DU CALORIMETRE : POURQUOI ?

Les conditions sévères rencontrées par les détecteurs au LHC et exposées au chapitre I imposent de porter une attention particulière aux comportements des composants des canaux de détection du calorimètre. Dans une première partie, nous passons en revue les propriétés essentielles (notamment optiques) du milieu détecteur vis-à-vis des radiations. Nous présentons, dans une deuxième partie, le système de suivi optique des cristaux. Nous exposons son rôle, les objectifs visés et les solutions techniques envisagées. Enfin, nous abordons le problème du suivi de la calibration du calorimètre électromagnétique par le système de suivi optique, qui constitue le coeur de cette thèse.

II.1 Les cristaux scintillants de PbWO_4

II.1.1 Généralités sur le tungstate de plomb

Les potentiels de production de masse sont à l'étude dans quatre laboratoires, à savoir : le Beijing Glass Research Institute of Ceramics et le Shanghai Institute of Ceramics (Chine), le Bogoroditsk Techno Chemical Plant (Russie) et la Preciosa Company (République Tchèque). Les producteurs russe et tchèque utilisent une méthode de croissance de Czochralsky, les producteurs chinois une méthode de Bridgeman-Stockbarger modifiée. Les cristaux de PbWO_4 sont obtenus à partir d'un mélange stoechiométrique d'oxyde de plomb (PbO) et d'oxyde de tungstène (WO_3) fondu à 1123°C .

— La méthode de Czochralsky [20] consiste à monter en température (jusqu'à 1160°C) le mélange dans un creuset de platine [21]. Un germe de PbWO_4 permet de démarrer le tirage de cristaux, à partir du mélange initial. Jusqu'à 7 cristaux peuvent être tirés en série, en ajoutant de la matière première entre les cristallisations de façon à maintenir la composition du mélange constante. Au-delà de ce nombre, le mélange est trop contaminé par des impuretés et le creuset

doit être nettoyé si on ne veut pas voir se modifier les propriétés de scintillation des cristaux tirés. Les cristaux sont obtenus sous forme cylindrique (boule).

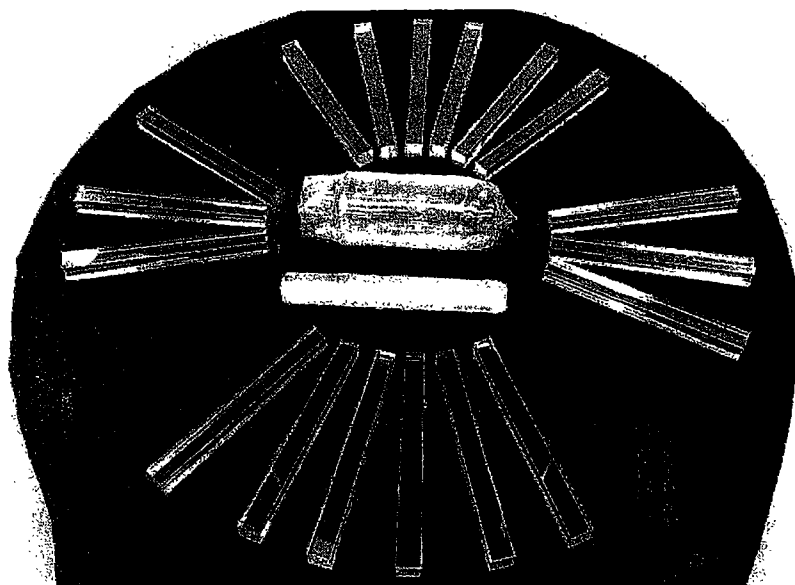


Photo II-1 : Boules initiales et cristaux de géométrie finale [10].

— La méthode de Bridgeman-Stockbarger modifiée consiste à imposer au mélange, disposé dans des feuilles de platines à la forme du cristal final, un gradient de température : on place un germe dans chaque feuille, la cristallisation est obtenue en faisant passer les creusets d'une température supérieure à une température inférieure à 1123°C .

Dans les deux méthodes, après un refroidissement lent, un recuit élimine les tensions internes qui apparaissent lors de la cristallisation.

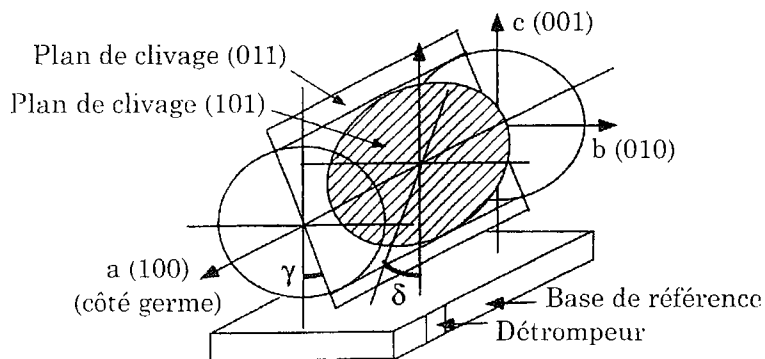


Figure II-1 : Orientation du réseau cristallin après coupe mécanique du cristal [22].

Le PbWO_4 possède une structure cristallographique tétragonale ; il est stable chimiquement et n'est pas hygroscopique. De densité voisine de celle du cuivre (8.28 g.cm^{-3}), le PbWO_4 est mécaniquement anisotrope et on doit veiller à éviter la formation de clivages lors du processus de croissance. Cette anisotropie, qui peut être une cause d'instabilité mécanique, est bien comprise et ses effets sont contrôlés par un choix de conditions de croissance et de recuit [22].

II.1.2 Caractéristiques optiques

II.1.2.1 Biréfringence

Les milieux anisotropes les plus importants sont les milieux cristallins [23]. Un cristal présente toujours des caractères d'anisotropie du fait de sa structure ; cela se traduit sur ses propriétés mécaniques mais aussi sur ses propriétés diélectriques. On classe les cristaux dans différents systèmes suivants les éléments de symétrie qu'ils possèdent : de la nature de ces éléments dépend le caractère des phénomènes optiques. Les cristaux du système cubique ne diffèrent pas au point de vue optique d'un corps isotrope. Les autres cristaux sont classés en deux catégories, selon qu'il existe une ou deux directions (appelées axes optiques du cristal) suivant lesquelles ils ne sont pas biréfringents¹⁴ : cristaux uniaxes et cristaux biaxes.

L'indice de réfraction du cristal n_x peut être représenté par l'ellipsoïde des indices qui possède dans le cas du tungstate de plomb deux axes principaux équivalents (on a une ellipsoïde de révolution). Les valeurs de n_x suivant ces deux axes et suivant le troisième axe (l'axe optique du cristal) sont respectivement nommées indices ordinaire (n_o) et extraordinaire (n_e). Nous constatons (Tableau II-1) que le PbWO_4 est un milieu uniaxe négatif fortement biréfringent.

¹⁴ Une lame de cristal optiquement anisotrope reçoit sous incidence normale un pinceau de rayons parallèles, il sort deux pinceaux de rayons réfractés parallèles entre eux. C'est le phénomène de double réfraction ou de biréfringence, le milieu anisotrope est dit biréfringent.

λ (nm)	n_o	n_e
375	2.452±0.009	2.297±0.025
400	2.393±0.009	2.260±0.019
425	2.353±0.009	2.236±0.015
450	2.323±0.009	2.218±0.013
475	2.301±0.009	2.205±0.011
500	2.284±0.009	2.194±0.010
525	2.270±0.009	2.186±0.010
550	2.259±0.009	2.178±0.012
575	2.250±0.009	2.173±0.012
600	2.242±0.009	2.169±0.013
625	2.236±0.009	2.164±0.014
650	2.230±0.009	2.161±0.018
675	2.226±0.009	2.158±0.015
700	2.221±0.009	2.156±0.015

Tableau II-1 : Indices ordinaire et extraordinaire du $PbWO_4$ à plusieurs longueurs d'onde [24].

Dans un cristal uniaxe, l'axe optique coïncide avec l'axe cristallographique principal c , les deux autres axes lui étant perpendiculaires. Etant donnée la coupe du cristal de $PbWO_4$ pour CMS, l'axe optique se situe dans le plan de la face d'entrée du cristal (Figure I-16). On se trouve donc dans un cas particulier pour la propagation de la lumière pour lequel on distingue deux cas de figure :

- 1) L'axe optique est perpendiculaire au plan d'incidence, les rayons réfractés sont respectivement perpendiculaires aux ondes ordinaire et extraordinaire et tous deux contenus dans le plan d'incidence.
- 2) L'axe optique est parallèle au plan d'incidence, seul le rayon ordinaire se confond avec la normale à l'onde. Les deux rayons sont dans le plan d'incidence.

Dans ces deux cas, en incidence normale, les rayons lumineux ne sont pas déviés en pénétrant dans le cristal.

Durant la phase de R&D, les cristaux de CMS sont taillés de sorte que l'axe optique soit suivant l'axe y. Mais nous avons pu constater des cas de cristaux où l'axe optique est suivant l'axe x et des cas où l'axe optique n'est même pas dans le plan de la face d'entrée !!! Cette différence d'orientation de l'axe optique doit être prise en compte lors de mesures de transmission en fonction de la polarisation. Le contrôle de l'orientation du germe à la croissance simplifierait la situation.

II.1.2.2 Scintillation

II.1.2.2.1 Spectroscopie

Le cristal de PbWO_4 est un scintillateur, c'est-à-dire qu'il émet sous forme lumineuse une partie de l'énergie qu'il a absorbée sous forme de rayonnement ionisant. Cette émission est le résultat de transitions radiatives entre niveaux électroniques. Ces niveaux peuvent être des niveaux propres au cristal ou des niveaux d'une impureté se trouvant dans le cristal.

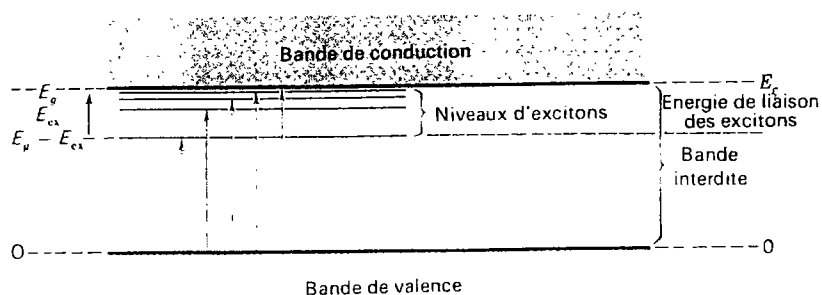


Figure II-2 : Diagramme des bandes d'énergie dans un cristal [25]. Sont représentés les niveaux d'énergie d'un exciton produit par un processus direct.

Isolant, il existe entre les bandes de conduction et de valence du cristal une bande interdite [25]. Sous l'effet d'une excitation extérieure, des électrons de la bande de valence peuvent acquérir une énergie suffisante pour passer dans la bande de conduction, laissant un trou dans la bande de valence : il y a ionisation du cristal. Si l'énergie est insuffisante, l'électron peut ne pas atteindre la bande de conduction et rester lié au trou, formant avec lui une paire électron-trou dans un état excité : il y a création d'un exciton, avec excitation du cristal. La présence de

défauts dans le cristal (réseau cristallin non parfait, dopants...) crée des niveaux d'énergie supplémentaires localisés dans la bande interdite. Si ces niveaux sont inoccupés, les électrons ou les excitons peuvent y tomber. Ces niveaux sont appelés centres activateurs ; ils peuvent avoir des comportements très différents.

- Si le centre activateur est un centre de luminescence, la capture simultanée d'un électron de la bande de conduction et d'un trou de la bande de valence, d'un exciton, la recombinaison sur le centre d'une paire électron-trou mènent le centre à un état excité. Le retour à l'état fondamental s'effectue le plus souvent par une transition radiative : il y a fluorescence. L'émission de photons est caractéristique des niveaux d'énergie mis en jeu.
- Si le centre activateur est un centre d'extinction, tout se passe comme pour le centre de luminescence mais le retour à l'état fondamental s'effectue selon une transition non radiative : l'énergie du centre est dissipée thermiquement.
- Si le centre activateur est un piège, les électrons et les trous, les excitons sont capturés. Ils ne peuvent être libérés que par un apport supplémentaire d'énergie (thermique ou optique). Ils peuvent alors se désexciter de façon non radiative ou bien se recombiner avec un centre de luminescence auquel cas il y a phosphorescence.

Dans le PbWO_4 , transitions radiatives et non radiatives peuvent coexister sur un même type de centre.

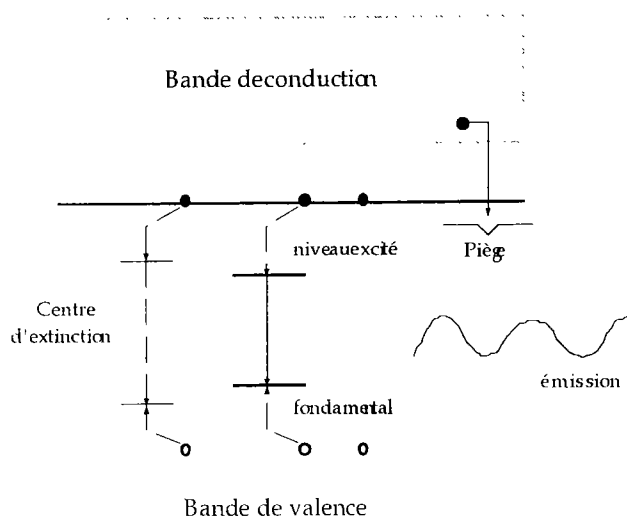


Figure II-3 : Luminescence cristalline en présence d'un ion activateur [26].

Le spectre d'émission du PbWO_4 résulte de la superposition d'un pic d'émission dans le bleu à 420 nm et d'un pic d'émission dans le vert à 500 nm [27]. Le rapport des intensités de ces deux émissions ainsi que leur cinétique de décroissance peuvent varier de façon importante selon les conditions de croissance des cristaux, le traitement thermique subi après la croissance et les types de dopages. Les spectres de scintillation des cristaux ainsi que leur temps de décroissance peuvent donc être différents d'un cristal à un autre, mais les fabricants peuvent le contrôler. Le maximum d'émission spectrale a lieu dans le domaine de sensibilité spectrale des photodétecteurs courants.

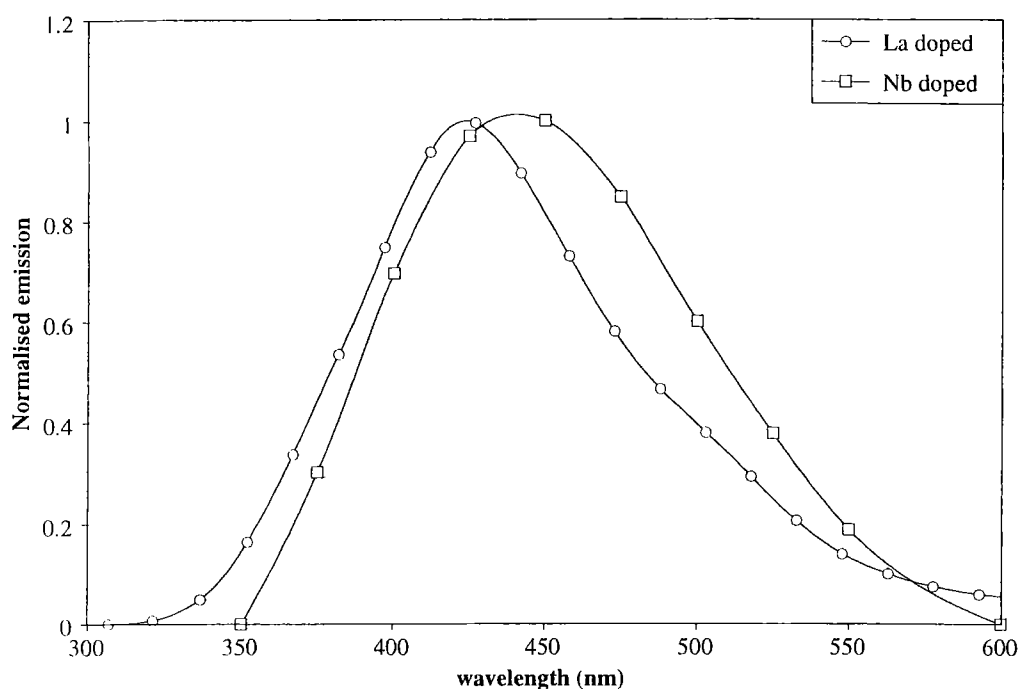


Figure II-4 : Spectres de scintillation typiques de cristaux de PbWO_4 dopés niobium ou lanthane [10].

II.1.2.2 Cinétique

Le temps de décroissance de la scintillation correspond à la durée de vie moyenne de l'état excité. Le temps de décroissance de la scintillation doit être le plus court possible de façon à ce que le signal de scintillation soit mesuré sur un nombre minimum de croisements des faisceaux. Certains pièges dans le cristal ralentissent la recombinaison des porteurs de charges libres donnant lieu à la lumière de scintillation verte [28], [29]. En supprimant certaines impuretés (le molybdène par exemple), on a pu réduire les composantes lentes induites [30].

Le temps de décroissance de la lumière de scintillation dans les cristaux CMS typiques peut être approché par une somme de 3 exponentielles de 5 ns, 15 ns, 100 ns, d'amplitudes respectives 39%, 60%, 1%, associées à plusieurs types de centres de luminescence. Toute la lumière émise peut ainsi être collectée en 100 ns [10]. Néanmoins, un temps de décroissance rapide se fait au détriment d'une émission intense, il faut donc établir un équilibre entre ces deux paramètres de la scintillation [31].

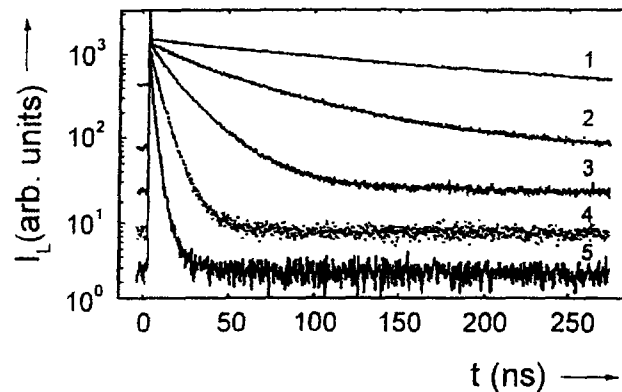


Figure II-5 : Spectres de temps de décroissance d'un cristal de $PbWO_4$, à 1) 200, 2) 225, 3) 247, 4) 270 et 5) 295 K [32].

II.1.2.2.3 Quantité de lumière

Les photons de scintillation sont émis isotropiquement, en des points sources distribués 1) uniformément suivant la trajectoire de la particule (muon, hadron) qui a traversé le cristal : le processus de production de lumière est uniforme le long du cristal ou 2) suivant le profil de dépôt de gerbe : la densité d'émission lumineuse est proportionnelle à la densité d'énergie déposée.

La quantité de lumière collectée est fortement liée à la transparence du cristal et aux conditions de mesure : avec un photomultiplicateur XP2262B d'efficacité quantique de 20%, en intégrant le signal mesuré sur 200 ns (les composantes lentes n'ont été éliminées qu'après bien des efforts), à 18°C, la quantité de lumière collectée typique est de 10 photoélectrons par MeV d'énergie déposée, ce qui est relativement faible comparé à ce qui est obtenu avec d'autres types de scintillateurs. Le tableau II-2 résume les propriétés du cristal de $PbWO_4$ ainsi que celles d'autres scintillateurs couramment employés.

Propriétés	NaI (TI)	BGO	CsI	BaF ₂	CeF ₃	PbWO ₄
Densité [g.cm ⁻³]	3.67	7.13	4.51	4.88	6.16	8.28
Longueur de radiation [cm]	2.59	1.12	1.85	2.06	1.68	0.89
Rayon de Molière [cm]	4.80	2.33	3.50	3.39	2.63	2.19
Quantité relative de lumière émise	100	18	20	20/4	8	1.3
Temps de décroissance [ns]	230	60	16	0.9	8	5
		300		630	25	15
						100
Maximum de l'émission [nm]	410	480	315	210	300	440
				310	340	
Indice de réfraction à $\lambda_{\text{émission}}$	1.85	2.15	1.80	1.49	1.62	2.30
Dépendance en température (%/°C) à 20°C	~ 0	-1.6	-0.6	-2/0	0.14	-2.

Tableau II-2 : Comparaison des propriétés de différents cristaux [10].

II.1.2.2.4 Dépendance en température

Le mécanisme d'extinction thermique de la scintillation implique une forte dépendance de l'émission de lumière avec la température car la probabilité de transition non radiative suit une loi de Boltzman [33]. Pour le PbWO₄, le coefficient de variation de la scintillation avec la température est de -2 %/°C à température ambiante. Cette dépendance implique une stabilisation et un contrôle de la température du calorimètre au dixième de degré.

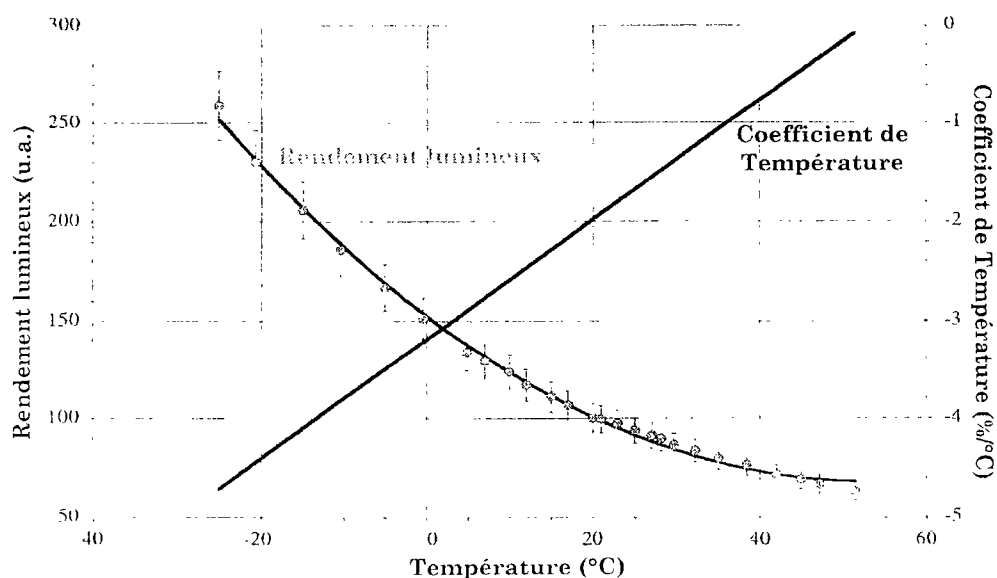


Figure II-6 : Dépendance en température de l'émission lumineuse du PbWO₄ [28].

II.1.2.3 Transmission

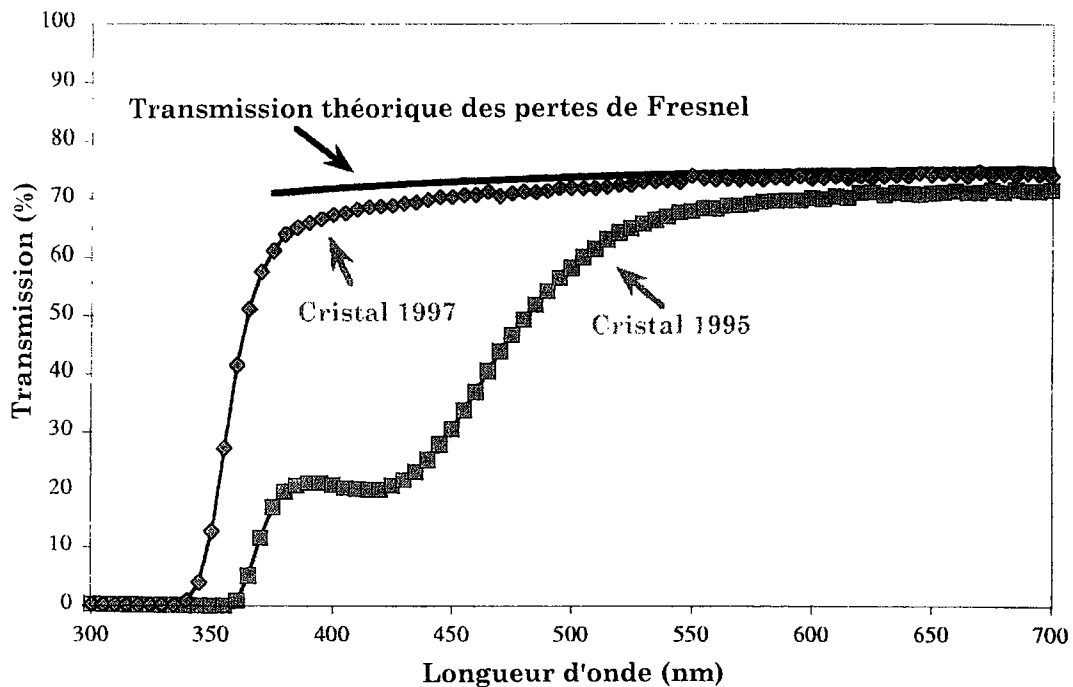


Figure II-7 : Transmission longitudinale typique de cristaux de $PbWO_4$ de différentes productions, comparée à leur transmission théorique [10].

La transmission optique des cristaux peut être limitée par la présence de défauts macroscopiques tels que des inclusions ou des précipités, qui diffractent ou diffusent la lumière ; par l'existence de pièges induisant des bandes d'absorption. La plupart des pièges observés sont situés près des bandes de valence et de conduction et affectent la forme du spectre de transmission au niveau de la zone de coupure. Une bande d'absorption située à 320 nm, due à des lacunes en oxygène est fréquemment observée. Une autre bande d'absorption à 420 nm, causée par la présence de trous piégés par des ions Pb^{3+} , est responsable de la coloration jaune de certains cristaux. Un meilleur contrôle des matières premières, des conditions de croissance et de recuit, aussi bien que l'introduction de dopants comme le niobium ou le lanthane, ont permis une amélioration considérable de la transmission optique des cristaux, en particulier dans le domaine de scintillation, entre 360 et 570 nm (Figure II-7).

II.1.2.4 Résistance aux radiations

Le niveau de radiations dans le calorimètre électromagnétique lors des collisions au LHC sera élevé. Les doses reçues par les cristaux sont fonction de leur positionnement dans le calorimètre électromagnétique par rapport au point d'interaction (de la pseudorapacité η). On doit distinguer les effets liés à la dose intégrée des effets associés au débit de dose. Généralement, c'est la dose intégrée qui importe, toutefois, comme on observe dans les cristaux de PbWO_4 des phénomènes de récupération (voir II.1.2.4.4.), le débit de dose joue également un rôle important.

La figure II-8 donne les profils de dose au centre et aux extrémités du tonneau du calorimètre tandis que la figure II-9 donne les profils de dose dans les bouchons du calorimètre. Les valeurs observées au maximum de dose dans le tonneau correspondent à un débit de dose maximum de $0.25 \text{ Gy} \cdot \text{h}^{-1}$. Celles observées dans les bouchons correspondent à un débit de dose de $15 \text{ Gy} \cdot \text{h}^{-1}$ pour $|\eta| = 3$ et $5 \text{ Gy} \cdot \text{h}^{-1}$ pour $|\eta| = 2.5$. Dans les bouchons, la dépendance radiale du débit de dose est importante.

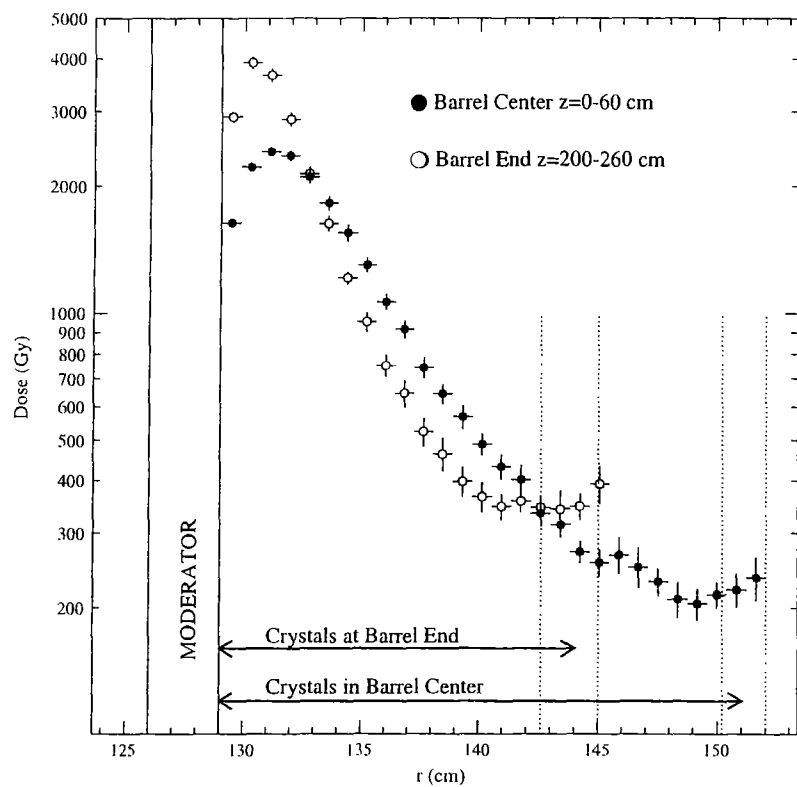


Figure II-8 : Dose totale dans les cristaux du tonneau intégrée sur les 10 ans de fonctionnement de l'expérience [10].

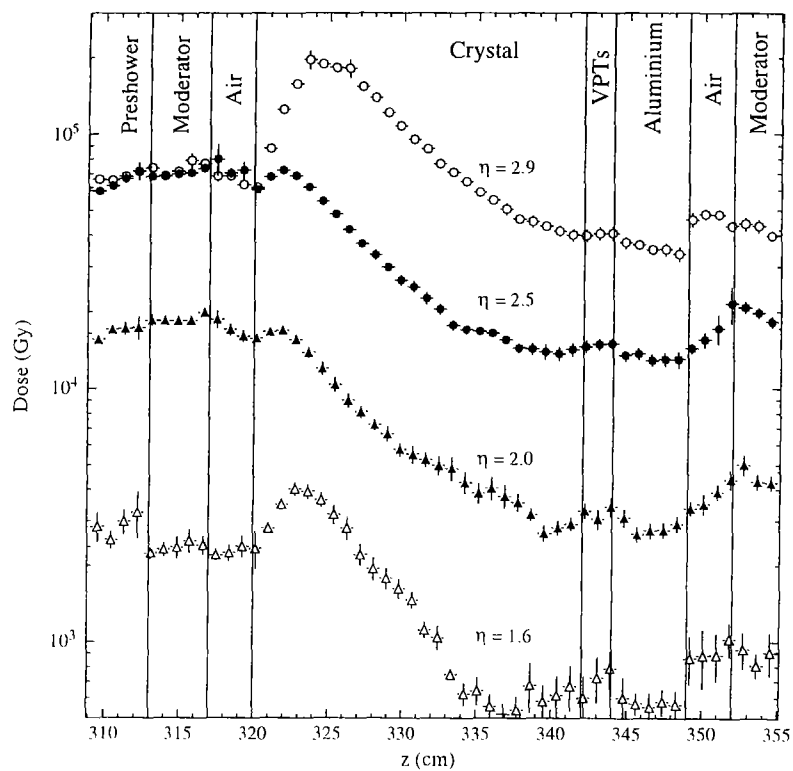


Figure II-9 : Dose totale dans les cristaux des bouchons intégrée sur les 10 ans de fonctionnement de l'expérience [10].

II.1.2.4.1 Dopage

Les cristaux utilisés sont dopés en ions Nb^{5+} ou La^{3+} (avec des concentrations de 30 à 100 ppm) et présentent des impuretés extrinsèques. Des défauts du réseau cristallin sont également existants, il s'agit principalement de lacunes en plomb ou en oxygène. Dopage et défauts contribuent à l'établissement du phénomène de scintillation. Leur stoechiométrie est critique en terme de tenue aux radiations (Figure II-10) : l'ion Pb^{3+} est responsable de la création de centres d'absorption sous irradiation tandis que les ions Nb^{5+} et La^{3+} jouent un rôle dans l'annihilation des centres d'absorption [34], [35]. En effet, les mécanismes de tenue aux radiations ne sont pas dirigés par les défauts extrinsèques aux cristaux, mais par des défauts de structure se comportant comme des pièges. Un moyen de diminuer le nombre de ces défauts consiste à définir la stoechiométrie du mélange de croissance la plus adéquate. Cependant, les dopants permettent de compenser les défauts persistants après optimisation de la stoechiométrie.

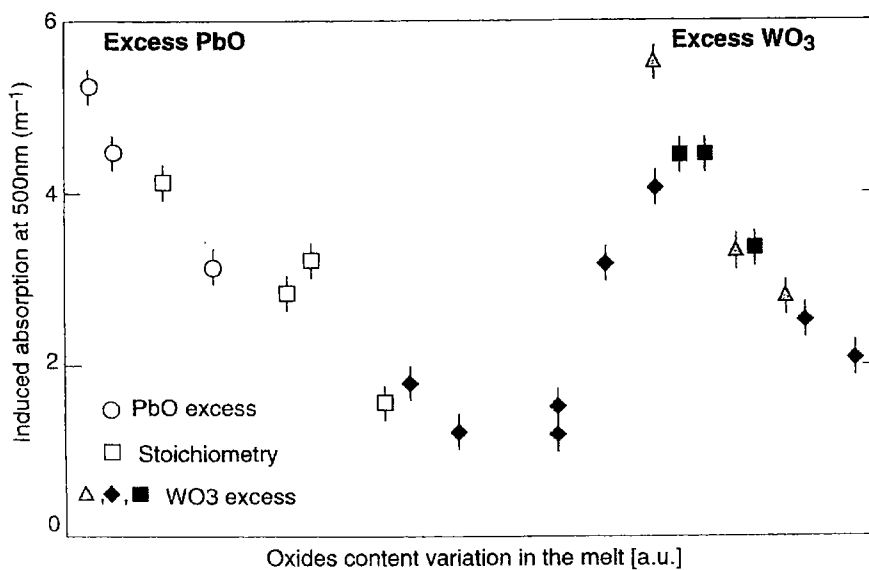


Figure II-10 : Influence de la stoechiométrie sur la tenue aux radiations du PbWO_4 [36].

Tous les cristaux dopés dans des conditions optimales présentent une amélioration de la tenue aux radiations avec une perte de collection de lumière de 5% après plusieurs jours d'irradiation à un débit de dose similaire à celui prévu à haute luminosité dans le calorimètre [35].

II.1.2.4.2 Centres colorés

Une irradiation du cristal provoque l'activation de sites du réseau cristallin préexistants : des électrons sont arrachés à la bande de valence et transférés à la bande de conduction, les électrons et les trous devenus libres peuvent alors être piégés par ces défauts. A ces défauts sont associés des niveaux d'énergie ; les transitions entre ces niveaux peuvent donner lieu à des bandes d'absorption dans le spectre visible qui provoquent une coloration du cristal, d'où le nom de centre coloré donné à certains des défauts créés par irradiation. La stabilité des centres de luminescence sous irradiation (aux doses LHC) a été établie et il s'ensuit que le dommage observé résulte de l'absorption de la lumière de scintillation par les centres colorés [37], [38].

La propagation de la lumière dans les cristaux est directement liée à leur absorption ; l'effet de l'irradiation peut être quantifié en terme d'absorption induite par l'irradiation.

II.1.2.4.3 Saturation avec la dose

L'intensité de l'absorption croît de façon exponentielle avec la dose quand celle-ci est faible. Lorsque la dose devient importante, i.e. supérieure ou égale à la dose seuil (dose pour laquelle on observe une saturation de l'intensité de l'absorption), il n'y a plus de modification de l'absorption après irradiation, quelque soit la dose appliquée. La valeur de la dose seuil dépend du cristal et du débit de dose. Une fois la saturation du dommage atteinte, même si le cristal reçoit d'autres radiations, sa transmission ne se modifie plus, si toutefois un phénomène de récupération ne vient pas perturber cet état de stabilité. Ce phénomène est bien décrit par la formation de centres colorés sous irradiation et leur annihilation à température ambiante.

II.1.2.4.4 Récupération et recuit

Les centres colorés créés par irradiation ne sont pas toujours stables [39]. On appelle récupération la décroissance de l'absorption induite au cours du temps. La récupération du cristal dépend de la densité et du type de sites du réseau cristallin, du flux de radiation, du temps de récupération, de la température [40] et de l'éclairement. La récupération des cristaux se fait avec des constantes de temps supérieures à quelques heures aux débits de dose du LHC. La cinétique de récupération des cristaux a été étudiée en exposant des cristaux de qualité

moyenne (c'est-à-dire de longueur d'atténuation¹⁵ de l'ordre de 1 m au pic d'émission) à des cycles de radiation simulant le cycle de remplissage du LHC (Figure II-11). Pour un cristal dopé au lanthane (respectivement au niobium), le dommage initial est de 7% et les fluctuations observées sont de 1.2% (0.8%) après 3 jours d'irradiation, sur des périodes de 15 h d'irradiation suivies de 8 h de récupération. Après une semaine d'arrêt, le cristal récupère 72% (21%) du dommage initial. Pour des périodes d'arrêt de la machine plus longues, il est prévu que les cristaux dopés au lanthane récupèrent quasi complètement, alors que les cristaux dopés au niobium récupèrent seulement 30 à 40% du dommage initial, montrant ainsi des variations de signal de scintillation en fonction du temps plus faibles que celles des cristaux dopés au lanthane.

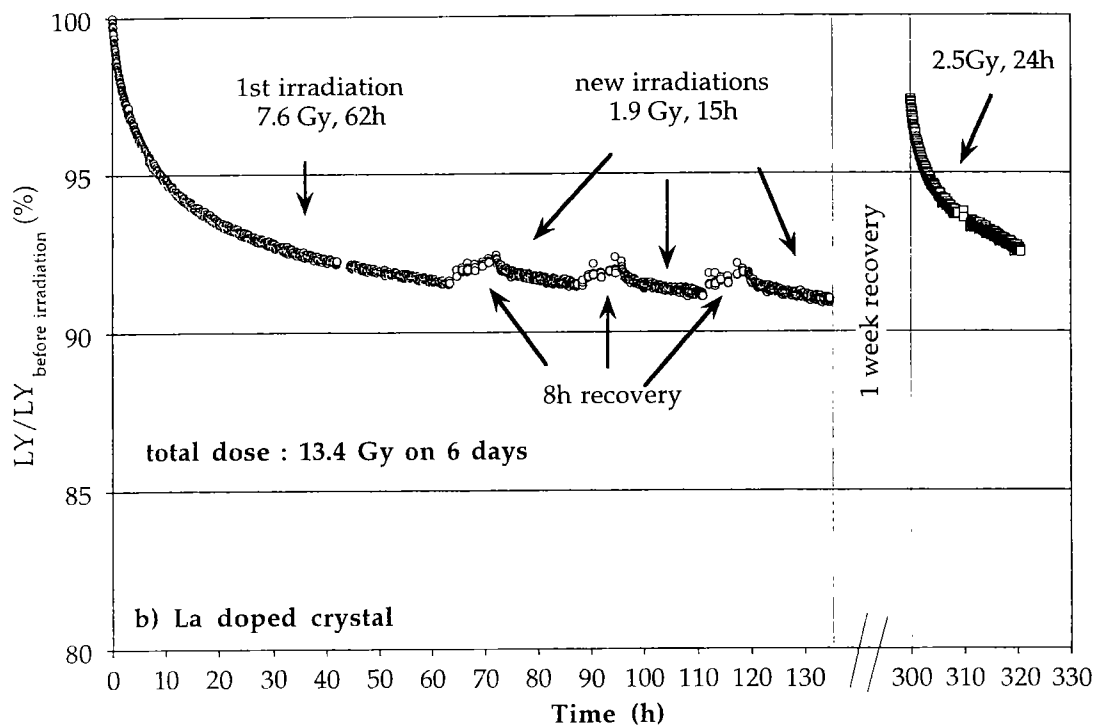


Figure II-11 : Cycle de dégradation/récupération à 18°C d'un cristal dopé au lanthane [41].

La récupération peut se produire à température ambiante, mais elle est plus efficace à température élevée. Une élévation de la température permet de détruire les centres colorés par

¹⁵ Ce terme est défini en II.4.1.

activation thermique, la probabilité de récupération d'un centre coloré étant donnée par une loi de Boltzman. Lorsque la température s'élève, les centres colorés du type F^{16} perdent leur électron et fonctionnent comme des pièges. Si cet électron tombe dans un centre luminogène, on aura un pic de thermoluminescence. L'émission observée est généralement ultraviolette ou bleue et n'a pas exactement la même composition spectrale pour les différents pics de thermoluminescence. Cela montre que certains des centres colorés sont liés aux centres luminogènes [33]. Cette thermoluminescence s'accompagne de phénomènes remarquables mais difficiles à découpler :

- 1) Le vidage thermique d'un centre coloré s'accompagne du blanchiment de la bande d'absorption correspondante au moment où, la température s'élevant, on observe le pic de thermoluminescence correspondant.
- 2) La recapture éventuelle par une lacune de l'électron libéré de ce centre peut donner lieu à l'apparition d'une autre bande d'absorption due à des centres colorés formés aux dépens des premiers.
- 3) La chute de cet électron dans un centre de type V^{17} entraîne le blanchiment de ce centre V, simultanément avec le blanchiment du centre d'où est issu l'électron.

¹⁶ Lacunes contenant un porteur de charge.

¹⁷ Lacune d'ion positif ayant capté un trou.

II.2 Le système de suivi optique ou monitoring

II.2.1 Principes et objectifs

Il s'agit de maintenir dans le temps l'excellente résolution en énergie du calorimètre électromagnétique, dont la précision requise par la physique : de 0.5 % pour le terme constant à une énergie de 120 GeV (Figure I-11).

Au LHC, le temps est directement lié à la dose reçue par le détecteur. L'une des causes principales de changement au cours du temps de la réponse du calorimètre à un dépôt d'énergie donnée est dû au dommage lié à l'irradiation des cristaux. Malgré les progrès significatifs réalisés quant à la résistance aux radiations des cristaux [42], il faut s'attendre à ce qu'ils soient encore sensibles aux rayonnements lorsque le LHC fonctionnera à haute luminosité et que de fortes variations du niveau de radiation se manifesteront lors des périodes de remplissage de l'accélérateur et des arrêts de maintenance. Dès l'arrêt de l'irradiation, le cristal récupère optiquement, plus ou moins lentement et plus ou moins complètement (Figure II-11). Un dispositif de contrôle doit dans ces conditions suivre les variations de réponse du calorimètre avec le temps.

La calibration des cristaux est possible avec des événements physiques uniquement : il suffit d'accumuler un certain nombre de particules d'énergie connue dans chaque cristal pour atteindre la précision désirée en minimisant l'erreur purement statistique.

On réalise alors une calibration en permanence par des événements physiques connus (Z^0 et corrélation avec le détecteur de traces interne) de tous les cristaux du calorimètre. L'inconvénient est que cette méthode requiert une durée d'environ deux mois pour accumuler un nombre d'événements suffisants, compte tenu du taux de Z^0 espéré dans chaque canal du détecteur. Pour calibrer tous les cristaux avec les événements physiques, les gains des 82 728 canaux de détection du calorimètre doivent rester stables sur cette durée, ce qui n'est pas assuré. Une variation de la calibration a lieu pendant la mesure. Il s'avère donc nécessaire de disposer de la méthode de suivi supplémentaire (et complémentaire) qu'est le système de monitoring ou système de suivi optique.

Ce système doit permettre de suivre rapidement et régulièrement l'évolution de la transparence des cristaux ainsi que le comportement de l'électronique associée au cours du temps de façon à pouvoir corriger la variation de réponse de chaque canal. Ainsi, l'évolution de la réponse dans chaque canal de détection est suivie et la cause d'éventuelles dérives identifiée.

Une précision de l'ordre de 0.2 % sur la correction de la variation de réponse des cristaux est indispensable et réalisable si chaque variation de réponse n'excède pas quelques pourcents et est suffisamment lente [43].

En effet, soit S le signal, S_0 sa valeur initiale et S_1 la variation qu'il subit, du fait d'une irradiation : $S = S_0 - S_1$. D'après ce qui vient d'être dit, nous avons :

$$dS = dS_1 \leq 0.2\% \cdot S$$

soit

Equation II-1

$$\frac{dS_1}{S_1} \leq 0.2\% \cdot \frac{S}{S_1}$$

Or $S_1 = s_1 \cdot S$ avec par exemple $s_1 = 7\%$. Il vient alors, d'après l'équation II-1 :

$$\frac{dS_1}{S_1} \leq 3\%$$

Afin de pouvoir bénéficier des performances de détection potentielles du calorimètre électromagnétique, la calibration ainsi que le système de suivi optique s'avèrent d'une importance cruciale car ce sont eux qui vont finalement limiter la précision du détecteur et donc de cette partie de l'expérience CMS.

Le système de suivi optique envisagé consiste en l'injection de lumière sonde dans chaque cristal, ce qui permet de contrôler globalement l'électronique de lecture et la transmission des cristaux.

Le changement relatif de transmission d'un cristal lié à l'irradiation est déterminé en mesurant le changement relatif de la réponse du canal de détection au signal d'injection. Fonction du spectre d'absorption induit par l'irradiation, la variation de la réponse au signal d'injection est corrélée à la variation de la réponse au signal de scintillation (Figure II-12).

Comme la réponse des cristaux varie également avec la température, un système de contrôle de la température, dont on ne parlera pas ici, existe indépendamment du système de suivi optique et nous considérerons que les corrections relatives à d'éventuels changements de température sont appliquées.

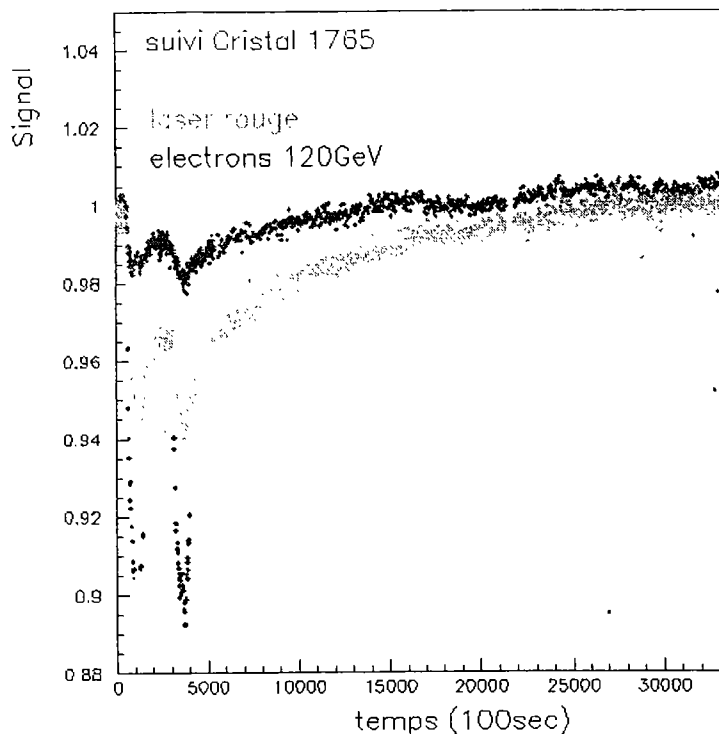


Figure II-12: Suivi optique d'un cristal en faisceau d'électrons de 120 GeV, sur un cycle d'irradiations et de récupérations, par deux signaux d'injection de longueurs d'onde différentes [14].

II.2.1.1 La précalibration

La constante de calibration est le terme correctif obtenu lors de tests en faisceau, qui, après mesure du signal d'injection, permet de remonter au signal de scintillation pour une énergie connue déposée dans le calorimètre. Il est nécessaire de disposer de constantes de calibration pour le calorimètre électromagnétique dans son ensemble. La précalibration consiste en la calibration du calorimètre électromagnétique en faisceau, canal par canal, avant son installation dans l'expérience. Cette calibration est réalisée avec des électrons pour deux énergies choisies dans la gamme couverte par les événements physiques (typiquement 30 et 50 GeV). On mesure ces constantes avec une grande précision et on cartographie la résolution de chaque élément du calorimètre électromagnétique. 1700 cristaux seront précalibrés tous les mois [14], la précalibration devrait s'étaler sur trois ans environ. Les outils d'analyse utilisés pour la calibration sont itératifs, d'où l'importance des valeurs initiales des constantes de calibration, obtenues lors de la précalibration. En effet, la vitesse avec laquelle le programme itératif converge vers la valeur mesurée dépend de la valeur initiale donnée.

II.2.1.2 La calibration

C'est la calibration in situ avec des événements physiques, l'outil de calibration le plus important. Elle s'effectue en trois étapes :

1) L'intercalibration locale, c'est-à-dire la calibration de chaque voie de détection l'une par rapport à l'autre. Elle se fait sur des groupes de 400 cristaux, qui ont le même système de diodes PN de référence (Voir II.2.2.3.). La transmission relative des cristaux associée aux gains des photodétecteurs pour ces groupes doit atteindre 0.3% [43]. Les différents débits de dose auxquels le calorimètre sera soumis peuvent influencer localement sur la transmission à court terme de la lumière par les cristaux, affectant leur intercalibration. De tels effets peuvent se produire après le démarrage de la machine ou son arrêt prolongé : 3 à 5% de variation de la calibration sont prévus sur les douze premières heures de fonctionnement dans les zones particulièrement exposées du détecteur.

2) L'intercalibration globale, qui représente la calibration des différentes régions du calorimètre, dont dépend la résolution de la reconstruction de la masse.

3) La calibration absolue, qui détermine la gamme d'énergie.

Pour une plus grande efficacité de cette calibration, on utilise le système de suivi optique, qui doit mesurer en continu le produit de la transmission relative de lumière par le gain de la chaîne de photodétection, pour chaque voie. Ce contrôle en continu par le système de suivi optique est réalisé de deux façons différentes. Un monitoring continu en faisceau est effectué avec une périodicité multiple de $88.924 \mu\text{s}$, durant les interruptions de $3 \mu\text{s}$ du faisceau . Un monitoring seul, lors des périodes d'arrêt du faisceau, est réalisé pour suivre la récupération des cristaux au cours du temps. Le passage des constantes de calibration obtenues lors de la précalibration à celles obtenues dans l'expérience doit se faire avec le système de suivi optique à une précision meilleure que 2% [44].

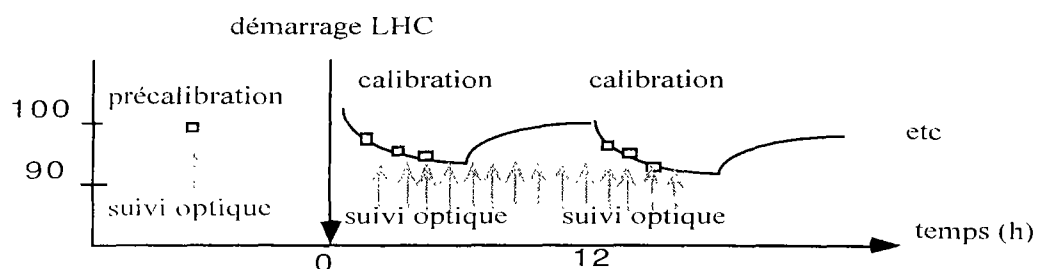


Figure II-13 : Chronogramme de la calibration du calorimètre électromagnétique.

II.2.2 Description du système de suivi optique

Le système de suivi optique comporte plusieurs sources de lumière, un système de répartition de la lumière, un système de mesure de référence ainsi qu'un système d'acquisition des données [45], [46] et [47].

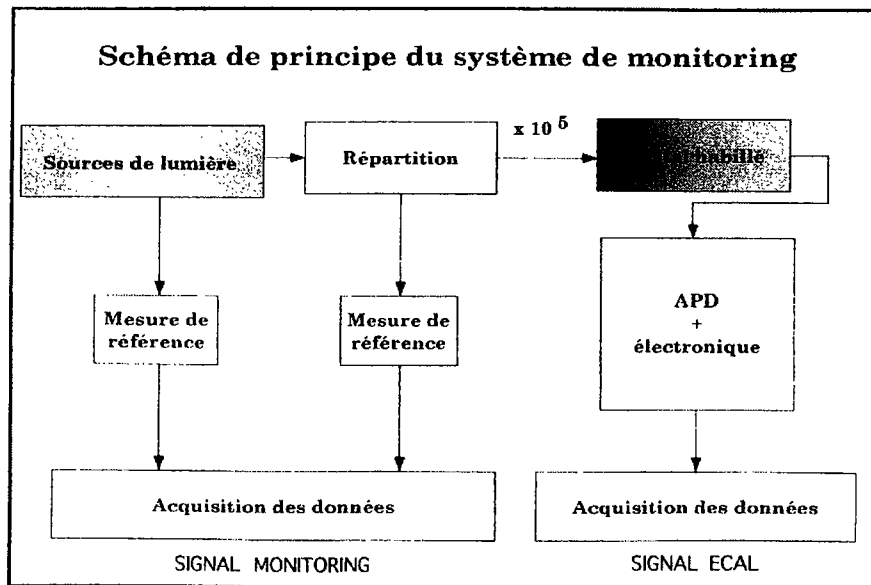


Figure II-14 : Schéma de principe du système de suivi optique.

Le système de répartition de la lumière ainsi que les photodétecteurs étalons sont placés dans le modérateur de neutron pour le tonneau, derrière le calorimètre pour les bouchons. Cette disposition implique des doses sur 10 ans pouvant atteindre 3 kGy dans le tonneau, 70 kGy dans les bouchons. Le système de suivi optique doit donc être suffisamment résistant aux radiations, de sorte que sa propre évolution soit de moins de 10% sur les 10 ans de l'expérience. Ceci implique non seulement le choix d'un matériel (fibres optiques, photodétecteurs, électronique) résistant aux radiations mais aussi la localisation optimisée des composants sensibles. De plus, le système de répartition de la lumière ainsi que les photodétecteurs étalons seront placés dans le champ magnétique de 4 T et ne seront pas desservis directement par le système de refroidissement du calorimètre électromagnétique.

II.2.2.1 Les sources de lumière

Le suivi réaliste des performances optiques des cristaux impose l'injection d'une lumière de spectre comparable à celui de la lumière de scintillation émise par les cristaux. Afin de minimiser les variations du comportement de l'électronique entre l'injection et la scintillation, la lumière injectée doit être pulsée avec des caractéristiques temporelles aussi proches que possibles de celles du signal de scintillation. De plus, afin de tester le comportement de l'électronique vis-à-vis des radiations, on injecte une lumière visible de grande longueur d'onde, typiquement dans le rouge, la transmission de la lumière dans les cristaux et sa conversion dans les photodétecteurs étant d'autant moins sensible aux radiations que la longueur d'onde augmente (dans la mesure où le cristal ne présente pas de bandes d'absorption dans le rouge). Pour correspondre à une gamme dynamique d'énergie de 100 GeV, l'intensité des sources doit être ajustable à 10^7 photons.impulsion⁻¹.cristal⁻¹. L'efficacité du système de transmission optique de la source à chaque cristal étant de 5.10^{-8} , l'intensité minimum délivrée par une impulsion doit être de 0.2 mJ. Les sources de lumière doivent être déclenchées à une fréquence de 1 à 11 kHz (en fonction du nombre d'interruptions allouées au système de suivi optique), synchronisée avec les interruptions de 3 μ s des faisceaux du LHC. La puissance pic requise est de 10 kW délivrée dans un intervalle de temps de 20 à 40 ns. Ceci exclut l'emploi de diodes électroluminescentes (LED) et implique l'utilisation de sources lasers. Les conditions idéales seraient de disposer d'un laser bleu, mais étant donné le manque de fiabilité actuel des lasers bleus nous avons choisi de travailler avec une source verte ($\lambda = 530$ nm) dont la longueur d'onde appartient au spectre d'émission du cristal et une source rouge ($\lambda = 680$ nm). Le laser vert est de type Q-switch GM-30 Nd : YLF, basé sur une technique de doublage de fréquence grâce à un cristal non-linéaire de LBO. Dans l'expérience finale, un laser bleu sera présent. Etant donné le spectre de transmission des cristaux (Figure II-4), il n'a pas été choisi d'exciter la fluorescence du PbWO₄ par ultraviolets. En effet, l'émission lumineuse détectable serait une émission de surface, sensible aux défauts de surface du cristal.

Les éléments du calorimètre reçoivent un signal l'un après l'autre, pour limiter la puissance demandée à la source de lumière ainsi que la taille des transferts de données.

II.2.2.2 Le système de répartition de la lumière

Les signaux lumineux issus des deux sources lasers sont acheminés vers les 82 728 cristaux via un système de répartition de la lumière, organisé en trois niveaux à partir de l'injection dans le cristal. Il est constitué de liaisons à fibres optiques et de sphères intégrantes de façon à ce que la propagation des signaux lumineux vers les cristaux se fasse avec le moins de perte et le plus d'homogénéité possibles (Figure II-15).

Le 3^e niveau du système de distribution est constitué de fibres optiques couplées en amont aux sources de lumière via un commutateur optique, en aval aux guides de lumière cylindriques du système de distribution de 2^e niveau. Ces guides jouent le rôle de coupleur d'une fibre vers plusieurs fibres. Le commutateur optique permet d'injecter le signal laser de la fibre d'entrée vers une des 80 fibres de sortie, à l'aide d'un moteur pas-à-pas dirigé par logiciel. Les fibres optiques du système de 2^e niveau sont couplées en aval aux sphères diffusantes du système de 1^{er} niveau. L'injection de lumière dans les cristaux se fait via les fibres du système de distribution de 1^{er} niveau, par l'avant dans le tonneau et par l'arrière dans les bouchons, en raison des contraintes mécaniques.

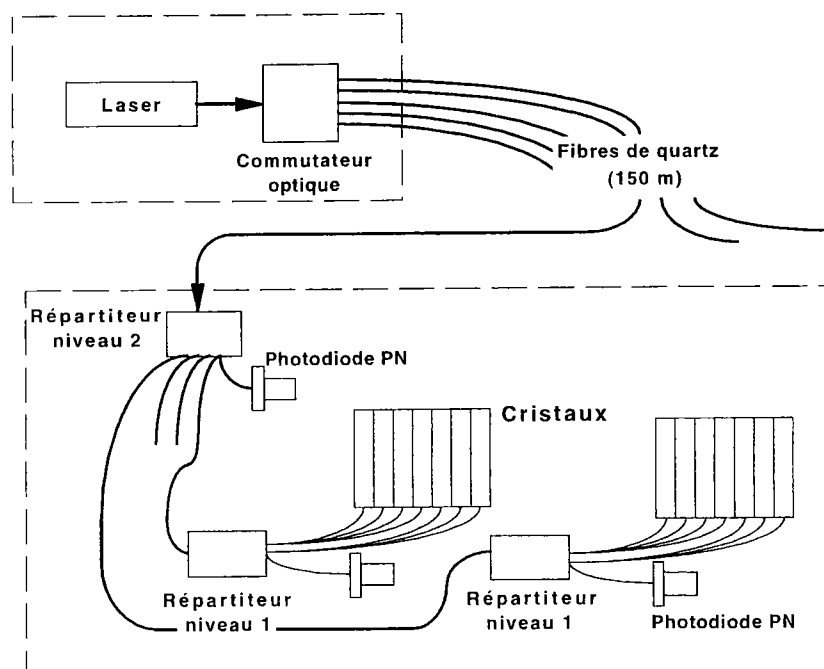


Figure II-15 : Schéma du système de répartition de la lumière. Le laser et le système de distribution de niveau 3 sont situés hors du détecteur CMS [48].

II.2.2.2.1 Fibres optiques

Les fibres optiques des 3^e et 2^e niveaux sont des fibres de quartz de 365 μm de diamètre, de 150 m de long. Le choix d'une ouverture numérique de 0.37 a été optimisé pour la source de lumière utilisée. Les fibres optiques du 1^{er} niveau sont également des fibres de quartz, mais d'un diamètre de 200 μm . Toutes les fibres optiques utilisées sont multimodes de façon à transporter le plus de signal possible et sont disponibles dans le commerce¹⁸. Leur étude en terme de résistance aux radiations est en cours au laboratoire. Les fibres assemblées en torons sont testées en terme de transmission relative (vis-à-vis des radiations et de l'homogénéité de production des torons) au laboratoire.

II.2.2.2.2 Sphères diffusantes

Le laser oscillant sur deux modes, ils se propagent dans chaque fibre avec deux constantes de propagation différentes et donc un déphasage est induit entre ces deux modes. La grandeur lumineuse en sortie de fibre est aléatoire (il n'y a aucune raison pour que les deux modes se reconstruisent de la même façon) et fonction de la position, on observe un phénomène de speckle : on parle de bruit modal [49]. Le speckle est un phénomène purement spatial pour lequel on définit la notion de grains. La taille de grain de speckle représente la longueur caractéristique au-delà de laquelle la corrélation entre deux valeurs du champ en deux points différents mais voisins est faible. Le speckle peut être d'autant plus réduit que la lumière passe par un diffuseur aux grains d'autant plus grands. Si le diffuseur est fort, il se peut qu'on arrive à une limite pour laquelle on ne voit plus d'image directe. C'est la raison pour laquelle on utilise des sphères diffusantes¹⁹ (Figure II-16), qui permettent dans une certaine mesure de s'affranchir du speckle mais également de réaliser mécaniquement des couplages d'une fibre vers plusieurs. La résistance aux radiations de ces sphères est en cours d'étude au laboratoire.

¹⁸ Les fibres testées actuellement proviennent de chez Spectran ou 3M.

¹⁹ L'absphère, en spectralon.

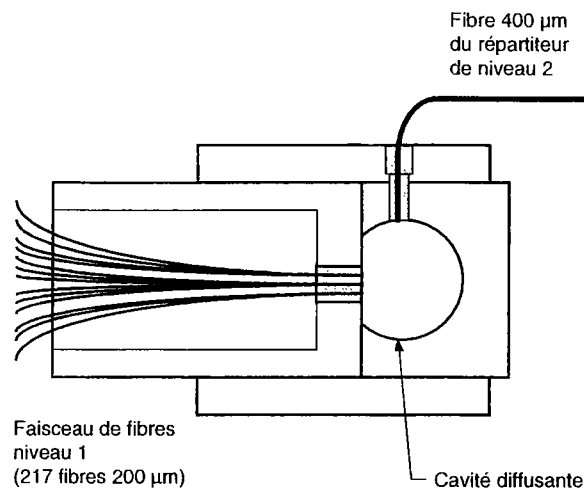


Figure II-16 : Disposition des fibres de niveau 1 et 2 sur une sphère diffusante [48].

II.2.2.3 Le système de mesure de référence

Le système de mesure de référence comporte des photodétecteurs étalons de gain unité : des diodes PN²⁰, qui assurent le suivi du monitoring i.e. qui contrôlent en permanence l'évolution des sources de lumière, des liaisons optiques, des APD. L'étalonnage du système d'injection est assuré à chaque niveau du système de répartition de la lumière, à l'aide d'une dérivation optique, en dirigeant une fraction connue de la lumière injectée sur une diode PN. La lecture des diodes PN requiert un amplificateur de charge résistant aux radiations, de faible bruit.

Les photodétecteurs ont été testés en terme de tenue aux radiations. Des irradiations aux neutrons à une fluence de $2,4 \cdot 10^{13}$ n.cm² ne modifient pas l'efficacité quantique du photodétecteur ; le champ magnétique de 4 T n'intervient pas [50]. Nous disposons pour le tonneau de photodétecteurs stables sur toute la durée de l'expérience. L'électronique associée (préamplificateur de charge et mise en forme) existe en technologie DMILL [51].

II.2.2.4 Le système d'acquisition des données

Le système d'acquisition des données de CMS gère la base de données de l'expérience et constitue un interfaçage avec la calibration. Le laser du système de suivi optique déclenche la lecture du signal d'une APD et du signal d'une diode PN, durant les 3 µs d'interruption du faisceau. Le signal de déclenchement se produit typiquement 4 µs après le pulse laser. De

²⁰ Hamamatsu 122733BQ, sur boîtier céramique.

plus, il faut tenir compte d'un « jitter »²¹ du laser de l'ordre de 10 ns. Pour obtenir un « jitter » effectif inférieur à 1 ns, on utilise une diode PN rapide dédiée au laser, qui détecte l'émission de lumière et démarre une séquence d'horloge [51]. Cette séquence d'horloge remplace l'horloge du LHC (basée sur chaque croisement de faisceau), sur laquelle se synchronise l'horloge de l'ADC (Figure II-17).

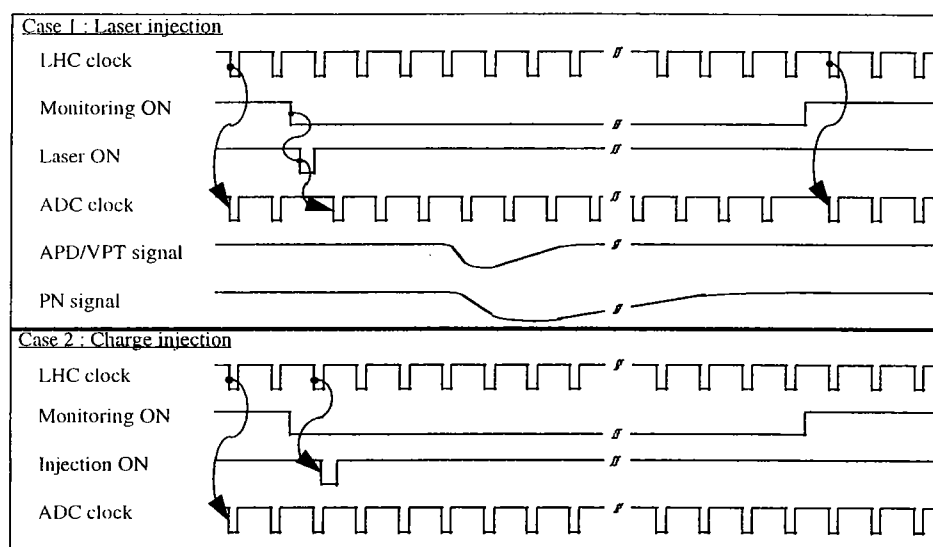


Figure II-17 : Chronogramme du système de suivi optique dans 2 cas : 1) Injection de lumière laser avec déclenchement de l'ADC synchronisé par un signal pour réduire le « jitter » et 2) Injection de charge pour calibration de l'électronique [51].

De 10 à 12 points d'échantillonnage en temps sont requis pour la mesure du signal complet d'une APD ou d'une VPT, tandis que 50 points d'échantillonnage environ sont nécessaires pour le signal de la diode PN en raison de sa réponse plus lente (1 μ s de temps de mise en forme). Un suivi optique continu utilisant 10% des interruptions de 3 μ s disponibles mène à un taux de déclenchement du système de suivi optique de 1.14 kHz. La taille type d'un événement de monitoring pour l'injection de lumière sur 850 cristaux est de 12.75 kbytes pour la lecture des APD (10 points d'échantillonnage) et de 1.4 kbytes pour celle des diodes PN. Le déclenchement du système de suivi optique à 1.14 kHz donne un volume de lecture des APD de 29 Mbytes.s⁻¹.

²¹ Le « jitter » représente l'incertitude sur le temps auquel l'émission lumineuse a lieu après déclenchement du laser.

II.3 Formulation du problème : suivi de la calibration du calorimètre par le système de suivi optique

A la sortie de chaque cristal du calorimètre électromagnétique, on détecte : le signal de scintillation induit par les particules à détecter et le signal d'injection issu du système de suivi optique.

La lumière de scintillation, émise isotropiquement dans le cristal par les centres de luminescence, se propage dans tout le volume du cristal avant d'atteindre le photodétecteur. L'émission est non monochromatique et incohérente, spatialement comme temporellement.

La lumière d'injection issue d'une fibre optique est émise dans une direction privilégiée liée à l'ouverture numérique de la fibre. Dans les cristaux du tonneau, la propagation de la lumière vers le photodétecteur est quasi directe puisque la configuration de couplage des fibres optiques aux cristaux est celle d'une injection par l'avant. Dans les cristaux des bouchons, l'injection se faisant par l'arrière, la propagation de la lumière vers le photodétecteur est moins directe et se rapproche de la propagation de la lumière de scintillation dans le cristal. Ce dernier type d'injection n'est pas étudié ici, le système de suivi optique des bouchons n'étant pas de notre ressort. L'émission est monochromatique du fait de l'emploi d'une source de lumière laser et la cohérence spatiale est atténuée par les sphères diffusantes.

Lumière d'injection et lumière de scintillation, de nature fondamentalement différente, ne se propagent pas de la même façon dans le cristal et on peut donc s'attendre à ce que les deux signaux détectés ne varient pas proportionnellement au cours du temps, bien qu'ils soient fortement corrélés (Figures II-12 et II-18).

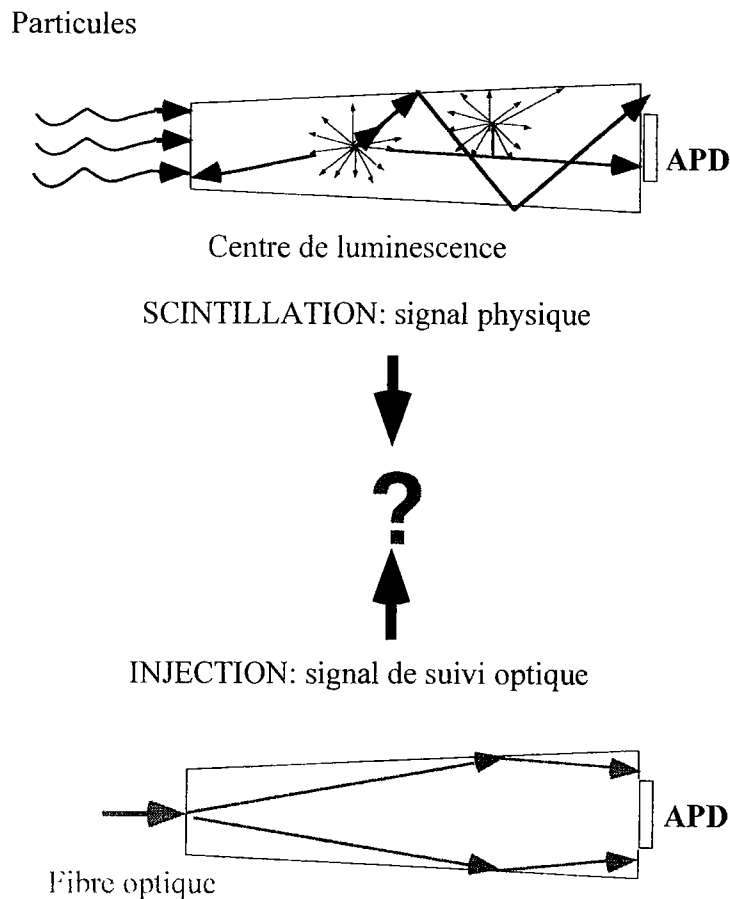


Figure II-18 : Comportement schématisé des signaux d'injection et de scintillation en terme de propagation de photons.

Si les signaux d'injection et de scintillation ne sont pas également sensibles aux dommages induits par une irradiation du cristal, il faut comprendre et quantifier la corrélation existant entre les deux types de signaux. Une correction des constantes de calibration du calorimètre pourra alors être menée connaissant la variation du signal d'injection. Il s'avère donc essentiel de déterminer la relation entre les pertes de transmission induites par une irradiation du cristal pour les lumières de scintillation et d'injection (avec une précision donnée par l'équation II-1). D'autre part, un revêtement adéquat des cristaux évite le passage des signaux lumineux d'un cristal à un autre (diaphotie), uniformise leur réponse et contribue à optimiser leur rendement lumineux. Ce dernier est critique du fait de la faible quantité de lumière émise et de la dépendance de la résolution en énergie avec la photostatistique [10]. Ce paramètre doit donc être pris en compte dans les phénomènes de propagation des lumières de scintillation et d'injection afin de faire un choix favorable à l'efficacité du système de suivi optique.

Ce travail a pour but d'établir le lien entre les variations dans le temps des deux types de signaux lumineux détectés en sortie de cristal. Le signal de scintillation étudié est induit par des particules, le signal d'injection provient du système de suivi optique. Cette étude a impliqué des travaux sur le comportement des cristaux et leurs revêtements dans le temps. Les cristaux sont caractérisés optiquement en tant que milieu de propagation de la lumière ; ce sont surtout les aspects émission de lumière, résistance aux radiations et modélisation de la collection de lumière qui seront abordés ici. La modélisation numérique des expériences ainsi qu'un modèle semi-analytique représentatif des résultats de simulations a permis de déterminer la prépondérance de paramètres physiques sur la détection des signaux et également de vérifier l'efficacité et les performances du système de suivi optique. L'étude de la réponse des APD en fonction du temps n'est pas abordée ici et a fait l'objet d'études séparées.

II.4 Définition et mise en évidence des paramètres physiques pertinents

II.4.1 Définition des grandeurs du problème

On note λ (nm) la longueur d'onde de la lumière de scintillation : Cf. spectre d'émission en chapitre I, λ_i (nm) la longueur d'onde de la source de lumière de monitoring, t (h) le temps, T (°C), la température, V (Volt) la tension d'alimentation de l'APD et z (mm) la coordonnée suivant l'axe longitudinal du cristal avec comme origine la face avant du cristal (Figure I-16).

Définissons maintenant les variables optiques spécifiques au problème :

1) Longueur d'atténuation

En parcourant une distance d dans un cristal, un photon a une certaine probabilité $P(d)$ d'être transmis par le matériau. On décrit cette probabilité par :

$$P(d) = \exp\left(-\frac{d}{\Lambda}\right) \quad \text{Equation II-2}$$

où Λ est la longueur d'atténuation du cristal exprimée dans la même unité que d .

2) Coefficient d'atténuation

On a entre longueur d'atténuation Λ (m) et coefficient d'atténuation α (m^{-1}) la relation suivante :

$$\Lambda = \frac{1}{\alpha} \quad \text{Equation II-3}$$

L'évolution du coefficient d'atténuation d'un cristal induite par une irradiation peut s'écrire :

$$\alpha(t, \lambda) = \alpha_0(\lambda) + \alpha_D(t, \lambda) \quad \text{Equation II-4}$$

où $\alpha_0(\lambda)$ représente le coefficient d'atténuation du cristal dans son état initial, grandeur intrinsèque au cristal qu'on appelle coefficient d'atténuation absolue et $\alpha_D(t, \lambda)$ représente le coefficient d'atténuation du cristal induit par la dose de l'irradiation, c'est le coefficient d'atténuation induite. Il peut être une fonction croissante ou décroissante du temps, suivant que le cristal subit une dégradation ou au contraire qu'il récupère. A priori, ce n'est pas une fonction linéaire du temps.

Les grandeurs α_0 et α_D sont complètement décorréelées mathématiquement, mais pas physiquement (pour les cristaux de $PbWO_4$ étudiés, plus α_0 est petit, plus α_D reste petit).

On parlera de même de longueurs d'atténuation absolue et induite Λ_0 et Λ_D .

II.4.1.1 Signal d'injection

Le signal d'injection, signal délivré par la photodiode à avalanche lors d'une injection de lumière par la fibre s'écrit :

$$S_{inj}(t, \lambda_i) = f(t, \lambda_i) \cdot \mathcal{L}(t, \lambda_i) \cdot T_i(t, \lambda_i) \cdot M(V, T, t, \lambda_i) \quad \text{Equation II-5}$$

où :

\mathcal{L} représente la quantité de lumière mesurée sur la diode PN de référence, elle s'exprime en nombre de photons.

T_i est la transmission du cristal pour la lumière d'injection. La distribution angulaire de la lumière est prise en compte dans ce terme.

M désigne le rapport entre le nombre d'électrons délivrés par l'APD et le nombre de photons incidents, c'est le produit de l'efficacité quantique ϵ_q de l'APD par son gain M :

$$M(V, T, t, \lambda) = \epsilon_q(t, \lambda) \cdot M(V, T, t, \lambda) \quad \text{Equation II-6}$$

Pour obtenir la quantité de lumière injectée sur le cristal, il faut considérer le produit $f\mathcal{L}$. En effet, si I est l'intensité de la source de lumière du monitoring, $\mathcal{L}_{\text{cristal}}$ la quantité de lumière parvenant sur le cristal, f_{cristal} et f_{PN} les transmissions des fibres parvenant respectivement sur le cristal et la diode PN, on a :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{cristal}} &= f_{\text{cristal}} \cdot I \\ \mathcal{L} &= f_{\text{PN}} \cdot I \end{aligned}$$

f décrit la transmission relative des fibres parvenant au cristal et à la diode PN, c'est une grandeur sans dimensions connue à quelques % près. On définit ainsi f suivant :

$$\mathcal{L}_{\text{cristal}} = f \cdot \mathcal{L} \quad \text{Equation II-7}$$

II.4.1.2 Signal de scintillation

Le signal de scintillation est associé à un dépôt d'énergie dans le cristal, il s'exprime suivant la relation :

$$S_{\text{scint}}(t) = E_0 \iint \mathcal{E}(E_0, z) \cdot T_s(t, \lambda, z) \cdot \mathcal{S}(T, t, \lambda, z) \cdot \bar{M}(V, T, t, \lambda) \cdot dz \cdot d\lambda \quad \text{Equation II-8}$$

où :

E_0 est l'énergie totale déposée par une particule dans le cristal.

\mathcal{E} représente la distribution spatiale de E_0 suivant l'axe longitudinal du cristal, normalisée à 1. Elle dépend du type de particule, de son point d'impact et de sa trajectoire dans le cristal.

T_s désigne la fraction de la lumière produite par la scintillation du cristal et collectée par le photodétecteur. Elle est reliée à la transmission du cristal ; on l'appelle par abus de langage « transmission » du cristal pour la lumière de scintillation, par analogie avec T_i . La distribution angulaire de la lumière est prise en compte dans ce terme ainsi que la dépendance en x et en y.

\mathcal{S} décrit le spectre d'émission de la lumière de scintillation.

II.4.2 Hypothèses et contraintes sur les grandeurs du problème

Contraintes

C1 : Toutes les fibres optiques ont même longueur et ont le même comportement dans le temps, elles sont de plus suffisamment résistantes aux radiations (du fait de leur longueur principalement). f ne dépend donc pas de t . Comme de plus f représente un rapport de transmission, on peut assurer que f ne dépend pas de λ_i . L'intensité I de la source de lumière du monitoring varie très faiblement avec le temps et ses variations sont parfaitement contrôlées. D'où : $f \mathcal{L} \sim \text{Constante}$.

C2 : La température du calorimètre est stabilisée et bien contrôlée, à 0.1°C près [43]. Nous pouvons corriger les résultats en conséquence et nous posons : $T = T_0$.

C3 : La tension des APD est stabilisée et bien contrôlée, à 0.1 V près [43]. Nous posons : $V = V_0$.

Le comportement des APD varie très lentement avec le temps (leur courant d'obscurité augmente jusqu'à quelques microampères après plusieurs années de fonctionnement de l'expérience [43]) et que sa variation avec la longueur d'onde est connue, si bien qu'on peut s'en affranchir : $M(V_0, T_0, \lambda) \sim \text{Constante à court terme}$.

Hypothèses

H1 : Au LHC, la dépendance en temps des signaux est principalement due à l'environnement radiatif étant donné qu'il s'agit de la principale cause de vieillissement des constituants du détecteur.

H2 : Au niveau du calorimètre électromagnétique, les effets de l'irradiation peuvent être regroupés dans les variations de la longueur d'atténuation $\Lambda(t, \lambda, z)$ du cristal ou dans celles de son coefficient d'atténuation $\alpha(t, \lambda, z)$. On écrira les fonctions de transmission T_i et T_s comme dépendant de la longueur d'atténuation du cristal $\Lambda(t, \lambda, z)$ et des caractéristiques des revêtements.

H3 : \mathcal{S} est supposé indépendant du temps [37],[38] et sa dépendance avec la longueur d'onde connue : $\mathcal{S}(T_0, \lambda, z)$.

H4 : En raison de H3 et du fait qu'à l'état initial, les cristaux sont raisonnablement homogènes dans leurs propriétés optiques et de scintillation, \mathcal{S} n'est pas fonction de z : $\mathcal{S}(T_0, \lambda)$.

H5 : Λ est une fonction de z en raison de l'inhomogénéité des cristaux, à l'échelle macroscopique du dépôt de gerbe électromagnétique. De plus, même si on suppose que les cristaux sont homogènes dans leur état initial, des inhomogénéités sont introduites par les irradiations au cours du temps. Le dommage dans le cristal n'est pas plus important dans la région du maximum de gerbe aux doses de fonctionnement du calorimètre, c'est une fonction complexe dépendant du type de particules, de leur énergie et de l'historique de l'irradiation.

On considère que les grandeurs intéressantes dans l'étude du système de suivi optique des cristaux sont celles dont les variations avec le temps sont rapides et brutales. En effet, on a vu qu'il avait pour but de compenser les variations à court terme du signal de scintillation lié à la physique observée. Les grandeurs présentant des variations lentes avec le temps sont celles dont on peut s'affranchir par la calibration et auxquelles on ne s'intéressera pas ici.

D'après les hypothèses ci-dessus, les seules grandeurs répondant à ces caractéristiques d'évolution temporelle rapide sont la transmission du cristal pour la lumière d'injection T_i et la « transmission » du cristal pour la lumière de scintillation T_s . Les hypothèses H1 et H2 précisent l'écriture de ces grandeurs en fonction de la longueur ou du coefficient d'atténuation du cristal. La notion d'irradiation d'un cristal est introduite par l'emploi de ces termes d'atténuation optique du cristal.

II.4.3 Influence des revêtements et de l'état de surface

La collection de lumière dépend du conditionnement des cristaux. Le meilleur conditionnement est celui qui amène la plus grande fraction de lumière émise à l'APD, de façon la moins dépendante possible du lieu de scintillation dans le cristal : il doit assurer suffisamment de photostatistique, un rapport signal sur bruit élevé dans les APD et une uniformité de collection raisonnable. Ainsi, la résolution en énergie verra respectivement ses termes dits stochastique, de bruit électronique et constant diminuer. Le conditionnement des cristaux est donc à considérer sous deux aspects : un aspect d'optimisation et un aspect d'uniformisation de la collection de lumière. Le conditionnement doit de plus concilier les exigences de la physique (il doit être constitué d'un minimum de matière qui dégrade la résolution, s'agissant d'un matériau inactif au sens de la calorimétrie) et de la faisabilité mécanique. Ces différents aspects sont étudiés à travers les revêtements et l'état de surface des cristaux.

- L'indice de réfraction du cristal est un facteur important à prendre en compte quand on cherche à évaluer la quantité de lumière transmise par celui-ci vers le photodétecteur. La lumière de scintillation est créée dans un milieu dont l'indice de réfraction moyen n_1 est bien supérieur à l'indice de réfraction n_2 du milieu extérieur, qu'il s'agisse d'air ou d'un revêtement optique²². C'est également valable pour la lumière d'injection une fois qu'elle est entrée dans le cristal. Soient Θ_1 et Θ_2 les angles des rayons lumineux dans les milieux d'indices respectifs n_1 et n_2 avec la normale à la surface de séparation. D'après la loi de Snell-Descartes, le phénomène de réflexion totale survient dès que l'angle d'incidence Θ_1 est supérieur à l'angle limite Θ_{1c} défini par :

$$\sin(\Theta_{1c}) = \frac{n_2}{n_1} \quad \text{Equation II-9}$$

puisque dans ces conditions, l'angle de réfraction Θ_2 correspondant est un angle imaginaire. Etant données les valeurs de n_1 et n_2 , Θ_{1c} a une valeur particulièrement faible (26.7°, avec l'indice moyen du cristal à 530 nm), donc on se trouve dans une situation particulièrement favorable à la réflexion totale de la lumière à l'interface cristal-air et même cristal-détecteur.

²² L'indice optique maximal pour un revêtement dit usuel ne dépasse pas une valeur de 1.9 aux longueurs d'onde considérées.

Le piégeage de la lumière de scintillation à l'intérieur du cristal se trouve favorisé, ce qui va dans le sens d'une isolation optique des signaux lumineux d'un cristal ; en particulier, les rayons détectables sont toujours en réflexion totale sur les parois latérales. Il va falloir intégrer les cristaux dans le calorimètre et les maintenir mécaniquement tout en s'aidant de cette propriété. La méthode retenue consiste à placer chaque cristal dans une alvéole faite d'un mélange de fibres de verre et d'époxy, auquel on ajoute au moment de la polymérisation une feuille d'aluminium pour améliorer la rigidité des parois et permettre une bonne isolation électrique de l'APD, une lame d'air étant assurée autour du cristal [52].

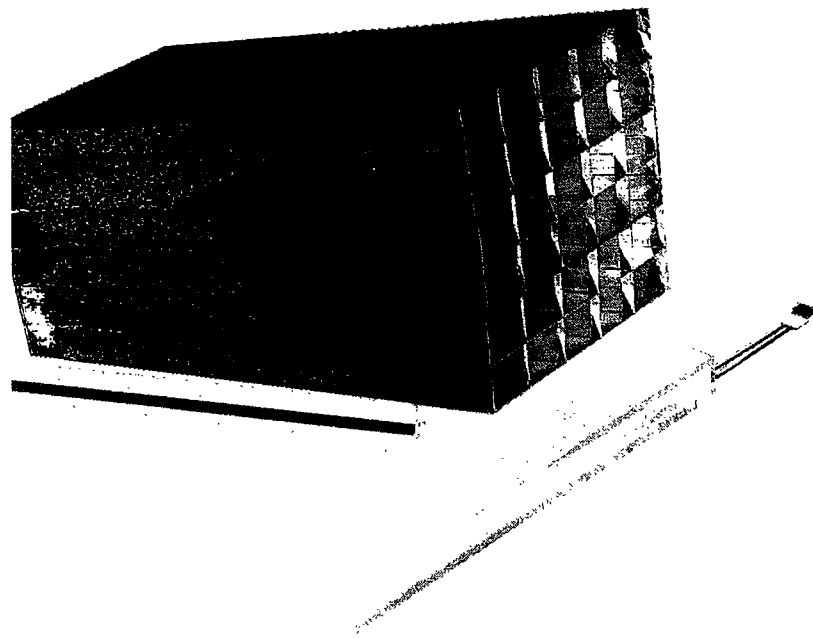


Photo II-2 : Alvéoles.

- Mais une partie de la lumière est réfléchi sur la face de couplage au détecteur et ne sort pas du cristal. Avec ces cristaux à symétrie géométrique, il s'ensuit qu'une partie des photons reste piégée définitivement dans le matériau en raison des multiples réflexions totales internes (ou plutôt est absorbée, plus ou moins rapidement, suivant la transparence du cristal). Un couplage optique optimisé du cristal au photodétecteur peut alors faciliter la sortie des photons et il peut être intéressant de recouvrir la face de sortie du cristal d'un traitement optique allant en ce sens [53], [54].

De plus, les rayons parvenant à la face de sortie ne sont pas forcément détectés par l'APD puisqu'elle n'occupe qu'une fraction de la face de sortie. Les rayons qui ne tombent pas sur le

photodétecteur sont réfléchis totalement par la face de sortie s'ils sont très inclinés sinon, ils sortent du cristal, sont réfléchis ou diffusés par le revêtement et entrent de nouveau dans le cristal. D'où une nouvelle fois l'importance du revêtement.

- Les multiples réflexions internes sont mises à profit dans les cristaux de longueur d'atténuation raisonnable pour CMS (typiquement 1 m au pic d'émission) lorsqu'il s'agit d'acheminer la lumière créée à une extrémité du cristal vers une autre extrémité, à la manière d'un guide de lumière. On aura alors intérêt à recouvrir la face d'entrée du cristal d'un réflecteur. Dans ce cas, il existe toujours une probabilité de transmission de la lumière à travers les faces du cristal autres que la face de sortie, probabilité d'autant plus grande que l'angle d'incidence sur ces faces est plus faible. On peut espérer récupérer partiellement cette lumière d'une part, en recouvrant les alvéoles d'un matériau réfléchissant ou diffusant, d'autre part en disposant sur le cristal lui-même un réflecteur ou un diffuseur. Ces traitements doivent être choisis de façon à présenter une absorption minimale pour les longueurs d'onde des lumières de scintillation et d'injection, ce qui n'est pas le cas d'une métallisation. Des essais de revêtement du cristal par du Tyvek®²³ constitué de fibres de polyéthylène, de la peinture minérale blanche NE620²⁴ ou encore du Millipore²⁵ (ester de cellulose) ont été réalisés au sein de la collaboration CMS [55], [56]. Nous avons envisagé d'autres types de revêtements plus originaux, basés sur une technique de dépôt sol-gel [57], [58]. Ces revêtements présentent l'intérêt d'être compatibles avec les contraintes imposées par la mécanique du calorimètre et l'optique des cristaux, tout en protégeant le cristal, relativement fragile [59].

- La forme pyramidale des cristaux est la cause de non uniformité de collection intrinsèque : un rayon émis avec un angle Θ par rapport à l'axe z du cristal est renvoyé après réflexion sur une face latérale avec un angle plus faible que l'angle d'émission initial Θ si ce rayon se propage de la face d'entrée vers la face de sortie du cristal, à chaque réflexion cet angle diminue. Au contraire, cet angle augmente à chaque réflexion si le rayon se propage de la face de sortie à la face d'entrée. Le rayon détecté a suivi une propagation qui est soit directe i.e. dans le sens face d'entrée vers face de sortie, soit indirecte i.e. dans le sens face de sortie vers face d'entrée puis

²³ Registered by Dupont de Nemours Engineering Products SA, Luxembourg.

²⁴ Nuclear Enterprise, Ecosse.

²⁵ Millipore SA, France.

dans le sens opposé. Dans tous les cas, le rayon détecté parvient à la face de sortie avec un angle inférieur ou égal à l'angle d'émission initial Θ , à la mesure des réflexions qu'il a subi sur les parois latérales (Figure II-19).

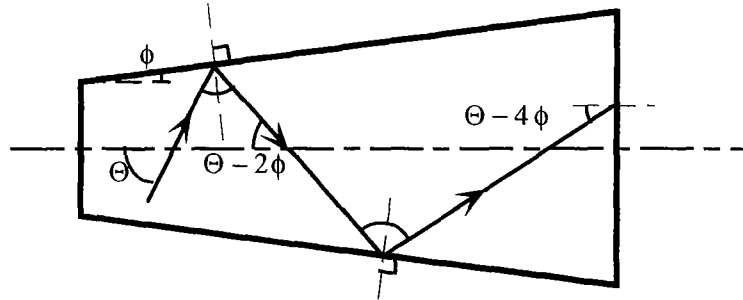


Figure II-19 : Trajectoire des rayons lumineux dans un cristal pyramidal.

Pour être plus quantitatif, considérons que les parois du cristal jouent le rôle d'un réflecteur parfait. On peut modéliser la propagation d'un rayon lumineux dans le cristal en effectuant des symétries miroir sur ses parois. Tout se passe alors comme si le rayon suivait une trajectoire rectiligne. Par ailleurs, comme l'angle des cristaux est faible ($\phi = 0.007$ rad), le développement des symétries conduit à construire deux sphères concentriques de centre O (centre du calorimètre) et de rayons respectifs R et $R + \ell_x$. On peut se ramener par symétrie à une représentation bidimensionnelle du problème (Figure II-20). Déterminer la trajectoire du rayon revient donc à trouver le point d'intersection avec la sphère de sortie.

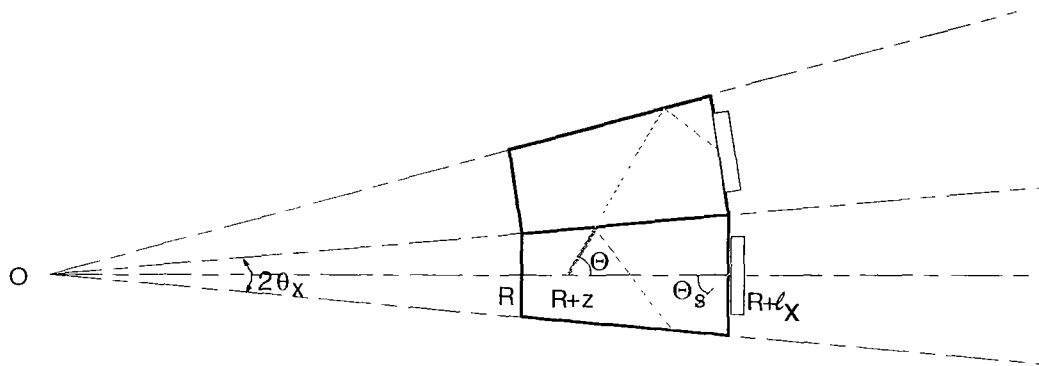


Figure II-20 : Trajectoire des rayons lumineux dans les cristaux [60].

L'angle en sortie noté Θ_s , vérifie :

$$\sin \Theta_s = \sin \Theta \cdot \left(\frac{R + z}{R + \ell_x} \right) \quad \text{Equation II-10}$$

Cette relation montre qu'on a toujours $\Theta_s < \Theta$.

La destruction partielle ou totale de la symétrie par ponçage ou sablage de certaines des faces du cristal autres que celle de sortie, permet de diminuer l'effet de non uniformité de collection intrinsèque en diminuant le nombre de réflexions totales internes, mais aux dépens de l'efficacité de collection (inférieure à 10%). Les revêtements peuvent jouer un rôle pour améliorer l'uniformité de collection de la lumière sur la face de sortie.

Les grandeurs T_i et T_s vont dépendre différemment des propriétés du revêtement en raison de la distance parcourue par la lumière ainsi que du nombre de réflexions subies, différents dans les deux cas. Cependant, on peut supposer que le revêtement est résistant aux radiations. Avec des modèles de propagation de la lumière dans les cristaux, la dépendance de T_i et de T_s avec le revêtement peut être établie et comparée aux études expérimentales des signaux d'injection et de scintillation en fonction du revêtement du cristal menées en parallèle. Les résultats seront présentés au chapitre IV.

II.4.4 Stratégie d'étude pour une paramétrisation expérimentale du problème

Il est nécessaire que la lumière de scintillation se propageant dans le cristal soit collectée et dirigée avec un minimum d'atténuation vers le photodétecteur, la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique dépendant du nombre de photons détectés. De plus, la linéarité en énergie dépend de l'uniformité de la collection de lumière le long du cristal.

La géométrie du cristal, son état de surface et son revêtement, son mode de couplage à la fenêtre du photodétecteur et sa longueur d'atténuation Λ sont autant de paramètres physiques qui influent sur la collection et la transmission de la lumière de scintillation vers le photodétecteur. Le comportement de la lumière d'injection est à étudier vis-à-vis de ces mêmes paramètres ainsi que des paramètres liés à la fibre optique tels que le mode de couplage de la fibre au cristal, l'ouverture numérique de la fibre. D'autre part, la relation existant entre T_i et T_s n'est pas simple et il est nécessaire de paramétriser l'évolution de Λ avec le temps en s'appuyant sur des modèles de propagation de la lumière dans les cristaux.

Les outils utilisés sont décrits au chapitre III, les différents résultats sont donnés au chapitre IV.

II.4.4.1 Cycle de mesures des cristaux

J'ai mis en place un cycle de mesures sur trois bancs de tests, dont un spectrophotomètre, un banc dit cosmique et banc dit d'injection, afin de suivre le comportement de cristaux dans le temps. Les cristaux sont mesurés à l'état initial sur les bancs de tests suivant un premier cycle de mesures. Ils sont ensuite irradiés aux gammas ou aux neutrons à des débits de dose ou fluences bien déterminés. Chaque cristal voit alors ses propriétés optiques évoluer avec le temps. Il est soumis à plusieurs cycles de mesures consécutifs permettant une étude de la dégradation et de la récupération du cristal en fonction du temps.

Je mène grâce à ce cycle de mesures l'étude séparée des signaux d'injection et de scintillation à un instant donné et donc à une longueur d'atténuation Λ donnée. Les résultats seront donnés en IV.3.2.

II.4.4.1.1 Les grandeurs accessibles sur les bancs de test

Le spectrophotomètre donne la transmission longitudinale T_{mes} du cristal en fonction de la longueur d'onde. On en déduit la longueur d'atténuation Λ et le coefficient d'atténuation α du cristal (Cf. Annexe C).

Sur le banc cosmique, j'ai accès à la quantité de lumière de scintillation collectée en sortie de cristal par le photodétecteur S_{scint} ainsi qu'à l'uniformité longitudinale de cette lumière de scintillation collectée.

— La quantité de lumière collectée par le photodétecteur est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule incidente. Elle s'exprime en photo-électrons.MeV⁻¹. Trois termes contribuent à la résolution en énergie d'un cristal :

- 1) La variation statistique du nombre de photons scintillants produits par le cristal, ou résolution intrinsèque en énergie.
- 2) La variation statistique du nombre de photo-électrons qui atteignent la 1^{ère} dynode pour un photomultiplicateur (ou la diode dans le cas d'une APD), liée à la non uniformité de l'efficacité

de collection de la lumière, l'efficacité de collection des photo-électrons et l'efficacité quantique du photodétecteur.

3) La variation statistique de la multiplication des électrons (ou des paires électron-trou) dans le photodétecteur.

Idéalement, la génération de photons scintillants suit une loi de Poisson ajustée par un facteur de Fano F , sensiblement égal à l'unité. La largeur à mi-hauteur d'une telle distribution, notée FWHM^{26} et exprimée en nombres de canaux d'ADC s'écrit :

$$\text{FWHM} = 2.355 \cdot k \cdot \sqrt{F \cdot N}$$

où k est le facteur de calibration de l'ADC (nombre de photons, nombre de canaux) et N le nombre de photons scintillants moyen [61].

Le rapport entre l'écart type de cette distribution et le nombre de photons produits est donc proportionnel à $\frac{1}{\sqrt{F \cdot N}}$, il définit la résolution intrinsèque en énergie. Cette fluctuation intervient dans le terme stochastique de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique. Afin que sa contribution soit négligeable, il faut donc que la quantité de lumière produite par le cristal soit suffisamment importante.

— L'uniformité longitudinale de la lumière collectée est la grandeur décrivant le changement relatif de quantité de lumière collectée par le photodétecteur en fonction de son point d'émission. Elle s'exprime en pourcentage. L'uniformité longitudinale de la lumière collectée est représentée sous forme d'une courbe dite « courbe en z », courbe de collection de lumière en fonction de la coordonnée z suivant l'axe du cristal du point d'émission des photons. Le terme constant de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique en dépend de façon significative : l'uniformité longitudinale de lumière collectée doit être meilleure que $0.35\%/X0$ pour ne pas apporter de contribution supérieure à 0.2% au terme constant [62], [63].

Sur le banc d'injection, je mesure la transmission du cristal convoluée par l'efficacité de collection de l'APD soit S_{inj} , pour deux longueurs d'onde d'injection. T_i , transmission du cristal pour la lumière d'injection, ne dépend pas de la quantité de lumière collectée, mais seulement de sa transparence optique à la longueur d'onde de l'injection. T_i diffère de T_{mes} , transmission

²⁶ de l'anglais Full Width at Half Maximum.

du cristal mesuré au spectrophotomètre, ces deux termes représentant des transmissions mesurées dans des conditions expérimentales différentes à tout point de vue : source de lumière, méthode d'injection, méthode de détection (Cf. III et Annexe C).

II.4.4.1.2 Conditions initiales sur les cristaux

J'ai choisi pour cette étude trois cristaux aux comportements très différents correspondant à des cas extrêmes. Le cristal A présente une bonne résistance aux radiations, il représente les cristaux tels qu'ils seront en final dans le calorimètre. Les cristaux B et C ne sont pas résistants mais ne sont pas affectés de la même façon par une irradiation : dans le cristal B le dommage induit est moyen et annihilé lentement naturellement (sur quelques semaines), dans le cristal C il est fort et annihilé rapidement (sur quelques heures). Il est clair que ce dernier cas de figure est le plus défavorable pour l'expérience comme pour le système de suivi optique ; un tel cristal doit immédiatement être écarté car son évolution peut alors être rapide jusqu'au point de passer inaperçue. Cependant, son étude permet d'observer des phénomènes extrêmes de variation alors qu'avec un bon cristal, les variations mises en jeu sont si faibles qu'on risque de ne pas les comprendre.

II.4.4.2 Autres études

II.4.4.2.1 Suivi optique sous irradiation

Les cristaux sont irradiés aux gammas en deux phases comprenant une période d'irradiation et une période de récupération, phases pendant lesquelles le suivi optique des cristaux est mené. L'irradiation permet alors d'observer les variations du signal d'injection avec le temps, pour des longueurs d'onde déterminées, dans des conditions voisines de celles du LHC. On se reportera au chapitre IV.3.4. pour les résultats.

II.4.4.2.2 Effets d'un recuit sur les cristaux

Les cristaux sont caractérisés optiquement à l'état initial et après irradiation. Ils sont ensuite soumis à un recuit qui fait récupérer le cristal rapidement. Les cristaux sont de nouveau caractérisés afin de vérifier si les dommages créés par l'irradiation ont été annihilés par le recuit et dans quelle mesure. Des résultats seront donnés en IV.3.

II.4.4.2.3 Influence du spectre d'émission sur la détection du signal de scintillation

Le spectre d'émission de chaque cristal est déterminé expérimentalement. On rappelle que le spectre d'émission de la lumière de scintillation est fonction du cristal [10]. Des mesures du signal de scintillation sont effectuées en fonction de la longueur d'onde du spectre d'émission détectable. On souhaite ainsi déterminer l'effet de l'atténuation du cristal sur la collection de lumière de scintillation et plus particulièrement sur la non uniformité de la collection de lumière, sachant que 1) la lumière collectée est celle qui est d'autant moins sensible à la longueur d'atténuation du cristal et 2) les courtes longueurs d'onde détectées sont celles qui sont émises près du photodétecteur et donc dont l'absorption par le cristal est limitée. Les résultats seront présentés en IV.3.3.1.

II.4.4.2.4 Influence du couplage cristal-photodétecteur sur la détection du signal de scintillation

La détection du signal de scintillation dépend de l'indice optique et de la taille du photodétecteur. Lorsque le cristal a une surface de sortie au plus égale à celle de la fenêtre d'entrée du photodétecteur, il peut être couplé directement sur celle-ci. Cependant, pour diminuer les pertes de lumière par réflexion totale dans le cristal, il y a lieu de supprimer toute interface d'air entre le cristal et la fenêtre du photodétecteur (Cf. II.2.2). Pour cela, on réalise un couplage optique en interposant entre le cristal et la fenêtre une substance transparente dont l'indice de réfraction est peu différent de ceux des deux milieux à coupler (graisse silicone par exemple). Dans le domaine des longueurs d'ondes visibles, les indices de réfraction de la graisse silicone, du verre de la fenêtre et du matériau semi-conducteur –de la photocathode dans le cas d'un photomultiplicateur ou de la diode dans le cas d'une APD– ont des valeurs croissantes favorisant l'acheminement de la lumière jusqu'à la photocathode ou à la diode avec un minimum de pertes par réflexion. L'effet du couplage optique est étudié en termes de collection de lumière et d'uniformisation de la lumière collectée. Les résultats seront présentés en IV.1.5.

II.4.4.2.5 Influence du couplage fibre-cristal sur la détection du signal d'injection

Des mesures du signal d'injection sont réalisées en fonction de l'angle d'incidence de la fibre sur le cristal ainsi que de son ouverture numérique. La question du couplage des fibres

optiques aux cristaux s'est posée sous deux aspects différents mais tendant vers un même but, celui de rendre la propagation de la lumière d'injection la plus proche possible de celle de la lumière de scintillation.

- Premièrement, doit-on faire le couplage sur la face avant ou sur la face arrière des cristaux ? La transmission de l'ensemble du volume du cristal est mieux testée dans le cas d'une injection par l'arrière étant donné que la propagation de la lumière de la fibre au photodétecteur est moins directe mais cette configuration implique également une perte sur le signal détecté par rapport à une injection par l'avant [64]. La configuration retenue, qui tient compte de contraintes d'ordre mécanique, est celle d'une injection par l'avant dans le cas d'une détection par APD.

- Deuxièmement, l'ouverture numérique de la fibre peut être déterminante dans les similitudes de sensibilité aux dommages par radiations des deux types de signaux. En effet, une injection de lumière par une fibre de grande ouverture numérique peut assurer, dans une certaine mesure, une sensibilité comparable des lumières d'injection et de scintillation aux dommages induits par les radiations. Cette étude sera exposée en IV.1.6.

II.4.4.2.6 Influence de la polarisation sur la longueur d'atténuation

Les centres colorés induits par irradiation sont généralement orientés dans les cristaux par rapport à l'axe optique [65]. Lorsque les spectres de transmission sont mesurés en lumière polarisée, l'intensité des bandes d'absorption associés aux centres colorés varie avec la direction de la polarisation de la lumière vis-à-vis de l'orientation des défauts. Le dommage induit est donc anisotrope. De plus, les cristaux étant intrinsèquement biréfringents, la propagation de rayons lumineux dans un cristal ne peut qu'être dépendante de leur polarisation. La longueur d'atténuation du cristal est étudiée pour différentes configurations de polarisation de la lumière d'injection. On détermine ainsi dans quelle mesure la polarisation de la lumière doit être prise en compte si on veut relier les signaux de scintillation et d'injection. On se reportera au chapitre IV.3.3.2. pour les résultats.

II.4.4.3 Validité des mesures

II.4.4.3.1 Prévisions

Un modèle (programme de simulation LUX) a été réalisé afin de reproduire et donc de prédire les résultats de mesures obtenus sur les bancs expérimentaux ainsi que de confronter les résultats à ceux d'un modèle plus sophistiqué (programme de simulation LITRANI). Ces deux modèles traitent la propagation des rayons lumineux d'un cristal vers un photodétecteur pour la scintillation et l'injection.

- LUX détermine les paramètres prépondérants dans la détection des signaux d'injection et de scintillation. Il donne également la relation entre les variations des deux types de signaux en fonction d'un paramètre donné. Il permet de reproduire qualitativement les résultats des bancs du cycle de mesure. De plus, il permet de déterminer les paramètres mis en jeu dans la modélisation semi-analytique des collections des deux types de lumière (présenté en IV.2.). Une correction ou une validation des modèles est rendue possible, suivant leur adéquation aux résultats obtenus [66].
- LITRANI met en jeu des paramètres plus fins et permet une comparaison quantitative des résultats expérimentaux.

La cohérence des différents résultats est étudiée à l'aide de ces programmes de simulation numérique : connaissant la longueur d'atténuation du cristal, on en déduit le signal d'injection et le signal de scintillation auxquels on s'attend. Il s'agit alors de les comparer aux résultats expérimentaux obtenus en parallèle.

II.4.4.3.2 Comparaison avec faisceau test

Des prototypes du calorimètre électromagnétique sont testés au CERN en faisceau de particules de haute énergie. Ces tests mobilisent la totalité de la collaboration ECAL²⁷. Ils ont pour but de définir la résolution en énergie et en position du détecteur et de suivre sa stabilité dans le temps grâce au système de suivi optique prototype. Les tests permettent l'étude des performances du PbWO_4 en terme de tenue aux radiations, de quantité de lumière produite sous l'action de particules de haute énergie. L'étude des performances du système de suivi

²⁷ Il s'agit de la collaboration propre au calorimètre électromagnétique de CMS.

optique est également menée. Ces mesures doivent également permettre de valider les modèles et les simulations optiques développés.

Lors des tests en faisceau, les cristaux sont irradiés aux particules (électrons principalement) et suivis optiquement simultanément. On a accès aux variations des signaux d'injection et de scintillation avec le temps ainsi qu'au signal de scintillation lui-même. Les résultats obtenus pendant l'étude du suivi optique sous irradiation sont comparés à ceux obtenus en faisceau test. L'utilisation du faisceau pour l'étude de la réponse des cristaux sous irradiation est d'autant plus importante qu'elle est faite dans des conditions très proches de celles de l'expérience au LHC et que l'étude de la scintillation n'est pas permise lors du suivi optique sous irradiation gamma (Cf. chapitre III). Les résultats seront présentés en IV.3.4.

II.4.4.3.3 Extrapolation au LHC

L'étude des cristaux et du système de suivi optique lors des tests en faisceau doit permettre d'estimer ce qui se passera réellement dans l'expérience au LHC. La principale interrogation porte sur l'utilisation du système de suivi optique dans l'expérience et donc sur l'utilisation des résultats des tests en faisceau. On veut savoir dans quelles limites les tests en faisceau sont représentatifs de ce qui aura lieu au LHC, ce qu'on doit faire pour relier les mesures faites dans l'expérience à celles obtenues en faisceau test, ce qu'on peut encore faire pour améliorer la résolution en énergie obtenue.

III. OUTILS MIS EN OEUVRE : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET PROGRAMMES DE SIMULATION

Nous présentons maintenant les bancs de test conçus et/ou mis en oeuvre dans ce travail de thèse. Les deux premiers bancs vont permettre dans une première étape l'étude séparée du signal de scintillation des cristaux et du signal d'injection de leur système de suivi optique dans le temps, hors irradiation. Nous présentons alors les techniques d'irradiation utilisées, un banc de test pour l'étude du signal d'injection en irradiation puis un banc pour l'étude des signaux de scintillation et d'injection dans les conditions de l'expérience CMS, en irradiation. En dernier lieu, nous présentons les outils de simulation numériques pour une compréhension des phénomènes mis en jeu et une modélisation semi-analytique des signaux. Les outils commerciaux utilisés pour la caractérisation purement optique des cristaux (transmission, spectre d'émission) sont présentés en annexe (C et D).

III.1 Etude expérimentale du signal de scintillation

III.1.1 Principe de fonctionnement du banc cosmique et protocole de mesure

On sait que sous l'action de particules incidentes, le cristal de PbWO_4 émet de la lumière de scintillation dont le spectre se situe dans le visible. On s'intéresse ici à la réponse des cristaux aux rayons cosmiques, sachant que très approximativement, 75% des particules cosmiques présentes au niveau de la mer sont pénétrantes et sont des muons d'une énergie moyenne de 2 GeV [6]. A cette fin, un banc cosmique a été conçu et monté à Saclay sous les conseils de P.

Bonamy et G. Villet. Il comporte trois voies de test et permet ainsi de tester trois cristaux simultanément. C'est une option de mesure de la scintillation relativement simple et peu coûteuse, qu'on pourrait appliquer à un grand nombre de cristaux simultanément.

III.1.1.1 Description physique des voies de test

Le principe de fonctionnement d'une voie est schématisé sur la Figure III-1. Chaque voie du banc de test est constituée du cristal à caractériser couplé à un photomultiplicateur, d'un système de déclenchement et d'acquisition des données, de sondes de température. Un système d'acquisition des données permet la lecture des données de chaque voie.

On étudie le signal de scintillation dans différentes configurations de détection, notamment le banc permet de coupler le cristal à divers types de photomultiplicateurs, avec différentes configurations de couplage optique et de varier les options de revêtement.

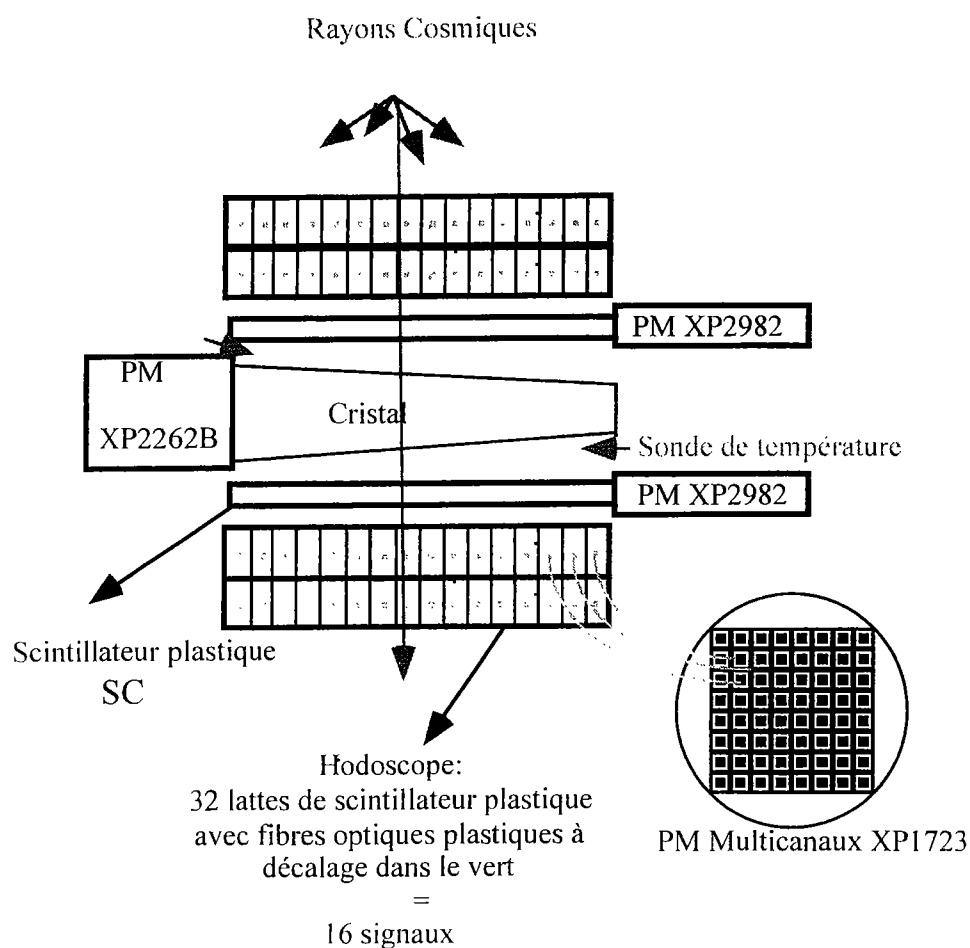


Figure III-1 : Vue schématisée en coupe du banc de test cosmique.

Le système de déclenchement et d'acquisition des données comprend :

— Deux scintillateurs plastiques²⁸ (notés SC) couplés à des photomultiplicateurs²⁹ par des guides de lumière en Plexiglas. Ces scintillateurs prennent le cristal en sandwich dans le sens de la longueur et couvrent la quasi totalité de sa surface. Ils permettent de déterminer si un rayon cosmique a traversé le cristal ou non et le cas échéant, de déclencher l'acquisition sur ce cosmique.



Figure III-2 : Schéma d'une latte [70].

— Deux hodoscopes ou détecteurs de position, un hodoscope étant constitué de deux plaques superposées de 16 lattes de scintillateurs plastiques¹ emballées dans du Tyvek®. Les scintillateurs utilisés émettent une lumière dont la distribution spectrale se situe dans la région bleue du spectre visible. Il se pose alors un problème de transmission de la lumière sur des longueurs de l'ordre du mètre, étant donné l'encombrement du banc. Pour résoudre cette difficulté, on utilise une technique de collection de lumière par des matériaux contenant des convertisseurs de longueur d'onde. Dans cette technique, la lumière produite par le scintillateur excite un produit fluorescent contenu dans un barreau extérieur utilisé comme conduit de lumière, décalant la longueur d'onde de celle-ci dans une région du spectre où la transparence est meilleure (région des plus grandes longueurs d'onde). Ici, chaque latte est rainurée et contient une fibre optique plastique³⁰ décalant les longueurs d'onde dans le vert [67].

Les fibres optiques convertissent puis guident la lumière de scintillation issue des lattes vers un photomultiplicateur multicanaux³¹. Les deux fibres issues de deux lattes superposées du même hodoscope arrivent sur un même pixel de la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur multicanaux, de façon à avoir un signal suffisamment élevé pour pouvoir être amplifié par le photomultiplicateur multicanaux. Le système complet possède donc 32 voies et dorénavant

²⁸ Bicron Scintillating Products.

²⁹ Philips XP2982.

³⁰ Kuraray.

³¹ Philips XP1723.

nous appellerons latte l'ensemble de deux lattes superposées d'une même plaque. Les hodoscopes sont placés de part et d'autre du système SC/cristal/SC, de façon à ce que les lattes soient normales au cristal, ainsi on « découpe » le cristal en tranches dont la largeur est celle d'une latte. On peut savoir, si un cosmique a traversé le cristal, où s'est produite l'interaction i.e. dans quelle tranche du cristal.

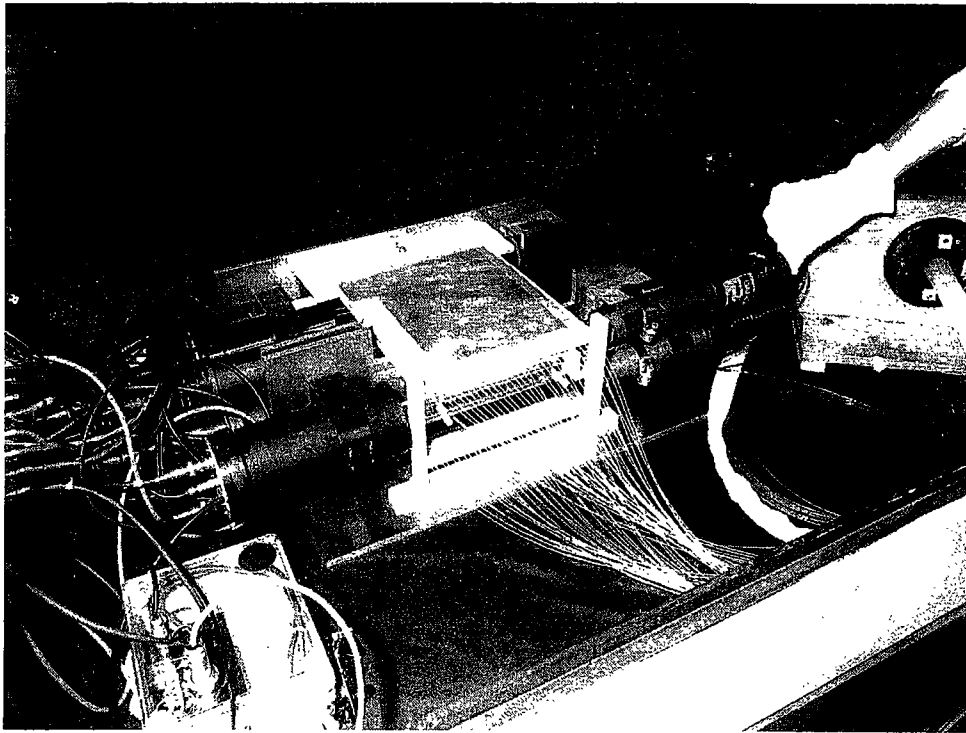


Photo III-1 : le banc cosmique.

Les sondes de température sont des Pt 100, elles mesurent les variations de la température ambiante avec une précision de 0.05°C . Les variations de l'émission lumineuse du cristal et de gain des PM avec la température sont ainsi contrôlées.

Le système d'acquisition des données par logiciel KmaxTM permet un contrôle des données et la génération de fichiers événements lisibles sous PAW³². Le taux de déclenchement est d'environ $275.\text{h}^{-1}.\text{cristal}^{-1}$, soit de $5.\text{min}^{-1}.\text{cristal}^{-1}$. A chaque déclenchement de l'acquisition, un événement est enregistré dans le fichier correspondant.

³² Physic Analysis Workstation. CERN program library long writeup Q121, Geneva, 1994. PAW permet la visualisation de distributions statistiques d'événements mesurés (ou calculés) sous forme d'histogrammes ou de courbes.

III.1.1.2 Description électronique du banc cosmique

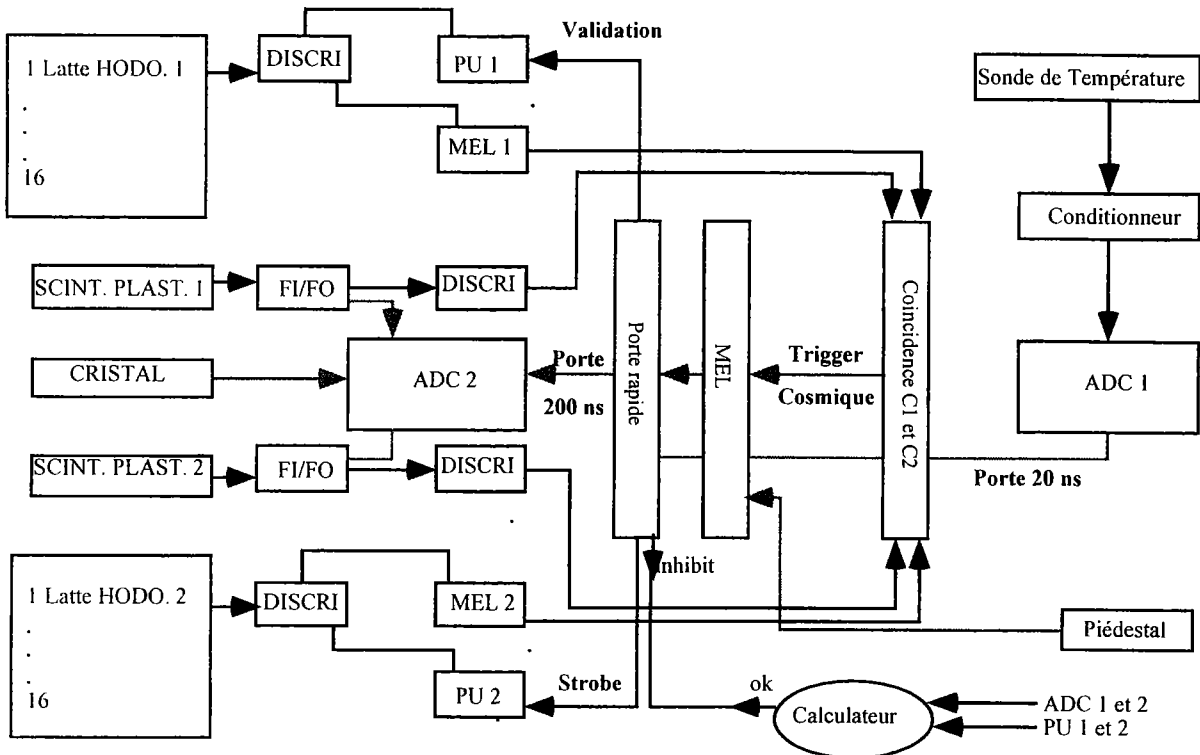


Figure III-3 : Schéma électronique du banc de test cosmique.

Le schéma électronique du banc cosmique est représenté, pour une voie, sur la figure III-3. Par souci de simplification, le schéma montre ce qui se passe quand la première latte de chaque hodoscope est touchée par le rayonnement mais d'autres configurations sont possibles : plusieurs lattes peuvent être touchées simultanément, particulièrement dans le cas de gerbes cosmiques, des lattes non superposées peuvent être mises en jeu si la particule n'arrive pas normalement aux lattes, ou encore deux lattes superposées autres que les premières peuvent être touchées. Seul le traitement informatique des données permet alors un tri des différents signaux obtenus suivant les critères de position et de direction des particules (Cf. III.1.1.5).

La logique de déclenchement électronique du banc permet d'effectuer des mesures de piédestal, de température et de signal cosmique, afin de mesurer correctement le signal de scintillation. Nous utilisons des modules électroniques analogiques et logiques aux standards NIM et CAMAC.

-
- La logique du déclenchement cosmique utilise des circuits de coïncidence : une particule cosmique traverse le cristal et y dépose son énergie qui est en partie convertie en lumière ; puis ce signal lumineux est converti en signal électrique, le signal étant proportionnel à l'énergie déposée. Si la particule a été détectée dans les deux hodoscopes ainsi que dans les deux scintillateurs SC, alors elle a traversé le cristal. On effectue une coïncidence C1 entre le signal issu de chaque hodoscope, une coïncidence C2 entre le signal issu de chaque scintillateur SC. Le signal de déclenchement cosmique résulte de la coïncidence entre C1 et C2.
 - La température, mesurée par des sondes de platine, entre dans un conditionneur. Il en sort un signal électrique proportionnel à la température.
 - Les événements de piédestal sont générés par un générateur d'impulsions aléatoires dans le temps, tous les 16 événements cosmiques.
 - Le codage des signaux est réalisé grâce à deux convertisseurs analogique numérique (ADC), codeurs de charge qui intègrent un courant pendant la durée choisie d'une porte logique, commune à leurs 12 voies de mesure. Un circuit de porte rapide génère une interruption envoyée à l'ordinateur ainsi qu'un signal générant un signal de porte de 200 ns, envoyé sur l'ADC n°2 pour permettre l'acquisition du signal du cristal. Sa valeur est choisie afin de mesurer la totalité de l'émission lumineuse du cristal et ainsi d'obtenir le maximum de signal (Figure II-5). Une porte de 20 ns est envoyée sur l'ADC n°1 pour permettre l'acquisition du signal de température. Un niveau de blocage inhibe les circuits électroniques de sélection, évitant la prise en compte d'un autre événement par l'ordinateur, qui déroule alors le programme de traitement, écrit avec P. Bonamy. Ce programme identifie l'origine de l'événement et lit les voies des deux ADC correspondantes. Les résultats sont enregistrés dans la mémoire de l'ordinateur et le niveau de blocage est finalement annulé. Les fichiers événements créés contiennent des données sur le signal du cristal, le signal de piédestal, le signal de température, le signal de la latte d'hodoscope touchée et le signal du trigger.

III.1.1.3 Protocole de mesure

Le banc cosmique se trouve dans une boîte hermétique à la lumière, cette boîte se trouvant elle-même dans une pièce climatisée à une température de 20°C admettant des variations journalières de 0.25°C. Un générateur de haute tension alimente tous les photomultiplicateurs

standards, une alimentation haute tension le photomultiplicateur multicanaux. Le photomultiplicateur hybride a son alimentation haute tension spécifique, montée au laboratoire. Les photomultiplicateurs sont constamment dans le noir et sous tension, excepté lorsqu'on doit ouvrir la boîte. Une fois que chaque cristal a été couplé à son photodétecteur dans des conditions fixées, la mesure est simple : on ferme la boîte, on met les photomultiplicateurs sous tension, on lance le programme d'acquisition des données et il n'y a plus qu'à attendre quelques jours, afin d'avoir suffisamment de statistique sur les événements (de l'ordre de 50 000) et donc de limiter l'erreur statistique à quelques %, négligeables devant l'erreur systématique (définie en III.1.3).

III.1.1.4 Calibration du système de mesure

Afin de déterminer précisément la production de lumière d'un cristal scintillant mesurée sur le banc cosmique, il faut convertir le signal obtenu en nombre de canaux d'ADC en nombre de photoélectrons, puis le ramener à l'énergie déposée dans le cristal pour obtenir le rendement du cristal en photoélectrons.MeV⁻¹. La méthode utilisée est dite « méthode du photoélectron unique ». Elle consiste en une mesure du spectre du PM couplé au cristal pour un photoélectron. Une façon simple de faire cette calibration est d'envoyer le signal issu d'une source lumineuse sur la fenêtre du PM, avec différentes intensités. Le système de calibration comprend, outre le banc cosmique, une diode électroluminescente (LED) réglable en fréquence de pulsation et en intensité et trois fibres optiques injectant la lumière issue de la source sur les fenêtres d'entrée des trois PM utilisés, sans leur cristal. Plutôt qu'un PM standard, on peut utiliser un PM hybride pour bénéficier d'une meilleure résolution en terme de photoélectron, facilitant la calibration (voir annexe A).

On détermine la position du piédestal Xped, signal du PM en l'absence de signal lumineux. Le piédestal définit l'origine d'échelle du signal sur l'ADC. Le PM est ensuite éclairé par la LED pulsée suffisamment atténuée de façon à ce que la probabilité d'émission de plus d'un photoélectron par impulsion lumineuse soit négligeable devant la probabilité d'émission d'un ou d'aucun photoélectron par la cathode. En déterminant la position du pic du un photoélectron, on réalise une calibration directe du système de mesure de la production de lumière des cristaux.

En effet, on connaît X_{pe} , nombre de canaux d'ADC par photoélectron. On associe alors à la position du pic de scintillation X_{pic} à laquelle on soustrait la position du piédestal un nombre de photoélectrons n_{pe} donné par :

Equation III-1

$$n_{pe} = \frac{X_{pic} - X_{ped}}{X_{pe}}$$

La quantité de lumière produite par MeV d'énergie déposée et collectée est définie par :

Equation III-2

$$LY = \frac{n_{pe}}{E} = \frac{1}{\Sigma}$$

où E est l'énergie déposée par un muon cosmique tombant à la verticale au milieu d'un cristal aux dimensions nominales, exprimée en MeV. On introduit la quantité Σ représentant l'énergie déposée nécessaire à l'émission d'un photoélectron. Le programme de simulation GEANT est utilisé pour calculer l'énergie moyenne déposée par des muons de 2 GeV dans un cristal de $PbWO_4$ de 2 cm d'épaisseur et caractérisé par sa densité 8.28 g.cm^{-3} , sa longueur de radiation 0.89 cm et sa longueur d'absorption 22.4 cm [68]. La distribution type d'une perte d'énergie dans un absorbeur mince (ici sur 2 cm environ) est donnée par une fonction de Landau. En effet, si toutes les particules incidentes déposaient identiquement leur énergie dans le cristal, la distribution suivrait une fonction de Dirac δ . Ce n'est pas le cas, et comme l'épaisseur du cristal n'est pas suffisante pour que le nombre d'interactions puisse suivre le théorème de la limite centrale, la loi de distribution n'est pas gaussienne et présente une asymétrie. Cette asymétrie s'explique par la probabilité qu'ont certaines particules de perdre toute leur énergie par bremsstrahlung, du fait d'une seule collision [11]. Un fit de Landau donne une énergie moyenne de 23 MeV, l'énergie la plus probable étant de 20 MeV avec $\zeta^{33} = 1.05 \text{ MeV}$ (Figure III-4).

³³ La largeur à mi-hauteur d'une fonction de Landau est donnée par: $FWHM = 4.\zeta$.

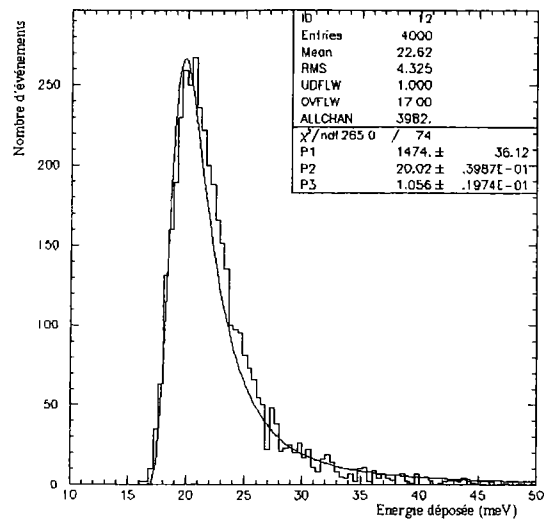


Figure III-4 : Simulation d'un dépôt d'énergie dans un cristal de PbWO_4 avec fit de Landau [68].

La calibration du système de mesure semble donc chose relativement simple à effectuer. Cependant, la quantité de lumière produite et collectée est sous estimée. En effet, la quantité X_{pe} est surestimée car avec la méthode décrite, on ne tient pas compte du phénomène de rétrodiffusion des photoélectrons lié au PM, qui a pour effet de diminuer le nombre moyen d'électrons arrachés sur les dynodes (ou de paires électron-trou générées dans un PM hybride [69]). Il faut donc la corriger. Un traitement des données est nécessaire.

Traitement mathématique pour l'obtention précise de X_{pe} , position du un photoélectron :

L'émission des photoélectrons au niveau de la photocathode du PM suit la loi statistique de Poisson, il en est de même de la multiplication des électrons au niveau de chaque dynode.

La probabilité d'avoir N photoélectrons à l'anode est donnée par :

$$P(N) = \sum_n P(n) \cdot P_n(m) \quad \text{Equation III-3}$$

$$N = n + m$$

Où $P(n)$ est la probabilité pour que n photoélectrons soient émis par la photocathode et $P_n(m)$ la probabilité pour que les n photoélectrons issus de la photocathode arrachent m électrons sur chaque dynode.

On fait les hypothèses suivantes :

1) Les multiplications pour chaque photoélectron incident sur une dynode sont indépendantes les unes des autres et donc $P_n(m)$ est une convolution de lois de Poisson pour chaque photoélectron :

$$P_n(m) = P_1(m_1) * \dots * P_1(m_n)$$

$$m = \sum_1^n m_i$$

Equation III-4

2) Dans l'approximation des grands nombres (m grand), la loi de Poisson est assimilable à une loi de Gauss.

La probabilité d'avoir N photoélectrons à l'anode est donc donnée par la convolution d'une loi de Poisson avec une gaussienne. Si on tient compte de l'effet de rétrodiffusion, il faut pondérer cette probabilité par un terme supplémentaire.

On traite le spectre de un photoélectron en plusieurs étapes afin de déterminer ce terme (Figure III-5). On fait un fit du signal de piédestal et du signal de un photoélectron par une gaussienne respectivement. On soustrait ces deux fits du signal mesuré, on voit alors qu'il existe entre les signaux de piédestal et de un photoélectron un signal non négligeable qui ne peut être attribué à aucun des deux signaux. Ce signal s'explique par les photoélectrons qui n'ont pas complètement déposé leur énergie, sur la première dynode dans le cas du PM standard, dans le silicium de la diode PN dans le cas du PM hybride, du fait de la rétrodiffusion. Leur signal est donc plus petit que le signal de 1 photoélectron. On détermine alors la proportion de photoélectrons rétrodiffusés $n_{\%pe(\text{rétrodiffusés})}$, la proportion de photoélectrons complètement absorbés $n_{\%pe}$ et la position des signaux respectifs $X_{pe(\text{rétrodiffusés})}$ et X_{pe} . La position précise du 1 photoélectron $X_{pe(\text{corrigée})}$ est donnée par :

$$X_{pe(\text{corrigée})} = \frac{n_{\%pe(\text{rétrodiffusés})} \cdot X_{pe(\text{rétrodiffusés})} + n_{\%pe} \cdot X_{pe}}{100}$$

Equation III-5

C'est cette valeur qu'il faut finalement utiliser si on veut connaître la quantité de lumière produite et collectée en sortie de cristal.

Nous obtenons : $n_{\%pe(\text{rétrodiffusés})} = 11.7\%$, $n_{\%pe} = 88.3\%$ avec un PM hybride, $n_{\%pe(\text{rétrodiffusés})} = 15.9\%$, $n_{\%pe} = 84.1\%$ avec un PM standard (en accord avec [70]).

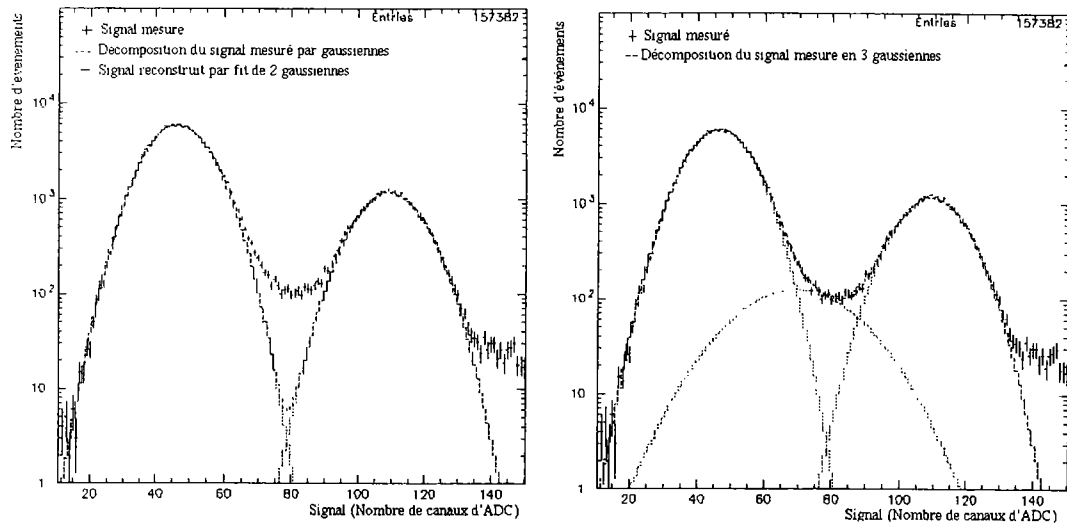


Figure III-5 : Mise en évidence du signal de rétrodiffusion sur un spectre du signal de piédestal et de 1 photoélectron obtenu avec PM hybride (gate de 400 ns et tension de 13 kV) [68].

D'après la figure III-5 et les proportions de photons données ci-dessus dans le cas du PM hybride, on constate que l'on fait une erreur de l'ordre de 10% sur le signal détecté en négligeant le phénomène de rétrodiffusion. Cette erreur est du même ordre dans le cas du PM standard.

III.1.1.5 Traitement informatique des données

Le traitement des données se fait sous PAW. Les corrections effectuées sur le signal détecté prennent en compte les paramètres jouant un rôle sur la quantité de lumière produite et collectée : les dimensions du cristal dont l'épaisseur est fonction de z , l'angle avec lequel les cosmiques arrivent sur le cristal par rapport à sa normale, la température et le signal de piédestal. Le dépôt d'énergie dans le cristal étant proportionnel à la longueur du trajet suivi par la particule dans le matériau, un angle solide étroit doit être choisi de façon à ce que les trajectoires de différentes particules puissent être différenciées. Cette contrainte est obtenue en sélectionnant les événements qui ont touché deux lattes consécutives uniquement. Finalement, le signal du cristal corrigé est une fonction de Landau (Figure III-6). On peut alors le « découper » en z de façon à l'obtenir pour une bande de z donnée. On en déduit les courbes en z du chapitre IV.

III.1.3 Précision de la mesure

On a vu (III.1.1.3) que l'erreur systématique allait dominer l'erreur statistique lors des mesures. La reproductibilité du positionnement des cristaux, les fluctuations des signaux électroniques liées à de mauvais contacts ou à des variations/coupures (pour ouvrir la boîte) des hautes tensions appliquées impliquent des incertitudes sur les mesures. Nous les estimons à 5% après des études de stabilité du banc sur un cristal de référence, réalisées avec différents revêtements du cristal, différents couplages cristal-photodétecteur (Figure III-7).

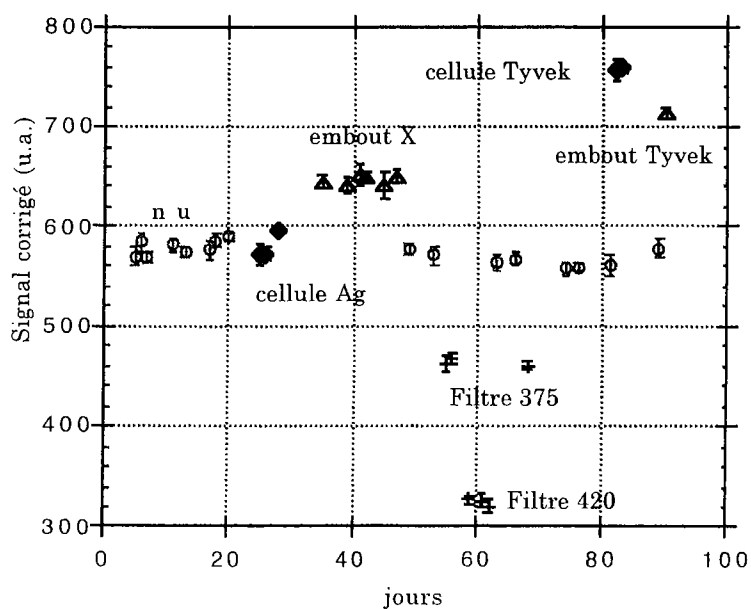


Figure III-7 : Mesures de stabilité du banc cosmique avec un cristal de référence.

III.2 Etude expérimentale du signal d'injection de lumière

III.2.1 Principe de fonctionnement du banc d'injection et protocole de mesure

III.2.1.1 Description optique du montage

Le principe du montage est celui du système de monitoring décrit en chapitre I mais simplifié à une seule voie ; il est décrit sur la figure III-8.

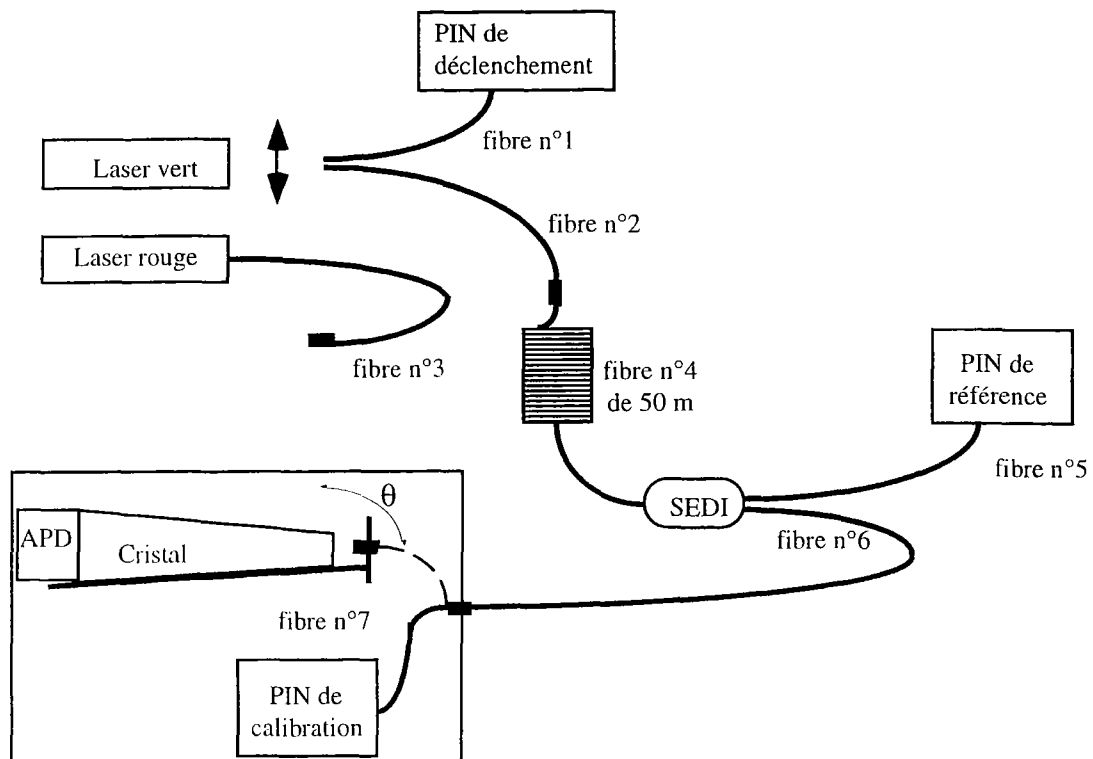


Figure III-8 : Vue schématisée du banc de test d'injection.

Nous avons travaillé alternativement à deux longueurs d'onde différentes, avec un laser vert³⁴ d'une puissance de 1 mW émettant à 532 nm à une fréquence de 4 kHz et une diode laser rouge³⁵ de 20 mW émettant à 675 nm. Ces sources de lumière ont été choisies en raison de leur émission, très voisine de celle des sources qui seront disponibles dans l'expérience, tout en restant utilisables à l'échelle du banc de test du point de vue dimensions et coût. La lumière issue du laser vert est focalisée par un objectif. 2 fibres optiques³⁶ notées n°1 et n°2, sont couplées entre elles et placées légèrement en amont du point de focalisation, afin de bénéficier d'un éclairage également réparti. La fibre n°1 éclaire la diode PIN³⁷ de déclenchement, placée dans un boîtier hermétique à la lumière. Le signal de la diode PIN déclenche l'acquisition des données mais sert aussi de déclenchement de l'alimentation de la diode laser rouge. Le signal optique issu de la diode laser rouge est ainsi pulsé à la même fréquence que celle du laser vert. Ce signal est envoyé dans une fibre n°3, équivalent de la fibre n°2 pour le laser vert. Suivant la longueur d'onde choisie, la fibre n°2 ou n°3 est connectée à une fibre n°4 de 50 m de long. La correction des fluctuations intrinsèques de la source de lumière par un système de référence s'effectue en aval de la fibre n°4. Cette correction n'est valide que si ces fluctuations sont « vues » de façon identique événement par événement, par le détecteur à calibrer et par le détecteur de référence. La fibre n°4 a donc été choisie de grande longueur de façon à moyenner au mieux :

- les modes du laser, gênants à cause du speckle, distribution spatiale aléatoire de l'intensité lumineuse intrinsèque à toute source laser [71] ;
- les effets de polarisation liés à la fibre elle-même, qui influent également sur l'intensité lumineuse en sortie de fibre [72].

La fibre n°4 est connectée à un répartiteur d'une fibre vers deux fibres notées n°5 et n°6. La fibre n°5 parvient sur une diode PIN³⁸ de référence, placée comme la diode PIN de déclenchement dans un boîtier hermétique à la lumière. La fibre n°6 est connectée sur une fibre n°7. La fibre n°7 parvient soit sur une diode PIN³⁹ de calibration, soit sur la face avant du

³⁴ Nanolase, cristal de YAG doublé, sous licence CEA-LETI, distribué par Uniphase.

³⁵ Philips.

³⁶ Framatome, silice-polymère, multi-modes, diamètre de coeur = 200 µm, longueur = 10 m, ouverture numérique = 0.37.

³⁷ EG&G.

³⁸ UDT UV005.

³⁹ UDT UV020.

cristal ; elle permet une injection de lumière dans la configuration de l'expérience (le même type de fibre sera utilisé). Cette diode PIN de calibration a été calibrée par le constructeur en terme d'efficacité quantique. Grâce à cette calibration on mesure le nombre de photons absolu envoyé sur le cristal à un instant donné. Ce nombre de photons est monitoré en permanence par la diode PIN de référence en fonction du temps. La PIN de référence permet donc un monitoring relatif dans le temps. Le cristal de PbWO_4 est couplé via de la graisse optique⁴⁰ à une photodiode à avalanche⁴¹ qui a été caractérisée au préalable au laboratoire sur un banc de mesure indépendant, en terme de gain et d'efficacité quantique.

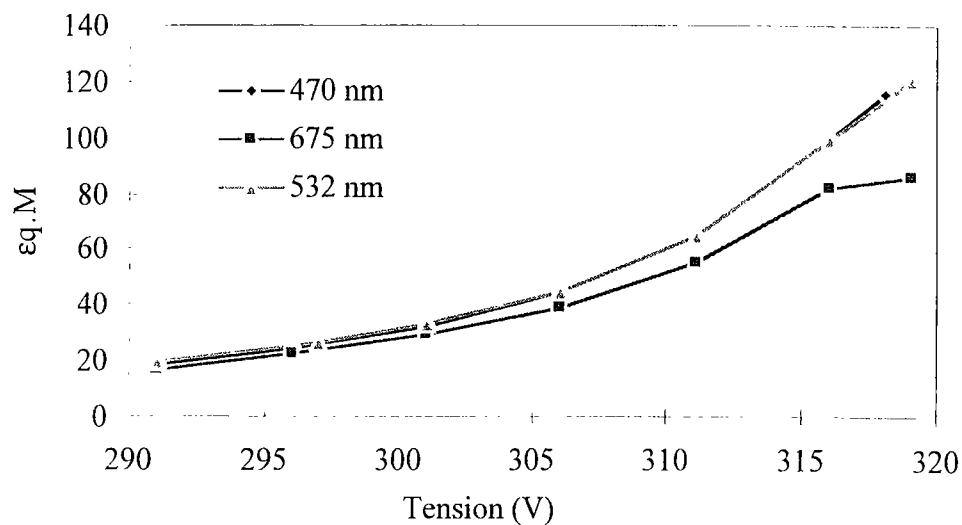


Figure III-9 : Gain de l'APD utilisée en fonction de la tension de polarisation, mesuré pour différentes longueurs d'onde à la température ambiante.

La diode PIN calibrée et le cristal couplé à l'APD sont placés dans une boîte noire hermétique à la lumière. Le cristal et l'extrémité de la fibre d'injection sont montés chacun sur un support permettant un positionnement précis du cristal par rapport à la fibre.

Une mécanique de précision⁴² permet de faire varier l'angle d'incidence de la fibre sur la face avant du cristal tout en le maintenant dans l'obscurité. L'acquisition et le traitement des données se fait grâce au système Valet +, programmé en langage pils par P. Besson.

⁴⁰ Dow Corning.

⁴¹ Hamamatsu.

⁴² Micro-Contrôle.

III.2.1.2 Description électronique du banc d'injection

Le schéma électronique du montage est présenté sur la figure III-10. Ce montage a été réalisé et testé par P. Besson et E. Bougamont.

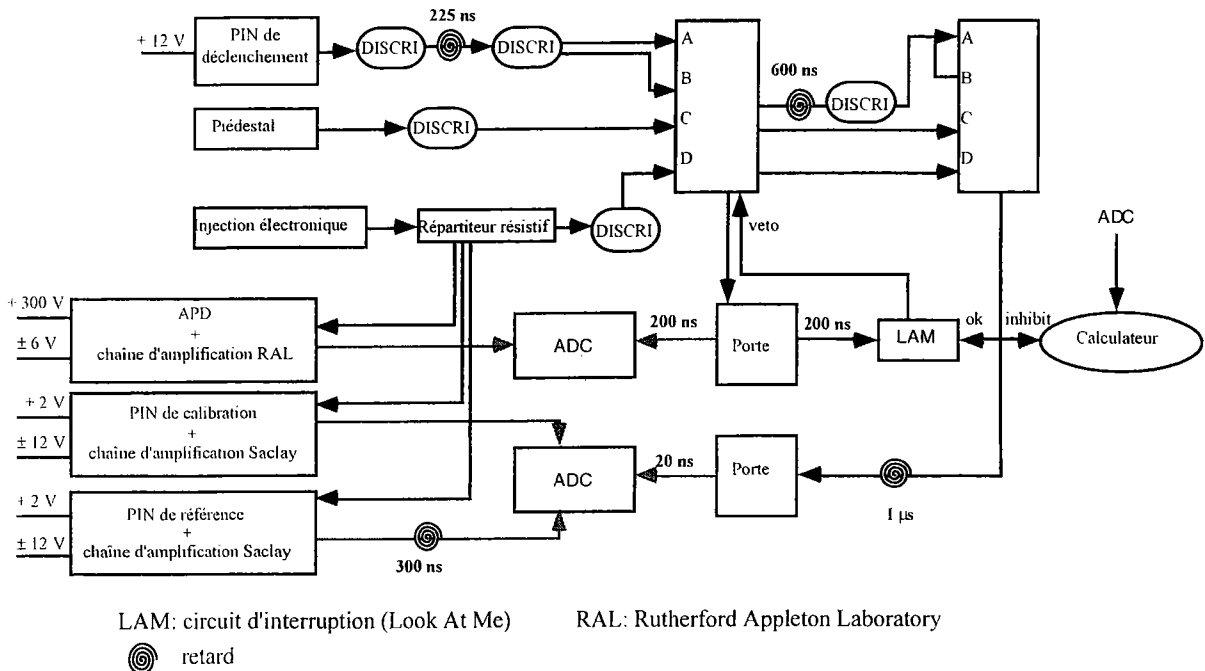


Figure III-10 : Schéma électronique du banc de test d'injection [73], [74].

III.2.1.2.1 La préamplification des signaux

- La diode PIN de déclenchement détecte une quantité de lumière très intense et aucune amplification n'est nécessaire. Les deux modes de propagation du laser vert sont détectés (Figure III-11).

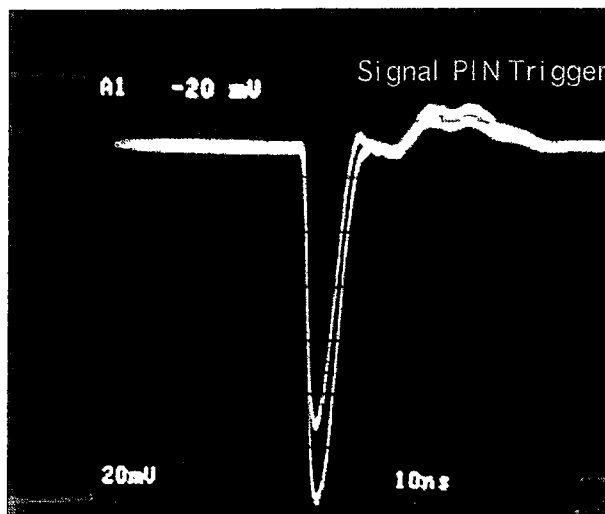


Figure III-11 : Signal de la diode PIN de déclenchement.

- Pour l'APD, une électronique identique à celle utilisée dans l'expérience finale est utilisée. Il s'agit d'un préamplificateur de courant et d'un amplificateur filtre fournis par le Rutherford Appleton Laboratory dans le cadre de la collaboration CMS.

- Pour les diodes PIN de référence et de calibration, une électronique spécifique a été développée au laboratoire pour la préamplification. Il s'agit d'un préamplificateur de charge. L'amplification et le filtrage sont réalisés par des amplificateurs du commerce.

III.2.1.2.2 La logique du déclenchement électronique

Trois types de mesures sont nécessaires afin de mesurer le signal d'injection détecté par l'APD : une mesure du piédestal, une mesure d'injection de lumière (rouge et verte) et enfin une mesure d'injection électronique.

La logique de déclenchement du banc dans son ensemble doit donc permettre d'effectuer ces trois mesures de façon indépendante. Pour cela, nous utilisons des modules électroniques logiques et analogiques aux standards NIM et CAMAC. Le choix du type de mesure est effectué manuellement en choisissant la position A (laser vert), B (laser rouge), C (piédestal) ou D (injection électronique) d'un module de coïncidence.

Toutes les autres fonctions logiques effectuées à l'aide de discriminateurs, de retards, etc. ont pour rôle de synchroniser les signaux analogiques et les signaux logiques de façon identique quelque soit le choix de la mesure (A, B, C ou D), ces fonctions ne seront pas décrites ici.

III.2.1.2.3 Le codage des signaux et l'étalonnage de la chaîne de mesure

Pour chacune des trois mesures (piédestal, lumière, injection électronique), il s'agit de mesurer une grandeur physique qui est une charge électrique notée Q . Cette mesure est effectuée grâce à un convertisseur analogique numérique (ADC), du type Lecroy 2249 A au standard CAMAC.

- La mesure du piédestal est la mesure de charge résiduelle en l'absence de signal lumineux ou d'injection électronique. C'est donc une mesure qu'il faudra ensuite soustraire des charges mesurées : si Q_{ped} est la charge résiduelle, si la charge mesurée pour un signal physique (lumière ou injection électronique) est Q , la charge réelle correspondante sera en fait $Q - Q_{ped}$. Dans tout ce qui suit, il sera sous-entendu que la charge Q_{ped} est soustraite.

La mesure de piédestal est réalisée à l'aide d'un générateur d'impulsions aléatoires (dans le temps) par rapport aux autres signaux, pour les diodes PIN de référence, de calibration et pour l'APD simultanément, en déconnectant la fibre n°2 de la fibre n°4. Elle donne leur position respective $X_{ped(ref)}$, $X_{ped(cal)}$ et $X_{ped(APD)}$ en nombre de canaux d'ADC.

- La mesure de l'injection électronique permet de calibrer la chaîne électronique (préamplificateur+mise en forme+ADC) associée à chaque détecteur. Elle est effectuée pour les trois voies de détection simultanément, avant chaque mesure d'injection de lumière. Elle permet un étalonnage du signal de chaîne électronique en nombre d'électrons par canal d'ADC $N_{e^-}/canal$. En effet, le signal d'injection électronique correspond à une charge Q . Ce signal fournit un signal d'ADC noté X_{inj} . Un canal d'ADC correspond à un nombre d'électrons N_{e^-} donné par :

$$N_{e^-} = \frac{Q}{q_e \cdot X_{inj}} \quad \text{Equation III-6}$$

Une charge Q_{inj} est injectée à l'aide d'un créneau de tension V_{inj} à l'entrée d'une capacité C_{inj} , à l'entrée des préamplificateurs. V_{inj} et C_{inj} étant connues, la relation entre le signal d'ADC X_{inj} mesuré et Q_{inj} est connue ; cette relation traduit le nombre d'électrons que l'on détecte par canal d'ADC :

$$N_{e^-}/canal = \frac{C_{inj} \cdot V_{inj}}{q_e \cdot (X_{inj} - X_{ped})} \quad \text{Equation III-7}$$

Les valeurs des capacités d'injection, mesurées sur un banc de test CMS à Saclay sont les suivantes :

$$\begin{aligned} C_{PINref} &= (2.84 \pm 0.01) \text{pF} \\ C_{PINcal} &= (2.82 \pm 0.01) \text{pF} \\ C_{APD} &= (1.182 \pm 0.01) \text{pF} \end{aligned} \quad \text{Equation III-8}$$

Un étalonnage préliminaire (il ne sera jamais refait) est obtenu en faisant varier la tension aux bornes de la capacité d'injection. Il doit vérifier si des défauts de linéarité aux faibles valeurs de charges, souvent observés pour le type d'ADC LRS 2249A utilisé, sont présents [75]. On obtient en traçant les variations de $y = C_{inj} \cdot V_{inj}$ en fonction de $x = q_e \cdot (X_{inj} - X_{ped})$ une droite de pente $N_{e^-}/canal$, pour chaque voie de détection (Figure III-12).

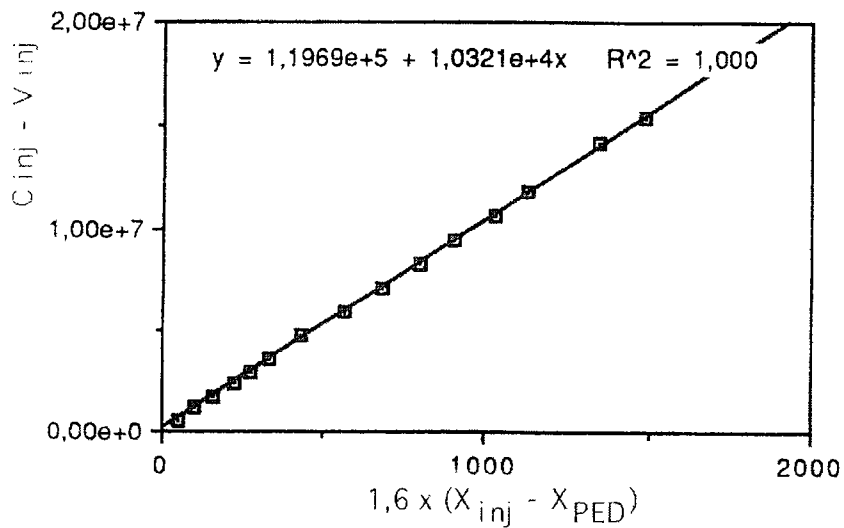


Figure III-12 : Courbe d'étalonnage de l'ADC [73].

Cette droite montre que l'ADC est linéaire dans toute sa gamme et donc que le signal d'injection électronique est proportionnel au signal d'injection de lumière en nombre d'électrons par canal d'ADC.

Les conditions de bruit pour chaque voie de détection sont obtenues à partir de la mesure de la largeur du piédestal :

$$\text{bruit}_{e^-} = \sigma_{\text{ped}} \cdot N_{e^-} / \text{canal} \quad \text{Equation III-9}$$

• Mesure du signal lumineux :

Le nombre de photons incident sur les diodes PIN est donné suivant :

$$N_{\gamma(\text{PIN})} = \frac{X_{(\text{PIN})} \cdot N_{e^-} / \text{canal}}{\epsilon_{q(\text{PIN})}} \quad \text{Equation III-10}$$

Où $X_{(\text{PIN})}$ est le signal d'injection de lumière sur une diode PIN en nombre de canaux d'ADC et $\epsilon_{q(\text{PIN})}$ son efficacité quantique à la longueur d'onde utilisée.

Le nombre de photons incident sur l'APD s'écrit de même :

$$N_{\gamma(\text{APD})} = \frac{X_{(\text{APD})} \cdot N_{e^-} / \text{canal}}{(\epsilon_q \cdot M)_{\text{APD}}} \quad \text{Equation III-11}$$

Pour la mesure d'injection de lumière, on reconnecte la fibre n°2, la fibre n°6 étant sur la diode PIN calibrée. On mesure le signal détecté sur les diode PIN de référence $X_{\text{ref(cal)}}$ et calibrée X_{cal}

puis on effectue le rapport des signaux. On place alors la fibre n°6 sur le cristal et on mesure le signal détecté sur la diode PIN de référence $X_{ref(APD)}$ et sur l'APD X_{APD} . On effectue le rapport des signaux.

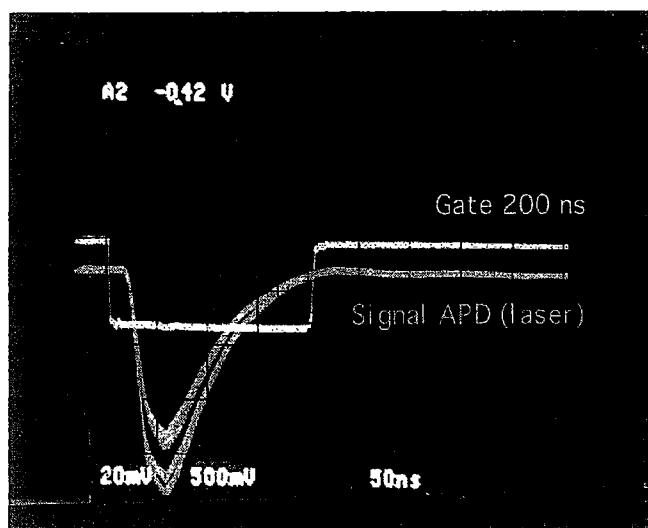


Figure III-13 : Signal de l'APD à l'injection lumineuse (laser vert), au niveau de l'ADC.

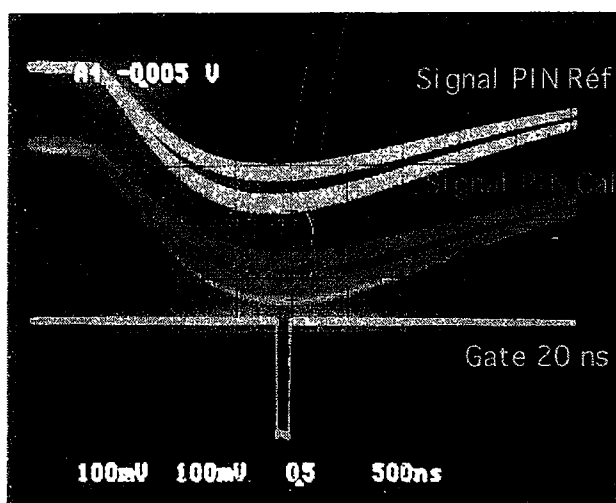


Figure III-14 : Signal des diodes PIN calibrée et de référence à l'injection lumineuse (laser vert), au niveau de l'ADC.

III.2.1.3 Mesure de la transmission du cristal

Les charges collectées par la diode PIN calibrée et par l'APD obéissent à :

$$\begin{aligned}
 Q_{cal} &= N_{\gamma(cal)} \cdot \epsilon_{q(cal)} \\
 Q_{APD} &= N_{\gamma(APD)} \cdot (\epsilon_q \cdot M)_{APD} \cdot T_i \cdot \eta
 \end{aligned}
 \tag{Equation III-12}$$

$N_{\gamma(\text{cal})}$ et $N_{\gamma(\text{APD})}$ représentent le nombre de photons incident sur le détecteur correspondant, η est l'efficacité de collection de l'APD et T_i la transmission du cristal à la lumière d'injection. D'où :

$$T_i \cdot \eta = \frac{Q_{\text{APD}}}{(\epsilon_q \cdot M)_{\text{APD}} \cdot N_{\gamma(\text{APD})}} \quad \text{Equation III-13}$$

Désignons par $Q_{\text{ref}(\text{APD})}$ et $Q_{\text{ref}(\text{cal})}$ la charge de la diode PIN de référence mesurée respectivement en même temps que celle de l'APD et celle de la diode PIN calibrée. D'après le montage effectué, nous avons :

$$\frac{N_{\gamma(\text{APD})}}{Q_{\text{ref}(\text{APD})}} = \frac{N_{\gamma(\text{cal})}}{Q_{\text{ref}(\text{cal})}} \quad \text{Equation III-14}$$

L'équation III-14 s'écrit alors, en tenant compte des relations III-12 :

$$T_i \cdot \eta = \frac{\left(\frac{Q_{\text{APD}}}{Q_{\text{ref}(\text{APD})}} \right) \cdot \epsilon_{q(\text{cal})}}{\left(\frac{Q_{\text{cal}}}{Q_{\text{ref}(\text{cal})}} \right) \cdot (\epsilon_q \cdot M)_{\text{APD}}} \quad \text{Equation III-15}$$

En posant :

$$Q = N_{e^-/\text{canal}} \cdot X \quad \text{Equation III-16}$$

Nous écrivons finalement, en tenant compte de l'équation III-16, l'équation III-15 sous la forme :

$$T_i \cdot \eta = \frac{\left(\frac{X_{\text{APD}}}{X_{\text{ref}(\text{APD})}} \right) \cdot \frac{\epsilon_{\text{cal}}}{\epsilon_q \cdot M} \cdot \frac{C_{\text{APD}}}{C_{\text{cal}}} \cdot \frac{X_{\text{inj}(\text{cal})}}{X_{\text{inj}(\text{APD})}}}{\left(\frac{X_{\text{cal}}}{X_{\text{ref}(\text{cal})}} \right)} \quad \text{Equation III-17}$$

On pose :

$$K = \frac{\epsilon_{\text{cal}}}{\epsilon_q \cdot M} \cdot \frac{C_{\text{APD}}}{C_{\text{cal}}} \quad \text{Equation III-18}$$

K est mesuré au laboratoire sur un banc de test CMS dédié à la caractérisation des diodes PIN et des APD ; sa valeur est donnée aux deux longueurs d'onde utilisées sur le banc d'injection, pour la tension d'alimentation de l'APD de 300 V :

$$K_{\text{vert}} = 0.0099 \pm 0.0001$$

$$K_{\text{rouge}} = 0.0127 \pm 0.0001$$

Equation III-19

Connaissant K, il est donc aisé de remonter au signal d'injection de lumière avec les mesures effectuées. Un moyen de vérifier les résultats des mesures effectuées consiste à mesurer le signal d'injection sans cristal i.e. théoriquement pour $T_i \cdot \eta = 100\%$. Cette mesure est réalisée en atténuant de 10% par une densité optique le signal lumineux issu du laser. Cette atténuation est nécessaire car étant donnés les réglages réalisés en tension, on risque de détériorer l'APD si on lui applique un signal lumineux trop fort. On a mesuré : $T_i \cdot \eta = 99\%$ avec le laser vert, ce qui valide les résultats obtenus sur le banc de test, étant données les incertitudes de mesure (voir section III.1.4.2.).

III.2.2 Difficultés expérimentales

Il faut prendre garde à ne pas déplacer les fibres, à ne pas les tordre et à ne pas les pincer. Ces actions ont pour effet de modifier la propagation de la lumière dans la fibre [72] et donc les résultats des mesures. Un repère sur la fibre d'injection, qui doit bouger, permet de la positionner identiquement sur le cristal ou sur la diode PIN calibrée au cours des mesures.

III.2.3 Précision de la mesure

Sur le banc de test, l'erreur statistique relative est de 1‰, donc négligeable devant l'erreur systématique, étant donné le nombre d'événements pris en compte pour évaluer les signaux.

J'obtiens l'erreur systématique par des mesures du signal d'injection en positionnant le cristal sur son support, en collant l'APD au cristal, le tout plusieurs fois de suite : elle est de l'ordre de 4% (Figure III-15). Elle prend en compte les incertitudes introduites par les cristaux (positionnement et défauts mécaniques) et les incertitudes liées aux fibres optiques et sources lasers d'une part (1%), aux variations liées à la température d'autre part dominées par la variation de gain de l'APD avec la température qui est de +2.5%/°C.

D'après les résultats obtenus sur les mesures après recuit par rapport à ceux obtenus sur les mesures à l'état initial, on peut estimer la précision sur la mesure des cristaux à 5%.

Il paraît logique que la précision de la mesure soit moins grande lors d'une mesure sur le banc d'injection que lors d'une mesure sur le spectrophotomètre, étant donné les différents paramètres mis en jeu et leur nombre dans les deux cas (Voir Annexe D).

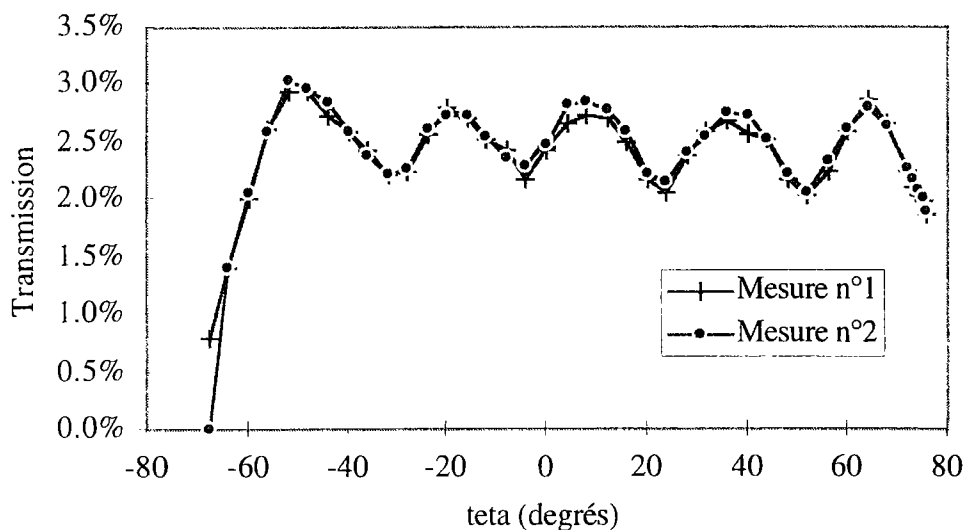


Figure III-15 : Mesures de stabilité dans le vert du banc d'injection, avec un cristal de référence.

III.3 Irradiation du cristal

La situation la plus favorable pour étudier la corrélation entre le signal d'injection et le signal de scintillation, c'est d'étudier le signal d'injection, la transmission et le signal de scintillation du cristal sur un même montage installé en faisceau. Cependant, le faisceau n'est accessible que pour un temps limité chaque année. Il est donc nécessaire d'utiliser d'autres moyens d'irradiation, permettant une étude rapide et détaillée des cristaux.

La collaboration CMS dispose de différentes installations permettant de réaliser des irradiations à des doses et débits de dose variés (Tableau III-3). Le but recherché est d'une part, de reproduire les conditions d'irradiation en différents endroits du calorimètre électromagnétique et à différentes luminosités du LHC (débit de dose de 0.15 à $0.20 \text{ Gy}\cdot\text{h}^{-1}$), d'autre part, d'accumuler des doses équivalentes à dix ans de fonctionnement du LHC. A Saclay nous disposons de différents moyens d'irradiation des cristaux, à savoir l'irradiateur gamma COCASE et le réacteur à neutrons ULYSSE.

III.3.1 Irradiation aux neutrons dans ULYSSE

ULYSSE est le premier réacteur universitaire français, construit en 1961 à l'Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires [76]. C'est un réacteur d'une puissance nominale de 100 kW, permettant l'obtention d'un flux maximal de $1,4\cdot 10^{12} \text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}$ au centre du réflecteur intérieur. Le coeur, de forme annulaire, est constitué d'éléments combustibles constitués de plaques contenant de l'uranium enrichi à 90%. L'eau est le principal modérateur et assure également le rôle du réfrigérant. Le réacteur est entouré de blocs de protection en béton ; certains des murs sont percés de canaux permettant d'accéder au coeur pour des irradiations ou des mesures. C'est dans l'un de ces canaux que nous avons irradié nos cristaux. Lors d'une irradiation dans ULYSSE, un cristal est principalement soumis à des neutrons rapides (énergie comprise entre 100 keV et 10 MeV), même si des neutrons thermiques (énergie $\sim 2,5\cdot 10^{-2} \text{ eV}$) et des γ sont présents. Le flux de neutrons est déterminé en fonction de paramètres tels que la distance du cristal au coeur du réacteur et sa puissance de fonctionnement.

Le rapport dose de γ sur fluence de neutrons rapides est du même ordre de grandeur que celui prévu au LHC. Le spectre des neutrons rapides est similaire à celui qu'on aura dans le calorimètre [77].

Installation, source et méthode d'irradiation	Dose et débit de dose dans l'air	Mesures durant irradiation	Mesures après irradiation
Microtrons (Prague et JINR) e^- de 25 MeV, latérale	3 Gy 9 et 30 Gy.h ⁻¹		Transmission
Minsk ⁶⁰ Co, arrière	1 kGy 300 Gy.h ⁻¹		Transmission LY avec source de ⁶⁰ Co faible Cinétique de la scintillation
Hôpital de Genève ⁶⁰ Co, latérale	1-500 Gy 3.6-250 Gy.h ⁻¹		Transmission longitudinale et transversale LY avec source de ⁶⁰ Co faible
CERN-TIS ⁶⁰ Co, latérale et avant	9 Gy 0.15 Gy.h ⁻¹	LY avec PM hybride	Transmission
CERN-X5 ¹³⁷ Cs, latérale et avant	2 Gy 0.15 Gy.h ⁻¹	LY avec faisceau	Transmission LY avec source de ⁶⁰ Co faible
HEFEI ⁶⁰ Co, latérale	4 Gy 0.25-0.9 Gy.h ⁻¹		LY avec source de ⁶⁰ Co faible
PSI-Eichlabor ⁶⁰ Co, latérale	130 Gy 0.15-4 Gy.h ⁻¹		LY avec source de ⁶⁰ Co faible
CEA-Saclay ⁶⁰ Co, latérale, masques neutrons, avant	3 Gy 0.15 et 0.58 Gy.h ⁻¹	Transmission à plusieurs λ	Transmission LY et LYN avec cosmiques
CALTECH Sources de γ : Cs et Co latérale	Cs-1 < 1 Gy.h ⁻¹ Cs-2 = 157 Gy.h ⁻¹ Co-1 < 10 Gy.h ⁻¹ Co-2 : 5-400 Gy.h ⁻¹		Transmission Emission LY en fonction du temps LYN
ENEA-Casaccia ⁶⁰ Co, latérale neutrons, avant	1-500 Gy 0.8-900 Gy.h ⁻¹		Transmission LY avec source de ⁶⁰ Co faible
PSI pions, E > 250 MeV protons, E < 400 MeV latérale	0.1-2 kGy, 10 Gy.h ⁻¹ 0.1-10 kGy, 100 Gy.h ⁻¹		LYN Temps de décroissance Spectre en énergie

Tableau III-3 : Installations utilisées par la collaboration CMS pour les tests d'irradiation des cristaux de PbWO₄ [10].

III.3.2 Irradiation aux gammas dans COCASE

COCASE est une **casemate**, i.e. d'une enceinte blindée de blocs de béton, dotée d'une source radioactive de ^{60}Co . Le ^{60}Co émet par désintégration β^- et désexcitation γ des électrons et des photons suivant :



Les β^- sont rapidement arrêtés ; ainsi, la source de COCASE émet des γ d'une énergie moyenne de 1.25 MeV avec une activité de 14 Ci. Le débit de dose est ajustable en fonction de la distance de la source à la cible, on peut le faire varier de 0.15 à 0.58 Gy.h⁻¹.

III.3.2.1 Le banc Cocase pour une étude du signal d'injection sous irradiation

Le banc Cocase a été réalisé en collaboration avec l'IN2P3 d'Annecy-le-Vieux, l'Institute for High Energy Physics de Protvino et l'Institute for Nuclear Research en Russie. Le dispositif permet d'étudier une matrice carrée de 5x4 éléments. Le banc d'irradiation est basé sur le principe des tests en faisceau (Cf. III.1.5.1.3). Cinq des éléments sont des cristaux de PbWO_4 enveloppés dans des alvéoles en Tyvek® et exposés à l'irradiation γ de la source, tandis que treize autres sont occupés par des barres de cuivre de même géométrie que les cristaux. Deux éléments constitués d'alvéoles en Tyvek® laissées vides constituent des canaux de contrôle vis-à-vis des cristaux qui vont se dégrader avec l'irradiation, des sources de lumière et du photodétecteur. Chaque cristal est couplé via de la graisse optique à un PM⁴³ de 15 mm de diamètre de photocathode (soit une surface de détection 8 fois plus grande environ que celle d'une APD). Les PM sont protégés des radiations par des blocs de plomb. Sur les faces avant et arrière des cristaux, des emplacements ont été laissés nus pour le photodétecteur, les sondes de température et les fibres optiques du système de suivi optique. La matrice de cristaux est placée dans une boîte hermétique à la lumière, thermostatée par un circuit d'eau. La boîte est

⁴³ Philips XP1921.

installée à l'intérieur de COCASE, dont l'enceinte est climatisée. La position des barreaux dans la matrice est représentée sur la figure III-17.

Dispositif expérimental du système de suivi optique du banc COCASE

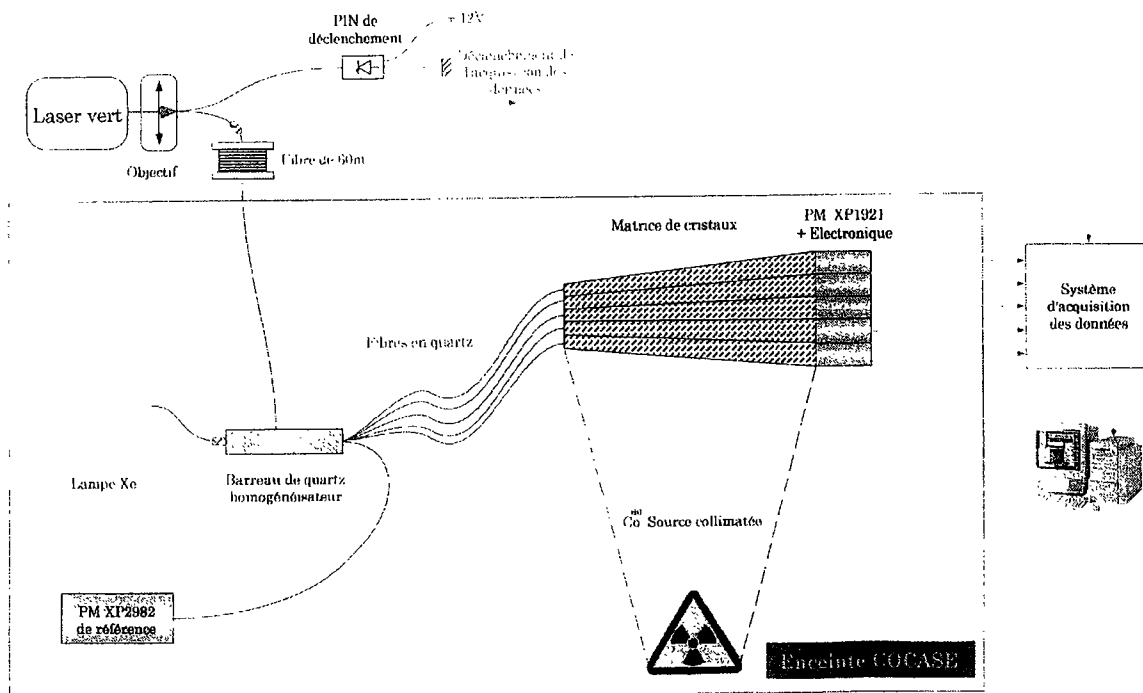


Figure III-16: Schéma de principe du banc Cocase.

La géométrie du banc est telle que la source de ^{60}Co irradie les cristaux suivant leur longueur. L'irradiation est réalisée suivant le profil de dépôt de gerbe électromagnétique tel qu'en faisceau ou de façon homogène selon qu'on utilise un masque ou pas. Le système de suivi optique est plus simple que celui décrit au chapitre I. En effet, l'injection de lumière est réalisée simplement via un toron de fibres en silice (pas de sphères diffusantes, pas de diodes PIN...). Deux types de sources sont utilisées : un laser vert identique à celui du banc d'injection décrit en section III.1.4.2. et une lampe Xe pulsée qui, par un système de monochromateur automatique, nous alloue un grand choix de longueurs d'onde d'injection. Un montage électronique permet l'acquisition des données, le traitement des données est fait sur station SUN.

	Cu	Cu	Cu	Cu
	cristal 1854	Cu	Cu	faux cristal n°1
$\gamma \rightsquigarrow$	cristal 1695	Cu	Cu	Cu
	cristal 1694	Cu	Cu	faux cristal n°2
	cristal 1453	Cu	Cu	Cu

Figure III-17: Position des cristaux dans la matrice du banc Cocase.

III.3.2.2 Difficultés expérimentales et précision de la mesure

Le gain d'un PM est donné par :

$$G = \frac{I_a}{I_k} \quad \text{Equation III-21}$$

où I_a représente le courant anodique dû à un photocourant cathodique I_k . Le gain est fonction de la haute tension appliquée et de la façon dont cette tension est distribuée sur les dynodes. Les caractéristiques de sensibilité mesurées à l'anode sont voisines de celles mesurées à la cathode mais ne sont pas identiques. Ces différences sont principalement dues aux différentes énergies avec lesquelles les photoélectrons excités par différentes longueurs d'onde sont émis par la cathode, et les différentes efficacités avec lesquelles ils sont en conséquence collectés par la première dynode. Pour ces mêmes raisons, le gain d'un PM est fonction de la longueur d'onde. Cette dépendance n'est pas la même pour tous les PM [78].

Lorsqu'un PM, éclairé par un flux lumineux constant en moyenne, fournit un courant anodique inférieur à $10 \mu\text{A}$, son gain est suffisamment stabilisé au bout de 10 à 15 minutes pour que sa dérive à long terme puisse être négligée vis-à-vis de sa dérive à court terme : si à un instant donné, le flux est brutalement porté à une valeur différente, le courant anodique du PM dérive

pour se stabiliser à une valeur différente de celle qu'il aurait prise instantanément. La figure III-18 représente un exemple de dérive à court terme avec des constantes de stabilisation longues.

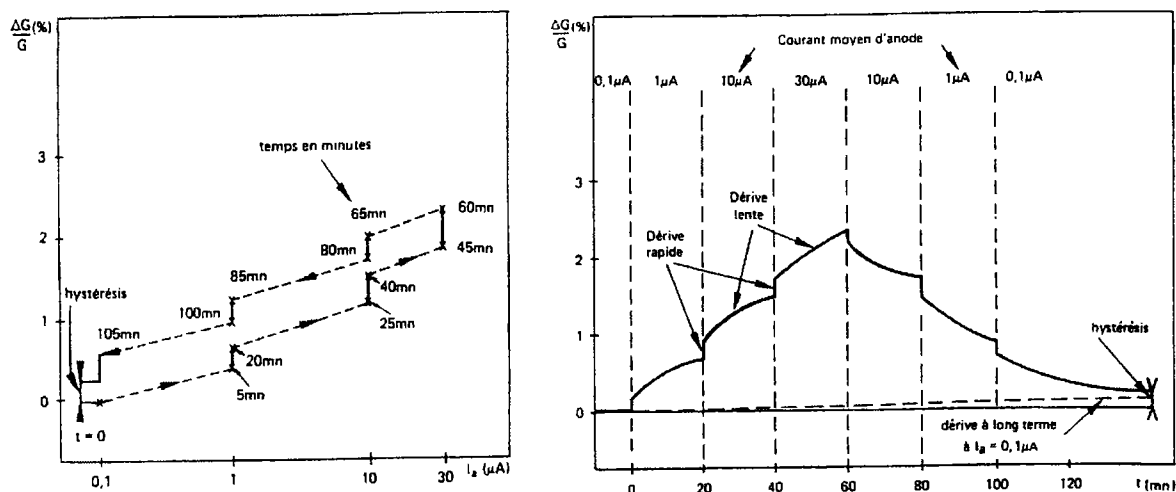


Figure III-18 : Variation relative du gain au changement de régime de fonctionnement d'un photomultiplicateur à constante de stabilisation longue, en fonction du courant anodique moyen (à gauche), en fonction du temps (à droite) [78].

On peut remarquer qu'après un cycle complet de variation de flux éclairant le PM, le gain ne retrouve pas exactement la valeur qu'il avait au début du cycle. Cet effet d'hystérésis traduit les interactions entre l'instabilité à long terme et celle à court terme.

Sur le banc Cocase, le courant moyen dans les PM pendant une irradiation atteint des valeurs de 2 à 4 μA , du fait de la scintillation des cristaux, alors que le constructeur recommande un courant moyen inférieur à 0.1 μA pour une bonne stabilité de ces PM. L'effet de l'instabilité des PM est de l'ordre de 5 à 8% en irradiation sur des cristaux transparents et résistant aux radiations ; sur des cristaux absorbants et/ou ne résistant pas aux radiations, cet effet est invisible [79]. Ce phénomène de dérive à court terme ne se produit pas pour les PM des canaux de contrôle, seules subsistant les instabilités à long terme, qui saturent au bout de 10 à 20 heures de fonctionnement des PM.

La méthode pour s'affranchir des instabilités des PM est basée sur le fait que ces effets sont soumis à saturation. La méthode consiste à « pré-irradier » avant la mesure la photocathode des PM à l'aide d'une source de lumière reproduisant l'amplitude de la lumière de scintillation. Cependant, nous avons tout de même vu des instabilités pendant nos mesures. Un système de

contrôle du gain des PM a alors été installé sur le banc Cocase : il s'agit d'injecter de la lumière par une fibre optique sur la photocathode de chaque PM pendant la mesure [79]. Toutefois il était trop tard pour que mes mesures puissent en bénéficier.

III.3.3 Tests en faisceau

Nous avons vu en II l'importance des tests en faisceau pour la détermination des constantes de calibration du calorimètre électromagnétique. Toutefois, avant ce travail, il est nécessaire d'étudier les performances des cristaux et des APD, de déterminer les résolutions en énergie des prototypes de calorimètre. Nous limitons ici notre étude à celle des cristaux et de leur système de suivi optique.

III.3.3.1 La matrice de cristaux et les lignes de faisceau utilisées

La ligne de faisceau H4 utilisée est une ligne de faisceau secondaire de l'accélérateur SPS du CERN. Elle délivre des faisceaux d'électrons d'une énergie comprise entre 10 et 200 GeV. La résolution en énergie du faisceau est fonction de l'énergie des particules ; la détermination de l'énergie absolue est de $25\%/E$ et la reproductibilité en énergie de $3.2\%/E$ (où E est en GeV) [10].

Le prototype mis en faisceau en avril et en octobre 1997 est constitué de 49 cristaux formant une matrice carrée de 7×7 éléments [16]. Les cristaux utilisés, de forme et dimensions identiques, représentent approximativement ceux qui seront placés au voisinage de $|\eta| = 0$ dans le calorimètre. Tous les cristaux, sauf ceux que nous étudions pour le système de suivi optique, ont été uniformisés en terme de collection de lumière par un dépoli de l'une de leurs faces latérales (voir IV.1.4.). Nos cristaux n'ont pas été uniformisés à notre demande afin de ne pas introduire de nouveaux paramètres par rapport aux études que nous avons menées. Tous les cristaux sont enveloppés dans du Tyvek® d'une épaisseur de $150 \pm 50 \mu\text{m}$. L'espace inter-cristaux est représentatif du calorimètre final dans lequel la structure alvéolaire imposera des intervalles d'environ $500 \mu\text{m}$ entre cristaux. Sur les faces avant et arrière, des emplacements sont laissés nus pour l'APD, les sondes de température et les fibres optiques du système de

suivi optique. L'APD est couplée au cristal via de la graisse optique. La matrice de cristaux est placée dans une boîte hermétique à la lumière, thermostatée à 18°C par une circulation d'eau dans des conduites de cuivre et des écrans thermiques. Dans le circuit de refroidissement, la température d'entrée de l'eau est fonction de la température ambiante lors des tests ; le débit de l'eau est réglé de sorte que la différence des température d'entrée et de sortie n'excède pas 0.1°C. La boîte est montée sur une table de positionnement automatisé qui permet de positionner chaque élément de la matrice dans l'axe du faisceau, tout en simulant la disposition des cristaux par rapport à la zone de collision proton-proton dans le calorimètre final [10]. Le système de suivi optique utilisé est celui décrit en chapitre I. Le protocole de mesure consiste à coder les signaux des lasers vert et rouge, les signaux d'injection électronique et de piédestal comme sur le banc d'injection. Ce qui change dans l'acquisition des données, c'est qu'il faut également coder le signal physique des cristaux en réponse aux électrons.

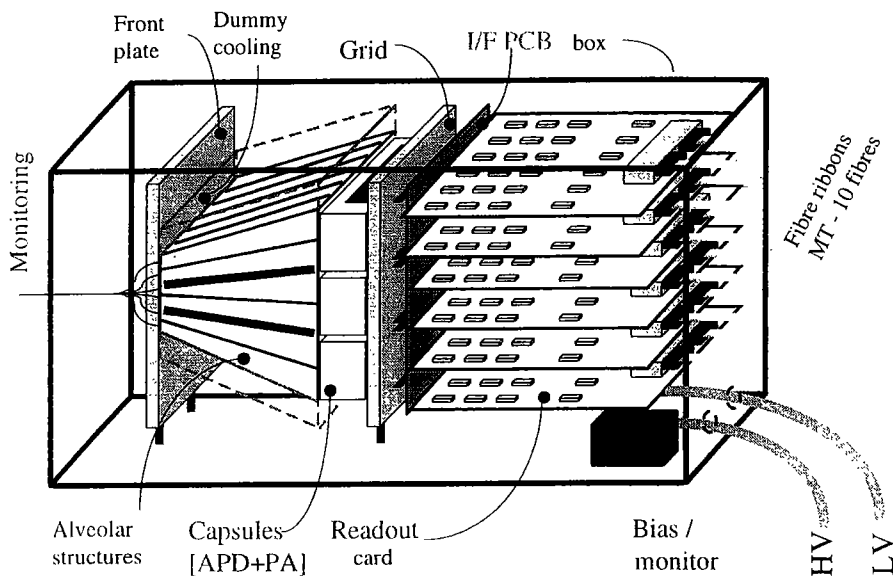


Figure III-19 : Vue en 3 dimensions du prototype de 1997 [10].

III.4 Simulations de la propagation des lumières de scintillation et d'injection dans un cristal

III.4.1 Le programme LUX⁴⁴

III.4.1.1 Introduction à LUX

Il s'agit de déterminer l'influence des paramètres prépondérants dans la détection des signaux d'injection et de scintillation de façon la plus simple possible afin d'une part, de bien comprendre les phénomènes mis en jeu et d'autre part, de trouver une relation entre les variations des deux types de signaux pour un paramètre donné. Il s'agit aussi de savoir si un modèle simple peut être représentatif des expériences, et dans quelle mesure.

LUX est un programme de simulation par Monte-Carlo décrivant la propagation des rayons lumineux issus d'une fibre optique (injection) ou d'un centre de luminescence du cristal (scintillation), d'un cristal vers un photodétecteur. C'est un programme que j'ai écrit en langage FORTRAN, utilisant les bibliothèques CERN, implanté sur machine UNIX. Le programme crée un fichier de données lisible sous PAW. Le programme peut également créer un fichier de données lisible sous Excel. Le système source-cristal-photodétecteur est étudié d'un point de vue purement géométrique fortement lié aux bancs expérimentaux définis précédemment. On peut définir les paramètres suivants :

- La géométrie du cristal et ses propriétés optiques, caractérisées par
 - sa forme, ses dimensions, l'existence ou non de chanfreins induisant une perte de lumière
 - son indice optique unique (pas de biréfringence), sa longueur d'atténuation
- La géométrie du photodétecteur et ses propriétés optiques, décrites par
 - sa forme, ses dimensions
 - son indice optique

⁴⁴ lumière en latin.

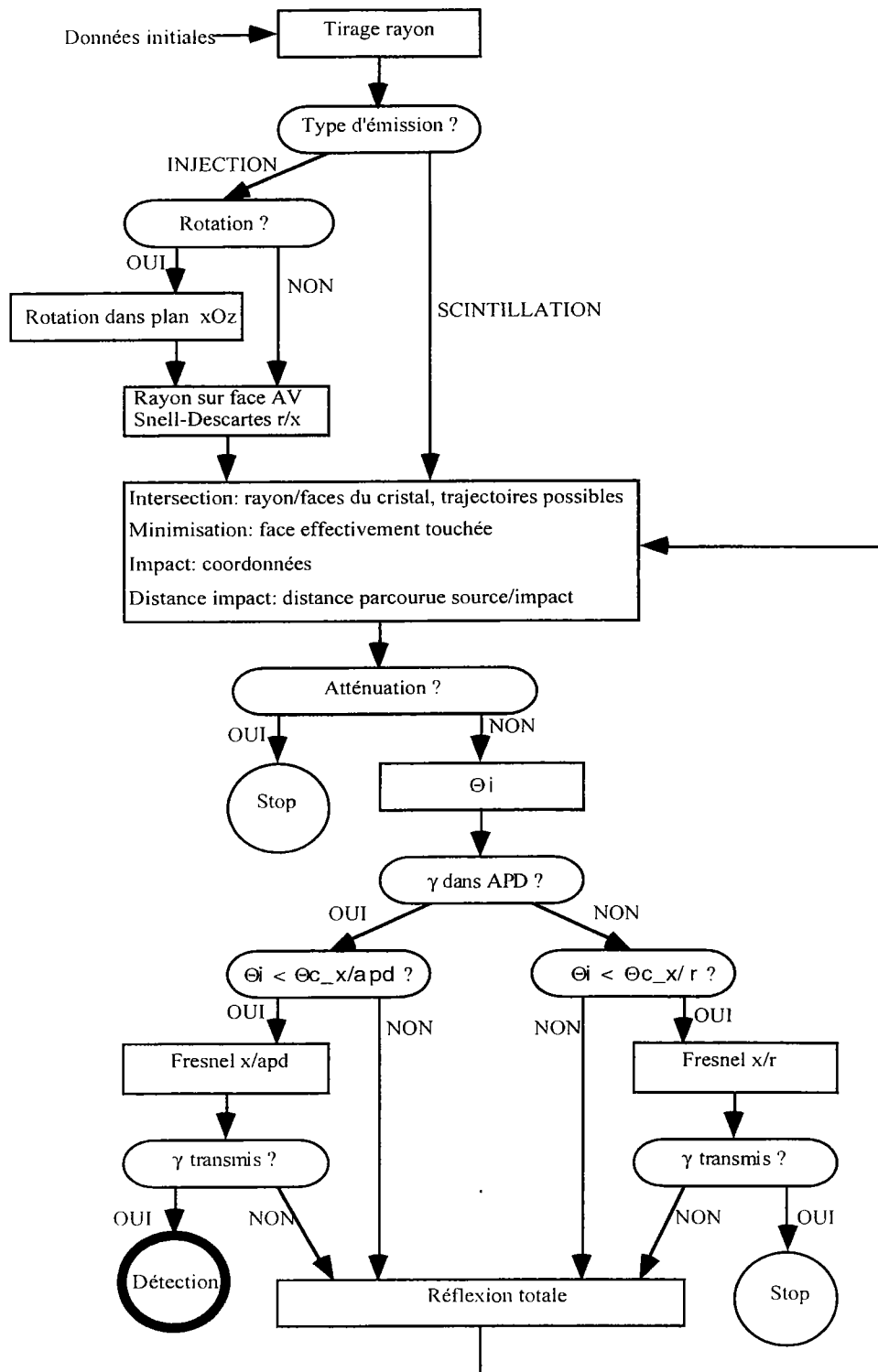


Figure III-20 : Synoptique du programme de simulation LUX, pour un photon.

Θ_i : Angle d'incidence

$\Theta_{c_x/apd}$ et $\Theta_{c_x/r}$: Angles critiques à l'interface cristal/APD et cristal/air.

Fresnel x/apd et Fresnel x/r : Calcul des coefficients de Fresnel à l'interface cristal/APD et cristal/air.

Snell-Descartes r/x : Loi de Snell-Descartes pour la détermination de l'angle du photon par rapport à la normale à l'interface air/cristal, après réfraction dans le cristal.

-
- Les propriétés optiques des revêtements de chaque surface, définies par
 - leur indice optique
 - La géométrie de l'émission de lumière, définie pour
 - la scintillation : les photons sont émis isotropiquement dans le cristal
 - l'injection : les photons sont issus d'une fibre optique d'ouverture numérique fixée
 - la polarisation de la lumière émise P ou S vis-à-vis du plan d'incidence

Une fois ces paramètres définis, on génère un nombre donné de photons. Le but du programme est de suivre chaque photon depuis son émission jusqu'à ce qu'il soit perdu ou détecté. L'algorithme est décrit figure III-20.

Les grandeurs délivrées par le programme sont principalement la proportion de photons détectés et la distance parcourue par ces photons avant la détection. Les premiers histogrammes réalisés donnent pour les photons détectés la distribution des coordonnées du point d'émission, afin de pouvoir tracer les courbes de collection de lumière. Enfin, d'autres histogrammes donnent les distributions des coordonnées du point d'arrêt, de la distance parcourue dans le cristal ainsi que la distribution du nombre d'impacts subis. On peut avoir exactement les mêmes renseignements sur les photons perdus (absorbés, transmis dans l'air, etc.)

III.4.1.2 Domaine d'utilisation de LUX

L'utilisation de LUX se fait dans des conditions bien définies apportant des limitations à la description des phénomènes étudiés. Généralement, le programme ne prend pas en compte la variation des paramètres physiques avec la longueur d'onde mais d'autres limitations mises en jeu concernent le cristal et son revêtement ainsi que l'émission de lumière. Sont décrites ici les conditions et limites d'utilisation du programme.

III.4.1.2.1 Cristal

1 : Le cristal est isotrope. La première approximation du programme consiste à ne pas tenir compte de la biréfringence du cristal qui complique beaucoup le problème de propagation des rayons lumineux auquel on s'intéresse ; celle-ci est traitée dans le programme LITRANI. Cette approximation introduit une erreur systématique de l'ordre de 5%.

-
- 2 : On a le choix de la polarisation initiale de la lumière vis-à-vis du plan d'incidence, S normale ou P parallèle, mais on suppose de façon arbitraire que la polarisation initiale de la lumière est conservée au cours de sa propagation dans le cristal, ce uniquement pour simplifier le problème. Le programme LITRANI traite le cas d'une polarisation aléatoirement S ou P.
- 3 : Le cristal n'est pas diffusant. La troisième approximation consiste à négliger les effets de diffusion par des défauts du réseau cristallin. Cette approximation semble raisonnable dans la mesure où premièrement, on peut facilement repérer les cristaux présentant des zones diffusantes lors des mesures au spectrophotomètre et deuxièmement, les cristaux produits tendent à être de plus en plus homogènes.
- 4 : Le cristal n'est pas parfaitement transparent. La quatrième approximation est que la longueur d'atténuation est choisie constante et uniformément répartie dans le cristal i.e. ne dépendant pas de z. Ceci est valable sur le banc cosmique et sur le banc Cocase dans le cas où l'irradiation est menée sans masque, mais ne l'est pas en faisceau test.
- 5 : Les faces du cristal sont parfaitement polies et présentent un parfait état de surface.
- 6 : Des chanfreins sont présents sur tous les cristaux qui ne présentent pas d'arêtes vives pour des raisons de découpes mécaniques. Ces chanfreins sont considérés dans LUX comme réguliers et totalement absorbants, ce qui n'est pas forcément le cas dans la réalité. Une erreur de l'ordre de 1% est introduite par les chanfreins.

III.4.1.2.2 Scintillation par un centre de luminescence du cristal

- 7 : Le programme ne tient pas compte de l'énergie totale déposée par une particule incidente dans le cristal, c'est un programme purement optique qui ne modélise pas les interactions particule/matière.
- 8 : Deux types de génération de photons sont utilisés :
- 8a : Les photons sont émis isotropiquement, avec une distribution de puissance constante, en des points sources aléatoires distribués uniformément dans tout le volume du cristal. Cette scintillation correspond à la scintillation mesurée sur le banc cosmique.
- 8b : Les photons sont émis selon le profil de gerbe électronique développé en fonction de la position longitudinale dans le cristal dans les conditions de scintillation expérimentales du banc Cocase (avec masque) ou des tests en faisceau.

9 : Le spectre en longueur d'onde de la lumière de scintillation émise suivant la trajectoire de la particule n'intervient pas. En particulier, on ne tient pas compte de l'efficacité quantique du photodétecteur.

10 : Les temps de décroissance des centres luminogènes ne sont pas pris en compte, ni les temps de parcours des photons.

III.4.1.2.3 Injection par une fibre optique

11 : Les photons sont générés aléatoirement à l'intérieur de la fibre, avec une direction d'émission, une ouverture et une indicatrice de rayonnement dont on a le choix.

12 : Les photons sont émis en un point source fixé, situé en amont du cristal. On a le choix de sa position par rapport à la face avant du cristal.

13 : Il est tenu compte des relations de Snell-Descartes à l'interface air/cristal de façon à obtenir le cône d'émission des rayons dans le cristal après réfraction et ainsi le trajet des rayons lumineux immédiatement après leur entrée dans le cristal, ainsi que des formules de Fresnel pour évaluer le nombre de photons transmis à l'interface.

14 : On peut faire varier l'angle d'incidence de la fibre sur le cristal en lui faisant effectuer une rotation par rapport à l'axe du cristal, dans le plan xOz.

15 : Le programme tient compte de la longueur d'onde de la lumière injectée via la longueur d'atténuation.

III.4.1.2.4 Revêtement du cristal

Différents traitements optiques des faces du cristal sont possibles, chaque surface a des caractéristiques optiques parfaitement définies en ce qui concerne l'absorption, la réflexion et la transmission.

16 : La diffusion est lambertienne.

17 : Tous les indices utilisés sont strictement réels, l'absorption d'un photon résulte de son arrêt dans le matériau.

18 : Les rayons lumineux incidents sont totalement réfléchis si leur incidence sur la surface traitée (ni diffusante, ni réfléchissante, ni absorbante) le permet, sinon ils sont réfléchis ou transmis avec une probabilité donnée par les formules de Fresnel. On se rapproche de la

réalité dans la mesure où on doit tenir compte de la polarisation de la lumière qui intervient dans les formules de Fresnel.

III.4.1.3 Incertitude sur les résultats

Elle est très liée aux approximations faites. L'erreur statistique relative sur les résultats est donnée par $1/\sqrt{N}$ où N est le nombre de photons détectés, elle dépend très fortement de la configuration étudiée. L'erreur systématique est liée aux hypothèses utilisées, aux incertitudes sur les données initiales et à la précision de l'ordinateur sur lequel le programme est exécuté.

III.4.2 Le programme LITRANI⁴⁵

Ce programme de simulation écrit parallèlement à LUX au Service de Physique des Particules en forte interaction avec les banc de tests développés dans ce travail de thèse, est décrit en [80]. Contrairement à LUX, LITRANI a pour vocation de présenter une vision exhaustive et quantitative précise des phénomènes. Ne seront décrits ici que les points qui diffèrent du traitement de la propagation de rayons lumineux par LUX.

- 1 : Le cristal peut être choisi anisotrope uniaxe (ou même biaxe, si on veut traiter un autre cristal que le PbWO_4) et on a le choix de l'orientation de l'axe optique [81].
- 2 : Le revêtement du cristal peut être diffusant, les chanfreins également.
- 3 : Dans le cas de la scintillation, les photons peuvent être générés par des particules incidentes issues d'un faisceau de particules ou de type rayonnement cosmique par exemple. Le programme tient compte de l'énergie totale déposée par une particule incidente dans le cristal.
- 4 : Le programme prend en compte la variation avec la longueur d'onde des paramètres physiques qui le nécessitent. Ainsi, l'efficacité quantique du photodétecteur est prise en compte
- 5 : La cinétique de l'émission est une donnée du programme, tout comme le spectre d'émission.

⁴⁵ Acronyme de Light Transmission in ANIsotropic media.

Les quantités d'intérêt délivrées par le programme sont principalement la proportion de photons détectés et le temps mis par ces photons pour être détecté. Les incertitudes sur les résultats sont traitées de la même façon que pour LUX.

Le dichroïsme, la polarisation de la lumière émise par scintillation, la présence de centres diffuseurs dans le cristal ne sont pas traités. C'est un programme de moindre souplesse que LUX puisqu'il s'agit d'une « boîte noire » : on peut seulement déterminer les paramètres d'entrée. De plus certains paramètres sont difficiles à déterminer (revêtements diffusants par exemple...).

III.5 Conclusion

Les études à la base de la compréhension du système de suivi optique sont résumées dans le tableau suivant :

Grandeur étudiée	Moyen d'étude
Transmission : $T_{\text{mes}}(\lambda)$ Longueur d'atténuation : $\Lambda_0(\lambda)$ Coefficient d'atténuation : $\alpha_0(\lambda)$	Spectrophotomètre
Signal de scintillation : $S_{\text{scint}}(z)$	Banc cosmique
Signal d'injection : $S_{\text{inj}}(\lambda)$	Banc d'injection
Variation de $\Lambda(\lambda, t)$	Cocase ULYSSE
Evolution de $T_{\text{mes}}(\lambda)$, $\Lambda_D(\lambda)$ et $\alpha_D(\lambda)$ avec t	Spectrophotomètre
Evolution de $S_{\text{scint}}(z)$ avec t	Banc cosmique LUX
Evolution de $S_{\text{inj}}(\lambda)$ avec t	Banc d'injection LUX

Les « prototypes » de calorimètre électromagnétique permettent l'étude corrélée des signaux d'injection et de scintillation pendant irradiation, dans des conditions voisines du LHC :

Grandeur étudiée	Moyen d'étude
Variation de $S_{\text{inj}}(\lambda, t)$	Banc Cocase
$S_{\text{scint}}(z)$ Variation de $S_{\text{scint}}(z, t)$ Variation de $S_{\text{inj}}(\lambda, t)$	Faisceau Test

Pour comprendre la concordance des données simulées et expérimentales, une étude à vocation exhaustive des paramètres mis en jeu pour la détection des signaux d'injection et de scintillation est menée. C'est une étude qu'on pourrait penser annexe au problème posé. Néanmoins, cette étude établit les tolérances du système de suivi optique, que ce soit en terme de mécanique ou d'optique. Cette étude est résumée dans le tableau suivant :

Grandeur étudiée	Moyen d'étude
Spectre d'émission $\mathcal{S}(\lambda)$ du cristal	Spectrofluorimètre Banc cosmique LITRANI
Transmission $T_{rmes}(\lambda)$ en lumière polarisée	Spectrophotomètre LITRANI
Transmission $T_{rmes}(\lambda)$ en fonction du recuit	Spectrophotomètre
Couplage optique cristal-photodétecteur	Banc cosmique LUX
Revêtement du cristal	Banc cosmique LUX, LITRANI
Taille du photodétecteur	Banc cosmique LUX
Ouverture numérique de la fibre optique	Banc d'injection LUX, LITRANI
Angle d'incidence de la fibre sur le cristal	Banc d'injection LUX
Chanfreins du cristal	Banc d'injection LUX
Biréfringence du cristal	Banc d'injection LITRANI

IV. RESULTATS DES MESURES ET SIMULATIONS

Après avoir présenté la démarche suivie et les outils mis en oeuvre pour répondre au problème de la calibration du calorimètre électromagnétique par le système de suivi optique, nous présentons maintenant les résultats obtenus.

Dans une première partie, nous présentons les résultats d'une étude paramétrique des signaux d'injection et de scintillation. Ces résultats déterminent les tolérances optiques et mécaniques du système de suivi optique et surtout, permettent de comprendre les phénomènes à la base d'effets observés expérimentalement en les découplant. Nous déterminons l'influence relative des paramètres sur la détection des signaux d'injection et de scintillation et nous comparerons les résultats de simulation aux résultats expérimentaux.

Dans une deuxième partie, nous présentons l'étude semi-analytique de la collection des signaux d'injection et de scintillation, étude induite par les résultats précédents. Un lien mathématique entre les variations avec le temps des deux types de signaux est établi. Nous signalons que d'autres formalismes ont été proposés, notamment par J-P. Pansart et P. Rebourgeard.

Dans une troisième partie, nous donnons les résultats de l'étude expérimentale de la corrélation des signaux d'injection et de scintillation au cours du temps. Suivant la démarche définie en II, nous présentons les résultats d'un cycle de mesure des cristaux (à l'état initial puis en fonction du temps après leur irradiation) que nous comparons aux résultats obtenus par simulation numérique, avec le banc Cocase et au cours de tests en faisceau. Nous présentons les résultats d'études complémentaires pour certains cristaux (les plus difficiles à suivre notamment...). De nouveaux résultats de cycles de mesure sont présentés avec de nouvelles bases pour leur interprétation. Une discussion finale a lieu.

IV.1. Etude paramétrique de la détection des signaux de scintillation et d'injection

Nous présentons ici les résultats déterminant l'influence des paramètres définis au chapitre II sur la détection des signaux d'injection et de scintillation, c'est-à-dire la proportion de photons détectés en fonction :

- 1) du cristal : longueur d'atténuation, géométrie (angles, surfaces d'entrée et de sortie, chanfreins), revêtements (rien, réflecteurs, diffuseurs, absorbeurs).
- 2) du photodétecteur : dimensions, indice optique (plus précisément, du milieu de couplage).
- 3) de la fibre optique : positionnement par rapport au cristal, ouverture numérique, indicatrice de rayonnement.

Nous étudions les paramètres un à un de façon à découpler leurs effets respectifs sur la détection des deux types de signaux.

IV.1.1. Conditions générales expérimentales et de simulations

- Cristal : La longueur d'atténuation des cristaux tests de CMS a été mesurée au spectrophotomètre. Nous trouvons typiquement des valeurs de 30 cm à 3 m à la longueur d'onde de 530 nm, suivant la qualité du cristal et sa résistance aux radiations. L'indice choisi pour le cristal correspond à un indice moyen calculé d'après les valeurs des indices ordinaire et extraordinaire données par l'INFN Rome [24] : $n_x = 2.22$ à 530 nm.

Le cristal CMS est un tronc de pyramide droit à bases carrées (Figure I-16); les cristaux simulés ont des chanfreins de 1 mm de largeur.

- Fibre optique : L'indicatrice de rayonnement suit une fonction parabolique. L'ouverture numérique de la fibre utilisée est de 0.37. La fibre est centrée sur la face avant du cristal à une distance de 3 mm, en incidence normale.

-
- Revêtements du cristal : Le cristal est nu, c'est-à-dire que faces latérales et face avant sont dans l'air, la face arrière est dans l'air, sauf sur la surface recouverte par l'APD qui est dans la colle¹.
 - Photodétecteur : Le photodétecteur est centré sur la face arrière du cristal. Une APD EG&G est représentée par un disque de rayon $r = 2.5$ mm, une APD Hamamatsu par un carré de côté $r = 5$ mm. L'indice simulé de l'APD (en fait de la colle faisant l'adaptation d'indice entre le cristal et l'APD) est de 1.70 à 530 nm.
 - Photons générés : LUX génère N photons, dans la fibre dans le cas de l'injection, dans le cristal dans le cas de la scintillation. Sur le banc cosmique, nous ne connaissons pas le nombre de photons générés par le cristal. Nous travaillons indifféremment avec un état de polarisation S ou P, ou plutôt avec un état de polarisation moyenne, aucune modification notable dans le comportement des photons n'étant observée.

IV.1.2. Influence de la géométrie du cristal sur la détection des signaux

Dans le cas de la scintillation, une fraction seulement de la lumière émise parvient directement sur le photodétecteur (rayons directs), la fraction restante se sépare en deux fractions : l'une atteint le photodétecteur après de multiples réflexions et diffusions sur les faces du cristal (rayons indirects), l'autre ne l'atteint pas parce qu'elle est absorbée dans le cristal. L'importance relative des deux fractions de lumière détectées (directe et indirecte) dépend essentiellement de la forme et des dimensions relatives du cristal et du photodétecteur. Dans le cas de l'injection de lumière, les photons sont émis dans une direction privilégiée liée à la fibre optique, il faut donc faire intervenir les paramètres liés à la fibre tels que son ouverture numérique ou son inclinaison vis-à-vis de la face d'entrée du cristal (Cf. IV.1.6).

¹ Dow Corning.

Dans les simulations, le cristal parallélépipédique est de même longueur que le cristal CMS et de même section que sa face de sortie, afin d'avoir le même rapport des surfaces cristal-photodétecteur dans les deux cas. Nous pouvons également jouer sur la taille des chanfreins.

- Uniformité de collection de la lumière : Nous avons vu au chapitre II que la forme pyramidale du cristal induisait une focalisation des rayons lumineux, à la mesure des réflexions subies par les rayons sur les faces latérales. L'angle solide permettant une réfraction sur la face de sortie diminue avec z , du fait de la diminution de l'angle d'inclinaison des rayons (par rapport aux faces latérales) à chaque réflexion dans le sens direct sur les parois latérales. En effet, compte tenu de la configuration en sortie, nous distinguons trois cas de figure :

1) Les rayons dont l'angle de sortie Θ_s permet une réfraction dans l'air, vérifient :

$$\Theta_s \leq \text{Arcsin}\left(\frac{n_{\text{air}}}{n_x}\right) \quad \text{Equation IV-1}$$

2) Les rayons dont l'angle de sortie permet une réfraction dans la colle mais pas dans l'air, vérifient :

$$\text{Arcsin}\left(\frac{n_{\text{air}}}{n_x}\right) < \Theta_s \leq \text{Arcsin}\left(\frac{n_{\text{colle}}}{n_x}\right) \quad \text{Equation IV-2}$$

3) Les rayons qui sont totalement réfléchis en sortie vérifient:

$$\Theta_s > \text{Arcsin}\left(\frac{n_{\text{colle}}}{n_x}\right) \quad \text{Equation IV-3}$$

Négligeons les rayons qui vérifient l'équation IV-3 et qui ne peuvent pas quitter le cristal. Les deux classes de rayons définies par les équations IV-1 et IV-2 permettent de définir deux classes angulaires. Pour une émission initiale à une distance z , les fractions d'angle solide définies pour les rayons directs (les expressions sont identiques pour les rayons indirects) s'écrivent, en notant R le rayon en entrée des cristaux au centre du tonneau (Figure II-20) :

1) pour les rayons peu inclinés, pouvant sortir dans l'air ou dans la colle :

$$\Omega_{\text{air}} = \frac{1}{4 \cdot \pi} \cdot \int_0^{\text{Arc sin}\left(\frac{R+\ell_x}{R+z} \cdot \frac{n_{\text{air}}}{n_x}\right)} 2 \cdot \pi \cdot \sin \theta \cdot d\theta$$

soit

Equation IV-4

$$\Omega_{\text{air}} = \frac{1}{2} \cdot \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{n_{\text{air}}}{n_x} \cdot \frac{R + \ell_x}{R + z} \right)^2} \right]$$

2) pour les rayons plus inclinés qui ne peuvent quitter le cristal que par la colle :

$$\Omega_{\text{colle}} = \frac{1}{2} \cdot \left[\sqrt{1 - \left(\frac{n_{\text{air}}}{n_x} \cdot \frac{R + \ell_x}{R + z} \right)^2} - \sqrt{1 - \left(\frac{n_{\text{colle}}}{n_x} \cdot \frac{R + \ell_x}{R + z} \right)^2} \right] \quad \text{Equation IV-5}$$

Dans les équations IV-4 et IV-5, R dépend de l'angle Θ_x du cristal et du paramètre de la face d'entrée a_x selon :

$$\theta_x \approx \frac{a_x}{R} \quad \text{Equation IV-6}$$

Plus l'angle du cristal diminue, moins on est sensible à cet effet de focalisation de la lumière, effets absents dans le cas d'un cristal parallélépipédique. Sur les courbes en z simulées des figures IV-1 et IV-2, la modification de l'uniformité longitudinale de lumière collectée liée à la géométrie du cristal est semblable à toute les longueurs d'atténuation, au 1^{er} ordre. Dans un cristal sans chanfreins, l'effet de focalisation est net quelles que soient les longueurs d'atténuation. Les chanfreins induisent des pertes qui diminuent l'importance de l'effet de focalisation.

- Quantité de lumière : La détection favorisée des photons issus de l'extrémité avant du cristal dans le cas du cristal CMS implique une augmentation du signal de scintillation détecté par rapport au cas du cristal parallélépipédique, identique pour toutes les longueurs d'atténuation. Dans le cas du signal d'injection, aucune sensibilité à la géométrie du cristal n'est observée.

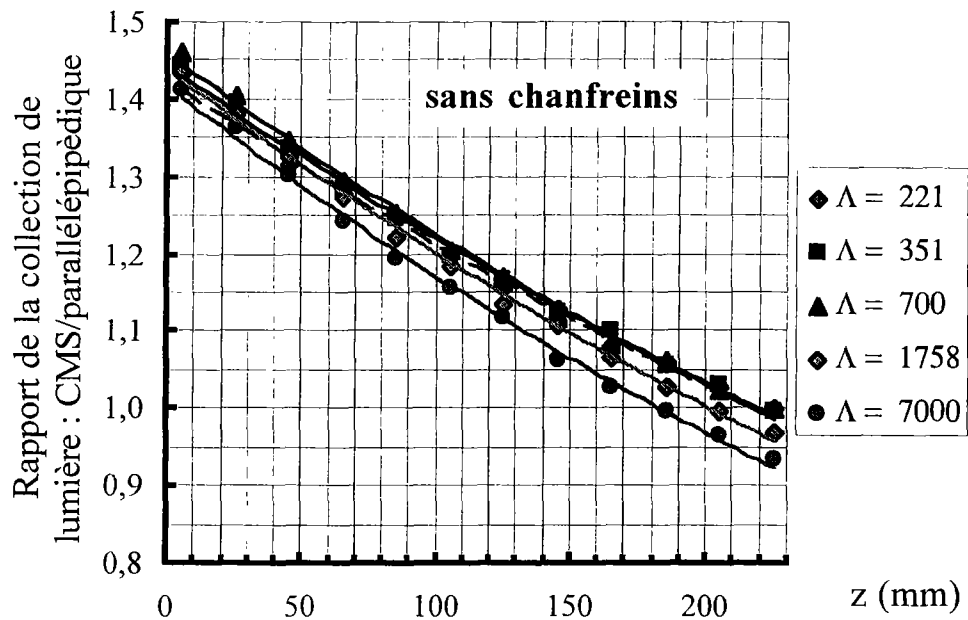


Figure IV-1 : Rapport des courbes en z simulées pour un cristal CMS nu et un cristal parallélépipédique nu, sans chanfreins, de différentes longueurs d'atténuation (Λ en mm).

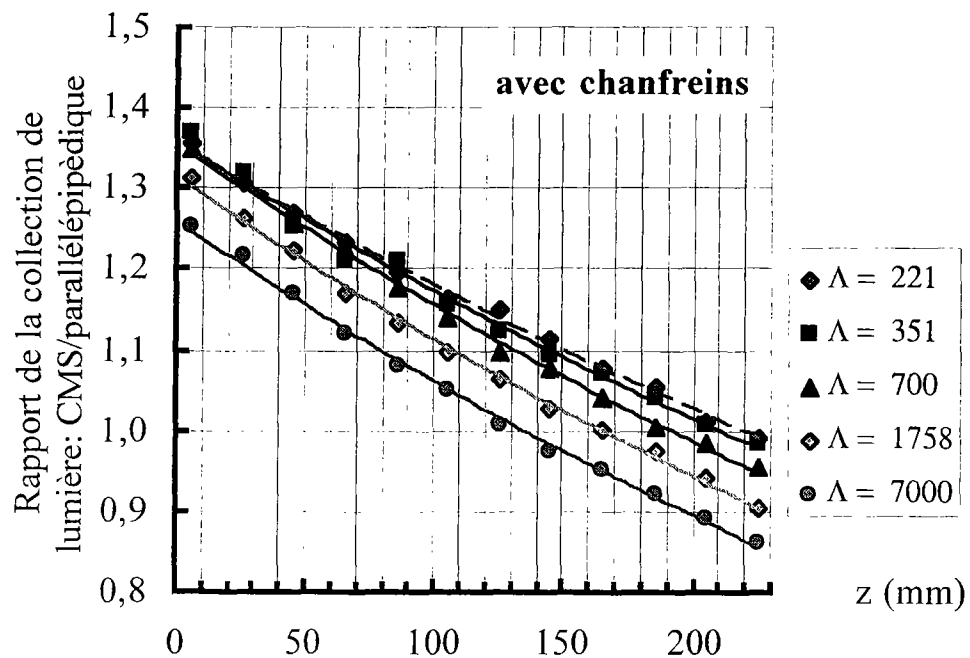


Figure IV-2 : Rapport des courbes en z simulées pour un cristal CMS nu et un cristal parallélépipédique nu, avec chanfreins, de différentes longueurs d'atténuation (Λ en mm).

IV.1.3. Influence de la longueur d'atténuation du cristal sur la détection des signaux

- Uniformité de collection de la lumière : Dans l'expérience comme dans les simulations, trois types de comportement sont observés. Un cristal de grande longueur d'atténuation présente une courbe en z linéaire de pente négative, un cristal de faible longueur d'atténuation ($\Lambda < 23$ cm) une courbe en z de pente globalement positive et un cristal intermédiaire une forme dite en U (Figures IV-3 et IV-4).

En effet, plus l'absorption de la lumière dans le cristal est importante, plus la détection de la lumière produite près du photodétecteur est favorisée. L'effet de focalisation (lié à la géométrie du cristal) pour lequel les photons sont plus facilement détectés qu'ils sont émis loin du photodétecteur, l'emporte sur l'effet d'absorption dans les cristaux de grande longueur d'atténuation. C'est le contraire dans les cristaux de faible longueur d'atténuation, les deux effets étant du même ordre de grandeur dans les cristaux de longueur d'atténuation moyenne.

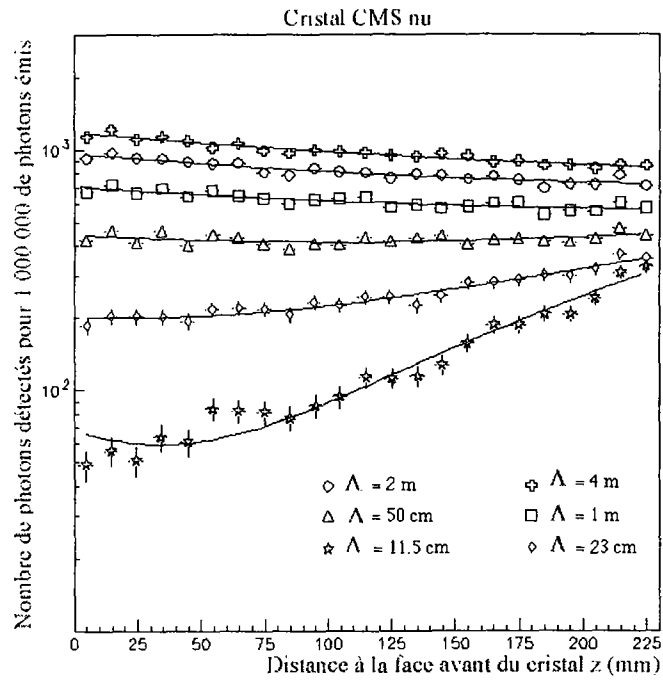


Figure IV-3 : Evolution simulée des courbes en z avec la longueur d'atténuation pour un cristal CMS nu.

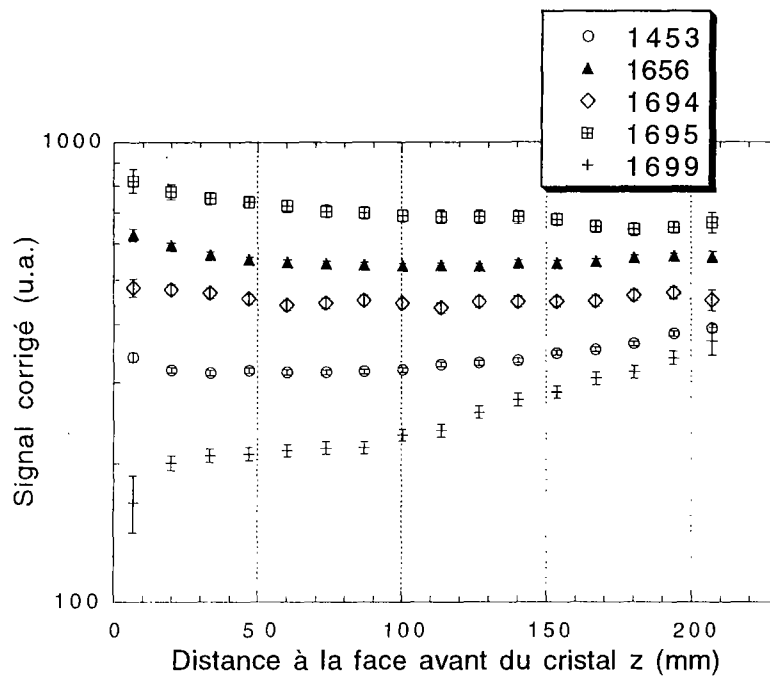


Figure IV-4 : Courbes en z mesurées sur le banc cosmique pour des cristaux de qualité différente.

• Quantité de lumière : La figure IV-5 donne les efficacités de détection du signal d'injection et du signal de scintillation. Pour le signal de scintillation, sont représentées les efficacités fonction du point d'émission dans le cristal : moyennées sur les zones avant (0 à 7 cm), milieu (8 à 15 cm) et arrière (16 à 23 cm). Nous étudierons le signal moyenné sur tout le cristal.

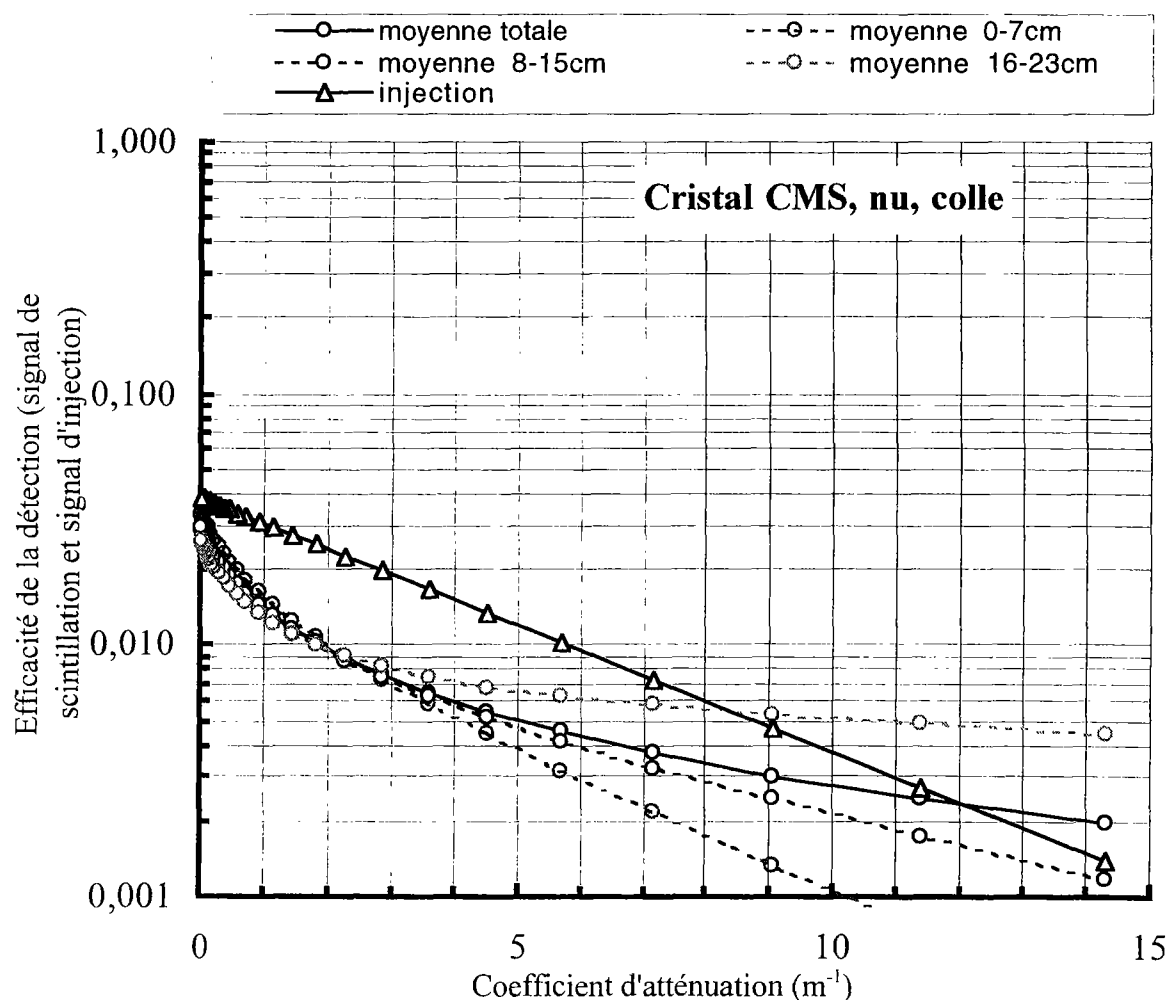


Figure IV-5 : Influence de la longueur d'atténuation sur la détection du signal d'injection et du signal de scintillation, dans un cristal CMS nu couplé par de la colle à une APD.

Dans la configuration étudiée, cristal pyramidal nu couplé par de la colle à une APD, de longueur d'atténuation comprise entre 23 cm et 3 m, la détection du signal d'injection est meilleure que celle du signal de scintillation car les photons arrivent plus directement sur l'APD. Dans un cristal parfait, l'efficacité de détection de la scintillation tend vers celle de l'injection. Au-delà d'un coefficient d'atténuation de 9 m^{-1} , l'efficacité de détection du signal

de scintillation moyennée sur la zone arrière du cristal l'emporte sur l'efficacité de détection du signal d'injection car les photons d'injection parcourent une plus grande distance que les photons de scintillation avant d'être détectés. D'où le croisement des courbes.

Nous constatons que l'efficacité de détection du signal d'injection dépend du coefficient d'atténuation suivant une loi exponentielle. La relation liant l'efficacité de détection de la scintillation au coefficient d'atténuation n'est pas si simple.

- Intéressons-nous aux distances parcourues par les photons avant d'être détectés. Sur tous les histogrammes de distribution des distances concernant l'injection dans un cristal nu, nous observons deux pics principaux. Un point de la figure IV-6 représente la moyenne d'un pic. Le premier point correspond aux photons atteignant directement l'APD (après avoir parcouru ℓ_x), le second point correspond aux photons qui effectuent un aller-retour en plus avant de se diriger vers l'APD ($3 \ell_x$), le troisième point aux photons qui parcourent $5 \ell_x$.

La distribution est dans tous les cas discrète, en raison de la géométrie de l'émission, c'est-à-dire du déterminisme impliqué par la fibre : les photons effectuent uniquement des aller-retours entre la face d'entrée et la face de sortie du cristal. Le nombre de points et donc le nombre de réflexions n'augmente pas avec la longueur d'atténuation, le nombre de trajets possibles se trouvant limité par les pertes subies à chaque réflexion sur les faces d'entrée et de sortie du cristal. Finalement, tout se passe comme si les photons effectuaient quelques aller-retours dans le cristal avant d'être détectés (de l'ordre de 5) et nous pouvons supposer que les revêtements des faces latérales du cristal n'ont que peu d'importance dans le rôle de la collection de lumière ; ce sont surtout les revêtements des faces d'entrée et de sortie qui vont jouer un rôle.

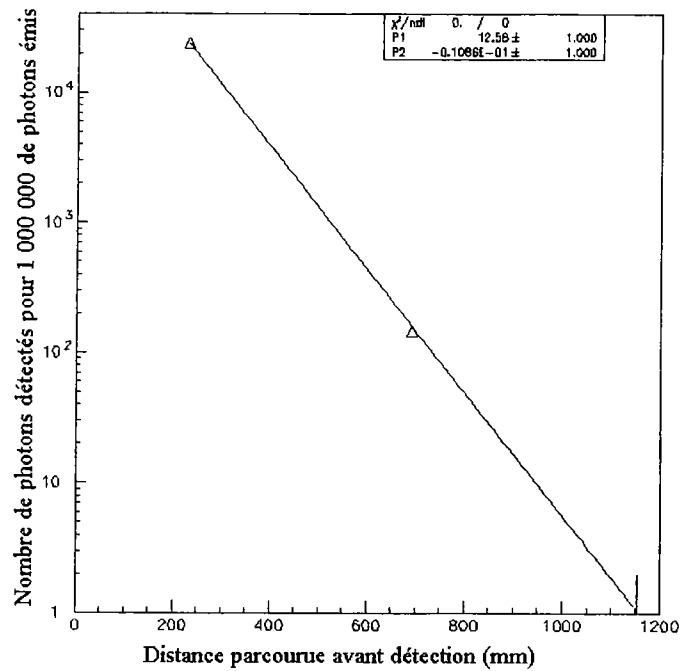


Figure IV-6 : Distribution des distances parcourues par les photons détectés lors de l'injection dans un cristal CMS nu ($\Lambda = 1$ m), avec fit exponentiel.

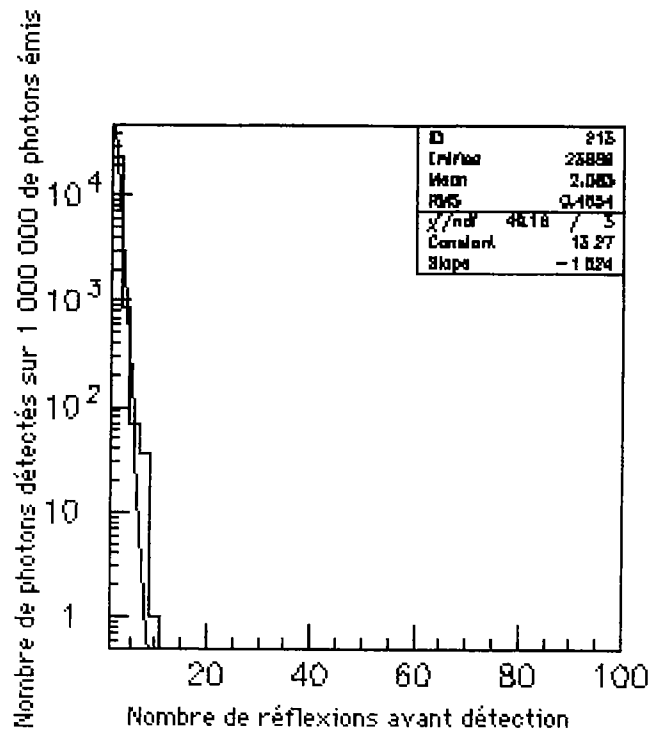


Figure IV-7 : Distribution du nombre de réflexions subies sur toutes les faces du cristal par les photons détectés lors de l'injection dans un cristal CMS nu ($\Lambda = 1$ m), avec fit exponentiel.

• Sur tous les histogrammes de distribution des distances concernant la scintillation dans un cristal nu, nous observons une distribution continue, pour des raisons de géométrie de l'émission (Figure IV-8). Comme dans le cas de l'injection, certains photons atteignent directement le photodétecteur, d'autres effectuent quelques aller-retours avant de se diriger vers le photodétecteur mais les photons ont principalement une marche aléatoire et donc toutes les distances sont possibles. Toutefois, l'effet de focalisation entre en jeu et donc plus la longueur d'atténuation augmente, plus les photons détectés sont issus de l'extrémité avant du cristal. Ceci explique l'existence d'une traînée sur les histogrammes de distribution des distances, inexistante quand le cristal est revêtu d'un réflecteur parfait.

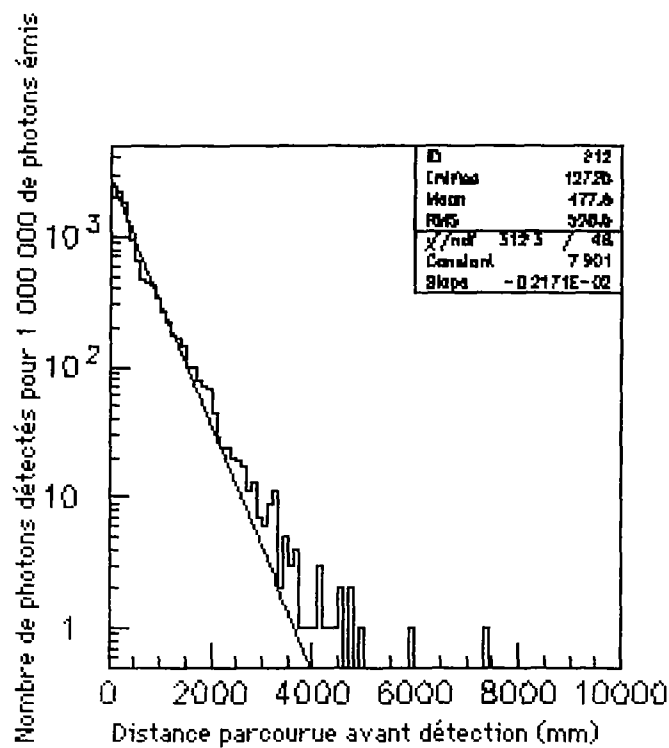


Figure IV-8 : Distribution des distances parcourues par les photons détectés lors de la scintillation dans un cristal CMS nu ($\Lambda = 1$ m), avec fit exponentiel.

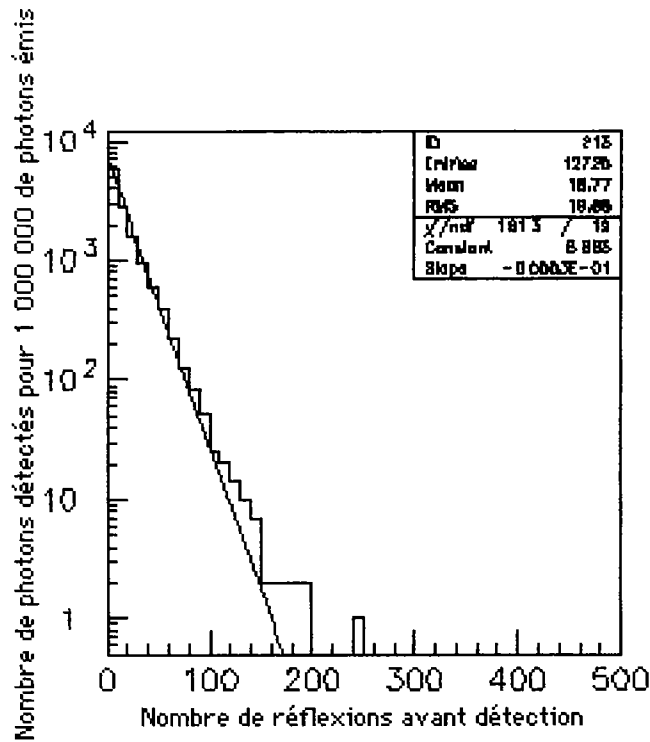


Figure IV-9 : Distribution du nombre de réflexions subies sur toutes les faces du cristal par les photons détectés lors de la scintillation dans un cristal CMS nu ($\Lambda = 1$ m), avec fit exponentiel.

Nous remarquons que la distribution des distances parcourues par les photons suit au premier ordre une loi exponentielle décroissante. Nous pouvons expliquer cette distribution par des arguments simples [82]. Notons Σ_{det} la fraction de la surface couverte par l'APD, de l'ordre de 4%. Supposons que l'APD est couplée au cristal par une colle optique d'indice n_{colle} . La fraction d'angle solide qui peut être détectée est donnée par :

$$\Sigma_{\Omega} = (1 - \cos\theta_c)$$

soit

Equation IV-7

$$\Sigma_{\Omega} = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{n_{\text{colle}}}{n_x}\right)^2}$$

En posant $n_{\text{colle}} = 1.7$ et $n_x = 2.22$, nous obtenons $\Sigma_{\Omega} = 35.7\%$. Si nous supposons que la lumière qui parvient au photodétecteur est isotrope et uniformément répartie quel que soit le point d'émission du photon, la probabilité de détection p s'écrit :

$$p = \Sigma_{\text{det}} \cdot \Sigma_{\Omega}$$

Equation IV-8

Cette probabilité est très faible puisqu'elle vaut environ 1.4%. Supposons pour simplifier une émission initiale en extrémité de cristal ($z = 0$). Les photons qui sont détectés avec une probabilité p parcourent une distance $\ell = b \cdot \ell_x$ où b est un coefficient voisin de l'unité. Les $(1-p)$ photons restant repartent dans le cristal ; ils parviendront de nouveau sur la face de sortie après un trajet correspondant à deux longueurs de cristal (soit $3 \ell_x$ de trajet depuis l'émission). Une fraction p sera détectée et une fraction $(1-p)$ sera renvoyée dans le cristal. Nous déterminons alors une distribution exponentielle décroissante des distances parcourues ℓ avant détection dont la moyenne est donnée par :

$$\langle \ell \rangle \approx p \cdot \ell_x \cdot \left(\sum_{k=0}^{+\infty} (1-p)^k \cdot (2 \cdot k + 1) \right) \quad \text{Equation IV-9}$$

La distribution des distances parcourues avant détection s'écrit alors :

$$f(\ell) = \frac{1}{\langle \ell \rangle} \cdot e^{-\frac{\ell}{\langle \ell \rangle}} \quad \text{Equation IV-10}$$

Les figures IV-6 et IV-8 donnent respectivement pour l'injection et pour la scintillation, pour un cristal d'une longueur d'atténuation $\Lambda = 1 \text{ m}$: $\langle \ell \rangle = 9$ et 46 cm . Ces résultats montrent qu'il faut faire intervenir en plus de la longueur d'atténuation, une longueur d'atténuation effective liée notamment aux revêtements du cristal et aux pertes induites par les chanfreins.

IV.1.4. Influence du revêtement du cristal sur la détection des signaux

Nous recherchons un revêtement du cristal qui favorise la trajectoire des photons vers le photodétecteur par réflexion et/ou diffusion. La meilleure solution est celle qui fournit le moins de réflexions dans le milieu scintillant c'est-à-dire celle qui minimise les pertes par absorption principalement. Il faut trouver un compromis entre les montants des pertes par réflexion et par absorption. Nous avons vu en IV.1.2. que les photons détectés étaient en réflexion totale sur les faces latérales du cristal. Nous pouvons donc supposer que le revêtement des faces latérales est celui qui va jouer le moins dans l'optimisation de la collection de lumière (étant donné les indices du cristal, le cristal nu est meilleur que tout autre revêtement, dans le cas où

les faces sont polies). Nous nous intéresserons donc principalement à des revêtements des faces d'entrée et de sortie du cristal.

- Expérimentalement, divers revêtements ont été étudiés :

1) des revêtements de type alvéole dans lequel le cristal est inséré. Dans ce type de revêtement, seule la face de sortie est nue. Des prototypes d'alvéoles du calorimètre fournis par le LPNHE de l'École Polytechnique ont été testés sous l'appellation « cellule Ag » (revêtement réfléchissant), ainsi que des alvéoles en tyvek (revêtement diffusant) ou en papier noir (revêtement absorbant).

2) certains cristaux ont été traité optiquement par voie sol-gel et sont revêtus d'une couche de sol-gel, d'une couche d'argent et d'une couche de laque protégeant l'argent d'une oxydation (revêtement réfléchissant).

3) La face d'entrée du cristal peut être revêtue d'embouts en mylar aluminisé (revêtement réfléchissant), en tyvek, en oxyde de titane ou en plastique pour « l'embout X » fourni par le LPNHE (revêtements diffusants), en papier noir. La face de sortie est toujours nue.

- Dans les simulations, les revêtements sont absorbants, réfléchissants ou diffusants, le phénomène de diffusion étant le plus délicat à traiter, tout comme le dépoli des faces du cristal. Le cristal nu avec miroirs, cas scintillation, a ses faces latérales dans l'air, sa face avant parfaitement réfléchissante et sa face arrière parfaitement réfléchissante, sauf sur la surface recouverte par l'APD qui est dans la colle.

Le cristal nu avec miroirs, cas injection, a ses faces latérales dans l'air et sa face avant 1) dans l'air quand on injecte la lumière, 2) parfaitement réfléchissante dès que les photons sont dans le cristal. Sa face arrière est parfaitement réfléchissante, sauf sur la surface recouverte par l'APD qui est dans la colle.

Le cristal nu avec diffuseurs ou absorbeurs est traité comme le cristal nu avec miroirs, le terme « parfaitement réfléchissant » devient « parfaitement diffusant » (respectivement « parfaitement absorbant »).

- Uniformité de collection de la lumière : Les figures IV-10 et IV-11 montrent que des revêtements réfléchissants ou diffusants modifient d'autant plus l'uniformité de collection de

la scintillation que le cristal est de petite longueur d'atténuation. L'effet de focalisation est accentué car il n'y a plus de pertes sur la face d'entrée du cristal.

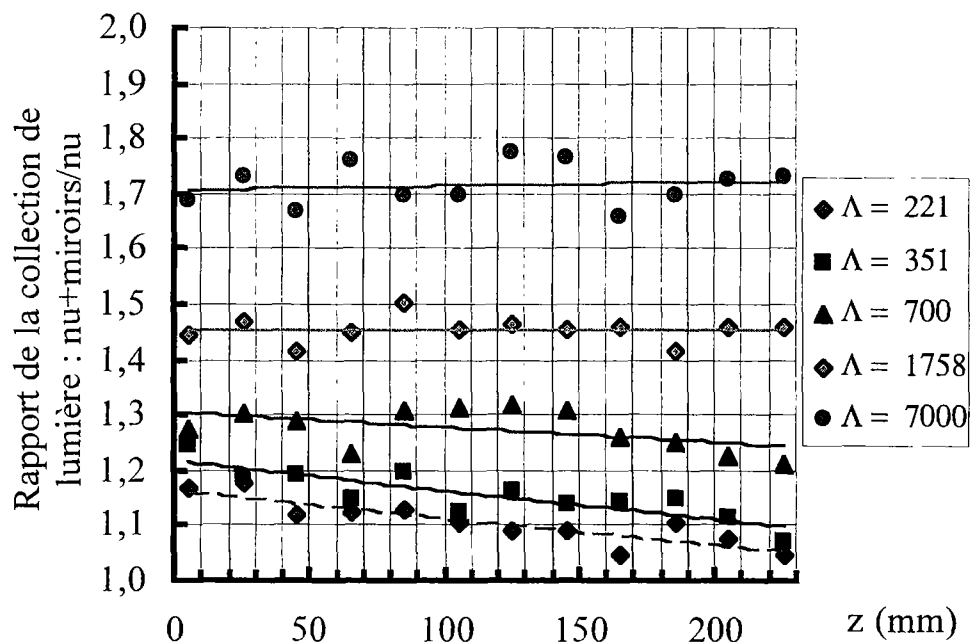


Figure IV-10 : Rapport des courbes en z simulées pour un cristal CMS nu avec miroirs et un cristal CMS nu, de différentes longueurs d'atténuation (Λ en mm).

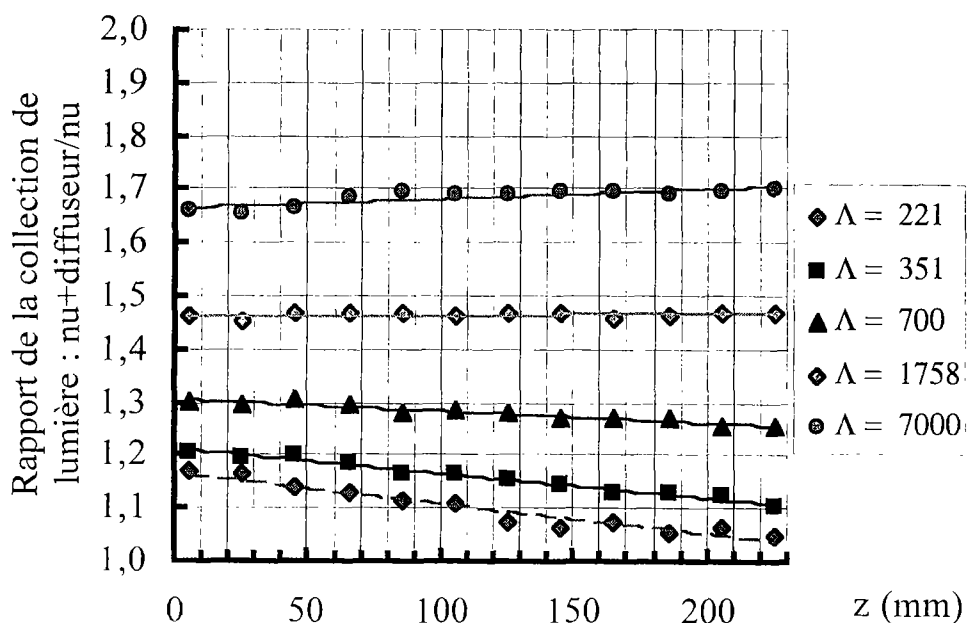


Figure IV-11 : Rapport des courbes en z simulées pour un cristal CMS nu avec diffuseurs et un cristal CMS nu, de différentes longueurs d'atténuation (Λ en mm).

D'autre part, la comparaison des revêtements « cellule Ag », « embout X » et « cellule Ag + embout X » montre que le revêtement des faces latérales du cristal joue un rôle négligeable dans la collection de lumière, devant celui des faces d'entrée et de sortie (Figure IV-12).

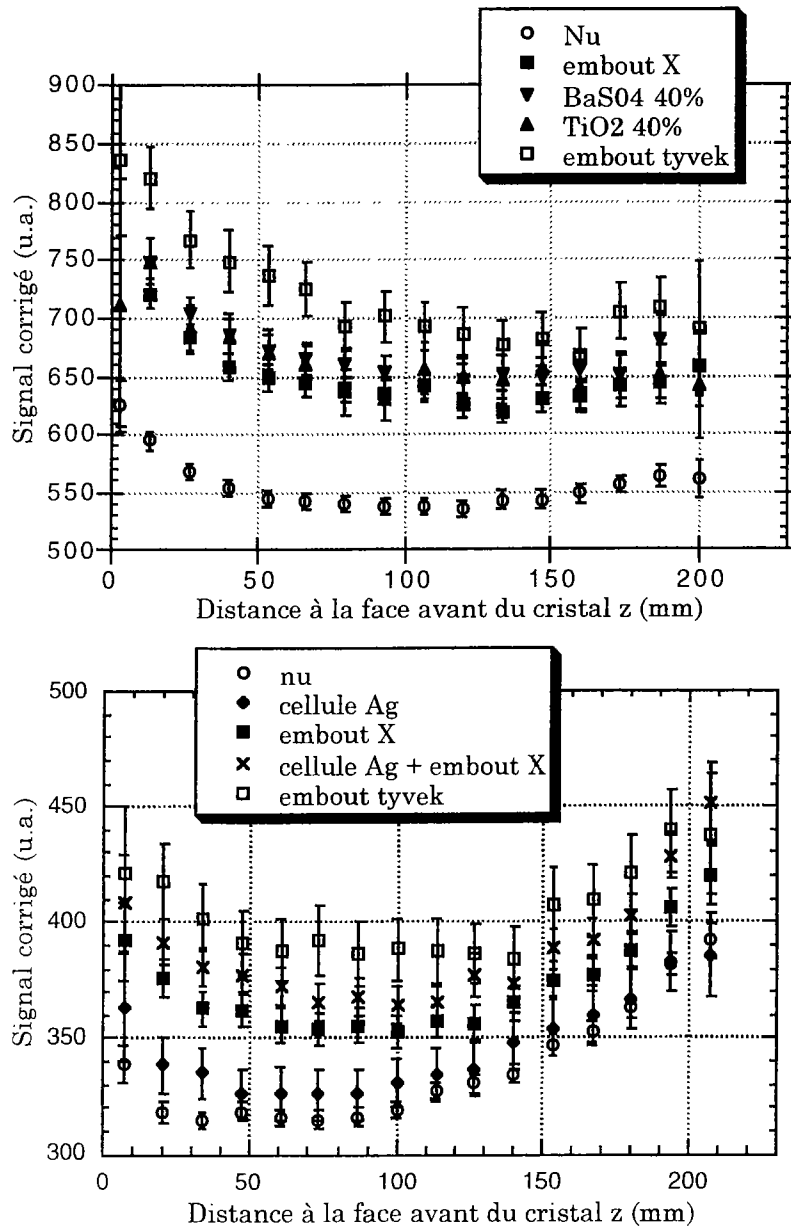


Figure IV-12 : Courbes en z expérimentales des cristaux n°1656 ($\lambda > 1 \mu\text{m}$, en haut) et 1453 ($\lambda < 1 \mu\text{m}$, en bas) pour différents revêtements.

• Quantité de lumière: Les figures IV-10 et IV-11 montrent que la détection du signal de scintillation est plus efficace avec revêtements diffusants ou réfléchissants que sans revêtements. Une augmentation de l'efficacité de détection d'environ 50% liée aux revêtements est observée sur des cristaux de longueurs d'atténuation de l'ordre du mètre.

Cet effet est d'autant plus important que la longueur d'atténuation est grande : les revêtements des faces d'entrée et de sortie du cristal influent directement sur la distance parcourue par les photons et plus le cristal est transparent, plus la distance parcourue par les photons avant la détection peut être grande.

Le comportement des courbes d'efficacité de détection pour l'injection et la scintillation (Figure IV-13) est comparable à celui observé sur la figure IV-5. Mais l'efficacité de détection du signal d'injection ne dépend plus du coefficient d'atténuation suivant une simple loi exponentielle. Sous l'effet des embouts réfléchissants ou diffusants, la dépendance avec le coefficient d'atténuation de l'efficacité de détection de l'injection tend à se rapprocher de celle de l'efficacité de détection de la scintillation.

En conclusion, il paraît intéressant de recouvrir les faces d'entrée et de sortie du cristal d'un revêtement réfléchissant ou diffusant, d'une part pour augmenter la proportion de photons détectés, d'autre part pour avoir un comportement plus comparable des photons de scintillation et d'injection.

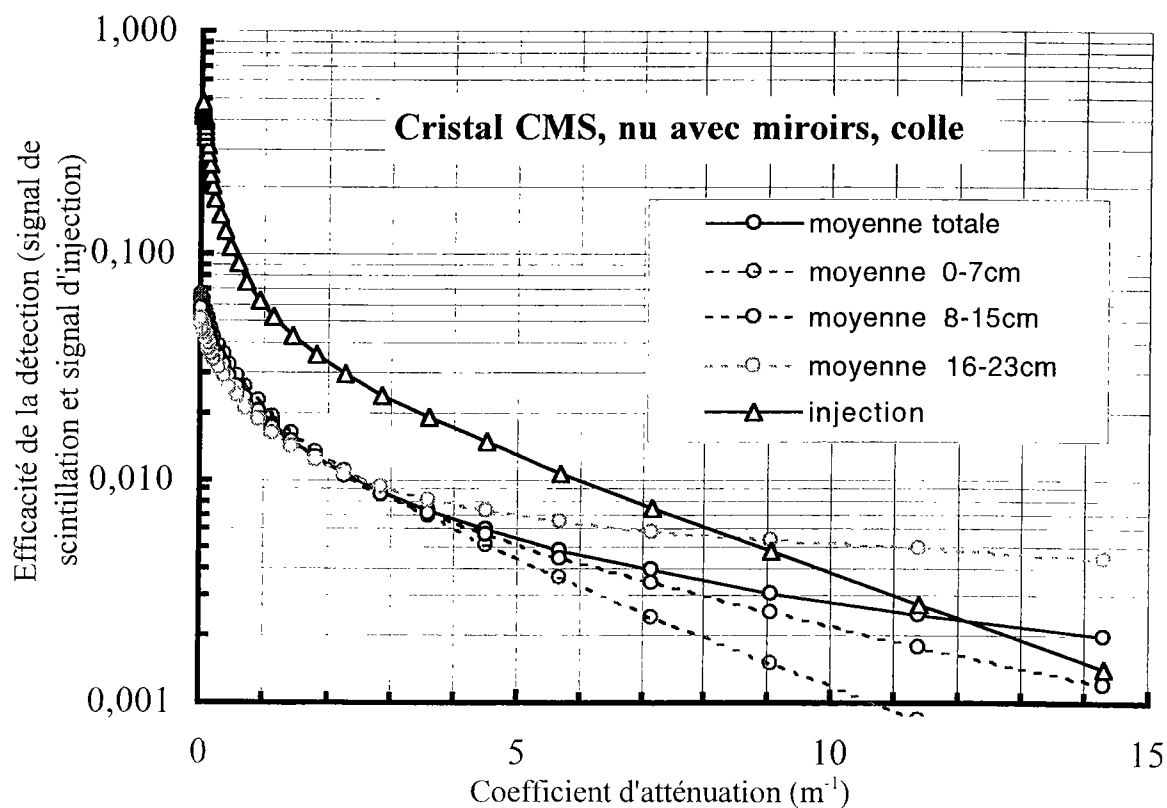
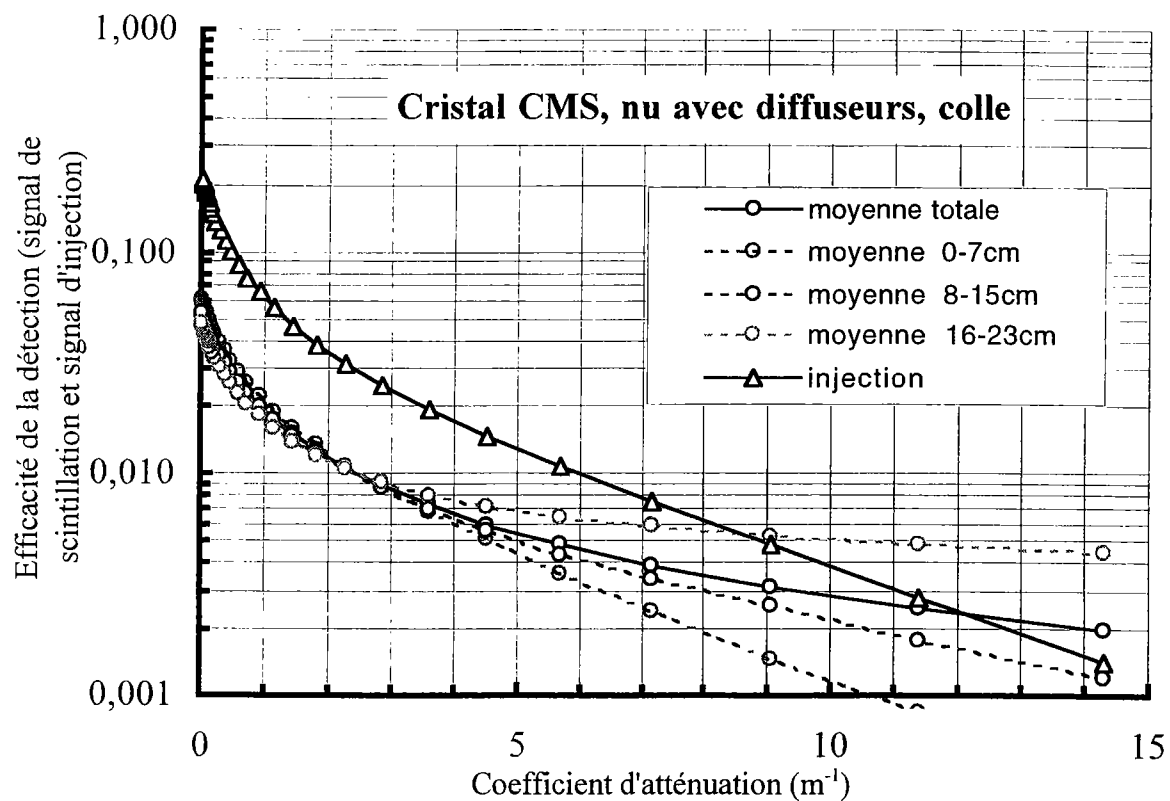


Figure IV-13 : Influence simulée de revêtements aux extrémités de cristaux CMS nus sur la détection du signal d'injection et du signal de scintillation.

IV.1.5. Influence du mode de couplage cristal/photodétecteur sur la détection des signaux

Soit un cristal de surface de sortie S_x lu par un photodétecteur de taille S_{det} , notons Σ_{det} le rapport S_{det} / S_x . L'efficacité de détection η_{det} d'un photon est donnée par :

$$\eta_{det} = \eta_{sortie} \cdot \Sigma_{det} \cdot \left(1 - \left(\frac{n_{co} - n_x}{n_{co} + n_x} \right)^2 \right) \cdot e^{-\frac{\langle \ell \rangle}{\Lambda}} \quad \text{Equation IV-11}$$

où η_{sortie} représente la fraction de lumière qui peut quitter le cristal, et vérifie :

$$\eta_{sortie} = \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{n_{co}}{n_x} \right)^2} \right) \quad \text{Equation IV-12}$$

Par exemple, nous avons : $\eta_{sortie} = 5.3\%$ dans l'air, 17.85% dans la colle.

n_{co} est l'indice du milieu de couplage du cristal au photodétecteur.

$\langle \ell \rangle$ est la distance moyenne parcourue par le photon dans le cristal avant sa détection.

Dans cette expression, nous ne tenons compte ni de la réponse angulaire du photodétecteur, ni des réflexions partielles et le cristal est parallélépipédique.

IV.1.5.1. Influence de la taille du photodétecteur

Nous distinguons deux cas de figure :

1) La surface du cristal est inférieure ou de taille comparable à la surface de la fenêtre du photodétecteur : $\Sigma_{det} = 100\%$. Nous nous trouvons dans cette configuration lors du couplage du cristal à un PM XP2262B sur le banc cosmique.

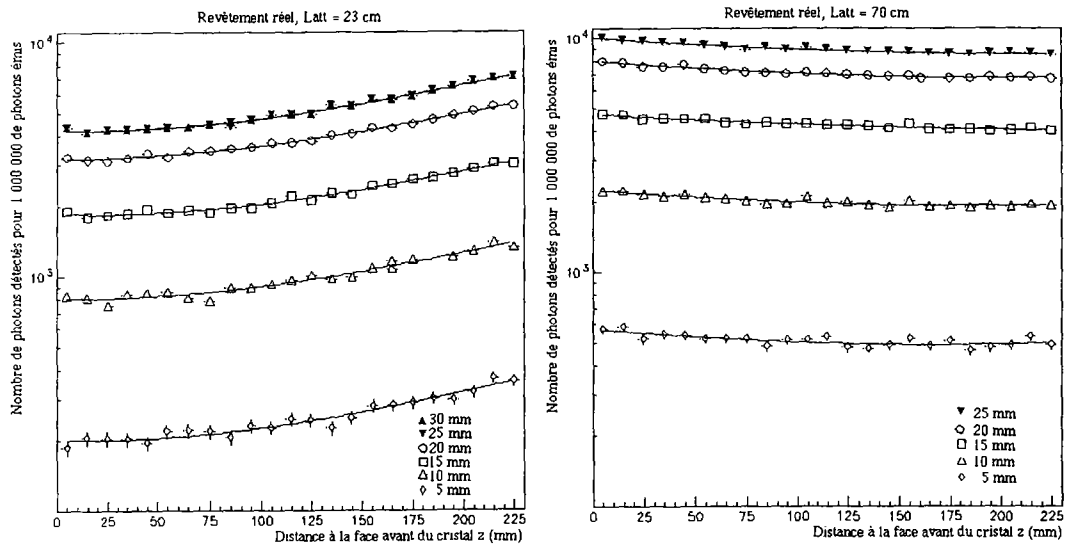
2) La surface du cristal est supérieure à celle de la fenêtre : Nous nous trouvons dans cette configuration lors du couplage du cristal à une APD sur le banc d'injection ou bien sur la matrice de test en faisceau : c'est la configuration de l'expérience. Un photon incident sur la face de sortie du cristal a une probabilité sensiblement égale à Σ_{det} de parvenir en face du détecteur (c'est d'autant plus vrai que ℓ_x est élevée et que le cristal a un rôle de mélangeur optique : la corrélation entre point d'émission et point de sortie est très faible).

Pour un cristal parfait, ne présentant pas d'absorption, le signal mesuré est indépendant de la surface du photodétecteur : un nombre élevé de réflexions peut avoir lieu dans le cristal jusqu'à ce que la lumière soit détectée. Pour un cristal présentant une forte absorption, seule la lumière directe a une bonne probabilité d'être détectée. La quantité de lumière mesurée est alors proportionnelle à la surface du photodétecteur.

- Uniformité de collection de la lumière : La figure IV-14 présente les résultats de simulation obtenus en faisant varier la taille du photodétecteur, de $r = 5$ mm à $r = 25$ mm. Sur le banc cosmique, différentes tailles de photodétecteur ont été simulées par des diaphragmes (Figure IV-15). Les courbes en z obtenues montrent que la taille du photodétecteur n'influe pas sur l'uniformité longitudinale de lumière collectée, ce quelle que soit la longueur d'atténuation du cristal.

- Quantité de lumière détectée : Nous avons logiquement davantage de photons détectés avec un détecteur plus grand, mais une courbe se déduit de l'autre par simple translation : pour avoir la hauteur du signal détecté avec un photodétecteur d'une taille connaissant celle du signal détecté avec un photodétecteur d'une autre taille, il suffit de faire le rapport des surfaces de détection et la translation correspondante (à condition, bien sûr, d'avoir des photodétecteur de même efficacité quantique).

Etant donné les résultats expérimentaux obtenus, nous sommes amenés à supposer que, même pour un cristal tel que le n°1695, de longueur d'atténuation supérieure à 1 m, nous nous trouvons dans le cas théorique d'une forte absorption. La valeur de la longueur d'atténuation est encore trop faible pour qu'on observe un signal détecté indépendant de la surface du photodétecteur.



a)

b)

Figure IV-14 : Evolution simulée des courbes en z avec la taille du photodétecteur, pour a) un cristal CMS nu de $\Lambda = 23$ cm et b) un cristal CMS nu de $\Lambda = 70$ cm.

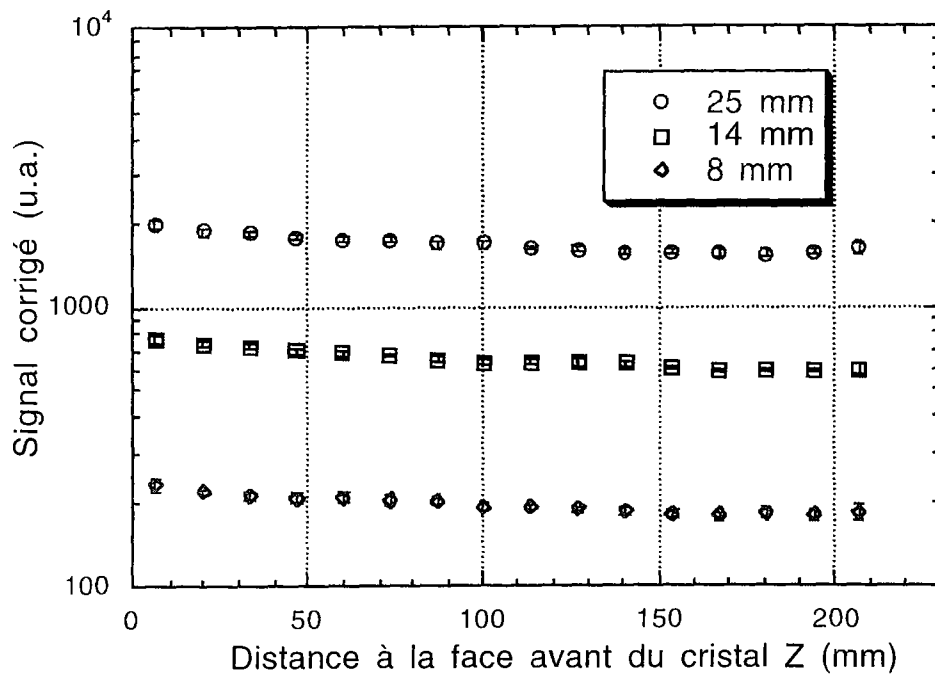


Figure IV-15 : Courbes en z mesurées du cristal n°1695, sans masque, avec masque de 8 et 14 mm de diamètre.

IV.1.5.2. Influence de la position du photodétecteur

Une incertitude sur la position du photodétecteur sur la face arrière du cristal est permise car n'influant pas sur le nombre de photons détectés dans le cas de la scintillation. Dans le cas de l'injection, on devient sensible à la position du photodétecteur et à sa géométrie. Ce qui va primer, c'est l'indice de la fenêtre d'entrée du photodétecteur ainsi que sa position par rapport à la fibre.

IV.1.5.3. Influence de l'indice optique de la fenêtre d'entrée du photodétecteur

Différents types de couplage optique du cristal au photodétecteur ont été testés sur le banc cosmique : pastille d'élastomère silicone Rhodorsil RTV 141² (indice 1.45 à 500 nm) assurant une adaptation d'indice entre le cristal et la fenêtre d'entrée du photodétecteur, lame d'air.

- Uniformité de collection de la lumière : D'après la figure IV-17, les courbes en z obtenues pour différentes valeurs de l'indice optique du photodétecteur (ou plus précisément du milieu de couplage), dans une configuration cristal CMS nu, montrent que l'indice du couplage optique n'est pas un paramètre influant sur l'uniformité longitudinale de lumière collectée, tant que $n \leq n_{\text{optimal}}$. Dès que $n > n_{\text{optimal}}$, l'indice du couplage optique modifie l'uniformité longitudinale de lumière collectée : la proportion de photons détectés produits près du photodétecteur augmente de façon significative avec l'indice. Déterminons n_{optimal} dans le cas d'un cristal parallélépipédique :

L'angle critique de sortie des photons dans le milieu de couplage est donné d'après l'équation IV-2 par :

$$\Theta_{\text{cs}} = \text{Arc sin}\left(\frac{n_{\text{co}}}{n_x}\right) \quad \text{Equation IV-13}$$

A cet angle critique de sortie est associé un angle critique de perte des photons par les faces latérales du cristal, qui d'après l'équation IV-1 est donné par :

² Rhône-Poulenc Chimie, France.

$$\Theta_{cp} = \text{Arcsin}\left(\frac{n_{air}}{n_x}\right) \quad \text{Equation IV-14}$$

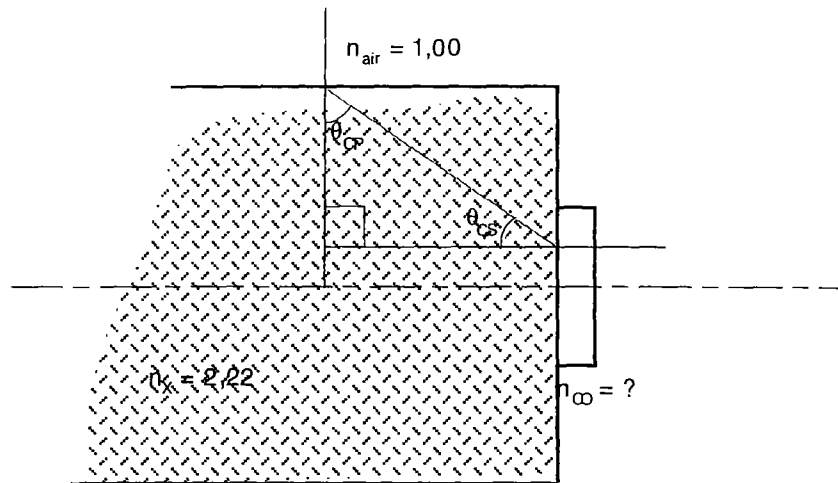


Figure IV-16 : Représentation des angles d'incidences sur les faces de sortie et latérales d'un cristal parallélépipédique.

D'après la géométrie parallélépipédique étudiée, nous avons :

$$\Theta_{cs} = \frac{\pi}{2} - \Theta_{cp} \quad \text{Equation IV-15}$$

Plus l'indice du milieu de couplage augmente, plus l'angle critique de sortie des photons augmente et plus l'angle critique de perte des photons diminue. Les photons qui ne sont plus en réflexion totale sur les faces latérales sont plus facilement détectés. Nous savons que les photons parviennent à l'interface cristal-photodétecteur avec un angle d'incidence d'autant plus faible qu'ils sont issus de l'avant du cristal (effet de focalisation) et donc sont d'autant mieux détectés ; l'effet du couplage optique ne joue donc pas sur les photons issus de l'extrémité avant du cristal, mais sur ceux émis près du photodétecteur (au premier ordre).

D'après les équations IV-13, IV-14 et IV-15, nous avons :

$$\frac{n_{co}}{n_x} = \sin\left(\frac{\pi}{2} - \text{Arcsin}\left(\frac{n_{air}}{n_x}\right)\right) \quad \text{Equation IV-16}$$

d'où :

$$\frac{n_{CO}}{n_x} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_{air}}{n_x}\right)^2}$$

soit

Equation IV-17

$$n_{CO} = \sqrt{n_x^2 - n_{air}^2}$$

En posant $n_x = 2.22$ et $n_{air} = 1$, nous obtenons $n_{CO} = n_{optimal} = 1.98$. Cette valeur correspond bien à ce qui est simulé (Figure IV-17).

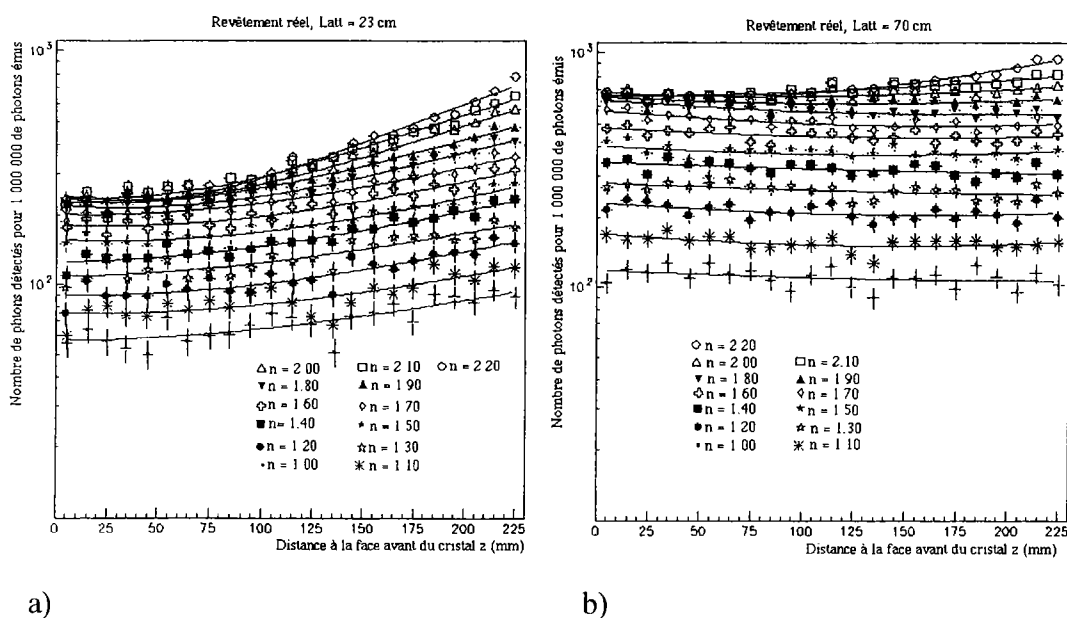


Figure IV-17 : Evolution simulée des courbes d'uniformité de collection de lumière avec l'indice du couplage optique, pour a) un cristal CMS nu de $\Lambda = 23$ cm et b) un cristal CMS nu de $\Lambda = 70$ cm.

L'uniformité longitudinale de lumière collectée est d'autant plus affectée par les variations de l'indice du milieu de couplage que le cristal est absorbant : à l'effet de l'atténuation, qui l'emporte sur l'effet de focalisation (Cf. IV.1.3), s'ajoute l'effet du cône d'extraction de la lumière. Sur des cristaux de qualité moyenne à bonne ($\Lambda > 70$ cm), où l'effet de focalisation tend à l'emporter sur l'effet de l'atténuation, nous avons tout intérêt à utiliser un coupleur optique d'indice n_{CO} qui ne modifie pas l'uniformité longitudinale de lumière collectée tout en augmentant le signal détecté. Ceci est réalisée pour les valeurs de n_{CO} telles que $1.80 < n_{CO} < 1.90$ (Figure IV-17).

La valeur N_{CO} de l'indice optique du couplage qui minimise les réflexions de Fresnel successives entre le cristal ($n_x = 2.22$) et la fenêtre d'entrée d'une APD ($n_{APD} = 1.5$) ou d'un PM ($n_{PM} = 1.45$), est donnée par :

$$N_{CO} = \sqrt{n_x \cdot n_{det}} \quad \text{Equation IV-18}$$

- Quantité de lumière détectée : L'indice de la colle est très important car c'est lui qui détermine la proportion de photons piégés dans le cristal et donc la proportion de photons ayant une grande probabilité d'être atténués. Une amélioration de la collection de lumière de 60% est obtenue grâce à un couplage optique d'indice n_{CO} par rapport à une lame d'air.

IV.1.6. Influence du mode de couplage fibre/cristal sur la détection du signal d'injection

Expérimentalement, un seul type de fibre a été utilisé ($ON = 0.37$) mais un artifice consistant à utiliser à la place du cristal un barreau (ici en plexiglas) d'indice plus faible, permet d'augmenter l'ouverture numérique de la fibre. La rotation que l'on peut faire subir à la fibre sur le banc d'injection est de $\pm 80^\circ$ par rapport à la face d'entrée du cristal. Les extrémités des fibres doivent présenter une surface parfaitement lisse et perpendiculaire à l'axe fibre/cristal. Les imperfections de cette surface se traduisent expérimentalement par une perte de lumière injectée au cristal et une inclinaison de l'angle de coupure provoque une déviation du faisceau de lumière par rapport à l'axe du cristal [83].

IV.1.6.1. Influence de l'ouverture numérique de la fibre

D'après la figure IV-18, une ouverture angulaire de 20° est favorable à l'augmentation du signal d'injection, une indicatrice parabolique étant plus proche de la réalité qu'une indicatrice triangulaire. Le rôle des chanfreins n'est pas négligeable en terme de perte de signal d'injection dès que l'ouverture angulaire de la fibre est supérieure à 15° . Dans ce cas, les réflexions latérales influent sur l'efficacité de détection du signal d'injection. Nous observons un effet des chanfreins supérieur à 4% pour une ouverture numérique supérieure à 20° cohérents avec la mesure (Figure IV-20).

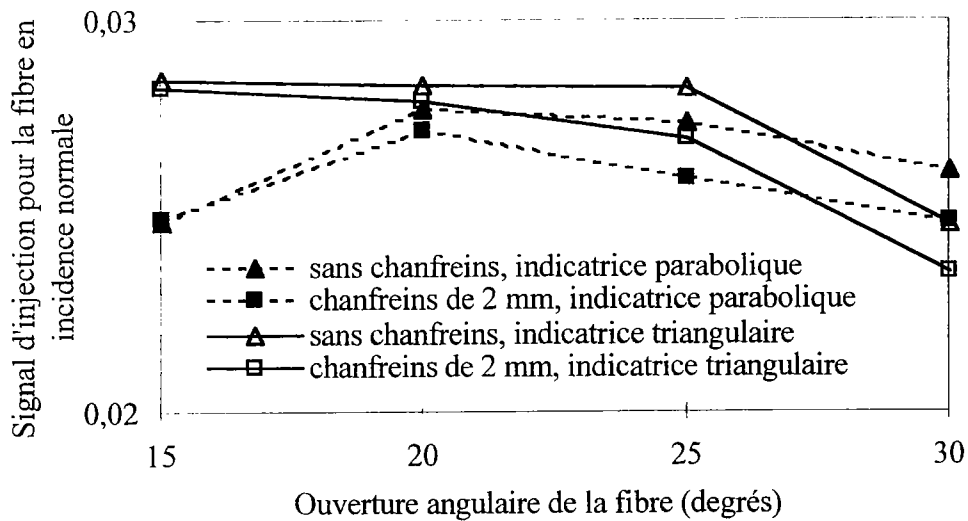


Figure IV-18 : Influence simulée de l'ouverture numérique de la fibre et de la taille des chanfreins du cristal sur le signal d'injection, en incidence normale.

IV.1.6.2. Influence de l'angle d'incidence de la fibre avec le cristal

Traçons les courbes représentant les variations de l'efficacité de détection en fonction de l'angle d'incidence Θ_i de la fibre optique sur la face d'entrée du cristal (Figures IV-19 et IV-21). Nous constatons que ces courbes présentent une structure oscillatoire périodique symétrique, centrée en 0° , comme les courbes expérimentales (Figure IV-20). Les oscillations ont une amplitude régulière sauf aux extrémités qui correspondent à l'angle de butée de la fibre sur le cristal, où l'amplitude de l'oscillation est plus forte pour des raisons purement géométriques. La structure oscillatoire observée résulte de la superposition d'une structure périodique de 13° due aux réflexions sur les faces latérales et d'une structure périodique double due aux chanfreins.

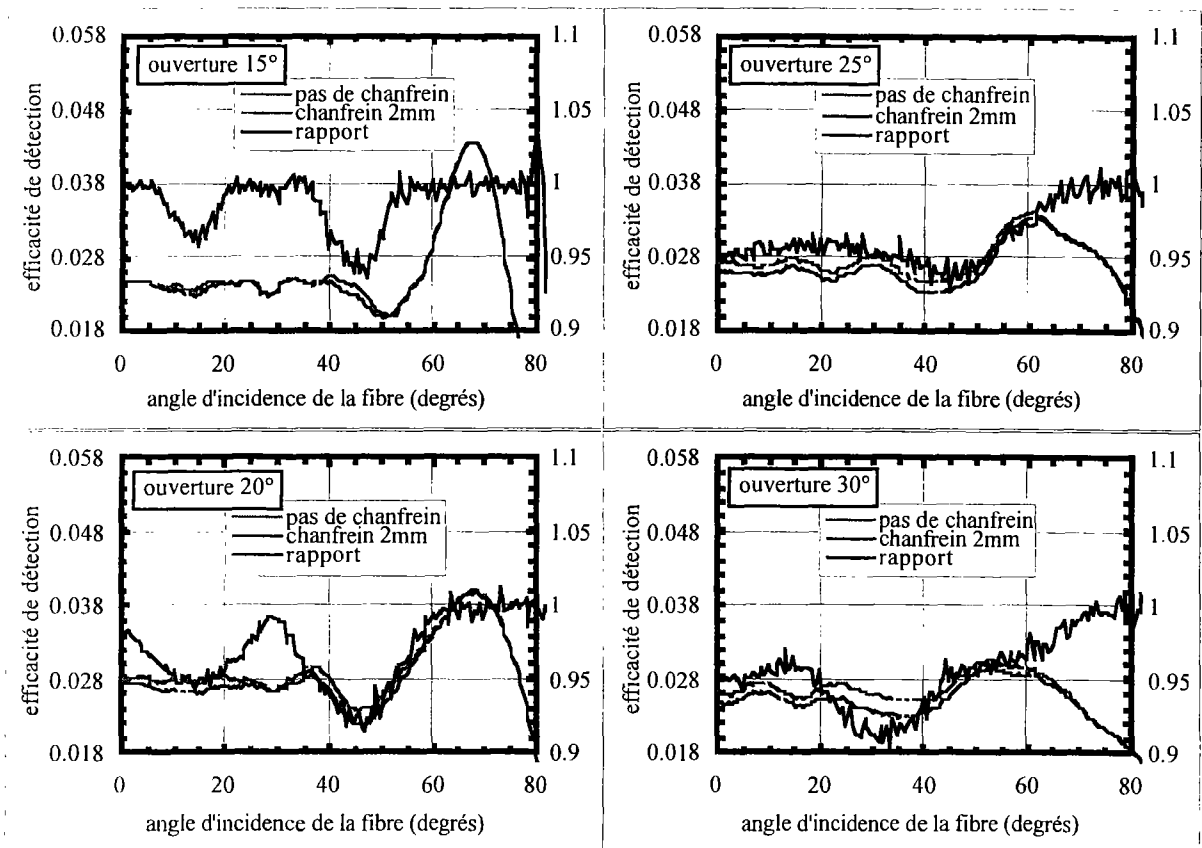


Figure IV-19 : Simulation du signal d'injection en fonction de l'angle d'incidence, pour des fibres de différentes ouvertures angulaires, d'indicatrice parabolique.

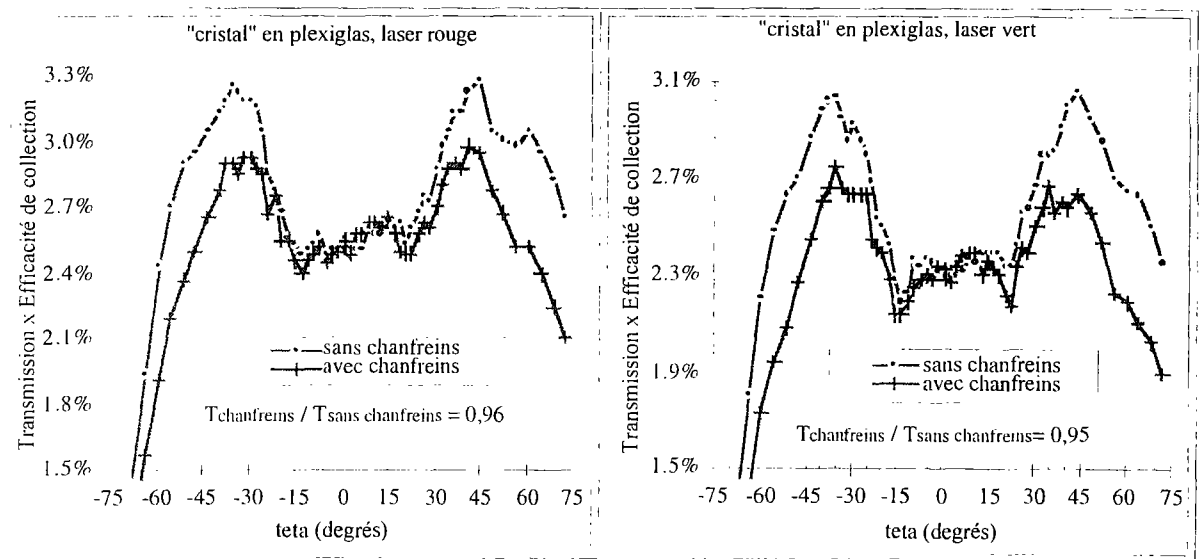


Figure IV-20 : Etude expérimentale de l'influence des chanfreins sur le signal d'injection (simulés par du scotch noir de 1.2 mm sur les arêtes) avec plexiglas (indice plus faible : ouverture numérique de la fibre plus grande).

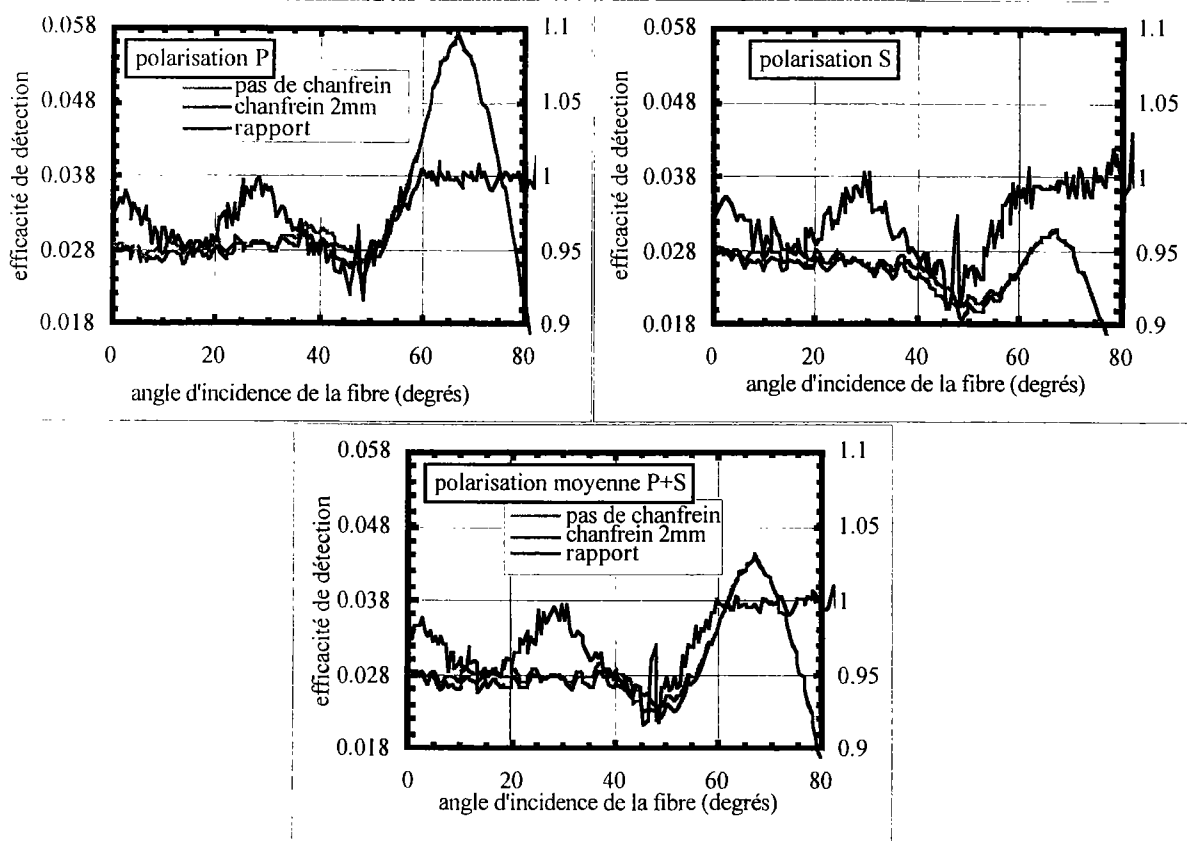


Figure IV-21: Simulation du signal d'injection en fonction de l'angle d'incidence de la fibre avec le cristal, pour différentes configurations de la polarisation et une fibre d'ouverture angulaire de 20° .

En modélisant la propagation des rayons dans le cristal en effectuant des symétries miroirs sur ses parois, tout se passe comme si chaque rayon suivait une trajectoire rectiligne et nous nous ramenons à une représentation bidimensionnelle du problème. Représentons alors un réseau dont le motif est constitué de 5 faces arrières du cristal avec leur APD, afin de représenter les 5 configurations pour lesquelles, après réflexion sur une face, le photon incident tombe sur l'APD. Pour un angle d'incidence donné, la zone éclairée par la fibre forme un disque dont le diamètre est fonction de l'ouverture numérique de la fibre. Ce disque est centré sur la maille centrale pour $\Theta_i = 0$. Au fur et à mesure que Θ_i augmente, le disque se translate le long du réseau et le nombre d'APD contenues dans sa surface varie, ainsi que la surface d'APD totale contenue. Quand les 5 APD sont contenues dans le disque, le signal détecté passe par un maximum. Quand la surface d'APD contenue est minimum, le signal détecté passe par un minimum. Les oscillations observées sont donc uniquement dues à la géométrie du système.

L'amplitude et la périodicité des oscillations dépendent de l'ouverture numérique de la fibre, de l'existence ou non de chanfreins sur le cristal (zones mortes supplémentaires), de l'état de surface du cristal (mais aussi de son état en volume), de la taille du photodétecteur et de sa forme (Figure IV-22).

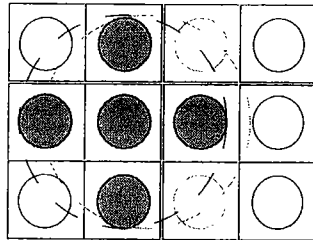


Figure IV-22 : Réseau de faces arrières de cristaux avec leur APD, l'éclairement dû à la fibre optique est représenté pour deux angles d'incidence différents.

En toute rigueur, le couplage de la fibre au cristal sera mécaniquement stable et l'angle d'incidence de la fibre sur la face d'entrée sera inférieur à 5° . Son influence sera donc négligeable.

IV.2. Modélisation semi-analytique de la collection des lumières d'injection et de scintillation

Nous présentons maintenant un modèle semi-analytique [84] qui a pour but :

- 1) de décrire les résultats obtenus par LUX (si ce ne sont les résultats expérimentaux), sur la détection des signaux d'injection et de scintillation.
- 2) d'établir l'évolution dans le temps des signaux d'injection et de scintillation.

IV.2.1. Collection de lumière d'injection

Nous distinguons deux types de rayons lumineux : les rayons directs qui se propagent directement vers le photodétecteur, en subissant parfois des réflexions multiples sur les faces latérales du cristal et les rayons indirects, qui se propagent au moins une fois vers l'avant du cristal. Les rayons directs ne subissent pas de réflexions aux extrémités du cristal avant la détection, contrairement aux rayons indirects (Figures IV-23 et IV-24). La collection des lumières d'injection et de scintillation est étudiée pour les deux types de rayons, sachant que l'étude des rayons directs est une étude préalable à l'étude des rayons indirects et donc que l'étude du signal d'injection est une étude préalable à l'étude du signal de scintillation.

IV.2.1.1. Rayons directs

En l'absence de réflexions sur les faces d'entrée et de sortie du cristal, la transmission du cristal pour la lumière d'injection s'écrit :

$$T_i^d(t, \lambda) = T_i^l \cdot \exp\left(-\frac{b_l \cdot \ell_x}{\Lambda(t, \lambda)}\right) \quad \text{Equation IV-19}$$

Dans cette expression, T_i^l est un terme qui prend en compte les pertes de lumière autres que par absorption dans le cristal (par les chanfreins notamment, par diffusion), le couplage optique et géométrique du cristal au photodétecteur. Nous supposons en première approximation qu'il ne dépend pas de λ . Ce terme est pondéré par un terme exponentiel à

relier à la probabilité pour un photon d'être absorbé par le cristal (Equation II-2). b_1 exprime le fait que la lumière ne se propage pas strictement selon l'axe du cristal du fait de l'ouverture numérique de la fibre et donc que la distance qu'un photon issu de la fibre doit parcourir pour atteindre le photodétecteur est supérieure à la longueur du cristal ℓ_x : $b_1 > 1$. Nous pouvons supposer que pour un cristal nu, $b_1 \cong 1$ car étant donnée l'ouverture numérique ON de la fibre (ON = 0.37 correspondant à une ouverture angulaire $\theta_f = \sin^{-1}(\text{ON})$ de 21° environ dans l'air, soit de 9° environ dans le cristal) et l'indice du cristal ($n_x = 2.22$), la distance parcourue par la lumière pour atteindre la face de sortie est très voisine de ℓ_x et nous avons :

$$b_1 \approx \frac{1}{\cos\left(\frac{\theta_f}{2}\right)} \quad \text{Equation IV-20}$$

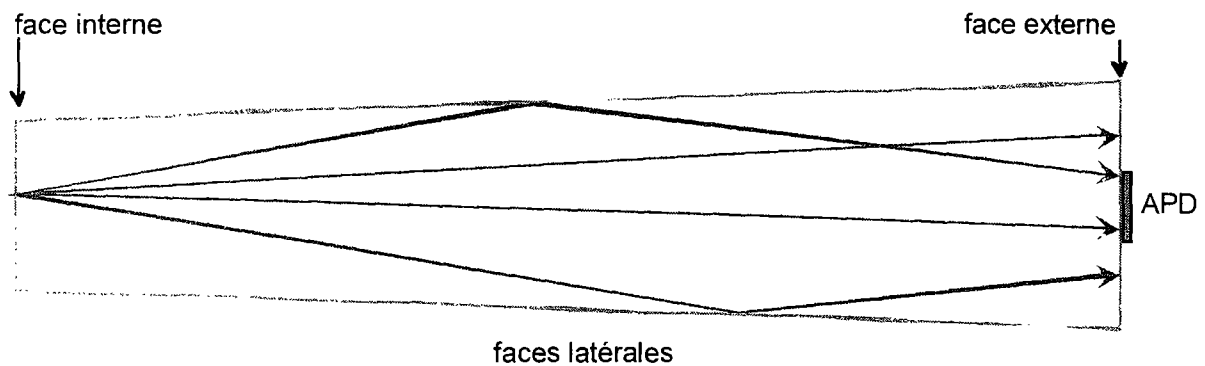


Figure IV-23: Comportement schématisé des rayons directs pour le signal d'injection.

Supposons qu'à l'instant $t = 0$, le cristal ait une longueur d'atténuation finie $\Lambda_0(\lambda)$. Nous écrivons l'équation IV-19 sous la forme :

$$T_i^d(t, \lambda) = T_i^0(\lambda) \cdot \exp(-b_1 \cdot \ell_x \cdot \alpha_D(t, \lambda)) \quad \text{Equation IV-21}$$

L'évolution avec le coefficient d'atténuation induite de la transmission du cristal pour la lumière d'injection s'écrit alors :

$$\frac{-dT_i^d(t, \lambda)}{d\alpha_D(t, \lambda)} = b_1 \cdot \ell_x \cdot T_i^d(t, \lambda) \quad \text{Equation IV-22}$$

IV.2.1.2. Rayons directs et rayons indirects

Si nous tenons compte des réflexions aux extrémités du cristal, l'équation IV-19 devient :

$$T_i(t, \lambda) = T_i^d(t, \lambda) \cdot \left(\sum_{p=0}^{\infty} k_b^{2 \cdot p} \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot p \cdot b_2 \cdot \ell_x}{\Lambda(t, \lambda)}\right) \right) \quad \text{Equation IV-23}$$

Le deuxième terme entre parenthèses représente les p aller-retours possibles dans le cristal pour les photons qui ne sont pas détectés directement, sous forme d'une suite géométrique de raison $q = k_b^2 \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot b_2 \cdot \ell_x}{\Lambda(t, \lambda)}\right)$ où k_b est le coefficient de réflexion et/ou de diffusion du revêtement du cristal aux extrémités et b_2 , comme b_1 , représente l'injection de lumière ne se propageant pas selon l'axe z du cristal mais avec différentes trajectoires. L'équation IV-23 peut s'écrire :

$$T_i(t, \lambda) = \frac{T_i^1 \cdot \exp\left(-\frac{b_1 \cdot \ell_x}{\Lambda(t, \lambda)}\right)}{1 - k_b^2 \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot b_2 \cdot \ell_x}{\Lambda(t, \lambda)}\right)} \quad \text{Equation IV-24}$$

A priori, nous avons $b_1 \neq b_2$ mais nous pouvons supposer $b_1 = b_2$.

L'équation IV-24 est une approximation puisqu'il n'y a pas de factorisation possible entre les contributions de la géométrie et de la longueur d'atténuation à la transmission du cristal pour le signal d'injection.

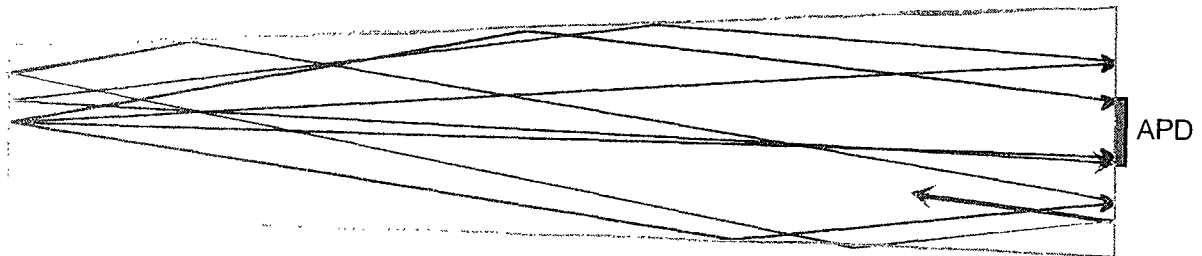


Figure IV-24 : Comportement schématisé des rayons indirects pour le signal d'injection.

Supposons qu'à l'instant $t = 0$, le cristal ait une longueur d'atténuation finie $\Lambda_0(\lambda)$. Nous écrivons l'équation IV-24 sous la forme :

$$T_i(t, \lambda) = T_i^0(\lambda) \cdot \frac{\sinh\left(\frac{b_2 \cdot \ell_x}{\Lambda_0(\lambda)} - \ln(k_b)\right)}{\sinh\left(\frac{b_2 \cdot \ell_x}{\Lambda(t, \lambda)} - \ln(k_b)\right)} \cdot \exp\left[(b_2 - b_1) \cdot \ell_x \cdot \alpha_D(t, \lambda)\right] \quad \text{Equation IV-25}$$

L'évolution avec le coefficient d'atténuation induite de la transmission du cristal pour la lumière d'injection s'écrit alors :

Equation IV-26

$$\frac{-dT_i(t, \lambda)}{d\alpha_D(t, \lambda)} = \left[b_1 + b_2 \cdot \left(\coth\left(\frac{b_2 \cdot \ell_x}{\Lambda_0(\lambda)} - \ln(k_b) + b_2 \cdot \ell_x \cdot \alpha_D(t, \lambda)\right) - 1 \right) \right] \cdot \ell_x \cdot T_i(t, \lambda)$$

IV.2.1.3. Résultats

Il s'agit maintenant de déterminer les valeurs des paramètres b_1 , b_2 , k_b et T_i^1 grâce à LUX.

— Dans un premier temps, nous étudions le cas des rayons directs : cette configuration correspond au cas où les faces d'entrée et de sortie du cristal ont un revêtement parfaitement absorbant. Les résultats sont fittés par :

$$y(\Lambda) = P_2 \cdot \exp\left(-\frac{P_3 \cdot \ell_x}{\Lambda}\right) \quad \text{Equation IV-27}$$

Nous en déduisons P_2 et P_3 , c'est-à-dire T_i^1 et b_1 .

— Nous gardons fixes les valeurs de P_2 et P_3 ainsi calculées et nous fittons les résultats obtenus dans les cas où les faces d'entrée et de sortie du cristal sont nues ou recouvertes de diffuseurs:

$$y(\Lambda) = \frac{P_2 \cdot \exp\left(-\frac{P_3 \cdot \ell_x}{\Lambda}\right)}{1 - \left(P_4 \cdot \exp\left(\frac{P_5 \cdot \ell_x}{\Lambda}\right)\right)^2} \quad \text{Equation IV-28}$$

Nous obtenons alors P_4 et P_5 c'est-à-dire k_b et b_2 .

Nous obtenons les valeurs suivantes :

$$T_i^1 \approx 0.7$$

$$b_1 \approx 1$$

$$b_2 \approx 1$$

$$k_b(\text{nu}) \approx 0.120$$

$$k_b(\text{diffuseurs}) \approx 0.907$$

Equation IV-29

crystal CMS

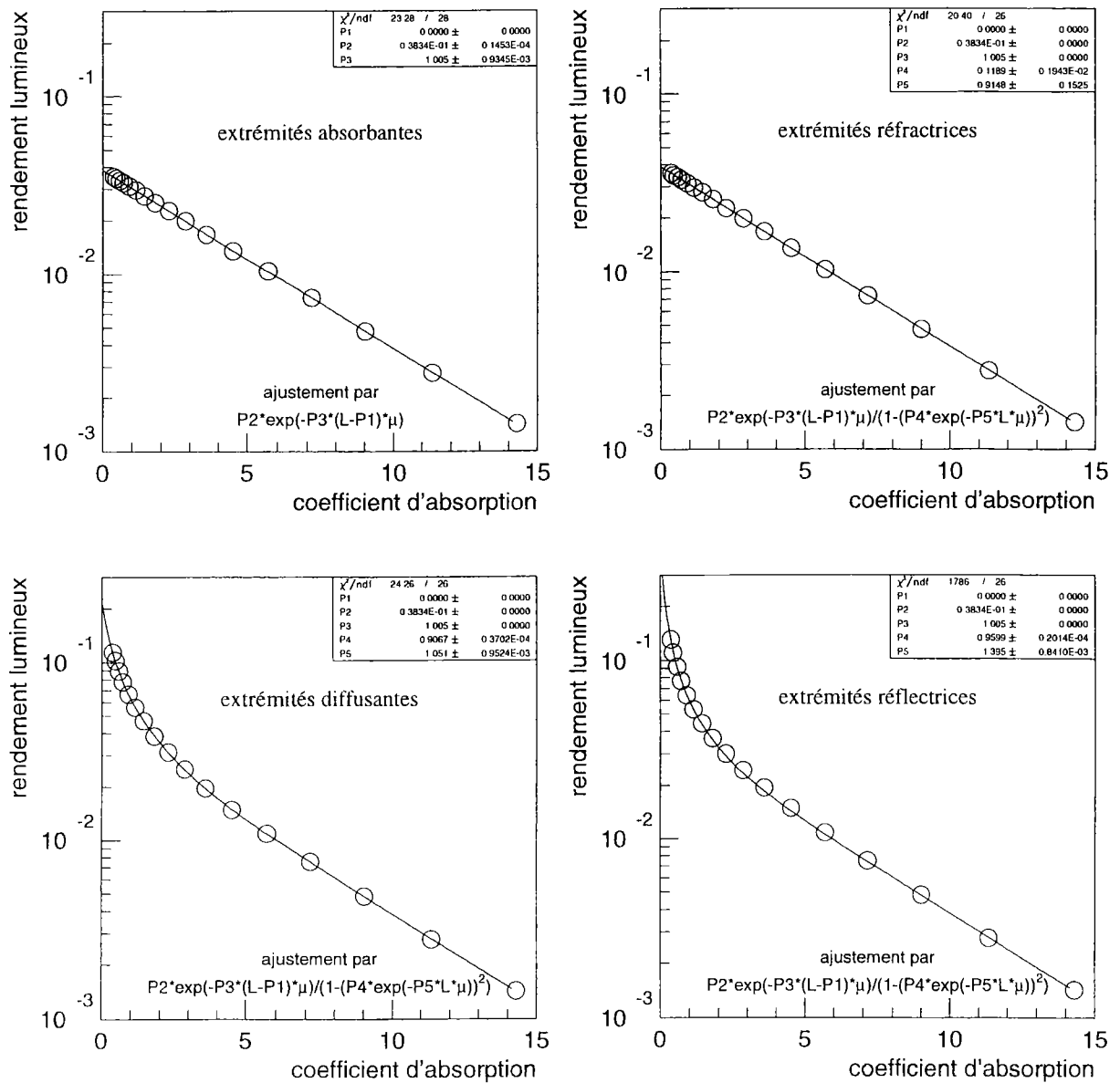


Figure IV-25 : Procédure de fit des résultats de LUX.

IV.2.2. Collection de lumière de scintillation

IV.2.2.1. Rayons directs

Par analogie avec la transmission pour le signal d'injection, la « transmission » pour le signal de scintillation s'écrit :

$$T_s^d(t, \lambda, z) = T_s^l(z) \cdot \exp\left(-\frac{c_1(z) \cdot (\ell_x - z)}{\Lambda(t, \lambda)}\right) \quad \text{Equation IV-30}$$

Dans cette expression T_s^l , tout comme T_i^l dans l'équation IV-19, est un terme qui comprend les pertes de lumière autres que par absorption dans le cristal, le couplage optique et géométrique du cristal au photodétecteur, pour la lumière émise vers le photodétecteur. Nous supposons en première approximation qu'il ne dépend pas de λ ; il dépend de z du fait de la forme pyramidale des cristaux. c_1 a la même signification que b_1 dans l'équation IV-19 et donc représente l'augmentation de parcours liée à une émission isotrope. c_1 est fonction de l'acceptance angulaire du système cristal-couplage optique-détecteur et donc $c_1 > b_1$.

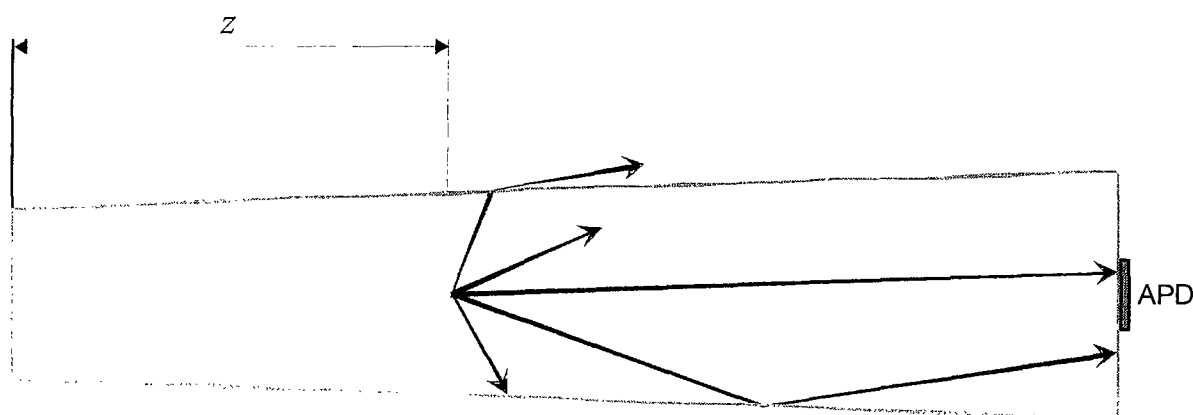


Figure IV-26 : Comportement schématisé des rayons directs pour le signal de scintillation.

Supposons qu'à l'instant $t = 0$, le cristal ait une longueur d'atténuation finie $\Lambda_0(\lambda)$. Nous écrivons l'équation IV-30 sous la forme :

$$T_s^d(t, \lambda, z) = T_s^d(0, \lambda, z) \cdot \exp\left[-c_1(z) \cdot (\ell_x - z) \cdot \alpha_D(t, \lambda)\right] \quad \text{Equation IV-31}$$

L'évolution avec le coefficient d'atténuation induite de la « transmission » du cristal pour le signal de scintillation s'écrit alors :

$$\frac{-dT_s^d(t, \lambda, z)}{d\alpha_D(t, \lambda)} = c_1(z) \cdot (\ell_x - z) \cdot T_s^d(t, \lambda, z) \quad \text{Equation IV-32}$$

IV.2.2.2. Rayons directs et rayons indirects

Si nous supposons maintenant que la lumière détectée peut être réfléchiée sur la face avant du cristal, l'équation IV-30 devient :

$$T_s(t, \lambda, z) = T_s^d(t, \lambda, z) + T_s^2(z) \cdot \exp\left(-\frac{c_2(z) \cdot (\ell_x + z)}{\Lambda(t, \lambda)}\right) \quad \text{Equation IV-33}$$

Dans cette expression, T_s^2 a la même signification que T_s^1 dans l'équation IV-30, mais pour la lumière émise vers la face d'entrée du cristal ; c_2 a la même signification que c_1 . Si nous supposons : $c_1 = c_2 = c$, l'équation IV-33 s'écrit :

$$T_s(t, \lambda, z) = \exp\left(-\frac{c \cdot (\ell_x - z)}{\Lambda(t, \lambda)}\right) \cdot \left(T_s^1(z) + T_s^2(z) \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot c \cdot z}{\Lambda(t, \lambda)}\right)\right) \quad \text{Equation IV-34}$$

Si maintenant nous supposons que la lumière peut être réfléchiée sur les deux extrémités du cristal l'équation IV-33 devient :

Equation IV-35

$$T_s(t, \lambda, z) = \frac{T_s^1(z) \cdot \exp\left(-\frac{c_1(z) \cdot (\ell_x - z)}{\Lambda(t, \lambda)}\right) + T_s^2(z) \cdot \exp\left(-\frac{c_2(z) \cdot (\ell_x + z)}{\Lambda(t, \lambda)}\right)}{1 - k_c^2 \cdot \exp\left(-\frac{2 \cdot c_4(z) \cdot \ell_x}{\Lambda(t, \lambda)}\right)}$$

Dans cette expression, les termes $c_4(z)$ et k_c jouent respectivement le rôle des termes b_2 et k_b de l'équation IV-24. Il s'agit encore là d'une approximation puisqu'il n'y a pas en théorie de factorisation possible entre les contributions géométriques et optiques à la transmission du cristal pour le signal de scintillation.

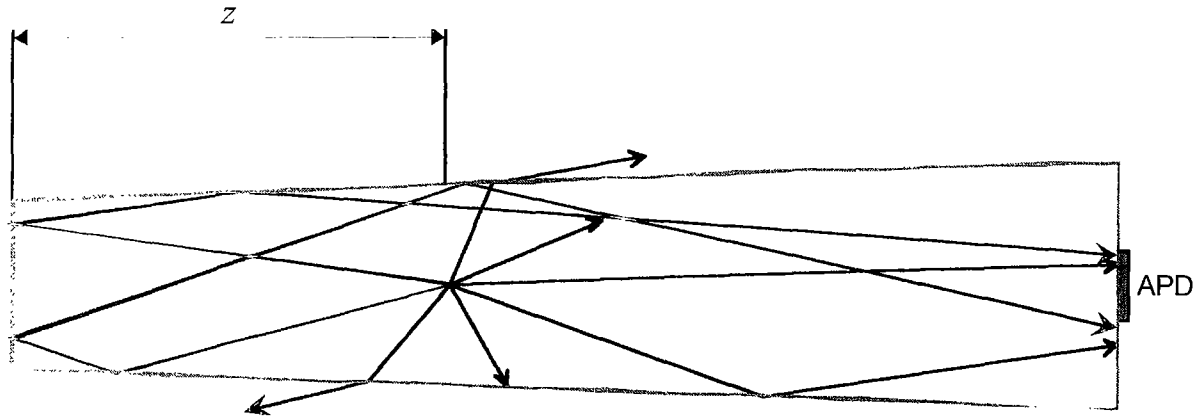


Figure IV-27 : Comportement schématisé des rayons indirects pour le signal de scintillation.

IV.2.2.3. Résultats

La procédure de détermination des paramètres $T_s^1(z)$, $T_s^2(z)$, $c_1(z)$, $c_2(z)$, $c_4(z)$ et k_c est la même que pour l'injection (Cf. IV.2.1.3).

Cette procédure nous conduit à un fit des résultats obtenus dans le cas où les faces d'entrée et de sortie du cristal sont recouvertes de diffuseurs:

$$y(\Lambda) = \frac{P_2 \cdot \exp\left(-\frac{P_3 \cdot (\ell_x - z)}{\Lambda}\right) + P_4 \cdot \exp\left(-\frac{P_5 \cdot (\ell_x + z)}{\Lambda}\right)}{1 - \left(P_6 \cdot \exp\left(-\frac{P_7 \cdot \ell_x}{\Lambda}\right)\right)^2} \quad \text{Equation IV-36}$$

Nous en déduisons P_2 , P_3 , P_4 , P_5 , P_6 et P_7 , c'est-à-dire respectivement $T_s^1(z)$, $c_1(z)$, $T_s^2(z)$, $c_2(z)$, k_c et $c_4(z)$. Nous obtenons :

$$\begin{aligned} T_s^1(z) &= p_1 \cdot \exp(-(\ell_x - z) \cdot p_2) \\ c_1(z) &= p_1 + p_2 \cdot z \approx \text{constante} = 1.251 \\ T_s^2(z) &= p_1 \cdot \exp(-(\ell_x - z) \cdot p_2) \\ c_2(z) &= p_1 + p_2 \cdot z \approx \text{constante} = 1.253 \\ k_c &= p_1 + p_2 \cdot z \approx \text{constante} = 0.85 \\ c_4(z) &= p_1 + p_2 \cdot z \approx \text{constante} = 1.315 \end{aligned} \quad \text{Equation IV-37}$$

Avec p_1 et p_2 paramètres des fits propres à chaque grandeur cherchée.

cristal CMS, extrémités diffusantes

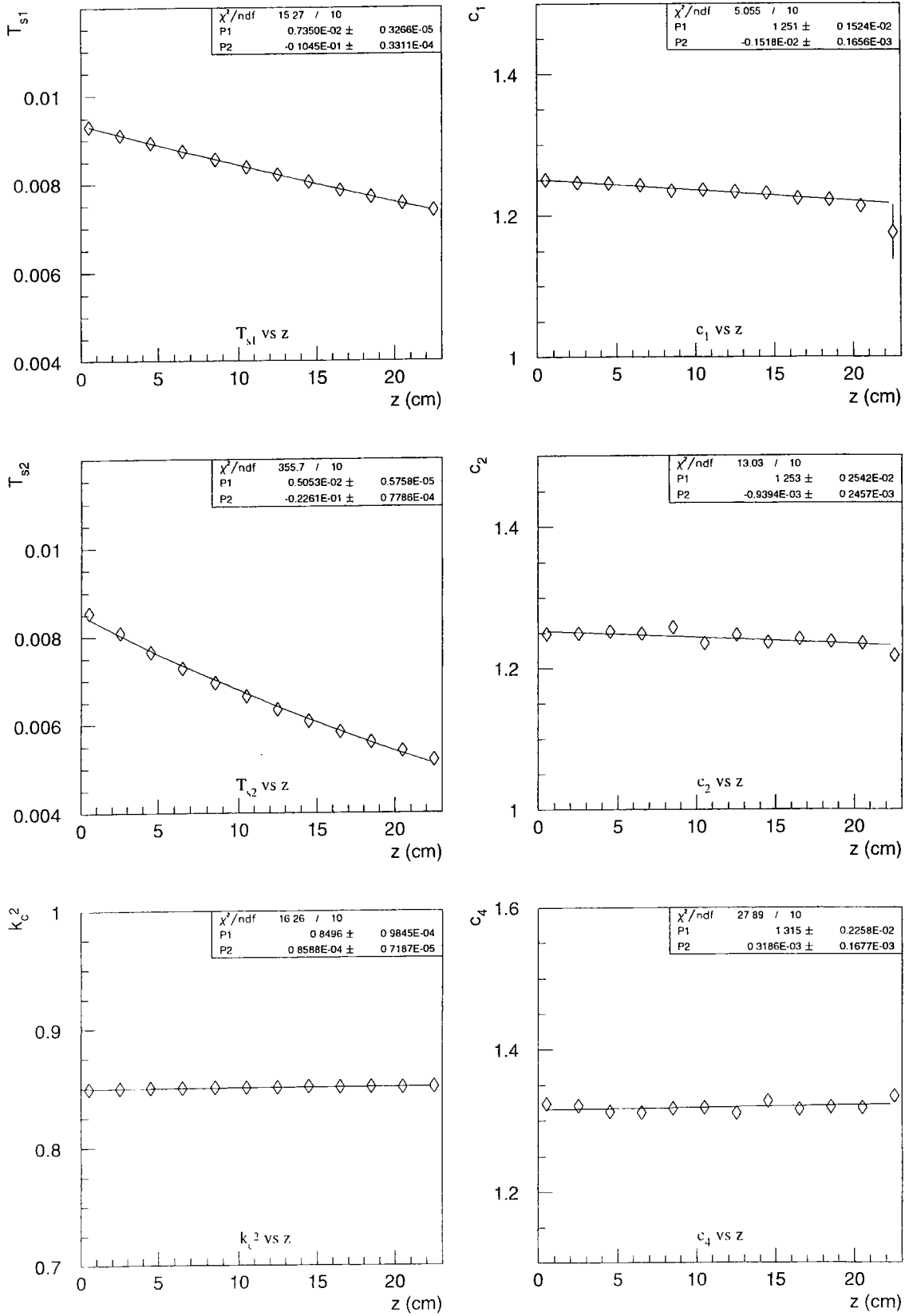


Figure IV-28 : Fits des résultats de LUX pour la scintillation.

IV.2.3. Conclusion

Ce modèle-semi analytique décrit bien les résultats obtenus avec LUX pour l'injection comme pour la scintillation, à divers points de vue :

1) Sensibilité à la géométrie (cristal, chanfreins...)

2) Sensibilité aux revêtements

3) Sensibilité aux rayonnements via la longueur d'atténuation et même via la dérivée du signal détecté par rapport à la longueur d'atténuation.

Ses limitations se résument principalement à la difficulté d'intégrer les équations obtenues pour la scintillation, sur z et sur λ .

Nous avons établi la variation du signal d'injection avec la variation du coefficient d'atténuation induite dans le cas général, ainsi que celle du signal de scintillation avec la variation du coefficient d'atténuation induite dans le cas des rayons directs. Ainsi, nous pouvons déjà faire le lien entre les variations du signal d'injection et celles du signal de scintillation pour les rayons directs.

IV.3. Etude de la corrélation des signaux d'injection et de scintillation

IV.3.1. Conditions d'étude lors d'un cycle de mesure

Cristaux : Des tests préliminaires réalisés au CERN sur les cristaux CMS dans le cadre d'une étude de la tenue aux radiations permettent d'accéder à leur comportement en terme de résistance à des doses et débits de doses élevés : 500 Gy en 2h à l'Hôpital de Genève. Les cristaux sont alors classés en catégories suivant qu'ils résistent ou non aux radiations. Tous les cristaux étudiés ont été produits à Bogoroditsk suivant la méthode de Czochralsky. Ils sont répertoriés au CERN dans une base de données : chaque cristal a un numéro d'identification, utilisé dans les résultats présentés.

Les cristaux étudiés ont été au préalable classés en fonction de leur tenue aux radiations et de la « facilité a priori » pour le système de suivi optique à suivre leur comportement : n°1695 : résistant, n° 1694 : non résistant à récupération lente, n°1453 : non résistant à récupération lente, n° 1699 : non résistant à récupération rapide.

Les cristaux n°1694, 1695 et 1699 sont étudiés grâce aux programmes de simulation et aux outils expérimentaux mis en place, avec la logique décrite sur la figure IV-29. Le cristal n°1453 n'est soumis ni aux tests en faisceau, ni aux recuits, ce qui a permis d'effectuer des mesures avec plus de souplesse qu'avec les autres cristaux. Son étude menée en parallèle suivant des cycles de mesure particuliers contribue à la compréhension du comportement des cristaux.

Mesures de transmission optique : Les spectres de transmission des cristaux sont mesurés de 330 à 730 nm, avant et après irradiation, pour deux orientations du cristal.

Photoluminescence : Le spectre d'émission est mesuré de 350 à 600 nm, suivant un spectre d'excitation spécifique à chaque cristal, mesuré de 250 à 450 nm.

Mesures d'injection de lumière: Les mesures sont réalisées dans plusieurs configurations d'injection, à savoir une injection fixe et une injection variable en incidence par rapport à la face d'entrée du cristal. Dans le cas de l'injection fixe, la fibre est positionnée au milieu de la face d'entrée du cristal référencée en mm en O (0,0,-3) et le faisceau d'injection est en incidence normale par rapport à cette face. Dans le cas de l'injection variable en incidence, le support de la fibre effectue une rotation dans le plan xOz du cristal, contrôlée par un moteur pas à pas précis au millième de degré.

Mesures de collection de lumière : Le fonctionnement du banc cosmique en mode standard est réalisé avec le photomultiplicateur de type XP2262B couplé au cristal via une lame d'air.

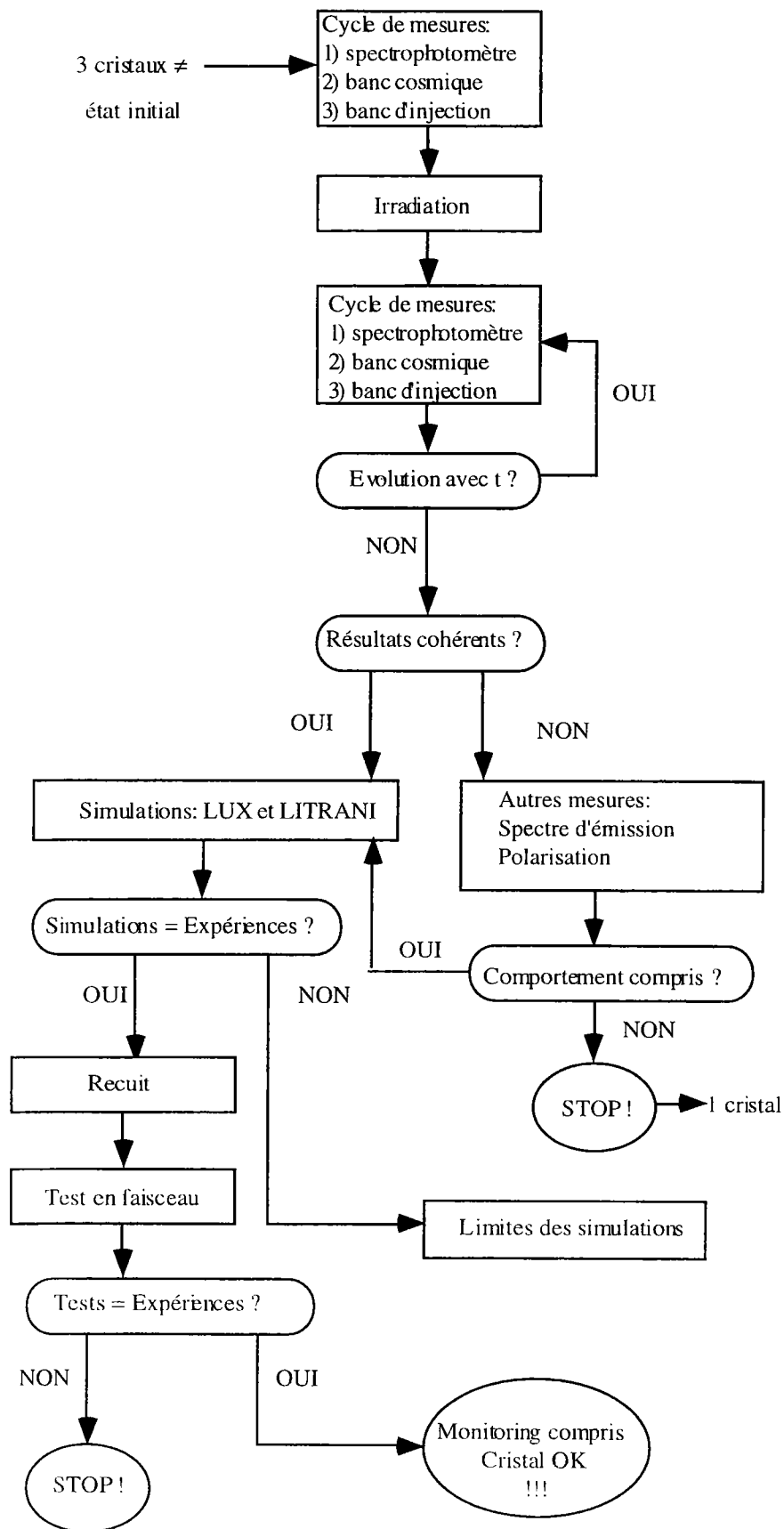


Figure IV-29 : Stratégie d'étude des cristaux n°1694, 1695 et 1699.

IV.3.2. Résultats des cycles de mesures

IV.3.2.1. Caractérisation de l'état initial

La courbe de transmission reflète la qualité du cristal. De façon à comparer les qualités optiques de chaque cristal, leur transmission est mesurée à l'état initial et comparée à la transmission théorique, commune à chacun des cristaux. Ainsi que le montre la figure IV-30, la transmission des 3 cristaux étudiés diffère de façon significative de leur transmission théorique.

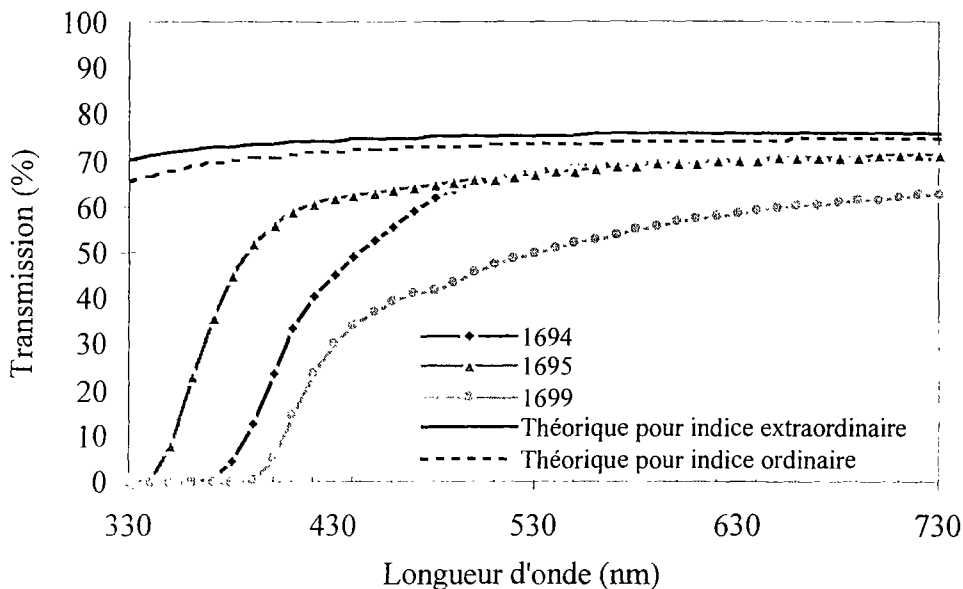


Figure IV-30 : Spectres en transmission longitudinale des cristaux étudiés à l'état initial, comparés aux spectres en transmission théoriques d'un cristal de $PbWO_4$, calculés pour ses deux indices optiques.

Les bandes d'absorption observées sur le spectre en transmission du cristal n°1699 sont liées à la présence d'impuretés. Tandis que les cristaux n° 1694 et 1695 présentent une transmission identique de 500 à 730 nm, la coupure en transmission les caractérisant diffère de 30 nm. Ceci est lié à leur dopage en impuretés, qui modifie la position relative des bandes d'énergie et entraîne un décalage de la coupure en transmission vers les plus grandes longueurs d'onde [35]. La figure IV-31 présente sous une autre forme les résultats de la figure IV-30. Par la suite, nous travaillerons uniquement avec les coefficients d'atténuation, qui ont la propriété d'être additifs.

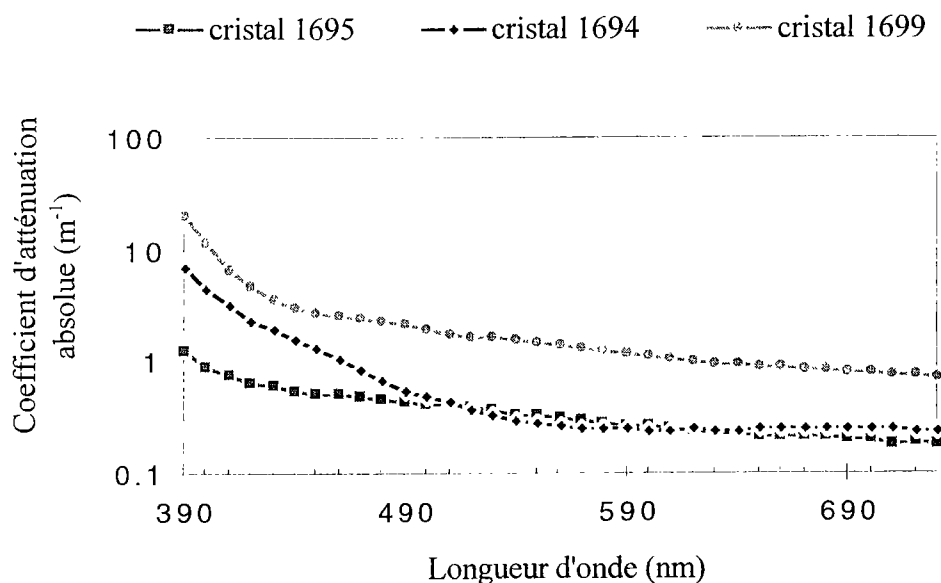


Figure IV-31 : Spectres d'absorption intrinsèque des cristaux étudiés.

Nous savons que le spectre d'émission du cristal dépend fortement de sa qualité. Les cristaux n°1694 et 1695 présentent un spectre d'émission similaire, avec un pic centré à 432 nm pour un pic d'excitation centré à 330 nm. L'efficacité de l'émission est pondérée par la transmission du cristal, qui rend le cristal n°1695 plus photoluminescent que le cristal n°1694. Le cristal n°1699 présente la particularité d'émettre de la lumière pour 2 pics d'excitation distincts, centrés à 300 et 324 nm. Il en résulte 2 pics d'émission, respectivement centrés à 470 et 422 nm. Le positionnement du spectre d'émission de chaque cristal vis-à-vis de son spectre de transmission montre que la gamme de longueurs d'onde d'intérêt se situe de 330 à 600 nm (Figure IV-32). Dans cette gamme de longueurs d'onde, la longueur d'atténuation intrinsèque des cristaux est donnée par le tableau IV-1.

Longueur d'atténuation	n°1694	n°1695	n°1699
valeur maximale	4 m	4 m	1 m
valeur au pic d'émission	50 cm	1.50 m	30 et 40 cm
valeur minimale	0 cm	0 cm	0 cm

Tableau IV-1 : Longueurs d'atténuation intrinsèques des cristaux étudiés.

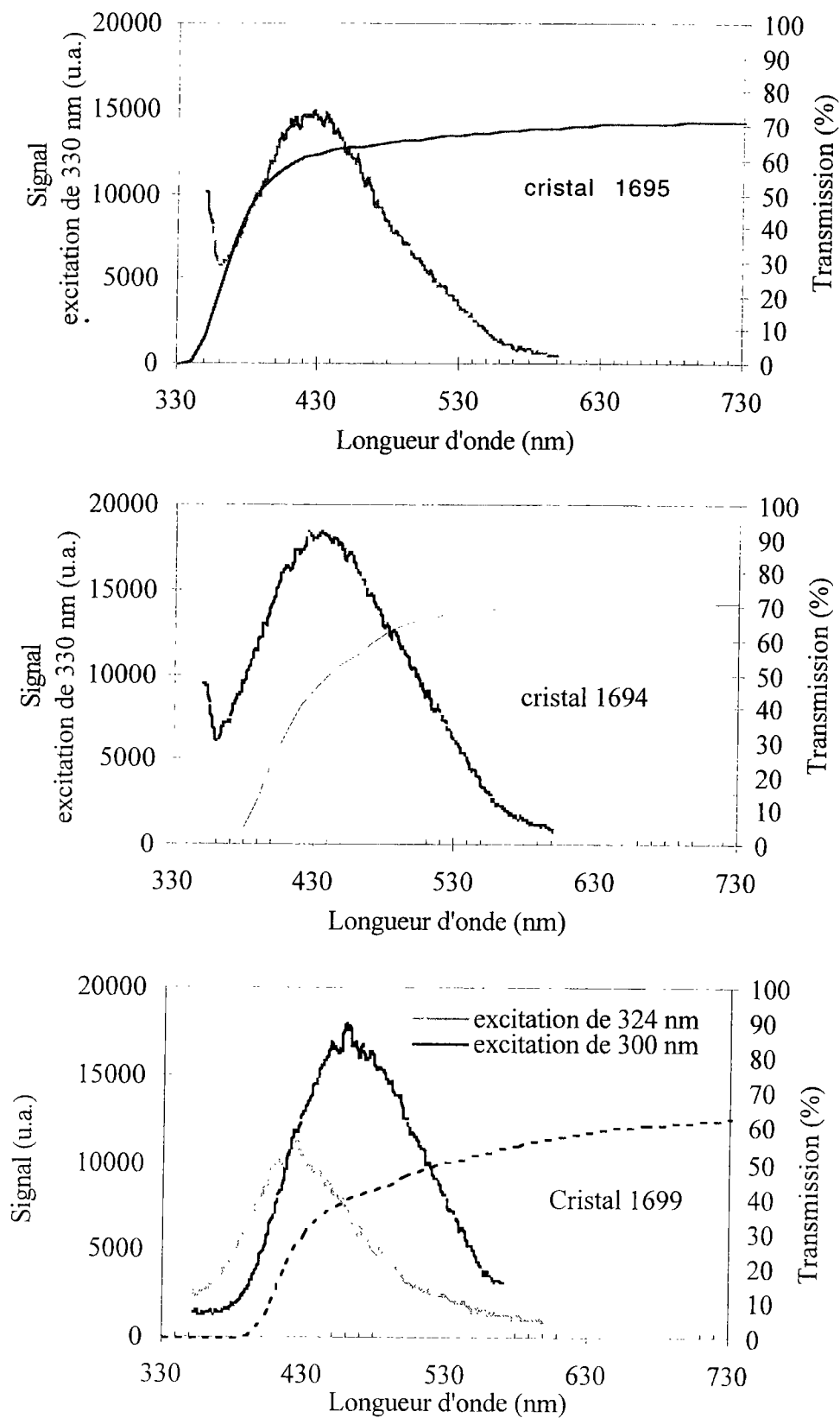


Figure IV-32 : Position respective du spectre de photoluminescence des cristaux et de leur spectre de transmission.

IV.3.2.2. Conditions d'irradiation

• Dans ULYSSE, la durée typique d'une irradiation est de 2 heures. Lors de l'irradiation, le cristal est activé ; il faut attendre que le cristal se désactive avant de pouvoir le sortir du réacteur et le caractériser dans de bonnes conditions de sécurité. Cette période se situant entre la fin de l'irradiation et le début de toute mesure est une période de récupération pour le cristal, dont la durée est fonction de la fluence à laquelle il a été soumis (Tableau IV-2).

n° de l'irradiation	fluence (n/cm2)	durée d'attente avant mesure (j)
1	7.10E+10	3
2	10E+12	4
3	5.10E+12	5
4	5.10E+12	6

Tableau IV-2 : Durée d'attente avant mesure d'un cristal en fonction de la fluence appliquée.

Une limitation de la connaissance du comportement du cristal est introduite par le biais de cette période sans mesures imposée.

Le cristal n°1453 est irradié dans le réacteur ULYSSE.

• Le banc Cocase nous donne accès aux changements relatifs du signal de monitoring dans le domaine spectral 380-800 nm, sous l'action d'une irradiation. Les cristaux n°1694, 1695 et 1699 sont irradiés sur le banc Cocase en deux phases comprenant 1 jour d'irradiation, 1 jour de récupération, 1 jour d'irradiation puis 3 jours de récupération, phases pendant lesquelles le suivi optique des cristaux est mené. Pendant les périodes d'irradiation, le débit de dose est de 55.1 rad.h⁻¹, les cristaux reçoivent une dose totale de 2.64 krad. Au bout du 3^e jour de récupération, noté j+3, nous sortons les cristaux de l'irradiateur et nous suivons l'évolution dans le temps de leur comportement grâce à des cycles de mesures. En dernier lieu, les cristaux ont été recuits, mesurés au spectrophotomètre afin de vérifier si les dommages créés ont été annihilés par le recuit et dans quelle mesure, amenés au CERN de façon à pouvoir être installés dans la matrice de cristaux placée en faisceau lors des tests d'août 1997.

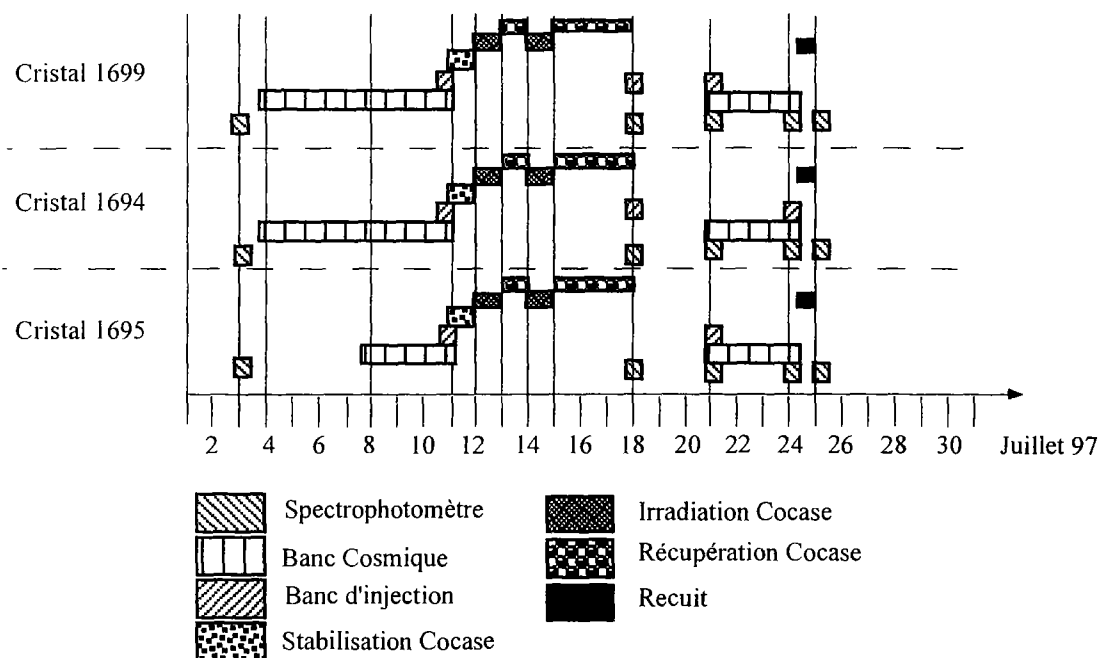


Figure IV-33 : Cycles de mesures des cristaux n°1694, 1695 et 1699.

IV.3.2.3. Conditions de recuit

Les cristaux sont recuits en étuve à une température de 200°C pendant 6 heures, à la pression ambiante. La température de 200°C a été choisie en fonction de tests réalisés au sein de la collaboration CMS [40]. Etant donnée la sensibilité des cristaux aux chocs thermiques, il est nécessaire d'établir des rampes en température pour atteindre, lors du chauffage et quitter, lors du refroidissement, le palier de 200°C, avec un gradient en température minimisé. Nous avons programmé une unique rampe en température de 1°C.min⁻¹. Les cristaux restent dans l'étuve environ 12 heures.

IV.3.2.4. Evolution du coefficient d'atténuation avec le temps

Nous nous intéressons aux résultats du spectrophotomètre pour les longueurs d'onde particulières de 420, 480, 530 et 670 nm, d'une part pour se situer aux longueurs d'onde disponibles sur le banc d'injection, d'autre part pour disposer de longueurs d'onde appartenant au spectre d'émission du cristal sur le banc cosmique.

• Cristal n°1695 :

Longueur d'onde (nm)	j+3	j+6	j+9	Après recuit
670	1.00	1.01	0.99	0.98
530	1.00	1.00	0.98	0.98
480	1.00	1.00	0.98	0.98
420	1.00	0.99	0.97	0.97

Tableau IV-3 : Rapport des transmissions longitudinales mesurées avant et après irradiation au spectrophotomètre, cristal n°1695.

Aucune perte de transmission n'est mesurée par rapport à l'état initial et quelle que soit la longueur d'onde (Tableau IV-3). Les écarts de transmission entre longueurs d'onde n'évoluent pas dans le temps. La figure IV-34 ne montre pas l'existence de bandes d'absorption. La récupération dans le bleu₄₂₀ semble être découplée de la récupération du cristal aux autres longueurs d'onde, du fait d'une cinétique de récupération différente (Figure IV-35). Toutefois, les variations du coefficient d'atténuation induite sont faibles devant la précision de la mesure.

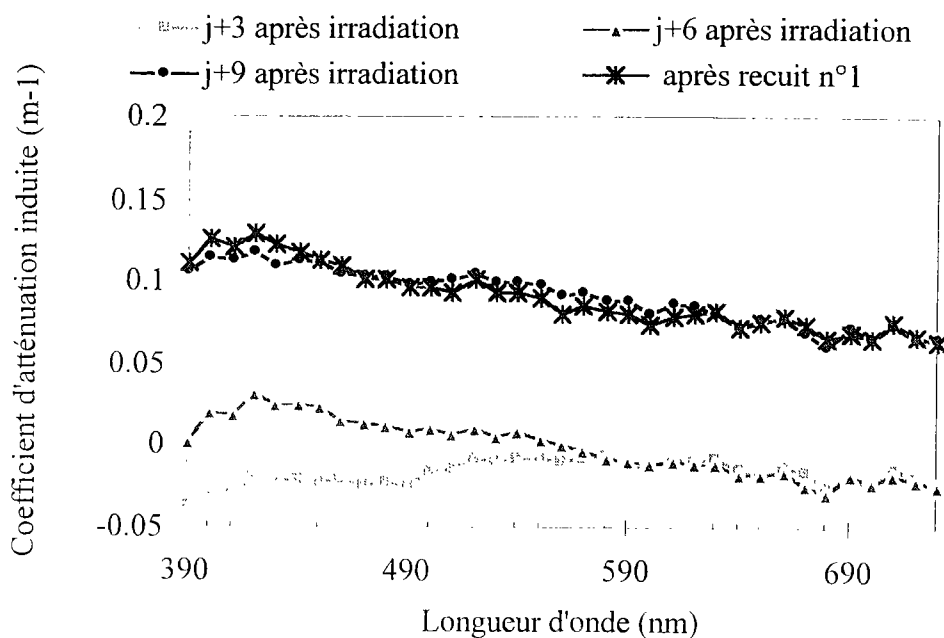


Figure IV-34 : Evolution du coefficient d'atténuation induite du cristal n°1695 avec le temps.

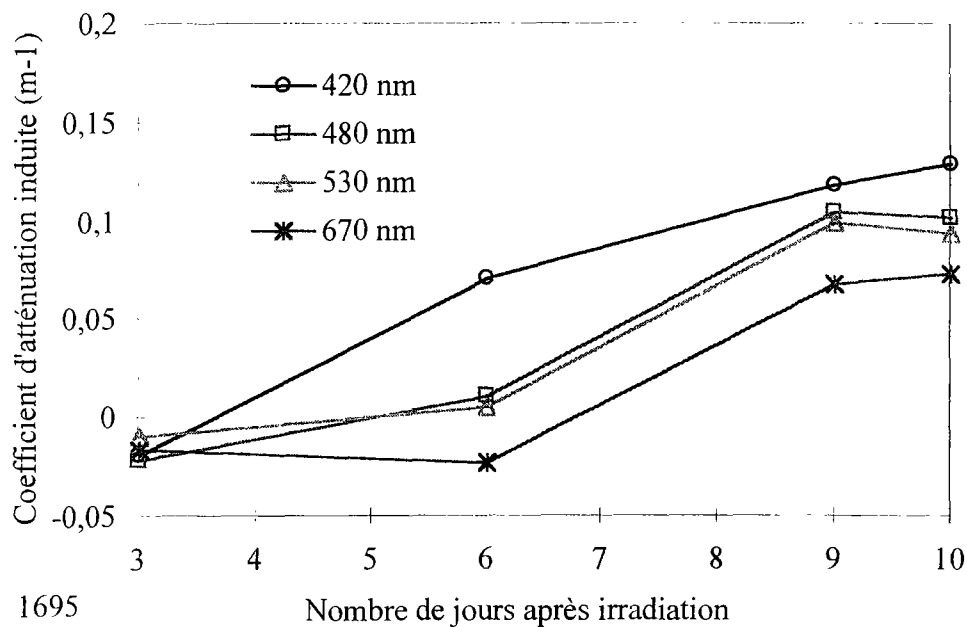


Figure IV-35 : Evolution du coefficient d'atténuation induite avec le temps, à une longueur d'onde fixée (le 10^e jour correspond au recuit du cristal).

• Cristal n°1694 :

Longueur d'onde (nm)	j+3	j+6	j+9	Après recuit
670	0.75	0.73	0.75	0.96
530	0.74	0.72	0.74	0.95
480	0.76	0.74	0.76	0.95
420	0.73	0.71	0.83	0.93

Tableau IV-4 : Rapport des transmissions longitudinales mesurées avant et après irradiation au spectrophotomètre, cristal n°1694.

La récupération du cristal se fait sur une durée supérieure à 9 jours à toutes les longueurs d'onde, sauf dans le bleu₄₂₀ où elle est plus rapide. La transmission du cristal est également affectée par l'irradiation à toutes les longueurs d'onde (Tableau IV-4). Les écarts de transmission entre longueurs d'onde n'évoluent pas dans le temps, comme pour le cristal n°1695.

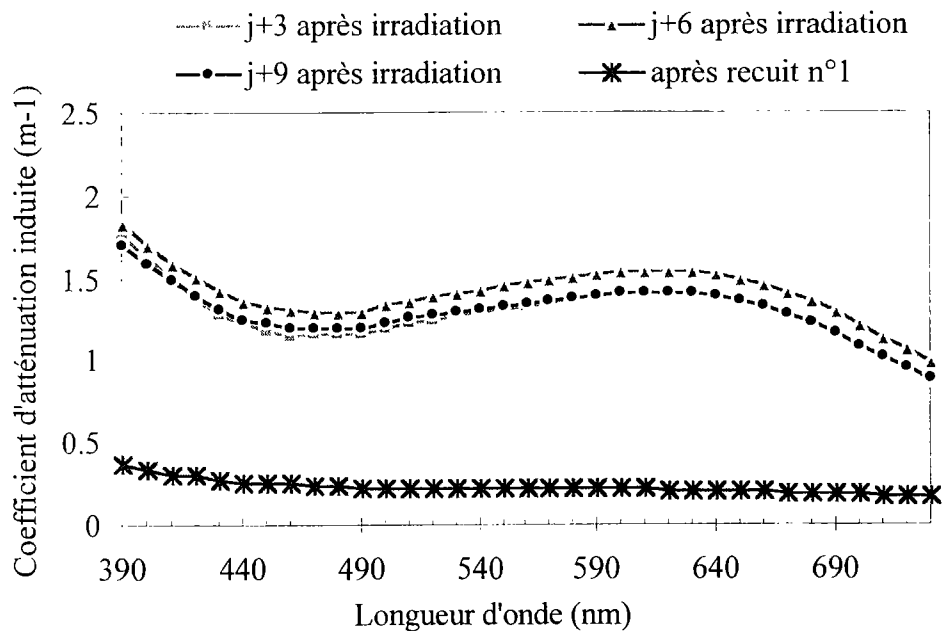


Figure IV-36 : Evolution du coefficient d'atténuation induite du cristal n°1694 avec le temps.

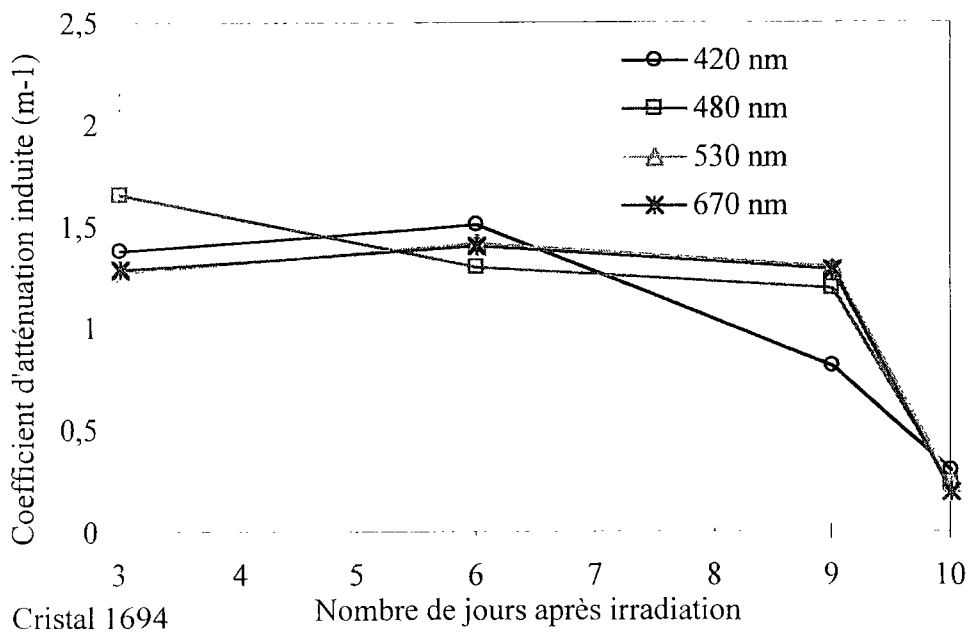


Figure IV-37 : Evolution du coefficient d'atténuation induite avec le temps, à une longueur d'onde fixée (le 10^e jour correspond au recuit du cristal).

La figure IV-36 montre qu'une large bande d'atténuation induite centrée entre 620 et 630 nm apparaît ainsi qu'une deuxième en dessous de 390 nm, du fait de l'irradiation. L'évolution au

cours du temps du coefficient d'atténuation induite au maximum des deux bandes d'absorption semble montrer l'existence d'un unique régime de récupération, de l'ordre de 6 jours. Les deux bandes ont une cinétique de récupération très semblable. Néanmoins, la figure IV-37 montre que si le vert et le rouge ont la même cinétique de récupération, il n'en est pas de même pour le bleu. En particulier, la récupération du cristal est plus rapide dans le bleu₄₈₀ qu'aux autres longueurs d'onde de j+3 à j+6 puis plus rapide dans le bleu₄₂₀ qu'aux autres longueurs d'onde de j+6 à j+9. Il reste à vérifier l'importance de cet effet, sur le banc cosmique par exemple.

• Cristal n°1699 :

Longueur d'onde (nm)	j+3	j+6	j+9	Après recuit
670	0.81	0.87	0.89	0.97
530	0.71	0.76	0.85	0.97
480	0.67	0.71	0.84	0.98
420	0.62	0.66	0.83	0.97

Tableau IV-5 : Rapport des transmissions longitudinales mesurées avant et après irradiation au spectrophotomètre, cristal n°1699.

Longueur d'onde (nm)	Etat initial	j+3	j+6	j+9	Après recuit
670	1	1	1	1	1
530	0.82	0.72	0.72	0.78	0.82
480	0.69	0.57	0.57	0.66	0.70
420	0.39	0.30	0.30	0.36	0.39

Tableau IV-6 : Rapport des transmissions longitudinales mesurées dans le rouge et à une autre longueur d'onde, cristal n°1699.

La transmission du cristal est d'autant moins affectée par l'irradiation que la longueur d'onde est grande. La récupération du cristal se fait avec des constantes de temps inférieures à 6 jours

pour toutes les longueurs d'onde étudiées. Cependant, la récupération est plus efficace aux courtes longueurs d'onde (Tableau IV-5).

Contrairement aux deux cristaux précédents, les écarts de transmission entre longueurs d'onde évoluent dans le temps (Tableau IV-6), ce qui montre que différentes cinétiques de récupération sont mises en jeu suivant la longueur d'onde. La figure IV-38 montre qu'une large bande d'atténuation induite centrée autour de 410 nm apparaît suite à l'irradiation. L'évolution au cours du temps du coefficient d'atténuation induite au maximum de la bande d'absorption montre l'existence de plusieurs régimes de récupération, plus rapides que ceux qui existaient dans le cristal n°1694. Le cristal voit son coefficient d'atténuation induite évoluer rapidement : il diminue de moitié sur une période allant de j+6 à j+9. Nous pouvons supposer que plusieurs types de défauts sont mis en jeu étant donné le changement de forme de cette large bande d'absorption au cours du temps. La figure IV-39 montre que l'évolution du coefficient d'atténuation induite dans le temps est sensiblement la même à toutes les longueurs d'onde de j+3 à j+6. Puis la récupération du cristal est d'autant plus rapide que la longueur d'onde est courte, de j+6 à j+9. Nous pouvons supposer que ce cristal va être problématique à mesurer sur le banc cosmique.

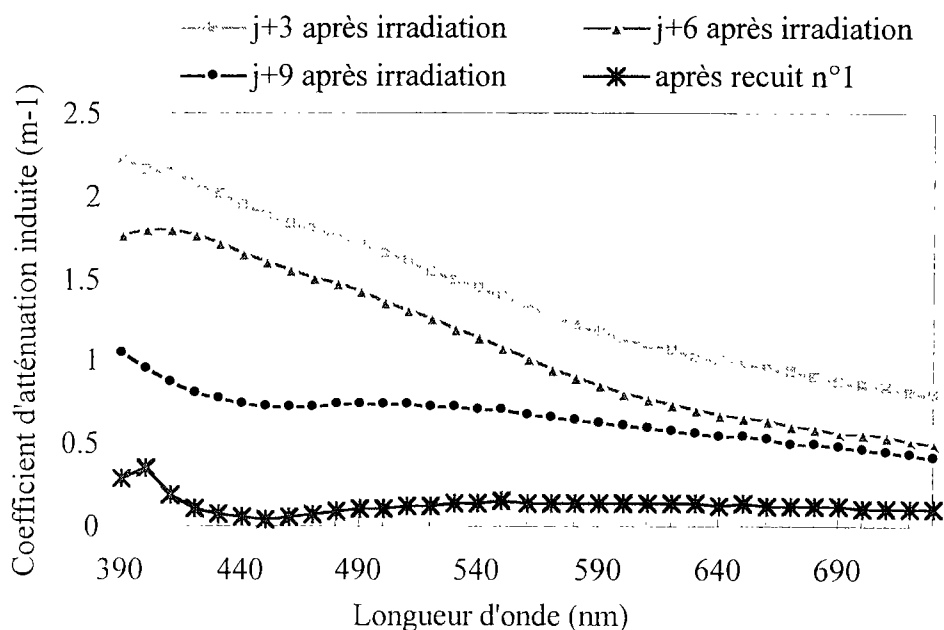


Figure IV-38 : Evolution du coefficient d'atténuation induite du cristal n°1699 avec le temps.

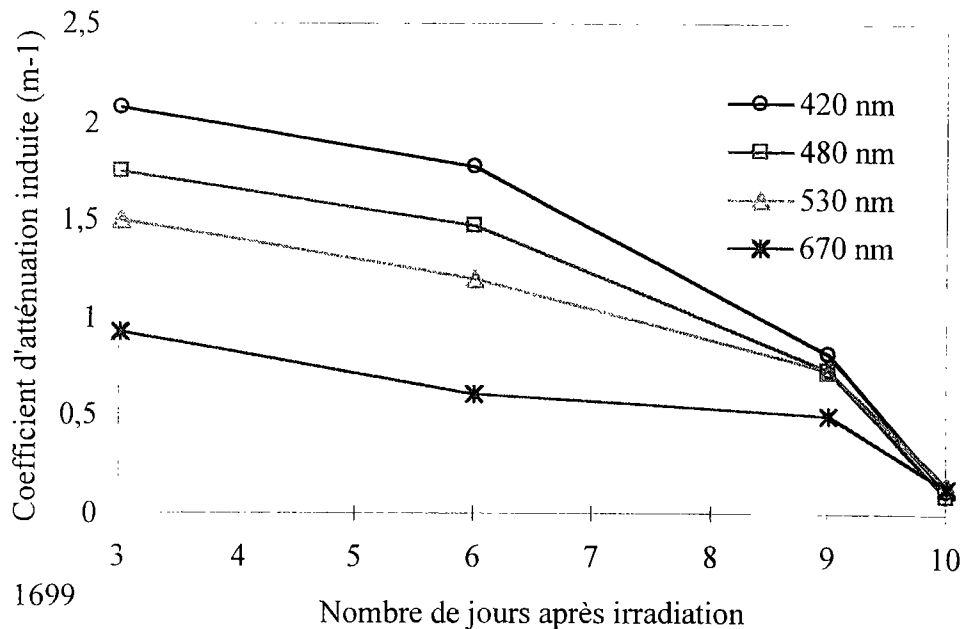


Figure IV-39 : Evolution du coefficient d'atténuation induite avec le temps, à une longueur d'onde fixée (le 10^e jour correspond au recuit du cristal).

IV.3.2.5. Evolution du signal de scintillation avec le temps

Pour des raisons techniques, les cristaux n'ont pas pu être mesurés sur la période de j+3 à j+6, période pendant laquelle ils ont pu récupérer.

- Cristal n°1695 : La distribution en z du signal est une fonction décroissante de la distance de la face avant du cristal : sur ce cristal de longueur d'atténuation $\Lambda > 1$ m au pic d'émission, l'effet de focalisation expliqué en IV.I. est visible. Après irradiation, la pente de la courbe liée au signal détecté près du PM ne change pas. Aucune perte de signal de scintillation n'est mesurée (Figure IV-40).

- Cristal n°1694 : Les résultats des mesures sur le banc cosmique indiquent une diminution de signal de scintillation de l'ordre de 13% sur la période de mesure par rapport à l'état initial. D'après les résultats des mesures au spectrophotomètre, nous savons que durant cette période, le cristal a récupéré dans le bleu₄₂₀, donc il se peut que l'écart observé soit minimisé. La distribution en z du signal pour ce cristal présente une forme dite en U (Figure IV-40). Après irradiation, la pente de la courbe liée au signal détecté près du PM augmente (elle double) car le

crystal voit son coefficient d'atténuation augmenter et donc l'émission dans le bleu est d'autant mieux détectée qu'elle a lieu près du détecteur.

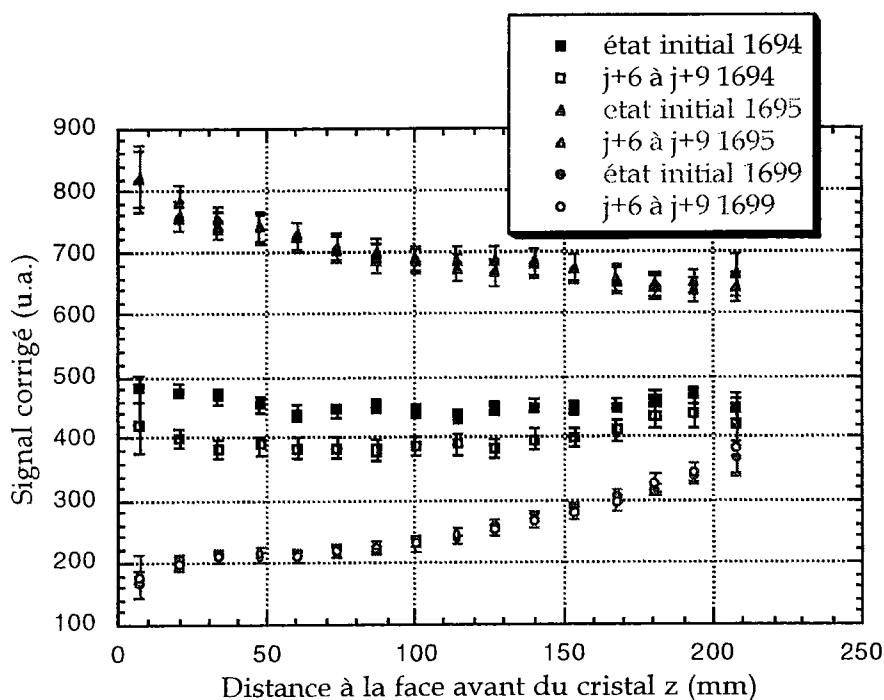


Figure IV-40 : Evolution des courbes en z des cristaux n°1694, 1695 et 1699 avec le temps.

- Cristal n°1699 : Les résultats des mesures sur le banc cosmique n'indiquent pas de diminution de signal de scintillation sur la période de mesure. La distribution en z du signal pour le cristal est une fonction croissante de la distance de la face avant du cristal, non modifiée par l'irradiation (Figure IV-40). Ce résultat peut être lié à la récupération rapide du cristal, dans le bleu et le vert principalement mais il est contradictoire avec les résultats du spectrophotomètre et du banc d'injection : c'est un point à éclaircir.

IV.3.2.6. Evolution du signal d'injection avec le temps

période	cristal	rouge	vert
		$\lambda=675\text{nm}$	$\lambda=530\text{ nm}$
après irradiation		injection*	injection*
j+3	1694	0.74	0.72
j+6			
j+9		0.73	0.71
j+3	1695		
j+6		1.01	1.05
j+9			
j+3	1699	0.68	0.59
j+6		0.72	0.63
j+9		0.72	0.69

*Rapport des moyennes de transmission avant et après irradiation pour téta compris entre -40° et $+40^\circ$

Tableau IV-7 : Rapport des transmissions mesurées au spectrophotomètre et sur le banc d'injection (après/avant irradiation), aux deux longueurs d'onde de fonctionnement du banc d'injection.

Le signal d'injection a été mesuré en faisant varier l'angle d'incidence de la fibre sur la face d'entrée du cristal (voir chapitre IV.1.pour plus de précisions). Dans toute cette étude, je fais le rapport des moyennes de « transmission » pour les oscillations mesurées avant et après irradiation, les grands pics à chaque extrémité de courbe non compris. Je fais ce rapport pour chaque jour de mesure à une même longueur d'onde puis je compare les comportements observés entre longueurs d'onde.

- Cristal n°1695 : Aucune variation du signal d'injection, dans le rouge comme dans le vert, n'est mesurée par rapport à l'état initial le jour j+6 (Tableau IV-7).

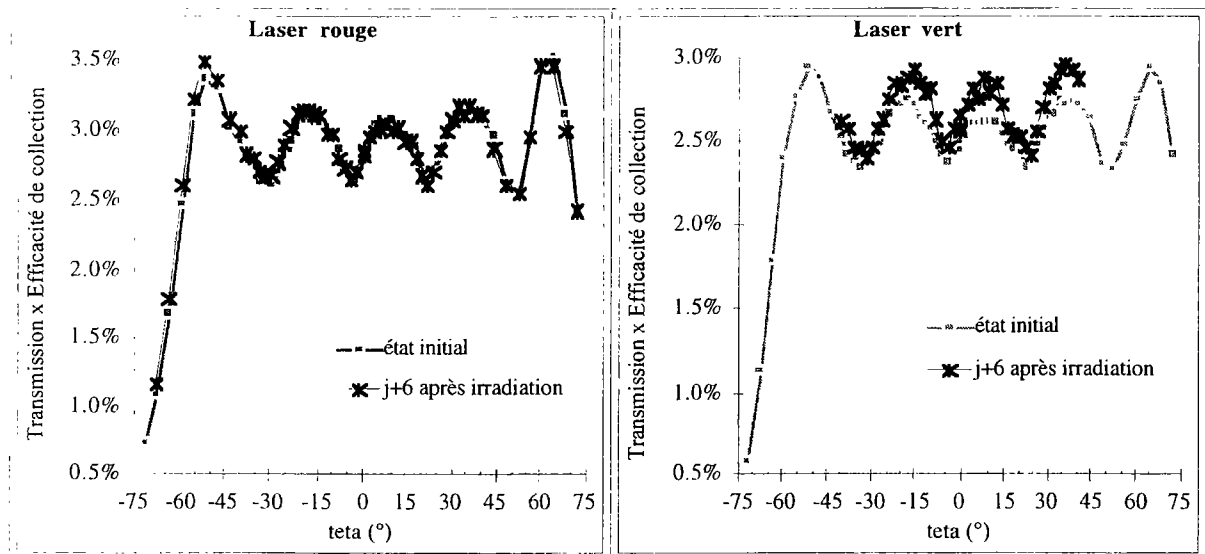


Figure IV-41 : Variation du signal d'injection avec l'angle d'incidence de la fibre optique sur le cristal n°1695, en fonction du temps.

• Cristal n°1694 : Une perte de signal d'injection de l'ordre de 30% est mesurée dans le rouge comme dans le vert, les jours j+3 et j+9, ce qui montre que la constante de récupération de ce cristal est supérieure à 9 jours et que l'irradiation affecte de façon semblable la transmission du cristal dans le vert et dans le rouge (Tableau IV-7).

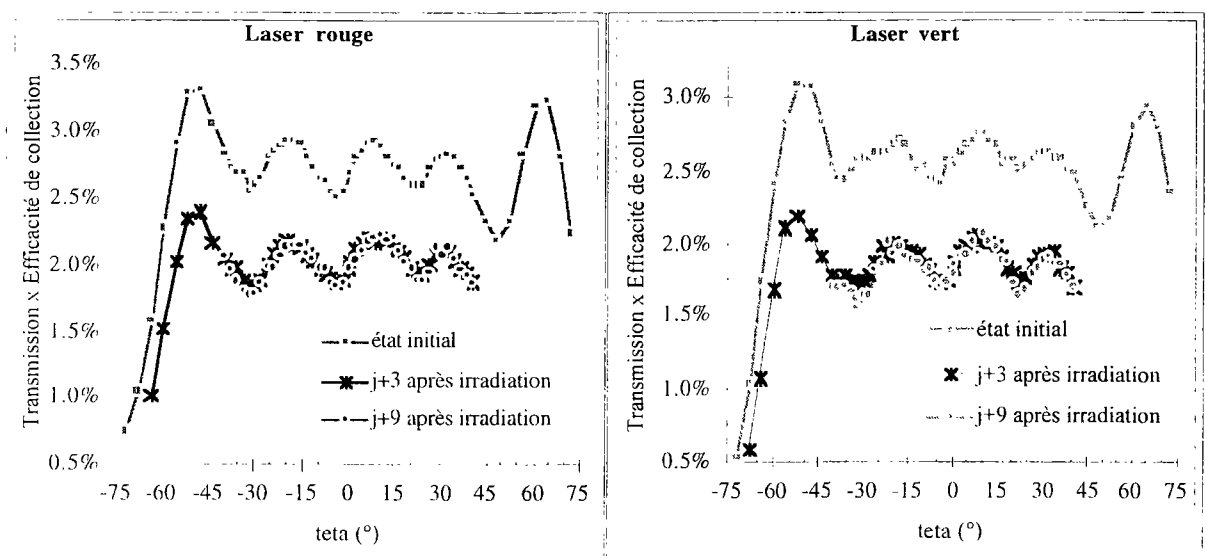


Figure IV-42 : Variation du signal d'injection avec l'angle d'incidence de la fibre optique sur le cristal n°1694, en fonction du temps.

• Cristal n°1699 : La transmission du cristal est moins affectée par l'irradiation dans le rouge que dans le vert (Tableau IV-7). L'évolution du signal d'injection dans le temps montre que dans le rouge le cristal récupère entre les jours j+3 et j+6 ; par contre, la récupération semble stoppée sur la période couvrant de j+6 à j+9. Dans le vert, c'est l'inverse : la récupération semble lente jusqu'à j+6 puis le cristal récupère sur la période de j+6 à j+9.

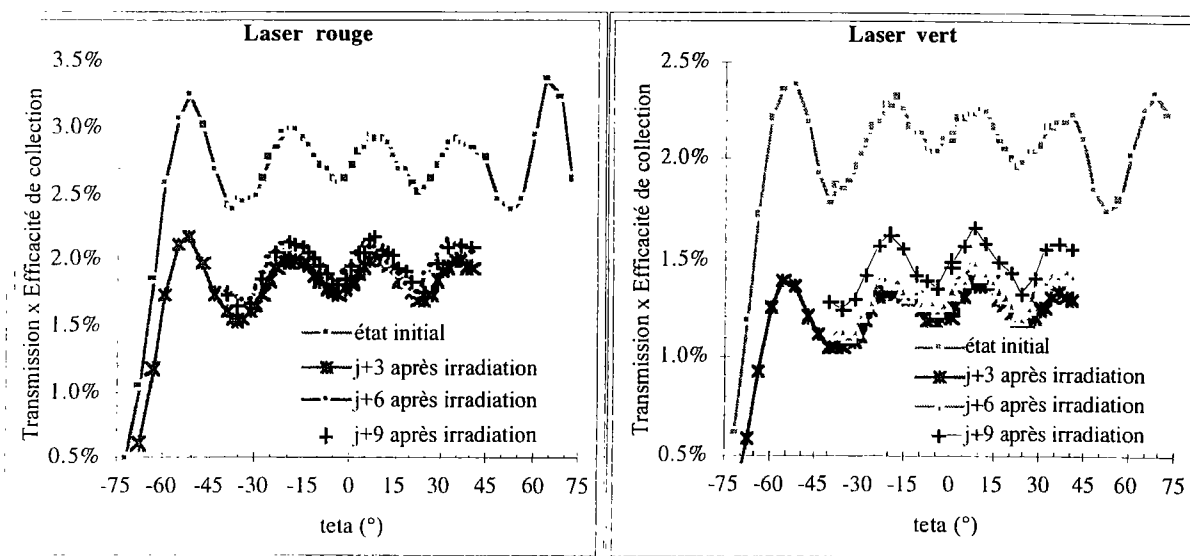


Figure IV-43 : Variation du signal d'injection avec l'angle d'incidence de la fibre optique sur le cristal n°1699, en fonction du temps.

IV.3.2.7. Résultats des simulations par LUX

J'exécute LUX dans les conditions vues en IV.1.1. Le cristal est couplé :

- 1) à un photomultiplicateur par une lame d'air dans le cas de la scintillation,
- 2) à une APD par de la graisse optique (indice 1.7) dans le cas de l'injection.

Les mesures au spectrophotomètre fournissent les valeurs du coefficient d'atténuation du cristal avant et après irradiation pour les longueurs d'onde intéressantes : vert et rouge pour l'injection³, vert et bleu pour la scintillation. En reportant ces valeurs en abscisse sur la figure IV-44, je détermine en ordonnée le signal correspondant suivant les courbes obtenues grâce à LUX. Je procède de cette façon pour chaque cristal dans son état initial et dans son état après irradiation. Je calcule alors la variation de signal avec le temps par rapport à l'état initial. La

³ Je donne aussi les résultats d'une injection dans le bleu, sachant qu'elle est prévue en final dans l'expérience.

courbe utilisée pour le signal de scintillation est celle qui résulte de la moyenne des différents signaux obtenus suivant les tranches de cristal considérées.

L'incertitude sur le signal d'injection ou de scintillation S obtenu par LUX est donnée par :

$$\Delta S = \frac{S}{\sqrt{n_d}} \quad \text{Equation IV-38}$$

où n_d est le nombre de photons détectés.

Numériquement, nous obtenons une erreur statistique identique pour les deux signaux telle que $\Delta S_{inj} = 10^{-5} = \Delta S_{scint}$. Mais la méthode graphique utilisée est la source d'erreur la plus importante, je l'estime à 1% pour le signal d'injection comme pour le signal de scintillation.

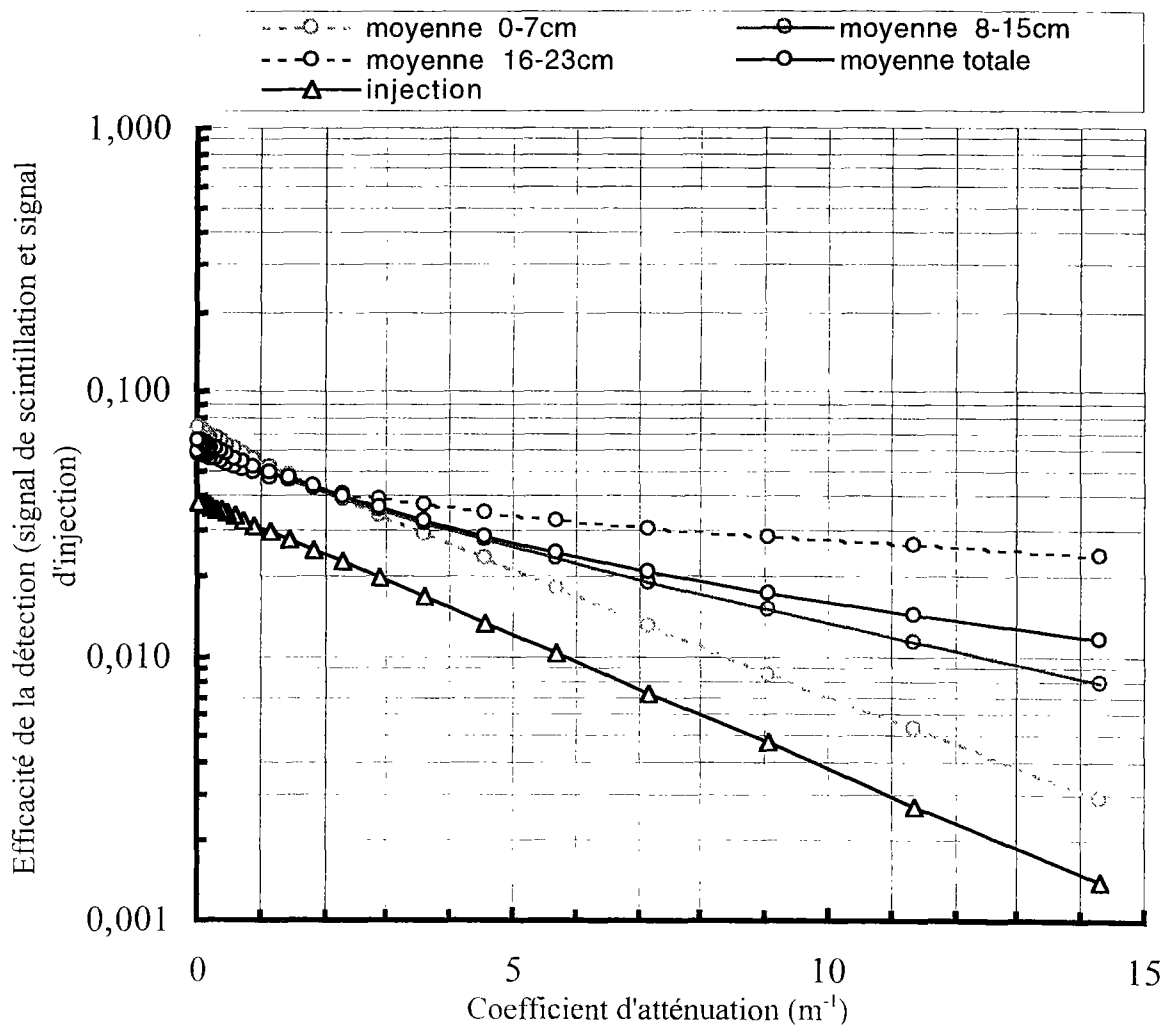


Figure IV-44 : Signaux d'injection et de scintillation simulés par LUX, dans les conditions d'utilisation du banc d'injection et du banc cosmique respectivement.

• Pour le cristal n°1695, LUX n'établit aucune variation du signal d'injection liée à l'irradiation et à la récupération, à quelque longueur d'onde que ce soit. De même, aucune variation du signal de scintillation n'est simulée.

• Pour le cristal n°1694, LUX établit une diminution du signal d'injection lié à l'irradiation de l'ordre de 25% à toutes les longueurs d'onde : le signal d'injection est également affecté par l'irradiation à toutes les longueurs d'onde.

Signal d'injection à λ (nm)	j+3	j+6	j+9	Après recuit
420	73	73	73	97
480	77	67	76	94
530	75	72	74	94
670	74	73	74	96

Tableau IV-8 : Rapport du signal d'injection après/avant irradiation (en %).

LUX établit une diminution du signal de scintillation liée à l'irradiation de l'ordre de 20% dans le bleu, de 25% dans le vert.

Signal de scintillation à λ (nm)	j+3	j+6	j+9	Après recuit
420	83	83	83	99
480	80	76	80	95
530	75	74	75	94

Tableau IV-9 : Rapport du signal de scintillation après/avant irradiation (en %).

Pour les deux types de signaux, aucune récupération du cristal n'est simulée au bout de 9 jours.

IV.3.2.8. Conclusion : cohérence et validité des résultats des cycles de mesure

- Dans le cas du cristal n°1695, les résultats du spectrophotomètre, du banc d'injection, du banc cosmique et de LUX concernant les signaux d'injection et de scintillation sont en accord, les phénomènes mis en jeu semblent bien compris (Tableaux IV-12 et IV-13). Aucune perte de signal d'injection ou de scintillation liée à l'irradiation n'est mise en évidence : le cristal est résistant aux radiations. Connaissant le signal d'injection, on pourra, dans un tel cristal, remonter à son signal de scintillation puisqu'ils sont parfaitement corrélés.

- Pour le cristal n°1694, les résultats du spectrophotomètre, du banc d'injection et de LUX concernant le signal d'injection sont en accord, les phénomènes mis en jeu semblent bien compris. Les résultats du spectrophotomètre et de LUX concernant le signal de scintillation sont concordants dans le bleu₄₈₀ et dans le vert, mais pas toujours dans le bleu₄₂₀ (Tableau IV-12). En particulier, la diminution de signal de scintillation mesurée sur le banc cosmique est semblable à celle donnée par le spectrophotomètre, LUX et le banc d'injection dans le bleu₄₈₀ et dans le vert. Dans le bleu₄₂₀, il semblerait qu'il y ait une récupération du cristal, non visible sur le banc cosmique.

Les mêmes variations du signal d'injection et de scintillation ont lieu dans le vert. L'évolution de la transmission du cristal est la même à toutes les longueurs d'onde étudiées, sauf dans le bleu₄₂₀: seule la variation dans le bleu₄₂₀ ne semble pouvoir être suivie ; il faudrait les résultats d'un signal d'injection expérimental dans le bleu pour conclure. Connaissant le signal d'injection (dans le vert ou dans le rouge, puisqu'ils sont parfaitement corrélés) nous pourrions déduire le signal de scintillation dans un cristal tel que le n°1694, à condition que son spectre d'émission ne soit pas trop bleu (centré à 420 nm par exemple).

- Dans le cas du cristal n°1699, la situation est plus complexe.

Les résultats concernant le signal d'injection sont 1) en désaccord si nous comparons ceux du spectrophotomètre et du banc d'injection, 2) en accord si nous comparons ceux du spectrophotomètre et de LUX, que ce soit dans le rouge ou dans le vert. Plus précisément, les

résultats du banc d'injection sont compatibles qualitativement avec l'évolution observée du coefficient d'atténuation induite. Quantitativement par contre, les résultats du spectrophotomètre et du banc d'injection ne sont pas cohérents. Pour expliquer cette différence, nous mettons en cause la polarisation des défauts induits par l'irradiation. Nous supposons que les défauts sont plus ou moins excités selon l'orientation du cristal par rapport à la polarisation du faisceau (différente suivant qu'il s'agit du laser du banc d'injection ou de la lampe du spectrophotomètre), car des mesures réalisées au spectrophotomètre en faisant interagir le faisceau sonde avec différents points de la face avant du cristal permettent d'observer des variations liées à des inhomogénéités du cristal, mais qui ne sont pas dans l'ordre de grandeur des écarts observés entre les résultats du banc d'injection et du spectrophotomètre (Figure IV-45).

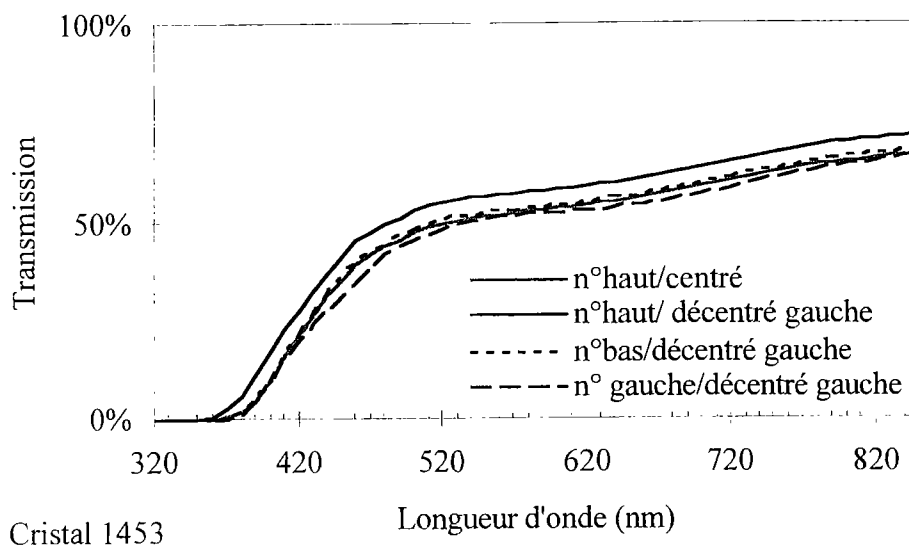


Figure IV-45 : Mesure de transmission longitudinale pour différentes positions du faisceau du spectrophotomètre sur la face d'entrée d'un cristal.

Les résultats concernant le signal de scintillation sont complètement incohérents, qu'ils soient issus du banc cosmique, du spectrophotomètre ou de LUX (Tableau IV-12). Nous pouvons citer la polarisation de la lumière (non traitée par LUX) ainsi que la cinétique de récupération, avec une constante de temps inférieure à 9 jours dans le bleu, les deux pics d'émission ou encore une erreur de mesure pour explication. Un tel cristal doit absolument être écarté de

l'expérience. Avec les informations dont nous disposons, il est tout à fait impossible de suivre le comportement de ce cristal vis-à-vis des radiations avec le système de suivi optique.

période après irradiation	cristal	ROUGE ($\lambda = 675\text{nm}$)			VERT ($\lambda = 532\text{nm}$)		
		injection*	spectro	LUX	injection*	spectro	LUX
j+3	1694	0.74	0.75	0.74	0.72	0.74	0.75
j+6			0.73	0.73		0.72	0.72
j+9		0.73	0.75	0.74	0.71	0.74	0.74
après recuit			0.96	0.96		0.95	0.94
j+3	1695		1.00	1.00		1.00	1.00
j+6		1.01	1.01	1.00	1.05	1.00	1.00
j+9			0.99	0.99		0.98	0.98
après recuit			0.98	0.99		0.98	0.98
j+3	1699	0.68	0.81	0.81	0.59	0.71	0.69
j+6		0.72	0.87	0.86	0.63	0.76	0.75
j+9		0.72	0.89	0.89	0.69	0.85	0.80
après recuit			0.97	0.97		0.97	0.96

*Rapport des moyennes de transmission avant et après irradiation pour téta compris entre -40 et +40°

Tableau IV-12 : Rapport des transmissions mesurées au spectrophotomètre, rapport des signaux d'injection mesurés sur le banc d'injection et calculés par LUX après/avant irradiation, aux deux longueurs d'onde de fonctionnement du banc d'injection.

période	cristal	BLEU ($\lambda = 420 \text{ nm}$)		BLEU ($\lambda = 480 \text{ nm}$)		VERT ($\lambda = 530 \text{ nm}$)		Cosmique
		spectro	LUX	spectro	LUX	spectro	LUX	
après irradiation								
j+3	1694	0.73	0.83	0.76	0.78	0.74	0.75	
j+6		0.71	0.83	0.74	0.76	0.72	0.74	0.76
j+9		0.83	0.83	0.76	0.80	0.74	0.75	0.76
après recuit		0.93	0.99	0.95	0.95	0.95	0.94	
j+3	1695	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
j+6		0.99	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
j+9		0.97	0.99	0.98	0.97	0.98	0.97	1.00
après recuit		0.97	0.99	0.98	0.97	0.98	0.97	
j+3	1699	0.62	0.80	0.67	0.68	0.71	0.77	
j+6		0.66	0.80	0.71	0.80	0.76	0.80	1.00
j+9		0.83	0.89	0.84	0.90	0.85	0.84	1.00
après recuit		0.97	1.00	0.98	1.00	0.97	0.96	

Tableau IV-13 : Rapport des transmissions mesurées au spectrophotomètre, rapport des signaux de scintillation mesurés sur le banc cosmique et calculés par LUX après/avant irradiation, aux longueurs d'onde du spectre d'émission du PbWO_4 .

J'ai montré que le système de suivi optique pourra suivre un cristal tel que le n°1695. Je sais que les cristaux n°1694 et 1699 ne seront pas employés, mais j'engage une série de mesures complémentaires sur ces deux cristaux afin de comprendre l'influence du spectre d'émission du cristal et l'effet de la polarisation sur les mesures. Je m'assure ainsi que le comportement du cristal n°1695 est bien compris.

IV.3.3. Résultats des études complémentaires

Dans un premier temps, je présente des résultats obtenus sur le banc cosmique en intercalant entre le cristal et le photomultiplicateur des filtres optiques. Ce sont des filtres passe-haut⁴ effectuant une coupure en transmission à une longueur d'onde bien précise, soit ici 320, 375 et 420 nm. Ces résultats permettent de déterminer l'effet de l'atténuation due au cristal sur la collection de lumière de scintillation dont l'émission se fait dans le bleu, voire le proche UV. Un autre type de filtre a été utilisé : la fenêtre d'un PM donné étant sensible sur une gamme de longueurs d'onde donnée, elle effectue également une coupure en longueur d'onde sur le signal. Un PM XP2020Q à fenêtre étendue dans l'UV jusqu'à 180 nm est utilisé pour pouvoir comparer les résultats aux résultats obtenus avec le PM XP2262B, dont la fenêtre est étendue jusqu'à 320 nm seulement (Figure IV-46).

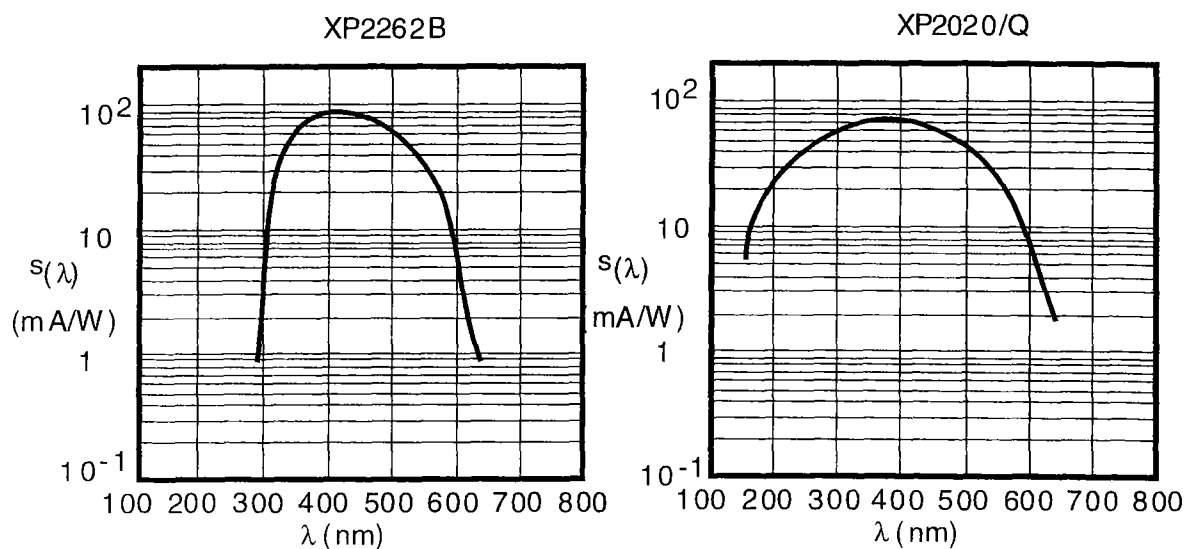


Figure IV-46 : Sensibilité spectrale des photomultiplicateurs utilisés.

Je présente les résultats de simulation obtenus avec LITRANI dans ces conditions particulières d'utilisation du banc cosmique.

J'étudie ensuite l'influence de la polarisation de la lumière du spectrophotomètre sur les mesures de transmission du cristal, qui est biréfringent. L'étude de la polarisation des bandes

⁴ Melles Griot.

d'absorption associées aux défauts créés permet de déterminer l'éventuelle orientation de ces défauts [85]. La lumière issue du spectrophotomètre étant partiellement polarisée (voir Annexe C), les différents défauts sont plus ou moins excités selon l'orientation du cristal par rapport à la polarisation du faisceau. La polarisation du rayonnement a une influence majeure sur le comportement des centres colorés à l'origine d'absorption. Il est donc intéressant d'effectuer des mesures de transmissions au spectrophotomètre avec un faisceau lumineux dont je fixe la polarisation grâce à un polariseur.

IV.3.3.1. Influence du spectre d'émission sur la détection du signal de scintillation

Nous étudions l'influence de filtres en longueur d'onde de type passe-haut sur les courbes en z. La densité optique des filtres utilisés ainsi que les pertes par réflexion de Fresnel font chuter le signal de scintillation de $(10 \pm 1)\%$ pour les longueurs d'onde transmises. Ces pertes induites sont prises en compte dans les résultats des mesures.

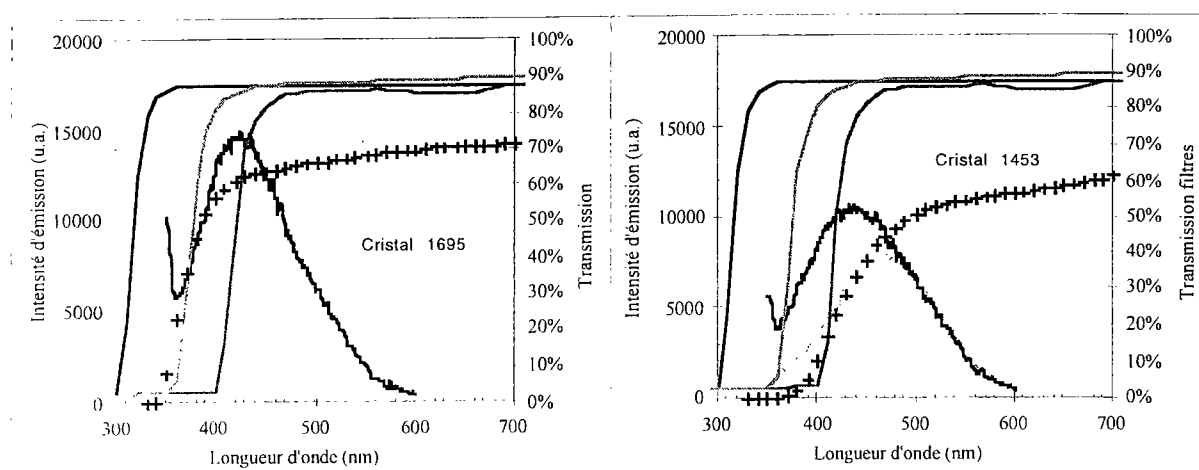


Figure IV-47 : Positionnement du spectre d'émission des cristaux étudiés vis-à-vis du spectre de transmission des filtres passe-haut (trait continu) et de leur propre spectre de transmission (croix).

L'absorption du cristal limite la propagation des courtes longueurs d'onde sur une grande distance, les courtes longueurs d'onde ont donc une plus grande probabilité d'être détectées (et donc coupées) si elles sont issues de l'extrémité arrière du cristal et/ou si le cristal présente une faible absorption. Tous les résultats présentés ici ont été obtenus après récupération des

cristaux, c'est-à-dire avec des cristaux stables dans le temps. Les différents filtres sont utilisés de façon à savoir dans quelle mesure les spectres d'émission des cristaux se situent dans le bleu. Nous montrons ici que le signal de scintillation est fortement dépendant du spectre d'émission du cristal et de sa longueur d'atténuation.

- Un cristal de faible longueur d'atténuation ($\Lambda < 1$ m) dont le spectre d'émission se situe principalement dans le bleu voit donc sa courbe en z se modifier fortement sous l'action d'un filtre, ce au niveau de sa zone arrière. Si ce cristal est irradié, son absorption augmente et sa courbe en z sera moins modifiée par un filtre. Le cristal n°1453 illustre bien ce cas de figure :

Longueur d'onde de coupure du filtre passe-haut (nm)	Rapport des signaux de scintillation avec et sans filtre			
	$z < 80$	$80 < z < 160$	$z > 160$	moyenne
320	0.87	0.88	0.88	0.88
375	0.82	0.80	0.75	0.79
420	0.53	0.43	0.24	0.39

Tableau IV-14 : Rapport des signaux de scintillation mesurés sur le banc cosmique pour plusieurs coupures en longueur d'onde, en moyenne et dans différentes régions du cristal (z en mm).

Les résultats obtenus avec le filtre à 420 nm montrent qu'environ 50% de l'émission moyenne détectée a lieu en dessous de 420 nm (Tableau IV-14), ce qui n'est pas compatible avec la figure IV-47. Le filtre à 320 nm n'induit pas de coupure sur le signal par rapport aux mesures réalisées dans les conditions habituelles avec le PM XP2262B dont la fenêtre est sensible jusqu'à 320 nm, et on retrouve les valeurs des pertes induites par les filtres, de l'ordre de 10%. Dans un cristal absorbant comme celui-ci, il faut impérativement tenir compte du positionnement du point d'émission.

Les mesures effectuées avec le PM XP2020Q ne permettent pas de déterminer directement le gain de signal par rapport aux mesures réalisées avec le PM XP2262B étant données leur différence de gain, d'efficacité quantique avec la longueur d'onde.

La distribution en z du signal en fonction de la coupure en longueur d'onde du spectre d'émission pour ce cristal présente une forme variant avec la coupure. Après filtrage, la pente de la courbe liée au signal détecté près du PM devrait diminuer car le cristal voit son émission dans le bleu d'autant mieux détectée qu'elle a lieu près du détecteur et donc d'autant mieux coupée par le filtre. C'est exactement ce qui est observé : la pente de la courbe obtenue pour la zone arrière diminue d'un facteur 16 avec le filtre à 420 nm, d'un facteur 1.6 avec les filtres à 375 et 320 nm. Avec le PM XP2020Q, c'est le contraire : le signal est d'autant moins coupé que l'émission a lieu près du détecteur et la pente de la courbe obtenue pour la zone arrière augmente très légèrement (d'un facteur 1.2).

- Un cristal de grande longueur d'atténuation ($\Lambda > 1$ m) dont le spectre d'émission se situe principalement dans le bleu ne voit pas la forme de sa courbe en z modifiée par un filtre car l'effet de focalisation l'emporte sur l'effet de l'absorption. Le signal de scintillation est alors beaucoup moins sensible au spectre d'émission que dans le cas d'un cristal de faible longueur d'atténuation. Le cristal n°1695 représente ce cas de figure :

Longueur d'onde de coupure du filtre passe-haut (nm)	Rapport des signaux de scintillation avec et sans filtre			
	$z < 80$	$80 < z < 160$	$z > 160$	moyenne
320	0.89	0.90	0.90	0.90
375	0.82	0.82	0.79	0.81
420	0.52	0.52	0.52	0.52

Tableau IV-15 : Rapport des signaux de scintillation mesurés sur le banc cosmique pour plusieurs coupures en longueur d'onde, en moyenne et dans différentes régions du cristal (z en mm).

Les résultats obtenus avec le filtre à 420 nm montrent qu'environ 40% de l'émission a lieu en dessous de 420 nm (Tableau IV-15), ce qui est compatible avec la figure IV-47.

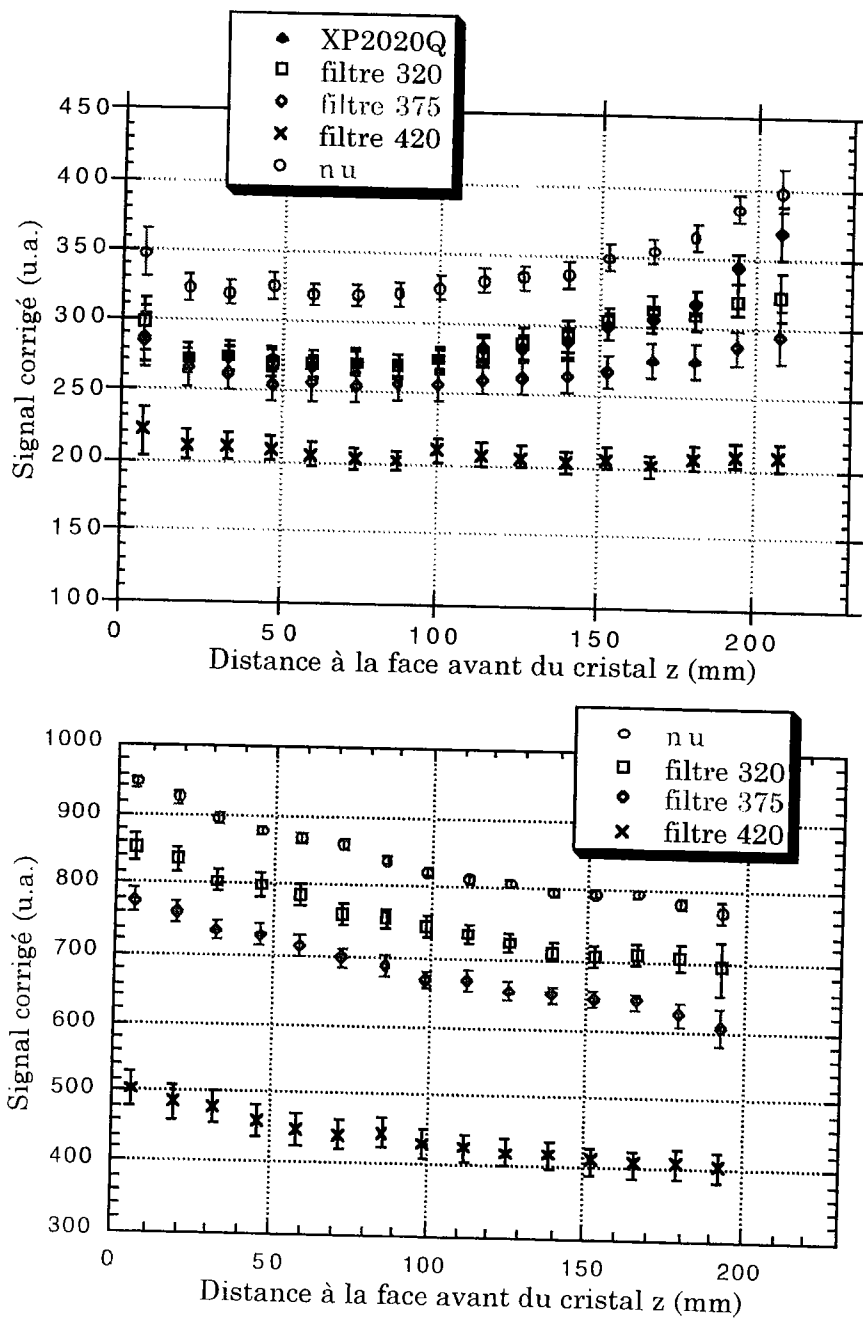


Figure IV-48 : Evolution de la collection de lumière avec la coupure en longueur d'onde sur le spectre d'émission des cristaux n°1695 (en bas) et 1453 (en haut).

LITRANI est utilisé avec les données suivantes : un cristal CMS isotrope dont l'indice est l'indice ordinaire du PbWO_4 et dont le spectre d'émission est celui d'un cristal dopé au lanthane (Figure II.5). La longueur d'atténuation du cristal est calculée d'après les mesures de

transmission au spectrophotomètre pour les indices ordinaire et extraordinaire du cristal, sachant que sa valeur est comprise entre ces deux valeurs extrêmes.

- Cristal 1453 : Nous constatons que les variations du signal de scintillation liées aux filtres et observées sur le banc cosmique sont bien représentées par LITRANI⁵, avec le spectre d'émission d'un cristal dopé au niobium, comme c'est le cas pour le cristal n°1453. Nous notons cependant que la forme des courbes en z simulées est différente de celle des courbes en z expérimentales (Figure IV-49), avec notamment une pente plus importante pour les courbes simulées au voisinage du photodétecteur. Ceci montre que le spectre d'émission choisi dans LITRANI est plus bleu que celui du cristal n°1453.

Ce qui n'est pas simulé par LITRANI, c'est la remontée des courbes en z pour z voisin de 0 sur le banc cosmique. Si le spectre d'émission du cristal est encore plus vert, l'effet de focalisation sera plus important.

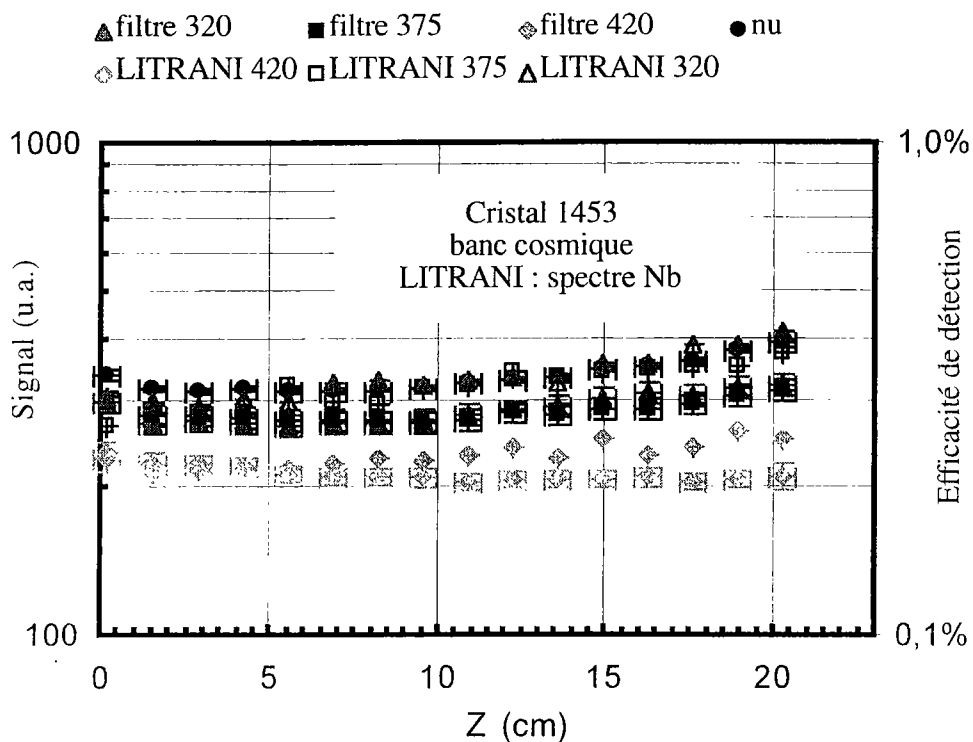


Figure IV-49 : Influence de filtres passe-haut sur le signal de scintillation expérimental et simulé du cristal n°1453.

⁵ Sur le banc cosmique, on n'a pas accès à l'efficacité de la détection car on ne connaît pas le nombre de photons émis par le cristal, mais seulement le nombre de photons détectés.

- Cristal n°1695 : Variation et forme des courbes en z liées aux filtres optiques sont bien simulées par LITRANI (Figure IV-50).

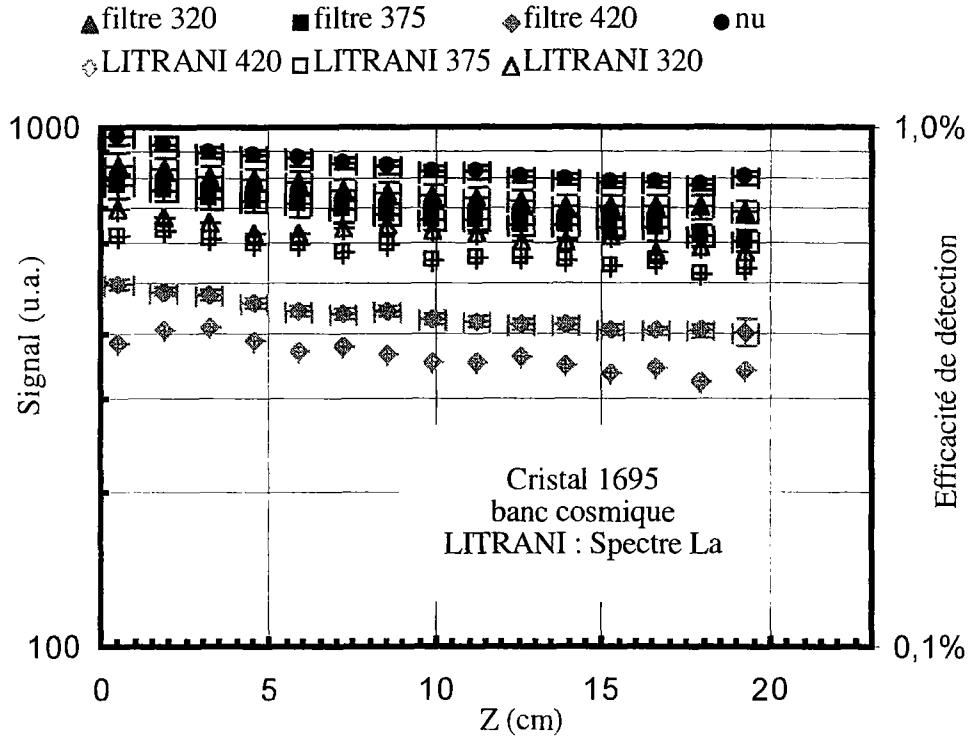


Figure IV-50 : Influence de filtres passe-haut sur le signal de scintillation expérimental et simulé du cristal n°1695.

Pour les deux cristaux, nous constatons que les courbes en z expérimentales sont plus lisses que les courbes en z simulées, cela provient non pas de la statistique des événements, mais du fait que LITRANI étudie la scintillation provenant de tranches du cristal, alors que le banc cosmique moyenne le signal issu de chaque tranche de cristal [86].

IV.3.3.2. Influence de la polarisation sur la transmission du cristal

• Une première étape consiste à mesurer la transmission des cristaux pour deux orientations orthogonales, c'est-à-dire pour deux orientations de l'axe optique par rapport au plan d'incidence (Voir Annexe C).

Les courbes représentant le rapport des deux transmissions mesurées pour les deux positions du cristal en fonction de la longueur d'onde ne présentent pas de proportionnalité, mais des bandes. Ces bandes peuvent être présentes quel que soit l'état de récupération du cristal, comme c'est le cas pour les cristaux n°1695 et n°1699, (Figures IV-51 et IV-53) ou bien être créées par l'irradiation et disparaître avec le recuit, comme c'est le cas pour la bande à 665 nm du cristal n°1694 (Figure IV-52). Ces bandes correspondent à une absorption dans le visible, qui va donner une couleur au cristal, elles sont dues à des centres colorés. Les bandes dont l'observation est possible quel que soit l'état du cristal, ne sont pas intrinsèques au cristal mais liées à sa biréfringence, à la dépendance de la longueur d'atténuation avec la polarisation et au fait que le faisceau lumineux du spectrophotomètre est partiellement polarisé. L'interprétation des bandes observées n'est pas directe car le faisceau lumineux du spectrophotomètre n'est pas totalement polarisé, d'où une seconde étape de mesure.

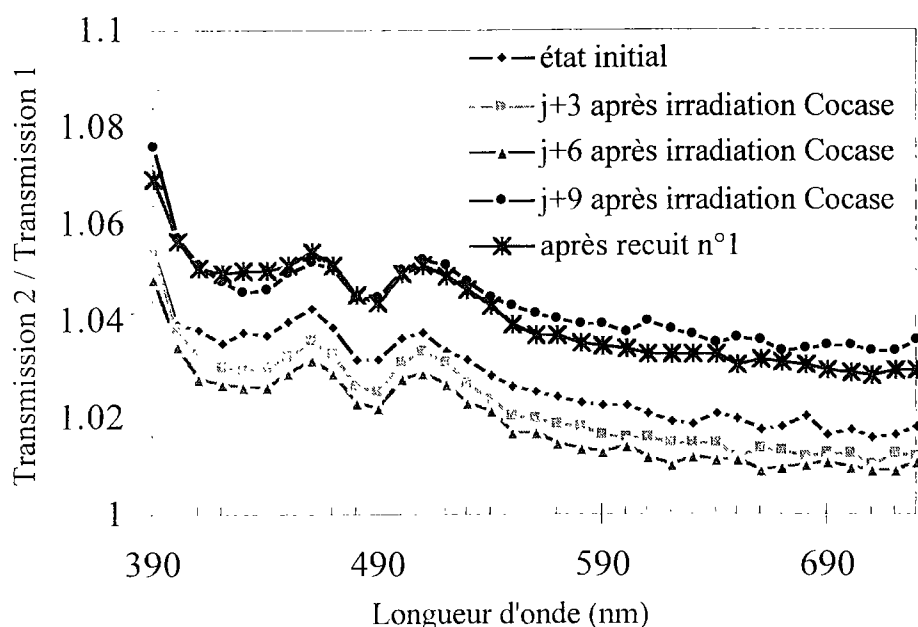


Figure IV-51 : Rapport de transmissions longitudinales pour deux orientations du cristal 1695.

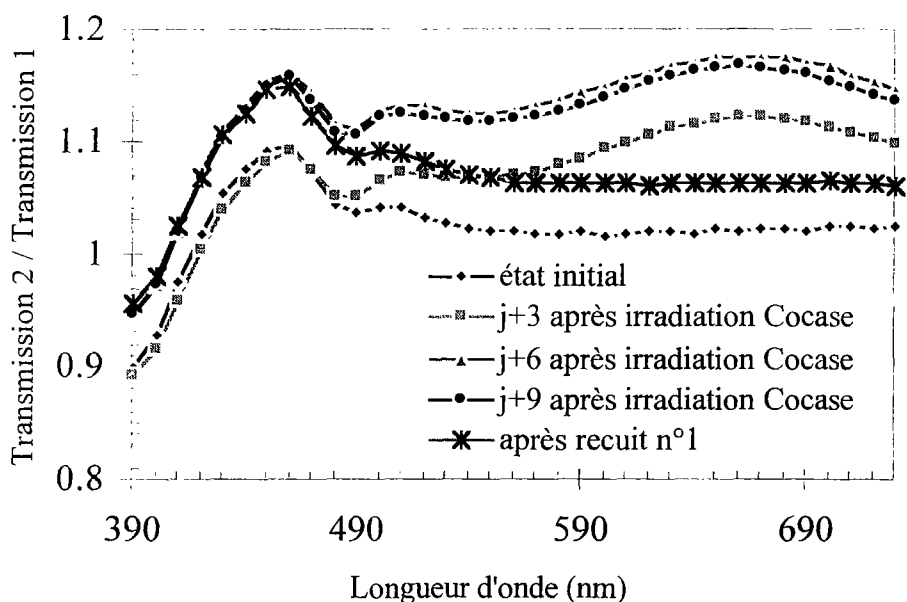


Figure IV-52 : Rapport de transmissions longitudinales pour deux orientations du cristal 1694.

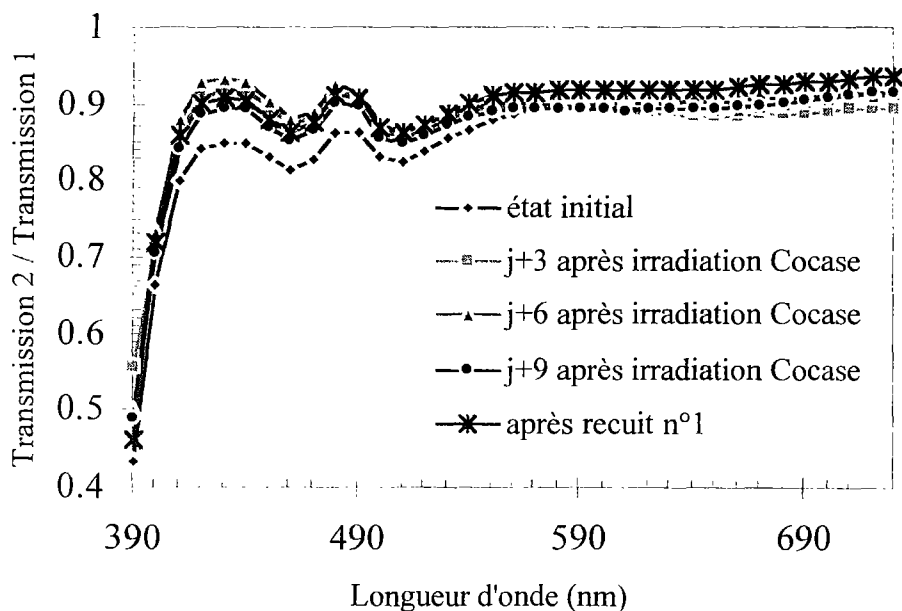


Figure IV-53 : Rapport de transmissions longitudinales pour deux orientations du cristal 1699.

• J'effectue des mesures de la transmission des cristaux en polarisant totalement le faisceau du spectrophotomètre grâce à des polariseurs (Voir Annexe C). Auparavant, j'ai vérifié l'orientation de l'axe optique des cristaux :

– Les cristaux n°1695 et n°1694 ont la même orientation de l'axe optique, dans le plan de la face d'entrée du cristal suivant l'axe y. Dans le cas où l'axe optique est suivant l'axe y, l'indice ordinaire correspond à l'angle de polarisation $\Theta_p = 0^\circ$, l'indice extraordinaire correspond à l'angle de polarisation $\Theta_p = 90^\circ$. Comme le cristal de PbWO_4 est uniaxe négatif, nous en déduisons que la transmission mesurée pour $\Theta_p = 90^\circ$ est supérieure à la transmission mesurée pour $\Theta_p = 0^\circ$ (Figures IV-54 et IV-56).

– Les cristaux n°1453 et n°1699 n'ont pas tout à fait la même orientation de leur axe optique, mais ils sont dans le plan de la face d'entrée du cristal, approximativement suivant l'axe x. Dans le cas où l'axe optique est suivant l'axe x, l'indice ordinaire correspond à l'angle de polarisation $\Theta_p = 90^\circ$, l'indice extraordinaire correspond à l'angle de polarisation $\Theta_p = 0^\circ$. La transmission mesurée pour $\Theta_p = 0^\circ$ est supérieure à la transmission mesurée pour $\Theta_p = 90^\circ$ (Figures IV-58 et IV-60).

Toute cette étude est réalisée avec des cristaux stables dans le temps.

La transmission théorique T_{th} du cristal est calculée en négligeant les allers-retours dans le cristal, c'est-à-dire que $T_{th} = (1 - R)^2$, avec $R = R_{ext}$ pour $\Theta_p = 0^\circ$ et $R = R_{ord}$ pour $\Theta_p = 90^\circ$ pour les cristaux n°1694 et 1695 et inversement pour les cristaux n°1453 et 1699. Cette approximation est nécessaire pour simplifier le calcul de la transmission théorique avec la polarisation, pour lequel nous utilisons le comportement sinusoïdal des points de mesure à longueur d'onde fixée :

1) nous faisons un fit sinusoïdal des points de mesure pour obtenir la variation sinusoïdale de la transmission mesurée avec l'angle de polarisation Θ_p .

2) Supposant que la transmission théorique suit également une loi sinusoïdale, nous calculons l'écart à la courbe mesurée, expliqué par la transmission théorique [87].

D'après les fits sinusoïdaux des points de mesures à longueur d'onde fixée, nous calculons les variations de la transmission maximale T_{max} (correspondant à R_{ext}) et celle de la transmission minimale T_{min} (correspondant à R_{ord}) avec la longueur d'onde. Nous utilisons les fits plutôt que les points de mesure car nous ne savons pas avec précision où se trouve l'axe optique des

cristaux étudiés. L'écart entre ces deux transmissions est uniquement lié à la polarisation. Nous posons :

$$\alpha_{\min} = \frac{1}{\ell_x} \cdot \ln\left(\frac{T_{\text{th(ext)}}}{T_{\max}}\right)$$

$$\alpha_{\max} = \frac{1}{\ell_x} \cdot \ln\left(\frac{T_{\text{th(ord)}}}{T_{\min}}\right)$$

Equation IV-39

où α_{\min} est le coefficient d'atténuation intrinsèque lié à l'indice extraordinaire du cristal, α_{\max} le coefficient d'atténuation intrinsèque lié à l'indice ordinaire. Nous en déduisons le coefficient d'atténuation sensible à la polarisation du faisceau α_{pol} , soit :

$$\alpha_{\text{pol}} = \alpha_{\max} - \alpha_{\min}$$

Equation IV-40

donc

$$\alpha_{\text{pol}} = \frac{1}{\ell_x} \cdot \left(\ln\left(\frac{T_{\max}}{T_{\min}} \cdot \frac{T_{\text{th(ord)}}}{T_{\text{th(ext)}}}\right) \right)$$

Equation IV-41

Je définis alors le coefficient d'atténuation global du cristal comme la somme de deux termes correspondant l'un au coefficient d'atténuation non sensible à la polarisation, l'autre au coefficient d'atténuation sensible à la polarisation :

$$\alpha_{\text{global}}(\lambda) = \alpha_{\text{nonpol}}(\lambda) + \alpha_{\text{pol}}(\lambda)$$

Equation IV-42

Les grandeurs α_{nonpol} et α_{pol} sont décorrélées mathématiquement, mais pas physiquement, comme nous allons le voir par la suite.

- Dans un cristal de grande longueur d'atténuation ($\Lambda > 1 \text{ m}$) tel que le cristal n°1695, la transmission longitudinale mesurée au spectrophotomètre ne semble pas dépendre de la polarisation de la lumière. En effet, sa variation avec la polarisation s'explique parfaitement par la variation de la transmission théorique du cristal avec la polarisation (Figure IV-54).

La figure IV-55 permet de confirmer que la polarisation n'intervient pas dans les mesures de transmission, excepté en-dessous de 400 nm, où un coefficient d'atténuation dépendant de la polarisation existe.

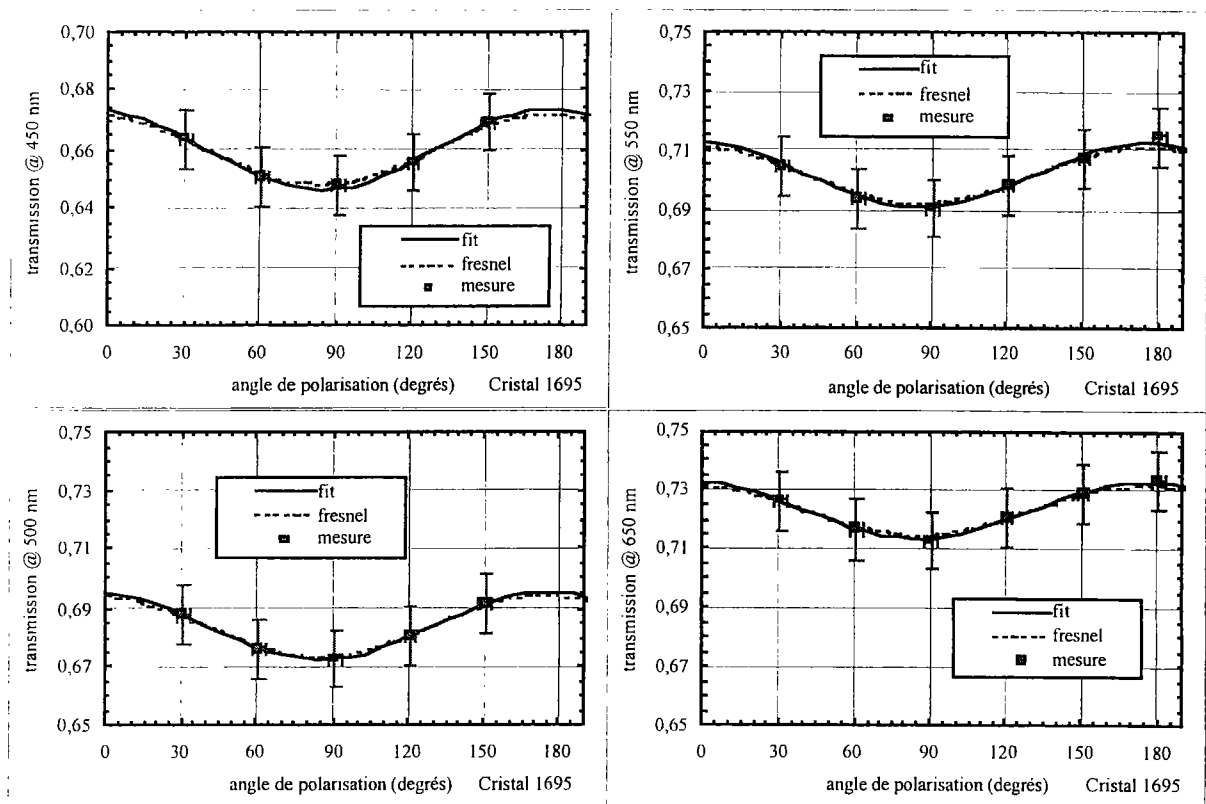


Figure IV-54 : Influence de la polarisation sur la transmission du cristal n°1695 suivant la longueur d'onde fixée.

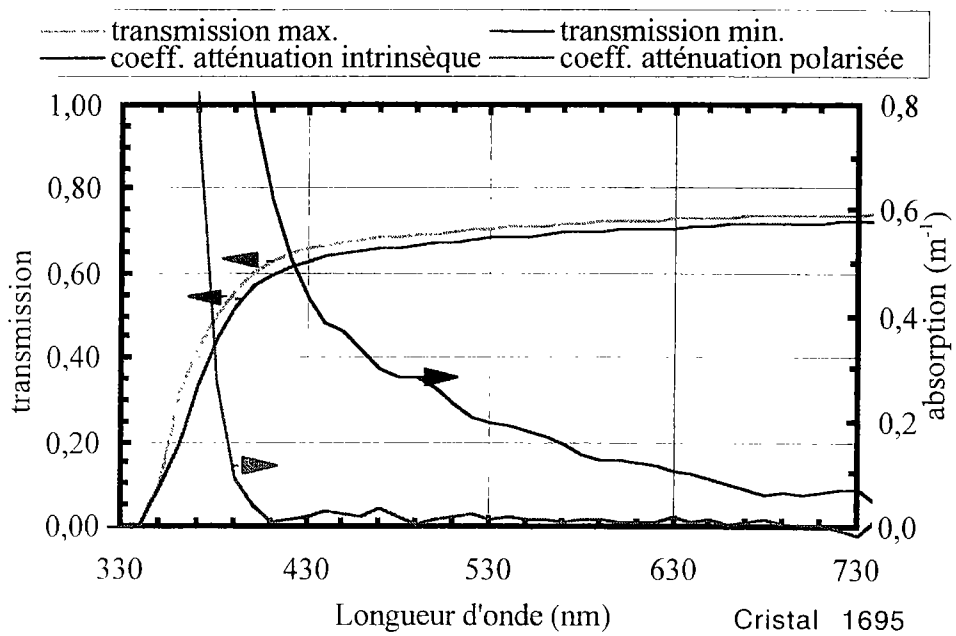


Figure IV-55 : Transmissions longitudinales extrêmes calculées du cristal n°1695.

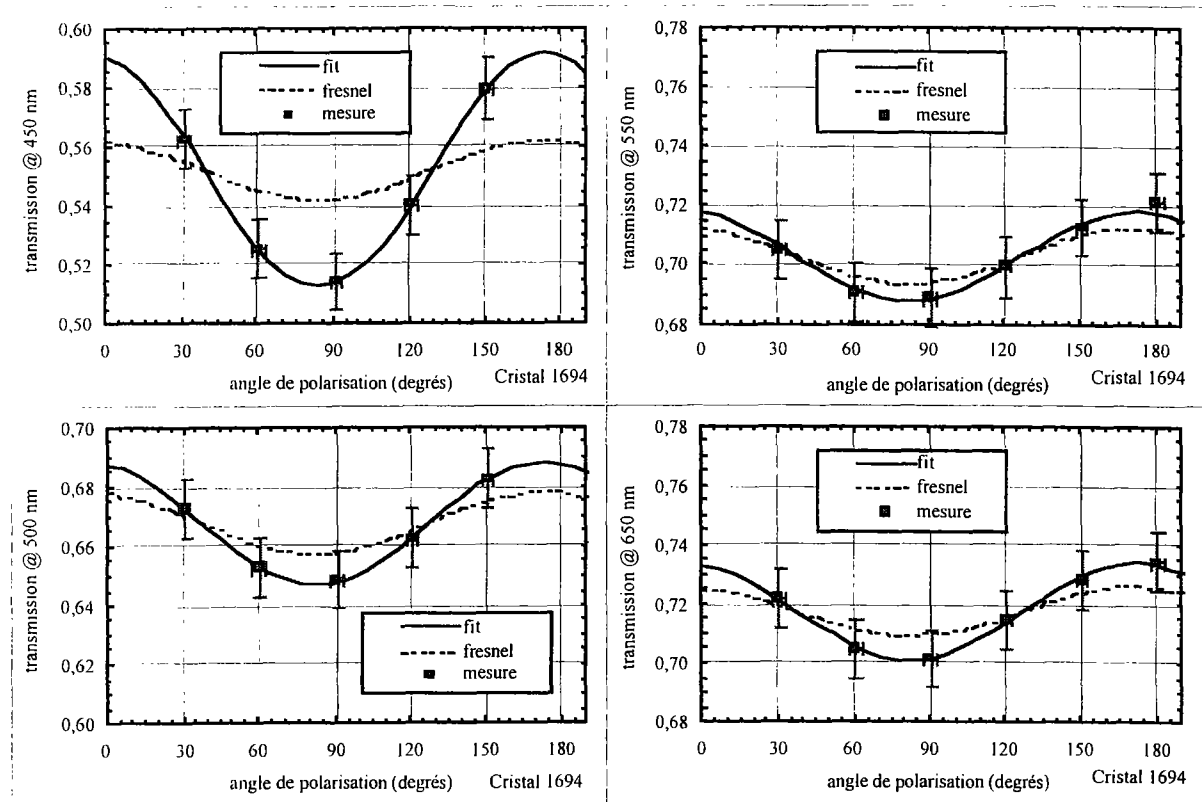


Figure IV-56 : Influence de la polarisation sur la transmission du cristal n°1694 suivant la longueur d'onde fixée.

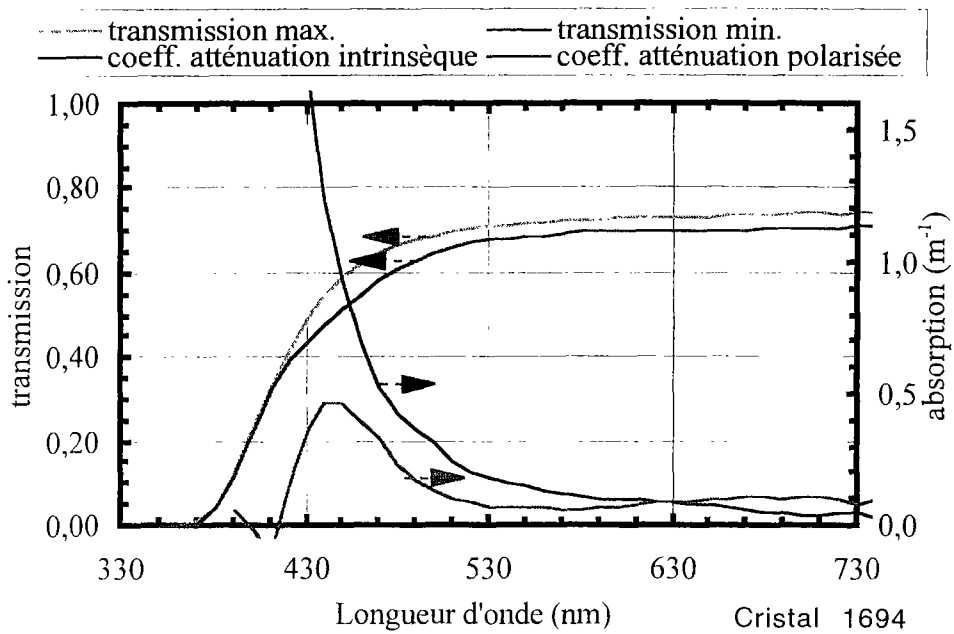


Figure IV-57 : Transmissions longitudinales extrêmes calculées du cristal n°1694.

• Dans un cristal de faible longueur d'atténuation ($\Lambda < 1 \text{ m}$) tel que les cristaux n°1453, 1694 et 1699, la transmission longitudinale mesurée au spectrophotomètre dépend de la polarisation de la lumière ; la variation de la transmission théorique avec la polarisation ne suffit pas à expliquer la variation de la transmission longitudinale de chaque cristal avec la polarisation. Les comportements observés sont toutefois très différents d'un cristal à l'autre.

a) Le cristal n°1694 semble sensible à la polarisation à 450 nm, mais peu ou pas à des longueurs d'onde plus élevées (Figure IV-56). La figure IV-57 montre que deux bandes d'absorptions polarisées centrées à 650 et 450 nm existent.

b) Le cristal n°1453 présente une sensibilité à la polarisation à toutes les longueurs d'onde, et plus fortement que le cristal n°1694 (Figure IV-58). Toutefois, cette sensibilité est plus flagrante à 450 et 650 nm qu'à 500 et 550 nm.

La figure IV-59 montre que le coefficient d'atténuation du cristal est sensible à la polarisation : des bandes d'absorption polarisée sont observées à 650 et 450 nm, comme pour le cristal n°1694.

c) Le cristal n°1699 présente comme le n°1453 une sensibilité à la polarisation à toutes les longueurs d'onde. Mais c'est un cristal atypique, en ce sens que sa sensibilité à la polarisation est bien plus importante que pour les autres cristaux étudiés et à toutes les longueurs d'onde (Figure IV-60). Comme le montre la figure IV-61, le coefficient d'atténuation du cristal comporte une partie très sensible à la polarisation, et à toutes les longueurs d'onde.

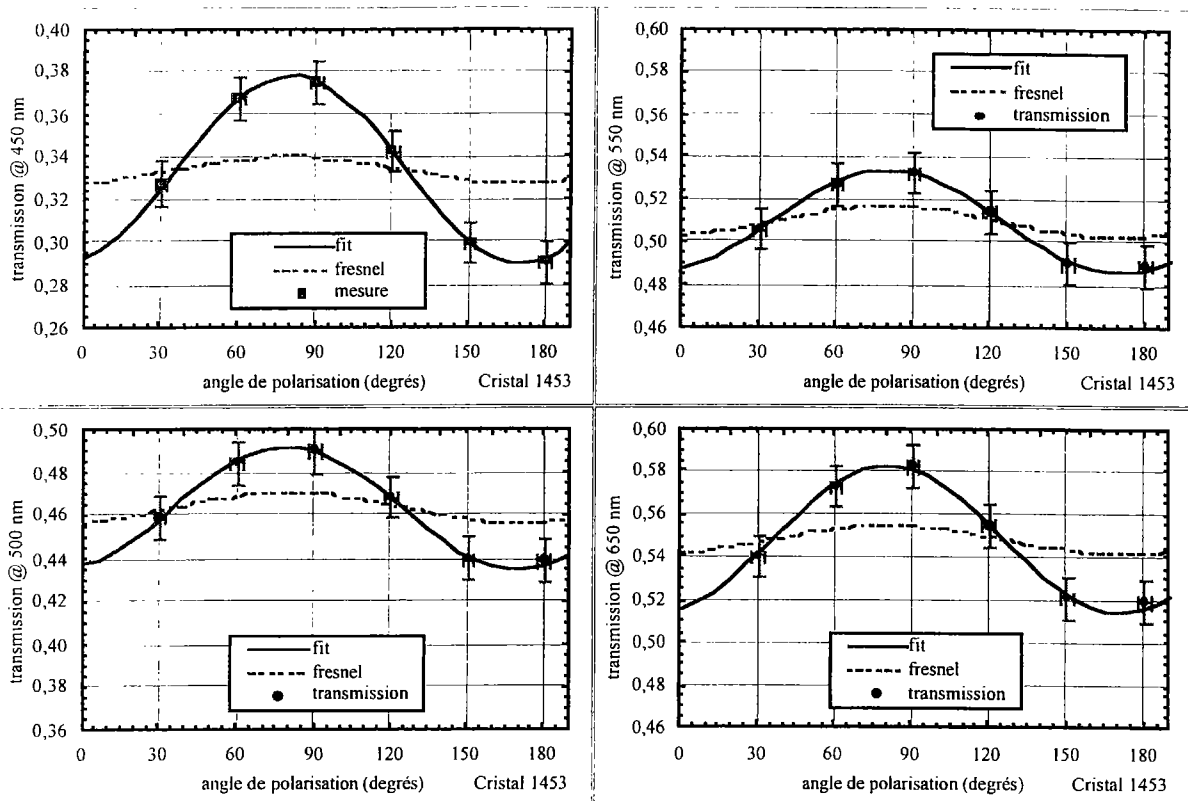


Figure IV-58 : Influence de la polarisation sur la transmission du cristal n°1453 suivant la longueur d'onde fixée.

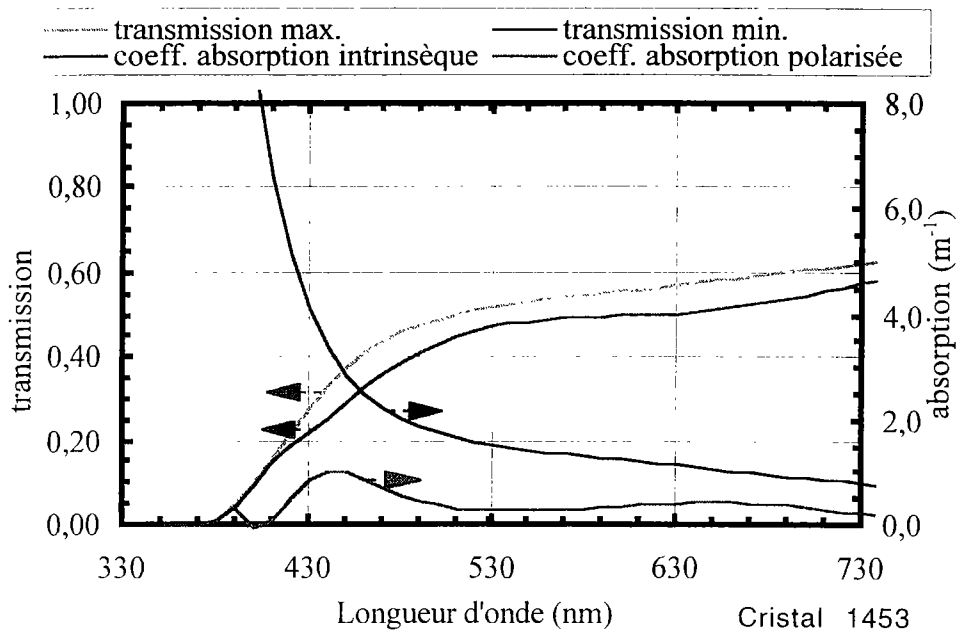


Figure IV-59 : Transmissions longitudinales extrêmes calculées du cristal n°1453.

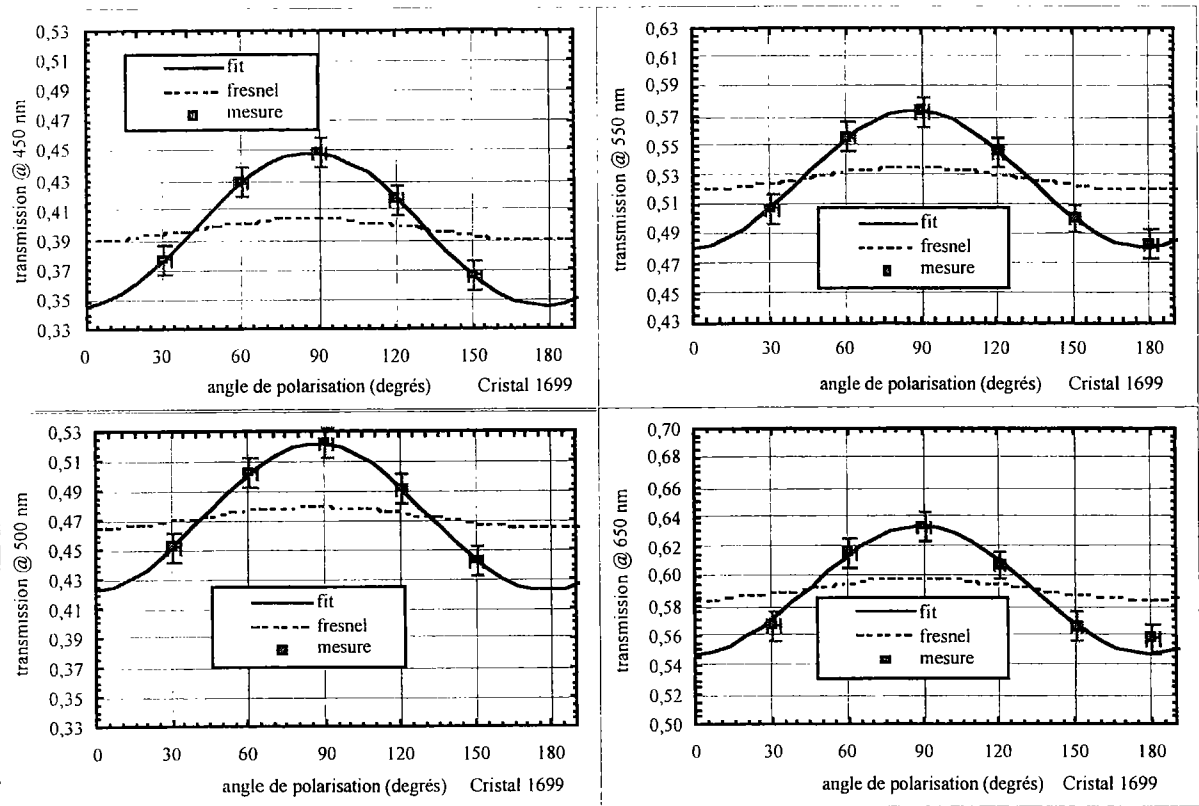


Figure IV-60 : Influence de la polarisation sur la transmission du cristal n°1699 suivant la longueur d'onde fixée.

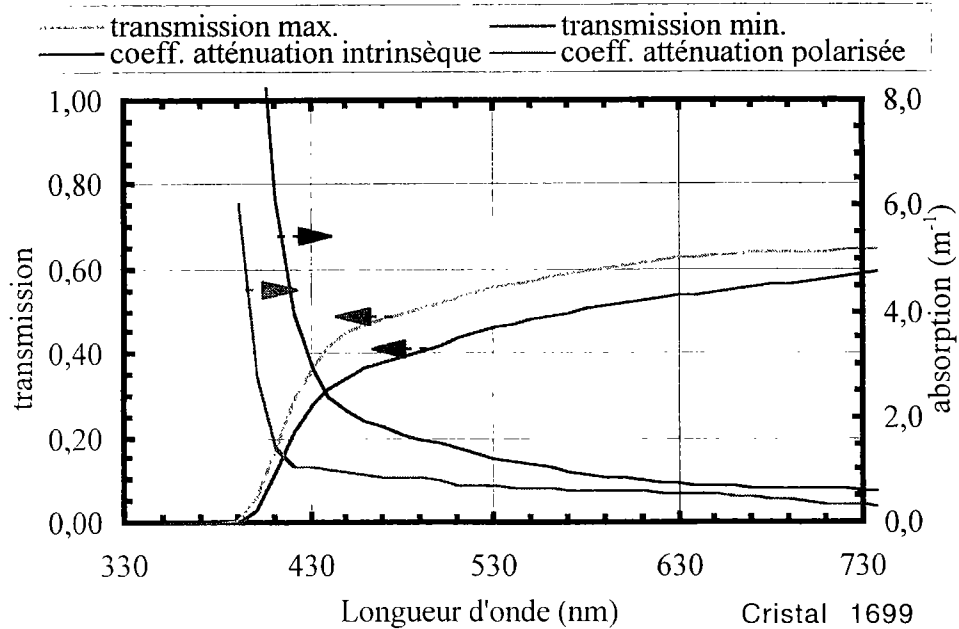


Figure IV-61 : Transmissions longitudinales extrêmes calculées du cristal n°1699.

En résumé, suivant les cristaux, intrinsèquement :

1) Pour des cristaux de coefficient d'atténuation intrinsèque faible comme le cristal n°1695, le coefficient d'atténuation sensible à la polarisation est négligeable devant le coefficient d'atténuation indépendant de la polarisation, sauf pour les longueurs d'onde inférieures à 400 nm.

2) Pour des cristaux de coefficient d'atténuation intrinsèque moyen, tels que les n°1694 ou 1453, nous avons approximativement :

$$\frac{1}{3} \cdot \alpha_{\text{nonpol}} \leq \alpha_{\text{pol}}(\lambda = \lambda_p) \leq \alpha_{\text{nonpol}}$$
$$\alpha_{\text{pol}}(\lambda \neq \lambda_p) \ll \alpha_{\text{nonpol}}$$

où λ_p vaut 450 et 650 nm.

3) Pour des cristaux de coefficient d'atténuation intrinsèque élevé comme le n°1699, nous avons :

$$\frac{1}{3} \cdot \alpha_{\text{nonpol}} \leq \alpha_{\text{pol}}(\forall \lambda) \leq \alpha_{\text{nonpol}}$$

c'est-à-dire un coefficient d'atténuation sensible à la polarisation qui n'est jamais négligeable devant le coefficient d'atténuation indépendant de la polarisation.

Suivant la qualité des cristaux étudiés, les centres d'absorption intrinsèques ou induits par irradiation sont différemment sensibles à la polarisation de la lumière : le cristal n°1695 est moins sensible à la polarisation de la lumière que les cristaux n°1694, 1453 et 1699. Je peux supposer que cette polarisation des centres d'absorption soit affectée par une irradiation. La sensibilité du cristal n°1699 à la polarisation pourrait alors suffire à expliquer les incohérences observées entre les résultats du spectrophotomètre et du banc d'injection d'une part, les résultats de LUX et du banc cosmique d'autre part. Il faudrait inclure un paramètre supplémentaire dans LITRANI : la polarisation du coefficient d'atténuation.

IV.3.4. Résultats du banc Cocase et des tests en faisceau

IV.3.4.1. Banc Cocase

Etant données les incertitudes sur les résultats du banc Cocase, ces résultats ne seront pas présentés. A noter cependant qu'ils ne font que confirmer ce qui vient d'être dit en IV.3.2 et IV.3.3. On se reportera à [88] et [89] pour plus d'informations.

IV.3.4.2. Tests en faisceau

A l'instant $t = 0$, nous calibrons toute la matrice en scannant les cristaux par des électrons d'une énergie de 50 GeV. L'instant t_i où nous commençons à irradier un cristal donné avec des électrons de 120 GeV dépend de la position du cristal dans la matrice. Le débit de dose est fixé (de l'ordre de 0.2 Gy.h^{-1}), mais la durée d'irradiation d'un cristal varie avec le cristal (et donc la dose reçue par chaque cristal). Pour le calcul des doses cumulées absorbées par les cristaux irradiés, j'utilise la masse de cristal irradié correspondant à environ la moitié du volume du cristal. Un point de mesure sur les courbes étudiées correspond à un « run » de monitoring, d'une durée de 20 minutes environ. Un point de mesure sous faisceau comprend 40 000 événements, un point de mesure sous système de suivi optique comprend 1000 à 1500 événements. L'erreur sur la mesure est déterminée par l'écart-type d'un fit gaussien de la réponse des ADC, elle est inférieure à 10^{-4} [14].

• Le cristal n°1695 n'a pas été irradié en faisceau test. Je regarde le comportement d'un autre cristal supposé résister aux radiations : le n°1769. Cette discussion a pour unique but de montrer le comportement d'un « bon » cristal en faisceau de particules, ainsi que le comportement du suivi optique d'un tel cristal.

Sous l'effet de l'irradiation, le signal de scintillation chute de 6% environ. Le système de suivi optique subit une chute de l'ordre de 1.5% dans le rouge, de 3% dans le vert. Il montre que le cristal récupère au bout de 10 jours, dans le vert (Figure IV-62). La cinétique de récupération n'est pas la même aux deux longueurs d'onde du système de suivi optique : dans le vert, la récupération est plus rapide que dans le rouge. Nous pouvons supposer, d'après les études présentées, que ce cristal présente plusieurs types de défauts, inégalement sensibles à une irradiation aux différentes longueurs d'onde utilisées.

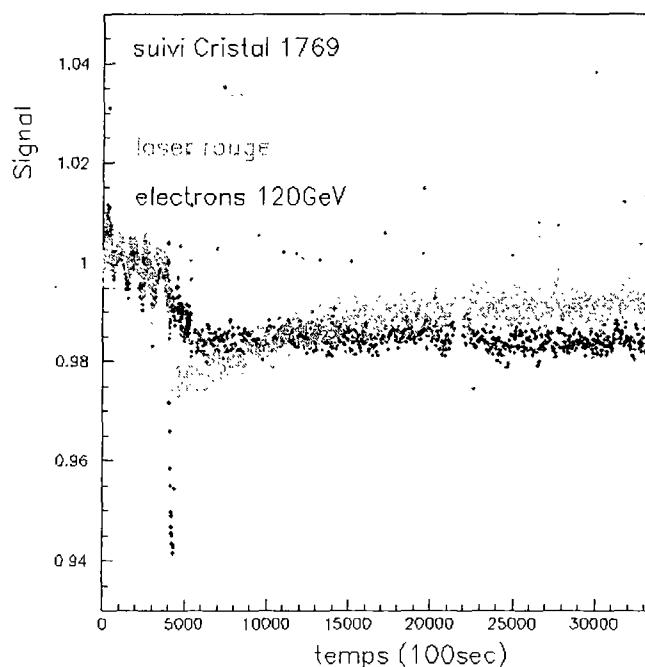


Figure IV-62 : Suivi optique du cristal n°1769 sur un cycle irradiation (2 Gy)/récupération.

Pour la calibration de ce cristal, le suivi optique dans le rouge n'est pas utilisé pour suivre la scintillation. Par contre, un suivi optique dans le bleu serait particulièrement adapté.

• Le cristal n°1694 présente une diminution du signal de scintillation de 30% environ tandis que le signal d'injection chute d'environ 15% dans le rouge et 12 % dans le vert. Une deuxième chute du signal est observable, d'origine électronique elle n'a rien à voir avec l'irradiation. La figure IV-63 montre que le signal d'injection est moins affecté dans le vert que dans le rouge par l'irradiation et que la cinétique de récupération est semblable pour les deux longueurs d'onde. Elle montre aussi que le temps de récupération du cristal est supérieur à 30 jours.

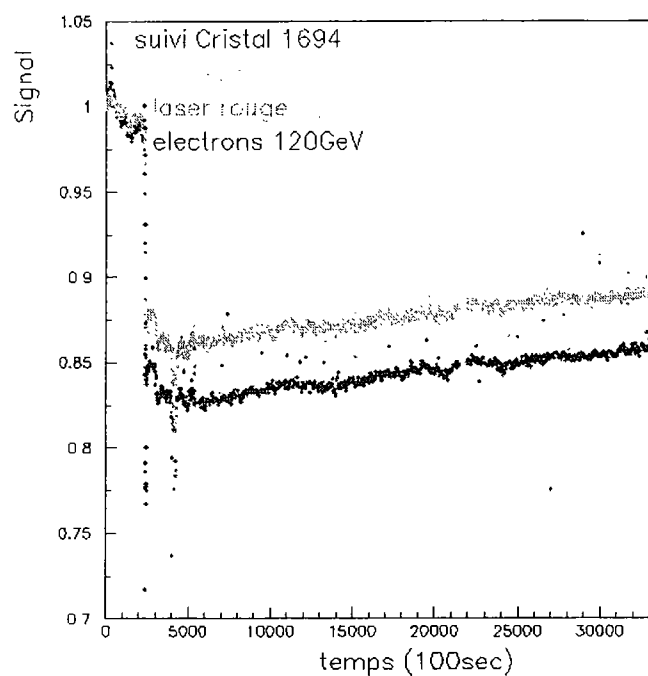


Figure IV-63 : Suivi optique du cristal n°1694 sur un cycle irradiation (1 Gy)/récupération.

La variation du signal de scintillation observée est tout à fait cohérente avec ce qui avait été observé en cycle de mesures. La cinétique de récupération est lente (de l'ordre de +5% en 20 jours dans le vert) comme prévu. Ce que nous ne voyons pas, c'est la récupération du cristal plus rapide (sur une période de moins de 9 jours) dans le bleu₄₂₀, d'où la nécessité de disposer d'un laser bleu pour suivre ce cristal.

La diminution du signal d'injection liée à l'irradiation, aux deux longueurs d'onde, est environ deux fois moins importante que celle qui était prévue par les cycles de mesures. L'existence d'un coefficient d'atténuation polarisée peut expliquer la variation moindre du signal d'injection. Mais surtout, c'est la géométrie du système et les revêtements du cristal qui sont

en cause. En effet, l'irradiation du cristal en faisceau est inhomogène et suit le profil de dépôt de gerbe dans le cristal alors que lors d'une irradiation sur le banc Cocase, l'irradiation est homogène. Les revêtements des extrémités du cristal ne sont pas suffisamment diffusants : la comparaison des figures IV-5 et IV-13 explique clairement la variation moindre du signal d'injection avec le coefficient d'atténuation induite.

Il faut donc simuler l'injection et la scintillation dans un cristal avec les conditions de mesure d'un test en faisceau. Les deux signaux d'injection sont comme prévu parfaitement corrélés, si bien que seul le laser vert est nécessaire.

- Le cristal n°1699 a été irradié en deux étapes :

- La première fois, il a reçu une dose de 0.4 Gy. Une chute de l'ordre de 30% est observée sur le signal de scintillation, tandis qu'une chute de 10% environ du signal d'injection est observée dans le rouge et de 15% dans le vert. Le régime de récupération est alors beaucoup plus rapide dans le rouge que dans le vert. En effet, au bout de 2 jours, le signal d'injection dans le rouge est remonté de 6%, alors que le signal d'injection dans le vert a peu bougé.

- La deuxième fois, le cristal a reçu une dose de 1.2 Gy, avant d'avoir récupéré. Nous observons alors une chute du signal de scintillation de 50% environ par rapport à l'état initial. Les signaux d'injection chutent de 20% dans le rouge, de 30% dans le vert dans le même temps. Puis le même phénomène que précédemment a lieu concernant le régime de récupération du cristal. La récupération est de 8% dans le rouge sur 1 jour, de 1% dans le vert sur 30 jours.

La variation du signal de scintillation observée ne peut pas être reliée à ce qui avait été observé ultérieurement, les mesures sur le banc cosmique ayant été inopérantes. Toutefois, si nous nous fions aux résultats du spectrophotomètre (plus réalistes que les résultats de LUX, étant donnée la limitation sur la polarisation par exemple) qui estiment une diminution de la transmission du cristal de 30 à 40% (suivant les longueurs d'onde) 3 jours après une irradiation de 2 Gy, je peux supposer que cette variation soit supérieure à 40% le jour même de l'irradiation. La diminution du signal d'injection observée liée à l'irradiation est identique à celle qui avait été obtenue en cycles de mesures, dans le rouge et dans le vert. Par contre, la

cinétique de récupération observée ne correspond pas à ce qui avait été mesuré : même si nous distinguons deux régimes de récupération distincts fonction de la longueur d'onde, la récupération aurait dû être plus rapide dans le vert que dans le rouge, or c'est l'inverse qui est observé.

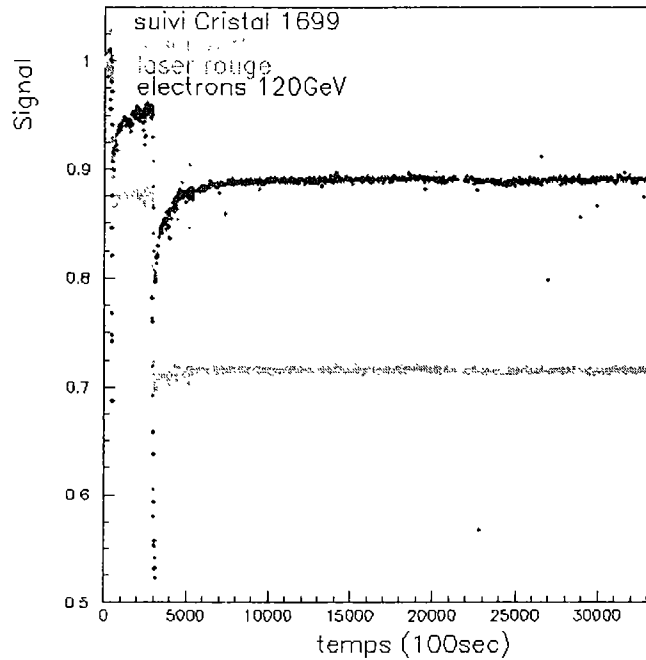


Figure IV-64 : Suivi optique du cristal n°1699 sur un cycle irradiations (0.4 puis 1.2 Gy)/récupérations.

IV.3.5. Discussion des résultats

Les différents résultats obtenus, qu'ils soient simulés ou expérimentaux sont tout à fait concordants pour des cristaux tels que le n°1695 ou le n°1694. Le système de suivi optique peut suivre des cristaux résistants aux radiations pour lesquels une variation du signal de scintillation est inférieure à 10% dans les conditions de fonctionnement du LHC. Le système de suivi optique peut également suivre des cristaux non résistants aux radiations, dans la mesure où leur cinétique de récupération est suffisamment lente et homogène à toutes les longueurs d'onde du spectre d'émission des cristaux.

Pour les cristaux qui seront dans le calorimètre, soit l'évolution du signal d'injection dans le rouge est parfaitement corrélée à celle du signal d'injection dans le vert, auquel cas seule l'injection dans le vert est nécessaire, soit elles sont décorréées et là encore, seule l'injection

dans le vert est nécessaire. Par contre, il arrive que l'injection dans le vert seule ne soit pas complètement représentative du comportement du cristal à l'irradiation et donc il est impératif de disposer en final d'un laser bleu dans le système de suivi optique.

CONCLUSION

Après avoir présenté le cadre de ma thèse : le LHC, l'expérience CMS, le calorimètre électromagnétique, les cristaux scintillants de PbWO_4 et le système de suivi optique, j'ai posé le problème de la calibration des cristaux par le système de suivi optique. A savoir, comment déterminer le signal de scintillation et son évolution à court terme à partir de la connaissance du signal d'injection et de son évolution dans le temps.

J'ai proposé une démarche pour répondre au problème en établissant une méthode basée sur des cycles de mesures de trois cristaux russes aux comportements extrêmes vis-à-vis des radiations et donc du système de suivi optique. Une recherche de revêtement des cristaux a été menée en parallèle. J'ai mis en place les outils expérimentaux (banc cosmique, banc d'injection) et de simulation numérique (programme LUX) nécessaires à cette étude ; j'ai également utilisé des outils développés au sein de la collaboration CMS (banc d'irradiation Cocase, Faisceau Test, programme de simulation LITRANI).

- Ces outils m'ont permis dans un premier temps d'obtenir les résultats d'une étude paramétrique des signaux d'injection et de scintillation. La validité des programmes de simulation utilisée est confirmée par les résultats expérimentaux associés. Les résultats permettent de dégager l'importance de la longueur d'atténuation du cristal, de sa géométrie, de son revêtement mais aussi de l'indice de couplage du cristal à l'APD et de l'ouverture numérique de la fibre optique d'injection sur la détection des signaux. Les conditions optimales de détection des signaux sont réalisées avec :

- 1) un cristal revêtu d'embouts diffusants sur ses faces d'entrée et de sortie, le revêtement des faces latérales étant libre,
- 2) un détecteur de surface comparable à celle de la face de sortie du cristal,
- 3) un couplage optique d'indice compris entre 1.80 et 1.90,
- 4) une fibre optique d'ouverture angulaire de 20° .

Ces conditions vont être en partie réalisées puisque les cristaux, placés dans des alvéoles, auront des embouts diffusants et seront couplés à deux APD. L'indice du milieu de couplage optique sera de 1.70 (il est difficile de mettre en oeuvre des colles d'indice plus élevé, qui peuvent être toxiques). Il est prévu de dépolir la face d'entrée du cristal au niveau de la fibre optique, de façon à augmenter artificiellement son ouverture angulaire dans le cristal.

- Dans un second temps, j'ai établi un lien mathématique entre les variations avec le temps des signaux d'injection et de scintillation, fonction des paramètres primordiaux définis précédemment, en accord avec les résultats de simulation par LUX.
- Finalement, j'ai présenté les résultats de l'étude de la corrélation des signaux d'injection et de scintillation avec le temps. Avec des cristaux tels que le n°1695, répondant aux critères de résistance aux radiations de CMS et ayant une cinétique de récupération homogène à toutes les longueurs d'onde du spectre d'émission, tous les résultats obtenus sont parfaitement cohérents et concordants : par des simulations dans LUX ou LITRANI, on peut prévoir les résultats expérimentaux. Expérimentalement, le système de suivi optique suit parfaitement les cristaux résistants aux radiations dans les conditions de fonctionnement du LHC. Les cristaux non résistants peuvent même être suivis, sous condition que leur cinétique de récupération soit suffisamment lente et homogène à toutes les longueurs d'onde du spectre d'émission. La caractérisation de cristaux atypiques peut s'avérer délicate mais n'a pas lieu d'être pour le calorimètre électromagnétique. J'ai montré que l'emploi de sources lasers rouge et verte était suffisant pour une bonne efficacité du système de suivi optique dans des cristaux semblables au n°1695. Pour des cristaux tels que le n°1769, soit il faut un système de suivi optique avec injection dans le bleu (désormais réalisable), soit il faut s'être assuré au préalable que le comportement du cristal est identique dans le bleu et dans le vert. Maintenant que nous disposons de programmes de simulations efficaces, la première solution est la moins contraignante.
- Il s'agit désormais de déterminer la précision requise sur la corrélation entre le signal d'injection et le signal de scintillation, pour qu'un terme constant de 0.5% soit atteint.

Des paramètres tels que l'origine des cristaux (Chine, Russie) ou leur géométrie (17 types de pyramides différentes) doivent être considérés. Toutefois, seule la provenance des cristaux

importe (c'est-à-dire leurs qualités optiques), mon étude montrant que la géométrie n'est pas un paramètre primordial dans la détection des signaux. Les précisions de mesure du banc cosmique et du banc d'injection impliquent que seuls LITRANI et le faisceau conviennent à cette étude.

Se pose alors le problème de l'étude des 82 728 cristaux du calorimètre en faisceau, qui doit être évitée...Une nouvelle étude systématique est à envisager, portant cette fois sur les cristaux produits en série selon le cahier des charges de l'expérience. Les outils permettant de mener à bien ce travail sont en place.

A : Photomultiplicateurs

Photomultiplicateur standard

Un rayonnement lumineux incident sur la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur éclaire sa photocathode. Celle-ci émet alors des photoélectrons par effet photoélectrique. Les photoélectrons émis en différents points de la surface de la photocathode sont accélérés par un champ électrique puis focalisés par une électrode sur la première dynode du multiplicateur où ils émettent des électrons secondaires. Cette émission d'électrons secondaires est répétée sur chacune des dynodes successives. Les électrons secondaires émis par la dernière dynode sont finalement collectés à l'anode et constituent le signal électrique de sortie.

Photomultiplicateur hybride ou photodiode hybride

Tout se passe sous l'action d'un rayonnement lumineux incident comme dans le photomultiplicateur standard. Mais les photoélectrons émis en différents points de la surface de la photocathode, également accélérés par un champ électrique, sont focalisés par deux électrodes sur une diode PIN qui joue le rôle d'anode. Ces photoélectrons accélérés génèrent dans la diode en bombardant sa face arrière un certain nombre de paires électron-trou. Quand la diode est polarisée, ces paires électron-trou induisent un courant électrique. C'est ce courant qui est détecté et amplifié [90] (Figure A-1).

L'intérêt du PM hybride tient à son excellente résolution en terme de photoélectron. En effet, les fluctuations statistiques de la multiplication d'un photoélectron sur la première dynode d'un PM standard sont responsables de sa résolution intrinsèque en énergie. Les meilleurs PM standards peuvent résoudre jusqu'à trois pics de photoélectron. Du fait du grand nombre de paires électron-trou générées à l'anode d'un PM hybride, la production est deux fois plus importante que celle qui a lieu sur la première dynode d'un PM, les fluctuations statistiques sont donc beaucoup plus petites. Le PM hybride peut résoudre jusqu'à quatorze pics de

photoélectron (Figure A-2). Le PM hybride présente de plus une excellente linéarité entre le signal d'entrée en photoélectrons et le signal de sortie en coulombs.

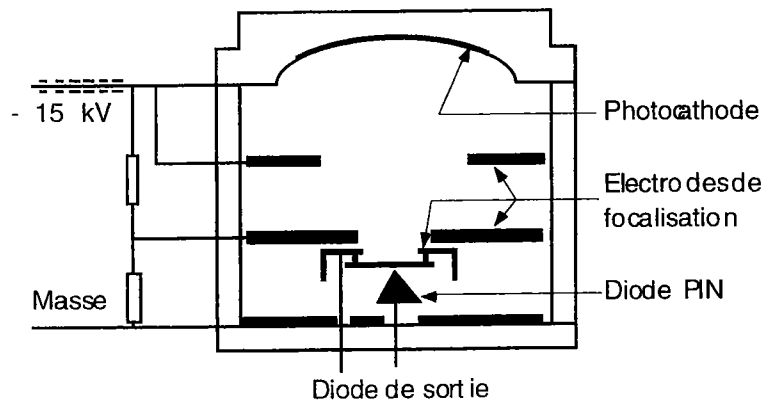


Figure A-1: Schéma de principe du PM hybride.

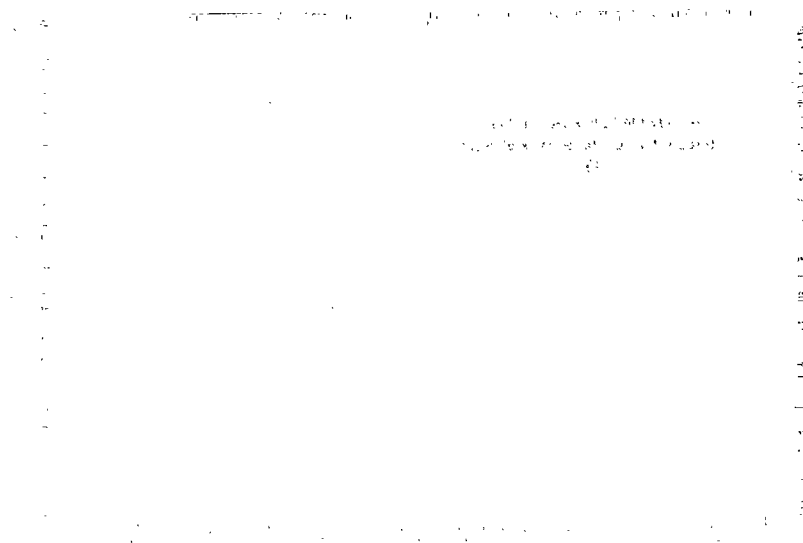


Figure A-2 : Courbe de réponse d'un PM hybride.

B : Photodiode à avalanche ou APD

Une photodiode à avalanche est un dispositif à semi-conducteur formé d'une photocathode mince (p^{++} , anode de la diode), d'une jonction pn polarisée en inverse, d'une cathode fortement dopée. Sous l'action de cette polarisation, une partie des zones p et n est démunie de porteurs libres, formant la zone déplétée. Dans cette zone s'établit un champ électrique pouvant atteindre des valeurs supérieures à 10^6 V.cm^{-1} , dû à la densité de charge créée par les atomes ionisés du réseau. Les électrons et les trous, générés par paire lors de l'absorption de photons dont l'énergie est supérieure à celle de la bande interdite ($E_g = 1.12 \text{ eV}$ dans le silicium), dérivent en sens inverse sous l'action du champ électrique. Si au cours de ce déplacement, ils acquièrent grâce au champ électrique suffisamment d'énergie, ils peuvent être à l'origine de la formation d'une nouvelle paire électron-trou, produite par collision ionisante avec le réseau cristallin. Les paires secondaires, par le même processus, peuvent à leur tour,

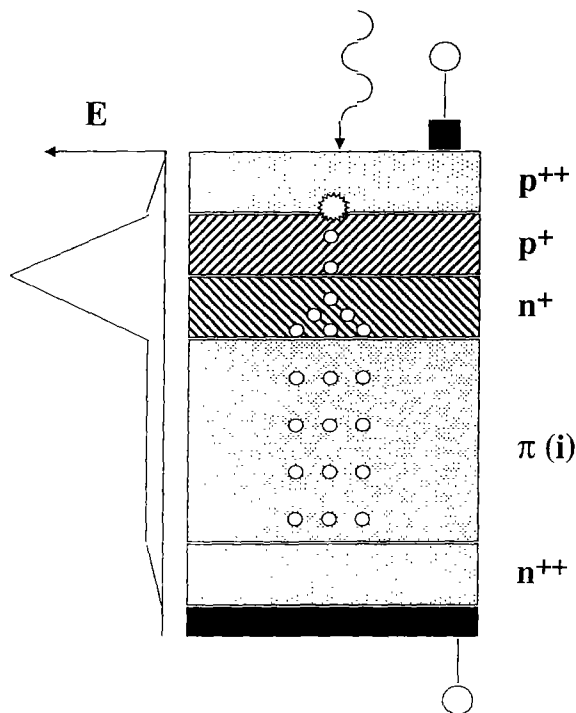


Figure B-1 : Photodiode à avalanche ou APD [10].

toujours sous l'action du champ électrique, produire de nouvelles paires électron-trou. On dit qu'on observe un phénomène d'avalanche.

Ce phénomène permet de multiplier le nombre de porteurs libres se déplaçant dans la zone déplétée et donc d'obtenir un gain sur le signal électrique mesurable aux bornes du photodétecteur [91]. En jouant sur le profil de dopage des matériaux de type P et N, sur la tension de polarisation, il est possible d'obtenir des gains importants (> 200). Le signal électrique recueilli aux bornes de l'APD est proportionnel au nombre de photons arrivant sur celle-ci.

C : Caractérisation des propriétés optiques du cristal par spectrophotométrie

Afin de comparer les qualités optiques de chaque cristal, il est préférable de déterminer le coefficient d'atténuation, grandeur affranchie de la longueur ℓ_x du cristal contrairement à la transmission. Le coefficient d'atténuation α , exprimé en inverse d'unité de longueur, est relié à la transmission T_r du cristal suivant la loi de Lambert:

$$\alpha = -\frac{1}{\ell_x} \cdot \ln(T_r) \quad \text{Equation C-1}$$

Mais T_r n'est pas une grandeur obtenue directement au spectrophotomètre. On connaît T_{rth} , la transmission théorique du cristal parfait i.e. sans absorption. Elle s'obtient par le calcul des pertes par réflexion de Fresnel qui se produisent aux interfaces air-cristal et cristal-air aux extrémités du cristal, pour un cristal parfait (Figure C-1). On connaît également T_{rmes} , la transmission mesurée du cristal. Il s'agit de montrer comment, à partir de ces deux grandeurs, on peut obtenir T_r et donc α .

Supposons qu'une onde incidente se propageant dans l'air arrive sur un cristal en incidence normale, les coefficients de réflexion R_f et de transmission T_f en énergie aux interfaces air-cristal et cristal-air s'écrivent, en posant $n_1 = 1$ pour l'indice de l'air et $n_2 = n_x$ pour l'indice du cristal:

$$R_f = \left(\frac{1 - n_x}{1 + n_x} \right)^2$$
$$T_f = \frac{4 \cdot n_x}{(1 + n_x)^2} \quad \text{Equation C-2}$$

Les coefficients de Fresnel sont fonction de la longueur d'onde via l'indice du cristal. Le cristal de $PbWO_4$ étant fortement biréfringent, il faut distinguer les deux indices de réfraction ordinaire et extraordinaire dont la variation déterminée expérimentalement dans [24] peut être représentée par une loi de Sellmeier [92]:

$$n^2 - 1 = c_{s0}^2 + \frac{c_{s1}^2}{1 - \left(\frac{\lambda_{s1}}{\lambda}\right)^2} \quad \text{Equation C-3}$$

c_{s0} et c_{s1} sont des constantes représentant la résonance optique du matériau respectivement aux courtes longueurs d'onde et dans l'ultraviolet à la longueur d'onde λ_s associée, également constante [93]. Cette loi mène aux relations empiriques suivantes, valables continûment de 300 à 800 nm:

$$n_o = \sqrt{3.5325 + \frac{1.19198}{1 - \frac{\lambda^2}{73053}} \pm 0.01}$$

$$n_e = \sqrt{3.7834 + \frac{0.73754}{1 - \frac{\lambda^2}{71073}} \pm 0.02}$$

Equation C-4

Où λ est exprimée en nm.

Suivant l'orientation de l'axe optique du cristal et la polarisation du faisceau de mesure, il faut utiliser pour son indice n_x les valeurs de n_o ou n_e données par l'équation C-4 (ou une valeur intermédiaire).

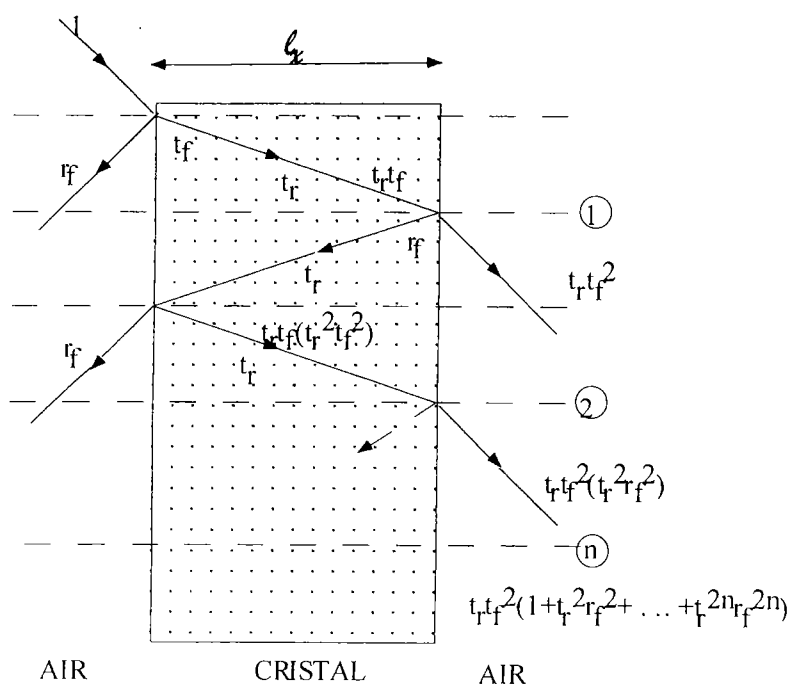


Figure C-1 : Propagation de la lumière dans un cristal lors de sa mesure au spectrophotomètre.

Dans le cas d'une mesure au spectrophotomètre, l'onde incidente entre partiellement dans le cristal suivant T_f , traverse le cristal dans lequel elle est transmise suivant T_r et enfin sort partiellement du cristal suivant T_f . La fraction de l'onde qui reste dans le cristal subit une série de réflexions et de transmissions partielles sur les faces d'entrée et de sortie du cristal supposées parallèles, régies respectivement par R_f et T_f et pondérées par la traversée du cristal (Figure C-1).

Connaissant les coefficients de Fresnel, exprimons T_{rth} et T_{rmes} à partir de cette observation. Les différents termes correspondant aux transmissions partielles sur la face de sortie du cristal ne peuvent pas interférer, étant donnée la longueur du cristal. L'onde sortante est donc constituée d'une somme de termes correspondant aux multiples transmissions partielles sur la face de sortie du cristal. Son intensité est donnée par une suite géométrique de raison $r = T_r^2 \cdot R_f^2$:

$$I_s = \frac{I_e \cdot T_f^2 \cdot T_r}{1 - T_r^2 \cdot R_f^2} \quad \text{Equation C-5}$$

T_{rmes} , rapport des intensités de l'onde entrante et sortante est donc donné par:

$$T_{rmes} = \frac{T_f^2 \cdot T_r}{1 - T_r^2 \cdot R_f^2} \quad \text{Equation C-6}$$

et T_{rth} s'écrit, en posant $T_r = 1$:

$$T_{rth} = \frac{(1 - R_f)^2}{1 - R_f^2} \quad \text{Equation C-7}$$

T_r s'écrit sous forme itérative, en faisant intervenir les relations C-6 et C-7:

$$T_r = \frac{T_{rmes}}{T_{rth}} \cdot \frac{(1 - T_r^2 \cdot R_f^2)}{(1 - R_f^2)} \quad \text{Equation C-8}$$

On a sur la gamme de longueur d'onde utilisée (330-730 nm):

$$R_f^2 \ll 1 \quad \text{Equation C-9}$$

On peut donc écrire avec cette approximation:

$$T_r \approx \frac{T_{rmes}}{T_{rth}} \quad \text{Equation C-10}$$

D'où finalement:

$$\alpha = \frac{1}{\ell_x} \cdot \ln\left(\frac{T_{rth}}{T_{rmes}}\right) \quad \text{Equation C-11}$$

Si T_{r0} est la transmission du cristal dans son état initial, on a, d'après C-11:

$$\alpha_0 = \frac{1}{\ell_x} \cdot \ln\left(\frac{T_{rth}}{T_{r0}}\right) \quad \text{Equation C-12}$$

α_D est proportionnel à la concentration en défauts ou centres colorés du cristal. D'après la relation II-4, une mesure de la transmission avant et après irradiation fournit respectivement les valeurs des coefficients α_0 et α , on en déduit α_D :

$$\alpha_D = \frac{1}{\ell_x} \cdot \ln\left(\frac{T_{r0}}{T_{rd}}\right) \quad \text{Equation C-13}$$

Où T_{rd} est la transmission du cristal après irradiation.

Principe de fonctionnement du spectrophotomètre et protocole de mesure

Le spectrophotomètre utilisé est un modèle Lambda 19 UV/VIS de Perkin Elmer. Il permet de balayer le spectre de 170 à 900 nm par pas de mesure de 0.01 à 1nm, à des vitesses de 0.9 à 960 nm.min⁻¹. C'est un spectrophotomètre à double faisceau et double monochromateur dont le système optique est décrit sur la figure C-2. Le détecteur, situé à l'intérieur d'une sphère intégrante est un photomultiplicateur, noté PM. Deux sources de lumière sont disponibles: une lampe deutérium pour les longueurs d'onde allant de 170 à 319.2 nm et une lampe halogène-tungstène au-delà. Dans un tel système, le faisceau lumineux issu de la source est dirigé, grâce à un chopper, alternativement sur l'échantillon à analyser (faisceau échantillon) et sur une référence (faisceau référence), ici l'air. Entre ces deux états, le chopper empêche toute radiation de passer pour permettre une mesure du courant d'obscurité du détecteur. Un support fabriqué au laboratoire permet de maintenir le cristal; on doit veiller à ce que les faisceaux échantillon et référence soient focalisés de façon optimale à l'intérieur de la sphère intégrante, de sorte que le PM reçoive un flux d'énergie maximal. A cette fin, un alignement est réalisé en

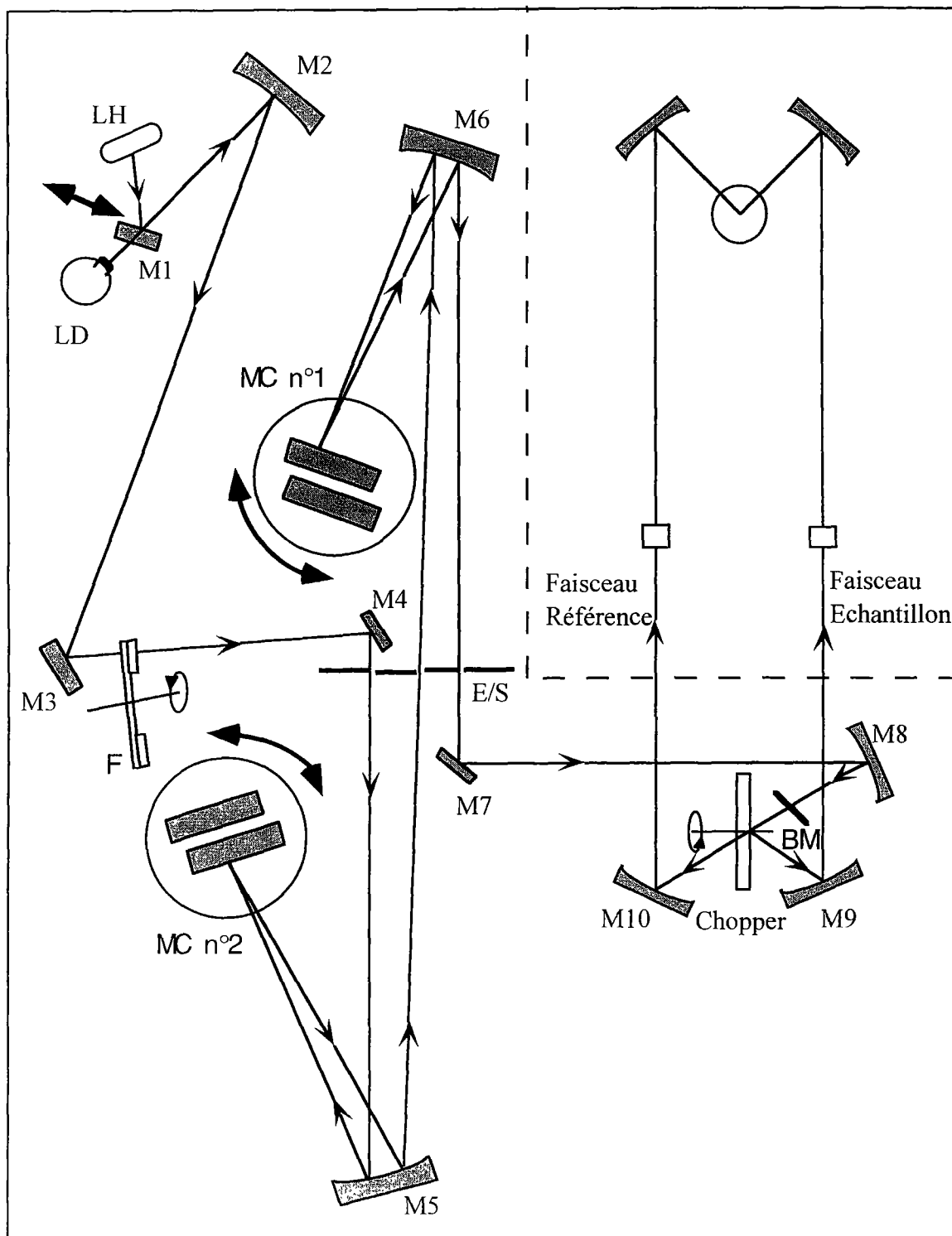
lumière blanche, en jouant sur les miroirs S1 et S2 ainsi que sur la position de l'échantillon. L'instrument est contrôlé par PC via un logiciel Perkin Elmer.

Le spectrophotomètre est allumé environ 30 minutes avant le début des mesures pour que la lampe et le PM aient pu se stabiliser. On utilise uniquement la lampe visible car le PbWO_4 n'est pas transparent en dessous de 320 nm.

On règle le zéro de l'appareil en réalisant sa ligne de base ou mesure de fond: avec les paramètres qui seront utilisés pour la mesure du spectre de l'échantillon, l'appareil balaye le spectre désiré « à vide » i.e. sans échantillon mais avec son support. Ainsi, le facteur correctif permettant de rendre égaux les flux référence et échantillon (la transmission doit être de 100%) est stocké dans une mémoire. Dès qu'un paramètre du faisceau est modifié, il faut refaire la ligne de base. Le spectre de transmission du PbWO_4 ne présentant pas de singularités, il peut être enregistré tous les 10 nm, la reconstruction du spectre total pouvant en être déduite.

Mesure de la transmission en fonction de la polarisation de la lumière

Le faisceau lumineux dans le spectrophotomètre effectue de multiples réflexions sur des éléments polarisants comme des réseaux et des miroirs, sans passer une seule fois par un accessoire dépolarisant. En arrivant sur le cristal, le faisceau incident est donc partiellement polarisé. Cette polarisation partielle peut influencer sur la transmission, suivant la direction de l'axe optique dans le cristal. On effectue des mesures de transmission en lumière polarisée en interposant un polariseur entre le faisceau échantillon incident et le cristal. Un deuxième polariseur, orienté de la même façon que le premier, est placé sur le faisceau référence de façon à maintenir l'équilibre en énergie des deux voies, requis pour la mesure. A chaque changement de polarisation, il faut refaire une mesure de fond puisqu'on change les propriétés des faisceaux. Les polariseurs utilisés sont des polariseurs linéaires UV-Visible Ealing. Ils transmettent 50% environ de la lumière dont la polarisation est parallèle à leur axe et présentent une polarisation linéaire, constante de 200 à 800 nm.



M: Miroirs
F: Filtres

LD et LH: Lampes Deutérium et Halogène
E/S: Fentes d'entrée et sortie BM: Masque

Figure C-2 : Système optique du spectrophotomètre.

Difficultés expérimentales

Le cristal étant biréfringent et long, l'alignement permettant aux faisceaux échantillon et référence d'être focalisés de façon optimale à l'intérieur de la sphère intégrante est particulièrement critique, la géométrie du faisceau étant particulièrement sensible à ces paramètres du cristal. Une bonne précision de la mesure est plus difficile à obtenir avec un échantillon biréfringent: la radiation monochromatique émergente se trouve légèrement polarisée du fait de la réfraction.

La méthode de mesure ne permet pas d'identifier les défauts diffusants qui existent parfois dans les parties avant et arrière du cristal; seule une mesure de la transmission transversale du cristal en différents points le permet. On est donc sensible aux défauts diffusants présents dans le cristal qui ne sont pas toujours visibles à l'oeil nu.

Un numéro d'identification du cristal est en toute rigueur placé sur une face orientée de façon déterminée par rapport à l'axe optique du cristal. L'axe optique dans le cristal, situé dans le plan de la face d'entrée, peut être parallèle ou perpendiculaire à cette face du cristal. Appliquons au cristal une rotation de 90° suivant son axe géométrique. La transmission mesurée est différente de celle mesurée sans rotation étant donné que le cristal ne peut pas être parfaitement homogène et que malgré bien des précautions, on ne peut placer le cristal de façon rigoureusement reproductible sur le support du spectrophotomètre. Mais la plus forte cause de différence, c'est l'orientation de l'axe optique dans le cristal. De plus, certains cristaux ont été recoupés aux extrémités et les faces d'entrée et de sortie ne sont pas rigoureusement parallèles. On effectuera des mesures de transmission dans deux positions différentes du cristal.

La fonction double faisceau du spectrophotomètre n'est pas utilisée : il faudrait en toute rigueur disposer un cristal de référence sur le trajet du faisceau de référence et nous n'avons pas eu de cristaux de ce type pendant la phase de R&D au laboratoire.

Précision de la mesure

La méthode des doubles faisceaux présente l'avantage de supprimer les erreurs causées par une variation des paramètres de la source de lumière et du PM. Les deux monochromateurs, placés

en série, utilisent des réseaux holographiques à 1440 lignes par millimètre permettant une résolution en longueur d'onde de l'ordre de 0.15 nm et une reproductibilité meilleure que 0.02 nm. La résolution en longueur d'onde est réglable de 0.05 à 5 nm. Elle est liée à la largeur géométrique des fentes d'entrée et de sortie, qui détermine également la largeur des faisceaux au point de convergence où est placé l'échantillon.

La bande passante ou résolution de l'instrument dépend de la longueur d'onde pour une largeur géométrique de fente fixée. La bande passante n'est précise qu'à la longueur d'onde à laquelle l'étalonnage a été réalisé, i.e. 656.1 nm; aux autres longueurs d'onde, la bande passante s'écarte de la bande passante nominale. Durant la phase d'initialisation, la bande passante est étalonnée automatiquement. Cet étalonnage automatique garantit sa fidèle reproductibilité pour la fente sélectionnée. Pour une bande passante de 2 nm de largeur, les faisceaux ont une largeur de 1.82 mm. Le masque optique BM permet de réduire la hauteur du faisceau détecté jusqu'à 5 mm. La précision photométrique de l'appareil est donnée par la mesure « à vide » réalisée dans les conditions de mesure du cristal (Cf. IV).

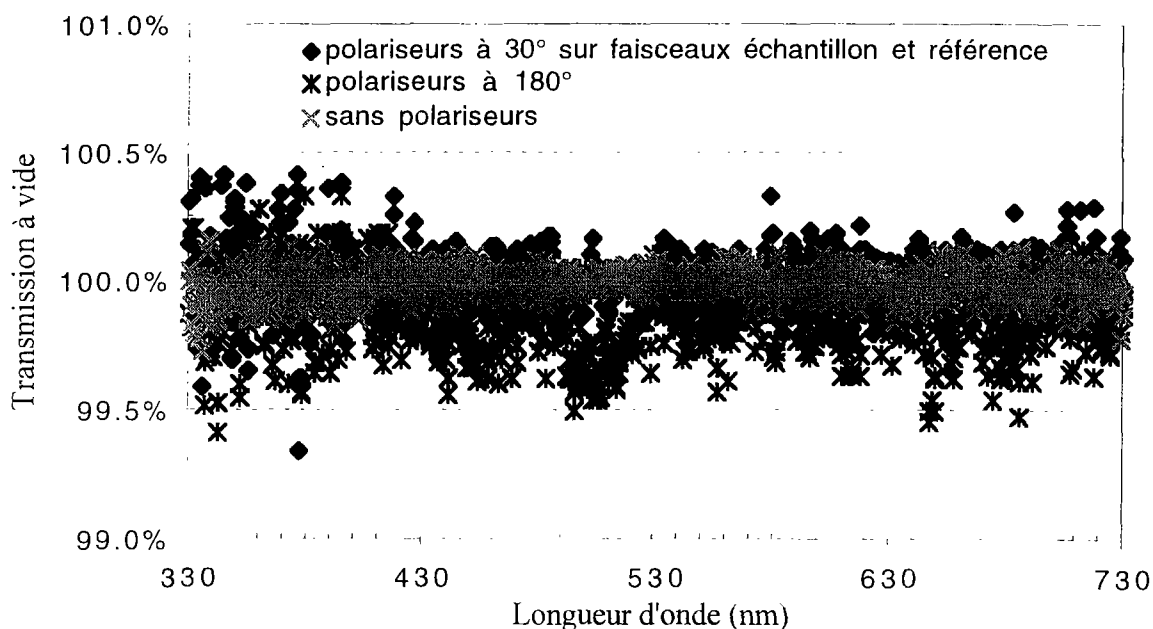


Figure C-3 : Mesure à vide dans différentes configurations.

Sans polariseur, la précision photométrique sur la mesure est de 0.1% environ de 350 nm à 730 nm. Au-delà de 730 nm, la précision est moins bonne parce que l'efficacité quantique du PM est plus faible. En dessous de 350 nm, elle prend des valeurs de l'ordre de 0.2% car l'énergie de

la lampe utilisée diminue. La précision de l'appareil est moins bonne dès qu'on utilise des polariseurs. (Figure C-3). Cette erreur plus importante que dans les autres configurations s'explique par la moindre intensité lumineuse détectable (voir III.1.1.3.).

La précision finale sur les mesures des cristaux au spectrophotomètre doit tenir compte et de la précision photométrique de l'appareil et des incertitudes de mesure introduites par les cristaux eux-mêmes, de l'ordre de 0.5% (positionnement, faces non parfaitement parallèles, défauts mécaniques et aussi défauts liés au nettoyage du cristal...). Cette précision est principalement liée à des erreurs systématiques. On peut l'estimer à 1% sur les transmissions mesurées.

D'après l'équation C-12 on a, en posant $T_{\text{rmes}} = \frac{I_t}{I_{\text{ref}}}$, où I_t est l'intensité transmise et I_{ref} l'intensité initiale :

$$\alpha_0 = \frac{1}{\ell_x} \cdot \ln \left(T_{\text{rth}} \cdot \frac{I_{\text{ref}}}{I_t} \right)$$

d'où :

Equation C-14

$$\partial \alpha_0^2 = \Delta \ell_x^2 + \left(\frac{\partial T_{\text{rth}}}{T_{\text{rth}}} \right)^2 + \left(\frac{\partial I_{\text{ref}}}{I_{\text{ref}}} \right)^2 + \left(\frac{\partial I_t}{I_t} \right)^2$$

avec :

$$\Delta \ell_x = 0.1\%$$

$$\left(\frac{\partial T_{\text{rth}}}{T_{\text{rth}}} \right) \approx 0.1\%$$

$$\left(\frac{\partial I_{\text{ref}}}{I_{\text{ref}}} \right) = 0.1\%$$

$$\left(\frac{\partial I_t}{I_t} \right) = 0.5\%$$

L'erreur sur le coefficient d'atténuation est donc nettement inférieure à 1% ; si on se place dans les conditions de mesure les moins précises (polarisation quelconque), l'erreur reste de l'ordre de 0.5%.

D : Etude de la photoluminescence

Spectre de luminescence

On distingue deux types d'émission de lumière par le cristal selon le rayonnement exciteur. Dans le cas d'une excitation par un rayonnement lumineux, on parle de photoluminescence. Dans le cas d'une excitation par un rayonnement ionisant, on parle de radioluminescence ou de scintillation. C'est cette dernière qui nous intéresse plus particulièrement, mais sa mesure est délicate et nécessite un appareillage particulier dont nous ne disposons pas. Sachant que l'étude de la photoluminescence, moins complexe que la scintillation, permet néanmoins d'avoir une bonne idée du spectre d'émission du cristal, nous avons entrepris des mesures de photoluminescence.

Principe de fonctionnement du spectrofluorimètre et protocole de mesure

Le principe de la mesure de photoluminescence consiste à exciter le cristal par de la lumière visible ou ultraviolette et à détecter la lumière résultant de la désexcitation radiative du cristal.

Le spectrofluorimètre LS-5B de Perkin-Elmer effectue des rapports de luminescence par des balayages en excitation de 230 à 720 nm, de 250 à 800 nm en émission.

Le système optique (Figure D-1) utilise deux monochromateurs à réseau en réflexion de type F/3 Monk-Gillieson: un pour l'émission et un pour l'excitation, ainsi que deux photomultiplicateurs (notés PM) référence et échantillon. Les PM utilisés ont une fenêtre UV et opèrent jusqu'à 650 nm. La tension d'alimentation des PM est contrôlée par un système de contrôle automatique du gain. Les signaux en sortie du PM échantillon sont mis en forme de façon à obtenir un signal proportionnel au niveau d'émission du cristal. Le système opère en mode pulsé: la source, une lampe à décharge Xe de 8.3 W, est pulsée et les détecteurs sont munis de portes temporelles dont la durée est liée à la fréquence du système.

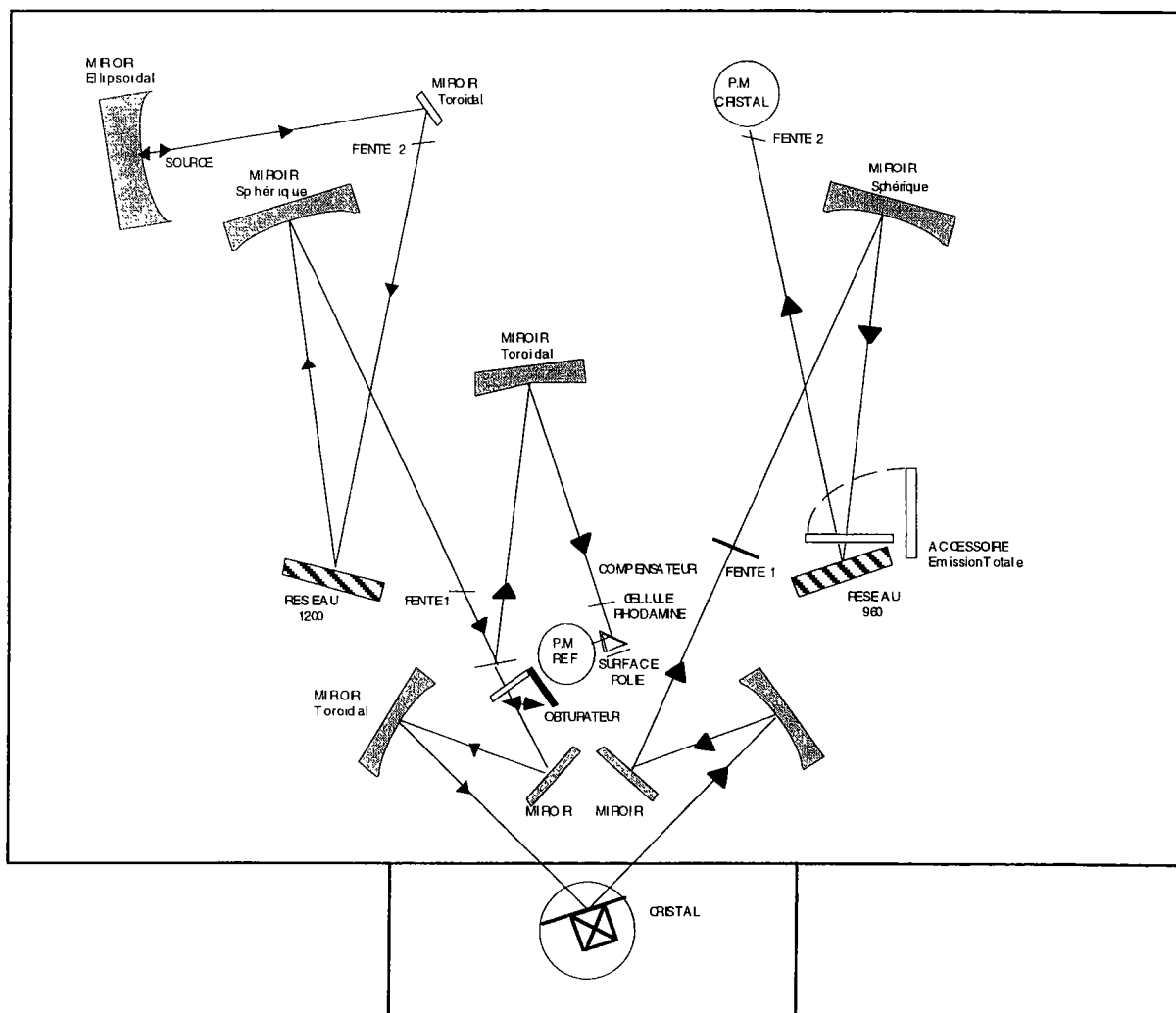


Figure D-1 : Système optique du spectrofluorimètre.

Chaque flash de haute intensité et de courte durée produit un spectre blanc sur la gamme spectrale d'intérêt. La lumière issue de la source est collimatée par un miroir ellipsoïdal et réfléchi par un miroir toroïdal sur la fente d'entrée du monochromateur d'excitation constitué d'une fente d'entrée 2, d'un réseau à 1200 lignes par millimètre, d'un miroir sphérique et d'une fente de sortie 1. Une bande étroite en longueur d'onde de la lumière diffractée par le réseau sort de la fente 1. La longueur d'onde effective du faisceau d'excitation est donc déterminée par la position du réseau dont l'angle est contrôlé par un moteur pas-à-pas. La plus grande partie du faisceau d'excitation est réfléchi sur le cristal, mais une très petite fraction est réfléchi par le séparateur de faisceau dans le but d'obtenir un signal de référence. Afin de s'assurer que le signal de référence est relié à l'intensité de l'excitation et non pas à la réponse spectrale du P.M

de référence, le faisceau de référence est dirigé sur une cellule triangulaire contenant une solution de colorant Rhodamine 101. Ce colorant absorbe la lumière pour des longueurs d'onde allant de 230 à 630 nm; il est fluorescent vers 650 nm avec une efficacité quantique constante. La fluorescence est dirigée sur le PM de référence, un signal compensé spectralement est donc obtenu. Une surface polie placée derrière la cellule réfléchit la lumière dont les longueurs d'onde sont trop grandes pour être absorbées par le colorant; une partie de cette lumière est réfléchi par l'hypoténuse de la cellule sur le PM pour étendre l'échelle de rapport utilisable de l'instrument jusqu'à 720 nm.

La lumière émise par le cristal est focalisée par des miroirs l'un toroïdal, l'autre plan, sur la fente d'entrée du monochromateur d'émission constitué d'une fente d'entrée 1, d'un miroir sphérique, d'un réseau à 960 lignes par millimètre et d'une fente de sortie 2. Une étroite bande de longueur d'onde de la lumière diffractée par le réseau sort par la fente 2, de façon à ce que la longueur d'onde effective de la lumière tombant sur le PM échantillon soit déterminée par la position du réseau dont l'angle est contrôlé grâce à un moteur pas-à-pas. Les moteurs pas-à-pas qui font bouger les monochromateurs d'excitation et d'émission sont contrôlés par microprocesseur, les monochromateurs peuvent donc être balayés sur leur gamme en longueur d'onde indépendamment l'un de l'autre ou bien en synchronisé. Les fentes sont une autre composante réglable du système optique; les paires de fentes pour chaque monochromateur peuvent être changées indépendamment l'une de l'autre. Les largeurs de fente définissent la bande passante en nm.

Pour déterminer le spectre d'émission d'un cristal, il faut déjà savoir par quelles longueurs d'onde il va être excité. Pour rechercher la longueur d'onde d'excitation λ_{ex} , on met le monochromateur d'émission à l'ordre 0 puis on effectue un balayage en excitation. A l'oeil, on observe une émission du cristal à une longueur d'onde déterminée λ_{em} , correspondant à une certaine gamme de longueurs d'onde en excitation. On mesure alors le spectre d'excitation piqué sur λ_{ex} pour la longueur d'onde λ_{em} de l'émission observée. Pour mesurer le spectre d'émission du cristal, on règle le monochromateur d'excitation à la longueur d'onde λ_{ex} prévue. Puis on effectue un balayage en émission sachant que la valeur minimum doit être de 30 nm

supérieure à la valeur maximum de l'excitation. Le spectre d'émission pour la longueur d'onde λ_{ex} est mesuré.

Difficultés expérimentales

Les ultraviolets, rapidement absorbés par le matériau en raison de leur courte longueur d'onde, ne vont exciter le cristal qu'en surface. Le résultat de la mesure est donc sensible à l'état de surface du cristal, qui dépend des conditions de croissance, de la coupe et du polissage; on conçoit que la surface du cristal puisse être contaminée par des impuretés qui vont modifier le spectre d'émission du cristal. Par contre, dans le cas d'une excitation par rayonnement γ de haute énergie, la longueur de pénétration des radiations est de l'ordre du cm et l'excitation se produit dans la masse du cristal. On n'est pas sensible à l'état de surface du cristal mais la lumière émise aux courtes longueurs d'onde va avoir tendance à être absorbée plus facilement que dans le cas de la photoluminescence. Les spectres d'émission obtenus par photoluminescence risquent d'être plus « bleus » que ceux obtenus par radioluminescence [94].

Il se peut également que l'on soit sensible à la polarisation de la lumière d'excitation.

Le signal mesuré est proportionnel au niveau d'émission du cristal, mais on n'a pas accès à la constante de proportionnalité. Il est impossible de quantifier l'émission en absolu mais on peut faire des mesures comparatives et savoir si un cristal émet davantage de lumière qu'un autre, à condition de bien maîtriser géométrie et orientation pendant la mesure, ce qui est délicat.

E : Quelques termes de radioactivité et de radioprotection

Activité

L'activité d'une source s'exprime en Becquerel ou en Curie. C'est le nombre d'atomes d'un échantillon qui se désintègrent par unité de temps.

$$1 \text{ Bq} = 1 \text{ désintégration.s}^{-1}$$

$$1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ désintégrations. s}^{-1}, \text{ c'est l'activité d'1g de } ^{226}\text{Ra}$$

Energie

Les émissions d'un radionucléide sont caractérisées par leur énergie exprimée en électronvolts ou plus généralement en ses multiples. Les rayonnements diffèrent par le nombre d'excitations et d'ionisations engendrées par unité de volume dans le milieu traversé; cette notion est directement liée à la quantité d'énergie transférée par le rayonnement par unité de longueur de trajectoire.

Equivalent de dose

C'est la grandeur utilisée en radioprotection comme indicateur des effets biologiques produits au niveau des tissus irradiés. L'équivalent de dose s'exprime en sievert (Sv).

Dose absorbée

C'est la quantité d'énergie transmise par le rayonnement à l'unité de masse de la matière, exprimée en Gray:

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J.kg}^{-1}$$

$$= 100 \text{ rads (l'ancienne unité toujours en vigueur...)}$$

Débit de dose absorbée

C'est la dose absorbée par unité de temps, elle s'exprime en Gy.h^{-1} . La dose représente l'intégrale du débit de dose sur le temps d'irradiation.

Fluence

C'est le flux de particules par unité de surface au niveau de la cible, intégré sur le temps d'irradiation. Cette quantité s'exprime généralement en $\text{particules.cm}^{-2}$. C'est une fonction inversement proportionnelle au carré de la distance entre la cible et l'objet irradiant.

-
- [1] <http://www.cern.ch/>
- [2] Scintillation, CEA-Saclay, DSM/DAPNIA, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex.
- [3] Bomestar D., « SM Higgs search at LHC », *dans* Proc. 1st International Four Seas Conference, Trieste, Italie ; 25 jun.-1 juil. 1995, A. K. Gougas, Y. Lemoigne, M. Pepe-Altarelli, P. Petroff and C. E. Wulz eds, CERN-97-06 (264-271), CERN, Genève, 1997.
- [4] Denegri D., « The CMS detector and physics at the LHC », *dans* Proc. International Workshop on Elementary-particle Physics : Present and Future, Valence, Espagne, 5-9 jun. 1995, J. W. F. Valle and A. Ferrer eds, World Sci., Singapour , 1996 (160-182).
- [5] Spira M., Dittmar M., « Standard Model Higgs cross sections (NLO) and PYTHIA », CMS Note 1997/080.
- [6] Barnett R. M. et al., « Review of particle physics », Physical Review D54, 1 (1996).
- [7] <http://cmsinfo.cern.ch/Welcome.html>
- [8] CMS Technical Proposal CERN/LHCC 94-38 (1994).
- [9] Ferbel T., « Experimental Techniques in High Energy Physics », New York: Addison-Wesley Publishing Company, 1987 (Frontiers in Physics).
- [10] CMS Technical Design Report CERN/LHCC 97-33 (1997).
- [11] Leo W. R., « Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments », Berlin: Springer Verlag, 1987.
- [12] Gautheron F., Givernaud A., « About the electromagnetic shower lateral profile in the lead tungstate », CMS Note 1997/037, 1997.
- [13] Givernaud A., communication privée.
- [14] Verrecchia P., communication privée.
- [15] Barney D., « A pedagogical introduction to the CMS electromagnetic calorimeter », CMS CR 1998/004.

-
- [16] Auffrey E., Baillon P., Barney D. et al., « Beam tests of lead tungstate matrices and a silicon strip pre-shower detector for the CMS electromagnetic calorimeter », Nucl. Instrum. Methods A 412 (1998) 223.
- [17] Schneegans M., « Caractéristiques et performances de nouveaux cristaux scintillants pour la calorimétrie aux futurs accélérateurs », dans Proc. Journées d'Etudes Saturne : JES-7, Ramatuelle, France ; 29 jan.-2 fev. 1996.
- [18] Charlot C., « Electromagnetic shower parametrization in CMSIM », CMS TN/94-312, 1995.
- [19] Vanel J-Ch., « Etude et caractérisation de photodiodes à avalanche en silicium pour le calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS », Thèse: Physique: Grenoble I: 1997.
- [20] Villain J., Pimpinelli A., Godrèche C., « Physique de la croissance cristalline », coll. Aléa-Saclay, Paris: Eyrolles, 1995.
- [21] Belov M. V., Devitsin E. G., Kozlov V. A. et al., « Characteristics of scintillating PbWO_4 crystals produced at different growing conditions », CMS TN/95-191.
- [22] Annenkov A. N., De Forni A., Kovalev O. N. et al., « Cutting of PbWO_4 crystals in industrial prototype conditions. Influence of the crystal lattice orientation on the cutting conditions and tooling », Proc. SCINT97, Shanghai, Chine, sept. 1997, 177.
- [23] Bruhat G., « Cours d'optique », Paris: Masson, 1935.
- [24] Baccaro S., Barone L. M., Borgia B. et al., « Ordinary and extraordinary complex refractive index of the lead tungstate (PbWO_4) crystal », Nucl. Instrum. Methods A 385 (1997) 209.
- [25] Kittel C., « Physique de l'état solide », Paris: Bordas, 1983.
- [26] Rebourgeard P., « Détecteurs à scintillation », Cours de DEA de Modélisation et d'Instrumentation en Physique : Paris VI et Paris VII : 1995.
- [27] Lecoq P., Dafinei I., Auffray E. et al., « Lead tungstate (PbWO_4) scintillators for LHC EM calorimetry », Nucl. Instrum. Methods A 365 (1995) 291.
- [28] Belsky A. N., Mikhailin V. V., Vasil'ev A. N. et al., « Fast luminescence of undoped PbWO_4 crystals », CMS TN/95-073.
- [29] Nikl M., Nitsch K., Polak K. et al., « Slow components in the photoluminescence and scintillation decays of PbWO_4 single crystals », Phys. Stat. Sol. B195 (1996) 311.
-

-
- [30] Annenkov A. N., Auffray E., Borisevich A. E. et al., « Slow components and afterglow in PWO crystal scintillations », Nucl. Instrum. Methods A 403 (1998) 302.
- [31] Gratta G., Ma D. A., Mount R. et al., « R&D for the study of new, fast and radiation hard scintillators for calorimetry at LHC », CERN/LHCC 96-19, LDRB Status Report/RD18.
- [32] Tamulaitis G., Buracas S., Martinov V. P. et al., « Origin of slow-decaying components of PbWO₄ scintillator crystals », Proc. SCINT97, Shanghai, Chine, sept. 1997, 267.
- [33] Curie D. « Luminescence cristalline », Paris : Ed. Dunod, 1960.
- [34] Kobayashi M., Usuki Y., Ishii M. et al., « Improvement in radiation hardness of PbWO₄ scintillating crystals by La-doping », Nucl. Instrum. Methods A 404 (1998) 149.
- [35] Auffray E., Lecoq P., Korzhik M. et al., « Improvement of several properties of lead tungstate crystals with different doping ions », Nucl. Instrum. Methods A 402 (1998) 75.
- [36] Annenkov A. N., Auffray E., Chipaux R. et al., « Systematic study of the short-term instability of PbWO₄ scintillator parameters under irradiation », Radiation Measurements 29 (1998) 27.
- [37] Auffray E., Dafinei I., Gautheron F. et al., « Scintillation characteristics and radiation hardness of PWO scintillators to be used at the CMS electromagnetic calorimeter at CERN », Proc. SCINT95, Delft, Pays-Bas, août 1995, 282.
- [38] Zhu R. Y., Woody C. et al., *dans* Proc. 6th Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, Ed. A. Antonelli et al., Frascati Physics Series (1996) 577.
- [39] Schulman J. H., Compton W. D., « Color centers in solids », London: Pergamon Press, 1962.
- [40] Baccaro S., Barone L. M., Borgia B. et al., « Influence of vacuum annealing on optical and scintillation properties of PbWO₄ crystals », Journal of Luminescence 72-74 (1997).
- [41] Auffray E., Bager-Batalla E., Lecoq P. et al., « Progress in the radiation hardness of PWO scintillators for the CMS calorimeter », Proc. SCINT97, Shanghai, Chine, sept. 1997, 199.
- [42] Annenkov A. N., Korzhik M. V., Kostylev V. L. et al., « Progress in R&D of the PbWO₄ crystals for CMS ECAL », Proc. SCINT97, Shanghai, Chine, sept. 1997, 362.

-
- [43] Saclay Group, « The ECAL calibration: use of the light monitoring system », CMS TN/96-036, 1996.
- [44] Rander J., communication privée.
- [45] CMS Technical Design Report, CERN/LHCC 97-33 (1997), 211-227.
- [46] Rebourgeard Ph., « Projet CMS », Note SED, CEA-Saclay, DAPNIA/SED, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, 1995.
- [47] Rondeaux F., « Description du système de monitoring du calorimètre électromagnétique de CMS », Note SED, CEA-Saclay, DAPNIA/SED, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, 1995.
- [48] Anfreville M., communication privée.
- [49] Chavel P., « Introduction au speckle, étude d'un cas particulier », Cours de DEA optique et photonique : Paris 6, 7 et XI : 1995.
- [50] Saclay group, « PN silicon photodiode irradiation studies », CMS TN en préparation.
- [51] Reymond J-M., communication privée.
- [52] Poilleux P., communication privée.
- [53] Baccaro S., Borgia B., Cavallari F. et al., « Detection of photons generated in PbWO_4 scintillator crystals », Nucl. Instrum. Methods A 406 (1998) 276.
- [54] Lecoq P., Klassen N., Shmurak S. et al., « Light yield and radiation hardness improvement of heavy scintillators due to refraction gradient layer between a crystal and photodetector », *présenté à SCINT97*, Shanghai, Chine, sept. 1997.
- [55] Gautheron F., « Etudes de cristaux scintillants de tungstate de plomb et de prototypes de calorimètre électromagnétique pour le projet CMS au LHC », Thèse: Physique des particules: Lyon I: 1997.
- [56] Klassen N., Shmurak S., Komarov I. et al., « Improvement of scintillation parameters by special processing and coating of lateral surfaces by reflecting paintings », *présenté à SCINT97*, Shanghai, Chine, sept. 1997.
- [57] Floch H. G., Belleville P. F., « Damage-resistant sol-gel optical coatings for advanced lasers at CEL-V », Journal of sol-gel Sc. and Tech., 1994.

-
- [58] Bonamy P., Chipaux R., Géléoc M. et al., « Sol-gel coating of scintillating crystals », *présenté à SCINT97*, Shanghai, Chine, sept. 1997.
- [59] Chipaux R., Géléoc M., Belleville P., Lambert B., « Sol-gel coating of scintillating crystals » *présenté à Nuclear Science Symposium, IEEE98*, Toronto, nov. 1998.
- [60] Rebourgeard P., « Monitoring des cristaux par le système d'injection de lumière », Note SED, CEA-Saclay, DAPNIA/SED, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, 1996.
- [61] Valentine J.D., Rooney B., « Intrinsic energy resolution and its dependence on light yield nonproportionality », *Proc. SCINT97*, Shanghai, Chine, sept. 1997, 91.
- [62] Graham D. J., Seez C., « Simulation of longitudinal light collection uniformity in PbWO_4 crystals », CMS Note 96/002, 1996.
- [63] Markou C., « Optimisation of the longitudinal light collection uniformity in the CMS endcap calorimeter », CMS Note 1997/048, 1997.
- [64] Ossman J., « Le système de monitoring de haute précision du calorimètre électromagnétique de l'expérience L3 », Thèse: Physique: Genève: 1989.
- [65] Hayes W., Stoneham A. M., « Crystal with fluoride structure », ed. by W. Hayes, Oxford: Clarendon Press, 1974.
- [66] Besson P., Bonamy P., Bougamont E. et al., « How to rely the variations of calibration and transmission parameters in ageing scintillating crystals ? », *présenté à SCINT97*, Shanghai, Chine, sept. 1997, 116.
- [67] Solenoidal Detector Collaboration Technical Design Report, SSCL-SR-1215, April 1992.
- [68] Bonamy P., communication privée.
- [69] D'Ambrosio C., Gys T., Leutz H. et al., « Further results on photoelectron counting with small diameter scintillating fibres », *Nucl. Instrum. Methods A* 345 (1994) 279.
- [70] Darlington E. H., « Backscattering of 10-100 keV electrons from thick targets », *J. Phys. D* 8 (1975) 85.
- [71] Dainty J.C., « Laser speckle and related phenomena », *Topics in Applied Physics*, Berlin: Springer Verlag, 1975.
- [72] Huard S., « Polarisation de la lumière », Paris: Masson, 1994.

-
- [73] Besson P., communication privée.
- [74] Bougamont E., communication privée.
- [75] Besson P., « Contrôle à court et long terme des gains d'un ensemble de photomultiplicateurs à l'aide d'un générateur de lumière et d'un système de distribution par fibres optiques », Thèse: Physique (Instrumentation et Mesures): Grenoble I : 1989.
- [76] INSTN/Groupe Ulysse, « Présentation du réacteur ULYSSE », INSTN, CEA-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex.
- [77] Chipaux R., Faure J-L., Rebourgeard P. et al., « Behaviour of CeF₃ scintillator in LHC-like environment », Nucl. Instrum. Methods A 345 (1994) 440.
- [78] Philips, « Photomultipliers data handbook », The Netherlands : 1990.
- [79] Singovski A., communication privée.
- [80] Gentit F-X., <http://www.dapnia.cea.fr/Spp/Experience/CMS/cristal/index.htm>.
- [81] Gentit F-X., communication privée.
- [82] Rebourgeard Ph., « Remarques sur les simulations optiques des cristaux. Conséquences pour le monitoring », Note SED, 1997.
- [83] Lee B.L. and Min S-W, « Beam cone analysis for the beams non-paraxially input to dielectric boundaries », Departement of Electrical Engineering, Seoul National University, Kwanak-Ku, Shinlim-Dong, Seoul 151-742, Korea.
- [84] Chipaux Rémi, « Light yield modelisation and simulation : relations between monitoring and calibrations variations », CMS/ECAL/LY, 98/03/12.
- [85] Auffray E., « Etude des mécanismes de scintillation et des modifications sous irradiation des propriétés du fluorure de cérium en vue de son utilisation en calorimétrie électromagnétique de haute résolution », Thèse de doctorat: Physique des solides: Paris VI: 1990.
- [86] Villet G., communication privée.
- [87] Chipaux R., communication privée.

-
- [88] Chipaux R., Géléoc M., Bonamy P. et al., « Results of a laboratory test of the CMS electromagnetic calorimeter monitoring correction », CMS Note *à paraître*, soumis à Nucl. Instrum. Methods.
- [89] Annenkov A. N., Auffray E., Chipaux R. et al., « Control of lead tungstate crystals radiation hardness through optical transmission measurements », *présenté à Hadron 97*, Tucson, Etats-Unis, nov. 1997, *soumis à Nucl. Instrum. Methods*.
- [90] DeSalvo R., Hao W., You K. et al., « First results on the hybrid photodiode tube », Nucl. Instrum. Methods A 315 (1992) 375.
- [91] Pansart J-P., « Avalanche photodiodes for particle detection », Nucl. Instrum. Methods A 387 (1997) 186.
- [92] Chipaux R., « Updated numerical formulae for the refractive index of lead tungstate », CEA/DSM/DAPNIA, dec. 1997.
- [93] Li H. H., J. Phys. Chem. Ref. Data, 5 (1976) 329.
- [94] Zhu R. Y., Ma D. A., Newman H. B. et al., « A study on the properties of lead tungstate crystals », Nucl. Instrum. Methods A 376 (1996) 319.