



**HAL**  
open science

# Contribution à la construction et à la simulation du calorimètre électromagnétique de CMS au LHC

Julien Donini

► **To cite this version:**

Julien Donini. Contribution à la construction et à la simulation du calorimètre électromagnétique de CMS au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2002. Français. NNT: . tel-00001885

**HAL Id: tel-00001885**

**<https://theses.hal.science/tel-00001885>**

Submitted on 29 Oct 2002

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

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

*En mémoire de François Zach*



# Remerciements

Ce travail a été effectué dans le groupe CMS de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. Bernard Ille a été mon directeur de thèse pendant trois ans ; je lui suis reconnaissant pour la confiance qu'il a toujours su témoigner en mon travail et pour la liberté qu'il m'a accordée tout au long de ma thèse.

Jacques Dumarchez et Alain Givernaud ont accepté d'être les rapporteurs de ce mémoire, je leur en suis profondément reconnaissant et je les remercie sincèrement pour leur lecture minutieuse et pour les remarques pertinentes qu'ils en ont extrait. Par ailleurs, j'ai eu l'occasion de travailler en collaboration avec Alain Givernaud au cours de ma thèse. Ce fut à chaque fois un très grand plaisir que d'avoir des discussions scientifiques (ou pas !) avec lui. Je ne saurais trop le remercier pour ses conseils et son soutien.

Je remercie Yves Déclais de m'avoir permis d'effectuer cette thèse dans de très bonnes conditions à l'Institut et d'avoir accepté de faire partie du jury. Je remercie également Bernard Chambon qui a présidé ce jury. J'ai beaucoup apprécié le sérieux avec lequel il a étudié ce manuscrit et les commentaires qu'il m'en a fait. Je remercie enfin Ludwik Dobrzynski et Johann Collot pour leur lecture attentive et leurs remarques.

J'ai fait la connaissance de François Zach lors de mes stages de maîtrise et de DEA, effectués dans le groupe CMS et, très vite, j'ai été marqué par sa disponibilité, sa générosité et par ses qualités scientifiques. J'étais donc heureux de pouvoir commencer ma thèse dans le groupe avec lui. François a guidé mes premiers pas de thésard au sein de la communauté CMS, il m'a initié en particulier aux tests en faisceau et à l'exploitation des données, et a toujours su répondre avec patience et compétence à mes questions. En plus des nombreux trajets au CERN et des "shifts" en H4, effectués souvent dans une très bonne ambiance, nous avons travaillé ensemble sur l'analyse des matrices de 1999 et 2000. François était une personne que j'appréciais beaucoup, sa disparition a été un choc et a été ressentie durement par tous. Il est regretté bien au delà de l'importance qu'il avait dans le groupe. J'aurai aimé pouvoir le remercier de vive voix ...

Je tiens à exprimer ma reconnaissance envers les autres membres du groupe CMS-ECAL que j'ai côtoyé à Lyon pendant ces trois années : Pierre Depasse, Jean Fay, Suzanne Gascon, Houmani El Mamouni, qui a eu la patience de relire et de commenter ce manuscrit, Olivier Ravat et enfin Morgan Lethuillier que je remercie particulièrement pour l'aide généreuse qu'il m'a apporté, pour son soutien et pour l'ambiance chaleureuse et joyeuse qui a régné dans le bureau que nous avons partagé. Je remercie également Jean-Claude Mabo, du bureau d'étude de l'IPN, sans qui la simulation réaliste du calorimètre électromagnétique n'aurait pu voir le jour. J'adresse ma gratitude aux membres de la collaboration CMS que j'ai rencontré lors de mes passages au CERN, notamment je tiens à remercier Jean-Pierre Pansart, Jean Bourotte et Patrick Jarry pour leur aide.

Enfin un grand merci à tous les doctorants grâce à qui ma thèse s'est déroulée dans une très bonne atmosphère : Frédéric Barrué, Stéphanie Bonnin, Barbara Vercoutère, Olivier Martineau et Nadège Ollier. Et finalement un dernier remerciement, plus particulier, pour Piedad Castro.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Physique du boson de Higgs</b>	<b>5</b>
1.1 Le boson de Higgs dans le Modèle Standard . . . . .	5
1.1.1 Le mécanisme de brisure de symétrie . . . . .	6
1.1.2 Modes de production . . . . .	10
1.1.3 Modes de désintégration . . . . .	11
1.1.4 Limites sur la masse du boson de Higgs . . . . .	14
1.2 Bosons de Higgs et Supersymétrie . . . . .	20
1.2.1 Limites du Modèle Standard . . . . .	20
1.2.2 Le boson de Higgs dans le MSSM . . . . .	21
<b>2 La recherche du boson de Higgs au LHC</b>	<b>25</b>
2.1 L'accélérateur LHC . . . . .	25
2.2 Programme de recherche . . . . .	26
2.3 Vue d'ensemble des détecteurs CMS et ATLAS . . . . .	27
2.4 Potentiel de découverte du Higgs standard au LHC . . . . .	30
2.4.1 Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ . . . . .	31
2.4.2 La production associée et le canal $H \rightarrow b\bar{b}$ . . . . .	32
2.4.3 Processus de fusion de bosons vecteurs . . . . .	34
2.4.4 Les canaux $H \rightarrow ZZ^*$ , $ZZ \rightarrow 4l^\pm$ et $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ . . . . .	35
2.4.5 Résumé des perspectives de découverte . . . . .	36
2.4.6 Le LHC et la recherche du Higgs au Tevatron . . . . .	37
<b>3 Présentation du calorimètre électromagnétique de CMS</b>	<b>43</b>
3.1 Notions de calorimétrie . . . . .	43
3.1.1 Interaction avec la matière des particules de haute énergie . . . . .	43
3.1.2 Cascade électromagnétique . . . . .	46
3.1.3 Mécanismes de scintillation . . . . .	48
3.2 Description du calorimètre électromagnétique . . . . .	49
3.2.1 Les cristaux de tungstate de plomb . . . . .	51
3.2.2 Les photosenseurs du ECAL . . . . .	53
3.2.2.1 Propriétés des photodiodes à avalanche . . . . .	53
3.2.2.2 Les phototriodes à vide . . . . .	62
3.2.3 Présentation générale de l'électronique frontale . . . . .	67
3.2.4 Le système de monitoring des cristaux . . . . .	69
3.3 Performances physiques du détecteur . . . . .	71

3.3.1	Résolution en énergie . . . . .	71
3.3.1.1	Généralités . . . . .	71
3.3.1.2	Autres contributions . . . . .	73
3.3.2	Résolution en position . . . . .	76
<b>4</b>	<b>Performances du calorimètre électromagnétique</b>	<b>83</b>
4.1	Protocole expérimental des tests en faisceau . . . . .	83
4.1.1	La ligne de faisceau H4 . . . . .	84
4.1.2	Les prototypes 1999 et 2000 . . . . .	84
4.1.2.1	La matrice d'août 1999 . . . . .	84
4.1.2.2	Prototype 2000 . . . . .	86
4.1.3	L'électronique de lecture à échantillonnage . . . . .	89
4.1.4	Simulation des prototypes . . . . .	90
4.2	Résolution en énergie . . . . .	92
4.2.1	Introduction . . . . .	92
4.2.2	Alignement . . . . .	92
4.2.3	Visualisation des APD et inclinaison de la matrice . . . . .	92
4.2.4	Étalonnage de la matrice . . . . .	93
4.2.5	Mesure du gain des capsules . . . . .	95
4.2.6	Taux de lumière . . . . .	96
4.2.7	Linéarité . . . . .	96
4.2.8	Étude du bruit . . . . .	97
4.2.9	Mesure de la résolution en énergie . . . . .	99
4.2.10	Conclusion . . . . .	103
4.3	Suivi en lumière des cristaux . . . . .	104
4.3.1	Introduction et objectifs . . . . .	104
4.3.2	Correction du signal . . . . .	106
4.3.3	Irradiation des cristaux . . . . .	107
4.3.4	Cristaux russes . . . . .	109
4.3.4.1	Stabilité du monitoring . . . . .	109
4.3.4.2	Doses absorbées . . . . .	109
4.3.4.3	Mesure du rapport R . . . . .	111
4.3.5	Cristaux chinois . . . . .	112
4.3.5.1	Stabilité du monitoring . . . . .	115
4.3.5.2	Doses absorbées . . . . .	115
4.3.5.3	Mesure du rapport R . . . . .	116
4.3.6	Résumé . . . . .	117
4.3.7	Conclusion . . . . .	119
4.4	Collection de lumière et non-uniformité . . . . .	120
4.4.1	Mesure et correction du gain des APD . . . . .	120
4.4.2	Mesure du taux de lumière . . . . .	122
4.4.3	Corrélation avec la résolution en énergie . . . . .	122
4.4.3.1	Comparaison du terme stochastique et du taux de lumière . . . . .	122
4.4.3.2	Comparaison du terme constant et de la non-uniformité frontale	123
4.5	Vers l'électronique finale . . . . .	124
4.5.1	Traitement du signal avec l'ADC à échantillonnage . . . . .	126
4.5.2	Étude du bruit du prototype 99 <sup>++</sup> . . . . .	128
4.5.2.1	Bruit total . . . . .	128

4.5.2.2	Bruit basse fréquence . . . . .	129
4.5.2.3	Mise en évidence d'une oscillation . . . . .	129
4.5.2.4	Discussion . . . . .	134
4.5.3	Améliorations et perspectives . . . . .	134
4.6	Conclusion . . . . .	137
<b>5</b>	<b>Simulation réaliste du calorimètre électromagnétique</b>	<b>141</b>
5.1	Introduction . . . . .	141
5.2	Simulation de la partie centrale du ECAL . . . . .	142
5.2.1	EUGENIE : l'interface EUCLID-GEANT . . . . .	142
5.2.2	Structure mécanique de la partie centrale . . . . .	144
5.2.3	Implémentation du ECAL . . . . .	149
5.3	Comparaison avec les données expérimentales . . . . .	156
5.3.1	Simulation du prototype de cristaux . . . . .	156
5.3.2	Balayage en position . . . . .	157
5.3.3	Scan avec les muons . . . . .	160
5.4	Conclusion . . . . .	162
	<b>Conclusion</b>	<b>167</b>



# Table des figures

1.1	Potentiel $V(\phi)$ pour $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$ . . . . .	7
1.2	Diagramme de production du boson de Higgs par le processus de fusion de gluons. . . . .	10
1.3	Production du Higgs par la fusion de boson W ou Z. . . . .	10
1.4	Higgsstrahlung. . . . .	11
1.5	Modes de production associée ( $b\bar{b}H$ , $t\bar{t}H$ ). . . . .	11
1.6	Principales sections efficaces de production, dans le modèle standard, du boson de Higgs au LHC en fonction de sa masse. [7] . . . . .	12
1.7	Largeur totale de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse [7]. . . . .	13
1.8	Rapports de branchement des processus de désintégration dominant du Higgs standard [7]. . . . .	13
1.9	Exemple de potentiel effectif instable (courbe pleine), pour les paramètres $\Lambda$ , $m_t$ et $M_H$ indiqués. Le potentiel effectif est calculé en tenant compte des contributions des boucles du quark top et des bosons $W$ et $Z$ [12]. . . . .	15
1.10	Limites théoriques sur la masse du Higgs. Les bornes supérieures et inférieures sont tracées en fonction de l'énergie de coupure $\Lambda$ (échelle d'énergie jusqu'où le modèle standard reste valable). La largeur de chaque bande représente les incertitudes théoriques [13]. . . . .	16
1.11	Mesures expérimentales des paramètres fondamentaux du modèle standard. Le "pull" permet de tester la consistance du modèle [14]. . . . .	17
1.12	(a) Comparaison entre les mesures indirectes de $m_W$ et $m_t$ (ligne pleine) et les mesures directes (ligne en pointillés) [14]. Les contours correspondent à des régions compatibles à 68% de niveau de confiance. La figure indique également la relation entre les masses mesurées pour différentes masses du Higgs. On constate qu'un Higgs de faible masse est favorisé [14]. (b) Évolution de $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$ en fonction de la masse du Higgs $m_H$ . La ligne pleine correspond à un ajustement de tous les paramètres du MS. La bande représente l'estimation des erreurs théoriques dues aux corrections d'ordre élevé manquantes. La zone verticale grise correspond à la limite d'exclusion expérimentale (recherche directe), à 95% de niveau de confiance, sur la masse du Higgs. La courbe en pointillés est obtenue en prenant une valeur plus théorique du paramètre $\Delta\alpha_{had}^{(5)}(m_Z^2)$ [14]. . . . .	18
1.13	Candidat Higgs, observé à Delphi, dans le canal $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ . Deux des jets correspondent à $M_Z$ et les deux autres pourraient être attribués au boson de Higgs. . . . .	19

1.14	Évolution du rapport de vraisemblance, $-2 \ln Q$ , attendu et observé en fonction de la masse du Higgs $m_H$ , obtenu pour la combinaison des données de toutes les expériences du LEP. La bande foncée (claire) représente la déviation standard de $\pm 1\sigma$ ( $\pm 2\sigma$ ) du bruit de fond attendu. Le maximum de vraisemblance est obtenu pour une masse du Higgs de 115.6 GeV. La courbe test en pointillés est en exemple de ce que l'on pourrait observer en présence d'un signal Higgs de 115 GeV [16]. . . . .	19
1.15	Masses des bosons de Higgs $h$ , $H^0$ et $H^\pm$ en fonction de $m_A$ , pour deux choix de $\tan \beta = 3$ et $\tan \beta = 30$ [20]. . . . .	22
2.1	Site expérimental du LHC. Les détecteurs CMS, ATLAS, ALICE et LHCb sont situés, respectivement, aux points 5, 1, 2 et 8. . . . .	26
2.2	Sections efficaces caractéristiques des collisionneurs hadroniques [6]. . . . .	27
2.3	Vue éclatée du détecteur CMS. . . . .	29
2.4	Vue en coupe du détecteur ATLAS. . . . .	30
2.5	(a) Distribution de la masse invariante des paires $\gamma\gamma$ pour $m_H = 130$ GeV, simulée dans CMS pour une luminosité intégrée de $100 \text{ fb}^{-1}$ ( $K = 1.6$ ). (b) Même distribution mais après soustraction du bruit de fond ajusté [10]. . . . .	32
2.6	(a) Exemple d'événement $t\bar{t}H \rightarrow l^\pm \nu q \bar{q} b \bar{b} b \bar{b}$ (ordre dominant). (b) Signal $W^\pm H \rightarrow l^\pm \nu b \bar{b}$ (ordre dominant). . . . .	33
2.7	Distribution de la masse invariante du signal $t\bar{t}H \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$ (en grisé, pour $m_H = 115$ GeV) et du bruit de fond pour $L_{int} = 30 \text{ fb}^{-1}$ [12]. . . . .	33
2.8	Distribution de la masse invariante pour le signal $W^\pm H$ , le bruit de fond $W^\pm Z^0$ (en grisé) et le bruit de fond non résonnant. Les croix représentant le signal plus bruit de fond, avec des barres d'erreur statistiques, se situent au dessus du bruit de fond pour la région du signal (en noir). La simulation a été effectuée pour un boson de Higgs de 115 GeV et une luminosité intégrée de $300 \text{ fb}^{-1}$ [14].	34
2.9	(a) Distribution de masse des états finals à 4 leptons dans CMS, pour $m_H = 130, 150, 170$ GeV et $L_{int} = 100 \text{ fb}^{-1}$ . (b) Masse reconstruite pour un Higgs de 130 GeV dans le canal 4 électrons [19]. . . . .	36
2.10	Potentiel de découverte, dans CMS, du boson de Higgs en fonction de sa masse à basse luminosité [21]. . . . .	37
2.11	Perspectives de découverte, dans CMS, après 1 an de fonctionnement à haute luminosité du LHC ( $L_{int} = 100 \text{ fb}^{-1}$ ) [20]. . . . .	37
2.12	Potentiel de découverte, dans ATLAS, du boson de Higgs en fonction de sa masse, pour une luminosité intégrée de $100 \text{ fb}^{-1}$ [18]. . . . .	38
2.13	Potentiel de découverte du boson de Higgs pour la combinaison de CMS et ATLAS [13] . . . . .	38
2.14	Luminosité intégrée nécessaire au Tevatron pour exclure le boson de Higgs à 95% de niveau de confiance ou pour l'observer à 3 ou 5 $\sigma$ , en fonction de la masse du Higgs [22]. . . . .	39
3.1	Fraction d'énergie perdue par un électron, ou un positron, par longueur de radiation $X_0$ , dans le cas du plomb [2]. Le bremsstrahlung domine tous les autres processus à partir de $\sim 10$ MeV. À 100 MeV un électron (ou positron) perd, par rayonnement de freinage, plus de 90 % de son énergie par $X_0$ . . . . .	44
3.2	Diagrammes d'émission d'un photon par un électron (bremsstrahlung) en présence d'un noyau de charge $Z$ . . . . .	45

3.3	Probabilité qu'une interaction de photon résulte en une création de paire [2]. . . . .	45
3.4	Diagramme de Feynman de la création de paire. Un photon de haute énergie est converti, dans le champ électrique d'un noyau, en une paire électron-positron. . . . .	45
3.5	Deux définitions de l'énergie critique $E_c$ (la valeur donnée pour le cuivre correspond à la définition de Rossi) [2]. . . . .	47
3.6	Simulation d'une gerbe électromagnétique créée par un électron de 30 GeV dans du fer [2]. La distribution montre la fraction d'énergie déposée par longueur de radiation. La courbe est un ajustement par une fonction gamma de cette distribution. Les cercles indiquent le nombre d'électrons, d'énergie supérieure à 1.5 MeV, traversant des plans situés à $X_0/2$ d'intervalle (échelle de droite) et les carrés représentent le nombre de photons ( $E \geq 1.5 \text{ MeV}$ ) par plans. . . . .	47
3.7	Groupement $(WO_4)^{2-}$ du tungstate de plomb. . . . .	49
3.8	Schéma des processus de transfert d'énergie dans les cristaux de $PbWO_4$ . . . . .	50
3.9	Vue en coupe du calorimètre électromagnétique. . . . .	50
3.10	Vue schématique d'un quadrant du ECAL (EB : partie centrale, EE : bouchon, SE : détecteur de pied de gerbe). . . . .	51
3.11	Variation du taux de lumière des cristaux en fonction de la température. . . . .	52
3.12	Structure d'une APD. Les électrons de photoconversion produits dans la couche P (environ 6 $\mu m$ d'épaisseur) sont multipliés dans la zone de la jonction PN puis collectés à l'arrière de l'APD. . . . .	54
3.13	Deux APD ( $5 \times 5 \text{ mm}^2$ ) sont montées sur une capsule prête à être collée sur un cristal. . . . .	54
3.14	Vue éclatée d'une capsule munie d'un senseur de température. . . . .	55
3.15	Gain en fonction de la tension de polarisation de l'APD. Le gain 50 est obtenu à environ 370 V. . . . .	56
3.16	Variation relative du gain en fonction de la tension [22]. . . . .	57
3.17	Variation relative du gain en fonction de la température [22]. . . . .	57
3.18	Capacité de l'APD en fonction de la tension. À 370 V la jonction est complètement déplétée et la capacité est minimale [22]. . . . .	58
3.19	Évolution de l'efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente. Pour la lumière de scintillation (420 nm), l'efficacité quantique est de 72 % [22]. . . . .	59
3.20	Flux de neutrons et de hadrons chargés, en $cm^{-2}$ , et dose absorbée, en Gy, juste à l'arrière des cristaux du tonneau et des bouchons en fonction de $\eta$ . Les valeurs correspondent approximativement à 5 ans de fonctionnement du LHC à haute luminosité ( $500 \text{ fb}^{-1}$ ) [6]. . . . .	60
3.21	Distribution, estimée au CERN, des tensions de gain 50 pour des paires d'APD (figure du haut). Distribution $V_{50}$ mesurée, après montage des capsules, à Lyon (figure du milieu). Le dernier histogramme montre la différence entre les deux distributions. . . . .	62
3.22	Courbe de la capacité en fonction de la tension de polarisation pour une capsule. . . . .	63
3.23	Courbe du gain en fonction de la tension de polarisation pour une capsule. . . . .	63
3.24	Phototriode à vide. . . . .	64
3.25	Schéma de l'intérieur d'une VPT. . . . .	64
3.26	Évolution du gain en fonction de la tension de la dynode $V_D$ , pour $V_A = 800$ et $1000 \text{ V}$ [26]. . . . .	65

3.27	Réponse relative de l'anode en fonction du champ magnétique, mesurée pour un axe à $15^\circ$ du champ [26]. . . . .	66
3.28	Réponse relative de l'anode en fonction de l'angle, dans un champ magnétique de 1.8 T. L'effet de résonnance est dû à la structure régulière du maillage de la grille et de l'angle de l'axe de la VPT par rapport au champ magnétique. Les flèches indiquent les régions angulaires des bouchons [26]. . . . .	67
3.29	Perte de la transmission optique de deux échantillons après 25 kGy d'irradiation au $^{60}\text{Co}$ (380 Gy/heure). La dose totale correspond approximativement à 10 ans de fonctionnement du LHC à $\eta = 2.6$ [26]. . . . .	68
3.30	Ancienne architecture du système de lecture électronique. Chaque voie, de la tour de 25 cristaux, est reliée à une fibre optique et le déclenchement de l'acquisition de données se fait au niveau de la salle de comptage située hors du détecteur. . . . .	69
3.31	Schéma de principe de la nouvelle électronique de lecture (la structure exacte de la carte FE est actuellement en cours d'étude). Le déclenchement des données se fait juste derrière les cartes VFE et le nombre de fibres optiques a été réduit de manière significative. . . . .	69
3.32	Système de distribution de lumière dans les cristaux du ECAL. Un laser, situé en dehors du détecteur, illumine un demi-supermodule (ou une moitié de bouchon) à la fois et comporte deux niveaux de distribution de lumière. . . . .	70
3.33	Schéma de la courbe de taux de lumière optimale permettant d'obtenir une contribution de la non-uniformité longitudinale à la résolution en énergie de l'ordre de 0.3%. La pente de la partie avant ne doit pas dépasser, en valeur absolue, $0.35\%/X_0$ et la réponse sur les 100 derniers mm, à l'arrière du cristal (côté APD), doit augmenter de 10%. . . . .	75
3.34	Contribution des termes stochastique, constant et de bruit sur la résolution en énergie. . . . .	77
3.35	Coordonnée reconstruite par la méthode du centre de gravité, en fonction de la position exacte d'incidence. . . . .	78
4.1	Schéma du prototype de cristaux utilisé en 1999. . . . .	85
4.2	Vue de côté du prototype 1999. . . . .	86
4.3	Vue de dessus. . . . .	86
4.4	Schéma du système de monitoring des cristaux du prototype 2000. La matrice de cristaux (représentée par un seul cristal) peut recevoir aussi bien des particules provenant du faisceau, que des impulsions lumineuses du laser. Des diodes PN de référence sont également illuminées par le signal laser. Un générateur d'impulsions permet de tester la réponse de chaque chaîne électronique (les 30 voies des cristaux et les trois diodes PN). . . . .	88
4.5	Vue schématique du prototype 99 <sup>++</sup> et des fibres de connection qui le relie à la salle de comptage dans laquelle se trouvent les modules ROSE. . . . .	89
4.6	Schéma complet de la chaîne de lecture d'un cristal. . . . .	90

4.7	Description générale du circuit FPPA. Le courant provenant des APD est converti en signal de tension et mis en forme par le préamplificateur. Le signal résultant passe par un système à 4 gains (1, 5, 9 et 33). L'échantillonneur-bloqueur découpe simultanément ces quatre tensions à la fréquence de croisement de faisceau du LHC (40 MHz). Les comparateurs et les circuits de logique sélectionnent ensuite les échantillons dont la tension est la plus élevée et ne dépassent pas un seuil de saturation. Les échantillons résultants sont multipléxés vers l'ADC. Ce système multigain permet de lire avec précision des signaux ayant une grande gamme dynamique (jusqu'à 16 bits) et de les compresser sur 12 bits. Le FPPA effectue également des mesures de température des photodétecteurs (APD) et des mesures du courant de fuite des APD situées en amont. . . . .	91
4.8	Energie déposée (en canaux ADC) en fonction des coordonnées cartésiennes des chambres à fils. . . . .	93
4.9	Visualisation de l'APD d'un cristal à l'aide d'un faisceau de muons. Le faisceau éclaire la face avant du cristal et l'on ne voit apparaître qu'une seule APD à cause de l'inclinaison de la matrice. Les lignes de niveau montrent l'énergie déposée en fonction de la position d'impact. . . . .	94
4.10	Visualisation de l'APD d'un cristal avec un faisceau de muons, pour le prototype simulé. On ne voit pas non plus la seconde APD à cause de l'inclinaison de la matrice. . . . .	94
4.11	Taux de lumière mesuré en faisceau test (figure du haut) et avec la machine ACCOS (en bas). . . . .	97
4.12	Linéarité de l'électronique entre 20 et 150 GeV (exemple pour un cristal de la matrice). . . . .	98
4.13	Bruit électronique avec atténuateurs. . . . .	99
4.14	Bruit électronique sans atténuateurs. . . . .	99
4.15	Bruit de l'ADC en charge. . . . .	99
4.16	Énergie déposée dans un cristal de la matrice. La zone claire de la distribution d'énergie est obtenue sans coupure sur les chambres, tandis que la zone foncée est obtenue avec une coupure de $4 \times 4 \text{ mm}^2$ sur la taille du faisceau. L'énergie du faisceau incident est de 120 GeV. . . . .	100
4.17	Résolution en énergie expérimentale (figure du bas), pour une somme de 9 cristaux et une coupure sur le faisceau d'électrons de $4 \times 4 \text{ mm}^2$ , obtenue par un ajustement à 3 paramètres (figure du haut). Le paramètre de bruit est contraint. . . . .	101
4.18	Résolution en énergie, pour la même somme de 9 et des coupures identiques mais avec soustraction du bruit moyen. L'ajustement sur les données (figure du haut) est linéaire. . . . .	102
4.19	Distribution des paramètres de la résolution en énergie (ajustements à trois paramètres, sans soustraction de bruit). . . . .	103
4.20	Distribution des paramètres de la résolution en énergie (ajustements à deux paramètres, avec bruit soustrait). . . . .	103
4.21	Schéma de la propagation de la lumière de scintillation et de la lumière laser dans un cristal. . . . .	105

4.22	Corrections du signal laser sur une période de 20 jours, pour une voie non-irradiée. Sur la figure du haut on voit le signal laser non corrigé (triangles clairs) des APD et le signal laser des diodes PN (ronds foncés). La droite (carrés) est obtenue après la correction du signal à l'aide des diodes PN. La figure du dessous montre deux courbes : le signal laser après la correction PN (triangles) et le signal lorsque l'on effectue en plus la correction avec le générateur d'impulsions (ronds). L'ensemble de ces corrections permettent de réduire les fluctuations du signal considérablement ( $\sigma < 0.1\%$ ). . . . .	108
4.23	Rapport des signaux laser $PN_i/PN_j$ pour les trois diodes PN en fonction du temps (matrice chinoise). La diode $PN_1$ dérive de plus de 1% sur un mois. . . . .	110
4.24	Rapport de la réponse, au générateur d'impulsions, de la chaîne électronique de la diode $PN_i$ sur la réponse de la chaîne de la diode $PN_j$ . . . . .	110
4.25	Évolution des signaux laser et faisceau lors des cycles d'irradiation/récupération du cristal 13. . . . .	111
4.26	Évolution des signaux laser et faisceau lors des cycles d'irradiation/récupération du cristal 24. . . . .	112
4.27	Évolution du signal laser par rapport au signal faisceau, pour les cristaux 13 et 24. L'inverse des pentes obtenues donne le rapport R. . . . .	113
4.28	Dérive en fonction du temps de la diode $PN_0$ . . . . .	113
4.29	Évolution du signal laser par rapport au signal faisceau pour les deux cristaux irradiés et pour les cristaux adjacents à ceux-ci. . . . .	114
4.30	Distribution du rapport $R$ pour 13 cristaux russes. . . . .	114
4.31	Rapport des signaux laser $PN_i/PN_j$ pour les trois diodes PN en fonction du temps (matrice chinoise). . . . .	115
4.32	Rapport de la réponse au générateur d'impulsions de la chaîne électronique de la diode $PN_i$ sur la réponse de la chaîne $PN_j$ . . . . .	116
4.33	Évolution des signaux laser et faisceau lors du cycle d'irradiation du cristal 9 (matrice chinoise). L'irradiation a été interrompue pendant 10 heures, on observe une remontée des signaux pendant cette période. . . . .	117
4.34	Évolution des signaux laser et faisceau lors du cycle d'irradiation du cristal 19 (matrice chinoise). . . . .	117
4.35	Évolution des signaux laser et faisceau lors des cycles d'irradiation/récupération du cristal 12 (matrice chinoise). . . . .	118
4.36	Évolution du signal laser par rapport au signal faisceau pour les trois cristaux irradiés et pour les cristaux adjacents à ceux-ci. . . . .	118
4.37	Distribution du rapport $R$ pour 21 cristaux chinois. . . . .	119
4.38	Gain des capsules, mesuré en laboratoire, en fonction du coefficient de variation du gain selon la tension, mesuré en H4. Les valeurs des APD du prototype chinois sont corrigées par rapport à un ajustement exponentiel effectué sur les APD de la matrice russe [4]. . . . .	121
4.39	Taux de lumière ("TL") relatifs des cristaux russes, mesurés en H4 où avec l'appareil ACCOS, sans corrections (a-b) et avec les corrections de gain des APD et en normalisant les chaînes électroniques entre elles (c-d) [4]. . . . .	123
4.40	Taux de lumière ("TL") relatifs des cristaux chinois, mesurés en H4 où avec ACCOS, sans corrections (a-b) et avec les corrections de gain des APD et en normalisant les chaînes électroniques entre elles (c-d) [4]. . . . .	124

4.41	Terme stochastique en fonction du taux de lumière pour les cristaux russes et chinois. . . . .	125
4.42	Terme constant en fonction de la non-uniformité frontale pour des cristaux russes (cercles) et chinois (triangles) [20]. . . . .	125
4.43	Résolution en énergie individuelles, à 120 GeV, pour tous les cristaux des deux matrices [4]. . . . .	125
4.44	Reconstruction d'un évènement échantillonné (signal d'un électron de 280 GeV). 127	
4.45	Superposition d'évènements (électrons de 280 GeV, coupure $4 \times 4 \text{ mm}^2$ ) en fonction du temps, avant reconstruction. On observe 3 changements de gain pour des évènements d'une telle énergie. . . . .	127
4.46	Signaux après reconstruction (avec une coupure du faisceau sur les chambres de $4 \times 4 \text{ mm}^2$ ). . . . .	127
4.47	Distribution des trois premiers échantillons de chaque évènement d'un "bon" run de la période 14 échantillons. Le bruit total (18.2 canaux ADC) est donné par le RMS de cette distribution. . . . .	128
4.48	Distribution des trois premiers échantillons de chaque évènement d'un run bruyant de la période 14 échantillons. Le bruit total pour ce run est de 53.7 canaux ADC. . . . .	128
4.49	Distribution des cinq premiers échantillons de chaque évènement d'un run de la période 27 échantillons. Le bruit total donné par le RMS est de 48.9 canaux. 129	
4.50	Évolution du bruit total tout au long de la période de prise de données. . . . .	130
4.51	Bruit basse fréquence (4.9 canaux) pour la période 14 échantillons. Il y a une entrée (moyenne des 14 échantillons) par évènement. . . . .	130
4.52	Bruit basse fréquence (3.6 canaux) pour la période 27 échantillons. Il y a une entrée (moyenne des 27 échantillons) par évènement. . . . .	130
4.53	Matrice d'erreur calculée pour une voie donnée. On voit apparaître des corrélations entre les échantillons, mettant en évidence une oscillation du signal (la période est de 4 échantillons environ, soit 10 MHz). . . . .	131
4.54	Transformée de Fourier du bruit d'une voie électronique du prototype $p99^{++}$ faisant apparaître une oscillation à 9.5 MHz. . . . .	132
4.55	Comparaison des valeurs du deuxième échantillon des évènements de deux voies différentes du prototype. . . . .	133
4.56	Bruit total, sans corrections, pour une voie du prototype, pendant la période 27 échantillons. Le bruit est donné par le RMS de la distribution, soit 50.6 canaux ADC. . . . .	133
4.57	Bruit total pour cette même voie, lorsque l'on soustrait une autre voie corrélée. Le bruit décorréolé est de 13.3 canaux. . . . .	133
4.58	Profil du signal laser reconstruit [23]. L'intensité du laser (en canaux ADC sur la figure) est suffisamment élevée pour que les 4 gains soient utilisés. . . . .	136
4.59	Nombre d'échantillons de chaque gain en fonction de l'intensité du laser (en GeV) [23]. . . . .	136
4.60	Résolution en énergie (1 cristal, mode de gain forcé) obtenue en variant l'intensité du laser [23]. . . . .	136
5.1	L'interface EUGENIE. Une figure réalisée avec EUCLID est transformée en une figure de base (figure du bas, cône creux tronqué) reconnue par GEANT. Il s'agit là d'un exemple simple. Pour approcher au mieux ce dessin EUCLID il faudrait définir plusieurs volumes différents. . . . .	143

5.2	Arborescence des volumes pour une géométrie définie dans GEANT. Il est possible d'extraire une partie ou la totalité de l'arbre et de la retranscrire dans un fichier d'échange. . . . .	144
5.3	Insertion d'une nouvelle branche dans la géométrie GEANT, depuis un fichier d'échange. . . . .	144
5.4	Construction de l'inclinaison en $\phi$ des cristaux [6]. . . . .	145
5.5	Inclinaison selon $\eta$ de l'axe des cristaux [6]. . . . .	145
5.6	Sous-module du calorimètre électromagnétique[6]. . . . .	146
5.7	Schéma des parois alvéolaires. Toutes les distances sont en mm (le dessin n'est pas à l'échelle). . . . .	147
5.8	Photographie de 5 types différents de sous-modules. . . . .	147
5.9	Symétrie droite-gauche des cristaux [6]. . . . .	148
5.10	Dessin EUCLID de la structure en aluminium d'un supermodule. . . . .	150
5.11	Écart, en $\eta$ , entre les faces de deux cristaux appartenant à des modules différents. Les distances indiquées sont en mm, mais le schéma n'est pas à l'échelle. Pour des raisons de construction les jeux autour de la plaque d'aluminium n'ont pu être répartis. . . . .	150
5.12	Écart, en $\phi$ , entre les faces de cristaux appartenant à deux supermodules différents. Les distances sont en mm (le schéma n'est pas à l'échelle). . . . .	150
5.13	Intérieur d'un bloc modérateur situé à l'avant d'un module de cristaux. On note les deux rangées de circuit de refroidissement (tubes en aluminium dans lesquels circule de l'eau à 18°C) et le système de fibres optiques permettant le monitoring laser des cristaux. Les billes de polyéthylène (absentes sur cette photographie) servant de modérateur de neutrons remplissent normalement toute l'enceinte. . . . .	151
5.14	Schéma EUCLID d'une tôle conique. . . . .	153
5.15	Vue de deux rangées de sous-modules séparées par une tôle conique. . . . .	153
5.16	Matière à l'avant des cristaux. Toutes les dimensions indiquées sont en mm. . . . .	153
5.17	Ossature d'un supermodule implémenté avec EUGENIE. . . . .	154
5.18	Vue d'un supermodule, modélisé avec EUGENIE et modifié pour l'intégration dans CMSIM. . . . .	155
5.19	Squelette de la partie centrale du ECAL (simulé avec EUGENIE). . . . .	155
5.20	Simulation d'un prototype de 30 cristaux. . . . .	156
5.21	Hiérarchie, dans GEANT, des volumes composant le prototype simulé. "Barr" est le volume général en air, les trois volumes "modu" (air) contiennent chacun une alvéole ("Alv"), avec 10 cristaux ("Xtal") et les 20 APD, ainsi qu'une tablette (volumes "TR" et "Tab"). La grille est représentée par le volume "Grid" et le fond de panier par "Fron". . . . .	157
5.22	Énergie déposée, en fonction de la position d'incidence du faisceau, pour une rangée en $\phi$ de cristaux. Les données expérimentales sont représentées par les symboles et la simulation par les traits continus. . . . .	158
5.23	Numerotation des cristaux de la matrice. La zone sombre correspond aux cristaux balayés par le faisceau. . . . .	158
5.24	Sous-matrices de $3 \times 3$ cristaux sur lesquelles sont effectuées les reconstructions d'énergie. . . . .	159
5.25	Énergie reconstruite dans des sous-matrices de 9 cristaux, en fonction de $\phi$ (données : symboles, simulation : traits continus) . . . . .	160

5.26	Dispersion de l'énergie reconstruite avec les données par rapport à la simulation, en fonction de l'angle d'incidence du faisceau. L'énergie déposée est sommée sur chacune des quatres matrices de $3 \times 3$ cristaux et une coupure est effectuée en dessous de 80 GeV. . . . .	161
5.27	Distribution de la dispersion des valeurs données-Monte Carlo ( $E_9 > 80$ GeV). La simulation reproduit l'énergie déposée expérimentalement à mieux que 0.5 % près. . . . .	162
5.28	Sous-matrices de $5 \times 5$ cristaux sur lesquelles sont effectuées les reconstructions d'énergie. . . . .	162
5.29	Énergie reconstruite, sur 25 cristaux, en fonction de $\phi$ (données : symboles, simulation : traits continus) . . . . .	163
5.30	Dispersion de l'énergie reconstruite avec les données par rapport à la simulation, en fonction de l'angle d'incidence du faisceau (sommation sur 25 cristaux et coupure en dessous de 80 GeV). . . . .	163
5.31	Visualisation des APD du cristal 12. Le faisceau est centré sur le cristal et le nombre d'événements, tels que $E_\mu > E_s$ , est tracé en fonction de l'axe Y. . . . .	164
5.32	La position du milieu des APD est déterminée, en chaque points, pour la simulation et les données. La différence entre ces valeurs est tracée, en fonction de $\phi$ , sur cette figure. . . . .	164

# Liste des tableaux

2.1	Canaux de recherche principaux du Higgs standard. Les modes de production de certains canaux de recherche particuliers figurent entre crochets. . . . .	31
2.2	Comparaison du potentiel de découverte du Higgs dans les canaux $t\bar{t}H \rightarrow t\bar{t}\bar{b}\bar{b}$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$ , pour les expériences ATLAS et CMS combinées ( $m_H \sim 115$ GeV, $L_{int} = 10$ fb <sup>-1</sup> ). En combinant les deux canaux de recherche la significane $S/\sqrt{B}$ passe à $4.7 \sigma$ . . . . .	34
2.3	Rapport de significane $S/\sqrt{B}$ pour différents canaux de fusion de bosons vecteurs (combinaison CMS+ATLAS [13]). Les nombres d'événements de signal et de bruit de fond sont indiqués entre parenthèses. La luminosité intégrée est $L_{int} = 30$ fb <sup>-1</sup> . Les informations sur les gammes de masse peu prometteuses ( $S/\sqrt{B} \ll 5$ ) ne sont pas indiquées (cases vides du tableau). . . . .	35
3.1	Caractéristiques des cristaux de $PbWO_4$ utilisé pour le ECAL . . . . .	52
3.2	Caractéristiques des APD récentes (2002) . . . . .	63
3.3	Caractéristiques des VPT . . . . .	64
4.1	Perte d'énergie par rayonnement synchrotron, sur la ligne H4, pour des électrons de 100 à 280 GeV. . . . .	85
4.2	Fraction d'énergie déposée dans des sous-matrice de 1, $3 \times 3$ et $5 \times 5$ cristaux du prototype simulé (à partir du dessin du prototype 1999). . . . .	95
4.3	Bruit moyen de la matrice prototype 1999, exprimé en MeV et en électrons, lorsque les voies sont équipées ou non d'atténuateurs. Le bruit propre à l'ADC est calculé par soustraction quadratique. . . . .	98
4.4	Bruit corrélé en MeV et en électrons pour les 3 sous-modules. Le sous-module 2 présente un bruit corrélé inférieur aux autres. . . . .	98
4.5	Comparaison des performances du prototype 1999 avec les prérequis de CMS. . . . .	103
4.6	Principaux résultats obtenus sur les cristaux russes et chinois du prototype 2000 ayant été irradiés (voir texte). . . . .	120
5.1	Schéma de fonctionnement de l'interface EUGENIE . . . . .	142
5.2	Dimensions des 17 types de cristaux (en mm). La signification des dimensions (AF, BF, CF ...) est donnée sur la figure 5.9. . . . .	148

# Introduction

Le modèle standard décrit les particules élémentaires constituant la matière et leurs interactions. Cette théorie inclut, à l'exception de la gravité, toutes les forces fondamentales de la nature : l'interaction forte qui assure la cohésion des noyaux atomiques, l'interaction faible responsable de la désintégration  $\beta$  et l'interaction électromagnétique. Les deux dernières interactions peuvent être unifiées, par un même traitement théorique, et constituent l'interaction électrofaible. Le formalisme mathématique du modèle standard repose sur la théorie quantique des champs où les interactions sont véhiculées par des particules élémentaires (les bosons de jauge). Depuis sa conception dans les années soixante par Glashow, Weinberg et Salam, le modèle standard a connu un très grand succès expérimental. Dix ans de mesures de précision au collisionneur électron-positron du LEP n'ont pu mettre en défaut ses prédictions. Cependant ce modèle laisse plusieurs questions en suspens, en particulier au sujet de l'origine des masses. En effet l'existence de particules fondamentales massives (quarks, leptons chargés, bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$ ) et d'autres de masse nulle (comme le photon) n'apparaît pas de façon naturelle dans le modèle standard. La masse est, en théorie, étroitement liée à l'interaction électrofaible. Pour conférer une masse aux particules, il est nécessaire de briser la symétrie de l'interaction électrofaible. Dans le modèle standard cette brisure est réalisée à travers un processus mathématique connu sous le nom de mécanisme de Higgs. D'après ce mécanisme l'univers serait plongé dans un champ de Higgs qui permettrait aux particules interagissant avec celui-ci d'acquérir une masse proportionnelle à l'intensité de l'interaction. Un boson massif supplémentaire est associé avec le champ de Higgs (le champ interagit en fait avec lui même). Toutefois la théorie ne prédit pas la masse de cette particule (elle ne donne que des indications indirectes) et bien qu'elle ait été recherchée activement au LEP au cours de ces dernières années, elle n'a pas encore été mise en évidence. Le LEP a néanmoins permis d'établir une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs à 114.1 GeV (à 95% de degré de confiance). La découverte du boson de Higgs est essentielle pour le modèle standard dont il constitue la clef de voute. Malgré ses succès, le modèle standard ne constitue pas la théorie ultime des particules fondamentales et de leurs interactions. À une énergie au dessus de l'échelle de Planck ( $\sim 10^{19}$  GeV) les effets gravitationnels deviennent importants et le modèle standard doit être remplacé par une théorie plus fondamentale incorporant la gravité. Des considérations théoriques indiquent également que le modèle pourrait ne plus être valable pour une échelle d'énergie  $\Lambda$  située en dessous de l'échelle de Planck. Le modèle standard n'est pas une théorie fondamentale mais bien une théorie effective qui donne une très bonne description des phénomènes physiques intervenant en dessous d'une certaine échelle d'énergie. Le mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible est intimement lié avec l'échelle  $\Lambda$  au delà de laquelle le modèle standard n'est plus valable. Le mécanisme de Higgs est actuellement l'hypothèse (il en existe d'autres) la plus élégante pour expliquer la brisure de la symétrie électrofaible. Ainsi la découverte du boson de Higgs permettrait non seulement de donner une explication à l'origine de la masse, mais également de déterminer l'échelle d'énergie d'une nouvelle physique.

Deux équipements majeurs vont s'atteler, au cours de la prochaine décennie, à la recherche du boson de Higgs (et de tout autre phénomène nouveau pouvant expliquer la brisure de symétrie électrofaible). Il s'agit du collisionneur proton-antiproton situé au Tevatron et du futur grand collisionneur hadronique du CERN, le LHC (Large Hadron Collider). Le LHC, actuellement en cours de construction au CERN, va permettre d'accélérer des faisceaux de protons et de provoquer des collisions de particules à des énergie encore jamais atteintes. Quatre points de

collisions sont prévus, où se situeront des détecteurs de particules. Deux d'entre eux (CMS et ATLAS) sont des expériences généralistes conçues pour un domaine de recherche très étendu, tandis que les deux autres, LHCb et ALICE, sont dédiées, respectivement, à l'étude de la physique du B et des collisions d'ions lourds.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre du développement du détecteur CMS (Compact Muon Solenoid) et porte plus précisément sur les performances du calorimètre électromagnétique (ECAL). Ce calorimètre, constitué d'approximativement 80 000 cristaux scintillants de tungstate de plomb ( $PbWO_4$ ), a pour but de reconstruire avec une très haute précision l'énergie et la position des électrons et des photons produits au sein du détecteur. La mesure de l'énergie de ces particules est de première importance dans l'identification des phénomènes physiques intervenant dans le détecteur. Le boson de Higgs, s'il existe, sera produit au LHC à un taux élevé. Cette particule peut se désintégrer selon plusieurs modes, dépendant de sa masse. Néanmoins, pour un collisionneur hadronique comme le LHC, les canaux de recherche du boson de Higgs les plus intéressants, car les plus "propres" et facile à isoler, sont ceux impliquant les leptons et les photons. Le calorimètre électromagnétique joue donc un rôle primordial dans la recherche du Higgs. Ceci est d'autant plus vrai que l'ajustement des paramètres électrofaibles mesurés expérimentalement (LEP, SLC ...) tend à favoriser un boson de Higgs léger. Or pour une masse inférieure à 130 GeV, la signature la plus claire du boson de Higgs est sa désintégration en deux photons. Le LEP a, par ailleurs, permis de déterminer une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs ( $m_H > 114.1$  GeV à 95 % de niveau de confiance).

La collaboration CMS a misé sur un calorimètre pouvant mettre rapidement en évidence un signal Higgs sur une gamme de masse très large. La résolution en énergie devra être de l'ordre de 0.6% pour des particules incidentes de 100 GeV. Cette performance représente un véritable défi compte tenu des conditions extrêmes de fonctionnement du LHC. Les forts taux de radiation présents dans le détecteur et la fréquence de croisement des faisceaux élevée (40 MHz) imposent des contraintes très fortes, en matière de résistance aux radiations et de rapidité d'acquisition, pour l'ensemble des chaînes de lecture du calorimètre. Ainsi des composants, aux limites des technologies actuelles, ont dû être développés pour les besoins de l'expérience. En particulier un important programme de R&D a été consacré aux cristaux, aux photosenseurs et aux cartes électroniques du ECAL.

L'étude des performances du calorimètre électromagnétique du détecteur CMS constitue le thème principal de cette thèse :

- le premier chapitre présente les principaux aspects théoriques de la physique du boson de Higgs dans le modèle standard. La physique du Higgs, dans le cadre de l'extension supersymétrique du modèle standard, est introduite en fin de chapitre;
- le second chapitre, relié au premier, est consacré à la recherche du boson de Higgs au LHC. Nous décrivons brièvement l'accélérateur LHC ainsi que les deux détecteurs CMS et ATLAS, puis nous présentons le potentiel de découverte de ces détecteurs pour les canaux de recherche du boson de Higgs les plus prometteurs;
- le calorimètre électromagnétique de CMS fait l'objet du troisième chapitre. Après des rappels généraux sur la calorimétrie, nous passons en revue les principaux éléments constituant le ECAL : les cristaux, les photosenseurs (photodiodes à avalanche et phototriodes à vide), la chaîne électronique et le système de monitoring de la lumière de scintillation des cristaux. Nous exposons ensuite les différents paramètres intervenant sur la résolution en énergie du calorimètre. Ces notions nous seront utiles pour le reste de l'exposé. Nous terminons le chapitre en présentant une autre fonction importante du ECAL, la résolution

en position ;

- les deux chapitres suivants constituent le cœur de cette thèse. Le premier est consacré aux tests en faisceau réalisés sur des prototypes de 30 cristaux du calorimètre électromagnétique. Trois aspects essentiels, caractérisant les performances du calorimètre, ont été étudiés : la résolution en énergie, le suivi en lumière des cristaux soumis à de forts flux de radiations et l'électronique de lecture à échantillonnage, dans sa version quasi-finale ;
- le dernier chapitre décrit la simulation réaliste de la partie centrale du calorimètre électromagnétique, que nous avons développé en collaboration avec le bureau d'étude de l'IPN de Lyon. Cette simulation présente un degré de précision élevé et fait maintenant partie intégrante du programme de simulation officiel de CMS. Nous clôturons ce chapitre en présentant une comparaison détaillée de cette simulation avec les expériences réalisées en faisceau.



# Chapitre 1

## Physique du boson de Higgs

### 1.1 Le boson de Higgs dans le Modèle Standard

Le modèle standard [1] décrit les interactions électromagnétiques, faibles et fortes entre les particules élémentaires. C'est une théorie non-abélienne où les interactions sont régies par des symétries locales de jauge. En physique théorique, le principe selon lequel les interactions sont gouvernées par des symétries est fondamental parce que intimement lié aux lois de conservation des quantités physiques (charge électrique, couleur ...). Le modèle standard (MS) est basé sur le produit direct du groupe représentant les états de couleur  $SU(3)_C$  et des groupes de symétrie électrofaible  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Dans cette théorie de jauge, la matière est décrite par des champs de fermions et les différentes interactions par des champs médiateurs auxquels sont associés des particules, les bosons de jauge :

**Secteur de jauge : Spin = 1**

Les bosons de jauge sont des vecteurs de spin 1 appartenant à la représentation adjointe du groupe  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  :

gluons	$G_\mu^i$ ( $i = 1, 8$ ) :	$SU(3)_C$	$g_s$
bosons intermédiaires	$W_\mu^a$ ( $a = 1, 3$ ) :	$SU(2)_L$	$g$
boson abélien	$B_\mu$ :	$U(1)_Y$	$g'$ .

Les constantes de couplage de chaque groupe sont notées  $g_s$ ,  $g$  et  $g'$  respectivement.

Les trois champs de jauge  $W_\mu^a$  composent le triplet, d'isospin  $I=1$ , du groupe de symétrie d'isospin faible  $SU(2)_L$  et le champ isoscalaire ( $I=0$ ) de jauge  $B_\mu$  est associé au groupe d'hypercharge faible,  $U(1)_Y$ . Les bosons physiques chargés  $W_\mu^\pm$  et neutres  $Z_\mu$  et  $A_\mu$  (le photon) sont des combinaisons linéaires de ces champs :

$$\begin{aligned}W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm W_\mu^2) \\Z_\mu &= \cos \theta_W W_\mu^3 + \sin \theta_W B_\mu \\A_\mu &= -\sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu\end{aligned}$$

où  $\theta_W$  est l'angle de mélange reliant les constantes de couplage  $g$  et  $g'$  des groupes de symétrie  $SU(2)_L$  et  $U(1)_Y$  :

$$\begin{aligned}\tan \theta_W &= \frac{g}{g'} \\e &= g \sin \theta_W\end{aligned}$$

**Secteur fermionique :** Spin = 1/2

Dans le secteur électrofaible du modèle standard la matière est constituée de trois familles de quarks et de leptons. Les fermions se regroupent asymétriquement dans des doublets d'isospin faible de chiralité gauche et dans des singulets de fermions droits (violation maximale de la parité de  $SU(2) \otimes U(1)$ ) :

quarks :

$$Q_{\alpha L}^i = \begin{pmatrix} U_{\alpha}^i \\ D_{\alpha}^i \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} u^i \\ d^i \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c^i \\ s^i \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t^i \\ b^i \end{pmatrix}_L$$

$$U_{\alpha R}^i = u_{iR}, c_{iR}, t_{iR}$$

$$D_{\alpha R}^i = d_{iR}, s_{iR}, b_{iR}$$

leptons :

$$L_{\alpha L} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_{\mu} \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_{\tau} \\ \tau \end{pmatrix}_L$$

$$E_{\alpha R} = e_R, \mu_R, \tau_R$$

( $i = 1, 2, 3$  couleurs,  $\alpha = 1, 2, 3$  familles).

**1.1.1 Le mécanisme de brisure de symétrie**

Le boson de Higgs apparaît, dans le modèle standard, lors de la brisure spontanée de symétrie du lagrangien électrofaible [2]. Ce mécanisme de brisure est créé explicitement pour faire apparaître, dans le lagrangien, la masse des quarks, des leptons chargés et des bosons  $W^{\pm}$  et  $Z^0$ .

Le mécanisme de Higgs est introduit ici dans le cas simple du groupe  $U(1)$ . Nous abordons ensuite brièvement l'extension de ce mécanisme au cas de  $SU(2)$  et du lagrangien électrofaible<sup>1</sup>.

**Introduction du mécanisme de Higgs**

Considérons un champ scalaire réel  $\phi$ . L'expression la plus générale du lagrangien invariant sous  $U(1)$  est donnée par :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_{\mu}\phi)^2 - \left(\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4\right) \tag{1.1}$$

Le deuxième terme entre parenthèses représente le potentiel scalaire  $V(\phi)$ . Les puissances impaires de  $\phi$  sont proscrites si l'on requiert que le lagrangien soit invariant globalement. De plus, pour que la théorie reste renormalisable le potentiel ne peut comporter de puissances au delà de  $\phi^4$  (terme d'interaction des particules scalaires entre elles).

Le lagrangien n'est pas invariant sous une symétrie de jauge locale, pour cela on remplace le champ réel par un champ scalaire complexe  $\phi = 1/\sqrt{2}(\phi_1 + i\phi_2)$  et on introduit un champ de jauge  $A_{\mu}$  et la dérivée covariante  $D_{\mu} = \partial_{\mu} - ieA_{\mu}$ . Le lagrangien de l'équation 1.1 devient, après transformations,

$$\mathcal{L} = (\partial^{\mu} + ieA^{\mu})\phi^{*}(\partial^{\mu} - ieA^{\mu})\phi - \mu^2\phi^{*}\phi - \lambda(\phi^{*}\phi)^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{1.2}$$

<sup>1</sup>Pour l'élaboration de cette introduction au mécanisme de brisure de symétrie, nous nous sommes inspirés des références suivantes : [3], [4], [5] et [6]

où le tenseur  $F_{\mu\nu}$  est le terme cinétique du champ  $A_\mu$ , qui n'est autre que le générateur du group  $U(1)$ . Ce lagrangien est invariant sous une transformation locale de jauge du groupe  $U(1)$ ,

$$\phi \rightarrow e^{i\alpha(x)} \phi. \quad (1.3)$$

Le potentiel

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^* \phi + \lambda (\phi^* \phi)^2 \quad (1.4)$$

a un profil différent selon les signes de  $\mu^2$  et de  $\lambda$ . Le cas où  $\mu^2 > 0$  est analogue au lagrangien QED d'une particule scalaire chargée (avec un terme en  $\phi^4$  supplémentaire) et ne nous intéresse pas pour expliquer l'origine des masses, tandis que la solution  $\lambda < 0$  (potentiel tendant vers  $-\infty$ ) n'est pas physique. On considère donc le cas où  $\lambda > 0$  et  $\mu^2 < 0$ ; le potentiel correspondant est représenté sur la figure 1.1. Le potentiel n'est pas stable pour  $\phi = 0$ , les minima se trouvent sur un cercle de rayon  $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$ . Toute l'astuce du mécanisme de Higgs va être de développer le lagrangien (1.2) autour d'un de ces minima d'énergie. Par exemple, on peut choisir l'état fondamental  $\phi_0$ , avec  $\phi_1 = v$  et  $\phi_2 = 0$ , et effectuer le changement de variables,

$$\phi(x) = \sqrt{\frac{1}{2}}(v + h(x) + i\epsilon(x)) \quad (1.5)$$

où  $h(x)$  et  $\epsilon(x)$  sont de nouveaux champs. Le fait de choisir un minimum (plutôt qu'un autre) est ce que l'on appelle la brisure spontanée de la symétrie. Celle-ci ne disparaît pas pour autant du lagrangien, elle est toujours présente mais dite "cachée". En réécrivant le lagrangien on voit apparaître deux particules massives  $h(x)$  et  $A_\mu$  et une particule de masse nulle  $\epsilon(x)$  (le boson de Goldstone). On peut faire disparaître cette dernière en choisissant une transformation de jauge particulière :

$$\phi(x) \rightarrow \sqrt{\frac{1}{2}}(v + h(x))e^{i\epsilon(x)/v}. \quad (1.6)$$

Le lagrangien (1.2) devient alors,

$$\mathcal{L}' = \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - \lambda v^2 h^2 + \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu^2 - \lambda v h^3 - \frac{1}{4}\lambda h^4 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + (\text{termes d'interaction}) \quad (1.7)$$

Ce lagrangien décrit deux particules massives interagissant entre elles, un boson de jauge  $A_\mu$  de masse  $m_A = ev$  et une particule scalaire  $h$ , qui n'est rien d'autre que le boson de Higgs, de masse  $m_H = \sqrt{2\lambda}v$  (et de spin 0), où  $v$  est la densité moyenne d'énergie dans le vide.

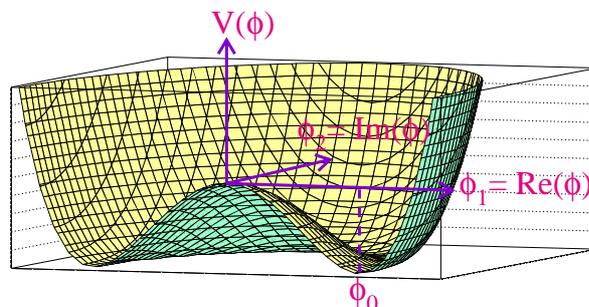


FIG. 1.1 – Potentiel  $V(\phi)$  pour  $\mu^2 < 0$  et  $\lambda > 0$ .

### Le mécanisme de Higgs dans $SU(2) \otimes U(1)$

L'exemple précédent a pour seul but de montrer comment en brisant la symétrie de  $U(1)$  on peut donner une masse à un boson de jauge en faisant apparaître le champ de Higgs. Ce mécanisme peut-être reproduit dans la symétrie de jauge  $SU(2)$  avec un doublet de champ scalaire complexe. Le lagrangien décrit alors trois champs massifs  $W_\mu^a$  et un boson de Higgs scalaire<sup>2</sup>. Ce traitement n'est cependant pas suffisant pour expliquer l'origine des masses des bosons vecteur  $W^\pm$  et  $Z^0$  et du secteur fermionique. Pour cela il faut se placer dans  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  et considérer l'ensemble du lagrangien électrofaible (modèle de Weinberg-Salam) :

$$\mathcal{L}_{ew} = \mathcal{L}_{jauge} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (1.8)$$

Le lagrangien  $\mathcal{L}_{jauge}$  contient l'énergie cinétique des bosons de jauge des groupes d'isospin faible et d'hypercharge ( $W_\mu^a$  et  $B_\mu$ ), l'énergie cinétique des leptons et des quarks ainsi que les termes d'auto-couplage des bosons et d'interaction des fermions avec les bosons de jauge :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ew} = & -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \\ & + \bar{L}\gamma^\mu(\partial_\mu - ig\frac{\tau^a}{2} \cdot W_\mu^a - ig'\frac{Y}{2}B_\mu)L + \bar{R}\gamma^\mu(\partial_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu)R \end{aligned} \quad (1.9)$$

Les matrices de Pauli  $\tau^a$  et l'opérateur  $Y$  sont les générateurs des groupes de transformation de jauge  $SU(2)_L$  et  $U(1)_Y$ , respectivement. La notation condensée,  $L$ , représente un doublet de fermions (lepton ou quark) de chiralité gauche, et  $R$  un singulet droit de fermion.

Les bosons de jauge acquièrent une masse en interagissant avec le champ de Higgs contenu dans la partie scalaire du lagrangien  $\mathcal{L}_{ew}$ ,

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - V(\phi) \quad (1.10)$$

où  $\phi$  est un doublet d'isospin de quatre champs réels  $\phi_i$ , d'hypercharge  $Y = 1$  :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

et

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\frac{\tau^a}{2} \cdot W_\mu^a - ig'\frac{Y}{2}B_\mu.$$

Le potentiel  $V(\phi)$  est le même que (1.4), avec  $\mu^2 < 0$  et  $\lambda > 0$ . Tout comme précédemment on développe  $\phi$  autour d'un minimum d'énergie du potentiel,

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad \text{avec } v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}.$$

Le doublet s'écrit alors, pour de faibles perturbations,

$$\phi(x) = \frac{e^{i\vec{\tau}\cdot\vec{\epsilon}(x)/v}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}.$$

---

<sup>2</sup>Trois bosons de Goldstone sont également produits dans l'opération mais sont transformés en polarisation longitudinale des bosons vecteurs massifs.

Grâce à l'invariance de jauge, on peut, de manière analogue à (1.3), substituer l'expression

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

dans le lagrangien  $\mathcal{L}_{Higgs}$ . Ainsi les trois champs de Goldstone,  $\vec{\epsilon}(x)$ , sont absorbés dans le lagrangien et des termes de masse sont générés pour les bosons physiques  $W^\pm$  et  $Z^0$ . Le boson de Higgs, cependant, ne se couple pas au photon et la masse de celui-ci est nulle. Ce résultat, conforme aux observations expérimentales, découle de la construction mathématique particulière du modèle et n'est pas une prédiction. En effet, les états qui diagonalisent la matrice de masse des termes quadratiques en  $W_\mu^3$  et  $B_\mu$  du lagrangien, sont choisis de façon à faire apparaître un champ  $A_\mu$  de masse nulle et un champ  $Z_\mu$  massif. Les termes de masse créés par le mécanisme de Higgs sont les suivants :

$$M_W = \frac{1}{2}vg \quad M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \quad M_\gamma = 0 \quad \text{et} \quad M_H = \sqrt{2\lambda v^2}. \quad (1.13)$$

La densité d'énergie  $v$  peut être déterminée par la relation suivante,

$$v = \left( \frac{1}{\sqrt{2}G_F} \right)^{\frac{1}{2}} = 246 \text{ GeV}$$

où  $G_F$  est la constante de Fermi. Cependant, le modèle de Weinberg et Salam ne permet de faire aucune prédiction précise sur la constante de couplage  $\lambda$ , la masse du boson de Higgs n'est donc pas connue. Cependant, il existe des limites théoriques et expérimentales qui donnent un encadrement de la masse du boson de Higgs (voir le paragraphe 1.1.4).

Les masses des fermions sont générées à partir du lagrangien  $\mathcal{L}_{Yukawa}$  de l'équation (1.8),

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = y_{\alpha\beta}^L \bar{L}_\alpha E_\beta \phi + y_{\alpha\beta}^D \bar{Q}_\alpha D_\beta \phi + y_{\alpha\beta}^U \bar{Q}_\alpha U_\beta \phi + (\text{hermitiens conjugués}). \quad (1.14)$$

Les termes  $y_{\alpha\beta}$  sont les matrices de couplage, dites de Yukawa, entre les fermions et le boson de Higgs. Le doublet  $\phi$  est le même que précédemment (1.12), le mécanisme de Higgs est analogue et permet de générer les masses des fermions droits et des membres inférieurs des doublets d'isospin gauche. Afin de générer également la masse des quarks supérieurs de ces doublets, il est nécessaire d'introduire le champ d'hypercharge  $Y = -1$ ,

$$\phi_c = -i\tau_2 \phi^* \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + h \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Ce champ supplémentaire n'est pas appliqué sur la partie leptonique (les neutrinos droits n'existent pas).

Les fermions acquièrent une masse proportionnelle à leurs constantes de couplage de Yukawa correspondantes,

$$M_{\alpha\beta}^k = \frac{y_{\alpha\beta}^k v}{\sqrt{2}} \quad (k = l, u, d).$$

Cependant ces constantes (3 pour les leptons chargés et 6 pour les quarks) sont arbitraires, les masses des fermions ne sont donc pas prédites par le modèle. Les constantes de couplage de Yukawa sont alors fixées de façon à reproduire les masses des fermions mesurées expérimentalement.

Malgré son manque de prédictivité, le mécanisme de Higgs permet d'introduire de façon élégante les masses des fermions et des bosons de jauge, tout en préservant la renormalisation de la théorie de jauge électrofaible grâce à l'apparition d'une nouvelle particule, le boson de Higgs. Cette particule a été activement recherchée depuis plusieurs années, d'abord au collisionneur leptonique du LEP, actuellement au Tevatron (collisionneur  $p\bar{p}$ ) et dans un futur proche au LHC.

Nous présentons dans les parties suivantes quelques unes des propriétés du boson de Higgs du Modèle Standard : mécanismes de production au LHC, modes de désintégration et limites sur la masse du Higgs.

### 1.1.2 Modes de production

Les modes de production du boson de Higgs dépendent du type de collisionneur utilisé (hadronique ou leptonique). Dans cette partie nous présentons les modes de production les plus importants pour le LHC (collisionneur p-p).

**Fusion de gluons** – Le processus de fusion de gluons,  $gg \rightarrow h$  (*cf.* fig. 1.2) est le mode dominant de production au LHC, pour l'ensemble de la gamme de masses (jusqu'au TeV). Le couplage des gluons au Higgs, non coloré, se fait à travers une boucle de quarks (essentiellement quarks top ou bottom).

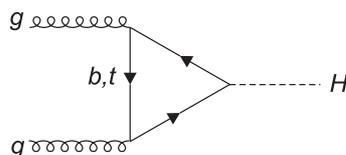


FIG. 1.2 – Diagramme de production du boson de Higgs par le processus de fusion de gluons.

**Fusion W et Z** – Pour des  $M_H < 500$  GeV, la section efficace de production du Higgs par le processus  $qq \rightarrow V^*V^*qq \rightarrow Hqq$  est plus faible d'un ordre de grandeur par rapport à la production par fusion de gluons. Ce processus (fig. 1.3) devient compétitif pour les masses très élevées du boson de Higgs.

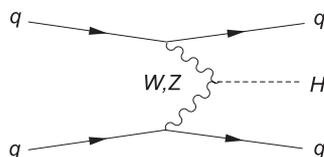


FIG. 1.3 – Production du Higgs par la fusion de boson W ou Z.

**Higgsstrahlung** :  $q\bar{q} \rightarrow V^* \rightarrow VH$ . Ce processus (*cf.* fig. 1.4) est surtout important pour des masses de Higgs inférieures à 200 GeV, bien qu'il reste inférieur de un ou deux ordres de grandeur par rapport au mode de fusion gluon-gluon.

**Production associée** – Les modes de production  $q\bar{q}, gg \rightarrow b\bar{b}H$  et  $q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t}H$  ont des sections efficaces du même ordre que le Higgsstrahlung. La production du Higgs en association

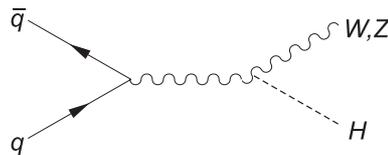


FIG. 1.4 – Higgsstrahlung.

avec une paire  $t\bar{t}$  est particulièrement intéressante pour la recherche d'un Higgs léger ( $M_H < 130$  GeV).

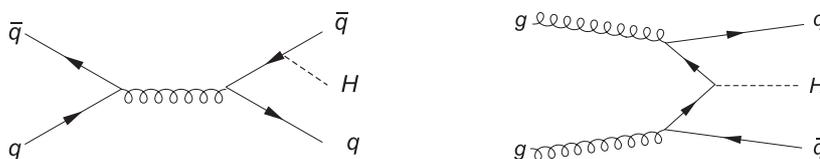


FIG. 1.5 – Modes de production associée ( $b\bar{b}H$ ,  $t\bar{t}H$ ).

Les principales sections efficaces de production du boson de Higgs au LHC sont représentées sur la figure 1.6 en fonction de la masse de celui-ci. Toutes les corrections QCD et QED connues ont été incluses dans le calcul des sections efficaces, à l'exception des corrections QCD pour la production associée.

### 1.1.3 Modes de désintégration

Le couplage du Higgs aux bosons de jauge est proportionnel au carré de leur masse,

$$g_{VVH} = 2(\sqrt{2}G_F)^{\frac{1}{2}}M_V^2 \quad (V = W, Z)$$

et le couplage entre le Higgs et les fermions est proportionnel à la masse de ces derniers :

$$g_{VfH} = (\sqrt{2}G_F)^{\frac{1}{2}}m_f.$$

Ainsi le boson de Higgs se couple préférentiellement avec les particules les plus lourdes du MS : les bosons de jauge W et Z, les quarks top et bottom. Les modes de désintégration du boson de Higgs qui font intervenir ces particules sont donc dominants (si cinématiquement possible). Le boson de Higgs ne comportant ni charge électrique ni charge de couleur, ne peut se coupler directement aux photons ou aux gluons. Cependant la désintégration du Higgs en paires de photons ou de gluons demeure possible par l'intermédiaire d'une boucle fermionique (le quark top contribue très fortement à ce processus de par sa masse élevée).

En première approximation la largeur de désintégration du boson Higgs en paire de fermions est proportionnelle à  $m_f^2 M_H$ , tandis qu'elle est en  $M_H^3$  dans la voie  $H \rightarrow VV$ . La largeur totale de désintégration du Higgs en fonction de sa masse est montrée sur la figure 1.7. En dessous de 150 GeV, la largeur du Higgs est relativement petite ( $< 10$  MeV). Cependant, dès que la désintégration en paires de bosons W ou Z devient cinématiquement importante ( $M_H > 150$  GeV) la largeur du Higgs augmente rapidement de plusieurs ordres de grandeur

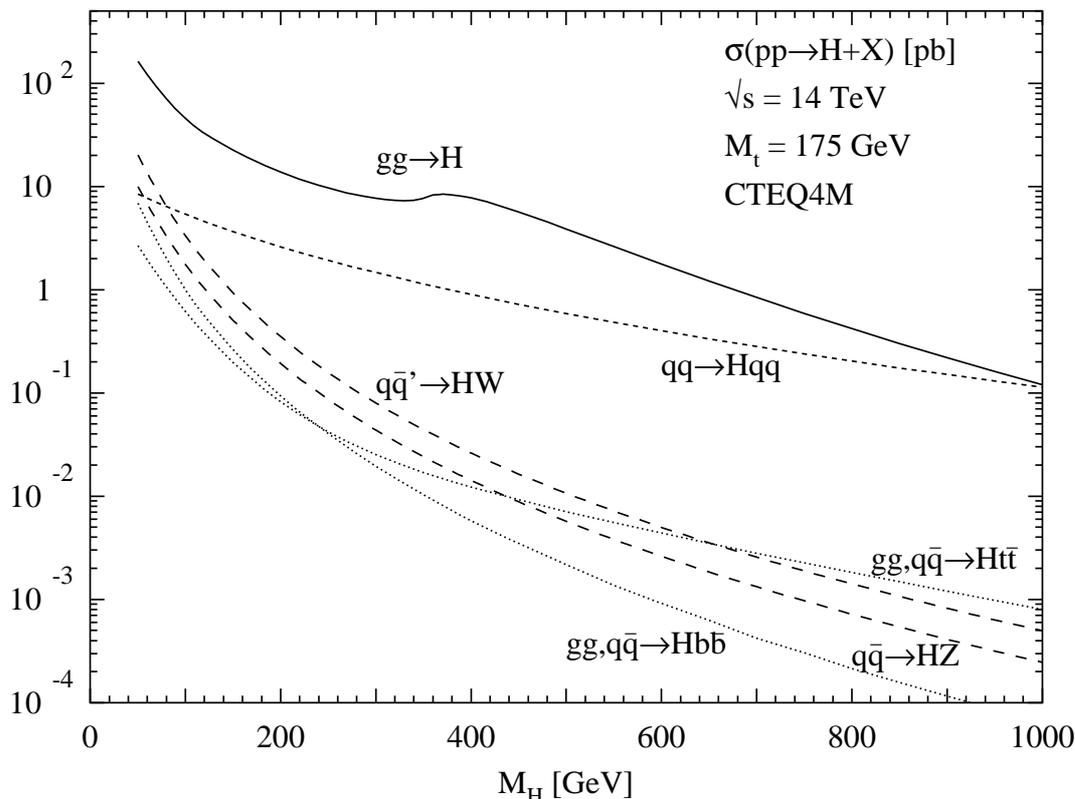


FIG. 1.6 – Principales sections efficaces de production, dans le modèle standard, du boson de Higgs au LHC en fonction de sa masse. [7]

(elle est de 1 GeV pour  $M_H = 200$  GeV et d'environ 600 GeV pour  $M_H$  de l'ordre du TeV). Pour  $M_H > 600$  GeV, la masse invariante du boson de Higgs s'étale sur plusieurs centaines de GeV. La signature du Higgs s'observe alors comme un excès d'événements sur une gamme de masse très large.

La figure 1.8 montre les rapports de branchement en fonction de la masse du Higgs. Lorsque celle-ci augmente, de nouvelles voies de désintégration apparaissent aux dépens des voies de désintégration en des particules plus légères. En dessous de 150 GeV le processus de désintégration largement dominant est la voie  $H \rightarrow b\bar{b}$ . Le canal de désintégration le plus probable suivant ( $\tau^+\tau^-$ ) est un ordre de grandeur plus faible, dans cette gamme d'énergie. Pour un boson de Higgs de masse intermédiaire ( $90 < M_H < 150$  GeV), les voies de désintégration  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et  $H \rightarrow Z\gamma$  apparaissent. Les rapports de branchement sont très faibles ( $\simeq 10^{-3}$ ) par rapport à la voie  $b\bar{b}$ , cependant ces processus se distinguent nettement du bruit de fond QCD et sont des candidats de première importance pour la recherche du boson de Higgs. Au delà de 150 GeV les voies de désintégration  $WW$  ou  $ZZ$  (bosons réels ou en dehors de leur couche de masse) sont dominantes. Le rapport de branchement  $ZZ^*$  présente un creux lorsque le canal  $WW$ , où les deux  $W$  sont réels, s'ouvre. Le boson de Higgs commence à pouvoir se désintégrer en paire  $t\bar{t}$  à partir de  $\sim 350$  GeV, mais ce canal reste environ un ordre de grandeur inférieur aux canaux  $WW$  et  $ZZ$ .

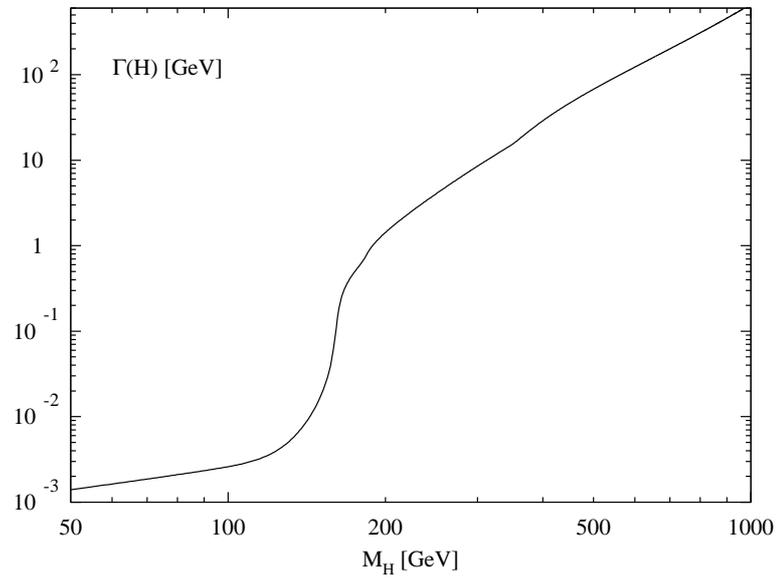


FIG. 1.7 – Largeur totale de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse [7].

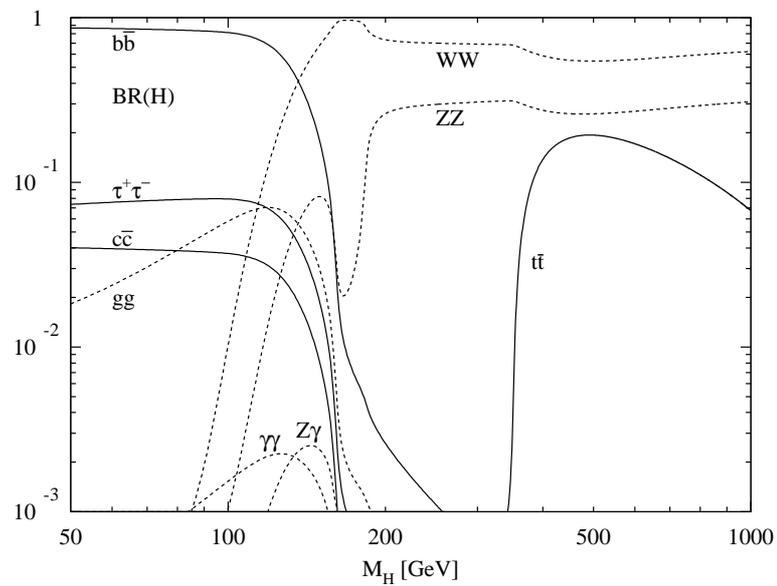


FIG. 1.8 – Rapports de branchement des processus de désintégration dominant du Higgs standard [7].

### 1.1.4 Limites sur la masse du boson de Higgs

#### Limites théoriques

La théorie ne donne aucune prédiction sur la masse du boson de Higgs, cependant des contraintes peuvent être établies en fonction de l'échelle d'énergie maximale  $\Lambda$  jusqu'à laquelle on suppose le modèle standard valable. En effet, la masse du Higgs est proportionnelle à sa constante d'auto-interaction  $\lambda$  (voir eq. 1.13), et celle-ci évolue en fonction de l'échelle d'énergie  $\mu^2$ , d'après la relation approchée (équation du groupe de renormalisation) :

$$\lambda(\mu^2) \simeq \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3\lambda(v^2)}{8\pi^2} \log \frac{\mu^2}{v^2}} \quad (1.15)$$

Il existe donc une énergie, le pôle de Landau,  $\mu^2 = Q_{LP}^2 = v^2 e^{8\pi^2/3\lambda(v^2)}$  pour laquelle ce couplage est infini. Plus le Higgs possède une masse élevée et plus le pôle est bas en énergie. L'échelle  $\Lambda$  est définie comme étant l'énergie (très proche du pôle de Landau) à partir de laquelle le couplage devient important au point qu'il est impossible de réaliser des calculs perturbatifs et donc d'effectuer des prédictions dans le cadre du modèle standard. La théorie perd donc sa prédictivité pour les masses élevées du Higgs. Cela signifie aussi, en prenant le problème dans l'autre sens, qu'en considérant le modèle standard valable jusqu'à l'échelle  $\Lambda$ , il est possible de fixer une limite supérieure sur  $M_H$ . Ainsi, la masse du Higgs doit être inférieure à environ 600 GeV si l'on suppose que la frontière entre le modèle standard et la "nouvelle physique" se situe à  $\Lambda \sim 1$  TeV. De même en considérant que le MS est valable jusqu'à l'échelle de Planck<sup>3</sup> ( $10^{19}$  GeV), alors la limite supérieure sur  $M_H$  est  $180 \pm 4 \pm 5$  GeV, où la première erreur indique l'incertitude théorique et la seconde l'incertitude sur la mesure du quark top<sup>4</sup> [8] [9].

La masse du Higgs est également contrainte par la stabilité du minimum du vide [10]. Le minimum du potentiel  $V(\phi)$  doit rester un minimum global, au moins jusqu'à l'échelle d'énergie  $\Lambda$ , pour que la théorie ne diverge pas. Cela revient à imposer que  $\lambda(\Lambda)$  soit toujours positif, ce qui résulte en une limite inférieure sur la masse du Higgs. L'évolution de la constante d'auto-interaction  $\lambda(\mu^2)$  donnée par (1.15) ne tient pas compte des contributions des boucles de quarks top et de bosons de jauge. Un calcul plus précis montre que cette constante peut devenir négative (et donc rendre le vide électrofaible instable, voir la figure 1.9), à une échelle d'énergie donnée, si la masse du Higgs est située en dessous d'un certain seuil [11]. Le quark top a une forte influence sur la détermination de cette limite, sa masse élevée a tendance à faire tendre le potentiel  $V(\Phi)$  vers  $-\infty$ . Cet effet est compensé ( $\lambda$  redevient positif) par la masse du Higgs si celle-ci est suffisante. Par exemple, si  $\lambda$  reste positif jusqu'à l'échelle  $\Lambda = 10^{15} - 10^{19}$  alors [11] [5],

$$M_H > 194 + 2.1(m_t - 174.3) - 4.5 \frac{\alpha(m_Z) - 0.119}{0.006} \text{ GeV.}$$

La figure 1.10 montre les limites sur la masse du Higgs en fonction de  $\Lambda$ . La courbe du haut correspond aux limites supérieures de masse du Higgs, pour lesquelles le modèle standard n'est plus perturbatif à l'échelle  $\Lambda$ . La bande inférieure indique la limite donnée par les critères de stabilité du vide, en fonction de  $\Lambda$ . L'épaisseur de chaque bande correspond aux incertitudes théoriques calculées pour  $m_t = 175$  GeV et  $\alpha_s = 0.118$ . On remarque, en observant cette

<sup>3</sup>L'échelle à laquelle l'interaction gravitationnelle est du même ordre que les autres forces fondamentales.

<sup>4</sup> $m_t = 174.3 \pm 5.1$  GeV [14].

figure, que si le boson de Higgs existe et que sa masse est comprise entre 130 et 200 GeV, alors le modèle standard pourrait être valable jusqu'à l'échelle de Planck. En revanche, pour un Higgs entre 110 et 120 GeV, de la nouvelle physique apparaît pour des énergies de l'ordre de  $10^6 - 10^7$  GeV.

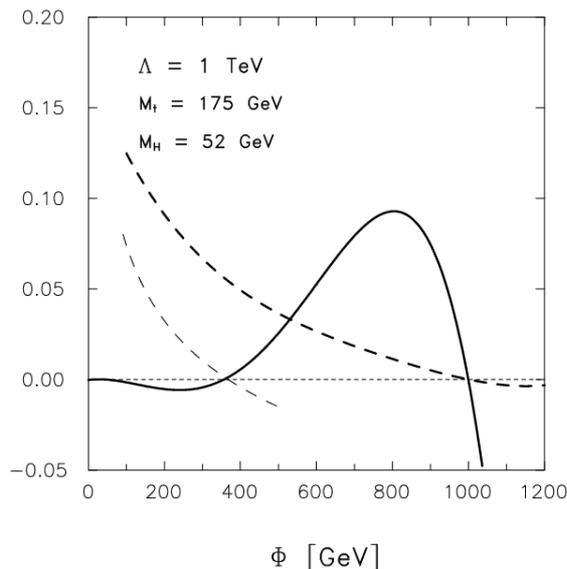


FIG. 1.9 – Exemple de potentiel effectif instable (courbe pleine), pour les paramètres  $\Lambda$ ,  $m_t$  et  $M_H$  indiqués. Le potentiel effectif est calculé en tenant compte des contributions des boucles du quark top et des bosons  $W$  et  $Z$  [12].

### Limites expérimentales indirectes

Les mesures de précisions électrofaibles (LEP, SLC, Tevatron ...) permettent de vérifier la validité du modèle standard et de contraindre les paramètres libres du modèle [14]. Ces mesures sont sensibles au carré de la masse du quark top  $m_t$ , et varient logarithmiquement avec la masse du boson de Higgs. Ainsi il est possible d'établir, à partir des mesures des paramètres de la théorie, des limites expérimentales sur la masse du Higgs.

Les mesures des paramètres fondamentaux du modèle standard sont montrées sur la figure 1.11. Le "pull" est déterminé en effectuant un ajustement sur tous les paramètres et en calculant l'écart entre la valeur mesurée et la mesure ajustée, normalisé par l'erreur. L'ensemble des valeurs du "pull" permet de tester la compatibilité entre les prédictions du modèle et les mesures expérimentales. On constate le bon accord général, inférieur à deux sigma, sur la plupart des paramètres (à l'exception de l'asymétrie polaire avant-arrière des quarks  $A_{fb}^{0,b}$  et de l'angle de mélange  $\sin^2 \theta_W$ ).

Les données peuvent également être utilisées dans le cadre du modèle standard pour déterminer, de façon indirecte, les masses du quark top et du boson  $W$ , que l'on peut ensuite comparer avec les mesures directes réalisées aux collisionneurs  $p\bar{p}$  (Tevatron) et à LEP-II. Les mesures indirectes sont effectuées en ajustant tous les paramètres du modèle standard, sauf  $m_t$  et  $m_W$  que l'on laisse comme paramètres libres. La figure 1.12(a) montre la comparaison entre les mesures directes et indirectes de la masse du top et du boson  $W$ . Les prédictions du MS sur la

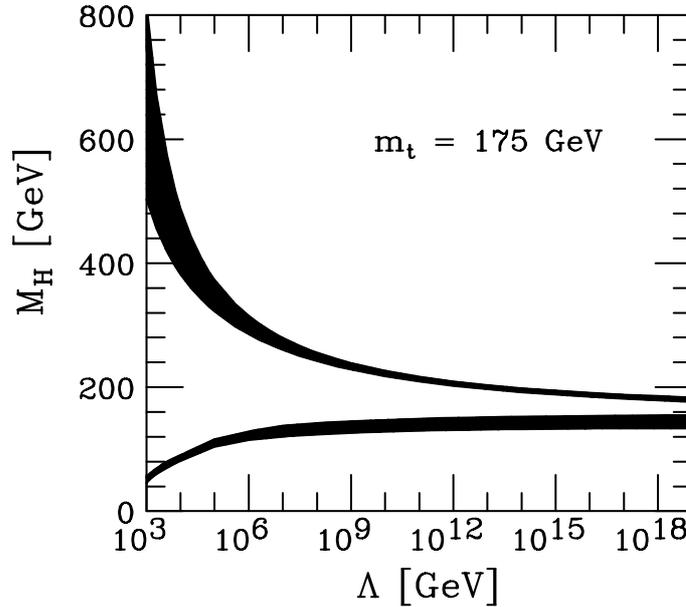


FIG. 1.10 – Limites théoriques sur la masse du Higgs. Les bornes supérieures et inférieures sont tracées en fonction de l'énergie de coupure  $\Lambda$  (échelle d'énergie jusqu'où le modèle standard reste valable). La largeur de chaque bande représente les incertitudes théoriques [13].

masse du Higgs entre 114 et 1000 GeV apparaissent également sur cette figure. On constate que les mesures directes et indirectes sur  $m_t$  et  $m_W$  sont en bon accord et tendent à favoriser un boson de Higgs de faible masse.

La contrainte la plus forte sur la masse du Higgs est obtenue quand toutes les données sont utilisées dans l'ajustement du modèle standard. La figure 1.12(b) montre l'évolution du  $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$  de cet ajustement en fonction de la masse du Higgs. La courbe pleine est calculée en prenant  $\Delta\alpha_{had}^{(5)}(m_Z^2) = 0.02761 \pm 0.00036$ . Ce paramètre<sup>5</sup> a une influence importante sur le minimum de la courbe  $\Delta\chi^2$  et donc sur la valeur la plus probable de  $m_H$ . La bande sombre encadrant la courbe représente l'incertitude due aux corrections d'ordre élevé qui ne sont pas prises en compte. La masse du Higgs estimée de cette manière est  $m_H = 88_{-35}^{+53}$  GeV. La limite supérieure, à 95% de niveau de confiance, est de 196 GeV. Cette figure montre une autre courbe (en pointillés) calculée en prenant une évaluation plus théorique du terme  $\Delta\alpha_{had}^{(5)}(m_Z^2)$ . La masse du Higgs, après ajustement, est  $m_H = 106_{-38}^{+57}$  GeV, avec une limite supérieure de 222 GeV, à 95% de niveau de confiance.

### Limites expérimentales directes

Le collisionneur  $e^+e^-$  du LEP a permis d'effectuer des recherches directes du boson de Higgs au cours de la dernière décennie. Les diagrammes de production du boson de Higgs au LEP sont dominés par le processus  $e^+e^- \rightarrow HZ$  (Higgsstrahlung). Pour les faibles masses, le Higgs se désintègre préférentiellement (74% à 115 GeV) en paire  $b\bar{b}$ . Contrairement au LHC, où le fond QCD est important, la signature  $b\bar{b}$  est un canal prioritaire de recherche du Higgs au LEP.

<sup>5</sup>Le paramètre  $\Delta\alpha_{had}^{(5)}(m_Z^2)$  correspond à la contribution des quarks légers aux corrections radiatives au propagateur du photon  $\alpha(m_Z^2)$ .

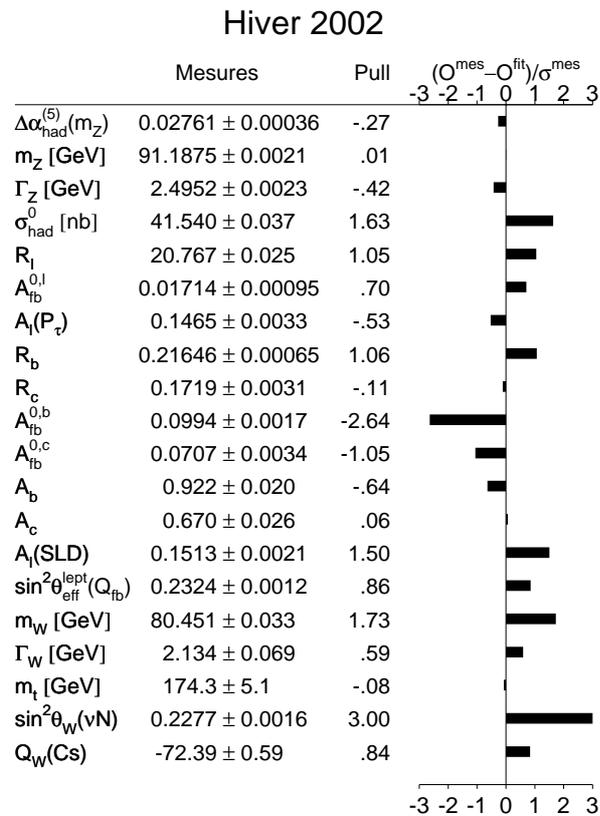


FIG. 1.11 – Mesures expérimentales des paramètres fondamentaux du modèle standard. Le “pull” permet de tester la consistance du modèle [14].

Les résultats du LEP ont permis de déterminer une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs  $m_H > 114.1$  GeV à 95% de niveau de confiance (toutes expériences<sup>6</sup> confondues) [15]. Bien que le Higgs n’ait pas été découverte au cours de la durée de vie du LEP, un excès d’événements a été observé lorsque l’énergie au centre de masse du collisionneur a dépassé les 206 GeV. L’analyse de ces données a montré une préférence pour un boson de Higgs avec une masse de 115.6 GeV, avec une probabilité que le bruit de fond engendre les effets observés de 3.4% [16]. Le nombre de candidats potentiels par rapport au bruit de fond, n’est, cependant, pas assez élevé pour prétendre à une découverte (la figure 1.13 donne un exemple de candidat Higgs dans le canal  $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ ).

Le rapport de vraisemblance  $Q = L_{(\text{signal}+\text{bruit})}/L_{\text{bruit}}$  (où  $L$  est la vraisemblance) permet de tester la compatibilité des données observées avec une hypothèse bruit de fond seul ou bruit de fond + signal. Le rapport  $-2 \ln Q$  est souvent utilisé car il correspond, lorsque la statistique est élevée, à la différence en  $\chi^2$  entre les deux hypothèses. La figure 1.14 montre le logarithme du rapport de vraisemblance  $-2 \ln Q$ , attendu et observé, en fonction de la masse du Higgs  $m_H$ , pour la combinaison des données des quatre détecteurs du LEP. La ligne pleine correspond aux observations ; la ligne tiretée et la ligne en traits/pointillés correspondent, respectivement,

<sup>6</sup>Les quatre détecteurs du LEP étaient : Aleph, Delphi, L3 et Opal.

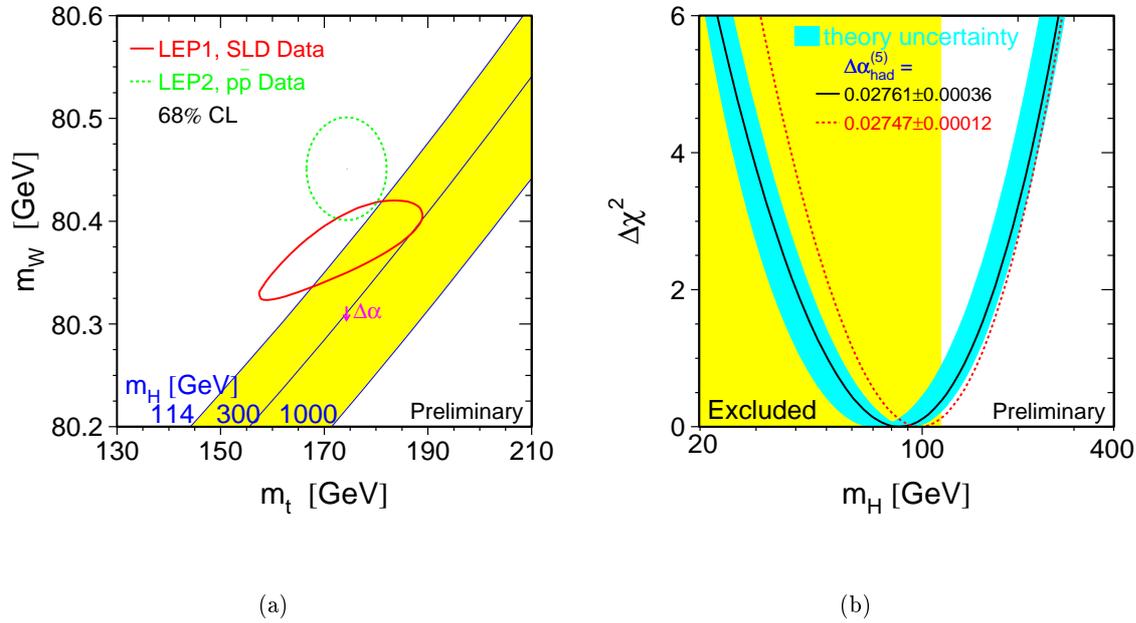


FIG. 1.12 – (a) Comparaison entre les mesures indirectes de  $m_W$  et  $m_t$  (ligne pleine) et les mesures directes (ligne en pointillés) [14]. Les contours correspondent à des régions compatibles à 68% de niveau de confiance. La figure indique également la relation entre les masses mesurées pour différentes masses du Higgs. On constate qu'un Higgs de faible masse est favorisé [14]. (b) Évolution de  $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$  en fonction de la masse du Higgs  $m_H$ . La ligne pleine correspond à un ajustement de tous les paramètres du MS. La bande représente l'estimation des erreurs théoriques dues aux corrections d'ordre élevé manquantes. La zone verticale grise correspond à la limite d'exclusion expérimentale (recherche directe), à 95% de niveau de confiance, sur la masse du Higgs. La courbe en pointillés est obtenue en prenant une valeur plus théorique du paramètre  $\Delta\alpha_{had}^{(5)}(m_Z^2)$  [14].

aux prévisions de bruit de fond moyen et de bruit de fond + signal. Enfin, la bande foncée (claire) représente la déviation standard de  $\pm 1\sigma$  ( $\pm 2\sigma$ ) du bruit de fond attendu. La courbe  $-2 \ln Q$  observée présente un minimum pour  $m_H = 115.6$  GeV (maximum du rapport de vraisemblance) indiquant une déviation de  $-2.88$  par rapport à l'hypothèse du bruit de fond seul.

La statistique accumulée au LEP, avant sa fermeture, n'a pas été suffisante pour déterminer si le signal observé était effectivement une indication d'une découverte (incompatibilité, du signal observé, de 5  $\sigma$  par rapport au bruit de fond attendu) ou pas. Il faudra attendre les résultats des collisionneurs hadroniques (Tevatron et LHC) pour confirmer (ou infirmer) cette hypothèse.

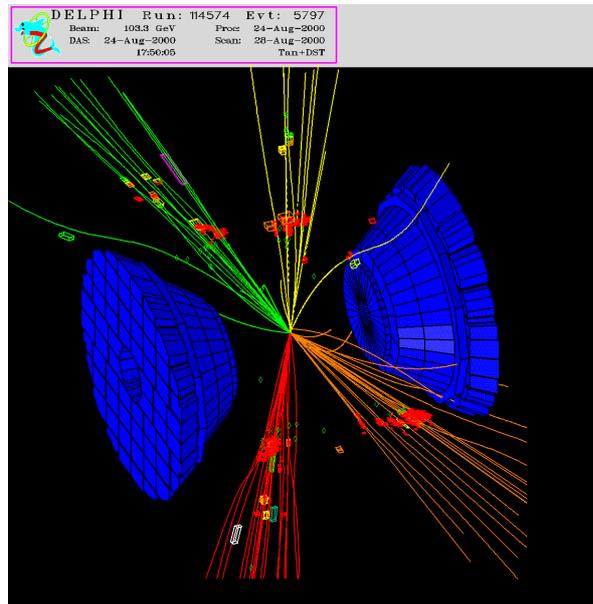


FIG. 1.13 – Candidat Higgs, observé à Delphi, dans le canal  $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ . Deux des jets correspondent à  $M_Z$  et les deux autres pourraient être attribués au boson de Higgs.

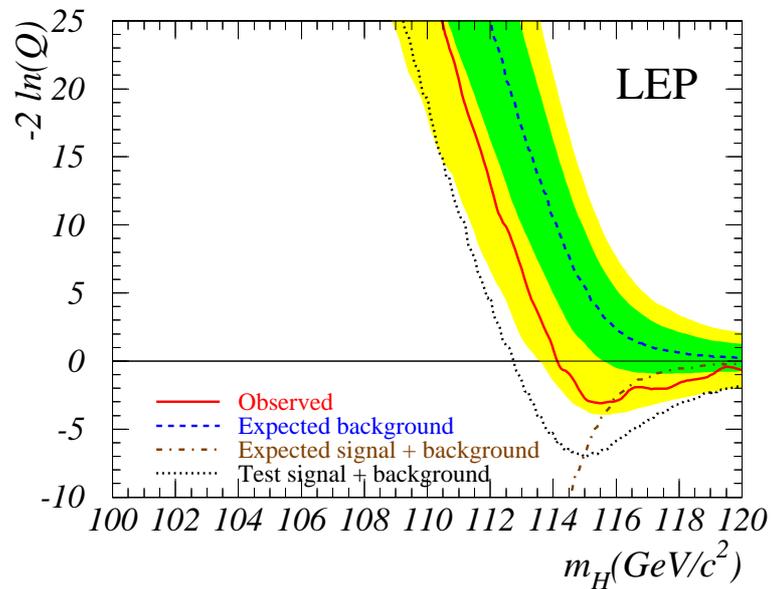


FIG. 1.14 – Évolution du rapport de vraisemblance,  $-2 \ln Q$ , attendu et observé en fonction de la masse du Higgs  $m_H$ , obtenu pour la combinaison des données de toutes les expériences du LEP. La bande foncée (claire) représente la déviation standard de  $\pm 1\sigma$  ( $\pm 2\sigma$ ) du bruit de fond attendu. Le maximum de vraisemblance est obtenu pour une masse du Higgs de 115.6 GeV. La courbe test en pointillés est en exemple de ce que l'on pourrait observer en présence d'un signal Higgs de 115 GeV [16].

## 1.2 Bosons de Higgs et Supersymétrie

### 1.2.1 Limites du Modèle Standard

La construction du modèle standard résulte de nombreux efforts théoriques et expérimentaux. L'énorme succès de ce modèle est indéniable, de part la précision de ses prédictions par rapport aux données expérimentales. Toutes les particules du modèle, à l'exception du boson de Higgs, ont été découvertes et la masse du boson de Higgs est étroitement encadrée par les prédictions théoriques, les recherches expérimentales directes et les mesures de précision électrofaibles.

Cependant ce modèle possède des défauts et présente des problèmes non résolus. Il est généralement établi que l'origine de la brisure de symétrie électrofaible ne peut s'expliquer par le mécanisme standard de Higgs, sans qu'apparaissent de nouveaux phénomènes. L'évolution des couplages des interactions fortes et électrofaibles en fonction de l'échelle d'énergie suggère l'unification des ces interactions (GUT, "Grand Unified Theorie") à une échelle  $M_{GUT} \sim 10^{16}$  GeV, proche de l'échelle de gravitation quantique  $M_{pl} \sim 10^{19}$  GeV. Il est peu probable que le Modèle standard puisse être valable pour des échelles d'énergie aussi élevées. En effet la structure du MS ne peut expliquer de manière naturelle la différence de 14 ordres de grandeur entre l'échelle de grande unification et l'échelle de brisure électrofaible ( $v = 246$  GeV). Ce problème, dit de *hiérarchie*, est le problème le plus sérieux du modèle standard. Le MS est alors considéré comme étant une théorie effective à basse énergie, valable jusqu'à une échelle d'énergie  $\Lambda$  au delà de laquelle se manifeste une nouvelle théorie plus fondamentale. Toutefois, le fait de poser  $\Lambda$  comme limite de validité du modèle standard est à l'origine d'un autre problème, lié à la difficulté de garder naturellement la masse des particules scalaires en dessous de l'échelle d'énergie  $\Lambda$ . Ce problème de *naturalité* s'illustre de la manière suivante. Les couplages de basse énergie et les masses des fermions varient logarithmiquement avec  $\Lambda$ , tandis que le carré des masses des particules scalaires évolue quadratiquement avec  $\Lambda$ . La masse du boson de Higgs (à une boucle) s'exprime alors par :

$$m_H^2 = (m_H^2)_0 + cg^2\Lambda^2 \quad (1.16)$$

où  $(m_H)_0$  est un paramètre de la théorie fondamentale et  $c$  une constante (présumée de l'ordre de 1). La valeur naturelle pour le carré de la masse scalaire est  $g^2\Lambda^2$ , ainsi

$$\Lambda \simeq \frac{m_H}{g} \quad (1.17)$$

avec  $m_H/g$  de l'ordre du TeV. Cela implique que si  $\Lambda$  est significativement plus élevé que 1 TeV, la seule manière de trouver un boson de Higgs associé avec l'échelle de brisure de symétrie électrofaible est d'effectuer une correction "non naturelle" des termes intervenant dans l'équation 1.16.

Le problème de hiérarchie (et donc aussi de naturalité) n'est pas le seul problème conceptuel du modèle standard. Il y en a d'autres, parmi lesquels le nombre élevé des paramètres libres (une vingtaine), l'unification formelle des interactions fortes et électrofaibles, l'origine du spectre de masse étendu des fermions, etc. On peut penser que les réponses à la plus part de ces problèmes se trouvent dans une théorie finale se manifestant à des énergies très élevées de l'ordre de  $M_{GUT}$  ou  $M_{pl}$ . Le problème de hiérarchie, cependant, est soulevé par les instabilités de la théorie à basse énergie ; une solution pour cette gamme d'énergie est nécessaire.

### 1.2.2 Le boson de Higgs dans le MSSM

La supersymétrie (SUSY [17]) est une généralisation des symétries d'espace-temps de la théorie quantique des champs, qui transforme les fermions en bosons et inversement. Dans ce traitement théorique, chaque fermion du modèle standard est associé à un partenaire supersymétrique de spin 0 (squarks, sleptons et sneutrinos) tandis qu'à chaque boson (spin 1) correspond un partenaire fermionique de spin 1/2 (gluinos, charginos, neutralinos). Le cadre théorique de la supersymétrie permet de résoudre le problème de hiérarchie exposé précédemment. Les contributions des partenaires supersymétriques effacent les divergences quadratiques observées. Il n'est plus nécessaire de procéder à des corrections peu naturelles pour conserver un boson de Higgs dont la masse est de l'ordre de l'échelle électrofaible.

La supersymétrie n'est pas une symétrie exacte de la nature, en effet si c'était le cas, les particules et leurs partenaires supersymétriques correspondants auraient la même masse. Or aucune particule supersymétrique n'a été encore découverte. Cette symétrie est donc brisée. Ceci ne remet pas en cause la résolution du problème de hiérarchie, à condition que la différence de masse entre les particules et leurs partenaires ne soit pas trop élevée.

Le modèle supersymétrique le plus simple et réaliste est l'extension supersymétrique minimale du modèle standard (MSSM) [18]. Ce modèle est basé sur le modèle standard et inclut les particules supersymétriques correspondantes. De plus, le MSSM requiert deux doublets de Higgs d'hypercharge  $Y = \pm 1$ , ce qui constitue la structure minimale, pour le secteur de Higgs, de toute extension supersymétrique du MS. La théorie nécessite également (au moins) deux doublets de Higgs pour engendrer les masses des quarks et des leptons chargés. Les deux doublets du secteur de Higgs contiennent des champs complexes scalaires,

$$\phi_d = \begin{pmatrix} \phi_d^0 \\ \phi_d^- \end{pmatrix} \quad \phi_u = \begin{pmatrix} \phi_u^+ \\ \phi_u^0 \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

avec 8 degrés de liberté. La symétrie électrofaible est brisée spontanément lorsque les champs de Higgs développent les valeurs moyennes non nulles dans le vide :

$$\langle \phi_d \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_d \\ 0 \end{pmatrix} \quad \langle \phi_u \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_u \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

où la normalisation a été choisie telle que

$$v^2 = v_d^2 + v_u^2 = \frac{4m_W^2}{g^2} = (246 \text{ GeV})^2.$$

La brisure de symétrie électrofaible résulte dans la création de 3 bosons de Goldstone qui sont absorbés et deviennent les degrés de polarisation longitudinale des bosons  $W^\pm$  et  $Z$ . Il reste ainsi 5 particules physiques, correspondant aux bosons de Higgs : deux bosons chargés  $H^\pm$ , un boson neutre pseudoscalaire ( $CP=-1$ )  $A_0$ , et deux bosons de Higgs neutres scalaires ( $CP=+1$ )  $h^0$  et  $H^0$ . Le secteur de Higgs est décrit par deux paramètres indépendants,  $\tan \beta$  et  $m_A^2$ , définis par :

$$\begin{aligned} \tan \beta &= \frac{v_u}{v_d} \\ m_{H^\pm}^2 &= m_A^2 + m_W^2. \end{aligned}$$

Pour des valeurs élevées de  $m_A$  ( $m_A > 120 \text{ GeV}$ ) les masses des bosons  $A$ ,  $H^0$  et  $H^\pm$  sont du même ordre de grandeur (*cf.* fig. 1.15). Une prédiction importante du MSSM est l'existence d'un boson de Higgs neutre avec une masse inférieure à environ 130 GeV. Cette échelle

d'énergie est accessible au LHC (et au Tevatron) et permettra un test définitif du MSSM. Dans des modèles supersymétriques plus complexes la limite supérieure sur la masse du Higgs peut être plus élevée (jusqu'à 205 GeV selon les modèles [19]).

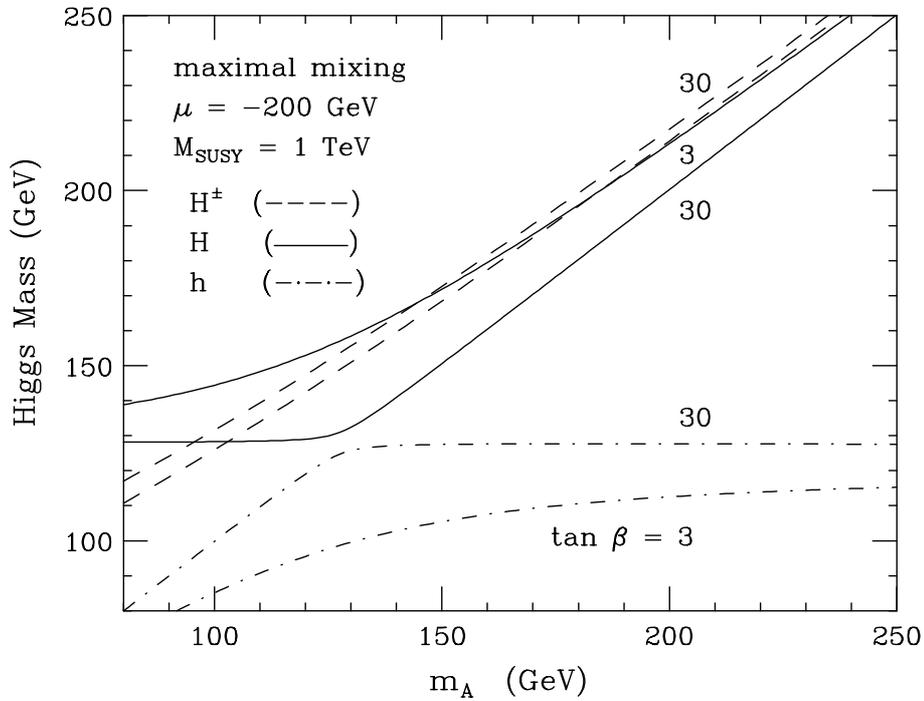


FIG. 1.15 – Masses des bosons de Higgs  $h$ ,  $H^0$  et  $H^\pm$  en fonction de  $m_A$ , pour deux choix de  $\tan\beta = 3$  et  $\tan\beta = 30$  [20].

# Bibliographie

- [1] S. L. Glashow, *Nuclear Physics* 22 (1961) 579.  
S. Weinberg, *Physical Review Letters* 19 (1967) 1264.  
A. Salam, *Elementary Particle Theory*, Ed. N. Svartholm, “Almquist and Wiskell” (1968), 367.
- [2] P. W. Higgs, *Broken Symmetries, massless Particles and Gauges Fields*, *Phys. Letters* 12 (1964) :132-133.  
P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the masses of the gauge bosons*, *Phys. Rev. Letters* 13 (1964) :508-509.
- [3] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Cambridge University Press, 2000 (4<sup>th</sup> edition).
- [4] F. Halzen et A. D. Martin, *Quarks and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & sons, 1984.
- [5] G. Altarelli, *The Standard Electroweak Theory and Beyond*, hep-ph/0011078, 2000.
- [6] D. I. Kazakov, *Beyond the Standard Model (in search of supersymmetry)*, 2000 European School of High Energy Physics, Proceedings, CERN-2001-003, 2001.
- [7] M. Spira, *QCD Effects in Higgs Physics*, hep-ph/9705337.
- [8] T. Hambye and K. Riesselmann, *Phys. Rev.*, D55 (1997) 7255.  
T. Hambye and K. Riesselmann, *Matching conditions and Higgs mass upper bounds revisited*, TUM-HEP-253/96.
- [9] N. Cabbibo, L. Maiani, G. Parisi et R. Petronzio, *Nucl. Phys. B* 158 (1979) 295.
- [10] J. Espinosa et M. Quiro, *Phys. Lett.*, B 353 (1995) 257.
- [11] G. Altarelli et G. Isidori, *Lower Limit on the Higgs Mass in the Standard Model : An Update*, *Phys. Lett. B* 337 (1994) 141.
- [12] J. A. Casas et al., *Standard Model Stability Bounds for New Physics Within LHC Reach*, hep-ph/9603227, 1996.
- [13] K. Riesselmann, *Limitations of a Standard Model Higgs Boson*, hep-ph/0711456, 1997.
- [14] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour and Electroweak Groups, *A combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, CERN-EP/2001-098, 17 Decembre 2001.  
The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour and Electroweak Groups, *A combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, LEPEWWG/2002-01, 8 Mai 2002.  
LEP Electroweak Working Group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>

- [15] Aleph, Delphi, L3 and Opal Collaborations, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, CERN-EP/2001-055, 11 Juillet 2001.
- [16] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Working Group for Higgs Boson Searches, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, LHWG Note/2001-03, 3 Avril 2002.
- [17] H.P. Nilles, Phys. Rep. 110 (1984) 1.  
H.E Haber, G.L. Kane, Phys. Rep. 117 (1985) 75.  
S.P Martin, hep-ph/9709356.
- [18] H.E Haber, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 62A-C (1998) 469-484.
- [19] J.R. Espinosa, M. Quirós, Phys. Rev. Lett. 81 (1998).
- [20] M. Carena et al., *Report of the Tevatron Higgs Working Group*, hep-ph/0010338, octobre 2000.

## Chapitre 2

# La recherche du boson de Higgs au LHC

### 2.1 L'accélérateur LHC

Le LHC<sup>1</sup> [1] est le futur grand collisionneur hadronique du CERN. Il succède au LEP (collisionneur  $e^+e^-$ ) et se situera dans le même tunnel de 27 km de circonférence. Le LHC produira des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV et une luminosité nominale  $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  (à comparer avec  $L \simeq 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  au Tevatron). Les collisions dures entre les constituants des protons (quarks et gluons) devraient atteindre une énergie de l'ordre du TeV [1]. Le LHC permettra également la collision d'ions lourds, notamment les collisions plomb-plomb à une énergie de 1150 TeV dans le centre de masse, avec une luminosité de  $L = 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

Les faisceaux de particules circuleront en sens opposés dans deux tubes séparés, se rejoignant en quatre points d'interaction correspondant aux endroits où se situent les détecteurs de particules : CMS (Compact Muon Solenoid) [2], ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [3], LHCb (LHC beauty experiment)[4] et ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [5] (voir figure 2.1). Les détecteurs CMS et ATLAS sont des expériences généralistes, possédant un domaine de recherche étendu (en particulier pour la recherche de nouvelles particules), tandis que ALICE et LHCb sont spécialisés, respectivement, dans la physique des ions lourds (plasmas des quarks et de gluons) et la physique du quark b (violation CP).

De nombreux aimants supraconducteurs<sup>2</sup> permettront de guider et de focaliser le faisceau, tandis que l'accélération des particules sera assurée par des cavités RF supraconductrices. Les faisceaux de protons sont composés de "paquets" longs de 75 mm (RMS) et contenant  $1.1 \cdot 10^{11}$  protons. La fréquence de croisement des paquets est de 40 MHz, correspondant à un temps de collision de 25 ns.

Après sa mise en route prévue fin 2006, le LHC fonctionnera, dans un premier temps, à basse luminosité : la montée en puissance se fera de manière progressive, de  $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  en 2006-2007 (soit  $10 \text{ fb}^{-1}$ ), jusqu'à  $3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ( $30 \text{ fb}^{-1}/\text{an}$  par expérience) en 2008. Les années suivantes se feront à haute luminosité ( $100 \text{ fb}^{-1}/\text{an}/\text{exp}$ ) [7].

La figure 2.2 montre les sections efficaces et le taux d'événements pour différents types de collisionneurs hadroniques ( $pp$  ou  $p\bar{p}$ ). La section efficace totale au LHC est très large, environ 100 mb. La section efficace correspondante des processus inélastiques est d'environ 60 mb. En

---

<sup>1</sup>Large Hadron Collider

<sup>2</sup>1232 dipôles magnétiques (8.4 Teslas), 520 quadrupôles,  $2 \times 1232$  sextupôles et 1232 octupôles.

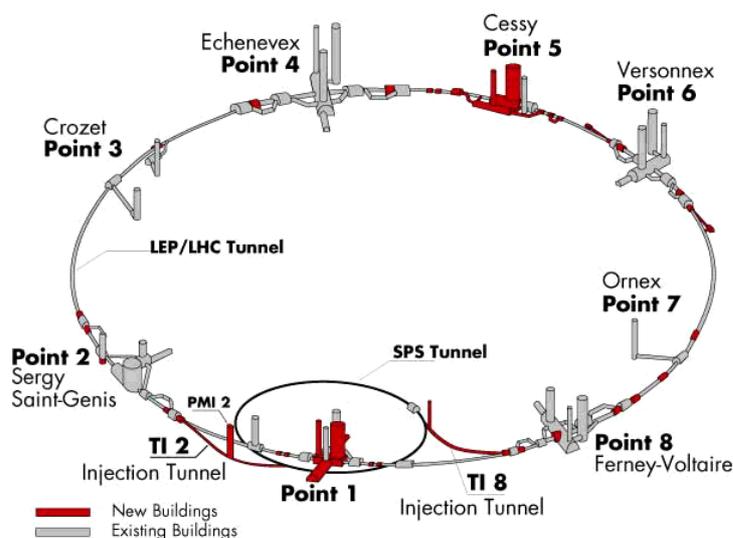


FIG. 2.1 – Site expérimental du LHC. Les détecteurs CMS, ATLAS, ALICE et LHCb sont situés, respectivement, aux points 5, 1, 2 et 8.

moyenne 20 interactions protons-protons sont attendues à chaque croisement de faisceau. À titre indicatif, la figure 2.2 montre que le taux de production (théorique) d'un boson de Higgs de 500 GeV au LHC est de l'ordre de  $10^5$  événements par année à haute luminosité (i.e  $10^7$  s à une luminosité de  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ).

## 2.2 Programme de recherche

Les énergies énormes mises en jeu au LHC vont permettre de couvrir un champ d'études, au delà de la brisure de symétrie électrofaible, très étendu. Un des domaines, où des découvertes sont fortement attendues, concerne le secteur du boson de Higgs. Le LHC va être capable de découvrir ou d'exclure le boson de Higgs du modèle standard ainsi que les multiples bosons de Higgs prévus par la supersymétrie. Les partenaires supersymétriques des fermions et des bosons vont également être recherchés, jusqu'à l'échelle du TeV. Les limitations du modèle standard impliquent la présence d'une nouvelle physique à une échelle d'énergie accessible au LHC. La brisure de symétrie électrofaible se manifestant à  $v = 246$  GeV, un phénomène nouveau (boson de Higgs ou autre mécanisme) doit apparaître pour cette échelle d'énergie. L'existence du boson de Higgs (ou des bosons dans le cas supersymétrique) n'est pas une absolue nécessité, d'autres mécanismes pourraient expliquer la brisure électrofaible. Cependant si rien n'était observé à l'échelle électrofaible au LHC, les conséquences théoriques (notamment sur le Modèle Standard) seraient exceptionnelles ...

Le LHC est un outil puissant pour observer les particules contenant des quarks lourds. Le taux très élevé de production des paires  $b\bar{b}$  (de l'ordre de  $10^{13}$  paires par an, à haute luminosité) permettra d'observer la violation de la symétrie CP dans les systèmes de mésons B. Le but de ces études est de mesurer les paramètres (trois angles et une phase) de la matrice rendant

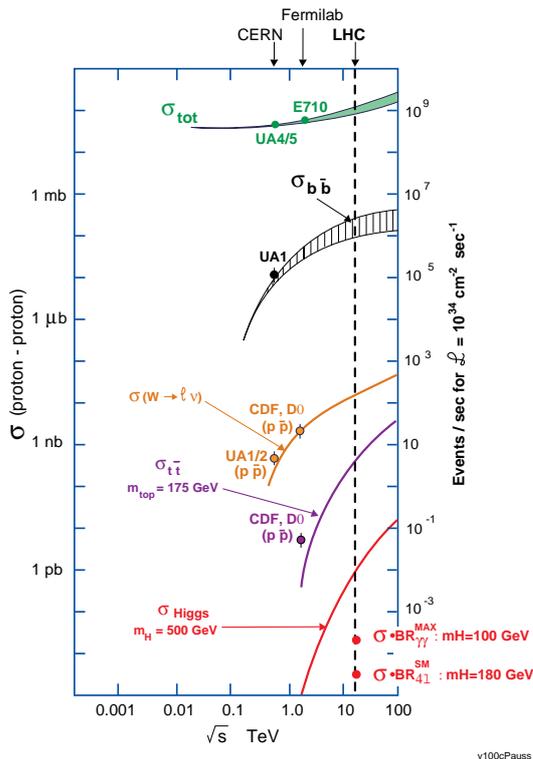


FIG. 2.2 – Sections efficaces caractéristiques des collisionneurs hadroniques [6].

compte de la violation CP : la matrice unitaire de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa<sup>3</sup>. Des études vont également être menées sur le quark top, qui sera produit en quantité élevée (à basse luminosité  $6 \cdot 10^4$  paires  $t\bar{t}$  seront produites par jour). Les principaux pôles d'intérêt sont la mesure de la section efficace de production par paire,  $\sigma_{t\bar{t}}$ , l'amélioration de la précision sur sa masse, l'étude de ses couplages et la recherche de désintégrations exotiques comme  $t \rightarrow cZ$  ou  $t \rightarrow bH^+$ .

Au LHC des jets de haute impulsion transverse (jusqu'à des énergies de l'ordre du TeV) sont produits lors de collisions inélastiques. L'étude de ces jets pourrait mettre en évidence une éventuelle sous-structure des quarks. Par ailleurs le LHC tentera de découvrir ou d'exclure tous nouveaux quarks ou leptons cinématiquement accessibles.

Enfin un programme de recherche sur les collisions d'ions lourds est prévu au LHC. En particulier l'étude des plasmas de quarks et de gluons, à travers des signatures caractéristiques (comme la suppression du  $J/\Psi$ ), constitue un des axes majeurs de la physique des ions lourds.

## 2.3 Vue d'ensemble des détecteurs CMS et ATLAS

Les détecteurs ATLAS et CMS sont en cours de construction au LHC. Ils sont conçus pour avoir de grandes performances sur l'ensemble du programme de recherche du LHC (physique des ions lourds compris) et notamment pour la recherche du boson de Higgs et des particules

<sup>3</sup>La matrice CKM exprime les états propres de masse des quarks en termes de mélange des états propres d'interaction.

supersymétriques. Ces deux détecteurs, bien que très différents dans les détails, comportent des caractéristiques communes :

**Le détecteur CMS** est représenté schématiquement sur la figure 2.3. Les calorimètres et le trajectomètre sont contenus à l'intérieur d'un aimant supraconducteur qui fournit un champ magnétique de 4 Teslas permettant de reconstruire les traces des particules chargées. Le trajectomètre est constitué de micropistes de silicium et d'un détecteur à pixels. La résolution sur l'impulsion transverse des traces chargées, pour l'ensemble du trajectomètre en silicium est donnée par  $\Delta p_T/p_T = 1.5 \times 10^{-4} p_T \oplus 0.5\%$  ( $p_T$  en GeV). CMS a mis sur un calorimètre électromagnétique (ECAL) à cristaux scintillants de tungstate de plomb ( $PbWO_4$ ) de très grande précision, couvrant une région de pseudorapidité<sup>4</sup>  $|\eta| \leq 3$ . Les mesures d'énergie pourront se faire avec précision pour  $|\eta| \leq 2.6$ , mais les cristaux seront néanmoins installés jusqu'à  $|\eta| = 3$  de manière à augmenter la précision sur les mesures d'énergie manquante. La résolution en énergie moyenne du ECAL, à basse luminosité, est approximativement de  $\sigma/E = 3\%/\sqrt{E} \oplus 0.5\%$  (E en GeV). Le calorimètre électromagnétique est décrit en détail dans la partie 3 et l'étude de ses performances fait l'objet du chapitre 4. Un calorimètre hadronique composé de plaques alternées d'absorbeurs en cuivre et de scintillateurs plastiques entoure le ECAL. Sa résolution en énergie sur les jets, combinée avec le calorimètre électromagnétique, est de  $110\%/\sqrt{E} \oplus 5\%$ . La région  $3 < |\eta| < 5$  est couverte par des calorimètres très en avant, composés de fibres de quartz incrustées dans des matrices absorbantes de cuivre. La résolution en énergie des calorimètres avant est environ  $180\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$ . Les trajectoires des muons en dehors du solénoïde sont mesurées par quatre couches de chambres (à dérive et plaques résistives) solidaires de l'entrefer en acier de l'aimant. La résolution en impulsion des chambres à muons combinées avec le trajectomètre interne peut être paramétrisée simplement par  $\Delta p_T/p_T = 4.5 \times \sqrt{p_T}\%$  (avec  $P_T$  en TeV). Le déclenchement des chambres à muons est assuré jusqu'à  $|\eta| < 2.1$ .

**Le détecteur ATLAS** (cf. fig. 2.4) est structuré de la même manière que CMS, cependant les divers sous-détecteurs le composant sont différents. Le trajectomètre d'ATLAS est constitué d'un détecteur à pixel en silicium, de micropistes en silicium et d'un détecteur à radiations de transition. Il est situé à l'intérieur d'un solénoïde supraconducteur créant un champ magnétique de 2 Teslas. La résolution en impulsion transverse des traces chargées est de l'ordre de  $\Delta p_T/p_T = 5 \times 10^{-4} p_T \oplus 0.1\%$  ( $p_T$  en GeV). Le trajectomètre est entouré par un calorimètre électromagnétique à argon liquide. Contrairement à CMS (calorimètre à segmentation transversale), il s'agit d'un calorimètre à segmentations longitudinales et transversales (forme caractéristique en "accordéon"). Le calorimètre électromagnétique couvre une région de pseudorapidité  $\eta < 3$  (avec un déclenchement jusqu'à  $\eta < 2.5$ ) et possède une résolution en énergie globale de  $10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$  (E en GeV). Le calorimètre hadronique est constitué de couches alternées fer-scintillateur dans la partie centrale et cuivre-argon liquide dans les bouchons. Sa résolution moyenne est  $\sigma/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$ . Des calorimètres avant couvrent la région  $3 < |\eta| < 5$ , ils possèdent une résolution meilleure que  $100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$ . Un spectromètre à muons entoure le calorimètre hadronique. Les trajectoires des muons sont mesurées par trois étages de chambres (tubes à dérive et CSC<sup>5</sup>) situées dans un aimant toroïdal. La résolution en impulsion résultante est  $\Delta p_T/p_T = 8\%$  à 1 TeV et  $\Delta p_T/p_T = 2\%$  à 200 GeV. La

<sup>4</sup>L'acceptance d'un détecteur est généralement donné en terme de pseudorapidité  $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ , où  $\theta$  est l'angle polaire par rapport à l'axe du faisceau.

<sup>5</sup>Cathodic Strip Chambers

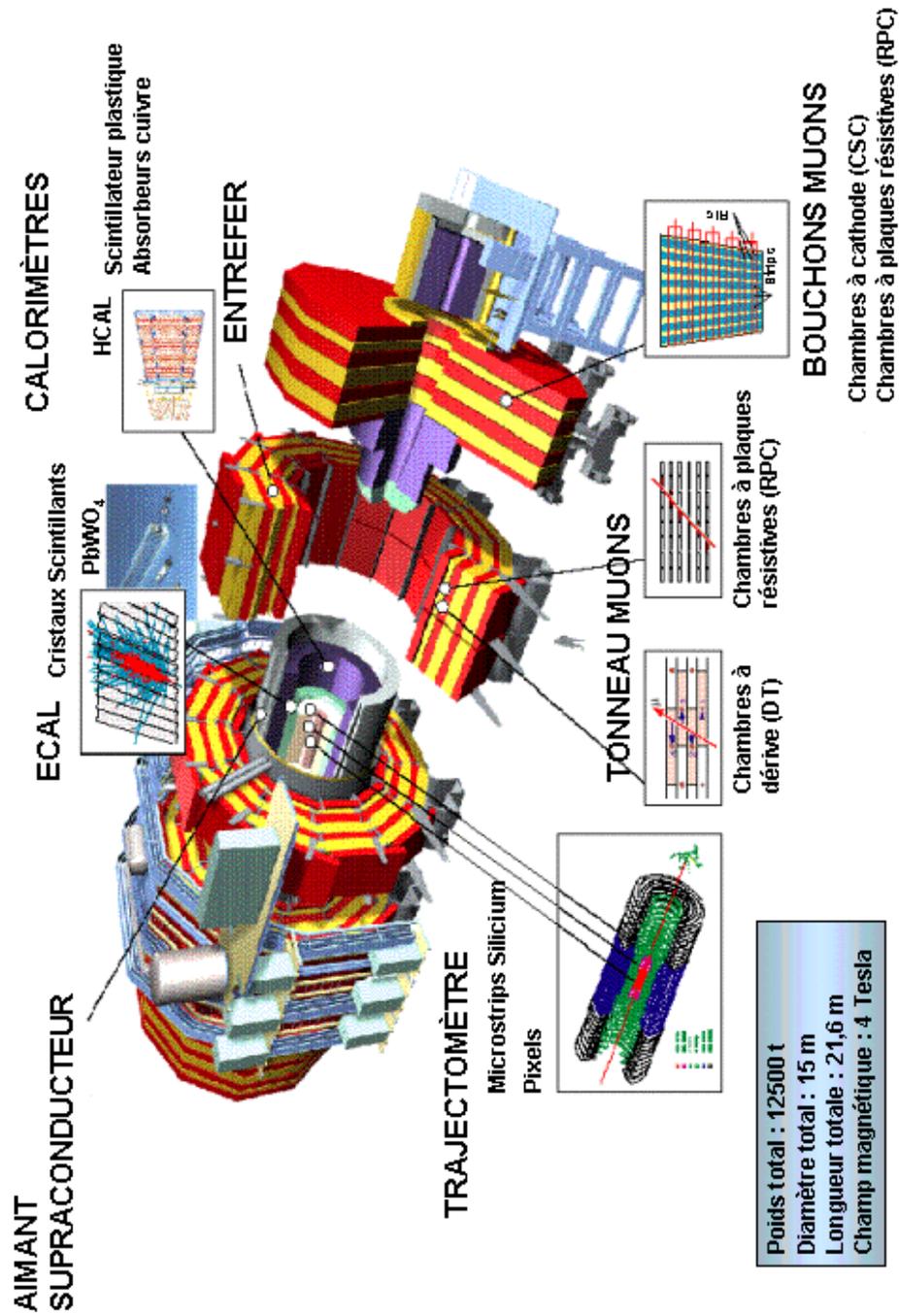


FIG. 2.3 – Vue éclatée du détecteur CMS.

région de déclenchement des muons s'étend jusqu'à  $|\eta| < 2.1$ .

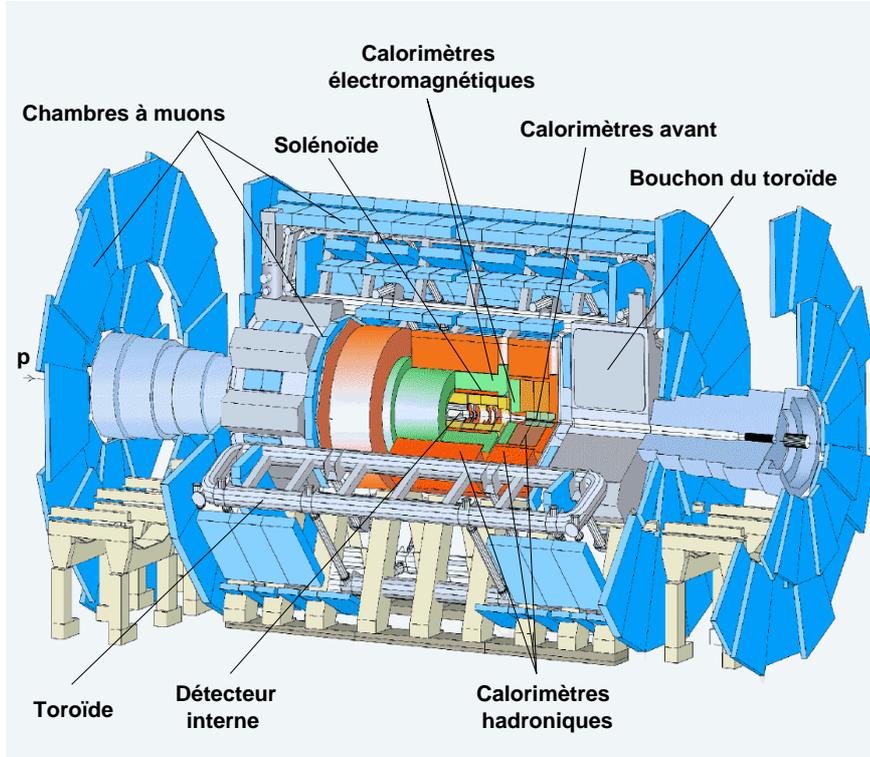


FIG. 2.4 – Vue en coupe du détecteur ATLAS.

## 2.4 Potentiel de découverte du Higgs standard au LHC

Nous avons vu dans le chapitre précédent que le boson de Higgs se couplait préférentiellement aux particules lourdes. Celles-ci ont cependant une section efficace de production faible par rapport au fond QCD, ce qui résulte dans des états finals difficiles à distinguer du bruit de fond. Par exemple la section efficace de production d'un Higgs de 120 GeV dans la voie  $H \rightarrow b\bar{b}$  est d'environ  $20 \text{ pb}$ , alors que la section efficace totale  $\sigma(b\bar{b}) \simeq 500 \text{ } \mu\text{b}$ . C'est pour cela que la recherche du Higgs au LHC passe par l'étude d'états finals contenant des leptons et des photons, soit issus de la désintégration du Higgs, soit produits en association avec celui-ci. Si l'on reprend la figure 1.8 on peut distinguer deux groupes principaux de canaux de recherche du Higgs, suivant sa masse (voir tableau 2.1).

Pour étudier l'ensemble de ces canaux de recherche, les détecteurs du LHC doivent posséder de très bonnes performances dans plusieurs domaines, dont les principaux sont :

- résolution en énergie des électrons, des muons et des photons ;
- résolution en énergie transverse manquante ;
- étiquetage des quarks b et reconstruction des jets à l'avant ;
- séparation  $\pi^0/\gamma$ .

Dans les paragraphes suivants nous présentons succinctement les canaux de recherche du Higgs les plus prometteurs, pour les détecteurs ATLAS et CMS. Pour chaque processus, les sections

$m_H < 2m_Z$	$[gg \rightarrow H], H \rightarrow \gamma\gamma$ $[q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t}H], H \rightarrow b\bar{b}$ ou $H \rightarrow \gamma\gamma$ $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$
$m_H > 2m_Z$	$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ $[qq \rightarrow qqH], H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu, lljj, l\nu jj$

TAB. 2.1 – Canaux de recherche principaux du Higgs standard. Les modes de production de certains canaux de recherche particuliers figurent entre crochets.

efficaces de production du signal et du bruit de fond ont été évaluées à partir de calculs QCD perturbatifs. Cependant les corrections aux ordres élevés ne sont pas toujours connues pour tous les processus. La plupart des simulations du LHC sont donc effectuées aux ordres les plus bas. Le calcul des corrections des ordres plus élevés, quand il est réalisé, a tendance à augmenter les sections efficaces de production d'un facteur  $K$ , compris entre 1.1 et 1.9 [7]. La signification<sup>6</sup> est généralement améliorée, quand les ordres supérieurs sont pris en compte.

### 2.4.1 Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$

On distingue deux cas de figures, suivant le mode de production du boson de Higgs :

#### Canal $[gg \rightarrow H], H \rightarrow \gamma\gamma$ :

Pour les masses situées juste au dessus des limites d'exclusion du LEP (114.1 GeV à 95 % de niveau de confiance), le mode de désintégration dominant du boson de Higgs est  $b\bar{b}$ . Ce signal est pratiquement impossible à distinguer du bruit de fond QCD. La désintégration en deux photons est le canal le plus prometteur dans cette région ( $m_H < 140$  GeV), malgré un rapport de branchement pratiquement 1000 fois plus faible que pour  $H \rightarrow b\bar{b}$  et un fort bruit de fond irréductible (production de paire de photons via les processus  $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma, gg \rightarrow \gamma\gamma$ ). Par exemple pour  $m_H \sim 120$  GeV le rapport entre  $\sigma(\gamma\gamma)$  et  $\sigma(H \rightarrow \gamma\gamma)$  est de l'ordre de 60 [8]. Il existe un autre type de bruit de fond, dû aux processus  $\gamma j$  et  $jj$ , où les jets produisent une signature semblable à des photons (par exemple dans  $q \rightarrow \pi^0 + X$ , où le  $\pi^0$  se désintègre en deux photons rapprochés pouvant passer pour un seul). Ce bruit de fond est très important ( $\sigma_{\gamma j + jj} \simeq \sigma_{\gamma\gamma}$ ) mais il est possible de le réduire en effectuant des coupures appropriées sur l'impulsion transverse des photons et en appliquant des algorithmes d'isolation. Un exemple d'analyse, effectuée dans CMS [9], montre que deux photons sont requis, avec respectivement  $p_T > 25$  GeV et  $p_T > 40$  GeV, et  $|\eta| < 2.5$ . De plus, aucune trace ou dépôt électromagnétique avec  $p_T > 2.5$  GeV ne doivent être présents dans un cône de taille  $\Delta R = 0.3$  autour de la direction du photon. Le signal Higgs apparaît alors comme un léger pic au dessus du bruit de fond. Le rapport signal sur bruit est faible ( $S/B \sim 4\%$ ), cependant le bruit de fond peut être ajusté par une courbe et soustrait des données. La figure 2.5 montre une simulation des distributions, totale et avec soustraction du bruit de fond, pour un Higgs de 130 GeV dans CMS [10]. Les résultats pour ATLAS sont similaires [11]. Ce canal permet

<sup>6</sup> $S/\sqrt{B}$  (S : signal, B : bruit). On considère généralement qu'une particule est découverte quand le signal qui lui est associé est incompatible avec le bruit de fond à plus de  $5\sigma$ . La signification d'un signal est approximé par le rapport  $S/\sqrt{B}$ .

de découvrir un Higgs “léger” ( $114 < m_H \leq 150$  GeV), pour une luminosité intégrée de  $100 \text{ fb}^{-1}$ . Dans ce domaine de masse la largeur du boson de Higgs est relativement faible ( $\Gamma_H < 10$  MeV), le potentiel de découverte ne dépend alors que des performances (résolution en énergie, séparation  $\gamma/j$  et  $\gamma/\pi^0$ ) du calorimètre électromagnétique. Celles-ci doivent être excellentes compte tenu de la nature et de l’importance du bruit de fond.

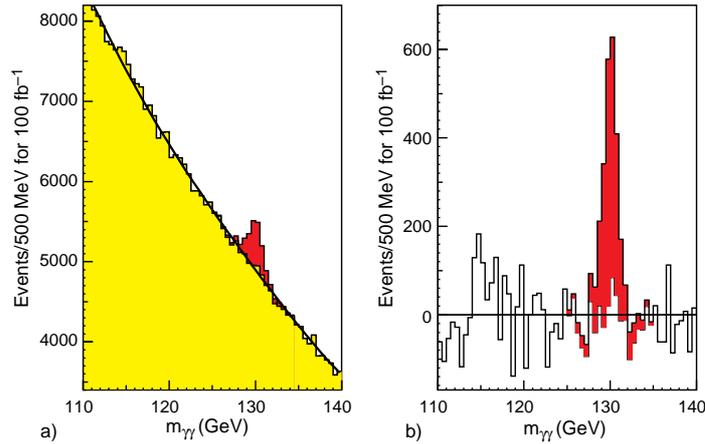


FIG. 2.5 – (a) Distribution de la masse invariante des paires  $\gamma\gamma$  pour  $m_H = 130$  GeV, simulée dans CMS pour une luminosité intégrée de  $100 \text{ fb}^{-1}$  ( $K = 1.6$ ). (b) Même distribution mais après soustraction du bruit de fond ajusté [10].

### Production associée [ $WH, t\bar{t}H$ ], $H \rightarrow \gamma\gamma$ :

Un autre processus est intéressant dans la gamme de masse considérée, il s’agit de la production associée  $WH$  et  $t\bar{t}H$  où le Higgs se désintègre en paire de photons. La section efficace de ce canal est plus faible par rapport à la production directe, mais la présence de particules additionnelles permet de réduire une proportion plus large du bruit de fond [9]. Les événements considérés doivent posséder un lepton isolé provenant de la désintégration du  $W$  ou du quark top. Ce lepton peut être utilisé pour déterminer la position du vertex. Ce processus est surtout exploitable à haute luminosité, en combinaison avec le canal dominant  $H \rightarrow \gamma\gamma$ .

#### 2.4.2 La production associée et le canal $H \rightarrow b\bar{b}$

En dessous de  $2 m_W$  le processus dominant de désintégration du Higgs est en paire  $b\bar{b}$ . Cependant, si le boson de Higgs est produit dans la voie  $gg \rightarrow H$ , il est impossible d’extraire le signal  $H \rightarrow b\bar{b}$  du bruit de fond QCD. Toutefois la production du Higgs en association avec un boson  $W$  ou une paire  $t\bar{t}$  (voir figures 2.6) peut fournir un lepton de grande impulsion transverse pouvant être utilisé dans le déclenchement de l’acquisition.

Le canal de production associée  $t\bar{t}H \rightarrow l^\pm \nu q \bar{q} b \bar{b} b \bar{b}$  est très prometteur pour  $m_H < 130$  GeV. Une étude détaillée, effectuée dans le cadre du détecteur CMS, [12] montre qu’il est possible de reconstruire ce signal sans que le bruit soit significatif. La recherche du Higgs dans ce canal nécessite une bonne reconstruction des jets, pour garantir la résolution en masse, et un excellent étiquetage des quarks  $b$ . Une découverte est possible après une courte période de données au LHC. Si l’on considère un facteur  $K$  de 1.5 pour le signal  $t\bar{t}H$ , on obtient une si-

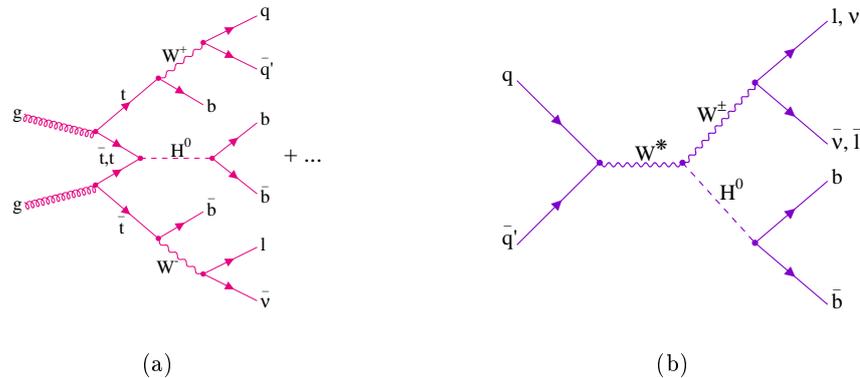


FIG. 2.6 – (a) Exemple d'événement  $t\bar{t}H \rightarrow l^\pm \nu q\bar{q}' b\bar{b}$  (ordre dominant). (b) Signal  $W^\pm H \rightarrow l^\pm \nu b\bar{b}$  (ordre dominant).

gnificance  $S/\sqrt{B}$  supérieure à 5 pour  $m_H < 120$  GeV pour une luminosité intégrée de  $30 fb^{-1}$ . Si la masse du Higgs est comprise entre 120 et 130 GeV, la luminosité intégrée nécessaire à la découverte est de  $40 fb^{-1}$ . En prenant le cas pessimiste d'une étude à l'ordre le plus bas (sans tenir compte du facteur de correction K), le Higgs ( $114 < m_H < 130$  GeV) peut être découvert pour une luminosité  $L_{int}$  de 50 à 100  $fb^{-1}$ . La figure 2.7 montre la reconstruction de la masse invariante d'un boson de Higgs de masse 115 GeV. Le rapport  $S/\sqrt{B}$  est supérieur à 5 pour  $L_{int} = 30 fb^{-1}$ .

Le tableau 2.2 montre la signification attendue dans le canal  $t\bar{t}H \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$ , pour les expériences

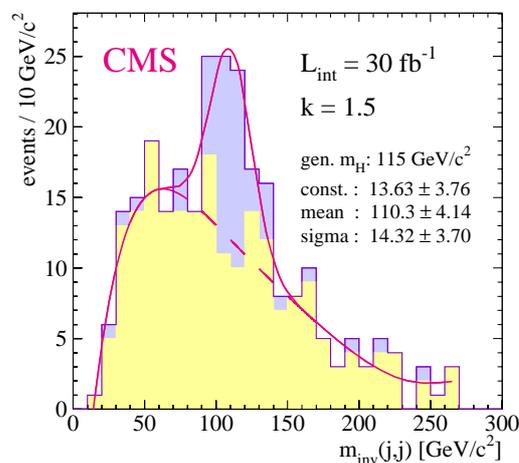


FIG. 2.7 – Distribution de la masse invariante du signal  $t\bar{t}H \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$  (en grisé, pour  $m_H = 115$  GeV) et du bruit de fond pour  $L_{int} = 30 fb^{-1}$  [12].

CMS et ATLAS combinées, à  $10 fb^{-1}$  et pour un Higgs de  $\sim 115$  GeV [13]. Le rapport  $S/\sqrt{B}$  est indiqué, en comparaison, pour le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . On constate que dans cette gamme de masse, les deux voies donnent des significances similaires. En combinant le potentiel de recherche de ces canaux, on peut espérer une signification totale de  $4.7 \sigma$ , pour  $L_{int} = 10 fb^{-1}$ . Le Higgs peut donc être découvert (ou tout du moins de fortes indications de sa présence peuvent être mises en évidence) au tout début du fonctionnement du LHC, pendant la période basse

luminosité, si sa masse est inférieure à 130 GeV.

Le potentiel de découverte du canal associé  $WH \rightarrow l^\pm \nu b \bar{b}$  est considérablement moins impor-

	$t\bar{t}H \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$	$H \rightarrow \gamma\gamma$
S	30	250
B	90	5500
S/B	0.33	0.04
$S/\sqrt{B}$	3.2	3.4

TAB. 2.2 – Comparaison du potentiel de découverte du Higgs dans les canaux  $t\bar{t}H \rightarrow t\bar{t}b\bar{b}$  et  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , pour les expériences ATLAS et CMS combinées ( $m_H \sim 115$  GeV,  $L_{int} = 10 fb^{-1}$ ). En combinant les deux canaux de recherche la signification  $S/\sqrt{B}$  passe à  $4.7 \sigma$ .

tant que pour  $t\bar{t}H$ . Une luminosité intégrée d'au moins  $300 fb^{-1}$  est nécessaire pour observer un signal à  $5 \sigma$ , d'un Higgs de masse inférieure à  $\sim 120$  GeV [14]. Pour des masses supérieures, la luminosité intégrée doit être encore plus élevée. La figure 2.8 montre le signal obtenu dans ce canal pour  $m_H = 115$  GeV et  $L_{int} = 300 fb^{-1}$  (CMS). Bien que ce ne soit pas un canal de découverte, le canal  $WH$  permet, à haute luminosité, d'apporter des informations sur les couplages du boson de Higgs (mesure directe du couplage  $WWH$ ).

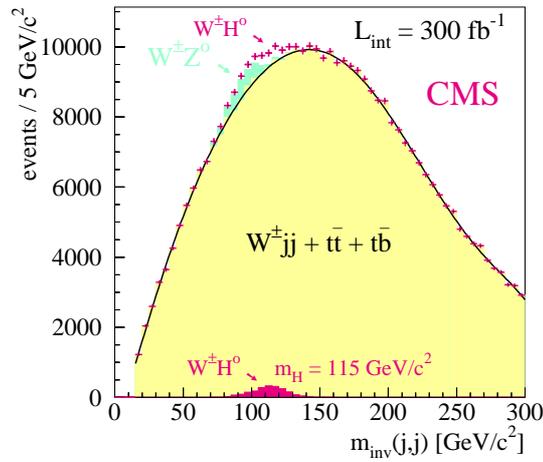


FIG. 2.8 – Distribution de la masse invariante pour le signal  $W^\pm H$ , le bruit de fond  $W^\pm Z^0$  (en grisé) et le bruit de fond non résonnant. Les croix représentant le signal plus bruit de fond, avec des barres d'erreur statistiques, se situent au-dessus du bruit de fond pour la région du signal (en noir). La simulation a été effectuée pour un boson de Higgs de 115 GeV et une luminosité intégrée de  $300 fb^{-1}$  [14].

### 2.4.3 Processus de fusion de bosons vecteurs

La production du Higgs dans les processus  $qqH$  de fusion des bosons W et Z (*cf.* fig. 1.3), est intéressante pour un boson de Higgs entre 120 et 190 GeV. Bien que la section efficace de production  $qqH$  soit plus faible d'environ un ordre de grandeur que la section efficace de

production  $gg \rightarrow H$ , la signature distincte des deux jets très en avant permet de réduire significativement le bruit de fond. Il a été montré [15] que les signatures suivantes pouvaient être isolées au LHC :

- $qq \rightarrow qqH$ ,  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , pour  $m_H < 150$  GeV ;
- $qq \rightarrow qqH$ ,  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ , pour  $m_H < 140$  GeV ;
- $qq \rightarrow qqH$ ,  $H \rightarrow WW^* \rightarrow e^\pm \mu^\mp \not{p}_T$ , pour  $m_H > 120$  GeV.

Un signal clair est attendu pour une luminosité inférieure à  $100 \text{ fb}^{-1}$  (voir tableau 2.3). Le canal de fusion de bosons faibles est, par ailleurs, très intéressant pour mesurer les paramètres du boson de Higgs, comme son couplage avec les autres particules (par exemple dans  $H\tau\tau$ ) et sa largeur  $\Gamma_H$ . La détection du boson de Higgs invisible<sup>7</sup> est également rendue possible dans ces canaux de recherches, grâce à la signature des deux jets [16].

$m_H$ (GeV)	110	120	130	150	160	190
$[qqH], H \rightarrow \gamma\gamma$	6 (30,27)	7 (40,30)	7 (40,28)	4.5 (25,25)		
$[qqH], H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu\not{p}_T$	9.5 (65,40)	13 (55,17)	12.5 (40,10)	4 (13.8)		
$[qqH], H \rightarrow WW \rightarrow \mu\nu e\nu$		6.3 (46,45)	14 (110, 50)	34 (300,70)	51 (480,80)	25 (270,110)

TAB. 2.3 – Rapport de signficance  $S/\sqrt{B}$  pour différents canaux de fusion de bosons vecteurs (combinaison CMS+ATLAS [13]). Les nombres d'événements de signal et de bruit de fond sont indiqués entre parenthèses. La luminosité intégrée est  $L_{int} = 30 \text{ fb}^{-1}$ . Les informations sur les gammes de masse peu prometteuses ( $S/\sqrt{B} \ll 5$ ) ne sont pas indiquées (cases vides du tableau).

#### 2.4.4 Les canaux $H \rightarrow ZZ^*, ZZ \rightarrow 4l^\pm$ et $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$

La recherche du boson de Higgs dans le canal à quatre leptons couvre une gamme de masse étendue ( $130 \text{ GeV} < m_H < 700 \text{ GeV}$ ). Cependant dans la région de masse intermédiaire,  $120 \text{ GeV} < m_H < 170 \text{ GeV}$ , la signficance du signal dépend grandement de la résolution en énergie et en impulsion des leptons pour reconstruire les pics de masse étroits des Z et du Higgs. Dans cette région de masse, la largeur du Higgs est inférieure à 1 GeV mais le taux d'événements est faible et la réduction du bruit de fond est rendue plus difficile par la présence de un ou deux bosons Z en dehors de leurs couches de masse. Le bruit de fond principal provient des processus  $t\bar{t}$ ,  $Zb\bar{b}$  et de la production du continuum  $ZZ^*/Z\gamma^*$ . Ce dernier processus constitue un bruit irréductible. Le canal intermédiaire  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  a été étudié en détail par les collaborations CMS et ATLAS [9] [10]. La figure 2.9 montre, dans CMS, la distribution de masse pour des états finals à 4 leptons (pour  $m_H = 130, 150$  et  $170$  GeV), avec en particulier le canal  $4e$ . La signficance du signal (ATLAS et CMS) est au dessus de  $5 \sigma$  pour  $100 \text{ fb}^{-1}$  dans cette gamme de masse. Toutefois le potentiel de découverte de ce canal diminue considérablement dans la région  $m_H \sim 170$  GeV à cause de l'ouverture des désintégrations  $H \rightarrow WW$  (où les W sont sur leur couches de masse) qui suppriment les rapports de branchement hors couche de masse  $H \rightarrow ZZ^*$  [17]. Dans cette région de masses, les états finals à deux

<sup>7</sup>Désintégration du Higgs dans des particules supersymétriques invisibles, comme les gravitinos et les neutralinos, ou les gravitons.

leptons du processus  $H \rightarrow WW \rightarrow l^+ \nu l^- \bar{\nu}$  ont un rapport de branchement de 20 à 30 fois plus large que  $ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$ . Bien que le Higgs ne puisse être reconstruit directement avec de tels événements, un signal Higgs peut être déduit à partir d'un excès substantiel d'événements par rapport au bruit de fond.

Le potentiel de découverte du canal  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm$  peut être étendu jusqu'à environ

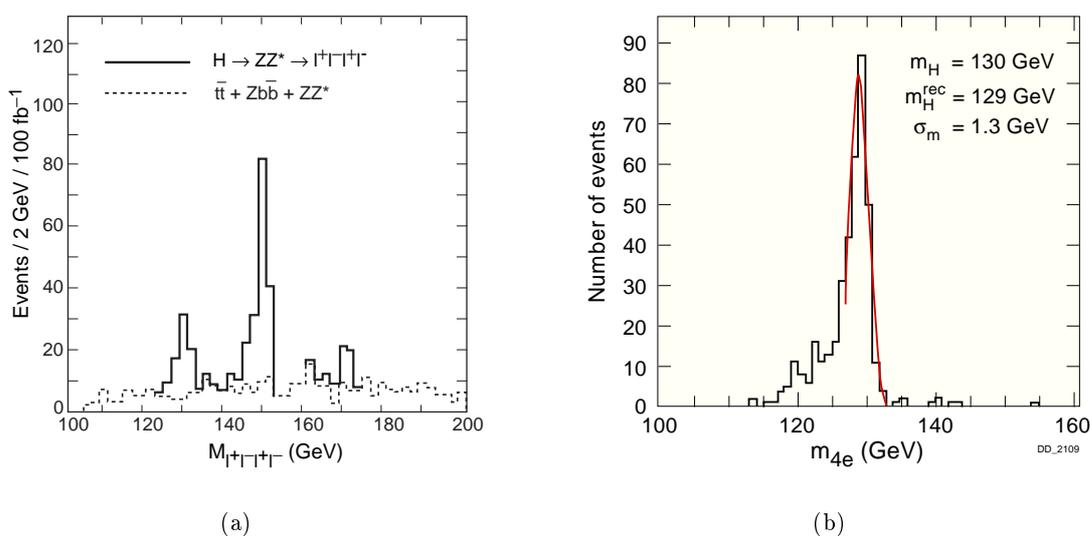


FIG. 2.9 – (a) Distribution de masse des états finals à 4 leptons dans CMS, pour  $m_H = 130, 150, 170 \text{ GeV}$  et  $L_{\text{int}} = 100 \text{ fb}^{-1}$ . (b) Masse reconstruite pour un Higgs de 130 GeV dans le canal 4 électrons [19].

700 GeV en utilisant la poussée transverse (“boost”) et la polarisation longitudinale des Z pour supprimer le bruit de fond continu  $ZZ$ . La signature de ce canal est particulièrement claire et offre de grandes possibilités de découverte pour un Higgs lourd. Avec une luminosité intégrée de  $100 \text{ fb}^{-1}$ , un signal en excès de six déviations standard est visible sur la gamme  $200 < m_H < 600 \text{ GeV}$  (CMS et ATLAS) [2] [18]. Une découverte est également possible à basse luminosité ( $100 \text{ fb}^{-1}$ ) pour un Higgs compris entre 180 et 500 GeV [20] (CMS).

### 2.4.5 Résumé des perspectives de découverte

La figure 2.10 montre les perspectives de découverte du boson de Higgs standard dans CMS, pendant la période basse luminosité [21]. Les rapports de signification des principaux canaux de recherche sont indiqués, en fonction de la masse du Higgs, pour une luminosité intégrée de  $10 \text{ fb}^{-1}$  (pointillés) et  $30 \text{ fb}^{-1}$  (traits pleins). Les facteurs de correction des ordres élevés ne sont pas pris en compte (sauf pour  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ), les significances prévues sont donc probablement sous-estimées. Néanmoins, le boson de Higgs peut être découvert, à plus de  $5 \sigma$ , pour des masses allant des limites actuelles jusqu'à 800 GeV, pour  $L_{\text{int}} = 30 \text{ fb}^{-1}$ . Pour une luminosité intégrée de  $10 \text{ fb}^{-1}$ , la gamme de masse de découverte est plus réduite ( $m_H \sim 120 - 500 \text{ GeV}$ ). Si la masse du Higgs est compatible avec les signaux observés au LEP (boson de Higgs léger,  $m_H \simeq 115 \text{ GeV}$ ), le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  ne suffit pas à lui seul pour prétendre à une découverte. Cependant en combinant ce canal avec les canaux de production associée  $t\bar{t}H \rightarrow l\gamma\gamma + X$  et  $t\bar{t}H \rightarrow l\bar{b}\bar{b} + X$  (ne figure pas sur le schéma), une découverte est possible dans CMS lors de

la première année de fonctionnement du LHC ( $L_{int} = 10 \text{ fb}^{-1}$ ).

La figure 2.11 indique les perspectives de découverte, dans CMS, après 1 an de fonctionnement du LHC à haute luminosité ( $100 \text{ fb}^{-1}$ , pas de facteur K) [20]. Si l'on combine tous les canaux de recherche, la signification totale se situe largement au dessus de  $5 \sigma$  pour  $m_H < 1 \text{ TeV}$ . Une figure similaire (cf. fig. 2.12) est montrée pour le détecteur ATLAS [18]. Là aussi la gamme de découverte du Higgs est couverte jusqu'au TeV. Le canal de production associée  $t\bar{t}H$  ( $H \rightarrow b\bar{b}$ ) est représenté sur cette figure.

Enfin, la figure 2.13 donne une estimation du potentiel de découverte de la combinaison des expériences CMS et ATLAS, pour différentes valeurs de luminosité intégrée (pas de K-facteur) [13]. Un signal Higgs peut être mis en évidence à pratiquement  $5 \sigma$  de déviation standard pour  $m_H \simeq 130 \text{ GeV}$ , avec  $10 \text{ fb}^{-1}$ /expérience. Cela signifie que le LHC peut espérer découvrir un boson de Higgs à  $115 \text{ GeV}$  en 2007-2008. Pour un Higgs de masse plus élevée, la découverte est plus rapide, grâce à la signature très claire  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ . Par ailleurs l'ensemble de la gamme de masse du Higgs peut être exclue, à 95% de niveau de confiance, en approximativement 1 mois à basse luminosité [8].

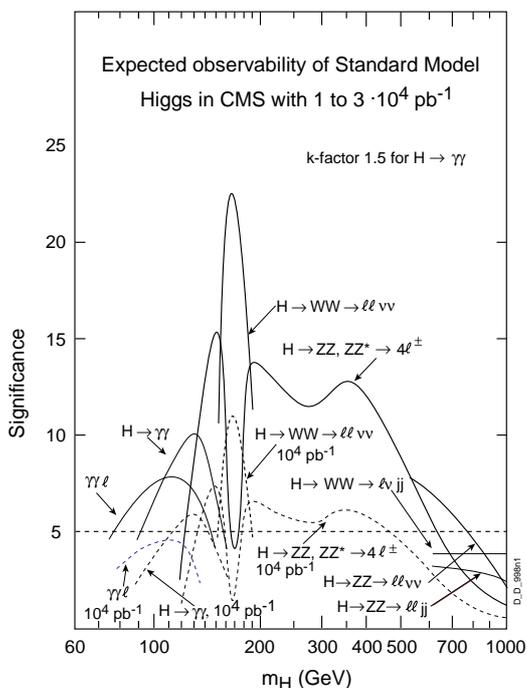


FIG. 2.10 – Potentiel de découverte, dans CMS, du boson de Higgs en fonction de sa masse à basse luminosité [21].

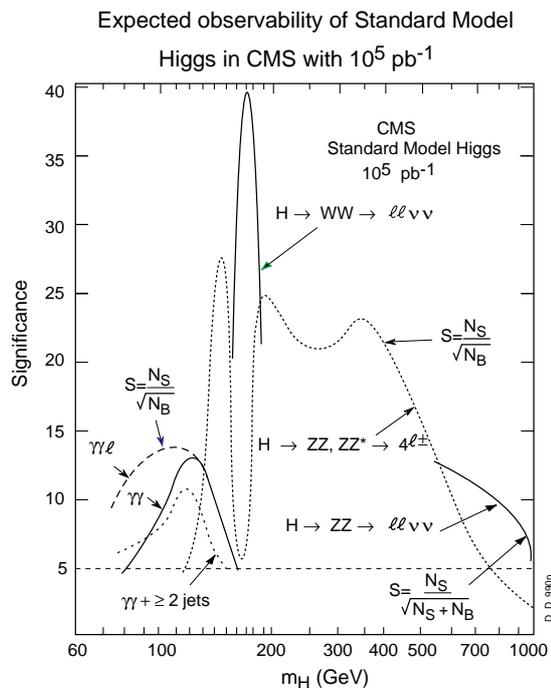


FIG. 2.11 – Perspectives de découverte, dans CMS, après 1 an de fonctionnement à haute luminosité du LHC ( $L_{int} = 100 \text{ fb}^{-1}$ ) [20].

#### 2.4.6 Le LHC et la recherche du Higgs au Tevatron

Les recherches directes du boson de Higgs s'effectuent actuellement au collisionneur  $p\bar{p}$  du Tevatron [22]. Pour des masses  $m_H$  en dessous de  $135 \text{ GeV}$ , les signaux les plus prometteurs

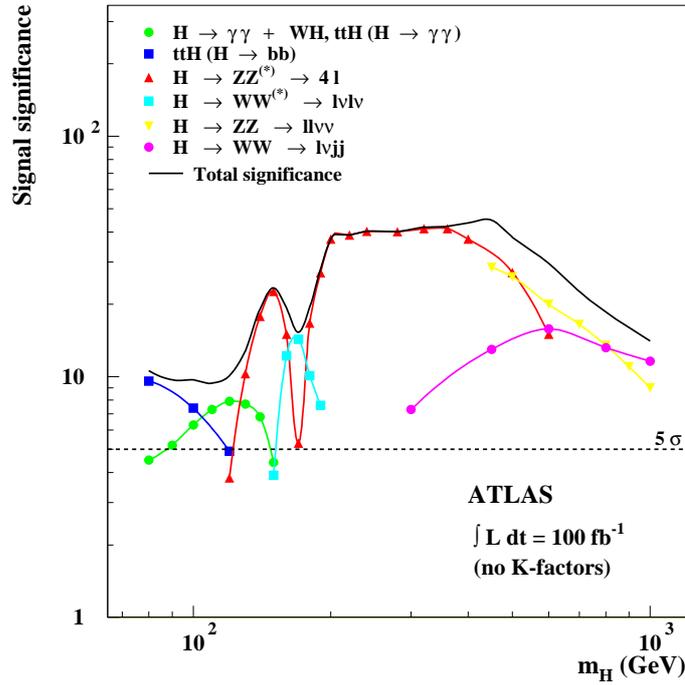


FIG. 2.12 – Potentiel de découverte, dans ATLAS, du boson de Higgs en fonction de sa masse, pour une luminosité intégrée de  $100 \text{ fb}^{-1}$  [18].

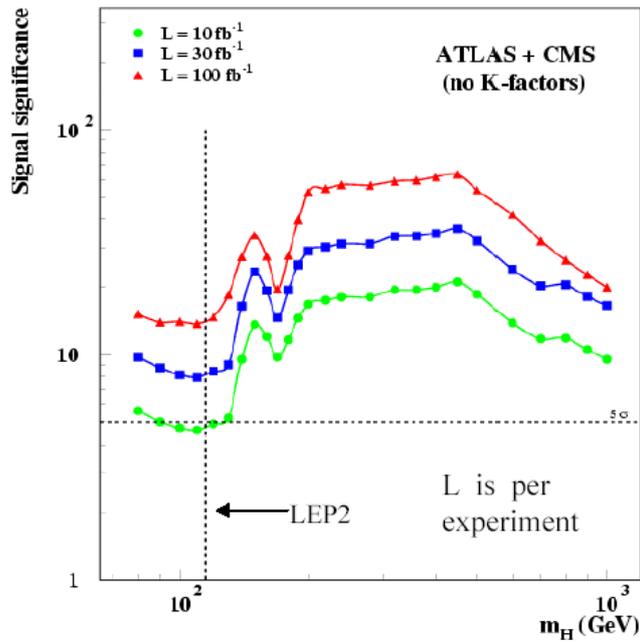


FIG. 2.13 – Potentiel de découverte du boson de Higgs pour la combinaison de CMS et ATLAS [13]

proviennent des processus Higgsstrahlung  $WH$  et  $ZH$ , où le boson de jauge se désintègre par voie leptonique et le boson de Higgs en paire  $b\bar{b}$ . Au dessus de 135 GeV, le canal  $H \rightarrow WW^*$  devient le mode de désintégration dominant. Le potentiel de découverte du Higgs au Tevatron est illustré par la figure 2.14, et est basé sur la combinaison du pouvoir statistique des expériences CDF et D0 [22]. Les différentes courbes représentent la luminosité intégrée nécessaire, en combinant tous les canaux de recherche, pour exclure le boson de Higgs en dessous de 200 GeV, à 95 % de niveau de confiance, ou bien pour établir une observation du boson de Higgs à 3 ou 5  $\sigma$  (l'épaisseur des courbes est due aux incertitudes sur l'étiquetage des quarks  $b$ , la résolution en masse, le taux du bruit de fond, etc). La luminosité intégrée minimale pour découvrir le boson de Higgs dans la région "sensible" de 115 GeV, est de l'ordre de 15 à 20  $fb^{-1}$ . Actuellement le Tevatron est en cours de prise de données et une luminosité intégrée combinée (CDF + D0) de 2  $fb^{-1}$  est attendue pour 2004. C'est insuffisant pour une découverte, mais le Tevatron pourra exclure à 95% de degré de confiance le boson de Higgs jusqu'à 120 GeV. En 2007-2008, le Tevatron devrait, selon les prévisions, atteindre une luminosité intégrée de 15 à 20  $fb^{-1}$  et sera alors en mesure de confirmer, à 5  $\sigma$ , un éventuel signal Higgs à 115 GeV. Le calendrier du LHC prévoit des possibilités de découverte du Higgs, dans cette région de masse, pour des dates similaires.

Les taux de production pour le boson de Higgs au LHC sont significativement plus larges qu'au Tevatron. Nous avons vu précédemment que l'ensemble de la gamme de masse du boson de Higgs, avec des valeurs allant jusqu'au TeV, pouvait être couverte au LHC à plus de 5  $\sigma$ , pour une luminosité intégrée de 30  $fb^{-1}$ .

Si, toutefois, le boson de Higgs standard était découvert au Tevatron avant le LHC, les mesures sur la masse du Higgs et sur le couplage de celui-ci aux bosons  $W$  et  $Z$  et aux quarks, ne pourraient être très précises [23]. Le LHC permet d'effectuer des mesures fines sur les paramètres du Higgs. Par exemple, le canal  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  permet de déterminer la masse du Higgs à 0.1 % pour  $120 < m_H < 400$  GeV et une luminosité intégrée de 300  $fb^{-1}$ . Pour des masses de Higgs plus élevées, la qualité des mesures est dégradée par la largeur du Higgs, cependant une précision de 1 % est atteignable jusqu'à  $m_H \simeq 700$  GeV.

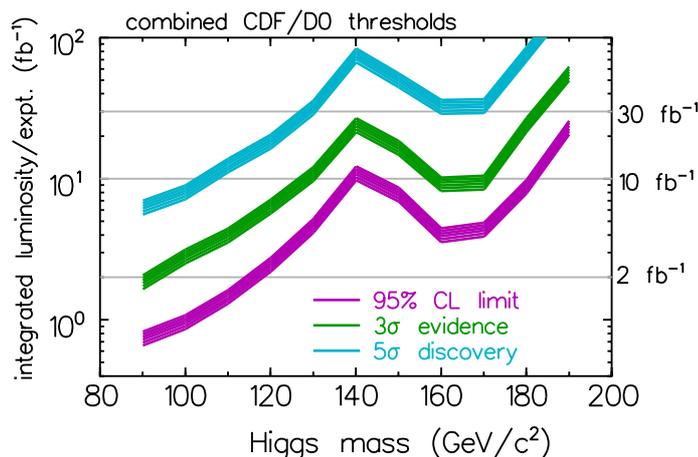


FIG. 2.14 – Luminosité intégrée nécessaire au Tevatron pour exclure le boson de Higgs à 95% de niveau de confiance ou pour l'observer à 3 ou 5  $\sigma$ , en fonction de la masse du Higgs [22].

# Bibliographie

- [1] *LHC : The Large Hadron Collider Conceptual Design*, CERN/AC/95-05 (LHC), Octobre 1995.
- [2] *CMS, Technical Proposal*, CERN/LHCC/94-38 LHCC/P1, 15 Décembre 1994.
- [3] *ATLAS, Technical Proposal*, CERN/LHCC/94-43 LHCC/P2, 15 Décembre 1994.
- [4] *LHCb, Technical Proposal*, CERN/LHCC/98-4 LHCC/P4, 20 Février 1998.
- [5] *ALICE, Technical Proposal*, CERN/LHCC/95-71 LHCC/P3, 15 Décembre 1995.
- [6] D. Denegri, Aachen LHC Workshop, CERN 90-10, ECFA 90-133, 1990
- [7] G. Mitselmakher, *Higgs at LHC*, La thuile, Mars 2002.
- [8] D. Costanzo, *Higgs Physics at LHC*, présentation à Moriond 2001.
- [9] J. G. Branson et al., *High Transverse Momentum Physics at the Large Hadron Collider*, The ATLAS and CMS Collaborations, BNL-HET-01/33, Octobre 2001.
- [10] CMS collaboration, ECAL Project Technical Design Report, CERN/LHCC/97-33, 1997.
- [11] D. Froidevaux, F. Gianotti, E. Richter Was, ATLAS Note PHYS-NO-064(1995).  
F. Gianotti, I. Vichon, ATLAS Note PHYS-NO-078(1996).
- [12] V. Drollinger et al., *Searching for Higgs Bosons in Association with Top Quark Pairs in the  $H^0 \rightarrow b\bar{b}$  Decay Mode*, CMS Note 2001/054.
- [13] F. Gianotti, *Higgs at LHC*, Higgs and SUSY Workshop, présentation Orsay, 20 Mars 2001.
- [14] V. Drollinger et al., *Prospects for Higgs Boson Searches in the Channel  $W^\pm H^0 \rightarrow l^\pm \nu b\bar{b}$* , CMS Note 2002/006.
- [15] D. Zeppenfeld et al., *Measuring Higgs Boson Couplings at the LHC*, CERN-TH/2000-039, Fevrier 2000. [hep-ph/0002036].
- [16] O. J. P. Eboli, D. Zeppenfeld, *Observing an Invisible Higgs Boson*, septembre 2000, hep-ph 0009158.
- [17] M. Dittmar, H. Dreiner, Phys. Rev. D55, 167 (1997). [hep-ph/9608317].
- [18] ATLAS Collaboration, *ATLAS Detector and Physics Performances Technical Design Report*, CERN/LHCC/99-14.
- [19] P. Mine, S. Moreau, I. Puljac, CMS Note 1999/071 ;  
I. Puljac, *Potentiel de découverte du boson de Higgs dans le canal  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$* , Thèse de Doctorat, École polytechnique, 2000.
- [20] R. Kinnunen, D. Denegri, *Expected SM/SUSY Higgs observability in CMS*, CMS Note 1997/057.

- [21] D. Denegri, *Expected Observability of Standard Model Higgs in CMS*, D\_Denegri\_0998n1 CMS Document Server.
- [22] M. Carena, J.S. Conway, H.E. Haber, J. Hobbs et al., *Report of the Tevatron Higgs Working Group*, hep-ph/0010338.
- [23] M. Carena, *Electroweak Symmetry Breaking*, Executive Summary of the Snowmass 2001 Working Group, hep-ph/0203229.



## Chapitre 3

# Présentation du calorimètre électromagnétique de CMS

### 3.1 Notions de calorimétrie

Le principe de base de la calorimétrie est de faire interagir une particule avec un bloc de matière, dans lequel elle va, idéalement, déposer la totalité de son énergie. La structure interne du calorimètre passe ainsi dans un état excité. Le retour à son état fondamental s'accompagne de l'émission d'un signal, qui peut être électrique, optique ou thermique, mais dont l'intensité est proportionnelle à l'énergie de la particule incidente. On peut alors déterminer cette énergie en récoltant ce signal et après avoir étalonné le calorimètre.

Le transfert d'énergie des particules ( $e^+$ ,  $e^-$ ,  $\gamma$ ) dans la matière s'effectue par une multitude d'interactions successives qui donnent naissance, lorsque les énergies mises en œuvre sont élevées, à un nombre important de particules formant ce que l'on appelle une gerbe électromagnétique. Les mécanismes responsables du développement des gerbes sont, à haute énergie incidente, le rayonnement de freinage (le bremsstrahlung) et la création de paire électron-positron.

#### 3.1.1 Interaction avec la matière des particules de haute énergie

**Le Bremsstrahlung : perte d'énergie radiative** – Un électron ou un positron de haute énergie traversant la matière perd son énergie par émission de radiations électromagnétiques (rayonnement de freinage). La perte d'énergie par radiation est prépondérante aux énergies élevées ( $E \gg mc^2$ ) où elle domine complètement les pertes par ionisation (voir schéma 3.1). La perte d'énergie par bremsstrahlung,  $(dE/dx)_{rad}$ , est proportionnelle au  $Z^2$  de la matière et croît linéairement avec l'énergie de l'électron tandis que la perte par ionisation et excitation  $(dE/dx)_{ion}$  est proportionnelle à  $Z$  et augmente logarithmiquement avec l'énergie. Le rapport approximatif entre ces deux processus est donné par la relation suivante [1] :

$$\frac{(dE/dx)_{rad}}{(dE/dx)_{ion}} = \frac{EZ}{800} \quad (E \text{ en MeV}) \quad (3.1)$$

Le bremsstrahlung se produit lorsque un électron (ou un positron) interagit électromagnétiquement avec le champ électrique d'un noyau de charge  $Ze$ . La figure 3.2 montre les diagrammes de Feynman correspondant à cette interaction. La probabilité d'émission d'un photon par une

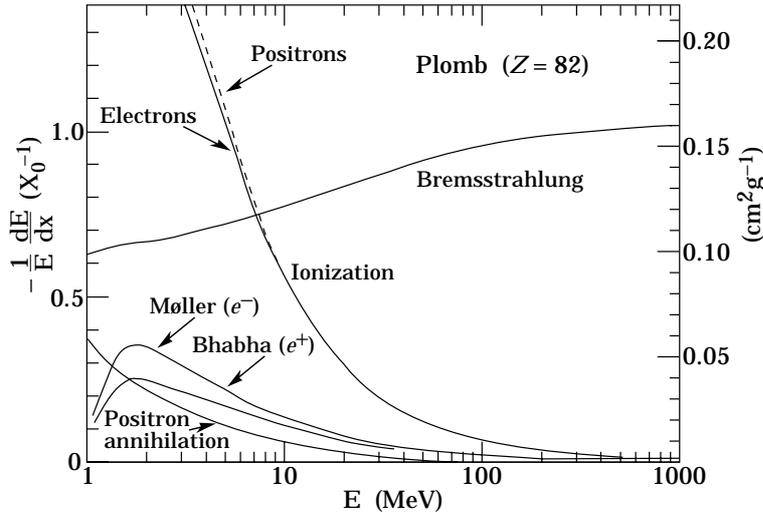


FIG. 3.1 – Fraction d'énergie perdue par un électron, ou un positron, par longueur de radiation  $X_0$ , dans le cas du plomb [2]. Le bremsstrahlung domine tous les autres processus à partir de  $\sim 10$  MeV. À 100 MeV un électron (ou positron) perd, par rayonnement de freinage, plus de 90 % de son énergie par  $X_0$ .

particule chargée est proportionnelle à l'inverse du carré de sa masse,  $\sigma \propto r^2 = (e^2/mc^2)^2$ . Ainsi les électrons et les positrons sont les seules particules pour lesquelles la perte d'énergie par radiation peut être substantielle (pour les muons par exemple la perte d'énergie est 40 000 fois plus faible que pour les électrons). La perte moyenne d'énergie dans un milieu de densité  $N$  (nucléons/ $cm^3$ ) est approximé par :

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{rad} = 4Z^2 \frac{N}{137} r^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (E \gg 137mc^2 Z^{-1/3}) \quad (3.2)$$

L'angle moyen d'émission est indépendant de l'énergie des photons :

$$\Theta = \frac{mc^2}{E} \quad (3.3)$$

À haute énergie, les photons sont donc émis dans la direction du mouvement de l'électron. Cependant dans CMS, le fort champ magnétique (4T) a tendance à séparer les trajectoires de l'électron et des photons émis. Cet effet est particulièrement important au niveau du trajectomètre, par exemple un électron de 10 GeV est dévié par rapport au photon émis de  $4^\circ$  (à l'entrée du ECAL) et, un  $e^-$  de 20 GeV est dévié de  $2^\circ$ .

**Création de paire** – Lorsqu'un photon de haute énergie passe dans le champ électrique d'un noyau, il a une probabilité non nulle de se convertir en une paire  $e^+e^-$  (Cf. fig. 3.3). Le processus physique mis en cause est similaire au phénomène radiatif (voir le diagramme 3.4 de création de paire). Les sections efficaces de conversion et de bremsstrahlung sont d'ailleurs du même ordre de grandeur. Pour  $E_\gamma \gg MeV$  la création de paire est prépondérante par rapport aux autres processus (Compton et photoélectrique). L'angle moyen entre l'électron créé et la trajectoire du photon est donné par  $\theta = mc^2/E$  comme pour l'équation 3.3. À haute énergie la paire  $e^+e^-$  est émise dans la direction du photon.

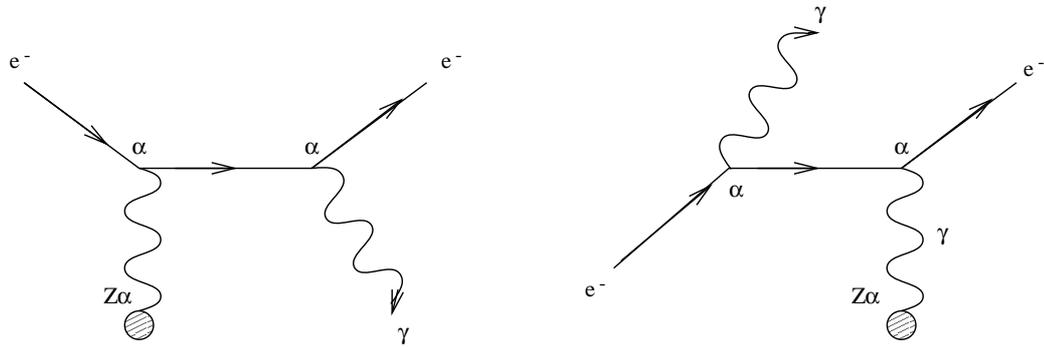


FIG. 3.2 – Diagrammes d'émission d'un photon par un électron (bremsstrahlung) en présence d'un noyau de charge  $Z$ .

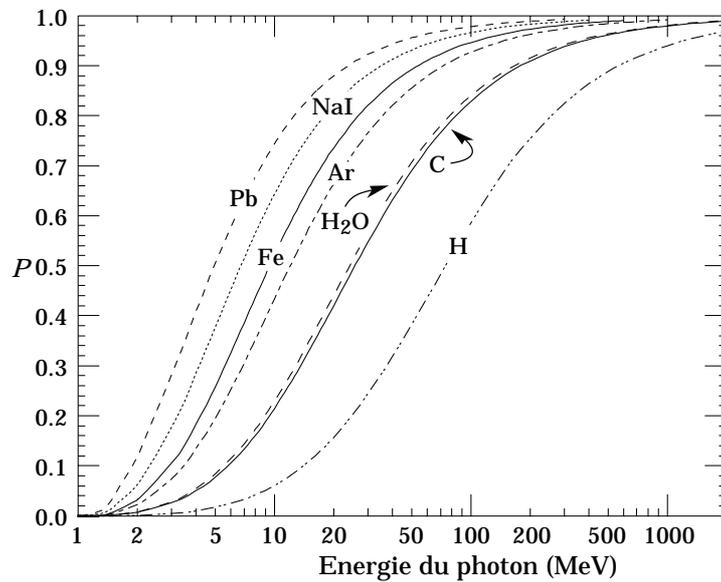


FIG. 3.3 – Probabilité qu'une interaction de photon résulte en une création de paire [2].

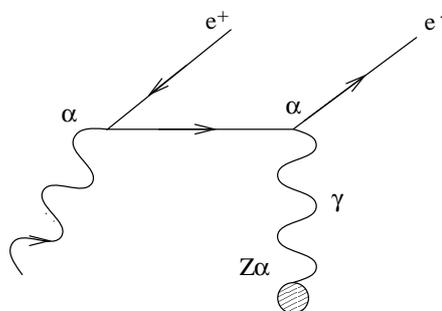


FIG. 3.4 – Diagramme de Feynman de la création de paire. Un photon de haute énergie est converti, dans le champ électrique d'un noyau, en une paire électron-positron.

### 3.1.2 Cascade électromagnétique

En physique des particules il est courant de mesurer l'épaisseur de la matière en unités de longueur de radiation  $X_0$ . On définit  $X_0$  comme étant la distance au bout de laquelle un électron perd une proportion  $(1 - 1/e)$  de son énergie par émission de photons. Cette définition n'est valable que dans le cas où le bremsstrahlung domine les pertes d'énergie par ionisation. Un électron émet environ trois photons par longueur de radiation. Si l'on reprend l'équation 3.2, la perte moyenne d'énergie par rayonnement est donnée par :

$$-\frac{dE}{E} = \frac{dx}{X_0} \quad (3.4)$$

avec

$$-\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2N}{137} r^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (3.5)$$

Similairement les photons de hautes énergies ont un libre parcours moyen  $X_p$  pour la création de paires :

$$X_p = \frac{9}{7} X_0 \quad (3.6)$$

Quand un électron (positron) ou un photon de haute énergie pénètre dans un absorbeur épais, il initie une gerbe électromagnétique constituée d'un nombre élevé de photons, produits par bremsstrahlung, et de paires  $e^+e^-$  générées par conversion. Le nombre de particules ( $e^+$ ,  $e^-$  et  $\gamma$ ) augmente exponentiellement avec le développement longitudinal de la cascade, jusqu'à ce que l'énergie des particules produites soit inférieure à une énergie critique  $E_c$  et commence à se dissiper préférentiellement par ionisation et effet Compton plutôt que par rayonnement et création de paires. L'énergie critique peut donc être définie comme l'énergie à laquelle  $(dE/dx)_{rad} = (dE/dx)_{ion}$ . Il existe d'autres définitions, par exemple celle de Rossi [3] qui définit  $E_c$  comme étant l'énergie où la perte d'énergie par ionisation, par longueur de radiation, est égale à l'énergie de l'électron (voir la figure 3.5). La valeur de l'énergie critique dépend des définitions choisies et des approximations effectuées, cependant une formulation couramment utilisée est celle de Berger et Seltzer [4] qui donne :

$$E_c = \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1.2} \quad (3.7)$$

Dans le cas des cristaux de tungstate de plomb utilisés pour le calorimètre électromagnétique de CMS,  $E_c$  est, selon les méthodes d'estimation, de l'ordre d'une dizaine de MeV [5]. La formule précédente donne 11.5 MeV, avec un nombre atomique effectif  $Z = 68.35$  pour le  $PbWO_4$ .

Le profil longitudinal en énergie d'une cascade électromagnétique est décrit de manière satisfaisante par une distribution gamma [2] :

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (3.8)$$

avec  $a$  et  $b$  des paramètres dépendant de l'énergie incidente  $E_0$  et  $t$  la profondeur de gerbe, exprimée en longueurs de radiation. La figure 3.6 montre le profil longitudinal simulé d'une gerbe générée par un électron de 30 GeV dans du fer. Le maximum d'énergie déposée s'effectue à une distance  $t_{max}$  :

$$t_{max} = (a - 1)/b \simeq 1.01 X_0 \left( \ln \frac{E_0}{E_c} - 1 \right) \quad (3.9)$$

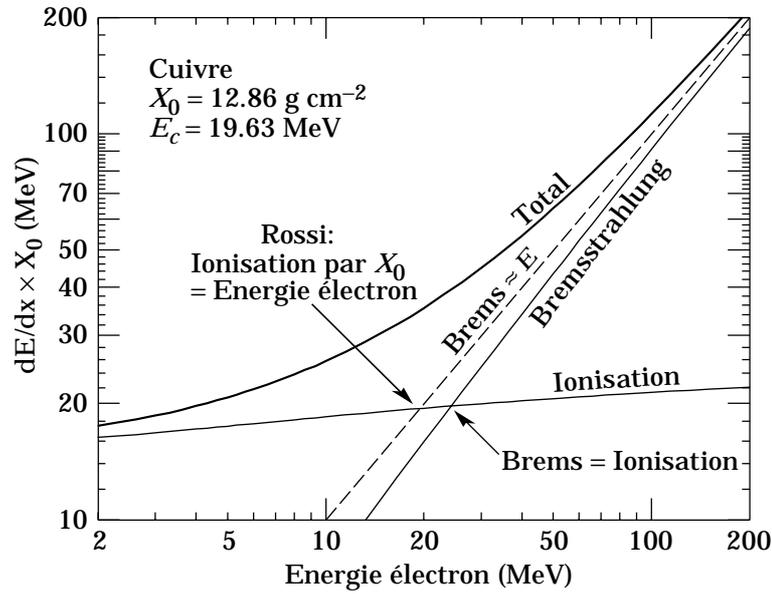


FIG. 3.5 – Deux définitions de l'énergie critique  $E_c$  (la valeur donnée pour le cuivre correspond à la définition de Rossi) [2].

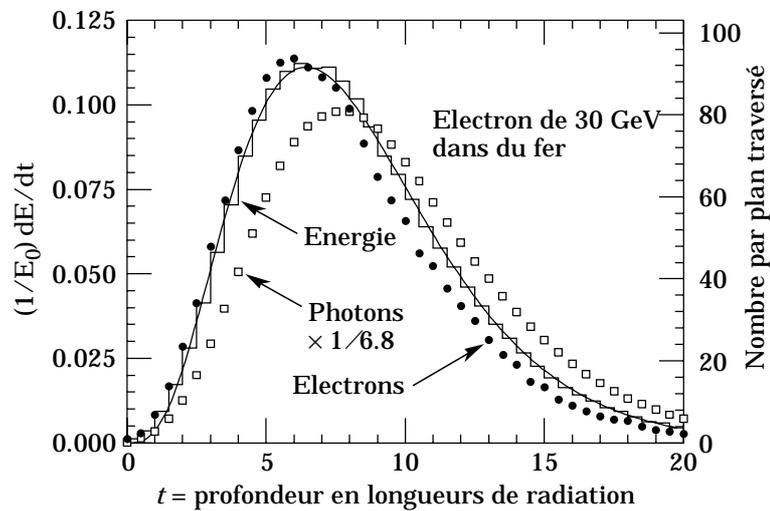


FIG. 3.6 – Simulation d'une gerbe électromagnétique créée par un électron de 30 GeV dans du fer [2]. La distribution montre la fraction d'énergie déposée par longueur de radiation. La courbe est un ajustement par une fonction gamma de cette distribution. Les cercles indiquent le nombre d'électrons, d'énergie supérieure à 1.5 MeV, traversant des plans situés à  $X_0/2$  d'intervale (échelle de droite) et les carrés représentent le nombre de photons ( $E \geq 1.5 \text{ MeV}$ ) par plans.

Le développement latéral de la gerbe est dû essentiellement aux diffusions multiples des électrons, on le donne généralement en unités de rayon de Molière  $R_M$  :

$$R_M = X_0 \frac{E_s}{E_c} \quad \text{avec } E_s = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} m_e c^2 = 21.2 \text{ MeV} \quad (3.10)$$

avec  $\alpha$  la constante de structure fine,  $m_e$  la masse de l'électron et  $X_0$  la longueur de radiation. On considère que 95% de la gerbe est contenue latéralement dans un cylindre de rayon  $2R_M$ . Le profil transversal de la cascade électromagnétique peut être paramétrisé par la fonction suivante [6] :

$$\frac{dT(r, z)}{drdz} = a \frac{2(\gamma - 1)rR_1^{2(\gamma-1)}}{(r^2 + R_1^2)^\gamma} + (1 - a) \frac{2(\gamma - 1)rR_2^{2(\gamma-1)}}{(r^2 + R_2^2)^\gamma} \quad (3.11)$$

avec  $r$  le rayon autour de l'axe de la gerbe (en unités de rayon de Molière),  $z$  la distance selon cet axe,  $\gamma$  une constante ( $\gamma = 1.70$ ) et  $a$ ,  $R_1$ ,  $R_2$  des paramètres évoluant en fonction de  $z$  et  $\ln(E)$ .

Le profil transversal en énergie peut également être exprimé comme la somme de deux exponentielles (une évoluant rapidement et une lentement). Une formulation simple du problème est proposée dans la référence [7], où le pourcentage d'énergie,  $E(\theta)$ , déposé à l'extérieur d'un cône d'angle  $\theta$  autour de la direction de propagation de la gerbe est approximé par :  $E(\theta) \simeq \alpha \cdot \exp(-\beta\sqrt{\theta})$ , avec  $\alpha$  et  $\beta$  des constantes pratiquement indépendantes de l'énergie incidente.

### 3.1.3 Mécanismes de scintillation

La scintillation est le processus physique par lequel l'énergie absorbée par un milieu est transformée en photons susceptibles d'être détectés. Dans des substances inorganiques c'est essentiellement une propriété cristalline concernant isolants et semi-conducteurs, où l'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction est de l'ordre de l'électronvolt. Sous l'action d'un rayonnement extérieur, un électron de la bande de valence peut passer dans la bande de conduction (c'est le phénomène d'ionisation), ou bien, si l'énergie est insuffisante, l'électron peut ne pas atteindre la bande de conduction et rester lié au trou positif, formant une combinaison électron-trou dans un état excité : on a alors un exciton. La luminescence apparaît lors de la recombinaison de l'électron et du trou.

Ce modèle n'est en réalité valable que pour des réseaux cristallins parfaits. Dans la majorité des cas, la luminescence est due à des centres d'émission constitués par des impuretés attractives introduites en quantités contrôlées. Ces centres créent des niveaux d'énergie supplémentaires localisés dans la bande interdite. La capture d'un exciton, ou d'un électron de la bande de conduction, par le centre conduit celui-ci dans un état excité. Le retour à son état fondamental peut s'effectuer de différentes manières : si c'est un centre luminescent, la transition est radiative et si c'est un centre de "quenching", la transition est non radiative, et l'énergie d'excitation du centre est alors dissipée thermiquement.

**La scintillation du  $PbWO_4$**  – Les mécanismes de la scintillation du tungstate de plomb ne sont pas tous connus, et la recherche sur le sujet est difficile à mener dans la mesure où chaque cristal ne pouvant être rigoureusement fabriqué dans les mêmes conditions présente des propriétés différentes. Cependant on distingue des raies d'émission communes qui sont principalement une raie bleue à 420 nm et une double raie verte vers 500 nm.

La scintillation est due à l'activation par les ions  $Pb^{2+}$  des centres luminogènes  $WO_4^{2-}$  et  $(WO_3 + F)$  :

- la raie bleue est associée à un exciton du plomb lié au groupement  $(WO_4)^{2-}$  (cf. fig. 3.7) qui constitue le centre luminogène caractéristique des tungstates [8]. Les différents niveaux d'énergie de ce centre sont compris à partir de la physique moléculaire. Si on se restreint à l'énergie de vibration de la molécule, on peut la représenter dans un diagramme  $E = f(r)$  ( $r$  étant la distance caractéristique entre les atomes de la molécule) par un puits de potentiel où elle est quantifiée. Ce potentiel est centré en  $r_0$ , distance d'équilibre correspondant au niveau fondamental de la molécule. Lors d'une excitation la distance  $r_0$  s'accroît et la molécule est dans un nouveau puits de potentiel se situant à une énergie plus élevée ;
- la raie verte est due au groupe  $WO_3$  associé à un centre F. Un centre F est un défaut dans le cristal : c'est une lacune dans laquelle est venue se loger un électron. Dans le cas du tungstate de plomb il s'agit d'une lacune d'un oxygène chargé négativement. Comme il y a deux types d'oxygène dans le groupement tungstate avec des distances de liaison légèrement différentes, il existe deux types de groupement  $(WO_3 + F)$ , donnant lieu à deux raies vertes proches.

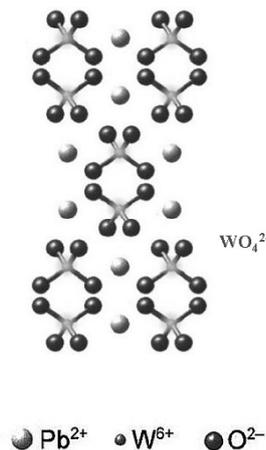


FIG. 3.7 – Groupement  $(WO_4)^{2-}$  du tungstate de plomb.

Les processus de transfert d'énergie intervenant dans le tungstate de plomb sont schématisés dans la figure 3.8.

## 3.2 Description du calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique, constitué de cristaux scintillants de tungstate de plomb, se décompose en deux grands ensembles : un détecteur cylindrique central (le tonneau) et deux parties situées chacune aux extrémités du tonneau (les bouchons). Le ECAL est schématisé sur les figures 3.9 et 3.10.

Le tonneau du ECAL couvre le domaine de pseudorapidité  $|\eta| < 1.479$ . Les cristaux ont une forme tronc-pyramidale et sont longs de 23 cm. La face avant de chaque cristal est située à un rayon de 129 cm de l'axe  $z$  du faisceau. Les cristaux sont désaxés de  $3^\circ$  en  $\eta$  et en  $\phi$ , ainsi la

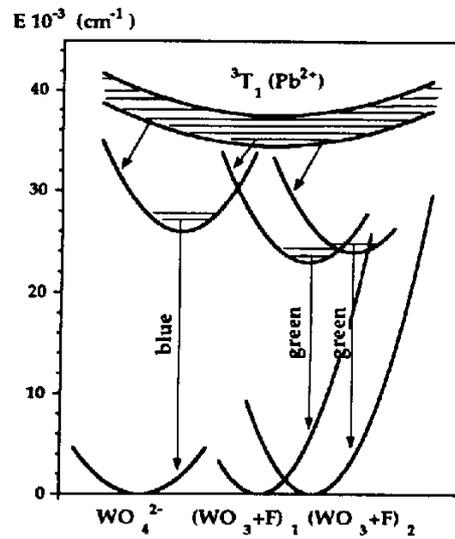


FIG. 3.8 – Schéma des processus de transfert d'énergie dans les cristaux de  $\text{PbWO}_4$ .

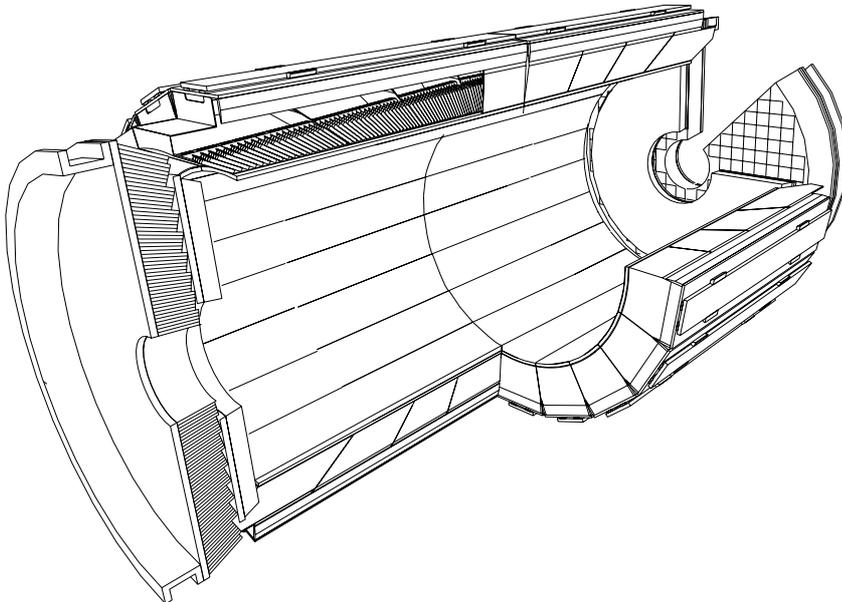


FIG. 3.9 – Vue en coupe du calorimètre électromagnétique.

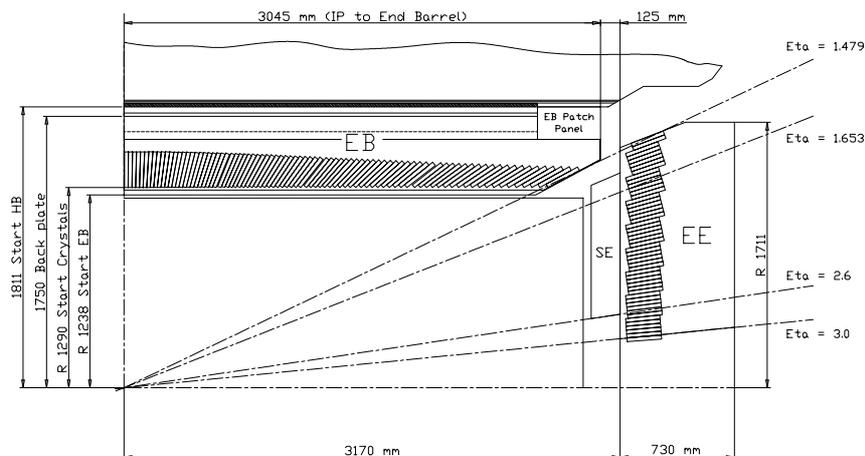


FIG. 3.10 – Vue schématique d'un quadrant du ECAL (EB : partie centrale, EE : bouchon, SE : détecteur de pied de gerbe).

géométrie du détecteur est non pointante par rapport au point d'interaction p-p. Les dimensions de la face avant des cristaux est en moyenne  $22 \times 22 \text{ mm}^2$ , soit  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0175 \times 0.0175$ . Le tonneau est divisé en deux parties ( $z > 0$  et  $z < 0$ ) composées, chacune, de 18 supermodules. Chaque supermodule couvre une région angulaire de  $20^\circ$  en  $\phi$  et contient 1700 cristaux placés dans 4 modules (un de 500 cristaux et les autres de 400). Il y a 360 cristaux selon  $\phi$  et  $2 \times 85$  selon  $\eta$ , pour un total de 61200 cristaux. Les cristaux sont regroupés dans des unités alvéolaires de  $2 \times 5$  cristaux. Nous reviendrons en détail sur la configuration mécanique de la partie centrale du ECAL dans le chapitre 5 consacré à la simulation de ce détecteur.

La partie bouchon du calorimètre couvre une région de pseudorapidité de 1.48 à 3.0. Les cristaux des bouchons sont de dimensions ( $24.7 \times 24.7 \times 220 \text{ mm}^3$ ) légèrement différentes que ceux du tonneau et sont regroupés par unité de 36 cristaux que l'on nomme supercristaux. Un total de 268 supercristaux couvrent chaque bouchon ainsi que 64 supercristaux sectionnés permettant de compléter les périmètres interne et externe. La géométrie des bouchons est non pointante.

Un détecteur de pied de gerbe est placé devant les cristaux de chaque bouchon. Il couvre la région  $|\eta| = 1.65$  à 2.61. Sa fonction principale est de permettre la différenciation des photons et des pions neutres (désintégration en deux photons proches). Deux fines couches d'absorbeurs en plomb initient la gerbe électromagnétique. La séparation  $\pi^0 - \gamma$  est obtenue en analysant la distribution spatiale de l'énergie déposée dans des senseurs en silicium situés à l'arrière de chaque couche de plomb. La résolution typique du détecteur est de 300 microns à 50 GeV.

### 3.2.1 Les cristaux de tungstate de plomb

Les cristaux de tungstate de plomb ( $PbWO_4$ ) ont été choisis pour leur compacité, leur réponse rapide et leur aptitude à résister au fort taux de radiation présent dans le détecteur. Le tableau 3.1 résume quelques caractéristiques principales des cristaux du ECAL. On remarquera que pratiquement toute la lumière de scintillation est collectée en 100 ns. Le défaut majeur de ces cristaux est cependant la sensibilité importante du taux de lumière aux varia-

tions de température (*cf.* fig. 3.11). À température ambiante elle est de l'ordre de  $-2\%/^{\circ}C$  [9]. L'ensemble du calorimètre électromagnétique doit donc impérativement être régulé à une température très stable ( $18^{\circ}C \pm 0.1^{\circ}C$ ).

Les cristaux font 23 cm de long, soit 25.8 longueurs de radiation ce qui permet de conte-

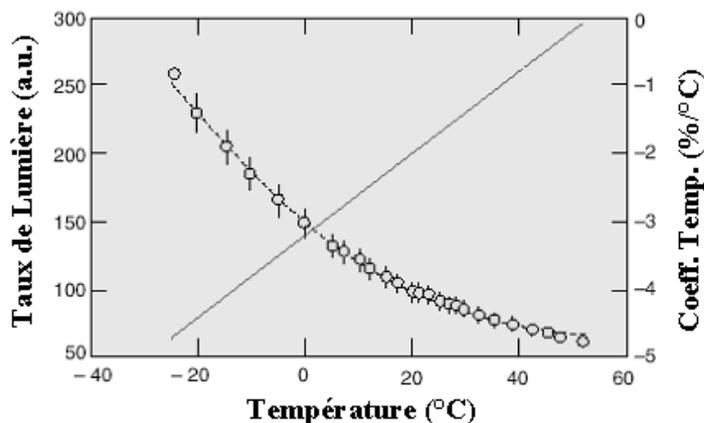


FIG. 3.11 – Variation du taux de lumière des cristaux en fonction de la température.

nir longitudinalement la quasi totalité de la gerbe électromagnétique. Les cristaux ont une géométrie tronc-pyramidale, les dimensions sont approximativement de  $22 \times 22 \text{ mm}^2$  pour la face avant et  $26 \times 26 \text{ mm}^2$  pour la face arrière.

Le pic du spectre d'émission des cristaux de tungstate de plomb se situe typiquement autour

TAB. 3.1 – Caractéristiques des cristaux de  $PbWO_4$  utilisé pour le ECAL

Densité	$8.28 \text{ g/cm}^3$
Longueur de radiation $X_0$	$0.89 \text{ cm}$
Rayon de Molière $R_M$	$2.19 \text{ cm}$
Energie critique $E_c$	$\sim 10 \text{ MeV}$
Temps de décroissance	5 ns (39%) 15 ns (60%) 100 ns (1%)
Pic d'émission	420-440 nm
Indice de réfraction	2.3
Coefficient de température	$-2\%/^{\circ}C$

de 420 nm pour la photoluminescence et de 440 nm pour la radioluminescence<sup>1</sup> [10]. La collection de lumière est faible par rapport à d'autres scintillateurs utilisés pour la détection de particules (par exemple le taux de lumière relatif du  $PbWO_4$  est environ 75 fois plus faible que le NaI(Tl) et 14 fois plus faible que le BGO). Pour compenser la faible luminosité des cristaux, les photosenseurs collectant la lumière, comportent un gain interne. Ces senseurs

<sup>1</sup>En spectroscopie moléculaire la distinction entre photoluminescence et radioluminescence dépend du mode d'excitation. La photoluminescence est due à l'absorption de rayonnement UV ou visible, tandis que la radioluminescence est causée par des particules de haute énergie.

sont traités en détail dans la partie suivante.

Des études ont montré que les dommages causés par les radiations n'affectaient pas les mécanismes de scintillation. La transmission de lumière dans les cristaux est cependant dégradée par la formation de centres colorés qui peuvent absorber certains domaines de longueur d'onde (atténuation induite). Les centres colorés sont créés dans les lacunes des cristaux et peuvent être réduits en contrôlant les processus de croissance des cristaux et en introduisant des dopants. La tenue aux radiations des cristaux de préproduction et les méthodes de suivi des variations du taux de lumière par un système de monitoring sont abordées dans le chapitre 4.

#### 3.2.2 Les photosenseurs du ECAL

Les photosenseurs chargés de collecter la lumière de scintillation des cristaux du ECAL doivent satisfaire plusieurs critères, dus à l'environnement extrême dans lequel ils seront placés. De plus ils doivent pouvoir fonctionner dans un champ magnétique de 4 Teslas et survivre à de très hautes doses de radiation pendant la durée de l'expérience, soit au moins 10 ans. Deux types de photosenseurs ont ainsi été développés : les photodiodes à avalanche (APD) pour la partie centrale du détecteur et les phototriodes à vide (VPT) pour les bouchons.

Les APD sont utilisées par paire, pour une zone totale de détection de  $50 \text{ mm}^2$  par cristal et fonctionnent avec un gain interne de 50. Ces photodiodes sont insensibles au champ magnétique et sont conçues pour supporter les taux de radiation présents dans le tonneau du ECAL. Cependant ces senseurs en silicium ne peuvent être utilisés dans les bouchons où les doses de radiation et le flux de neutrons beaucoup plus élevés provoqueraient des courants de fuite très importants, donnant une contribution au bruit électronique inacceptable [11]. Les VPT ont alors été choisies pour équiper les cristaux des bouchons. Ces photodétecteurs, qui sont essentiellement des photomultiplicateurs à un seul étage, sont très résistants aux radiations et peuvent posséder un gain interne en présence d'un champ magnétique (tant que l'angle entre le champ et l'axe du tube de la VPT n'est pas trop élevé).

##### 3.2.2.1 Propriétés des photodiodes à avalanche

Les APD sont construites par croissance épitaxiale sur une couche de silicium  $n^+$  de faible résistivité suivie d'une implantation d'ions et de processus de diffusion. La R&D des photodiodes à avalanche a débuté en 1993, en collaboration avec deux entreprises : Hamamatsu Photonics et EG&G Opto-Electronics. Depuis 1998 les APD sont produites exclusivement par Hamamatsu. Les détails internes des APD, comme les profils de dopage, sont des informations industrielles confidentielles. La structure de base d'une APD est montrée sur le schéma 3.12. La jonction PN de la diode est polarisée à une tension inverse élevée (plusieurs centaines de volts). Le champ électrique au niveau de la jonction PN est de quelques  $10^5 \text{ V/cm}$ , ce qui a pour effet de créer un mécanisme d'avalanche lorsque des porteurs libres se trouvent dans cette région. La jonction est par ailleurs complètement déplétée. Les porteurs libres, créés par agitation thermique ou par des particules incidentes sur l'APD, sont accélérés dans la zone déplétée et acquièrent une énergie suffisante pour ioniser les atomes du réseau cristallin et générer des paires électron-trou qui sont à leur tour accélérées. Il y a ainsi un phénomène d'avalanche qui se crée au niveau de la jonction. La charge électrique totale

collectée à l'arrière de l'APD (sur le contact électrique) est donc amplifiée par rapport à la charge initiale.

L'épaisseur de la jonction pn est fixée à environ  $6 \mu m$  pour minimiser la sensibilité du photo-senseur aux particules ionisantes et pour maximiser l'absorption de la lumière de scintillation ( $\lambda \sim 420 nm$ ) du cristal. La couche  $n^-$  est introduite pour augmenter l'épaisseur de la région de déplétion. Ceci permet de décroître la capacité de l'APD et la sensibilité du gain aux variations de la tension de polarisation. Des rainures, profondes de  $30 \mu m$ , sont creusées de chaque côté de la cathode pour réduire le courant de surface, particulièrement important lorsque l'APD subit de larges doses de radiation.

Les APD sont montées par paire dans des capsules qui sont ensuite collées à l'arrière de chaque cristal (voir figures 3.13 et 3.14).

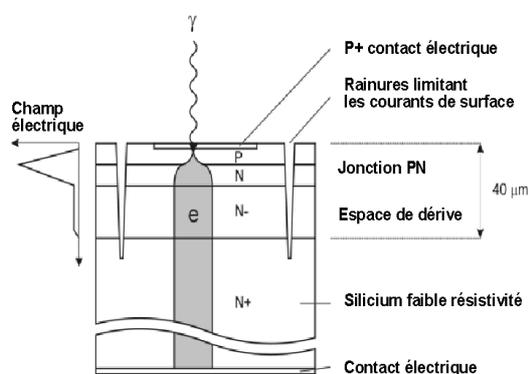


FIG. 3.12 – Structure d'une APD. Les électrons de photoconversion produits dans la couche P (environ  $6 \mu m$  d'épaisseur) sont multipliés dans la zone de la jonction PN puis collectés à l'arrière de l'APD.

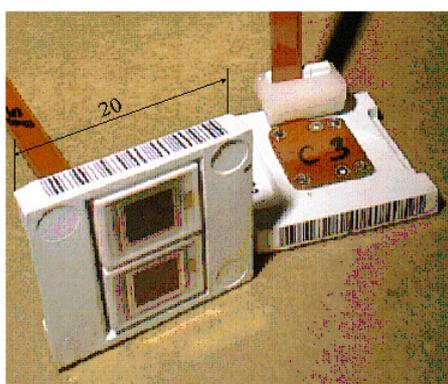


FIG. 3.13 – Deux APD ( $5 \times 5 mm^2$ ) sont montées sur une capsule prête à être collée sur un cristal.

## Détection directe

Les particules ionisantes qui traversent le cristal produisent des paires électrons-trous dans l'APD. Les électrons générés à l'avant de la jonction PN et les trous créés derrière la jonction, vont dériver à travers la région d'avalanche. Les électrons ont une probabilité bien plus élevée de débiter une avalanche que les trous [12], ainsi ce sont surtout les électrons produits dans la zone p qui produiront un signal électrique significatif. Les rayonnements ionisants créent une centaine de paires électron-trou par micromètre dans le silicium, sur toute l'épaisseur traversée. L'épaisseur effective d'une APD est définie [6] comme étant l'épaisseur que devrait avoir une diode PIN (sans gain interne) pour qu'un MIP y dépose autant d'énergie, en moyenne, que dans une APD, par unité de gain. L'épaisseur effective est déterminée à partir des mesures de la réponse d'une APD et d'une diode PIN (d'épaisseur  $200 \mu m$ ), soumises à des électrons provenant d'une source de  $^{90}Sr$ . D'après la définition précédente nous avons :

$$l_{eff} = \frac{\bar{E}_{APD}}{\bar{E}_{PIN}} \times \frac{200 \mu m}{M} \quad (3.12)$$

avec  $\bar{E}$  l'énergie moyenne déposée dans l'APD ou la diode PIN et  $M$  le gain de l'APD. Les fluctuations de perte d'énergie d'une particule au minimum d'ionisation traversant la matière est décrite par une distribution de Landau<sup>2</sup>. Expérimentalement il est plus aisé de déterminer les énergies au pic de la distribution. Ainsi, les mesures des pics d'énergie déposée dans l'APD et dans la diode PIN donnent, avec la formule précédente, une épaisseur effective de l'ordre de  $5.6 \mu m$  [14]. Toutefois ce calcul n'est pas tout à fait correct car le pic d'énergie ne varie pas linéairement avec l'épaisseur de silicium traversé. D'après H. Bichsel [15] la position du pic d'énergie  $P$  (en eV) peut s'exprimer en fonction de l'épaisseur traversée de silicium  $t$  (en  $\mu m$ ) par les relations empiriques suivantes :

$$\begin{aligned}
 P &= t \times (100.6 + 35.35 \times \ln(t)) & 13 \mu m < t < 110 \mu m \\
 P &= t \times (190 + 16.3 \times \ln(t)) & 110 \mu m < t < 3 mm.
 \end{aligned}
 \tag{3.13}$$

Un calcul [16], effectué en tenant compte de cette dépendance logarithmique de la valeur du pic d'énergie déposée, donne une valeur plus importante de l'épaisseur effective de l'APD :  $l_{eff} \sim 8.7 \mu m$ . D'autres méthodes de calcul [17] donnent une épaisseur effective également de l'ordre de 8-10  $\mu m$

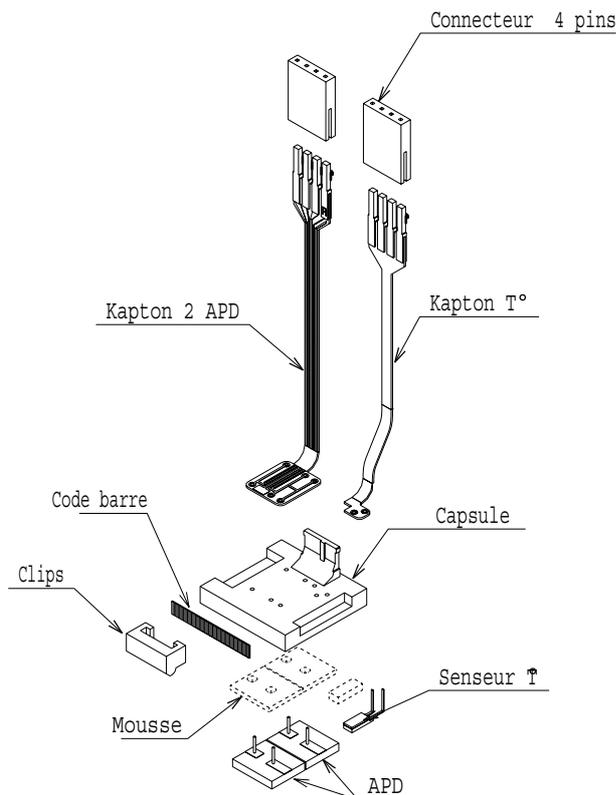


FIG. 3.14 – Vue éclatée d'une capsule munie d'un senseur de température.

---

<sup>2</sup>Il existe une autre description plus générale (distribution de Vavilov) qui permet de lever certaines contraintes du formalisme de Landau.

### Gain des APD

Le gain est une fonction exponentielle de la tension appliquée. La figure 3.15 montre des mesures effectuées en illuminant une APD avec une LED bleue ( $\lambda_{max} = 430$  nm). Pour une tension inférieure à 50 V les APD ont un gain unitaire [18]. Le signal à 20 V est utilisé pour normaliser le gain des tensions plus élevées.

L'évolution du gain avec la variation de la tension de polarisation est montrée sur la figure

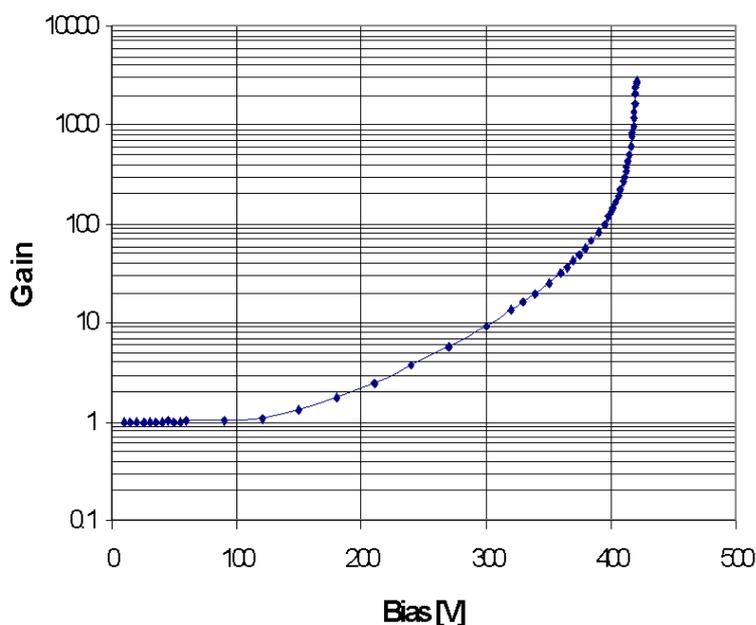


FIG. 3.15 – Gain en fonction de la tension de polarisation de l'APD. Le gain 50 est obtenu à environ 370 V.

3.16. Pour un gain 50, la valeur nominale de fonctionnement des APD, cette variation est donnée par :

$$\frac{dM}{dV} \times \frac{1}{M} = 3.3 \% / V \quad (\text{pour } M = 50) \quad (3.14)$$

L'intensité du phénomène d'avalanche dépend du chemin moyen parcouru par les électrons entre chaque collision ionisante. Ce chemin dépendant de l'agitation thermique, il y a un lien entre le gain de l'APD et la température (Cf. figure 3.17). Pour un gain 50 on a la relation suivante :

$$\frac{dM}{dT} \times \frac{1}{M} = -2.2 \% / ^\circ C \quad (\text{pour } M = 50) \quad (3.15)$$

### Le facteur d'excès de bruit

La multiplication par avalanche est un phénomène de nature statistique qui apporte des fluctuations de gain plus importantes que pour un photomultiplicateur conventionnel. Une autre source de fluctuations est due à la contribution des trous au gain. Ces effets causent un

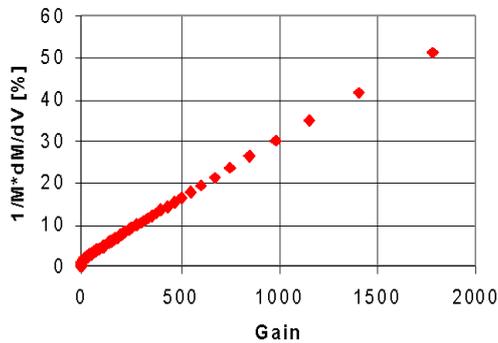


FIG. 3.16 – Variation relative du gain en fonction de la tension [22].

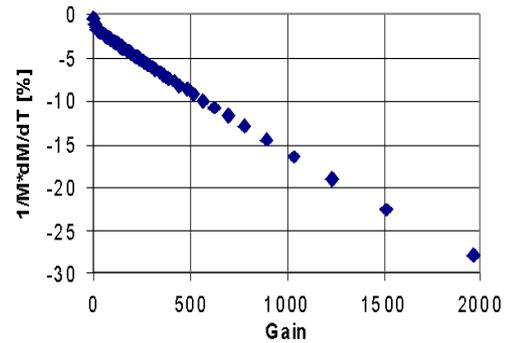


FIG. 3.17 – Variation relative du gain en fonction de la température [22].

facteur d'excès de bruit,  $F$ , au processus d'amplification.  $F$  est exprimé par [19] :

$$F = k \times M \times (2 - 1/M) \times (1 - k) \quad (3.16)$$

$$k \simeq \beta/\alpha \quad \alpha \gg \beta$$

où  $k$  est le rapport des coefficients d'ionisation des électrons ( $\alpha$ ) et des trous ( $\beta$ ) et  $M$  est le gain de l'APD. Pour  $M$  supérieur à 10, on a l'approximation suivante :

$$F \simeq 2 + k \times M \quad (3.17)$$

À un gain 50, les APD ont un facteur d'excès de bruit très proche de la limite théorique, à bas gain,  $F = 2$ .

### Capacité et efficacité quantique

L'évolution de la capacité d'une APD en fonction de la tension de polarisation est représentée sur la figure 3.18. Cette courbe fait apparaître les deux phases successives de la déplétion de la photodiode : jusqu'à 180 volts les charges d'espace autour de la jonction migrent pour arriver à une situation d'équilibre, tandis qu'entre 180 et 350 V la zone de transition de la jonction PN s'agrandit, ce qui fait baisser la capacité. À la tension opérationnelle de 370 V la zone de déplétion de l'APD est maximale et la capacité reste constante à une valeur proche de 80 pF. Comme nous le verrons par la suite, la capacité de l'APD a une forte influence (en  $C^2$ ) sur le bruit électronique et par conséquent sur la résolution en énergie. Elle doit donc être la plus basse possible.

Le pourcentage des photons, incidents sur l'APD, convertis en photoélectrons et donnant lieu à une avalanche est représenté par l'efficacité quantique. La figure 3.19 montre l'efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente. Celle-ci est de 72 % à la longueur d'onde de scintillation du  $PbWO_4$  (420 nm). L'efficacité quantique dépend également de la nature du revêtement d'entrée de l'APD (en  $Si_2O_3$ ) et de l'épaisseur de la couche  $p^+$  de photoconversion.

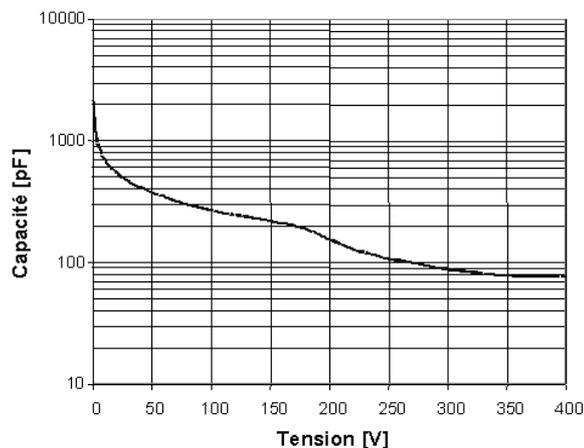


FIG. 3.18 – Capacité de l'APD en fonction de la tension. À 370 V la jonction est complètement déplétée et la capacité est minimale [22].

### Résistance aux radiations

La question de l'effet des radiations sur les performances des APD est cruciale. Le flux intégré de neutrons au niveau des APD, après 10 ans de fonctionnement du LHC, est estimé [6] à  $2 \times 10^{13}$  neutrons/cm<sup>2</sup>. La dose absorbée varie de 300 à 2000 Gy selon  $\eta$ . La figure 3.20 montre les flux de neutrons et de hadrons chargés ainsi que la dose absorbée en fonction de  $\eta$ , immédiatement à l'arrière des cristaux, pour la partie centrale du ECAL et pour les bouchons. Les quantités ont été évaluées pour une luminosité intégrée de  $5 \times 10^5$  pb<sup>-1</sup>, soit environ 5 ans de fonctionnement du LHC à haute luminosité ( $10^{34}$  cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>).

Pour les APD, les dommages par irradiation se répartissent en deux catégories [21] :

- les dommages de surface, créés essentiellement par les photons, peuvent détériorer l'efficacité quantique et augmenter les courants de surface ;
- les dommages dus aux neutrons causent des défauts à l'intérieur du silicium qui augmentent le courant d'obscurité et donc le bruit électronique.

Étant donné les flux attendus au LHC, les dommages par neutrons seront la contribution dominante au bruit.

En théorie les APD sont, de par leur très faible épaisseur efficace, particulièrement résistantes aux radiations et doivent pouvoir survivre pendant toute la durée du LHC. Cependant, pour éviter les risques d'anomalies, les APD de production suivent plusieurs types de tests de fiabilité aux irradiations. Ainsi 5 % des APD produites sont soumises à un faisceau de protons de 70 MeV au PSI (Paul Scherrer Institute, Suisse). L'irradiation avec des protons simule, approximativement, à la fois le flux de hadrons (neutrons) dans le ECAL et les dommages par ionisation. En mode standard de fonctionnement le faisceau délivre une dose équivalente à 1 Mrad en deux heures, ce qui est bien supérieur à la dose évaluée pour 10 ans de LHC. Pendant l'irradiation les photodiodes sont polarisées à leur tension nominale de gain 50. Après quoi les APD sont chauffées à 90°C pendant deux semaines. Ce processus permet de supprimer, par agitation thermique, la plupart des défauts créés lors de l'irradiation. Le fait d'effectuer cette intervention à des températures élevées accélère la récupération des APD, qui prendrait un temps beaucoup plus long à température ambiante. Tous les paramètres caractérisant la pho-

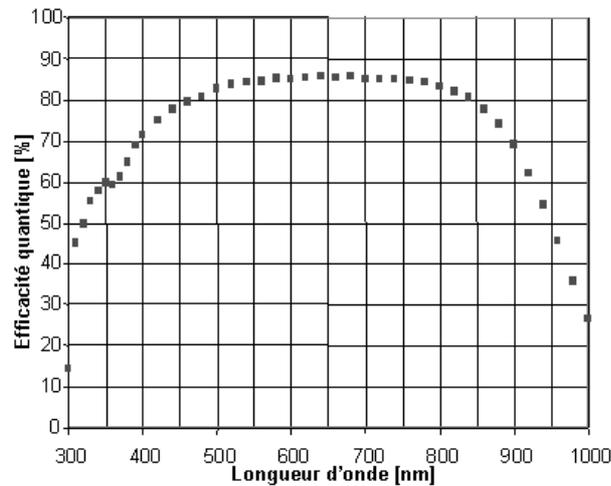


FIG. 3.19 – Évolution de l'efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente. Pour la lumière de scintillation (420 nm), l'efficacité quantique est de 72 % [22].

todiode sont ensuite mesurés et comparés aux valeurs précédant l'irradiation. Typiquement, on constate au cours des tests effectués [12] que le courant d'obscurité à gain 50 passe de 10 nA, avant irradiation, à 4  $\mu A$  après irradiation et récupération. Cette dernière valeur a été mesurée à une température de fonctionnement de 23°C. La température du ECAL étant en fait de 18°C, le courant d'obscurité prévu sera d'un facteur 2 plus faible, soit environ 2  $\mu A$ , ce qui est compatible avec les prérequis de CMS. Tous les autres paramètres, la capacité, la résistance série,  $dM/dV$ ,  $dM/dT$  et l'efficacité quantique au gain 50 ne changent pas après irradiation. Pour être validée une APD doit satisfaire plusieurs critères comme par exemple une tension de claquage stable (à quelques volts près) après irradiation. Des tests effectués [13] au PSI en Avril 2001 sur 252 APD ont montré 100 % de fiabilité selon ces critères. Des processus d'irradiation similaires ont été effectués, au cours de l'année 2001, avec des sources de neutrons à Rome (réacteur) et dans le Minnesota (source de  $^{252}\text{Cf}$ ). Après irradiation et récupération, aucune APD testée (environ 5 % de la production totale) n'a présenté de changements significatifs dans la tension de claquage ou d'anomalies dans le courant d'obscurité.

En plus de ces tests ne portant que sur une fraction des photodiodes, 100 % des APD sont irradiées avec une source gamma de  $^{60}\text{Co}$  (500 krad). Toutes ces APD sont ensuite chauffées, sous tension, à 90°C pendant deux semaines. Il ne s'agit pas là d'un processus de récupération mais d'une façon de simuler le vieillissement accéléré correspondant à 5 ans de fonctionnement du LHC. À l'issue de ces étapes, les photodiodes à avalanche avec une tension de claquage anormalement basse ou avec un courant d'obscurité trop élevé, sont rejetées. Ces tests sont effectués dans le but d'opérer une présélection des APD. En effet il a été observé que les APD survivant à l'irradiation au cobalt, survivaient également à des flux de protons (ou neutrons) aux doses du LHC. Sur 500 APD irradiées avec des neutrons, après présélection avec le  $\text{Co}^{60}$ , aucune n'a été éliminée (tests du 07/01) [22].

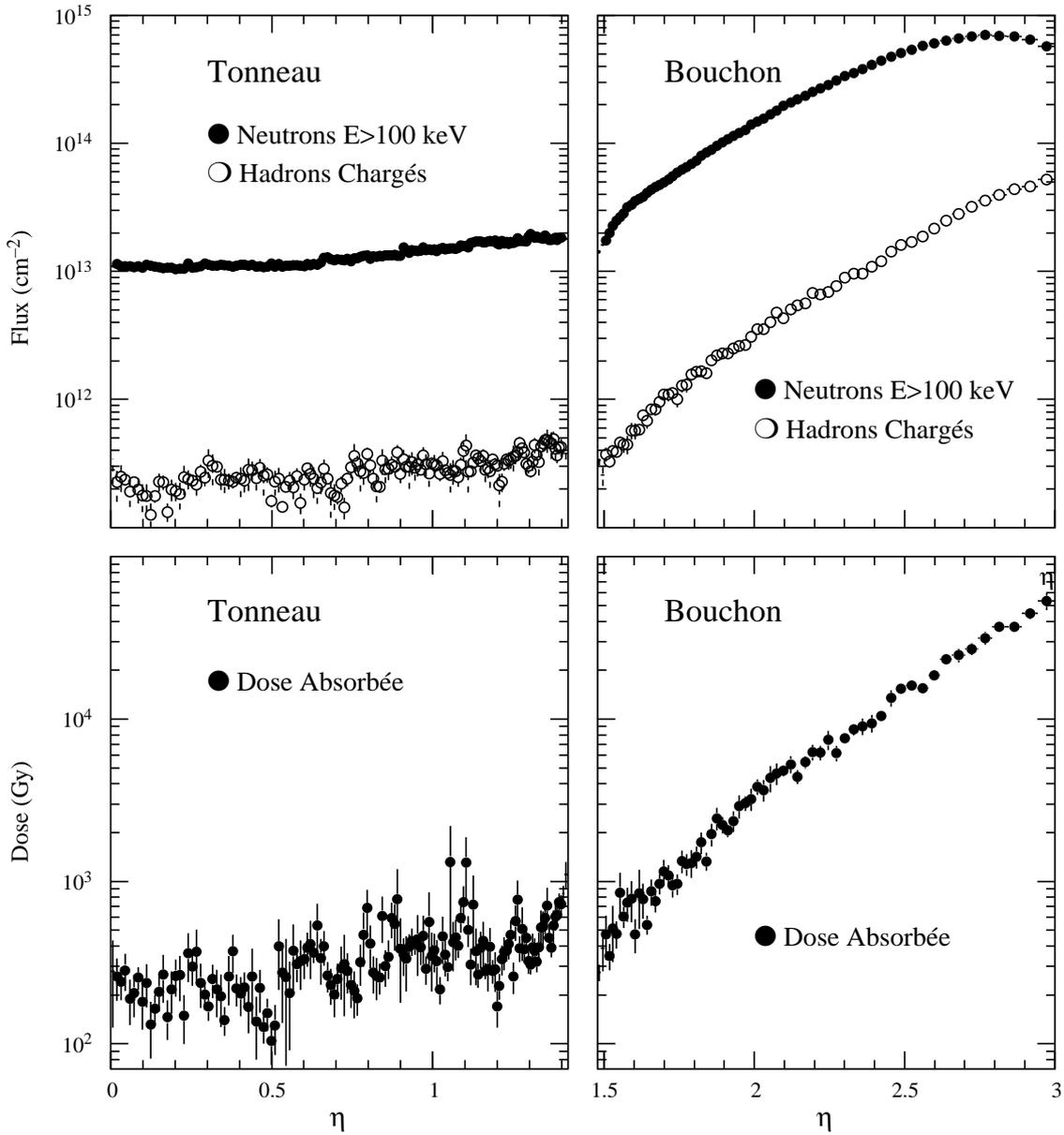


FIG. 3.20 – Flux de neutrons et de hadrons chargés, en  $\text{cm}^{-2}$ , et dose absorbée, en Gy, juste à l’arrière des cristaux du tonneau et des bouchons en fonction de  $\eta$ . Les valeurs correspondent approximativement à 5 ans de fonctionnement du LHC à haute luminosité ( $500 \text{ fb}^{-1}$ ) [6].

#### Appariement des APD

Les caractéristiques que nous venons de présenter, ne concernent que les APD individuelles. Toutefois les photosenseurs qui vont collecter la lumière des cristaux du ECAL sont les capsules, constituées chacune de 2 APD en parallèle. Il est essentiel que toutes les capsules du ECAL aient le même gain, en effet, la valeur du gain joue directement sur l'amplification du signal et a une influence en  $M^2$  sur la composante parallèle du bruit électronique (voir equation (3.35) dans la partie 3.3).

Le choix du gain 50 des APD a été le résultat d'un compromis entre plusieurs exigences : rapport signal/bruit électronique élevé, faible facteur F, fluctuations raisonnables du gain en fonction de la tension et de la température, etc. La tension de fonctionnement à gain 50 ( $V_{50}$ ) de chaque APD prise individuellement est distribuée de manière continue entre 340 V et 390 V. Ces valeurs de gain des APD sont données initialement par Hamamatsu et ensuite extrapolées pour 18° C (les mesures Hamamatsu étant effectuées à température ambiante). Les APD sont appariées de façon à ce que la distribution des tensions  $V_{50}$  des couples d'APD ne soit plus continue mais piquée à intervalles réguliers de 5 V entre 340 et 390 V. La figure 3.21 montre un exemple d'appariement pour un lot récent d'APD. La figure du haut présente la distribution des tensions  $V_{50}$  des couples d'APD sélectionnés par la procédure d'appariement, effectuée au CERN (les valeurs des tension nominales de gain 50 des capsules sont estimées à partir des mesures Hamamatsu corrigées). Après appariement, les APD sont envoyées à l'IPN de Lyon où elles sont assemblées dans des capsules. Un banc de mesures permet de déterminer les propriétés (gain, bruit électronique,  $1/M \cdot dM/dV$ , tension de claquage, ...) et de valider chacune des capsules [24]. La distribution des tensions de gain 50 mesurées, avec cet appareillage, après montage des capsules est représentée par le deuxième histogramme de la figure 3.21. Ces mesures sont en accord avec les valeurs théoriques estimées au CERN. Le dernier histogramme montre la différence entre les deux distributions. On constate un écart systématique, d'en moyenne 1.7 V, entre les mesures Hamamatsu et les mesures effectuées à Lyon. Ce décalage peut s'expliquer par les différentes méthodes d'illumination des APD employées. En effet le gain des APD est déterminé par Hamamatsu en illuminant toute la face avant de chaque APD, tandis qu'à Lyon les bords des APD (où se situent les rainures) ne sont pas illuminés. La dispersion RMS de chacun des pics du "peigne" des tensions de gain 50 mesurées à Lyon est de l'ordre de 0.4 V. Les capsules appartenant à un même groupe de tension  $V_{50}$  seront polarisées dans le ECAL par une haute tension commune (il y a une HT par groupe de 50 capsules).

Les figures 3.22 et 3.23 montrent, respectivement, des mesures de capacité et de gain pour une capsule. Les courbes ont les mêmes allures générales que celles obtenues pour une APD seule (cf. figures 3.15 et 3.18). La capacité totale d'une capsule est toutefois plus importante que celle d'une APD seule puisque, dans la capsule, les deux APD sont montées en parallèle et qu'il faut prendre en compte la capacité du câble en Kapton<sup>3</sup>. Ainsi à tension nominale  $V_{50}$  la capacité d'une capsule se situe entre 160 et 200 pF.

#### Résumé

Les caractéristiques principales des APD (seules) sont présentées dans le tableau 3.2 [23].

---

<sup>3</sup>2.1 pF/cm, pour des câbles variant entre 7 et 16 cm.

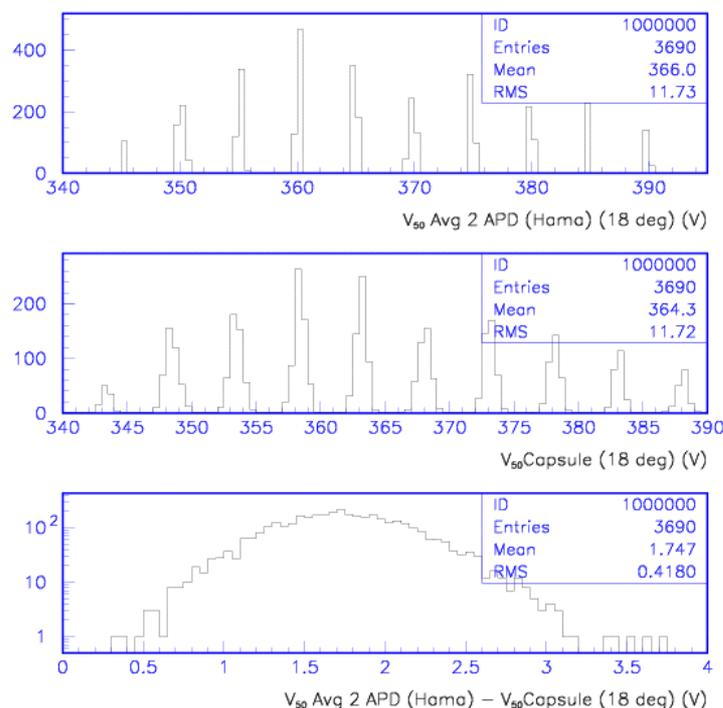


FIG. 3.21 – Distribution, estimée au CERN, des tensions de gain 50 pour des paires d’APD (figure du haut). Distribution  $V_{50}$  mesurée, après montage des capsules, à Lyon (figure du milieu). Le dernier histogramme montre la différence entre les deux distributions.

Les APD produites par Hamamatsu Photonics sont bien adaptées pour le calorimètre électromagnétique. Elles ont un facteur d’excès de bruit proche de la limite théorique et sont, avec une épaisseur effective d’environ 8 microns, naturellement résistantes aux radiations. Des tests d’irradiation montrent qu’après 10 ans de fonctionnement au LHC, le courant d’obscurité ne dépasse pas  $2 \mu A$  (au gain 50 et à  $18^\circ C$ ). Les APD ont cependant un gain sensible aux variations de tension et de température. Ces deux facteurs nécessitent d’être régulés de manière très précise. La température en particulier doit être stable à  $0.1^\circ C$  car les cristaux de tungstate de plomb ont également un coefficient de température non négligeable qui évolue dans le même sens que celui des APD.

Actuellement les APD sont produites au rythme de 5000/mois. Des contrôles de qualité sont effectués (CERN, PSI) sur chaque lot et les APD respectant les spécifications de CMS sont appariées et montées dans des “capsules”. L’IPN de Lyon est responsable de l’assemblage et de la caractérisation de toutes les capsules du ECAL. Un banc de tests automatisé a été construit à cet effet [24] et permet la validation des capsules avant le collage sur les cristaux.

### 3.2.2.2 Les phototriodes à vide

#### Principe de fonctionnement

La figure 3.24 est une photographie d’une VPT typique avec des dimensions appropriées

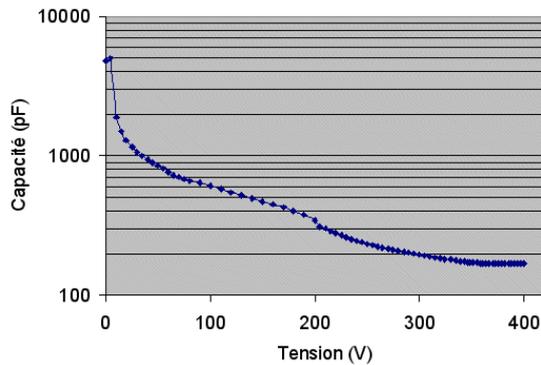


FIG. 3.22 – Courbe de la capacité en fonction de la tension de polarisation pour une capsule.

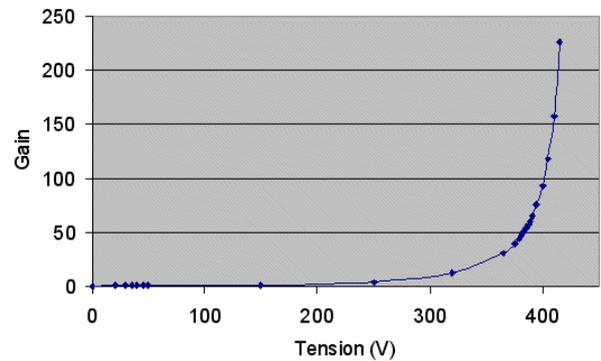


FIG. 3.23 – Courbe du gain en fonction de la tension de polarisation pour une capsule.

TAB. 3.2 – Caractéristiques des APD récentes (2002)

Surface active	$5 \times 5 \text{ mm}^2$
Tension nominale	$\sim 370 \text{ V}$
Gain nominal	50
Capacité	$\sim 80 \text{ pF}$
Résistance série	$\sim 3 \Omega$
Courant d'obscurité	$< 50 \text{ nA}$
Efficacité quantique	72% à 420 nm
$dM/dV \times 1/M$	3.3%/V
$dM/dT \times 1/M$	-2.4%/ $^{\circ}\text{C}$
Facteur d'excès de bruit	$\sim 2$

aux cristaux des bouchons. La figure 3.25 montre schématiquement sa structure interne. Une photocathode plane semi-transparente recouvre la surface interne d'une plaque d'entrée en verre. Une dynode, sous forme de couche réfléchissante, est déposée sur une électrode plane au fond du tube de la VPT. L'anode est représentée par une grille métallique située entre la photocathode et la dynode, près de la dynode. Les photocathodes développées pour les VPT sont en bialkali (SbKCs) et possèdent une bonne sensibilité au spectre d'émission des cristaux. La même matière constitue également le revêtement de la dynode. La photocathode est à la masse, l'anode est polarisée à 800 V et la dynode à environ 600 V. Une large fraction  $\varepsilon$  des photoélectrons produits sur la photocathode passent à travers la grille de l'anode et frappent la dynode où des électrons secondaires sont créés. Avec une dynode à gain élevé le facteur de production d'électrons secondaires peut être de l'ordre de 20. Les électrons secondaires sont attirés par la grille et une fraction substantielle d'entre eux sont capturés. Les électrons restant frappent à nouveau la dynode et produisent des électrons tertiaires, dont une partie est récupérée par la grille de l'anode. La production d'électrons quaternaires par les électrons retombant sur la dynode est négligeable. Le gain effectif théorique d'une VPT est donné par

l'expression suivante [25] :

$$G = (1 - \varepsilon) + m\varepsilon(1 + \varepsilon^2\alpha)(1 - \varepsilon^2) \quad (3.18)$$

avec  $m \sim 20$ , facteur d'émission secondaire et  $\alpha \sim 0.5$ , facteur d'émission tertiaire. Avec  $\varepsilon \sim 0.6$  le gain est de l'ordre de 9.5.



FIG. 3.24 – Phototriode à vide.

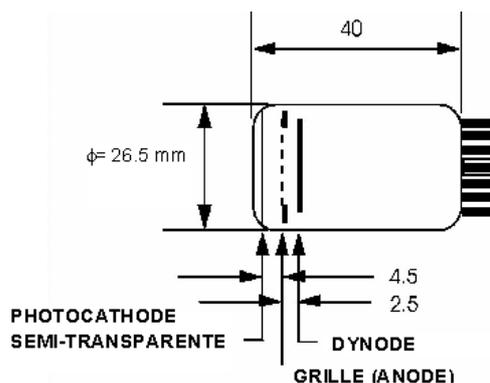


FIG. 3.25 – Schéma de l'intérieur d'une VPT.

### Facteur d'excès de bruit

Le facteur d'excès de bruit d'une VPT reçoit les contributions de deux sources : la réduction, par le facteur de transmission de la grille  $\varepsilon$ , du nombre de photoélectrons intervenant dans le processus de multiplication, et la fluctuation du processus de multiplication en soi. On montre que

$$F \approx (1 + 1/M)/\varepsilon \quad (3.19)$$

où  $M$  est le nombre moyen d'électrons secondaires collectés sur l'anode pour chaque photoélectron qui frappe la dynode ( $M \sim m(1 - \varepsilon^2)$ ). En pratique,  $F$  dépend du dessin du tube de la VPT et est typiquement de l'ordre de 3.

Les caractéristiques principales des VPT sont résumées dans le tableau 3.3.

TAB. 3.3 – Caractéristiques des VPT

Surface active	$\sim 300\text{mm}^2$
Gain nominal (à 4T)	8
Capacité	$< 10 \text{ pF}$
Efficacité quantique	18% à 420 nm
$dM/dV \times 1/M$	$< 0.1\%/V$
$dM/dT \times 1/M$	$< 1\%/^{\circ}C$
Facteur d'excès de bruit	2.5 – 3.0

### Réponse en fonction de la tension

Pour choisir les tensions de polarisation, il faut prendre en compte deux considérations : la tension de la dynode par rapport à la photocathode,  $V_D$ , doit être suffisamment élevée pour obtenir un coefficient d'émission secondaire assez important, et le champ entre la dynode et l'anode, proportionnel à  $V_A - V_D$ , doit être suffisant pour assurer une collection efficace des électrons secondaires (et tertiaires) sur l'anode.

La figure 3.26 illustre la variation du gain,  $G$ , d'une VPT en fonction de la tension  $V_D$ , pour  $V_A = 800$  et  $1000$  V. Les deux courbes ont le même comportement jusqu'à  $600$  V, le gain monte rapidement en fonction de la tension et puis tend vers un plateau avec la saturation des coefficients d'émission secondaire. Au delà de  $600$  V pour la courbe  $V_A = 800$  V (et respectivement  $800$  V pour  $V_A = 1000$  V) le gain se stabilise (et commence même à décroître légèrement) car  $V_A - V_D$  chute au dessous de  $200$  V et l'efficacité de collection à l'anode décroît.

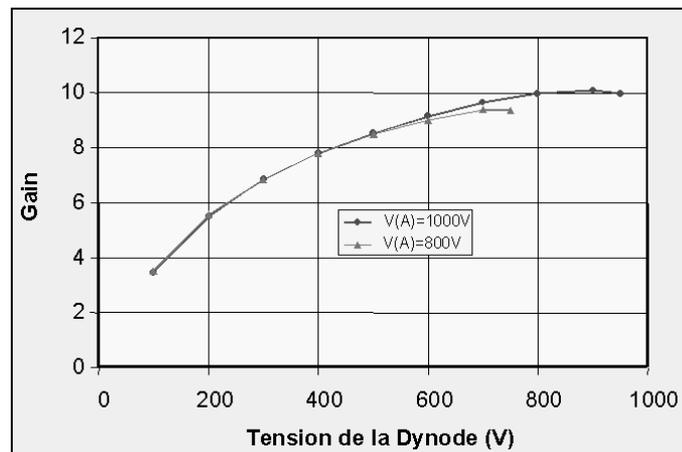


FIG. 3.26 – Évolution du gain en fonction de la tension de la dynode  $V_D$ , pour  $V_A = 800$  et  $1000$  V [26].

### Réponse en fonction du champ magnétique

Le fort champ magnétique force les électrons, se déplaçant dans le tube à vide de la VPT, à avoir une trajectoire en spirale autour des lignes de champ. À  $4$  T le rayon de courbure de ces spirales est de quelques microns seulement. Ainsi, lorsque le champ est axial, les électrons en périphérie de la photocathode, dont le diamètre est significativement plus important que la dynode, sont perdus. De même si le champ n'est pas axial, certains électrons situés au bord de la photocathode seront balayés sur les parois du tube et également perdus. La figure 3.27 montre la réponse relative de l'anode en fonction de l'intensité du champ magnétique, lorsque l'axe du tube de la VPT fait un angle de  $15^\circ$  avec la direction du champ. La tendance générale de cette courbe (à part pour les faibles valeurs du champ) montre une décroissance du signal en fonction de l'intensité du champ.

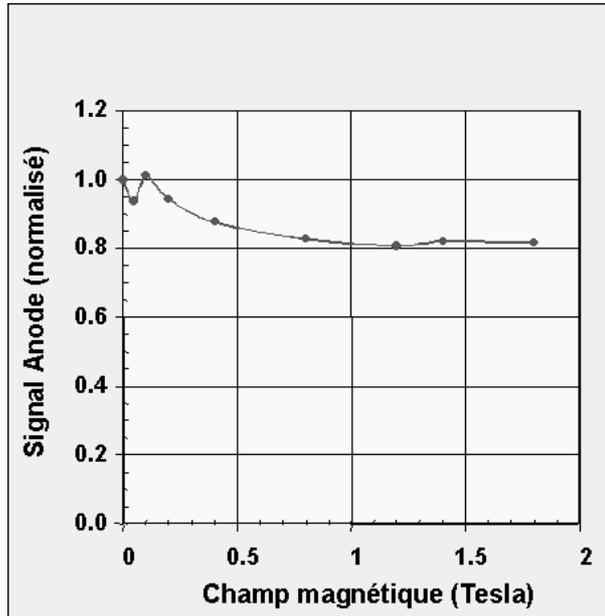


FIG. 3.27 – Réponse relative de l’anode en fonction du champ magnétique, mesurée pour un axe à  $15^\circ$  du champ [26].

### Réponse en fonction de l’orientation du champ magnétique

Les VPT du ECAL sont orientées avec un angle par rapport au champ magnétique variant entre  $5.7^\circ$  (rayon interne des bouchons) et  $25.6^\circ$  (rayon externe). Des mesures ont été effectuées pour étudier le comportement des VPT en fonction de cet angle. La figure 3.28 montre la variation du signal de l’anode en fonction de l’angle entre l’axe de la VPT et le champ magnétique. Les flèches signalent les régions angulaires correspondant aux deux bouchons. Pour des angles supérieurs à  $45^\circ$  (en valeur absolue), la réponse de l’anode chute rapidement. On observe un phénomène de résonance, sur la partie haute de la courbe, dû à la structure régulière de la grille de l’anode. La probabilité qu’un électron passe à travers la grille ne dépend pas seulement du rayon de sa trajectoire hélicoïdale par rapport au maillage de la grille, mais également du pas de l’hélice, de l’épaisseur de la grille et de l’angle entre l’axe de l’hélice et le plan de l’anode.

### Tests d’irradiation

Les phototriodes à vide des bouchons vont être soumises à de très fortes doses de radiation sous la forme de particules chargées, de neutrons et de photons. Les estimations de la dose intégrée pour  $500 \text{ fb}^{-1}$  donnent (Cf. figure 3.20)  $0.5 \text{ kGy}$  à la circonférence externe des bouchons ( $|\eta| = 1.5$ ),  $3.0 \text{ kGy}$  à  $|\eta| = 2.0$ ,  $20 \text{ kGy}$  à  $|\eta| = 2.6$  et  $50 \text{ kGy}$  pour le rayon interne ( $|\eta| = 3.0$ ). Le flux de neutrons pour cette même valeur de luminosité intégrée est de l’ordre de  $5 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$  à  $|\eta| = 1.5$  et  $7 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2$  à  $|\eta| = 2.6$ .

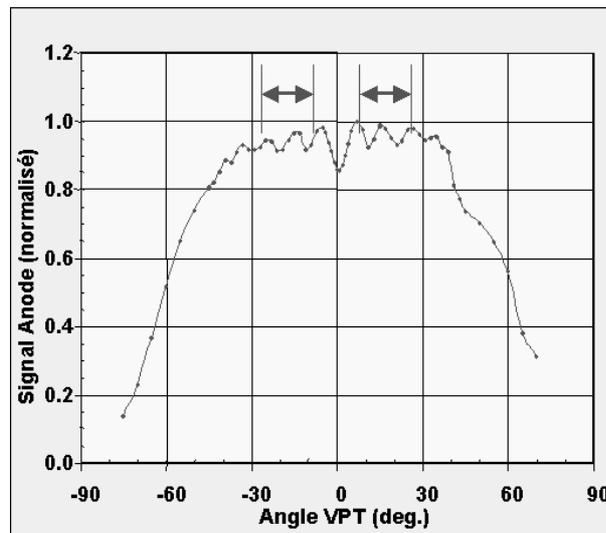


FIG. 3.28 – Réponse relative de l’anode en fonction de l’angle, dans un champ magnétique de 1.8 T. L’effet de résonance est dû à la structure régulière du maillage de la grille et de l’angle de l’axe de la VPT par rapport au champ magnétique. Les flèches indiquent les régions angulaires des bouchons [26].

En général, l’effet le plus important causé par les rayonnements ionisants sur les VPT est le noircissement de l’enveloppe en verre de la fenêtre d’entrée du tube, résultant en une diminution de la transmission optique. Pour pallier à ce problème, des verres spéciaux en silicate de bore ont subi un traitement pour améliorer leur transmission UV. Une description complète des tests de radiations effectués sur ces verres peut être trouvée dans la référence [25]. La figure 3.29 montre la perte de transmission optique de deux échantillons de verre<sup>4</sup> après une irradiation au  $^{60}\text{Co}$  de 25 kGy. Cette dose correspond approximativement à 10 années<sup>5</sup> de fonctionnement du LHC à  $|\eta| = 2.6$ . L’objectif de ces tests est de s’assurer que la perte de réponse des VPT à la lumière de scintillation est inférieure à 10% après 10 ans de fonctionnement au LHC. Les études d’irradiation effectuées ont donné satisfaction sur ce critère [26].

### Conclusion sur les VPT

Les phototriodes à vide ont été développées avec succès pour satisfaire aux besoins de la partie bouchon du ECAL. L’ensemble des tests [25] a montré la fiabilité et les performances des VPT dans de nombreux domaines : gain dans un champ magnétique élevé, résistance aux radiations et stabilité en présence de photocourants intenses.

<sup>4</sup>Échantillons fournis par Electron Tube Ltd et Hamamatsu Photonics.

<sup>5</sup>Si on considère 3 ans à basse luminosité ( $10 \text{ fb}^{-1}/\text{an}$ ) et 7 ans à haute luminosité ( $100 \text{ fb}^{-1}/\text{an}$ ).

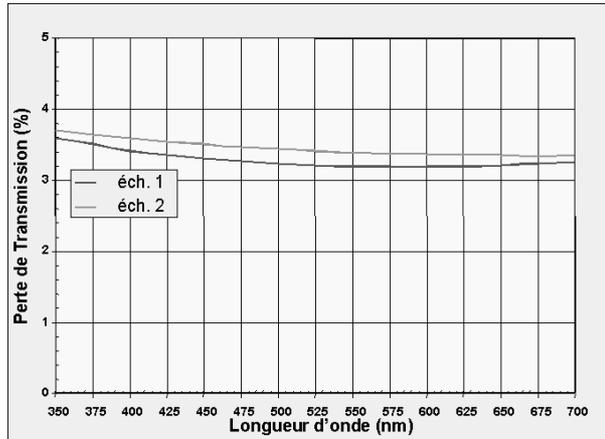


FIG. 3.29 – Perte de la transmission optique de deux échantillons après 25 kGy d’irradiation au  $^{60}\text{Co}$  (380 Gy/heure). La dose totale correspond approximativement à 10 ans de fonctionnement du LHC à  $\eta = 2.6$  [26].

### 3.2.3 Présentation générale de l’électronique frontale

La chaîne électronique de lecture de chaque cristal du ECAL est composée, dans ses grandes lignes, des éléments suivants :

- les photosenseurs (couple d’APD pour la partie centrale ou VPT pour les bouchons), chargés de collecter la lumière de scintillation produite par les cristaux ;
- un circuit intégré, le FPPA (“Floating Point PreAmplifier”), cumulant les fonctions de préamplificateur, de système multigain et d’échantillonnage du signal. Ce composant crucial de la chaîne électronique est détaillé ultérieurement, dans le cadre des expériences sur prototypes effectuées en faisceau (voir partie 4.1.3) ;
- un ADC 12-bits (Analog Device 9042) chargé de numériser les échantillons de signal sortant du FPPA ;
- un sérialiseur (GOL, “Giga Optical Link”) et une interface optique permettant la conversion du signal numérique en signal optique.

Tous ces éléments (sauf les photosenseurs, collés aux cristaux) devaient, à l’origine, faire partie d’une même carte. À chaque rangée de cristaux d’un sous-module (soit 5 cristaux en  $\eta$ ) correspondait une carte d’électronique frontale (carte VFE, “Very Front End”). Les informations provenant de toutes les voies du ECAL étaient transportées, via fibres optiques (avec une fibre par chaîne électronique), vers les systèmes de déclenchement et d’acquisition situés dans une salle de comptage, à l’extérieur du détecteur (voir schéma 3.30). Cette approche, où l’électronique de lecture était répartie à l’intérieur et à l’extérieur du détecteur, permettait de diminuer le nombre de composants résistants aux radiations à développer et présentait une grande flexibilité pour éventuellement modifier, au cours de l’expérience, le système de déclenchement et les algorithmes de sommation. Cependant, ce concept qui avait été élaboré à une époque (1997) où l’on pensait que le prix des composants optiques allait diminuer au cours des années, ne convient plus aujourd’hui car trop coûteux. La solution proposée actuellement [27] est de réduire significativement le nombre de fibres optiques en déplaçant l’ensemble du système de déclenchement vers l’intérieur du détecteur (*cf.* fig. 3.31). Pour cela plusieurs modifications sont nécessaires :

- les liens optiques des cartes VFE sont supprimés. Chaque carte ne comporte plus que les

- circuits FPPA et ADC correspondant aux 5 cristaux qui lui sont reliés ;
- une nouvelle carte électronique (carte FE, “Front End”) est introduite derrière chaque tour de déclenchement (une tour correspond à 5 cartes VFE successives en  $\phi$  soit 25 cristaux). Cette carte détermine, pour chaque tour, les informations de déclenchement (énergie déposée dans chaque rangée de 5 cristaux, énergie totale, etc.) et enregistre les données des 25 cristaux de la tour pendant un temps limité, c.à.d. jusqu’à ce que le système de déclenchement le plus bas (TCP de niveau 1) décide de les garder ou non.

Les cartes FE transmettent les données vers l’extérieur du détecteur à l’aide du lien optique (GOL) fonctionnant à 800 Mb/s. Il n’y a désormais plus que trois fibres optiques sortant du détecteur, par tour de déclenchement (au lieu de 25 dans la version précédente) : une fibre pour les données, une pour l’horloge et une dernière pour transmettre les informations de déclenchement.

La nouvelle architecture ne présente aucune différence pour la physique par rapport à l’ancienne. Les parties FPPA et ADC ne sont pas modifiées et les algorithmes de déclenchement de l’aquisition restent les mêmes que précédemment. Le système est néanmoins un peu plus risqué car la perte d’une fibre optique entraîne la perte de 25 voies. Des solutions pour remédier à cet inconvénient sont actuellement en cours d’étude.

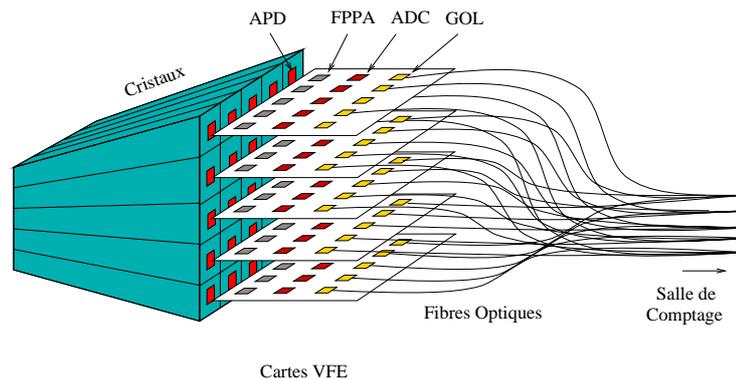


FIG. 3.30 – Ancienne architecture du système de lecture électronique. Chaque voie, de la tour de 25 cristaux, est reliée à une fibre optique et le déclenchement de l’aquisition de données se fait au niveau de la salle de comptage située hors du détecteur.

### 3.2.4 Le système de monitoring des cristaux

Un système de suivi en lumière (monitorage) a été conçu pour étudier et corriger les évolutions, sur le court terme, des facteurs de transmission de lumière des tous les cristaux du ECAL. Le monitoring des cristaux est décrit en détail dans les références [6], [28] et [29]. Nous allons le présenter, brièvement, pour la partie centrale du détecteur.

Le système de monitoring permet d’injecter une impulsion lumineuse dans chaque cristal, par la face avant, grâce à un système de distribution de fibres. Ce dernier est organisé, depuis la source jusqu’aux cristaux, en trois niveaux de distribution (Cf. fig. 3.32). Un laser envoie de la lumière, à différentes longueurs d’onde (440 et 527 nm), sur une moitié de supermodule à la fois. L’impulsion de lumière bleue (440 nm) a une largeur à mi-hauteur de 15 ns et une

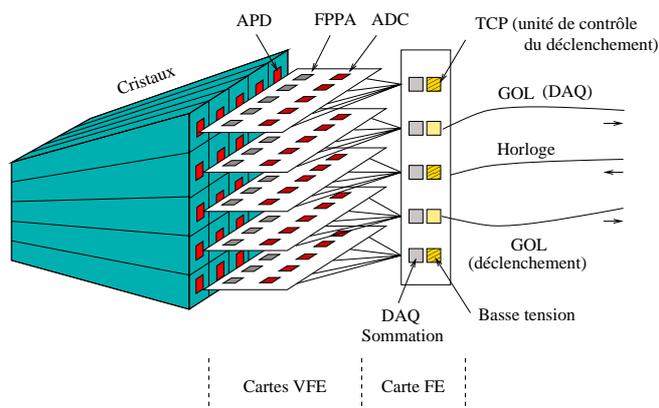


FIG. 3.31 – Schéma de principe de la nouvelle électronique de lecture (la structure exacte de la carte FE est actuellement en cours d'étude). Le déclenchement des données se fait juste derrière les cartes VFE et le nombre de fibres optiques a été réduit de manière significative.

base de 30 ns, tandis que les impulsions de lumière verte (527 nm) sont plus larges ( $\sim 40$  ns de largeur à mi-hauteur). À chaque moitié de supermodule correspond une fibre mère de 100 m de long qui transporte la lumière à un premier palier de distribution (“niveau 2”) suivi d'un autre niveau de distribution appelé “niveau 1”. Le système de distribution de niveau 1 est constitué par une boîte diffusante répartissant la lumière dans un faisceau de 220 fibres optiques. Chaque faisceau éclaire simultanément 200 cristaux et 2 diodes PN (les fibres restantes ne sont pas utilisées). Il y a en tout, par supermodule, 10 diodes PN qui monitorent la lumière injectée sur les cristaux et deux diodes PN qui monitorent la lumière à la sortie de chaque niveau.

L'électronique des diodes PN est similaire à celle des APD, sauf en ce qui concerne les préamplificateurs. Ces derniers, construits en technologie DMILL<sup>6</sup>, sont situés près des paliers de distribution de niveau 1, à l'avant des supermodules. Les préamplificateurs des diodes PN ont deux gains, le premier couvrant une gamme dynamique allant jusqu'à 100 GeV et un autre permettant de monitorer des signaux jusqu'au TeV. Les signaux des préamplificateurs sont envoyés à des modules MEM (Monitoring Electronic Module) situés en bout de supermodule. Les MEM contiennent 12 ADC à échantillonnage (AD9042) fonctionnant à 40 MHz, suivis de sérialiseurs et de liens optiques. La différence principale avec les APD est qu'il n'y a pas de mesure de pedestaux à partir de prééchantillons à cause de la largeur des signaux. Les pedestaux du monitoring sont mesurés lors de runs dédiés. Tous les composants à l'intérieur du détecteur sont résistants aux radiations.

### 3.3 Performances physiques du détecteur

La collaboration CMS a misé sur un calorimètre électromagnétique de très grande qualité pour reconstruire avec un haut degré de précision l'énergie et l'angle d'incidence des électrons et des photons. En effet, ces derniers interviennent dans de nombreux processus physiques du modèle standard et de la nouvelle physique. Le calorimètre est, en particulier, conçu pour être

<sup>6</sup>Durci Mixte sur Isolant Logico Linéaire (microélectronique résistante aux radiations).

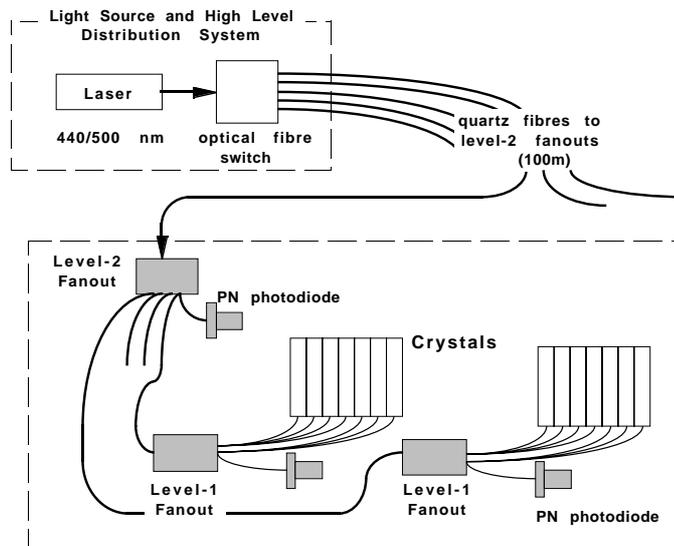


FIG. 3.32 – Système de distribution de lumière dans les cristaux du ECAL. Un laser, situé en dehors du détecteur, illumine un demi-supermodule (ou une moitié de bouchon) à la fois et comporte deux niveaux de distribution de lumière.

le plus compétitif possible pour la recherche du boson de Higgs dans les canaux  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ .

Les caractéristiques prépondérantes pour ce type de recherche sont la résolution en énergie et la résolution en position. Dans le cas du canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , la résolution en masse est donnée, à partir des énergies  $E_1$  et  $E_2$  des deux photons émis et de leur angle de séparation  $\Theta$ , par l'expression :

$$\frac{\sigma_M}{M} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\sigma_{E1}}{E_1} \oplus \frac{\sigma_{E2}}{E_2} \oplus \frac{\sigma_\Theta}{\tan(\Theta/2)} \right] \quad (3.20)$$

où  $E$  est exprimé en GeV et  $\Theta$  en radians.

Nous allons détailler, dans cette partie, les divers paramètres intervenant dans la résolution en énergie du calorimètre homogène et à ségmentations latérales de CMS (nous reviendrons sur cet aspect dans le chapitre 4, avec l'étude des performances d'un prototype testé en faisceau). Puis nous aborderons le cas de la résolution en position qui dépend essentiellement de la granularité du détecteur, c.à.d. de l'épaisseur et de l'espacement des cristaux. Nous allons présenter des méthodes de reconstruction de la position d'impact à partir des informations du calorimètre électromagnétique seul, en fin de chapitre.

### 3.3.1 Résolution en énergie

#### 3.3.1.1 Généralités

La résolution en énergie  $\sigma_E/E$  d'un calorimètre est paramétrisée traditionnellement par la formule :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E} \quad (3.21)$$

où le terme  $a$ , dit stochastique, traduit les fluctuations statistiques de la gerbe, le terme constant  $b$  est lié à la qualité du détecteur (étalonnage des voies et uniformité) et le terme  $c$  provient du bruit de l'électronique de lecture. D'autres contributions interviennent dans chacun de ces termes (photostatistique des matériaux actifs, empilement, etc.), nous les traiterons en détail, pour le cas du ECAL, dans la suite.

Nous pouvons donner, de manière simple, l'origine des trois termes de la formule 3.21 de la façon suivante [30] :

**Terme stochastique** – plaçons nous dans le cas du calorimètre électromagnétique à cristaux de CMS. Une particule laissant un dépôt d'énergie  $E$  dans un cristal va créer par scintillation, au terme d'une gerbe électromagnétique,  $N \pm \sqrt{N}$  photons, dont une fraction  $\alpha$  vont rejoindre les APD situées en bout de cristal et donner lieu à un signal. Ce terme  $\alpha$  dépend du rapport de la surface totale occupée par les APD sur la surface de la face arrière du cristal et de l'efficacité quantique <sup>7</sup>. Si pour chaque photoélectron on a un signal  $\Delta S$  (on néglige pour l'instant l'aspect photostatistique de l'APD), le signal total  $S$  est :

$$S = (N\alpha \pm \sqrt{N\alpha})\Delta S = N\alpha\Delta S \pm \sqrt{N\alpha}\Delta S = \langle S \rangle \pm \sigma_S \quad (3.22)$$

Il vient alors :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma_S}{\langle S \rangle} = \frac{1}{\sqrt{N\alpha}} \quad (3.23)$$

Et si  $\varepsilon$  est l'énergie moyenne nécessaire à la création d'un photon de scintillation,

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{E\alpha}} = \frac{a}{\sqrt{E}} \quad \text{avec } a = \sqrt{\varepsilon/\alpha} \text{ et } \varepsilon = E/N \quad (3.24)$$

**Terme constant** – la capacité à contenir les fuites arrières de la gerbe, l'uniformité de la réponse (longitudinale et latérale) des cristaux et la précision de l'étalonnage de chaque voie se traduisent par le terme constant  $b$ . Dans le cas du ECAL, l'incertitude sur les constantes d'étalonnage contribue de manière prépondérante à ce terme. Si pour une énergie  $E$ , on obtient le signal  $S$ ,  $S = C.E$  où  $C$  est la constante de calibration. On a alors :

$$dS = CdE + dCE \quad (3.25)$$

La dispersion du signal,  $\sigma_S^2$ , est donnée par la valeur moyenne du carré de cette variation  $\langle dS^2 \rangle$ . La résolution peut alors s'écrire :

$$\left( \frac{\sigma_S}{\langle S \rangle} \right)^2 = \frac{\langle dS^2 \rangle}{\langle S \rangle^2} = \frac{1}{\langle S \rangle^2} \times (C^2 \langle dE^2 \rangle + \langle dC^2 \rangle E^2 + 2CE \langle dCdE \rangle) \quad (3.26)$$

Si l'on suppose qu'il n'y a pas de corrélation entre les variations des termes  $C$  et  $E$ ,  $\langle dCdE \rangle = 0$ . Ainsi, on obtient :

$$\left( \frac{\sigma_S}{\langle S \rangle} \right)^2 = \frac{\langle dE^2 \rangle}{E^2} + \frac{\langle dC^2 \rangle}{C^2} = \frac{a^2}{E} + b^2 \quad (3.27)$$

soit encore,

$$\left( \frac{\sigma_E}{E} \right) = \left( \frac{\sigma_S}{S} \right) = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \quad (3.28)$$

<sup>7</sup> Avec deux APD de  $25 \text{ mm}^2$  chacune, un cristal d'approximativement  $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$  de surface arrière et une efficacité quantique de 0.72 % (à 420 nm),  $\alpha$  est de l'ordre de 1/17.

où l'on retrouve le terme stochastique  $a$ , dépendant des variations  $dE$  de l'énergie collectée, et un terme constant  $b$  qui dépend de la résolution sur la constante d'étalonnage.

**Terme de bruit électronique** – même en l'absence de dépôt d'énergie dans le calorimètre, la chaîne électronique de lecture génère un bruit gaussien  $S_b$ . Le signal mesuré est alors  $S = CE + S_b$ . Si l'on reprend le calcul précédent on a :

$$dS = CdE + dCE + dS_b \quad (3.29)$$

soit, si l'on considère que les termes croisés  $\langle dCdE \rangle$ ,  $\langle dEdS_b \rangle$  et  $\langle dCdS_b \rangle$  sont nuls,

$$\sigma_S^2 = C^2 \langle dE^2 \rangle + \langle dC^2 \rangle E^2 + \langle dS_b^2 \rangle \quad (3.30)$$

ce qui donne :

$$\left( \frac{\sigma_S}{\langle S \rangle} \right)^2 = \frac{\langle dE^2 \rangle}{E^2} + \frac{\langle dC^2 \rangle}{C^2} + \frac{\langle dS_b^2 \rangle}{C^2 E^2} \quad (3.31)$$

soit encore, en introduisant le terme de bruit électronique  $c$ ,

$$\left( \frac{\sigma_E}{E} \right) = \left( \frac{\sigma_S}{S} \right) = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E} \quad (3.32)$$

L'équation 3.32 n'est rien d'autre que l'expression la plus générale de la résolution en énergie d'un calorimètre.

### 3.3.1.2 Autres contributions

#### Contribution des APD à la résolution en énergie

La nature statistique de la multiplication par avalanche dans l'APD, apporte une contribution au terme stochastique qui intervient sous la forme du facteur d'excès de bruit (voir paragraphe 3.2.2). Le terme stochastique total est donné par :

$$a = a' \oplus \sqrt{\frac{F}{N_{pe}}} \quad (3.33)$$

où  $a'$  est le terme provenant de la photostatistique dans le cristal,  $F$  le facteur d'excès de bruit et  $N_{pe}$  le nombre de photoélectrons par GeV créés à l'entrée de l'APD (collection de lumière). Le second terme de l'équation 3.33 est en général dominant par rapport au terme de fluctuation de la gerbe.

Les photodiodes à avalanche ont également une part importante dans le bruit électronique. Les contributions principales proviennent de la capacité de l'APD et de son courant d'obscurité, c.à.d. le courant généré par l'APD lorsque celle-ci ne reçoit aucun signal. La charge équivalente de bruit (ENC : Equivalent Noise Charge) représente le bruit électronique, en nombre d'électrons, ramené à l'entrée du préamplificateur. Elle possède une composante parallèle et une série. On l'exprime généralement par les expressions suivantes [31] :

$$ENC = \sigma_{total} = \sigma_{parallèle} \oplus \sigma_{série} \quad (3.34)$$

$$\sigma_{parallèle} = \sqrt{(I_{ds} + I_{dv} M^2 F) \cdot q\tau} \quad \sigma_{série} = \sqrt{\frac{4kT \cdot R \cdot C^2}{2\tau} \cdot \frac{0.7}{g}} \quad (3.35)$$

où

- $\tau$  est le temps de mise en forme du signal du préamplificateur ;
- $q$  est la charge électrique,  $k$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température absolue ;
- $R$  et  $C$  les résistances séries et les capacités de l'APD et du préamplificateur ;
- $g$  la transductance du préamplificateur ;
- $M$  le gain moyen de l'APD et  $F$  le facteur d'excès de bruit ;
- $I_{ds}$  et  $I_{dv}$  les courants d'obscurité de surface et de volume de l'APD. Seul le courant d'obscurité volumique  $I_{dv}$  est soumis au processus de multiplication [32]. Le courant d'obscurité total  $I_d$  est alors donné par  $I_d = I_{ds} + I_{dv}M$ .

Tant que le gain n'est pas trop élevé, le courant d'obscurité reste faible et le facteur d'excès de bruit est proche de la limite théorique. Ainsi le bruit parallèle ne peut être amélioré qu'en diminuant le temps de mise en forme  $\tau$ , cependant ceci augmente le bruit série qui devient à terme la partie dominante. Le transistor d'entrée du préamplificateur devrait avoir une transductance élevée et les APD des capacités les plus faibles possible pour obtenir la meilleure résolution en énergie.

### Rôle de l'uniformité longitudinale de la collection de lumière

Le taux de collection de lumière en fonction de l'excitation longitudinale d'un cristal a une incidence importante sur la résolution en énergie. Ce taux, en général, n'est pas uniforme sur toute la longueur du cristal. La lumière collectée par les APD, lors d'un dépôt d'énergie en milieu de cristal, par exemple, n'est pas forcément de même intensité qu'en bout de cristal, à proximité des photosenseurs. Dans le cas des cristaux utilisés pour le ECAL, différents facteurs interviennent : la forme tronco-pyramidale d'un cristal de  $PbWO_4$  a tendance à favoriser la collection de lumière pour des dépôts d'énergie dans la partie avant (la lumière créée en début de cristal est focalisée vers l'arrière), cet effet est important et compense en partie la perte de luminosité due à l'atténuation, tandis qu'au milieu du cristal cet effet focalisant est moindre et le taux de lumière généralement plus faible, enfin, en bout de cristal la collection de lumière augmente à nouveau de par la proximité des APD. Ces variations du signal en fonction de la position des dépôts d'énergie sont ce que l'on appelle la non-uniformité longitudinale du cristal. On la paramétrise par deux variables, la non-uniformité frontale et la non-uniformité arrière, qui représentent la pente obtenue, lors d'un ajustement linéaire, du taux de lumière en fonction de la position, pour les parties respectivement avant et arrière du cristal.

Les fluctuations dans le développement longitudinal de la gerbe détériorent la résolution en énergie si la courbe de réponse du taux de lumière n'est pas plate dans cette région. Il y a une relation pratiquement linéaire entre la fluctuation de la position du maximum de la gerbe,  $\sigma_{pos}$ , le gradient  $G$  de la courbe de collection de lumière et la contribution à la résolution en énergie. Typiquement, pour des électrons de 50 GeV, on a  $\sigma_{pos} = 6.35 \text{ mm} = 0.7 X_0$ , ce qui donne, avec par exemple  $G = 1 \% / X_0$ , une contribution à la résolution en énergie de l'ordre de  $\sigma_{pos} \times G = 0.7 \%$ . Les fluctuations dans la position de maximum de gerbe pour les photons sont plus importantes que pour les électrons et résultent donc en une sensibilité accrue à la pente de la courbe de non-uniformité. Le maximum de la gerbe électromagnétique se situe dans la partie avant du cristal (entre 5 et 10  $X_0$  pour une longueur totale de 25.8  $X_0$ ). Des études de simulation [33] montrent que pour obtenir une contribution de la non-uniformité à la résolution en énergie inférieure à 0.2 %, il faut que la pente de la courbe du taux de lumière à l'avant du cristal ne dépasse pas les 0.35%/ $X_0$ , dans le cas d'une gerbe engendrée par des électrons et 0.25%/ $X_0$  dans le cas des photons.

D'un autre côté, une courbe de non-uniformité arrière en légère remontée permet d'augmen-

ter la collection de lumière en bout de cristal et de compenser les pertes arrières des gerbes électromagnétiques se développant tard dans le cristal. Les simulations Monte Carlo montrent que la compensation optimale est obtenue lorsque la réponse à l'arrière du cristal augmente de 10 % sur les 100 derniers mm du cristal.

On considère qu'en combinant l'effet de la compensation arrière de 10% avec une pente de taux de lumière frontal inférieur à  $0.35\%/X_0$ , on peut restreindre à 0.3% la contribution de la non-uniformité à la résolution en énergie. La courbe de taux de lumière résultante est schématisée sur la figure 3.33.

Il existe différentes techniques d'uniformisation des cristaux [34] ; pour les cristaux de la par-

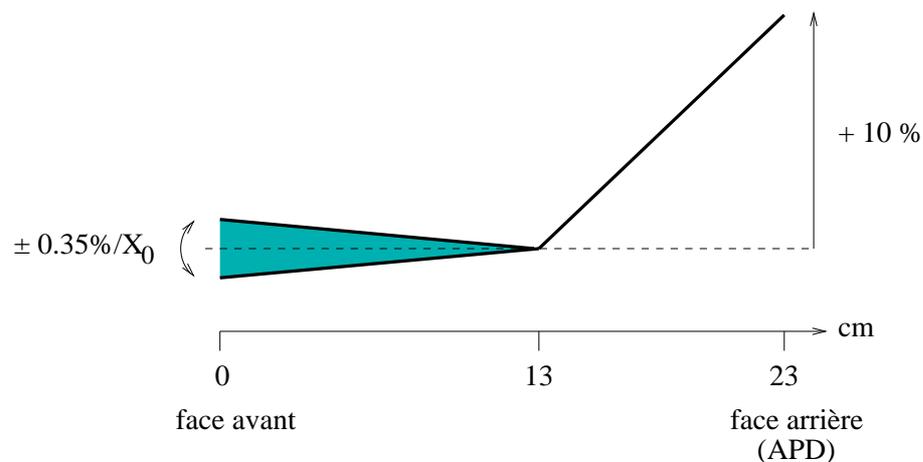


FIG. 3.33 – Schéma de la courbe de taux de lumière optimale permettant d'obtenir une contribution de la non-uniformité longitudinale à la résolution en énergie de l'ordre de 0.3%. La pente de la partie avant ne doit pas dépasser, en valeur absolue,  $0.35\%/X_0$  et la réponse sur les 100 derniers mm, à l'arrière du cristal (côté APD), doit augmenter de 10%.

tie centrale du ECAL, il est prévu, en vue de diminuer la pente de la courbe de non-uniformité frontale, de dépolir les cristaux sur une de leur face latérale. Un tel procédé a déjà été appliqué avec succès sur les cristaux d'origine russe des prototypes testés en 1999 et 2000, comme nous le verrons au chapitre 4.

### Empilement

À chaque croisement de faisceau, plusieurs interactions inélastiques à grande impulsion transverse génèrent de très nombreux événements qui laissent de faibles dépôts d'énergie sur l'ensemble du calorimètre. Ce bruit de fond supplémentaire (bruit d'empilement) vient dégrader la résolution en énergie. En considérant une section efficace pour ces interactions dures de 55 mb, on a, à haute luminosité, en moyenne  $17.3 \pm 5.2$  interactions d'empilement par croisement de faisceau [6]. La distribution d'énergie déposée sur une matrice de  $5 \times 5$  cristaux est fortement piquée en dessous de 0.2 GeV et possède une longue queue (jusqu'à 1 ou 2 GeV). La valeur r.m.s de cette distribution est, à haute luminosité, de l'ordre de 105 MeV pour le tonneau ( $\eta = 0.1$ ) et 250 MeV pour les bouchons ( $\eta = 2.25$ ). Le bruit d'empilement, que l'on évalue en paramétrisant la largeur de la distribution, vient s'ajouter quadratiquement au terme de bruit  $c$  de la résolution en énergie. Il est estimé, pour une matrice  $5 \times 5$  à 95 MeV pour  $\eta = 0$  et 525 MeV à  $\eta = 2$ . À basse luminosité le bruit d'empilement est approxi-

mativement trois fois plus faible et sa contribution au bruit total peut être considérée comme négligeable.

### Résumé

La résolution en énergie totale, telle qu'elle a été évaluée dans le TDR du ECAL [6], donne pour une matrice de  $5 \times 5$  cristaux :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2.7\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.55\% \oplus \frac{0.210(0.155)}{E} \quad \text{tonneau } (\eta = 0) \quad (3.36)$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{5.7\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.55\% \oplus \frac{0.915(0.770)}{E} \quad \text{bouchons } (\eta = 2) \quad (3.37)$$

avec  $E$  exprimé en GeV. Le terme stochastique tient en compte les contributions des fluctuations latérales de la gerbe ( $1.5\%/\sqrt{E}$ ) et de la photostatistique ( $2.3\%/\sqrt{E}$ ). Pour les bouchons il faut également rajouter la dégradation apportée par le détecteur de pied de gerbe ( $\sim 5\%/\sqrt{E}$ ).

Le terme constant est dominé par la précision de l'intercalibration des différentes voies du calorimètre. Si on suppose que ces erreurs d'intercalibration ne dépasseront pas 0.4% et que l'on prend une contribution due à la non-uniformité des cristaux de 0.3%, le terme constant obtenu est de 0.5%. Ce terme passe à environ 0.55% lorsque l'on considère également les fuites à l'arrière des cristaux (faibles puisque pratiquement toute la gerbe électromagnétique est contenue dans les 25.8 longueurs de radiation du cristal).

Le bruit total est calculé en ajoutant quadratiquement les contributions du bruit électronique (au démarrage et pendant le fonctionnement du LHC) et du bruit d'empilement. Le bruit électronique est le paramètre dominant, cependant les contributions dues aux courants de fuites (pour les APD) et à l'empilement deviennent importantes à haute luminosité. Le bruit indiqué est estimé pour une année à haute luminosité (sauf les valeurs entre parenthèses qui correspondent au bruit après un an à basse luminosité).

La figure 3.34 montre le poids de chacun de ces termes sur la résolution en énergie totale (dans le cas du tonneau). On constate que le terme de bruit domine nettement pour des énergies inférieures à 10 GeV et participe majoritairement à la résolution jusqu'à 40 GeV pour la haute luminosité (et 30 GeV à basse luminosité). Pour des énergie plus élevées, la contribution du terme constant devient prépondérante et tend à dominer totalement la résolution à partir de 200 GeV.

Il est nécessaire de préciser que les termes de résolution donnés par les deux équations précédentes sont purement indicatifs car ils ne prennent pas en compte les évolutions les plus récentes des conditions expérimentales, notamment en ce qui concerne la géométrie et les performances du détecteur. Pour ce qui est de la partie centrale, les termes stochastique et constant de l'équation 3.36 sont compatibles avec ce que l'on observe en faisceau test (voir l'étude sur la résolution en énergie de prototypes 4.2).

### 3.3.2 Résolution en position

La reconstruction des traces des particules chargées se fait en combinant les informations du trajectomètre, du calorimètre électromagnétique et éventuellement du calorimètre hadronique et des chambres à muons. Les photons, cependant, ne laissent pas de trace dans le

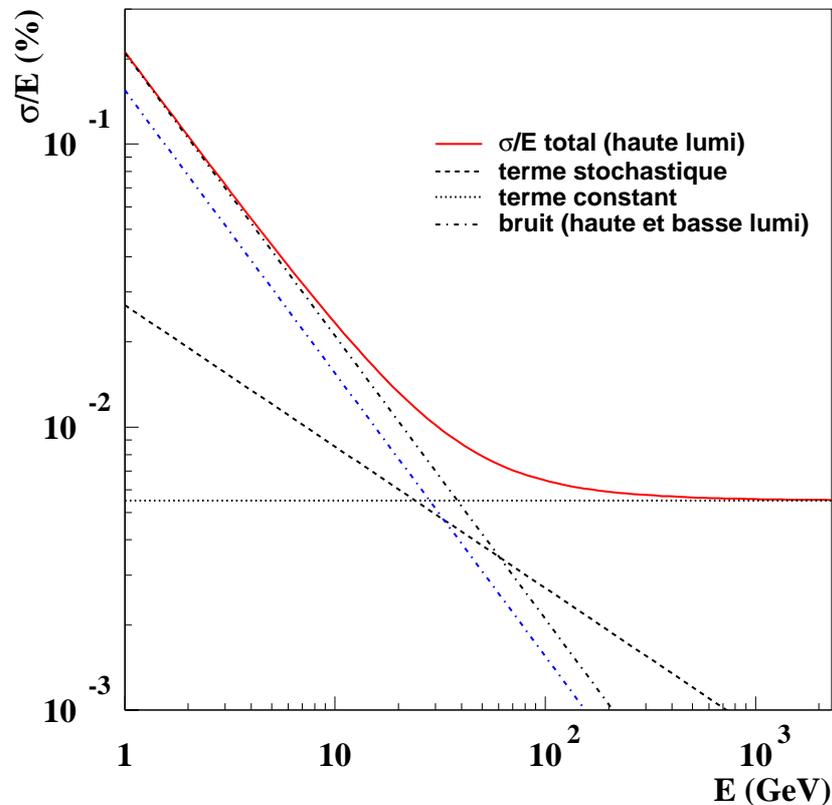


FIG. 3.34 – Contribution des termes stochastique, constant et de bruit sur la résolution en énergie.

trajectomètre (sauf en cas de création de paire), l'identification de leur angle d'incidence va donc reposer entièrement sur la résolution en position du ECAL. Il existe plusieurs méthodes pour reconstruire la position d'impact d'une particule dans un calorimètre à segmentation latérale comme le ECAL. Nous allons, dans cette partie, présenter succinctement les principales d'entre elles.

### Méthode du centre de gravité

La manière la plus simple d'estimer les coordonnées d'une particule incidente est de calculer le centre de gravité de la cascade électromagnétique :

$$X_{rec} = \frac{\sum_i w_i x_i}{\sum_i w_i} \quad (3.38)$$

où  $x_i$  est la coordonnée spatiale du centre du cristal  $i$  et  $w_i$  l'énergie déposée dans ce cristal. La sommation est effectuée sur tous les cristaux dans lesquels de l'énergie est déposée par la particule incidente ou sur des ensembles de cristaux prédéfinis (par exemple une matrice de

$5 \times 5$  cristaux autour du cristal ayant reçu le plus d'énergie). La courbe de la position reconstruite  $x_{rec}$  en fonction de la position incidente  $x_{inc}$  présente la forme typique en "S" (Cf. fig. 3.35). En effet la distribution en énergie transversale de la gerbe chute de façon exponentielle (voir paragraphe 3.1.2), ainsi l'énergie déposée dans un cristal diminue exponentiellement en fonction de la distance à l'axe de la gerbe. La reconstruction de la position par la méthode du centre de gravité ne peut reproduire précisément, avec des poids linéaires, la variation exponentielle de l'énergie<sup>8</sup>. C'est pourquoi en général on corrige cette erreur systématique en ajustant la courbe précédente par un polynôme de degré impair (par exemple de degré 5 sur la figure). Cette méthode permet d'obtenir une résolution en dessous du  $mm$ , cependant, dans le cas du ECAL, où la géométrie est plutôt complexe (17 types de cristaux différents, tilt de  $3^\circ$  en  $\theta$  et en  $\phi$ ), elle nécessite la connaissance des "courbes en S" de tous les cristaux ou du moins de plusieurs ensembles de cristaux.

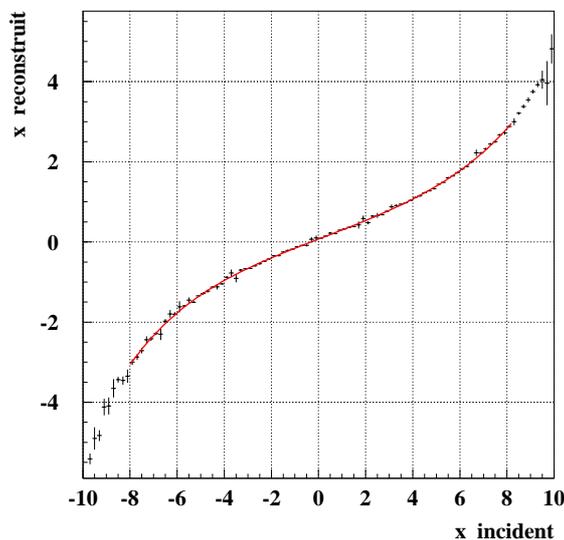


FIG. 3.35 – Coordonnée reconstruite par la méthode du centre de gravité, en fonction de la position exacte d'incidence.

### Méthodes logarithmiques

Ces méthodes [35] [7] tiennent compte de la décroissance exponentielle du profil transversal de la gerbe en prenant des poids logarithmiques pour l'énergie déposée dans chaque cristal. Une première méthode reconstruit la position à partir des énergies déposées dans les deux cristaux adjacents au cristal avec le signal maximum :

$$X_{rec} = x_i \pm \frac{1}{2} \sigma \cdot \ln \left( \frac{E_{i+1}}{E_{i-1}} \right) \quad (3.39)$$

où  $\sigma$  est un paramètre et  $x_i$  est la position du centre de la face avant des cristaux. Une variante de cette méthode est de considérer les deux cristaux avec les signaux les plus importants et

<sup>8</sup>La courbe en "S" apparaît même pour une matrice de cristaux plane et pour un angle d'incidence nul.

de calculer la position avec :

$$X_{rec} = x_i \pm \Delta \mp \sigma \cdot \ln \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{E_{i+1}}{E_{i-1}} + 1 \right) \right] \quad (3.40)$$

Ces deux méthodes donnent des résultats corrects mais elles ont l'inconvénient de ne prendre en compte que deux cristaux, alors que la gerbe peut affecter un nombre important de cristaux. Pour exploiter les informations de tous les cristaux touchés par la gerbe dans la reconstruction de la position, il est souvent plus efficace de reprendre l'équation 3.38 et de considérer des poids logarithmiques à la place des poids linéaires :

$$w_i = \max \left\{ 0, \left[ W_0 + \ln \left( \frac{E_i}{E_T} \right) \right] \right\} \quad (3.41)$$

avec  $E_i$  l'énergie déposée dans la cellule  $i$ ,  $E_T$  l'énergie totale déposée et  $W_0$  un paramètre libre. Cette méthode prend en compte la chute exponentielle de la distribution d'énergie radiale et permet d'effectuer une sommation sur toutes les cellules touchées par la gerbe. Les facteurs  $w_i$  obtenus varient linéairement avec la position d'incidence et l'équation 3.38 devient valable. Le paramètre sans dimension  $W_0$  sert à la fois à définir un seuil sur la fraction d'énergie qu'un cristal doit dépasser pour être inclu dans la sommation, et à fixer l'importance relative de la queue de gerbe dans le calcul des poids  $w_i$ . La résolution en position varie en fonction du choix de  $W_0$ , il a été démontré [36] que la valeur optimale de ce paramètre pour les cristaux du ECAL était  $W_0 = 4.0$  pour la résolution en  $\eta$  et  $W_0 = 3.5$  pour la résolution en  $\phi$ .

#### Méthode du centre de gravité appliquée à la profondeur de maximum de gerbe

Jusqu'à présent nous avons négligé le fait que, au LHC, la position du vertex d'interaction fluctue de  $\sigma = \pm 5.3$  cm selon la direction  $z$  du faisceau. L'angle d'incidence des particules dans le ECAL est donc influencé par la position du vertex. Il existe une méthode [37] qui permet de calculer la position de la gerbe dans le calorimètre en minimisant l'influence de la position du vertex. Pour cela le centre de gravité de la gerbe électromagnétique est calculé à la profondeur (longitudinale) du maximum d'énergie déposée. La position d'incidence est reconstruite à partir de l'équation 3.38 en prenant, comme valeur de  $x_i$ , les coordonnées à la profondeur du maximum de gerbe, au lieu de la position du centre de la face avant des cristaux. En pratique on considère les points situés à la même distance de profondeur de la face avant pour chaque cristal intervenant dans la sommation. Il est montré que pour une profondeur de  $\sim 10 X_0$  la résolution en position ne dépend plus de la position du vertex. Cette méthode permet d'obtenir, pour des photons de 25 à 140 GeV n'effectuant pas de conversion dans le trajectomètre, une résolution de 0.74 mm en  $\phi$  et environ 1.0 mm en  $\eta$ . Cette méthode peut être, à priori, optimisée en introduisant des poids logarithmiques pour tenir compte du profil transversal de la gerbe, comme montré dans le paragraphe précédent.

# Bibliographie

- [1] E. Segre, *Nuclei and Particles*, Benjamin 1964.
- [2] D.E. Groom et al., *Review of Particle Physics*, The European Physical Journal C15 (2000)1.
- [3] B. Rossi, *High Energy Particles*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, NJ, 1952.
- [4] M.J. Berger and S.M Seltzer, *Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons*, National Aeronautics and Space Administration Report NASA-SP-3012, Washington DC 1964.
- [5] F. Gautheron et A. Givernaud, *About the electromagnetic shower lateral profile in the lead tungstate*, CMS NOTE 1997/037.
- [6] C. Charlot, *Electromagnetic Shower Parametrization in CMSIM*, CMS TN 94/312.
- [7] M. G. Bekishev et V. N. Ivanchenko, *A Method of Electromagnetic Shower Identification and Measuring of its Position in Segmented Calorimeters*, BudkerINP 94-76.
- [8] P. Lecoq et al., *Lead Tungstate (PbWO<sub>4</sub>) Scintillators for LHC EM-Calorimetry*, CMS TN/94-308.  
E. Auffray et al., *Local Trap Centers in PbWO<sub>4</sub> Crystals*, CMS TN/94-318.
- [9] P. Lecoq et al., *Lead tungstate scintillators (PbWO<sub>4</sub>) for LHC calorimetry*, Nucl. Instr. and Meth. A 365 (1995) 291.
- [10] X. Qu et al., *Radiation Induced Color Centers and Light Monitoring for Lead Tungstate Crystals*, CMS NOTE 1999/069.
- [11] J. E. Bateman et al., *Fast neutron irradiation of some APD proposed for application in the CMS ECAL*, RAL Technical Report, RAL-TR-1997-075.
- [12] K. Deiters et al., *Properties of the avalanche photodiodes for the CMS electromagnetic calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. A 453 (2000) 223-226.
- [13] Q. Ingram, *Reliability of screening*, ECAL TCG, 22/01/02.
- [14] K. Deiters et al., *Properties of the most recent avalanche photodiodes for the CMS electromagnetic calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. A 442 (2000) 193-197.
- [15] H. Bichsel, Rev. Mod. Phys. 60 (1988) 663.
- [16] S. Udriot, thèse en cours de préparation.
- [17] Méthodes de calculs réalisées par J. P. Pansart.
- [18] A. Karar et al., *Characterization of avalanche photodiodes for calorimetry application*, Nucl. Instr. and Meth. A 428 (1999) 413-431.
- [19] R. J. McIntyre, *The distribution of Gains in Uniformly Multiplying Avalanche Photodiodes : Theory*, IEEE Trans. Nucl. Science, vol 19, no. 6 (1972) 703.

- [20] Technical Design Report, *The Electromagnetic Calorimeter Project*, CERN/LHCC 97-33.
- [21] S. Baccaro et al., *Radiation damage effect on avalanche photodiodes*, Nucl. Instr. and Meth. A 426 (1999) 206-211.
- [22] Q. Ingram, *Avalanche Photodiode (APD) for the CMS Electromagnetic Calorimeter (ECAL)*, HEP 2001, Budapest 13 Juillet 2001.
- [23] J. Donini, *Status of Avalanche Photodiodes and Vacuum phototriodes*, IEEE 2001 Rapport de Conference (in print) et Trans. Nucl. Science. (submitted).  
J. Donini, *Challenges of Photodetection in the CMS Lead Tungstate Crystal Electromagnetic Calorimeter : Status of Avalanche Photodiodes and Vacuum phototriodes*, IEEE 2001, San Diego 8 novembre 2001.
- [24] P. Depasse et al., *A validation Program for the CMS ECAL Photodetection Capsules*, CMS IN 2000/013.
- [25] R.M. Brown et al., *The development of vacuum phototriodes for the CMS electromagnetic calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. A 469 (2001) 29-46.
- [26] R.M. Brown, *The Vacuum Phototriode for the CMS Electromagnetic Calorimeter*, HEP 2001, Budapest Juillet 2001.
- [27] P. Sharp, *Electronics Coordination Issues*, CMS Week, 4 Mars 2002.
- [28] P. Bonamy et al., *The Ecal Calibration : Use of the Light Monitoring System*, Version 2.0, CMS NOTE 1998/013.
- [29] J. Bourotte et al., *The ECAL Precalibration in H<sub>4</sub> : User Requirement Document*, Version 1.0, CMS NOTE 1999/024.  
P. Bordalo et al., *The ECAL Precalibration in H<sub>4</sub>, Sequences of Operations*, CMS IN 2001/005.
- [30] J-C. Vanel, *Étude et caractérisation de Photodiodes à Avalanche en silicium pour le calorimètre électromagnétique de CMS.*, Thèse de Doctorat de Physique de l'Université Joseph Fourier, Grenoble 1997.
- [31] D. Renker, *Properties of Avalanche Photodiodes for Application in High Energy Physics, Astrophysics and Medical Imaging*, Nucl. Instr. and Meth. (submitted).
- [32] A. Fremout, *Study of the use of APD's in PET*, Crystal Clear Collaboration Meeting, 5 Fevrier 1999.
- [33] D. Graham and C. Seez, *Simulation of Longitudinal Light Collection Uniformity in PbWO<sub>4</sub> Crystals*, CMS NOTE 1996/002.
- [34] E. Auffray et al., *Development of a Uniformisation Procedure for the PbWO<sub>4</sub> Crystals of the CMS Electromagnetic Calorimeter*, CMS NOTE 2001/004.
- [35] T. C. Awes, *A Simple Method of Shower Localisation and Identification in Laterally Segmented Calorimeters*, A311 (1992) 130-138.
- [36] E. Meschi, *Progress on Electron Reconstruction/Identification for HLT*, ECAL Simulation meeting, 05/03/99.  
<http://cmsdoc.cern.ch/~meschi>
- [37] K. Lassila-Perini, *Measurement of the Photon Position in the Electromagnetic Calorimeter Barrel*, CMS NOTE 1999/031.



## Chapitre 4

# Performances du calorimètre électromagnétique

Depuis 1994 un programme de R&D intensif a été consacré au calorimètre électromagnétique. Des prototypes du calorimètre, aussi bien partie centrale que bouchons, ont été construits puis testés en faisceau dans le but de valider et de finaliser le choix de la collaboration sur les matériaux et technologies à utiliser<sup>1</sup>. Depuis 1999 les expériences en faisceau ont surtout été orientées vers l'évaluation des performances du ECAL.

Ce chapitre est articulé autour des expériences effectuées ces trois dernières années sur les prototypes de la partie centrale du calorimètre électromagnétique. Dans un premier temps nous présentons les caractéristiques (structure, conditions expérimentales) des prototypes de test et ensuite nous abordons plusieurs aspects fondamentaux du calorimètre électromagnétique, qu'il a été possible d'étudier lors de la mise en faisceau de ces prototypes :

- la résolution en énergie : la conception quasi-finale des prototypes testés a permis une évaluation de la résolution optimale attendue pour le ECAL ;
- le système de monitoring et le suivi en lumière des cristaux. Ceux-ci ont été soumis aux doses d'irradiations prévues au LHC, leur comportement a été étudié ;
- le rendement lumineux et la non-uniformité des cristaux. Ces deux paramètres sont étroitement liés aux termes stochastique et constant de la résolution en énergie ;
- l'étude de l'électronique de lecture des cristaux. La chaîne électronique doit posséder de très hautes performances tout en fonctionnant dans un environnement extrêmement hostile (taux de radiations élevé, temps de croisement du faisceau de 25 ns, etc.). Il s'agit d'un des éléments les plus sensibles du calorimètre.

### 4.1 Protocole expérimental des tests en faisceau

Les prototypes conçus en 1999 et 2000 sont des matrices de 30 cristaux de  $PbWO_4$  d'origine russe et chinoise. Ces matrices ont été testées en faisceau sur la ligne H4 du CERN.

---

<sup>1</sup>C'est ce genre de test qui a permis de choisir les cristaux de  $PbWO_4$  à la place de ceux de  $CeF_3$ , ou encore, pour les prototypes du bouchon, de valider les APD de type Hamamatsu et de rejeter celles de type EG&G.

### 4.1.1 La ligne de faisceau H4

Le faisceau H4 est une ligne secondaire dérivée du faisceau de protons du SPS (Super Proton Synchrotron). Les protons de 450 GeV extraits du SPS viennent frapper une cible fixe et produisent des particules secondaires dont la proportion dépend du type de cible utilisé. Il est ainsi possible de produire des faisceaux d'électrons dont l'énergie est typiquement entre 15 et 150 GeV (des excursions à des plus hautes énergies, de l'ordre de 280 GeV, ont été également réalisées), des faisceaux de muons de 225 GeV et de pions jusqu'à 50 GeV. Des collimateurs sont utilisés pour obtenir un faisceau pur. Ce sont eux les principaux responsables de la dispersion en énergie.

On peut exprimer la résolution en énergie des faisceaux d'électrons par l'expression suivante [1],

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{(C_3 \oplus C_8)}{27} \% \quad (4.1)$$

où  $C_3$  et  $C_8$  sont les ouvertures, en mm, de certains des collimateurs de la ligne.

Avec  $C_3 = \pm 1 \text{ mm}$  et  $C_8 = \pm \sqrt{600/E(\text{GeV}) - 1} \text{ mm}$ , la résolution a un comportement en  $1/\sqrt{p}$  :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{0.5}{\sqrt{E}} \% \quad (4.2)$$

La résolution en énergie reste inférieure à 0.2 % pour l'essentiel des énergies (0.13 % à 15 GeV, 0.04 % à 150 GeV) et cette contribution pourra être négligée par la suite. Avec une contamination en pions inférieure à  $10^{-3}$ , les faisceaux d'électrons sont relativement purs.

La ligne de faisceau H4 fournit de fortes intensités de particules (de l'ordre de 10-25000 particules par impulsion de 2 secondes) permettant des études d'irradiation des cristaux.

Des scintillateurs sont placés sur la ligne de faisceau afin d'assurer le déclenchement<sup>2</sup> ainsi que la sélection du faisceau. Ils sont utiles également pour mesurer la dose absorbée par les cristaux.

Pour des faisceaux d'électrons de plus de 100 GeV, la perte d'énergie par rayonnement synchrotron est non négligeable. La résolution du faisceau est donnée par :

$$\frac{\sigma}{E} = 1.04 \times 10^{-6} \times E \times B^{3/2} \times L^{1/2} \quad (4.3)$$

Avec B en kG et L, la longueur magnétique, en mètres. Le calcul doit tenir compte des champs magnétiques de tous les aimants participant à la collimation du faisceau. Le tableau 4.1 donne la perte d'énergie du faisceau H4 pour des électrons de 100 à 280 GeV [2].

### 4.1.2 Les prototypes 1999 et 2000

#### 4.1.2.1 La matrice d'août 1999

Le prototype testé en 1999 [3] est une matrice constituée de  $6 \times 5$  cristaux de  $PbWO_4$ . Les cristaux sont insérés dans trois sous-modules en prépreg (mélange de fibres de verre et de résine époxy), pouvant contenir chacun 10 cristaux. Ces cristaux ont des dimensions<sup>3</sup> de type  $6 : 22 \times 22 \text{ mm}^2$  pour la face avant,  $26 \times 26 \text{ mm}^2$  pour la face arrière et 230 mm de longueur. Les cristaux, d'origine russe, sont dépolis sur un de leur côté pour améliorer l'uniformité

<sup>2</sup>La majorité des données a été collectée pour toutes les particules comprises dans un carré de  $20 \times 20 \text{ mm}^2$

<sup>3</sup>Il y a, pour la partie centrale du ECAL, 17 types différents de cristaux (voir chapitre 5).

Energie du faisceau	Perte d'energie
280 GeV	0.24 %
250 GeV	0.19 %
200 GeV	0.12 %
150 GeV	0.09 %
120 GeV	0.08 %
100 GeV	0.07 %

TAB. 4.1 – Perte d'énergie par rayonnement synchrotron, sur la ligne H4, pour des électrons de 100 à 280 GeV.

longitudinale de la collection de lumière.

La matrice de cristaux est enfermée dans une boîte métallique. Le schéma 4.1 donne une vue générale du prototype et les figures 4.2 et 4.3 montrent des vues en coupe. La face avant (fond de panier), par laquelle passe le faisceau, est en aluminium. À l'arrière se situe une grille, également en aluminium, qui maintient et solidarise les sous-modules. Les quatres faces restantes de l'enceinte entourant la matrice, sont en cuivre et sont thermalisées par un système de refroidissement (tuyaux dans lesquels circule de l'eau à  $18^{\circ}$ ). La matrice est posée sur une table tournante permettant d'orienter chaque cristal vers le faisceau. Des cales sont placées sous la matrice de façon à ce que l'axe des cristaux fasse un angle de 3 degrés en  $\phi$  par rapport à la direction d'incidence du faisceau. Les cristaux sont aussi, par construction, désaxés selon  $\theta$  de 3 degrés par rapport au faisceau. Ainsi les conditions d'incidence de particules de l'expérience CMS (où les cristaux du ECAL sont désaxés de 3 degrés en  $\theta$  et en  $\phi$  par rapport au vertex) sont respectées.

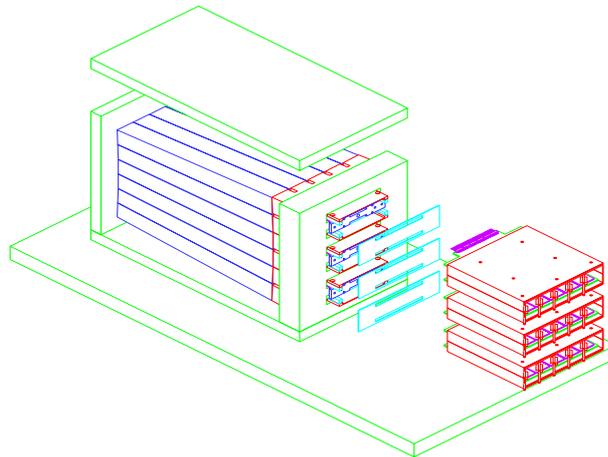


FIG. 4.1 – Schéma du prototype de cristaux utilisé en 1999.

La température à l'intérieur de la matrice est stable à  $18^{\circ}C \pm 0.1^{\circ}C$ . Des capsules<sup>4</sup> contenant chacune deux APD en parallèle sont collées à l'arrière de chaque cristal de la matrice. Les APD sont polarisées à une tension de 318 V, elles ont une capacité moyenne de  $75pF$  et fonctionnent à gain 50. Des senseurs de température (AD590) sont montés sur deux APD

<sup>4</sup>montées et testées à l'IPN Lyon.

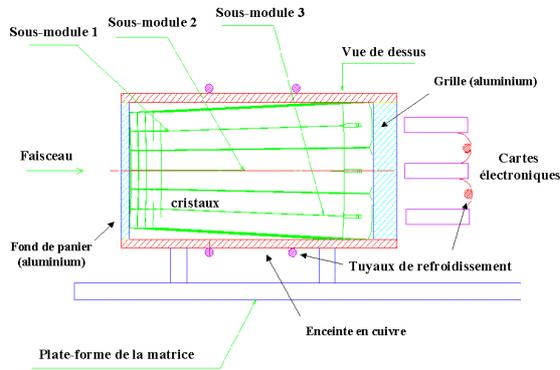


FIG. 4.2 – Vue de côté du prototype 1999.

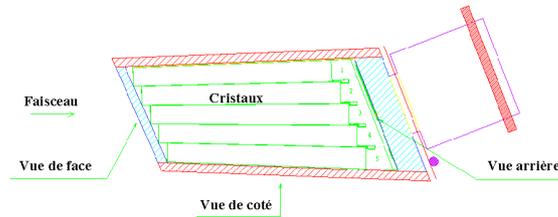


FIG. 4.3 – Vue de dessus.

pour chaque groupe de 10 cristaux (sous-modules).

Chacun des trois sous-modules a un système de câblage différent pour la transmission du signal entre les APD et les cartes électroniques. Pour le premier sous-module, les signaux sont transmis par des câbles blindés, pour le deuxième sous-module la transmission du signal se fait à l'aide de kaptons NFlex avec des connecteurs Nicomatic et pour le dernier sous-module avec des kaptons Avi-Peschard et des connecteurs Berg. Le but de ces câblages différents est de tester les performances des deux types de kapton<sup>5</sup>. Les câbles blindés sont utilisés comme référence.

Les blocs électroniques placés à l'arrière de chaque sous-module sont constitués de deux cartes VFE (électronique frontale) contenant les chaînes de lecture de chaque voie. Chaque chaîne est composée d'un préamplificateur (gain 8) relié par un câble coaxial à un ADC en charge (QADC) situé dans la salle de comptage. Un réseau de fibres optiques est connecté à l'avant de la matrice pour le monitoring des cristaux (cette partie sera développée plus en détail dans le cadre du prototype 2000). Chaque cristal peut être éclairé par un laser vert ( $\lambda = 523$  nm) et une LED bleue (470 nm). Le prototype 1999 est également équipé d'un générateur d'impulsions permettant d'étudier la stabilité électronique de chaque voie.

#### 4.1.2.2 Prototype 2000

Au cours de l'été 2000 deux types de matrices de cristaux ont été testées sur le faisceau H4 :

- une matrice constituée de  $6 \times 5$  cristaux provenant d'un lot de pré-production russe (BTCF, Bogoroditsk Techo-Chemical Plant).
- une matrice de  $6 \times 5$  cristaux chinois (SIC, Shanghai Institute of Ceramics) reçus au cours de l'année 2000.

La collection longitudinale de lumière de ces différents cristaux joue un rôle important dans la résolution en énergie (voir 3.3.1). La courbe de non-uniformité frontale (NUFF), notamment, doit être la plus plate possible ( $|NUFF| < 0.35\%/X_0$ ) pour que la contribution à la

<sup>5</sup>Les kaptons de type Avi-Peschard, donnant les meilleurs résultats, seront finalement gardés.

résolution en énergie ne dépasse pas les 0.2 %. Or les cristaux russes ont un terme de non-uniformité frontale, quand toutes leurs faces sont polies, de l'ordre de  $1-1.5\%/X_0$  [4]. Pour réduire cet effet tous ces cristaux russes ont été dépolis sur une de leur face latérale. Ce traitement diminue cependant le taux de lumière d'environ 20%. Les cristaux chinois possèdent de fortes inhomogénéités intrinsèques et n'ont pas été dépolis. Leur rendement en lumière est, par conséquent, plus élevé.

La conception mécanique et électronique de ces deux prototypes est similaire à celle du prototype 1999. Cependant les APD de la matrice "russe" datent de 1999, avec une dispersion de gain assez large pour une tension donnée, tandis que celles du prototype "chinois" sont plus récentes (lot produit en 2000).

Contrairement à l'année précédente, les matrices 2000 (russe et chinoise) n'ont pas été inclinées en  $\phi$  par rapport au faisceau. L'axe des cristaux est désaxé par rapport au faisceau seulement selon l'angle  $\theta$  ( $3^\circ$  par construction).

La présence de bulles d'air sur les contacts optiques peut provoquer une perte de transmission ou même le décollage de la capsule, aussi la colle permettant de fixer les capsules sur les cristaux a-t'elle été choisie avec un soin tout particulier. Les câbles de transmission du signal des APD sont les mêmes pour les trois sous-modules (Avi-Peschard et connecteurs Berg). Enfin, l'électronique de lecture n'est pas finale, les signaux sont amplifiés et mis en forme par un préamplificateur et traités par un ADC en charge.

Six senseurs de température sont disposés directement sur les cristaux (un par ligne de cristaux) et dix autres sont placés à l'intérieur et à l'extérieur de la boîte contenant la matrice. La température à l'intérieur de la boîte est restée très stable ( $18^\circ \pm 0.05^\circ$ ) tout au long de la prise de données.

Tout comme le prototype de l'année précédente, les prototypes 2000 sont équipés d'un système de monitoring des cristaux. Un laser vert ( $\lambda = 523 \text{ nm}$ ) permet d'envoyer une impulsion lumineuse sur la face avant de chaque cristal par l'intermédiaire d'un répartiteur (pieuvre) de fibres optiques. Des fibres éclairent également directement trois diodes PN placées dans un boîtier au-dessus de la matrice. Ce sont des diodes de référence permettant de s'affranchir des fluctuations d'intensité propres au laser, dues essentiellement aux variations de température. En effet le signal sortant des diodes PN restitue ces fluctuations. On le soustrait alors de l'information provenant des cristaux.

Chaque cristal possède sa propre chaîne électronique et les diodes PN ont elles aussi des chaînes de lecture distinctes. Pour pouvoir comparer des voies dont les réponses peuvent être différentes on utilise un générateur d'impulsions. Celui-ci produit une charge électrique qui est répartie et injectée à l'arrière des APD et des PN. Ainsi il est possible de corriger la réponse d'une voie par rapport à une autre et de monitorer la stabilité des chaînes électroniques au court du temps. La figure 4.4 schématise le système de monitoring du laser et du générateur d'impulsion.

L'objectif principal des tests réalisés sur ces matrices est le suivi en lumière des cristaux, notamment lors d'irradiations, grâce au système de monitoring laser. Pour éviter tout risque de saturation du signal laser, les APD du prototype russe ont un gain inférieur à leur gain nominal ( $\sim 35$  au lieu de 50). Les APD de la matrice chinoise fonctionnent à gain 50 mais des atténuateurs de 13 dB sont placés sur toutes les voies électroniques pour ne pas saturer le signal laser. Dans les deux cas la tension de polarisation des capsules équipant les matrices est fixée à 340 V.

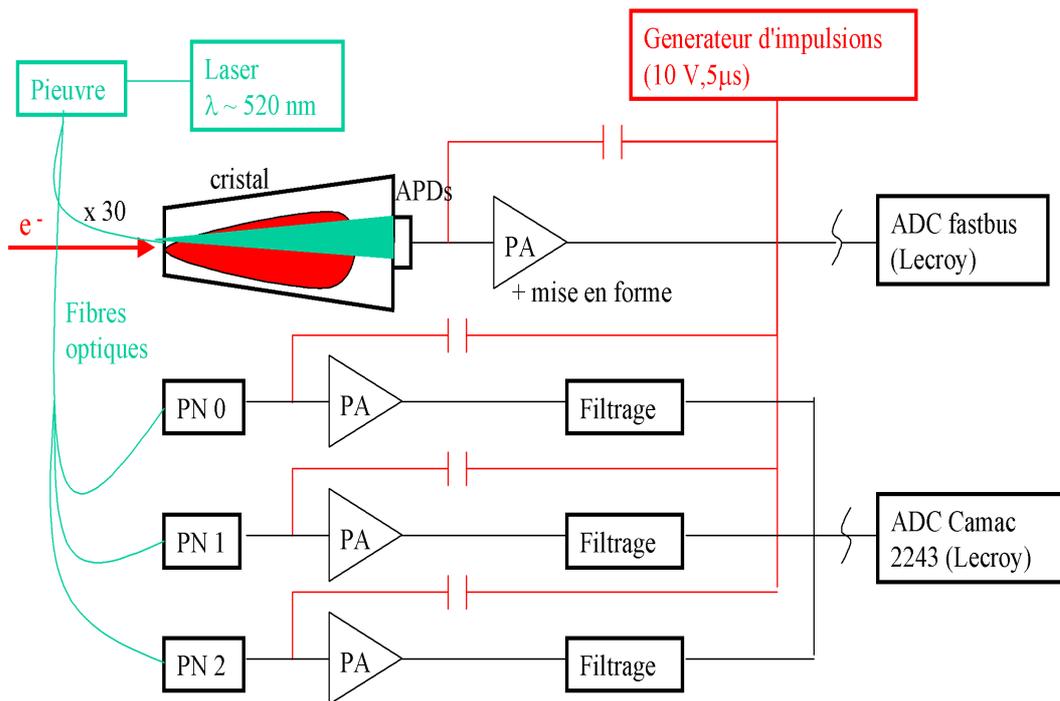


FIG. 4.4 – Schéma du système de monitoring des cristaux du prototype 2000. La matrice de cristaux (représentée par un seul cristal) peut recevoir aussi bien des particules provenant du faisceau, que des impulsions lumineuses du laser. Des diodes PN de référence sont également illuminées par le signal laser. Un générateur d'impulsions permet de tester la réponse de chaque chaîne électronique (les 30 voies des cristaux et les trois diodes PN).

### 4.1.3 L'électronique de lecture à échantillonnage

En septembre 2000, une matrice de 30 cristaux (prototype 99<sup>++</sup>) équipée d'une chaîne électronique comprenant un convertisseur analogue-numérique à échantillonnage a été mise en faisceau (*cf.* fig. 4.5). La matrice est la seconde itération du prototype de l'année 1999 (d'où l'appellation). L'électronique frontale est cependant entièrement nouvelle.

Un bloc VFE comprend deux cartes, "maître" et "esclave", interconnectées et solidairement

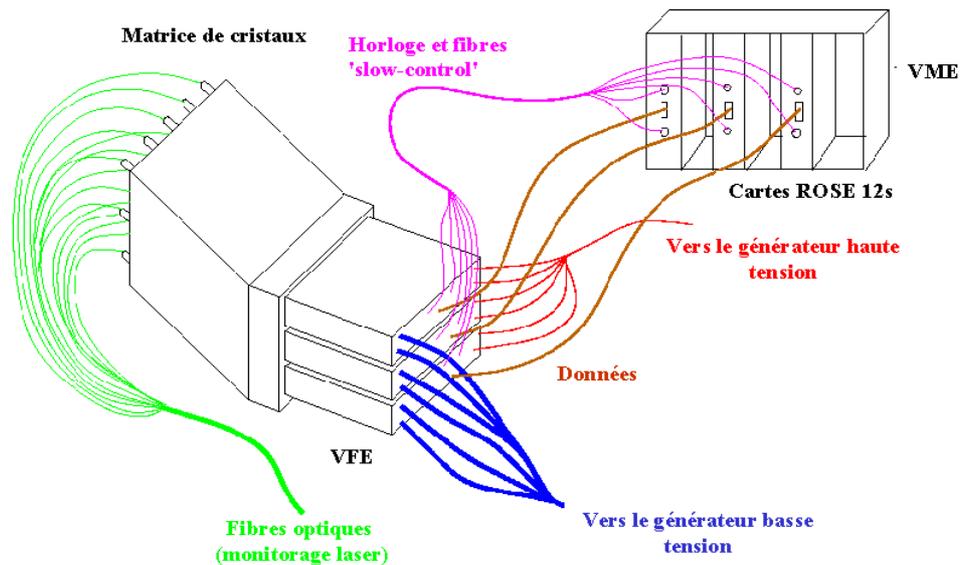


FIG. 4.5 – Vue schématique du prototype 99<sup>++</sup> et des fibres de connexion qui le relie à la salle de comptage dans laquelle se trouvent les modules ROSE.

enfermées dans un blindage en cuivre. Sur chacune de ces cartes électroniques se trouvent 5 chaînes de lecture et de numérisation du signal correspondant à 5 voies de la matrice. Il y a donc un bloc VFE pour chaque sous-module de 10 cristaux. L'ensemble de la chaîne de lecture est représentée schématiquement par la figure 4.6. Chaque voie est constituée, depuis les APD jusqu'à la salle d'acquisition, des éléments suivants [5] :

- Le FPPA (Floating Point Preamplifier) : il s'agit d'un circuit intégré tolérant aux radiations, conçu selon la technologie Intersil UHF1-X. Il cumule les fonctions de préamplificateur, de système multigain et d'échantillonnage du signal. Le préamplificateur est chargé de convertir le courant provenant des APD en signal de tension et de mettre en forme celui-ci. Il possède une gamme dynamique très grande (16 bits) permettant de mesurer des dépôts d'énergie de 50 MeV à 1.5 TeV dans les cristaux. Cette gamme est cependant trop étendue pour l'ADC utilisé et il est nécessaire de comprimer le signal avant de l'envoyer à l'ADC. Pour cela le FPPA comprend un système multigain qui amplifie le signal par les facteurs 1, 5, 9 et 33, suivi d'une unité à virgule flottante (FPU) dont le rôle est d'échantillonner le signal à 40 MHz (échantillonneur-bloqueur), de sélectionner pour chaque échantillon le gain qui a le signal le plus élevé et qui ne sature pas (comparateur) puis de multiplexer ce signal vers l'ADC à l'aide d'un tampon ("buffer") de sortie. Le principe de fonctionnement du FPPA est décrit par la figure 4.7.
- Les échantillons sortant du FPPA sont numérisés par un ADC commercial 12 bits (Analog

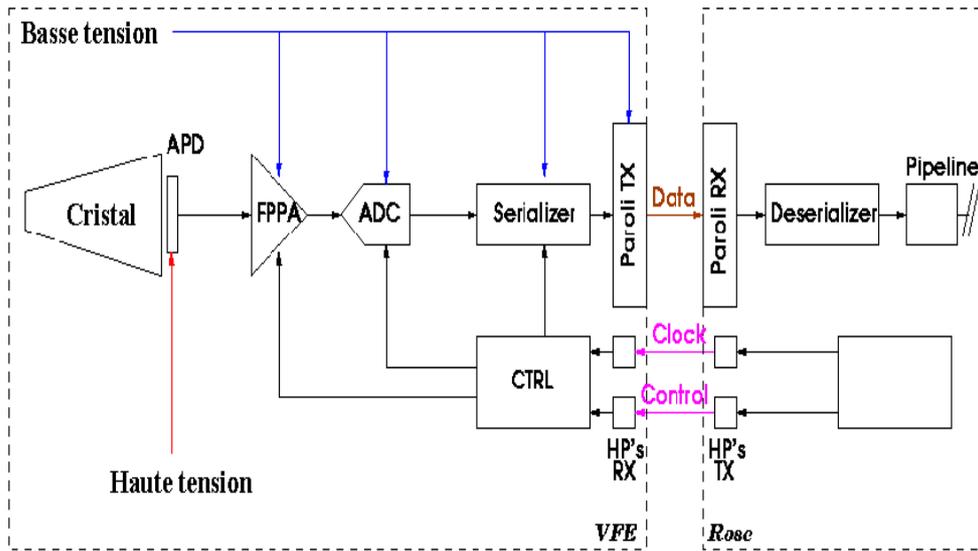


FIG. 4.6 – Schéma complet de la chaîne de lecture d'un cristal.

Device 9042). Il s'agit de la seule partie finale de la chaîne électronique.

- Le sérialiseur (Glink) : il fonctionne à 40 MHz et en mode 16 bits.
- Le circuit de contrôle chargé de gérer les horloges du bloc VFE. Il y a un circuit de contrôle pour 10 canaux. Ce circuit est situé sur la carte esclave de chaque bloc VFE.
- L'interface optique. Un module commercial, le Paroli TX, est chargé de convertir, au niveau de la carte VFE, les signaux numériques en signaux lumineux et de les transmettre via des fibres optiques vers la salle de comptage située 80 mètres plus loin. Il y a un Paroli de 12 fibres optiques pour chaque bloc VFE (10 voies). Le Paroli du bloc est situé sur la carte maître. Le signal optique est reconverti en signal électrique au niveau de la salle d'acquisition par un Paroli RX.
- Le signal est ensuite désérialisé avant d'être traité par les systèmes de déclenchement et d'acquisition de données. L'ensemble formé par le Paroli RX et le désérialiseur constitue un module ROSE. Ces modules ont 12 entrées (ROSE 12s).

#### 4.1.4 Simulation des prototypes

La structure géométrique de la matrice 1999 (et par extension des matrices 2000) a été modélisée à l'aide de GEANT 3 et de EUGENIE, l'interface Euclide-Geant (voir chapitre 5). Ce prototype simulé reproduit avec un degré de précision élevé la géométrie réelle. Les cristaux sont modélisés dans leur structure alvéolaires et deux APD sont placées à l'arrière de chacun des 30 cristaux. La structure en sous-modules du prototype a été respectée et les espacements entre cristaux voisins (espacement entre les cristaux d'un même sous-module et espacement entre cristaux de sous-modules différents) sont réalistes. Les tablettes et la grille en aluminium soutenant les cristaux ont également été reproduites ainsi que la plaque à l'avant des cristaux (fond de panier).

Ce prototype a permis d'effectuer des comparaisons précises entre les données expérimentales et la simulation. Une étude fine de l'énergie déposée en fonction de la position d'impact a

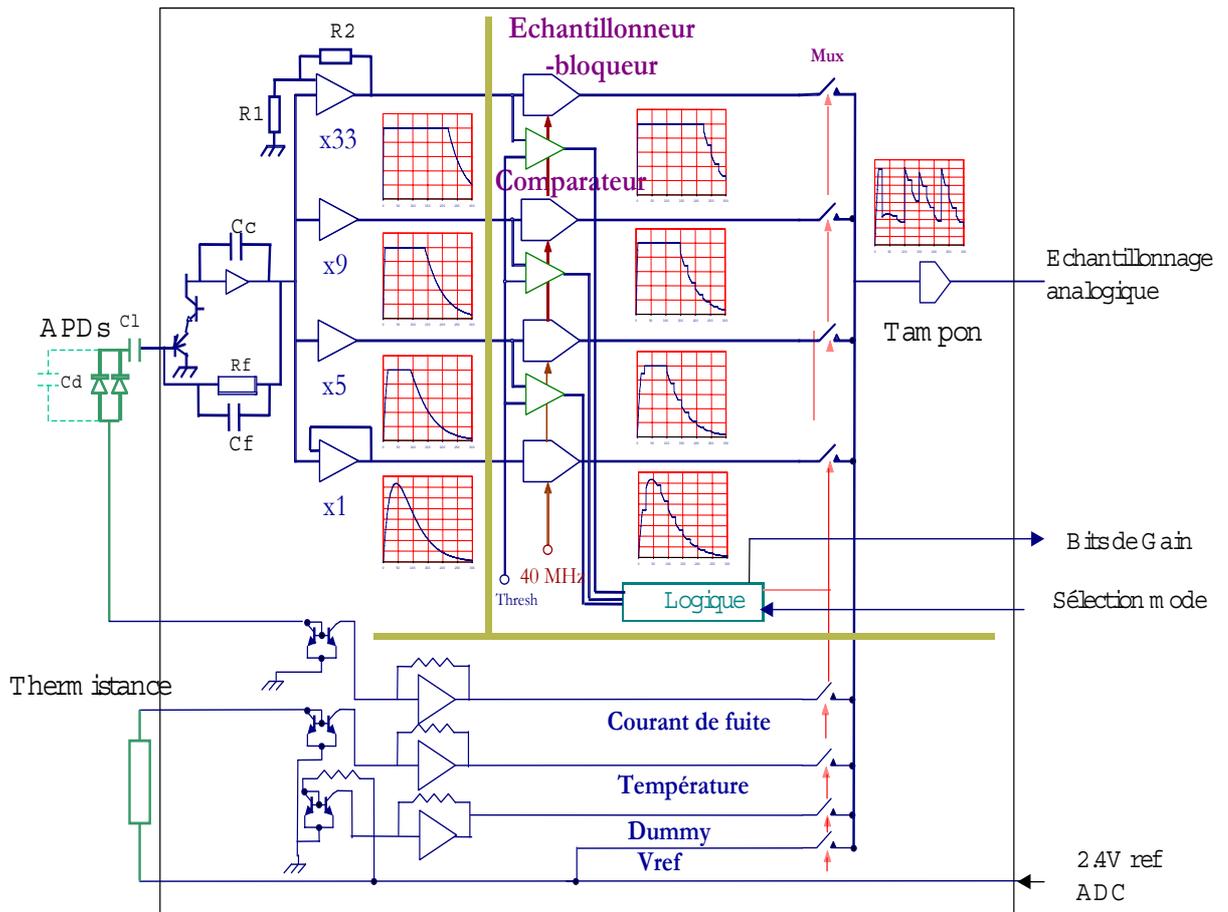


FIG. 4.7 – Description générale du circuit FPPA. Le courant provenant des APD est converti en signal de tension et mis en forme par le préamplificateur. Le signal résultant passe par un système à 4 gains (1, 5, 9 et 33). L'échantillonneur-bloqueur découpe simultanément ces quatre tensions à la fréquence de croisement de faisceau du LHC (40 MHz). Les comparateurs et les circuits de logique sélectionnent ensuite les échantillons dont la tension est la plus élevée et ne dépassent pas un seuil de saturation. Les échantillons résultants sont multiplexés vers l'ADC. Ce système multigain permet de lire avec précision des signaux ayant une grande gamme dynamique (jusqu'à 16 bits) et de les compresser sur 12 bits. Le FPPA effectue également des mesures de température des photodétecteurs (APD) et des mesures du courant de fuite des APD situées en amont.

ainsi été réalisée pour le prototype 2000. Ce travail est décrit dans la partie 5.3.

## 4.2 Résolution en énergie

### 4.2.1 Introduction

La résolution en énergie est une donnée majeure du calorimètre électromagnétique. Les raisons en sont données dans le chapitre 1 et les différents termes intervenant dans la résolution en énergie sont explicités dans la section 3.3. Les tests en faisceau effectués sur le prototype 1999 (décrit dans la partie précédente) ont été dédiés essentiellement à l'évaluation de chacun de ces termes. Tous les résultats que nous allons détailler dans cette partie ont été obtenus avec le prototype testé en 1999. Bien que la chaîne électronique ne soit pas dans sa version finale, la conception du prototype (structure alvéolaire, espacement entre les cristaux, etc.) est fidèle au dessin final du ECAL. En ce qui concerne la résolution en énergie, ce sont donc les termes stochastique et constant, résultant des tests en faisceau de la matrice, qui seront les plus représentatifs des performances du futur ECAL.

Afin d'aborder la partie résolution en énergie du prototype 1999 nous présentons préalablement un ensemble d'études (étalonnage, calcul du gain, mesures du bruit, etc) indispensables à l'interprétation des résultats de la matrice.

### 4.2.2 Alignement

Les prototypes sont montés sur une table tournante, dont la position est contrôlée à distance par un ordinateur. La trajectoire des particules incidentes est mesurée à l'aide d'un ensemble de chambres à fils. Dans un premier temps, la position de la table correspondant au faisceau centré sur chacun des 30 cristaux a été calculée avec une précision d'environ 1 mm [4]. La taille du faisceau est réglée par les collimateurs de la ligne H4 et elle est typiquement de  $2 \times 2 \text{ cm}^2$ , ce qui est suffisant pour couvrir tout un cristal (*cf.* fig. 4.8). Lorsque le faisceau est centré sur un cristal, on repère les coordonnées des chambres (X et Y) correspondant au maximum d'énergie déposée dans le cristal. Cette position ne dépend que faiblement de l'énergie des particules incidentes et ne correspond pas exactement au centre géométrique du cristal<sup>6</sup>.

### 4.2.3 Visualisation des APD et inclinaison de la matrice

Il est possible de visualiser les APD d'une capsule avec un faisceau de muons, grâce à la détection directe dans le silicium. Une particule au minimum d'ionisation dépose 13 MeV/cm dans le tungstate de plomb, soit 300 MeV sur toute la longueur d'un cristal. En considérant un taux de collection de lumière par la capsule de  $5.6 \text{ pe}^-/\text{MeV}$  (voir paragraphe 4.2.6) et un gain intrinsèque pour les APD de 50, la charge à l'entrée du préamplificateur est de 84000 électrons. Lorsqu'un muon traverse directement une des APD, il se produit une charge additionnelle que l'on peut évaluer de la manière suivante : le muon dépose 3.87 MeV/cm dans le silicium, soit 3.483 keV en considérant que la largeur effective (*i.e.* l'épaisseur où les charges sont multipliées par le phénomène d'avalanche, voir partie 3.2.2) d'une APD est de l'ordre de  $9 \text{ }\mu\text{m}$ . Ce dépôt

<sup>6</sup>Des études de simulation montrent qu'il y a environ 4 mm d'écart entre la position du maximum d'énergie déposée et le milieu géométrique du cristal.

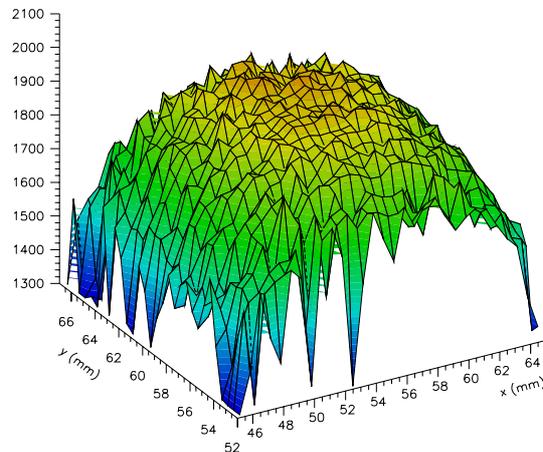


FIG. 4.8 – Energie déposée (en canaux ADC) en fonction des coordonnées cartésiennes des chambres à fils.

d'énergie dans la zone de multiplication donne lieu à la création de  $3367/3.62 = 962$  paires électron-trou<sup>7</sup>, soit environ 48100 électrons avec un gain 50. Ainsi, quand on illumine un cristal avec des muons, la distribution d'énergie déposée mesurée présente, en théorie, deux pics. Le premier, aux alentours de 300 MeV, correspond à la lumière créée par le muon dans le cristal et le deuxième, vers 450-500 MeV, est la combinaison de l'effet précédent et du signal créé par le muon lorsqu'il traverse une APD. Le bruit électronique vient, en fait, étaler cette distribution qui prend alors l'allure d'une distribution de Landau. Cependant, lorsque l'on trace la réponse d'un cristal en fonction de la position d'incidence des muons, donnée par les chambres, on voit apparaître (*cf.* figure 4.9) un carré de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  représentant une des APD. À cause de l'inclinaison de  $3^\circ$  (en  $\theta$  et en  $\phi$ ) de la matrice, de la taille et du positionnement du faisceau ( $2 \times 2 \text{ cm}^2$  centré sur la face avant du cristal) on ne voit pas la seconde APD, située au dessus de la première. Cet effet est confirmé par la simulation : la figure 4.10 montre le signal obtenu en fonction de la position d'impact des muons, pour un cristal du prototype simulé. On ne voit également qu'une seule APD<sup>8</sup>.

La visualisation des APD avec les muons permet de vérifier l'inclinaison des cristaux par rapport au faisceau. A plus grande échelle cette méthode pourrait aider à l'alignement des cristaux du ECAL, lors de la précalibration des supermodules (voir 5.3).

#### 4.2.4 Étalonnage de la matrice

Plusieurs types de données sont prises lorsque la matrice est sous tension : mesure des pedestaux de chaque voie (voies APD et voies des diodes PN), lecture des signaux faisceau

<sup>7</sup>L'énergie nécessaire à la création d'une paire  $e^-t$  est de 3.62 eV dans le silicium.

<sup>8</sup>L'APD apparaît plus décalée vers la gauche que sur la figure précédente, parce que le faisceau simulé n'est pas centré sur le cristal exactement à la même position en X.

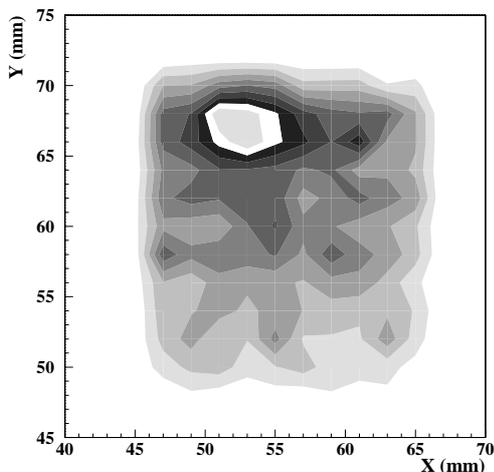


FIG. 4.9 – Visualisation de l'APD d'un cristal à l'aide d'un faisceau de muons. Le faisceau éclaire la face avant du cristal et l'on ne voit apparaître qu'une seule APD à cause de l'inclinaison de la matrice. Les lignes de niveau montrent l'énergie déposée en fonction de la position d'impact.

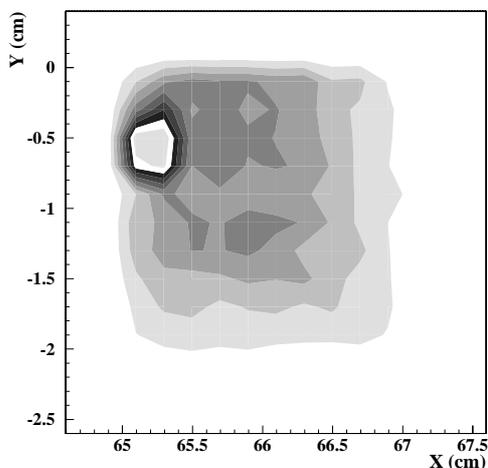


FIG. 4.10 – Visualisation de l'APD d'un cristal avec un faisceau de muons, pour le prototype simulé. On ne voit pas non plus la seconde APD à cause de l'inclinaison de la matrice.

ou laser, lecture des signaux produits par le générateur d'impulsion, etc. L'ensemble de ces données est enregistré, durant des périodes de temps définies<sup>9</sup>, dans un format prédéterminé. L'étalonnage de la matrice se fait régulièrement au cours de la période de test en faisceau. Il s'agit de mettre en correspondance, pour chaque voie de la matrice, la valeur d'un canal ADC soit avec l'énergie déposée dans le cristal correspondant à la voie que l'on veut étalonner, soit avec le nombre d'électrons produits en aval de l'APD par un générateur d'impulsions. On a donc une constante d'étalonnage en MeV par canal ADC et une constante en nombre d'électrons par canal, pour chacune des 30 voies de la matrice.

Pour déterminer les constantes en MeV/canal, chacune des voies de la matrice a été soumise à un faisceau d'électrons d'énergie connue. Cette constante,  $C_i^e$ , est donnée, pour chaque voie  $i$ , par :

$$C_i^e = \frac{\alpha \times E_{inc}}{S_i^e - P_i} \quad (4.4)$$

avec  $E_{inc}$ , l'énergie des particules incidentes et  $\alpha$  la fraction de  $E_{inc}$  déposée dans le cristal à étalonner.  $S_i^e$  est la valeur (en canaux ADC) du pic de la distribution d'énergie pour des événements pris dans une fenêtre de quelques  $mm^2$  (typiquement  $4 \times 4 mm^2$  ou  $2 \times 2 mm^2$ ) autour de la position du maximum d'énergie déposée du cristal.  $P_i$  est la moyenne de la gaussienne du piedestal de la voie  $i$ .

La fraction  $\alpha$  d'énergie déposée dans un cristal dépend principalement de la position d'impact de la particule incidente sur le cristal, de l'angle d'incidence par rapport à l'axe de celui-ci

<sup>9</sup> "Run" en jargon H4. Un run correspond par exemple au comptage par les chambres à fil de 50K électrons.

et de la matière présente à l'avant du cristal. Ce paramètre ne dépend pas de l'énergie de la particule incidente [6] (contribution négligeable au moins jusqu'à 1000 GeV pour des cristaux de  $PbWO_4$  de  $\sim 26$  longueurs de radiation). Pour évaluer  $\alpha$  nous nous sommes basés sur la simulation réaliste de la matrice décrite précédemment. Pour un faisceau de  $4 \times 4 \text{ mm}^2$ , centré sur la position de maximum de gerbe d'un cristal central de cette matrice, nous obtenons après un ajustement gaussien de la distribution en énergie :  $\alpha = 76.4 \pm 0.3\%$ . Le tableau 4.2 donne le pourcentage d'énergie déposée dans une sous-matrice de 1,  $3 \times 3$  et  $5 \times 5$  cristaux du prototype simulé (avec une coupure sur les énergies de 10 Kev).

Sous-matrice	Fraction d'énergie déposée
1 cristal	$76.4 \pm 0.3 \%$
$3 \times 3$ cristaux	$93.8 \pm 0.3 \%$
$5 \times 5$ cristaux	$97.0 \pm 0.3 \%$

TAB. 4.2 – Fraction d'énergie déposée dans des sous-matrice de 1,  $3 \times 3$  et  $5 \times 5$  cristaux du prototype simulé (à partir du dessin du prototype 1999).

La constante d'étalonnage en électrons/canal,  $C_i^Q$ , est déterminée pour chaque voie grâce au générateur d'impulsions.

$$C_i^Q = \frac{Q_0}{S_i^Q - P_i} \quad (4.5)$$

$Q_0$  est la charge injectée à l'entrée du préamplificateur, en aval de chaque APD ou diodes PN et  $(S_i^Q - P_i)$  le pic de la distribution des signaux mesurés, pedestaux soustraits.

#### 4.2.5 Mesure du gain des capsules

Le gain des capsules est déterminé in situ à partir de mesures effectuées avec le laser, pour différentes valeurs de tension des APD. Les fluctuations propres au laser sont corrigées par les diodes PN du système de monitoring et par le générateur d'impulsions (la méthode de correction est expliquée en détail dans la partie 4.3 où elle est appliquée au cas du prototype 2000). Le signal laser est proportionnel au photocourant délivré par la capsule et donc à la tension de polarisation de celle-ci. Le signal laser de référence (pour lequel le gain est égal à 1) est déterminé en prenant la moyenne des valeurs des signaux obtenus pour 40, 60 et 80 V. Le gain  $M$ , à la tension  $V$  est donc donné par :

$$M(V) = \frac{L(V)}{L_0} \quad (4.6)$$

avec  $L(V)$  le signal laser (corrigé) et  $L_0$  la valeur laser de référence. La tension de polarisation des capsules a été fixée à  $318.0 \pm 1.0 \text{ V}$  pour obtenir des valeurs de gain proche de 50. La valeur moyenne des gains de toutes les capsules est restée stable, pendant toute la période de prise de donnée (un mois), à  $50.1 \pm 3.4$ .

#### 4.2.6 Taux de lumière

Le taux de lumière d'un cristal scintillant représente le nombre de photons arrivant sur le photosenseur chargé de recueillir la lumière du cristal et donnant lieu à un signal. On peut également définir le taux de lumière ( $N_{pe}$ , exprimé généralement en photoélectrons par MeV) avec la relation suivante :

$$N_{pe} = N_{\gamma} \times \epsilon_Q \times M_F \quad (4.7)$$

où  $N_{\gamma}$  est le nombre de photons de scintillation produits dans le cristal, par unité d'énergie déposée,  $\epsilon_Q$  est l'efficacité quantique du photosenseur et  $M_F$  ("Matching Factor") est le rapport de la surface active du photosenseur et de la surface arrière du cristal.

La détermination des constantes de calibration (en MeV et en  $e^-$ ) et la connaissance du gain  $M$  des APD permettent de calculer le taux de lumière des cristaux :

$$N_{pe} = \frac{1}{M} \times \frac{C^Q}{C^e} \quad (4.8)$$

Les résultats pour le prototype 1999 donnent comme valeur moyenne, pour toutes les voies :  $N_{pe} = 5.6 \pm 0.9 \text{ pe/MeV}$ . Nous avons comparé cette valeur à des mesures indépendantes effectuées au CERN, avant le montage de la matrice, avec un appareil ACCOS (Automatic Cristal COntrol System [7]). Il s'agit d'un système automatisé de caractérisation et de validation des cristaux de production. En particulier les dimensions et les propriétés optiques (temps de décroissance, taux de collection de lumière, non-uniformité) de chaque cristal sont mesurées avec précision. Les études de taux de lumière sont réalisées avec une source gamma de  $^{22}\text{Na}$  et avec un photomultiplicateur (le protocole expérimental complet est décrit dans la référence précédente). Les valeurs de taux de lumière données par ACCOS doivent être normalisées par rapport aux mesures effectuées en H4, en effet les facteurs  $\epsilon_Q$  et  $M_F$  sont différents pour les APD et le PM. On a la relation suivante :

$$N_{pe}^{ACCOS} = N_{pe}^{APD} \times \frac{\epsilon_Q^{PM} M_F^{PM}}{\epsilon_Q^{APD} M_F^{APD}} \quad (4.9)$$

avec pour le photomultiplicateur :  $\epsilon_Q^{PM} = 13\%$  et  $M_F^{PM} \simeq 1$  et, pour les APD :  $\epsilon_Q^{APD} = 72\%$  et  $M_F^{APD} = (2 \times 25 \text{ mm}^2) / (\sim 25.75 \text{ mm})^2$ . Les mesures ACCOS donnent un taux de lumière moyen  $N_{pe} = 5.46 \pm 0.61 \text{ pe/MeV}$ , ce qui est en bon accord avec les mesures H4 (*cf.* fig. 4.11).

#### 4.2.7 Linéarité

Pour déterminer la linéarité de l'électronique nous traçons, pour chaque voie, la valeur du pic du signal, à différentes énergies, en fonction de l'énergie incidente. L'ensemble de points obtenus peut être ajusté par une droite et la qualité de la linéarité est évaluée, à une énergie donnée, par le rapport :

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{k_{pic} - k_{fit}}{k_{pic}} \quad (4.10)$$

avec  $k_{pic}$  la valeur du pic du signal mesurée et  $k_{fit}$  la valeur ajustée. Un exemple de linéarité, pour un seul cristal, calculée entre 20 et 150 GeV, est représenté sur la figure 4.12. La dispersion maximale,  $\Delta k/k(max)$ , de la distribution est de 0.86%. Lorsque l'on considère l'ensemble des cristaux sur lesquels ont été effectués les tests de linéarité, entre 20 et 150 GeV (12 cristaux centraux de la matrice), on trouve une valeur moyenne pour  $\Delta k/k(max)$  de 0.9%. Cette étude

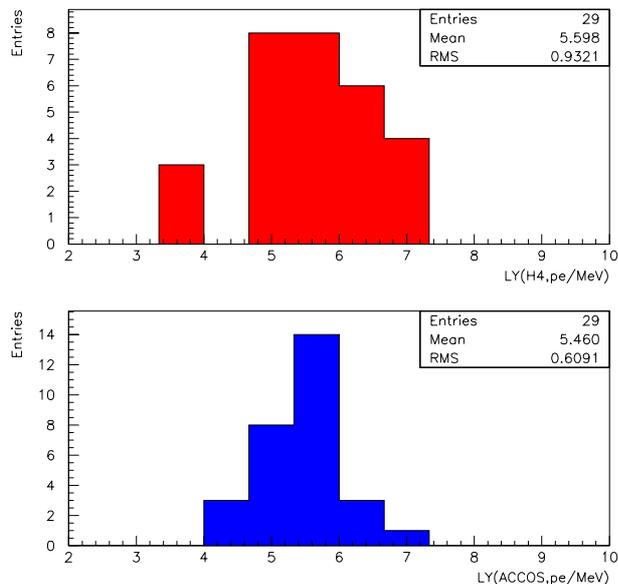


FIG. 4.11 – Taux de lumière mesuré en faisceau test (figure du haut) et avec la machine ACCOS (en bas).

a également été réalisée en prenant en compte un point supplémentaire à 15 GeV ; la dispersion maximale passe alors à 1.6% en moyenne, pour les 12 cristaux testés. La dégradation de la linéarité à 15 GeV peut être attribuée à la résolution en énergie qui dépasse le pour cent aux basses énergies ( $E < 20$  GeV), à cause en particulier du bruit électronique (voir paragraphes suivants).

#### 4.2.8 Étude du bruit

Chaque voie de la matrice possède une composante de bruit électronique qui lui est propre (bruit intrinsèque) et une composante qui est commune à un sous-ensemble de la matrice (un sous-module par exemple). Il est important de mesurer ces composantes pour évaluer les termes stochastique et constant de la résolution en énergie.

**Bruit par canal** – Des atténuateurs, placés en amont de l’ADC, ont été utilisés pour distinguer les signaux. Les figures 4.13 et 4.14 donnent le bruit en MeV, déterminé à partir de la largeur du piedestal, pour 29 voies de la matrice (la voie 1 avait des problèmes de connecteurs), respectivement avec et sans atténuateurs. Le bruit est plus élevé lorsque les atténuateurs sont en place. En effet, l’ADC en charge rajoute une contribution au bruit qui devient prépondérante quand le signal de la matrice est atténué. Le bruit de l’ADC est calculé à partir du bruit avec atténuateurs auquel on soustrait quadratiquement la valeur du bruit obtenu sans les atténuateurs (voir fig. 4.15). Le tableau 4.3 montre le bruit moyen de la matrice et de l’ADC.

**Bruit corrélé** – On estime le bruit corrélé pour un ensemble de  $N$  ( $N > 1$ ) voies. La formule suivante est utilisée :

$$\sigma_c^2 = \frac{\sigma_{sum}^2 - \sum_{i=1}^N \sigma_i^2}{N(N-1)} \quad (4.11)$$

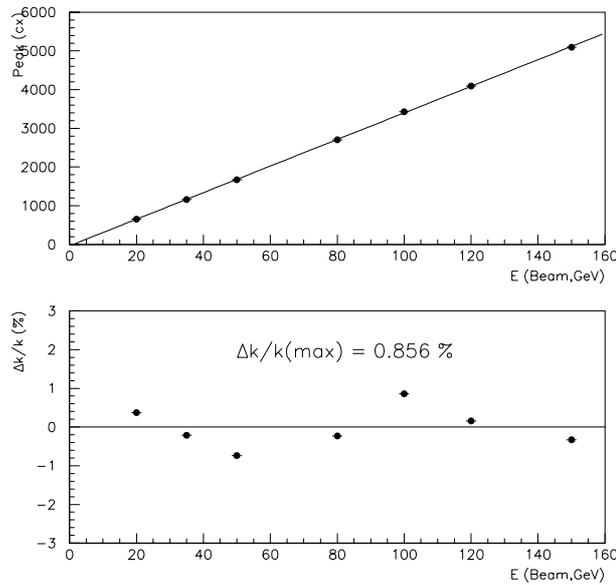


FIG. 4.12 – Linéarité de l'électronique entre 20 et 150 GeV (exemple pour un cristal de la matrice).

	Bruit (MeV)	Bruit ( $e^-$ )
Avec att.	67.2	19690
Sans att.	37.2	10760
QADC	56.0	16480

TAB. 4.3 – Bruit moyen de la matrice prototype 1999, exprimé en MeV et en électrons, lorsque les voies sont équipées ou non d'atténuateurs. Le bruit propre à l'ADC est calculé par soustraction quadratique.

avec  $\sigma_{sum}$  la largeur du pedestal des  $N$  voies considérées et  $\sigma_i$  la largeur du pedestal de la  $i^{\text{ème}}$  voie.

Le bruit corrélé peut être présent de différentes manières sur une matrice  $6 \times 5$ . Les plus pertinentes sont les suivantes :

- Par sous-module :

Le calcul (tableau 4.4) a été effectué à partir de données prises avec les atténuateurs.

Sous-module 1	Sous-module 2	Sous-module 3
16.7 MeV	12.2 MeV	17.1 MeV
5430 $e^-$	3500 $e^-$	4510 $e^-$

TAB. 4.4 – Bruit corrélé en MeV et en électrons pour les 3 sous-modules. Le sous-module 2 présente un bruit corrélé inférieur aux autres.

- Pour toutes les voies :

Pour cette étude nous avons utilisé les données obtenues sans atténuateurs. Le résultat de ces calculs est utilisé plus tard pour estimer le bruit intrinsèque. Nous obtenons :

$$\sigma_c = 8 \text{ MeV} = 2200 e^-$$

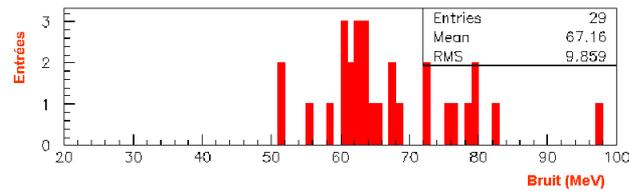


FIG. 4.13 – Bruit électronique avec atténuateurs.

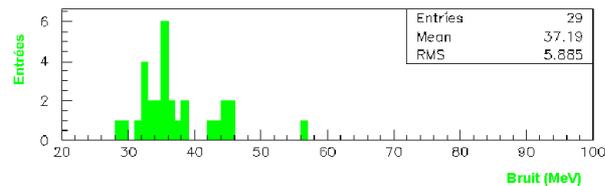


FIG. 4.14 – Bruit électronique sans atténuateurs.

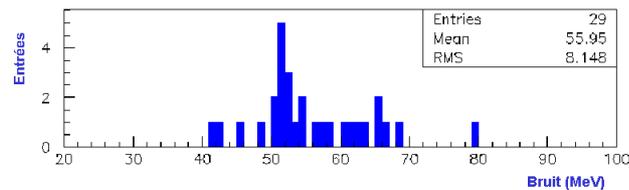


FIG. 4.15 – Bruit de l'ADC en charge.

Cette valeur est relativement faible : les voies électroniques sont bien isolées les unes des autres.

**Bruit intrinsèque** – Le bruit intrinsèque de chaque voie est estimé par soustraction quadratique du bruit total sans atténuateurs et du bruit corrélé :

$$\langle B \rangle = 36.3 \text{ MeV} = 10530 e^-$$

Il s'agit du niveau de bruit attendu<sup>10</sup>. L'équivalent en énergie de ce bruit est compatible avec les pré-requis du calorimètre électromagnétique [6].

#### 4.2.9 Mesure de la résolution en énergie

La reconstruction de l'énergie des particules incidentes dépend du nombre de cristaux que l'on considère dans le calcul de l'énergie et de la position d'impact sur la matrice. La résolution en énergie du prototype 1999 a été évaluée pour des sous-matrices de  $3 \times 3$  cristaux centrées autour du cristal ayant le maximum d'énergie déposée. Pour notre prototype de  $6 \times 5$  cristaux, 12 sous-matrices de 9 cristaux sont possibles (cependant seulement onze sous-matrices ont pu être exploitées à cause d'une voie défectueuse). Une coupure sur les chambres est effectuée de façon à ne sélectionner que les particules incidentes dans une fenêtre de  $4 \times 4 \text{ mm}^2$  centrée sur

<sup>10</sup>Les mesures sur les cartes électroniques, effectuées à l'IPN de Lyon en 1999, donnaient une charge équivalente de bruit d'environ 10 000 électrons.

le cristal central de la sous-matrice. Les particules ainsi choisies loin des espaces inter-cristaux déposent une énergie maximale dans le cristal. La figure 4.16 montre la distribution d'énergie déposée dans un cristal quand on applique une telle coupure (zone foncée). Lorsque l'on ne coupe pas sur le faisceau on obtient une distribution beaucoup plus large (zone claire). Pour cette coupure la distribution d'énergie déposée dans une matrice  $3 \times 3$  est gaussienne.

Chaque matrice de  $3 \times 3$  cristaux a été testée avec des faisceaux d'électrons de 15 à 280

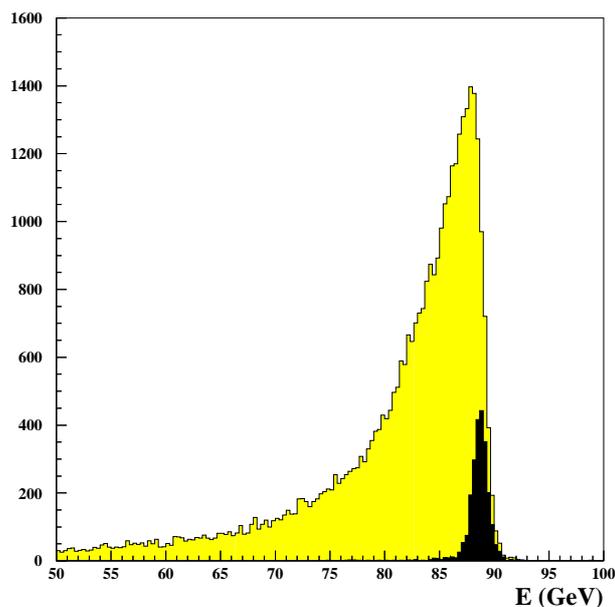


FIG. 4.16 – Énergie déposée dans un cristal de la matrice. La zone claire de la distribution d'énergie est obtenue sans coupure sur les chambres, tandis que la zone foncée est obtenue avec une coupure de  $4 \times 4 \text{ mm}^2$  sur la taille du faisceau. L'énergie du faisceau incident est de 120 GeV.

GeV. Seul le cristal au centre de la sous-matrice est visé et pour ne pas saturer le signal un atténuateur est placé sur l'entrée de l'ADC correspondant à ce cristal. Les 8 voies autour du cristal central ne sont pas atténuées. Cette configuration permet de minimiser le bruit dû à l'ADC tout en conservant un signal clair. Pour les énergies au delà de 150 GeV il a été nécessaire, pour éviter les saturations, d'utiliser des atténuateurs plus puissants et de baisser la tension<sup>11</sup> (et donc le gain) des APD. Cependant pour certaines voies, des saturations au niveau du préamplificateur ont été observées à 280 GeV. Dans la suite nous ne prendrons pas en compte les résultats obtenus à 280 GeV.

La résolution en énergie est donnée par :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E} \quad (4.12)$$

soit encore :

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = a^2 x + b^2 + c^2 x^2 \quad \text{avec } x = \frac{1}{E} \quad (4.13)$$

<sup>11</sup>Elle est de 314 V au lieu de 318 V.

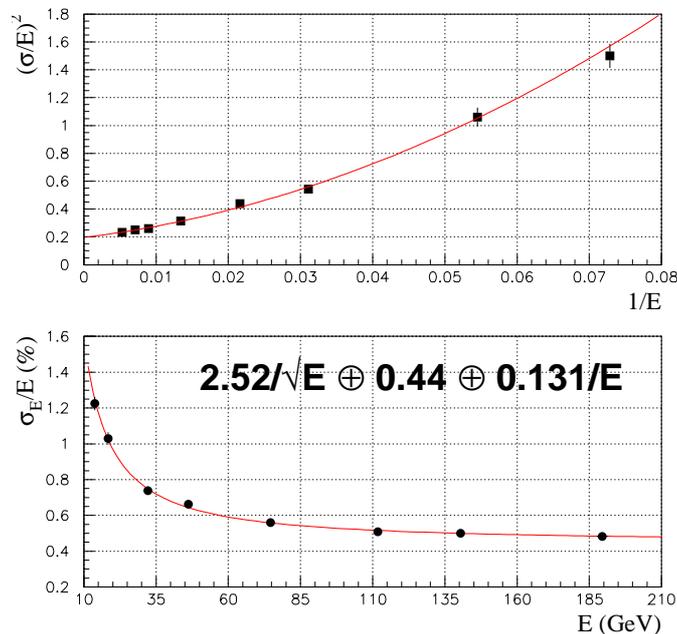


FIG. 4.17 – Résolution en énergie expérimentale (figure du bas), pour une somme de 9 cristaux et une coupure sur le faisceau d'électrons de  $4 \times 4 \text{ mm}^2$ , obtenue par un ajustement à 3 paramètres (figure du haut). Le paramètre de bruit est contraint.

où  $\sigma$  est la largeur de la distribution en énergie obtenue par un ajustement gaussien,  $E$  l'énergie reconstruite (en GeV),  $a$  le terme stochastique,  $b$  le terme constant et  $c$  le terme de bruit (exprimé en GeV). Le bruit électronique total est donné par la largeur du piedestal des 9 voies combinées. Les autres termes sont évalués à partir d'un ajustement de  $\frac{\sigma}{E}$  en fonction de  $\frac{1}{E}$ . D'après l'équation 4.13 cet ajustement est linéaire si l'on soustrait le terme de bruit à la largeur du signal  $\sigma$ . Dans le cas contraire (ajustement des données brutes sans soustraction de bruit) l'ajustement comporte une composante en  $x^2$ .

Les deux figures 4.17 montrent les résultats obtenus pour une sous-matrice type du prototype avec un ajustement à trois paramètres (figure du haut) :  $a$  et  $b$  sont laissés libres et  $c$  est contraint aux valeurs de bruit mesurées. Une fois les paramètres évalués la résolution en énergie est tracée (figure du bas). Lorsque l'on utilise un ajustement linéaire ( $a$  et  $b$  libres,  $c$  soustrait) on obtient les résultats montrés figure 4.18. On constate que l'on retrouve un terme constant similaire avec ces deux méthodes d'ajustement. Le terme stochastique, lui, varie d'environ 9% d'une méthode à l'autre. Ce terme est difficile à évaluer car il est dominant aux basses énergies ( $E < 30 \text{ GeV}$ ), là où les incertitudes de mesures sont les plus élevées à cause du bruit électronique et de la résolution en énergie du faisceau.

La résolution en énergie est évaluée pour onze sous-matrices du prototype 1999 à partir de données obtenues avec des faisceaux de 15 à 200 GeV. Les résultats correspondant aux deux méthodes d'ajustement sont représentés sur les figures 4.19 (ajustement quadratique) et 4.20 (ajustement linéaire). Les termes stochastique et constant moyens obtenus avec ces deux méthodes sont du même ordre de grandeur (aux incertitudes près). Le bruit total moyen est

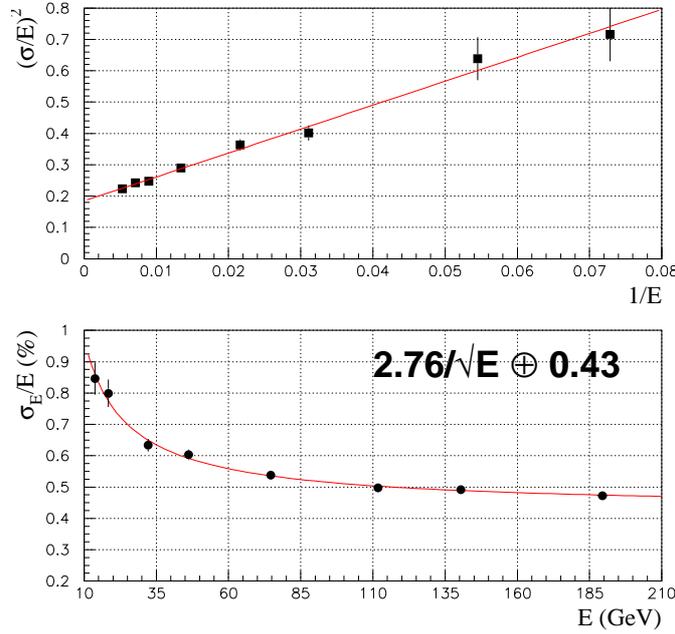


FIG. 4.18 – Résolution en énergie, pour la même somme de 9 et des coupures identiques mais avec soustraction du bruit moyen. L’ajustement sur les données (figure du haut) est linéaire.

le même (ce qui est normal car pour chaque méthode le bruit est évalué de la même façon). Si l’on décide de moyennner les valeurs de chaque distribution nous obtenons comme résolution globale :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{(2.61 \pm 0.09)\%}{\sqrt{E}} \oplus (0.42 \pm 0.02)\% \oplus \frac{0.142 \pm 0.003}{E} \quad (4.14)$$

$E$  est exprimé en GeV et les incertitudes sont données à partir des déviations standard des moyennes de chaque distribution<sup>12</sup>.

Il est intéressant de comparer ce résultat à celui obtenu avec le prototype simulé. Pour cette étude nous avons utilisé des électrons de 5 à 200 GeV, une fenêtre d’impact de  $4 \times 4 \text{ mm}^2$  et des sommations sur des sous-matrices de  $3 \times 3$  cristaux. Le bruit électronique n’a pas été ajouté à la simulation. Nous obtenons, avec un ajustement linéaire de  $(\frac{\sigma}{E})^2 = f(\frac{1}{E})$ , une résolution de :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{1.73\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.21\% \quad (4.15)$$

Si l’on considère le terme stochastique résultant de la simulation et le facteur d’excès de bruit des APD, il est possible d’estimer la collection de lumière des cristaux :

$$a(\text{données}) = a(MC) \oplus \sqrt{\frac{F}{N_{pe}}} \quad (N_{pe} \text{ exprimé en } GeV^{-1}) \quad (4.16)$$

Soit avec  $a(\text{données}) = 2.61 \pm 0.09 \%$ ,  $a(MC) = 1.73 \%$  et  $F = 2$ , nous obtenons :

$$N_{pe} = 5.31 \pm 0.64 \text{ pe/MeV} \quad (4.17)$$

<sup>12</sup>Pour une distribution de  $n$  échantillons  $x_i$ , de moyenne  $\bar{x}$ , nous avons :  $\sigma(\bar{x}) = \sigma/\sqrt{n} \sim \text{RMS}/\sqrt{n}$

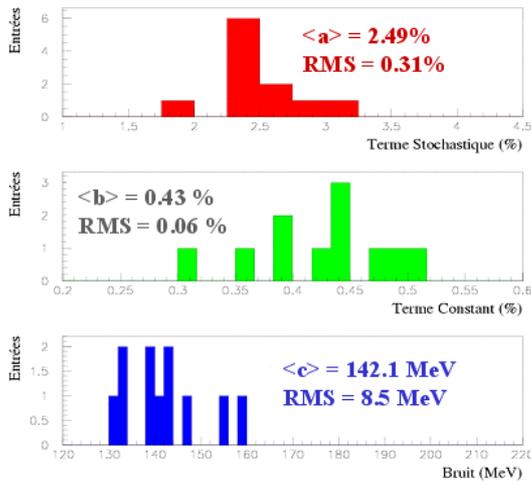


FIG. 4.19 – Distribution des paramètres de la résolution en énergie (ajustements à trois paramètres, sans soustraction de bruit).

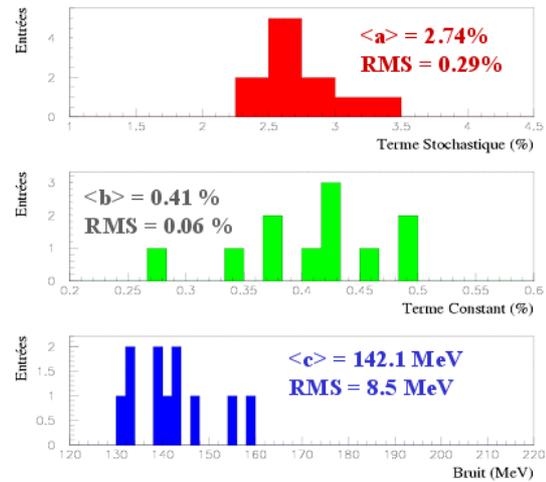


FIG. 4.20 – Distribution des paramètres de la résolution en énergie (ajustements à deux paramètres, avec bruit soustrait).

Cette mesure est en très bon accord avec la valeur estimée précédemment (*cf.* paragraphe 4.2.6).

La contribution de la photostatistique de l'APD au terme stochastique est donc :

$$\sqrt{\frac{F}{N_{pe}}} = (1.94 \pm 0.12)\%. \quad (4.18)$$

#### 4.2.10 Conclusion

Le tableau 4.5 compare les valeurs des paramètres de résolution en énergie obtenues pour le prototype 1999, avec les prérequis de CMS [6].

Contribution	Prérequis ECAL	Prototype 1999
Fluctuation de la gerbe	$1.5\%/\sqrt{E}$	$1.73\%/\sqrt{E}$
Photostatistique (APD)	$2.3\%/\sqrt{E}$	$1.94\%/\sqrt{E}$
<b>Terme stochastique total</b>	$2.7\%/\sqrt{E}$	$2.6\%/\sqrt{E}$
<b>Terme constant</b>	0.55%	0.42%
<b>Bruit électronique</b>	150 MeV	142.1 MeV

TAB. 4.5 – Comparaison des performances du prototype 1999 avec les prérequis de CMS.

Le terme stochastique de [6] correspond à une reconstruction en énergie pour une matrice de  $5 \times 5$  cristaux. Il est donc plus bas que celui déterminé pour le prototype 1999 où l'on a utilisé des sommations sur  $3 \times 3$  cristaux. Si l'on prend 1.73% au lieu de 1.5% pour la

contribution due à la fluctuation de la gerbe, on obtient un terme stochastique total de 2.88% comme prérequis.

Dans les deux cas nous constatons que la matrice de cristaux testée en 1999 remplit parfaitement les critères de performances du ECAL, pour ce qui est des termes stochastique et constant. Les performances du bruit électronique ne sont pas réellement comparables car la chaîne de lecture utilisée pour le prototype n'est pas dans sa version finale.

## 4.3 Suivi en lumière des cristaux

### 4.3.1 Introduction et objectifs

La résolution en énergie est dominée, à partir de 40 GeV, par le terme constant (voir chapitre 3.3). Les erreurs d'intercalibration des cristaux constituent la contribution principale au terme constant. Pour que le calorimètre électromagnétique ait les performances attendues, le terme constant doit être limité à 0.55%, cela implique notamment que la contribution des erreurs d'intercalibration ne dépasse pas les 0.4% [9]. Les cristaux du calorimètre doivent donc être étalonnés avec une très grande précision. Deux phases sont prévues pour l'étalonnage du ECAL : dans un premier temps les supermodules seront étalonnés<sup>13</sup> en faisceau test. La précision attendue sur les constantes de calibration est de 2%, au démarrage du détecteur. L'étalonnage de chaque cristal (ou groupe de cristaux) est ensuite affiné, à mieux que le demi pour cent, en utilisant des événements physiques spécifiques ( $Z \rightarrow e^+e^-$ ,  $W^\pm \rightarrow l^\pm\nu$ , événements "minimum bias", etc.) produits dans le détecteur<sup>14</sup>.

Les constantes d'étalonnage sont amenées à évoluer au cours du temps, en particulier à cause du fort taux de radiations présent dans le détecteur (voir chapitre 3). En effet des détériorations dans la transparence des cristaux apparaissent rapidement pour des doses relativement faibles [12]. L'irradiation dégrade la manière dont est transmise la lumière dans le cristal, bien que le processus de scintillation ne soit pas affecté. Ces changements peuvent disparaître en l'absence de radiations sur des périodes de l'ordre de la semaine. Les évolutions dans la réponse du signal doivent être corrigées puisque elles interviennent sur des échelles de temps courtes par rapport au temps nécessaire à la calibration in situ (de l'ordre de 1 mois). Les corrections de ces changements de transparence sont effectuées en mesurant la transmission de lumière des cristaux à l'aide d'un système de monitoring qui injecte des impulsions de lumière sur la face avant de chaque cristal<sup>15</sup>. La correction du signal demande de connaître la relation entre la décroissance de transmission du laser et la décroissance dans la transmission de la lumière de scintillation créée par une particule incidente. La relation [13] entre le pourcentage de décroissance du signal de scintillation ( $\Delta_{particule}$ ) et la décroissance du signal de monitoring laser ( $\Delta_{laser}$ ) est du type :

$$\Delta_{particule} = (\Delta_{laser})^{\alpha+1} (\beta \ln(\Delta_{laser}) + 1) \quad (4.19)$$

avec  $\alpha$  et  $\beta$  des paramètres. Cette équation devient pratiquement linéaire lorsque la décroissance du laser est relativement faible (inférieure à 5%). Dans les analyses qui suivent cette condition

<sup>13</sup>Le nombre de supermodules qui vont pouvoir être effectivement étalonnés avant la construction du détecteur, est pour l'instant incertain.

<sup>14</sup>Des méthodes sont en cours d'étude pour permettre d'étalonner précisément le détecteur, même dans le scénario où tous les supermodules ne seraient pas préalablement étalonnés [10] [11]

<sup>15</sup>Pour les cristaux des bouchons la lumière est injectée à l'arrière.

est toujours satisfaite. Nous considérons alors le rapport suivant,

$$R = \frac{\Delta_{particule}}{\Delta_{laser}}. \quad (4.20)$$

Le rapport  $R$  varie d'un cristal à l'autre mais est typiquement autour de 2 [14]. En effet la lumière de scintillation créée par la gerbe électromagnétique ne se propage pas dans le cristal de la même manière que la lumière du laser. La lumière de scintillation est créée isotropiquement et se propage avec des angles d'incidence plus élevés que la lumière laser qui emprunte un chemin plus direct, avec moins de réflexions sur les parois du cristal (*cf.* schéma 4.21). Ainsi en moyenne la lumière de scintillation parcourt un trajet deux fois plus long que l'impulsion laser et est donc plus sensible aux défauts (bandes d'absorption) du cristal. Ces défauts sont des centres colorés qui peuvent être créés lors de l'irradiation. En effet des électrons sont arrachés et passent de la bande de valence à la bande de conduction où ils peuvent être piégés dans une lacune du cristal. Des niveaux d'énergie sont alors créés dans la bande interdite et sont à l'origine de bandes d'absorption dans le spectre visible. Si ces bandes se trouvent dans la région d'émission du cristal ou à la longueur d'onde choisie pour le monitoring, on a une perte de transmission de lumière (atténuation induite). L'atténuation dépend du type de dopage du cristal et de sa méthode de fabrication. Une étude réalisée en 1999 [15] sur des cristaux de fabrication russe et chinoise a montré que le coefficient d'atténuation induite était maximal dans la région du pic de radio luminescence. En ce qui concerne le prototype 2000, les cristaux russes (dopés Y/Sb) ainsi que les cristaux chinois (dopés Y), présentent un pic de scintillation situé, selon le mode d'excitation, à 420 nm (photoluminescence) ou 440 nm (radioluminescence) et une bande d'atténuation induite dont le maximum se situe à 400 nm. Cette bande est très large (1630 nm, d'après [15]) et affecte aussi bien la lumière de scintillation que la lumière laser. Les centres colorés créés par irradiation se résorbent par agitation thermique. Si l'on laisse le cristal au repos, l'atténuation induite disparaît (on dit que le cristal récupère) avec une constante de temps de l'ordre de quelques jours. Si l'irradiation se poursuit, l'annihilation et la création coexistent et la densité de centres colorés atteint un équilibre (saturation du cristal) au bout d'un temps qui dépend du taux de radiation appliqué. Le choix de la longueur d'onde du laser pour sonder le cristal est important, plus celle-ci est proche du pic d'émission du tungstate de plomb (lumière bleue,  $\lambda \sim 420 \text{ nm}$ ), plus le rapport  $R$  se rapproche de 2. Les coefficients d'atténuation induite sont similaires et l'effet dû à la géométrie du cristal domine. De même, lorsque la lumière de monitoring est éloignée du pic de scintillation, les différences de coefficient d'atténuation s'ajoutent à l'effet géométrique et le rapport  $R$  a tendance à être plus élevé ( $R \sim 2 - 3$ ). Il est prévu [16], dans le montage final de CMS, d'installer des lasers permettant d'accéder à deux longueurs d'ondes différentes (440 et 527 nm).

Il est important de connaître la valeur du rapport  $R$ , et surtout d'évaluer sa dispersion pour un ensemble de cristaux. La variation de  $R$  doit être en dessous d'un certain seuil pour éviter que ce rapport ne devienne une nouvelle constante de calibration à déterminer pour tous les cristaux. Il est possible d'évaluer ce seuil de la manière suivante : la variation, au cours du temps, de la constante de calibration  $c_i(t)$  d'un cristal donné peut s'exprimer par

$$c_i(t) = c_i(t_0) \times \left(1 + R_i \frac{\Delta L_i}{L_i}\right) \quad (4.21)$$

où  $L_i$  est le signal du monitoring laser. D'autre part, si  $E_i$  est l'énergie déposée dans le cristal  $i$ ,  $E_i = c_i(t) \times A_i$  avec  $A_i$  le signal mesuré. La variation d'énergie reconstruite due à  $R$  peut

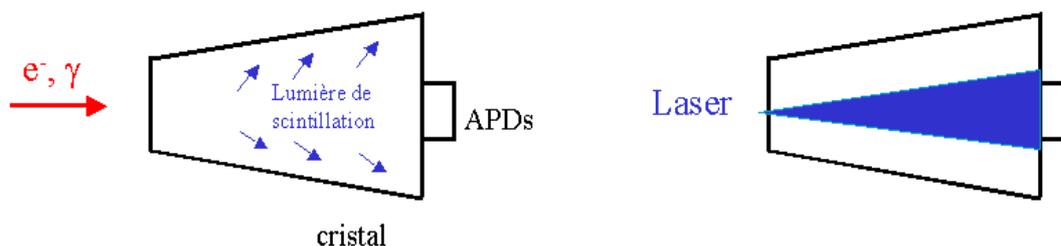


FIG. 4.21 – Schéma de la propagation de la lumière de scintillation et de la lumière laser dans un cristal.

alors s'exprimer comme :

$$\delta E = c_i(t_0) \times A_i \times \frac{\Delta L_i}{L_i} \times \delta R \quad (4.22)$$

Soit, si on considère que  $E_i \simeq A_i \times c_i(t_0)$ , il vient la relation générale suivante :

$$\frac{\delta E}{E} = \left[ R \times \frac{\Delta L}{L} \right] \times \frac{\delta R}{R} \quad (4.23)$$

ou encore

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{\delta E}{E} \times \left[ R \frac{\Delta L}{L} \right]^{-1} \quad (4.24)$$

Ainsi, si l'on observe une décroissance du signal de monitoring  $\Delta L/L$  sous irradiation du cristal de 3%, que l'on a comme valeur moyenne de  $R$ ,  $R \sim 2$  et que, enfin, on souhaite une contribution de  $R$  sur les erreurs de calibration inférieure à 0.3%, alors, d'après l'équation (4.24) la dispersion sur la valeur de  $R$  ne doit pas dépasser  $\delta R/R \sim 5\%$ .

Dans cette partie nous allons évaluer la dispersion de  $R$  pour deux matrices de 30 cristaux soumises à de fortes doses de radiation. Ces matrices sont les prototypes russes et chinois, décrits dans la section 4.1.2. Nous décrirons également les méthodes d'analyse des données de monitoring des cristaux.

### 4.3.2 Correction du signal

Pour pouvoir correctement analyser le monitoring des cristaux, il est nécessaire d'effectuer plusieurs corrections sur les signaux lasers (et faisceaux) obtenus.

**Correction du signal laser à l'aide des diodes PN :** L'intensité du signal laser utilisé en 2000 varie de quelques pour cent en fonction du temps et de la température<sup>16</sup>. Pour s'affranchir de cet effet, l'impulsion laser est envoyée simultanément à l'avant de chacun des cristaux et sur 3 diodes PN de référence. Le signal laser vu par les APD de la  $i^{\text{ème}}$  voie de la matrice,  $(L_{APD})_i$ , est corrigé par le signal laser vu par les diodes PN, noté  $(L_{PN})_j$ . Nous avons  $(L_{corrigé})_i = (L_{APD})_i / (L_{PN})_j$ . Cette correction est effectuée événement par événement.

**Correction à l'aide du générateur d'impulsions :** Les chaînes électroniques à l'arrière des APD et des diodes PN, ne sont pas les mêmes. Il est nécessaire d'en tenir compte lorsque

<sup>16</sup>Le laser n'était pas situé dans une enceinte thermalisée.

l'on corrige le signal laser. Pour étudier la stabilité électronique de la matrice nous utilisons le générateur d'impulsions qui envoie une charge électrique<sup>17</sup> sur les préamplificateurs de chaque voie (APD et PN). La correction complète de la  $i^{\text{ème}}$  voie par rapport à une diode de référence  $j$ , s'écrit alors :

$$(L_{\text{ corrigé}})_i = \frac{(L_{APD})_i}{(L_{PN})_j} \times \frac{(G_{PN})_j}{(G_{APD})_i} \quad (4.25)$$

où  $(G_{APD})_i$  est le signal du générateur vu sur la voie électronique des  $APD_i$  et  $(G_{PN})_j$ , le signal générateur pour les  $PN_j$ . La figure 4.22 donne un exemple, pour une voie, de ces différentes corrections du signal laser.

**Correction des effet de température :** La plus grande partie des variations du signal, occasionnée par les fluctuations de température, est absorbée lorsque l'on applique les corrections précédentes. On observe cependant, dans le signal corrigé, des fluctuations périodiques de l'ordre de 0.1%. On peut, en tenant compte des fluctuations journalières de la température, effectuer des corrections et réduire les variations du signal à environ 0.08%.

**Correction du signal faisceau :** Les données faisceau  $F_{APD}$  sont également corrigées par le générateur d'impulsions pour s'affranchir des fluctuations de la chaîne électronique. On a pour la voie  $i$  :

$$(F_{\text{ corrigé}})_i = \frac{F_{APD} \ i}{G_{APD} \ i} \quad (4.26)$$

### 4.3.3 Irradiation des cristaux

La matrice de cristaux de préproduction russe a, dans un premier temps, été mise en faisceau pour une durée de 20 jours. Pendant cette période, deux cristaux ont subi des cycles d'irradiations de quelques jours, avec des électrons de 120 GeV. La matrice a ensuite été placée en dehors du faisceau pendant 30 jours durant lesquels le monitoring de chaque voie s'est poursuivi (auto-monitorage) . La période de test sur la matrice russe s'est terminée par une nouvelle mise en faisceau pendant 5 jours au cours desquels ont été effectuées diverses études (balayages en énergie, en position, etc.) mais aucune irradiation.

La matrice de cristaux chinois a été testée en faisceau pendant 12 jours. Trois cristaux du prototype ont subi quelques jours d'irradiation durant cette période, avec des électrons de 120 GeV. La matrice a été ensuite mise hors faisceau pendant 30 jours dont quinze ont été consacrés à l'auto-monitorage.

La dose accumulée par chaque cristal irradié est calculée de la manière suivante : on peut subdiviser la période pendant laquelle un cristal est irradié en "runs" correspondant à un nombre fixe d'événements,  $N_{evt}$ , comptabilisé par le système d'acquisition de données (DAQ).  $N_{evt}$  est égal à  $40k$  électrons, pour la période russe, et  $100ke^-$  pour les tests effectués sur la matrice chinoise. Lorsque un run d'irradiation est en cours, tous les électrons arrivant sur le cristal ne sont pas enregistrés par le DAQ, seulement un nombre  $N_{DAQ}$  est comptabilisé par "burst"<sup>18</sup>. Pour compléter un run il faut donc  $N_{evt}/N_{DAQ}$  bursts. Chaque burst correspondant en tout à  $N_{el}$  électrons, le cristal aura pris une dose de  $N_{el} \times N_{evt}/N_{DAQ}$  électrons à la fin d'un run. Il suffit donc de compter le nombre de runs pendant un cycle d'irradiation pour évaluer la dose accumulée (en nombre d'électrons) par le cristal. Typiquement on a  $N_{DAQ} = 500$

---

<sup>17</sup>La charge injectée sur chaque voie est environ  $3.10^6 e^-$ .

<sup>18</sup>"Paquet" d'électrons arrivant sur la matrice à des intervalles réguliers.

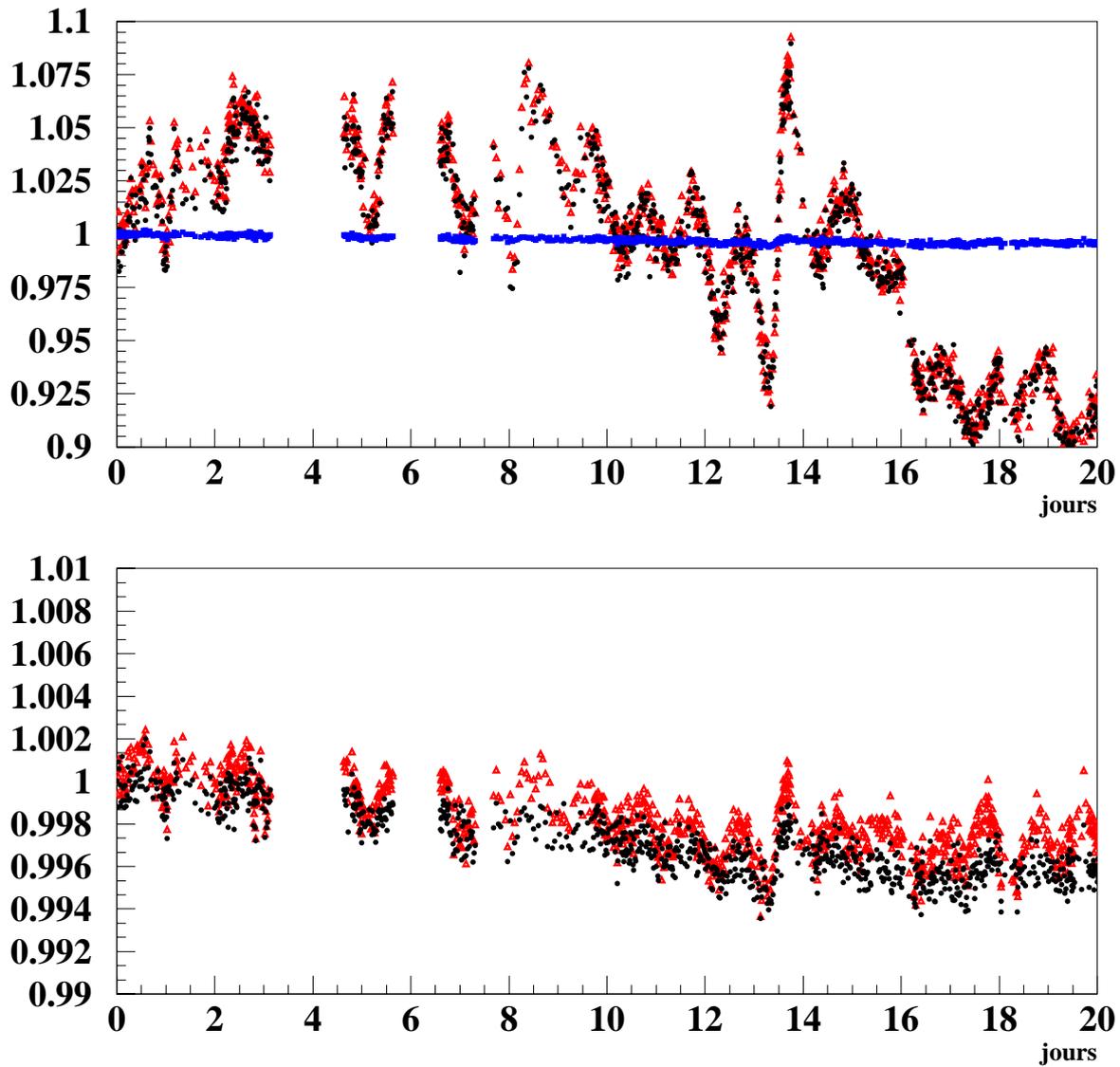


FIG. 4.22 – Corrections du signal laser sur une période de 20 jours, pour une voie non-irradiée. Sur la figure du haut on voit le signal laser non corrigé (triangles clairs) des APD et le signal laser des diodes PN (ronds foncés). La droite (carrés) est obtenue après la correction du signal à l'aide des diodes PN. La figure du dessous montre deux courbes : le signal laser après la correction PN (triangles) et le signal lorsque l'on effectue en plus la correction avec le générateur d'impulsions (ronds). L'ensemble de ces corrections permettent de réduire les fluctuations du signal considérablement ( $\sigma < 0.1\%$ ).

électrons et  $N_{el} \sim 11 - 18 \text{ } k_{e^-}/burst$  pour la période russe et  $N_{el} \sim 20 \text{ } k_{e^-}/burst$  pour la période chinoise. La dose en Grays,  $D_{Gy}$  est donnée par la relation suivante :

$$D_{Gy} = D_{e^-} \times \frac{E_{inc} \times \alpha}{M_{xt}} \times 1.6 \cdot 10^{-10} \quad (4.27)$$

où  $D_{e^-}$  est la dose accumulée, en nombres d'électrons,  $E_{inc}$  l'énergie des particules incidentes en GeV,  $\alpha$  le pourcentage d'énergie déposée dans le cristal ( $\sim 74\%$ ) et  $M_{xt}$ , la masse en kg d'un cristal (environ 1.1 kg). Une autre approche consiste à ne considérer que la partie du cristal subissant une irradiation significative au lieu de l'ensemble du cristal. Si l'on regarde le profil longitudinal de la gerbe, on en déduit que seulement la partie centrale du cristal subit l'irradiation (autour du maximum de gerbe). On peut alors définir un volume dans lequel on considère que le cristal est notablement irradié. Ainsi si l'on prend ce volume comme étant la moitié du cristal, il faudra multiplier la dose, évaluée avec l'équation précédente, par un facteur 2. Ce volume dépendant des définitions de chacun, nous préférons considérer la totalité de la masse du cristal comme paramètre dans l'équation 4.27.

La dose horaire accumulée par les cristaux des prototypes est évaluée à 0.05 Gy/heure avec la méthode précédente. Au LHC, à haute luminosité, la dose maximale calculée en tenant compte du profil de gerbe, sera de l'ordre de 0.25 Gy/heure dans la partie centrale du calorimètre [6].

#### 4.3.4 Cristaux russes

##### 4.3.4.1 Stabilité du monitoring

Avant d'étudier le monitoring des cristaux il est important de considérer la stabilité et le bruit des diodes PN et de leur chaîne électronique associée.

La figure 4.23 montre les évolutions, en fonction du temps, du rapport des signaux laser  $PN_i/PN_j$  pour les trois diodes PN. Ces rapports sont normalisés à 1 et ils sont corrigés du générateur d'impulsions pour s'affranchir des fluctuations des chaînes électroniques des diodes  $i$  et  $j$ . On constate que le rapport  $PN_0/PN_2$  est stable sur les 50 jours de prise de données, tandis que les courbes  $PN_0/PN_1$  et  $PN_1/PN_2$  s'éloignent de l'unité. Comme seulement les deux dernières courbes mettent en jeu la diode  $PN_1$ , on en déduit que celle-ci est responsable des dérives observées. Ces déviations dépassent 1% après un mois de prise de données, la diode  $PN_1$  ne sera donc pas valable pour des mesures qui doivent être précises à quelques pour mille.

La figure 4.24 montre le rapport, en fonction du temps, de la réponse au générateur d'impulsions de la chaîne électronique de la diode  $PN_i$  sur la réponse de la chaîne  $PN_j$ . On constate que l'électronique en aval de la diode  $PN_2$  n'est pas très stable (variations de quelques pour cent sur l'ensemble de la période) à comparer aux deux autres voies. Nous choisirons alors la diode  $PN_0$  comme référence pour toutes nos études sur les cristaux russes.

##### 4.3.4.2 Doses absorbées

Deux cristaux (le 13 et le 24) de la matrice russe ont été irradiés. Ces cristaux sont placés approximativement au centre de la matrice et ne sont pas adjacents. Les figures 4.25 et 4.26 montrent les signaux laser et faisceau, pour les cristaux respectivement 13 et 24, lors des 20 premiers jours de prise de données. Le cristal 13 subit trois cycles d'irradiation avec une dose accumulée de 4.09 Gy. On observe des récupérations en transmission de lumière du cristal entre ces cycles (les signaux laser et faisceau remontent). La première irradiation est la

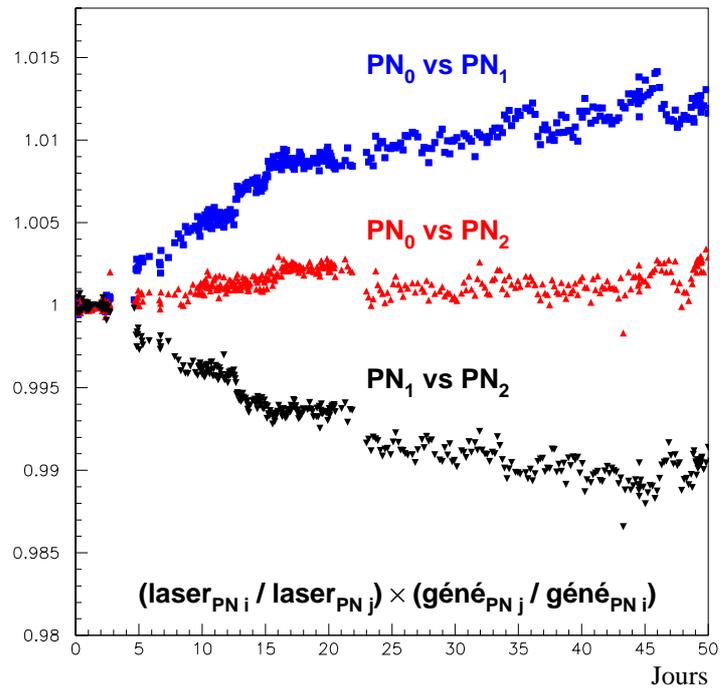


FIG. 4.23 – Rapport des signaux laser  $PN_i/PN_j$  pour les trois diodes PN en fonction du temps (matrice chinoise). La diode  $PN_1$  dérive de plus de 1% sur un mois.

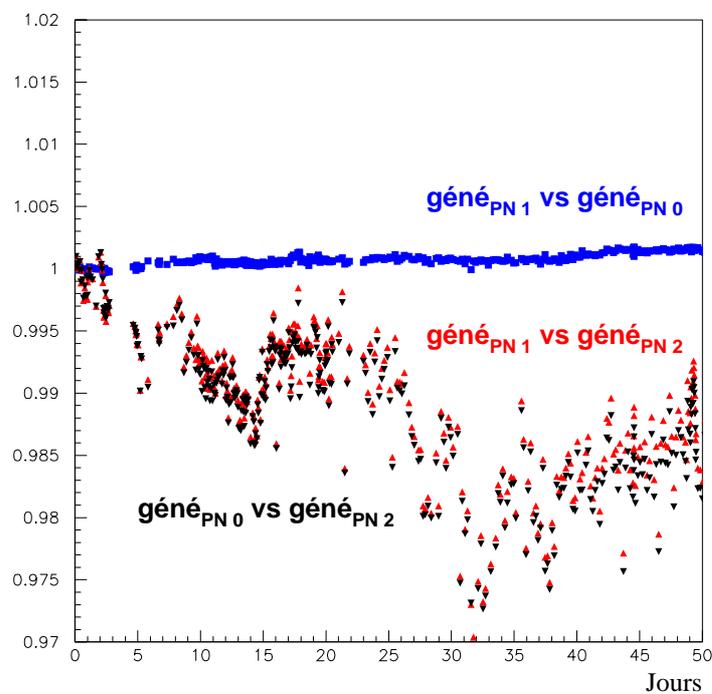


FIG. 4.24 – Rapport de la réponse, au générateur d'impulsions, de la chaîne électronique de la diode  $PN_i$  sur la réponse de la chaîne de la diode  $PN_j$ .

moins forte (0.57 Gy) mais suffit à faire diminuer la réponse faisceau de 3%. Les deux autres cycles d'irradiation apportent des doses plus importantes (2.05 et 1.47 Gy), mais l'effet sur la transmission du cristal est plus faible (décroissance supplémentaire de 1.5% du signal électron). Le cristal arrive à saturation. D'ailleurs en fin de cycle, le signal remonte même légèrement, bien que l'irradiation continue. La remontée au milieu du deuxième cycle d'irradiation n'est pas due à une saturation mais à un arrêt du faisceau de quelques heures. Au total le cristal 13 perd 4.46% de luminosité par rapport au signal faisceau et 1.9% par rapport au signal laser. Le cristal 24 subit également trois cycles d'irradiation avec une dose totale cumulée de 1.71 Gy. La première irradiation est la moins intense (0.41 Gy) mais provoque, comme pour le cristal 13, la chute de signal la plus importante (4.3%). Il y a une période de repos de quelques jours entre le deuxième et le troisième cycle d'irradiation pendant laquelle on observe la récupération du cristal. Lors de la dernière irradiation les signaux laser et faisceau semblent tendre vers un plateau indiquant la saturation du cristal. Au maximum le signal électron perd 5.2% tandis que le signal laser chute de 3.1%. Si l'on compare avec le cristal de la voie 13, le cristal 24 a une tenue aux radiations pratiquement 3 fois moins bonne.

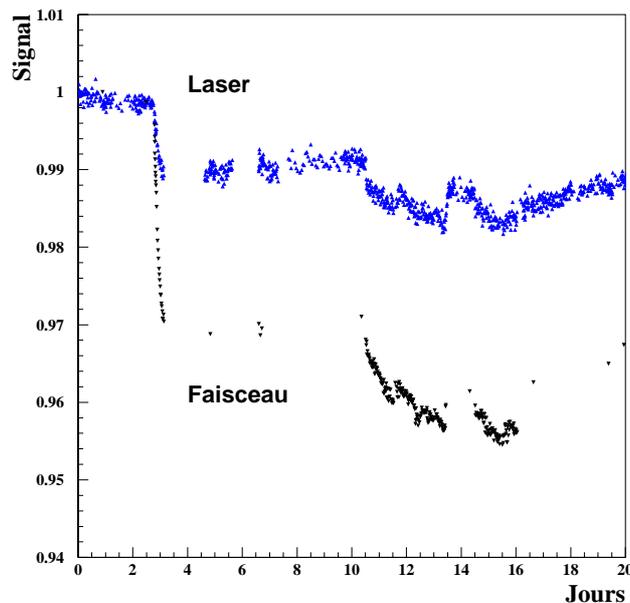


FIG. 4.25 – Évolution des signaux laser et faisceau lors des cycles d'irradiation/récupération du cristal 13.

#### 4.3.4.3 Mesure du rapport R

Pour chacun des cristaux irradiés nous traçons l'évolution (normalisée à l'unité) du signal laser en fonction du signal faisceau et nous effectuons un ajustement linéaire (*cf.* figure 4.27). Le rapport R est l'inverse des pentes de chaque droite, soit 2.71 pour le cristal 13 et 1.66 pour le cristal 24. On constate que les deux distributions de points ne sont pas totalement linéaires mais présentent de légères courbures. Ceci est dû à la dérive au cours du temps de la diode

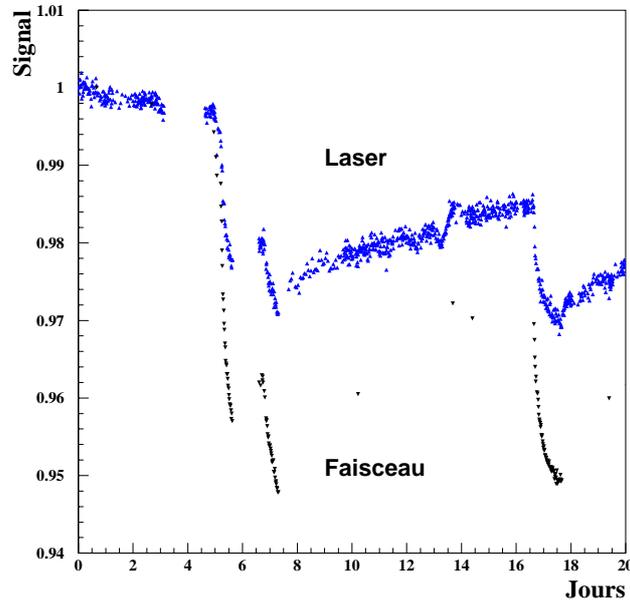


FIG. 4.26 – Évolution des signaux laser et faisceau lors des cycles d’irradiation/récupération du cristal 24.

$PN_0$ , que l’on peut observer sur la figure 4.28. La diode dérive de pratiquement 0.5% sur les 20 premiers jours de prise de donnée<sup>19</sup>. Cette dérive s’effectue progressivement au cours du temps, par conséquent les deux dernières irradiations du cristal 13 sont plus affectées par cette dérive que la première et, de même, il y a un légère cassure entre la dernière irradiation du cristal 24 et les deux premières.

Il est possible d’évaluer le rapport  $R$  pour d’autres voies que les deux voies irradiées. Chaque cristal est étalonné à des intervalles réguliers avec des électrons de 120 GeV, nous avons ainsi une information sur les évolutions, au cours du temps, du signal de transmission de la lumière de scintillation. Nous pouvons comparer cette évolution avec les fluctuations du signal de monitoring laser. Comme le rapport  $R$  mesure le comportement d’un cristal lors de son irradiation, nous devons pour l’évaluer sélectionner des cristaux qui ont accumulé des doses de radiations suffisamment importantes. Pour cela nous considérons tous les cristaux adjacents aux deux voies irradiées. La figure 4.29 montre l’évolution du signal laser par rapport au signal électron pour chacune de ces voies et pour les deux voies irradiées, lors des 20 premiers jours de prise de données. Le rapport  $R$  de chaque cristal est histogrammé sur la figure 4.30. La valeur moyenne, pour les 13 cristaux sélectionnés est  $\langle R \rangle = 2.17 \pm 0.15$  et le RMS de la distribution est de 0.57. Comme prévu la valeur de  $R$  est proche de 2, cependant la dispersion de 26% est bien plus élevée que les 5% que l’on s’était donné comme limite supérieure.

<sup>19</sup>La diode  $PN_2$  dérive également de quelques dixièmes de pour cent sur cette période.

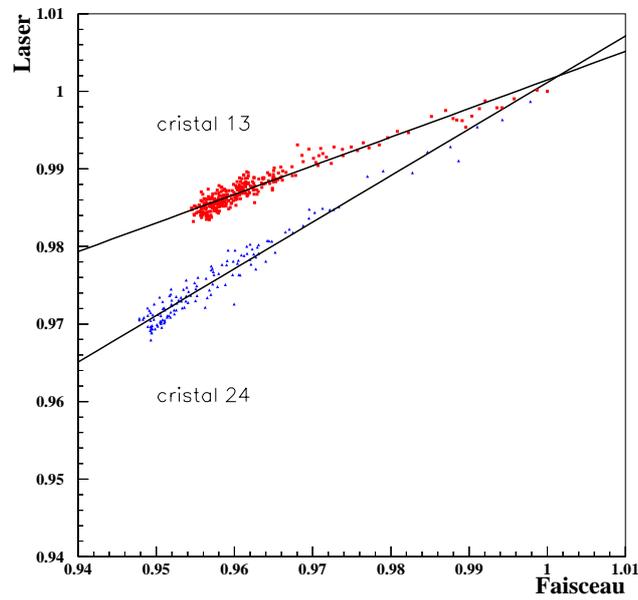


FIG. 4.27 – Évolution du signal laser par rapport au signal faisceau, pour les cristaux 13 et 24. L'inverse des pentes obtenues donne le rapport R.

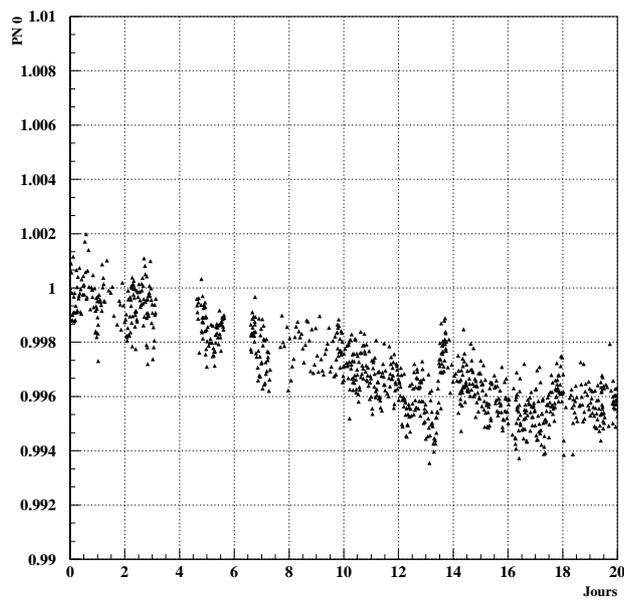


FIG. 4.28 – Dérive en fonction du temps de la diode  $PN_0$ .

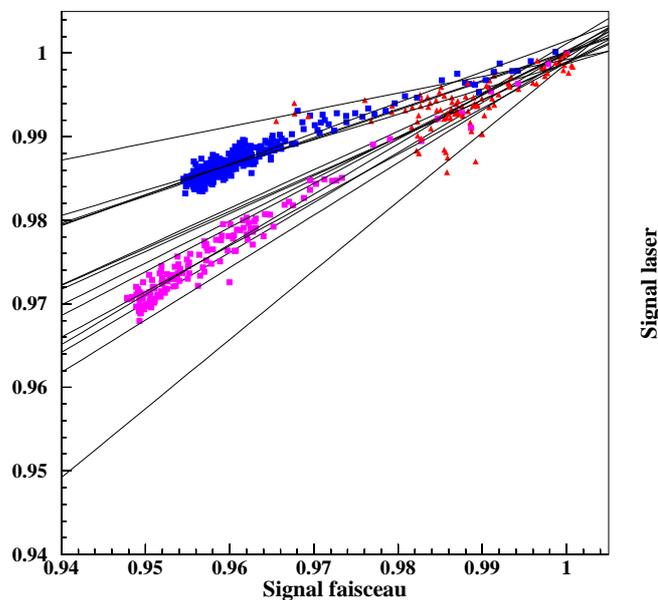


FIG. 4.29 – Évolution du signal laser par rapport au signal faisceau pour les deux cristaux irradiés et pour les cristaux adjacents à ceux-ci.

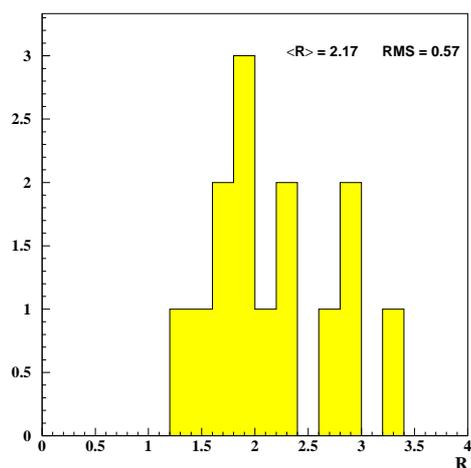


FIG. 4.30 – Distribution du rapport  $R$  pour 13 cristaux russes.

### 4.3.5 Cristaux chinois

Nous rappelons que les conditions expérimentales de la matrice chinoise sont un peu différentes. Les APD sont à leur tension nominale de 340 V et ont un gain de 50 (alors que pour le prototype russe le gain est d'environ 35). Les cristaux chinois ont par ailleurs un rendement de lumière 1.5 fois plus élevé que les cristaux russes (en moyenne 12 photoélectrons/MeV au lieu de 8). Par conséquent des atténuateurs de 13 dB ont été placés sur chacune des voies de la matrice chinoise pour éviter tout risque de saturation du signal.

#### 4.3.5.1 Stabilité du monitoring

Les diodes  $PN_0$  et  $PN_1$  ont été remplacées pour le monitoring du prototype chinois. La diode  $PN_2$  a simplement été nettoyée. La fibre mère du laser a par ailleurs été changée. Contrairement au montage de la matrice russe, les trois diodes sont relativement stables. La figure 4.31 montre l'évolution des rapports de ces diodes pendant les 12 premiers jours de prise de données. Les diodes sont stables les unes par rapport aux autres à 0.1-0.2%. Les chaînes électroniques associées à chacune de ces diodes sont relativement stables (*cf.* figure 4.32), seule la voie de la diode  $PN_2$  présente une dérive de quelques pour mille. Dans la suite de l'exposé nous avons choisi la diode  $PN_0$  comme référence pour nos études de suivi de lumière des cristaux.

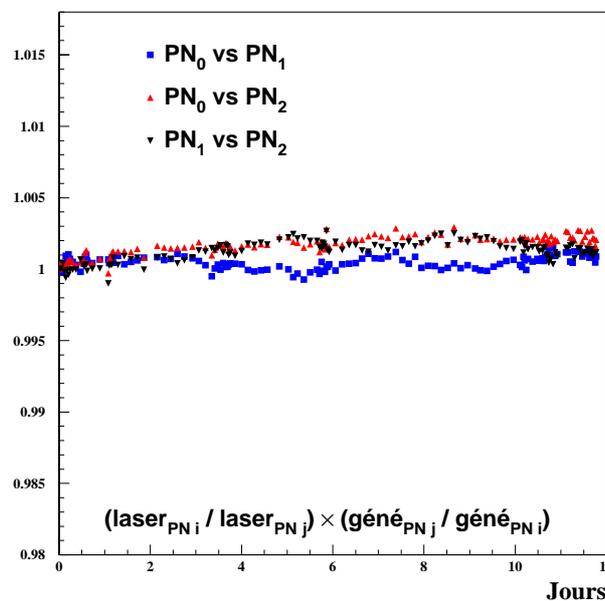


FIG. 4.31 – Rapport des signaux laser  $PN_i/PN_j$  pour les trois diodes PN en fonction du temps (matrice chinoise).

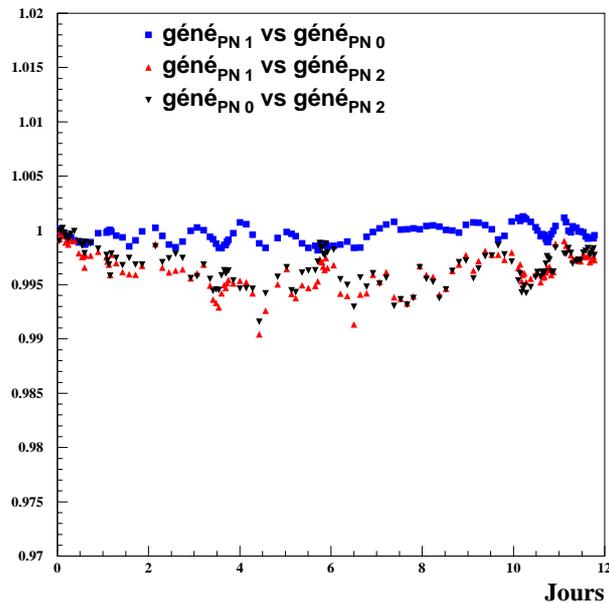


FIG. 4.32 – Rapport de la réponse au générateur d'impulsions de la chaîne électronique de la diode  $PN_i$  sur la réponse de la chaîne  $PN_j$ .

#### 4.3.5.2 Doses absorbées

Trois cristaux (9, 12 et 19) ont été irradiés au cours de la période de tests en faisceau. Chacun de ces cristaux a subi quelques jours d'irradiation avec un faisceau d'électrons de 120 GeV. L'irradiation s'est poursuivie tant que le cristal ne montrait pas de signe de saturation, soit en général 3 à 4 jours. Avec une dose totale cumulée de 2.21 Gy, le cristal 9 perd 4.3% de luminosité par rapport au signal électrons et 2.6% par rapport au signal laser (*cf.* 4.33). Le cycle d'irradiation a été interrompu pendant 10 heures (maintenance de la machine), pendant ce laps de temps le cristal a récupéré de la luminosité (0.5% pour le signal laser). Le cristal 19 (voir figure 4.34) n'approche la saturation qu'après une dose cumulée de 5.99 Gy. A l'issue de cette période, le signal faisceau chute de plus de 7% et le signal laser de pratiquement 4%. Enfin le cristal 12 subit un cycle d'irradiation de 2.98 Gy et perd 8.4% de luminosité du signal électrons et 5.8% de signal laser avant d'arriver à saturation.

Chacun de ces cristaux a une réponse différente qui n'est pas proportionnelle à la dose cumulée. Ceci est en particulier vrai pour le cristal 12 qui reçoit 1.3 fois la dose du cristal 9 mais a une perte de signal deux fois plus importante. On constate également que les trois cristaux chinois n'atteignent pas la saturation dans les mêmes intervalles de temps : environ 2 jours pour les cristaux 12 et 9 et 4 jours pour le cristal 19 (les doses horaires sont comparables pour les trois cristaux irradiés).

#### 4.3.5.3 Mesure du rapport R

La mesure du rapport R, donnée par la méthode de l'ajustement linéaire, pour les cristaux irradiés seuls est résumée dans le tableau 4.6. Comme pour les cristaux russes nous évaluons

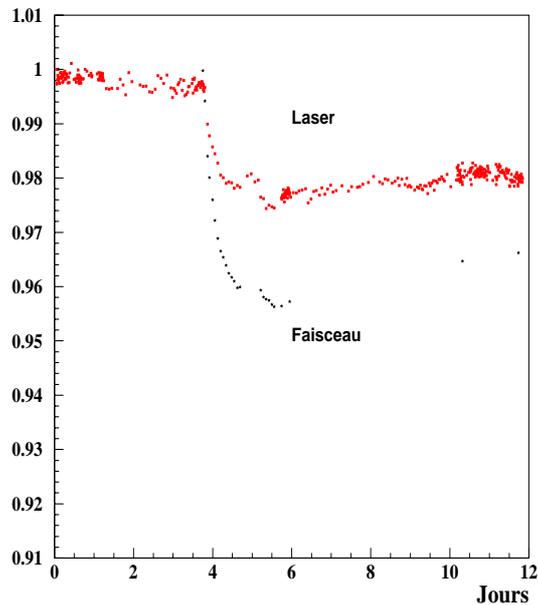


FIG. 4.33 – Évolution des signaux laser et faisceau lors du cycle d’irradiation du cristal 9 (matrice chinoise). L’irradiation a été interrompue pendant 10 heures, on observe une remontée des signaux pendant cette période.

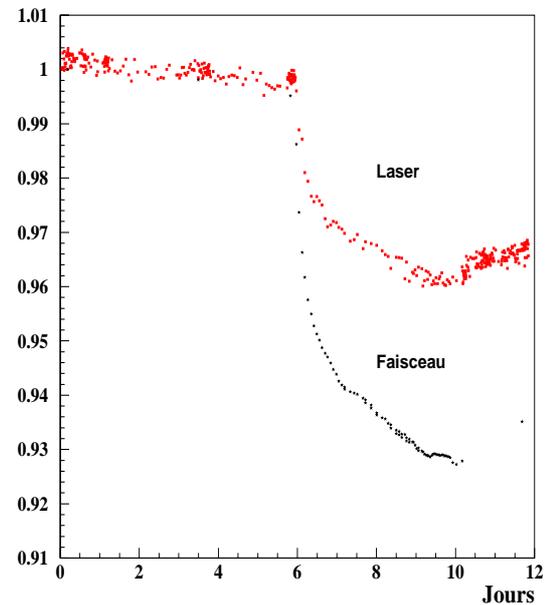


FIG. 4.34 – Évolution des signaux laser et faisceau lors du cycle d’irradiation du cristal 19 (matrice chinoise).

le rapport  $R$  pour les cristaux irradiés et également pour les cristaux adjacents à ceux-ci. Les résultats sont montrés sur les figures 4.36 et 4.37. La moyenne de ce rapport, pour les cristaux considérés, est  $1.43 \pm 0.08$  et la dispersion RMS de la distribution est de 25%. Contrairement à la période russe, la diode de référence  $PN_0$  est stable et les distributions de points sont linéaires.

### 4.3.6 Résumé

Le tableau 4.6 résume les principaux résultats obtenus sur les cristaux russes et chinois qui ont subi des cycles d’irradiation. Les résultats concernant les cristaux russes (cristaux 13 et 24) sont décomposés en trois parties (a, b et c) correspondant chacune à un cycle d’irradiation. La dose totale cumulée pendant un cycle est indiquée (en Grays) ainsi que la perte maximale du signal faisceau,  $(\Delta_{max})_{e-}$ , et la perte correspondante du signal laser,  $(\Delta_{max})_{laser}$ . Le rapport  $R$  a été calculé pour chaque cycle en prenant la moyenne de la distribution  $\Delta_{e-}/\Delta_{laser}$ . On notera l’évolution de ce rapport pour les cristaux russes mettant en évidence la dérive de la diode  $PN_0$ . Les quantités précédentes sont également données pour l’ensemble de la période d’irradiation (chiffres en gras). L’irradiation des cristaux chinois s’étant faite d’une traite (mis à part les coupures faisceau) nous n’avons pas de découpage en cycles. Les distributions

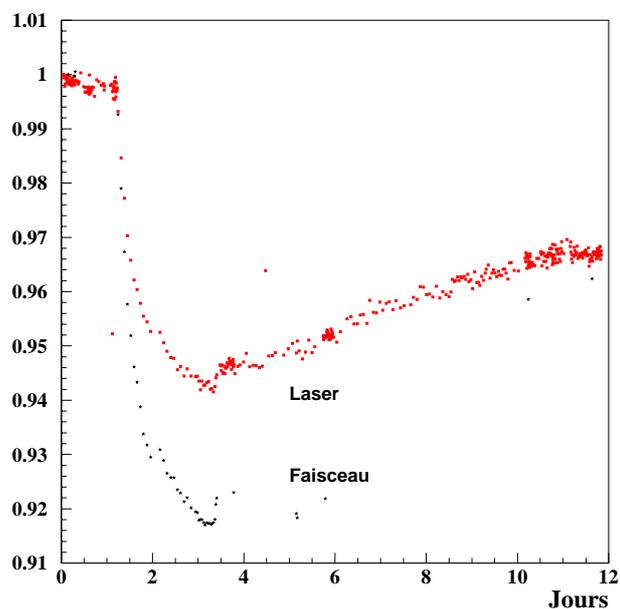


FIG. 4.35 – Évolution des signaux laser et faisceau lors des cycles d’irradiation/récupération du cristal 12 (matrice chinoise).

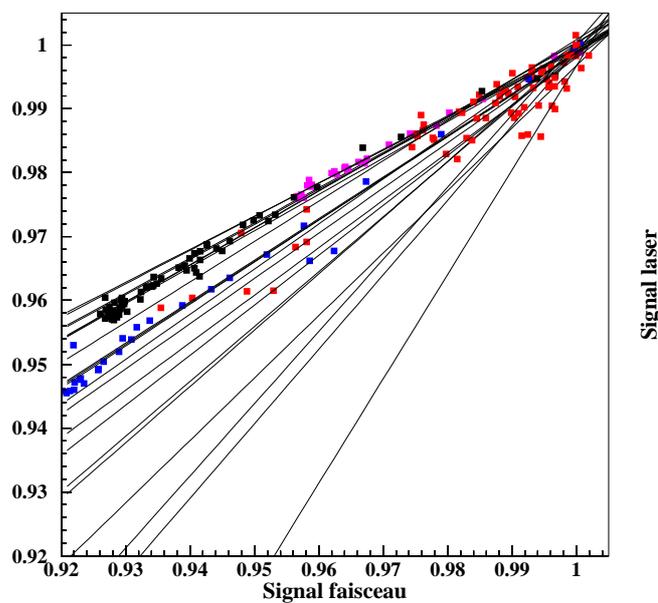
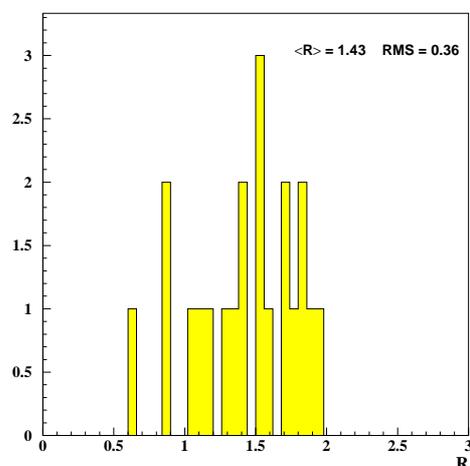


FIG. 4.36 – Évolution du signal laser par rapport au signal faisceau pour les trois cristaux irradiés et pour les cristaux adjacents à ceux-ci.

FIG. 4.37 – Distribution du rapport  $R$  pour 21 cristaux chinois.

$\Delta_{e-}/\Delta_{laser}$ , de chaque cristal irradié, sont centrées autour de la valeur moyenne  $R$  mais possèdent une largeur RMS relativement importante (de 1.7 à 6%). C'est pour cela que nous préférons calculer le rapport  $R$  en effectuant un ajustement linéaire de la décroissance du signal faisceau par rapport à la décroissance du signal laser (valeur en italique). L'erreur sur la valeur de  $R$  ajustée est inférieure à 0.5%.

	Dose (Gy)	$(\Delta_{max})_{e-}$ (%)	$(\Delta_{max})_{laser}$ (%)	R
<b>Cristaux Russes</b>				
x13 <sup>a</sup>	0.57	3.0	1.1	2.73
x13 <sup>b</sup>	2.05	4.5	1.8	2.63
x13 <sup>c</sup>	1.47	4.6	1.9	2.59
<b>x13</b>	<b>4.09</b>	<b>4.6</b>	<b>1.9</b>	<b>2.63 2.71</b>
x24 <sup>a</sup>	0.41	4.3	2.3	1.82
x24 <sup>b</sup>	0.46	5.3	2.9	1.78
x24 <sup>c</sup>	0.84	5.2	3.1	1.64
<b>x24</b>	<b>1.71</b>	<b>5.2</b>	<b>3.1</b>	<b>1.71 1.66</b>
<b>Cristaux Chinois</b>				
x9	<b>2.21</b>	<b>4.3</b>	<b>2.6</b>	<b>1.93 1.90</b>
x19	<b>5.99</b>	<b>7.4</b>	<b>4.0</b>	<b>1.73 1.71</b>
x12	<b>2.98</b>	<b>8.4</b>	<b>5.8</b>	<b>1.47 1.51</b>

TAB. 4.6 – Principaux résultats obtenus sur les cristaux russes et chinois du prototype 2000 ayant été irradiés (voir texte).

### 4.3.7 Conclusion

On constate que les cristaux, qu'ils soient russes ou chinois, ont des tenues aux radiations très diverses. Un cristal peut perdre plus de rendement de lumière qu'un autre pour une dose accumulée inférieure. Le rapport R, des cristaux irradiés et de leur voisins, a également une dispersion assez large, environ 25% (RMS). En dehors des cristaux eux-mêmes, il y a d'autres causes qui pourraient expliquer une telle dispersion et que l'on va brièvement analyser ;

- la haute tension alimentant les APD est mise hors de cause car elle est très stable ;
- la température à l'intérieur de la boîte contenant la matrice est stable au dixième de degré près. Les corrections de température que l'on peut effectuer sur le monitoring sont de l'ordre de 0.1-0.2% et ne peuvent expliquer une telle dérive dans le rapport R ;
- de même la non-linéarité de la réponse de la matrice, évaluée à 1-2 pour mille, ne peut expliquer une telle évolution ;
- les chaînes électroniques de chaque voie ne sont pas toutes stables, mais cet effet est corrigé à l'aide du générateur d'impulsion ;
- pour ce qui est de la stabilité des photodiodes à avalanche, des tests effectués sur des APD [17] mises sous tension pendant de longues durées (1 semaine, 50 jours) ne montrent pas de dérive significative. Les APD utilisées pour les prototypes 2000 sont de facture quasi-finale et en principe résistantes aux radiations. La sensibilité des APD aux radiations se manifeste par une hausse du courant de fuite (ce qui a une incidence négligeable sur le monitoring) et éventuellement une baisse importante de la tension de claquage pouvant entraîner la destruction de l'APD (aucun cas de ce type n'a été observé sur les prototypes).

Il semblerait donc a priori que seuls les cristaux soient à mettre en cause. Les cristaux chinois proviennent d'un lot de 75 cristaux reçu en 2000. Malgré un excellent taux de lumière, des dispersions assez larges ont été observées dans les propriétés de ces cristaux [18] sur l'ensemble du lot. L'inhomogénéité des cristaux chinois peut donc expliquer les résultats obtenus en H4. Les cristaux de préproduction russes ont dans l'ensemble, une meilleure tenue aux radiations que les cristaux chinois mais présentent une dispersion dans le rapport R tout aussi importante.

Malgré tout, les tests effectués sur les matrices 2000 ont montré le bon fonctionnement et l'efficacité du système de monitoring. Une étude sur les cristaux russes [19] a montré que le système de monitoring permettait de compenser et de transporter les constantes de calibration des 30 voies tout au long des 55 jours de prise de données. Connaissant la pente de chaque cristal il est possible d'intercaler les cristaux à moins de 0.4% avec 70% d'efficacité [19].

## 4.4 Collection de lumière et non-uniformité

Nous avons présenté dans la partie 3.3.1 le rôle joué par la collection de lumière sur la résolution en énergie : le taux de lumière influe sur le terme stochastique, tandis que le profil longitudinal de collection de lumière (non-uniformité) contribue au terme constant.

Une première évaluation du taux de lumière des cristaux a été réalisée pour le prototype 1999, à partir de la mesure de la résolution en énergie. Une étude plus approfondie de la collection de lumière a été menée sur les matrices russes et chinoises testées en 2000 [20] [4] ; elles font l'objet de la partie que nous traitons ici.

#### 4.4.1 Mesure et correction du gain des APD

Pour toutes les APD produites, le gain en fonction de la tension de polarisation est donné par le fabricant. D'autre part le gain des capsules est mesuré en laboratoire, avant le montage sur la matrice [17]. Ces mesures ont été réalisées à une température de  $23^{\circ}\text{C}$ , cependant la matrice de cristaux, testée en H4, est thermalisée à  $18^{\circ}\text{C}$ . Une correction a donc été appliquée pour déterminer le gain à cette température. Il s'agit toutefois d'une estimation et il est nécessaire de remesurer le gain in situ. Pour cela on utilise les données laser obtenues à des tensions de polarisation (des capsules) différentes. Cette méthode, utilisée dans le cas du prototype 99 (*cf.* 4.2.5), nécessite de normaliser les valeurs du signal laser par rapport à un signal de référence évalué pour des tensions de quelques dizaines de volts. Or pour ces basses tensions la capacité des APD est élevée (plusieurs centaines de pF par rapport aux 80 pF obtenus à la tension nominale) et a tendance à détériorer la forme de l'impulsion du laser. Le calcul du gain est donc sujet à une erreur systématique, dont l'influence est difficile à évaluer. Une façon de s'affranchir de ces fluctuations est de corriger le gain de chaque APD (mesuré in situ ou déterminé au laboratoire) par rapport au coefficient  $1/M \times dM/dV$  mesuré pour des tensions proches de la tension nominale (fixée à 340 V). En effet le signal mesuré pour ces hautes tensions n'est plus détérioré par les variations de la capacité des APD. Des balayages en tension ont été effectués à 320, 340 et 350 V, sur la matrice russe, et à 330, 340 et 345 V pour la matrice chinoise. Si l'on reprend l'équation 4.6, on peut approximer la variation différentielle du gain par la moyenne des rapports des variations du signal laser, en dessous et au dessus de la tension nominale, soit :

$$\begin{aligned} \frac{1}{M(V_n)} \frac{dM(V_n)}{dV} &= \frac{1}{L(V_n)} \frac{dL(V_n)}{dV} \\ &= \frac{1}{L(V_{n+1}) + L(V_n)} \cdot \frac{\Delta_{n+1}L(V)}{\Delta_{n+1}V} + \frac{1}{L(V_{n-1}) + L(V_n)} \cdot \frac{\Delta_n L(V)}{\Delta_n V} \quad (4.28) \end{aligned}$$

où  $L(V_n)$  est la valeur du signal laser à la tension nominale  $V_n$ , et  $\Delta_{n+1}$  et  $\Delta_n$  représentent les variations, respectivement, au dessus et en dessous de la tension nominale.

La figure 4.38 montre le gain mesuré en laboratoire (à 340 V) en fonction du rapport  $1/M \times dM/dV$  déterminé lors des tests en faisceau. On constate une bonne corrélation pour les capsules du prototype russe, tandis que l'on distingue deux groupes pour les capsules de la matrice chinoise. Il semble que les gains des APD, mesurés en laboratoire, équipant la matrice chinoise ne soient pas en accord avec les gains effectifs in situ. Cet effet est néanmoins corrigé en rapportant le gain de ces APD à l'ajustement exponentiel effectué sur les valeurs de gains des APD "russes". Les APD de la matrice russe elle-même peuvent être corrigées par rapport à cet ajustement.

#### 4.4.2 Mesure du taux de lumière

Nous avons montré dans la partie 4.2.6 la comparaison entre la mesure du taux de lumière pour les cristaux du prototype 99 et les mesures effectuées avec ACCOS, le système de caractérisation des cristaux. Une étude similaire plus approfondie a été réalisée pour les deux matrices de 2000.

La figure 4.39(a) montre, pour les cristaux de la matrice russe, le taux de lumière ("TL", calculé à partir de l'équation 4.8) mesuré in situ, par rapport aux mesures ACCOS. Chaque valeur est normalisée par rapport à une voie de référence (voie 1). Ceci permet d'exprimer le

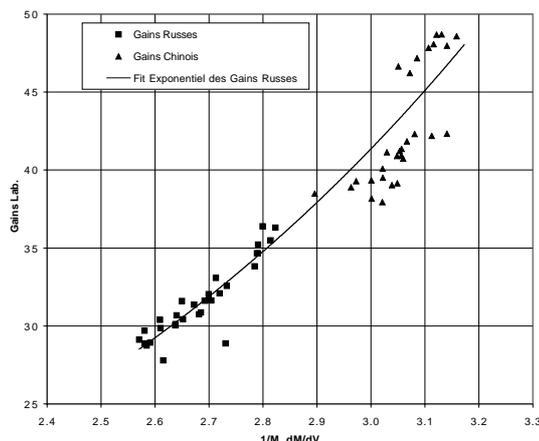


FIG. 4.38 – Gain des capsules, mesuré en laboratoire, en fonction du coefficient de variation du gain selon la tension, mesuré en H4. Les valeurs des APD du prototype chinois sont corrigées par rapport à un ajustement exponentiel effectué sur les APD de la matrice russe [4].

taux de lumière ACCOS indépendamment des éventuelles incertitudes sur les termes intervenant dans la formule 4.9. La dispersion relative des valeurs mesurées (figure 4.39(b)) est de l'ordre de 10%. Cependant, lorsque l'on applique les corrections sur le gain des APD et que l'on normalise les chaînes électroniques entre elles<sup>20</sup>, cette dispersion est réduite à 5% (cf. fig. 4.39(c) et 4.39(d)).

Les comparaisons des taux de lumière H4 et ACCOS, sont montrés, pour la matrice chinoise, sur les figures 4.40(a) à 4.40(d). La dispersion relative obtenue après corrections est de 4%. Le taux de lumière mesuré in situ est donc consistant à quelques pour cent près avec les mesures ACCOS. Il s'agit d'un bon résultat, compte tenu du fait que ces mesures sont réalisées dans des conditions expérimentales totalement différentes (les cristaux de la matrice sont regroupés dans des alvéoles et lus par des APD tandis que les mesures avec ACCOS se font sur des cristaux individuels avec un PM).

#### 4.4.3 Corrélation avec la résolution en énergie

Tout comme pour la matrice testée en 1999, des mesures de résolution en énergie ont été effectuées sur les prototypes 2000. Ces études n'ont pas été mentionnées dans la partie 4.2 car elles sont biaisées dans la mesure où les matrices n'ont pas fonctionné dans des conditions nominales, pour satisfaire les besoins du système de monitoring (voir la section 4.1.2). Le fait de fonctionner à faible gain, ou de placer des atténuateurs, à une forte incidence sur le bruit électronique. En effet dans ces conditions le bruit de la matrice est dominé par le bruit ADC, qui, nous l'avons vu, est important. En somme de 9, le bruit mesuré sur les prototypes 2000 est de l'ordre de 350-380 MeV (par rapport aux  $\sim 140$  MeV mesurés pour le prototype 99). Des rampes en énergie ont été effectuées sur des cristaux des matrices russe et chinoises, avant et après irradiation. Les termes de la résolution en énergie sont évalués pour des matrices de  $3 \times 3$  cristaux, centrées sur les cristaux scannés, et pour des coupures de  $4 \text{ mm}^2$  sur la taille du faisceau [20] (une autre méthode, qui donne des résultats similaires, consiste à corriger

<sup>20</sup>  $\frac{(TL)_{voie i}}{(TL)_{voie 1}} \rightarrow \frac{(TL)_{voie i}}{(TL)_{voie 1}} \cdot \frac{G_{voie i}}{G_{voie 1}}$  avec  $G_{voie i}$  et  $G_{voie 1}$  les signaux donnés par le générateur d'impulsion.

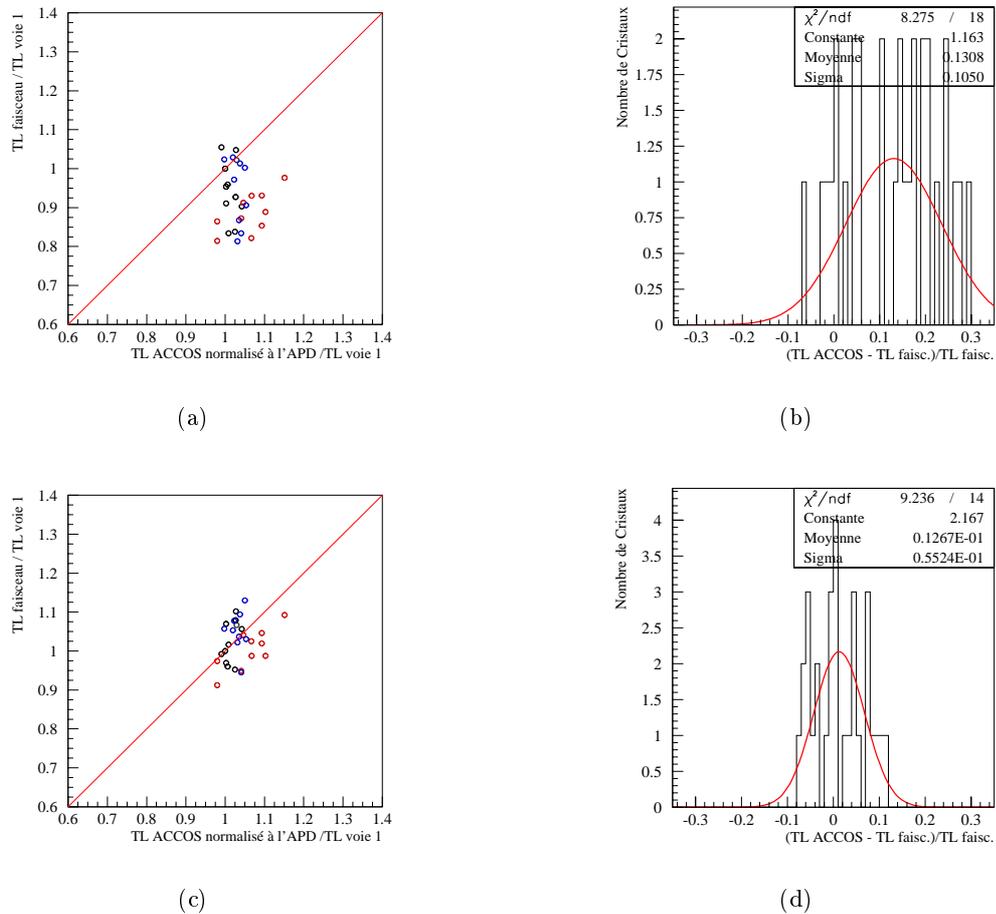


FIG. 4.39 – Taux de lumière (“TL”) relatifs des cristaux russes, mesurés en H4 où avec l’appareil ACCOS, sans corrections (a-b) et avec les corrections de gain des APD et en normalisant les chaînes électroniques entre elles (c-d) [4].

l’énergie incidente à partir de la position d’impact donnée par les chambres [4]).

#### 4.4.3.1 Comparaison du terme stochastique et du taux de lumière

La figure 4.41 montre la corrélation entre le terme stochastique,  $a$ , et le taux de lumière (mesuré avec ACCOS) des cristaux étudiés (avant et après irradiation). Les cristaux chinois ont un taux de lumière environs 1.5 plus élevé que les cristaux russes; d’après l’équation 4.16 leurs termes stochastiques doivent donc être plus faibles et c’est bien ce qui est vérifié expérimentalement. Les données russes sont ajustées par une fonction du type  $a_1 \oplus a_2/\sqrt{N_{pe}}$ , on constate que les points chinois suivent cette courbe pour les taux de lumière plus élevés.

#### 4.4.3.2 Comparaison du terme constant et de la non-uniformité frontale

La figure 4.42 montre la corrélation entre le terme constant,  $b$ , et la non-uniformité frontale. Les cristaux russes (sur lesquels ont été effectuées un plus grand nombre de scan en énergie)

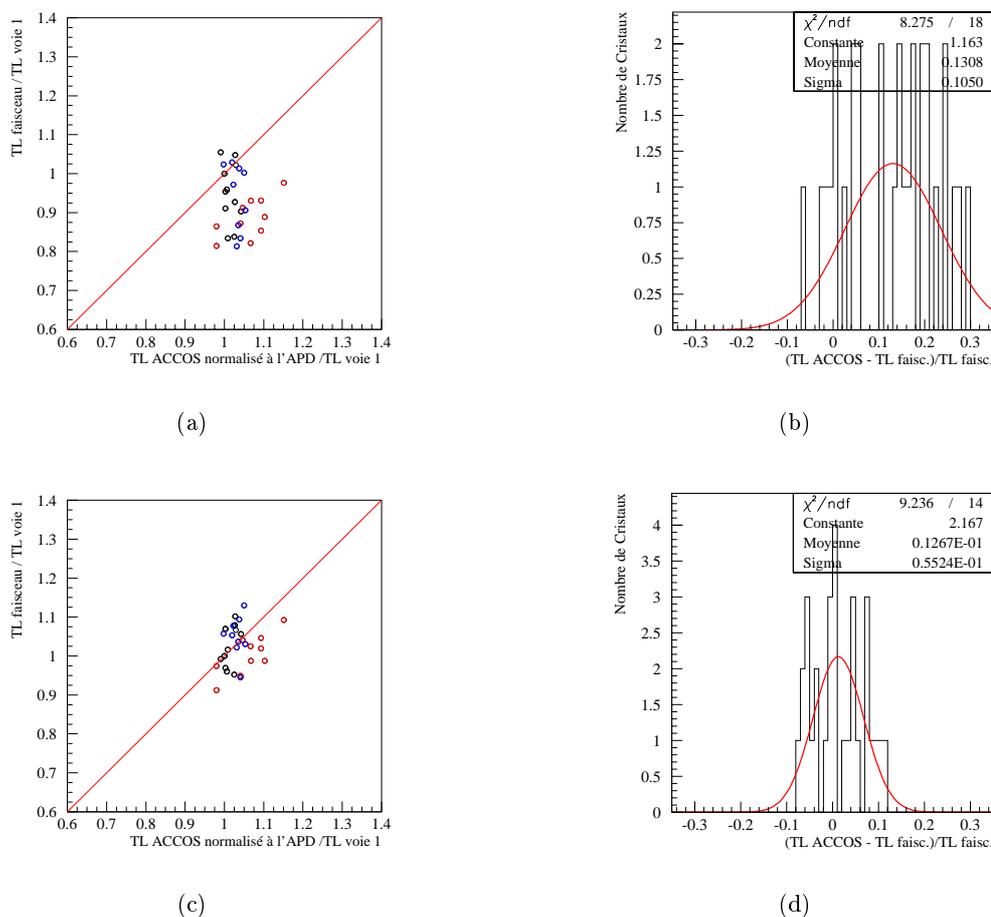


FIG. 4.40 – Taux de lumière (“TL”) relatifs des cristaux chinois, mesurés en H4 où avec ACCOS, sans corrections (a-b) et avec les corrections de gain des APD et en normalisant les chaînes électroniques entre elles (c-d) [4].

sont ajustés par une fonction du type :

$$b = \sqrt{b_1^2 + (b_2 \cdot \text{NUFF})^2} \quad (4.29)$$

Cette paramétrisation, qui suppose que le terme constant dépend quadratiquement de la NUFF et d’une autre contribution (la précision de l’étalonnage de chaque voie), donne après ajustement  $b_1 = 0.40 \pm 0.01\%$  et  $b_2 = 0.68 \pm 0.23\%$  avec la non-uniformité frontale exprimée en  $\%/X_0$ . On remarquera que  $b_2 \simeq \sigma_{pos} = 0.7 X_0$ , où  $\sigma_{pos}$  est la fluctuation longitudinale de la gerbe électromagnétique (voir chapitre 3.3.1). Les cristaux chinois suivent la courbe générale de l’ajustement effectué sur les cristaux russes, malgré une NUFF élevée <sup>21</sup>.

La statistique de la figure 4.42 est limitée. Pour l’augmenter et confirmer les résultats précédents, les résolutions en énergie à 120 GeV individuelles de tous les cristaux russes et chinois sont tracées en fonction de la non-uniformité frontale (*cf.* fig. 4.43). Bien que les fluctuations du terme stochastique soient importantes lorsque l’on détermine la résolution en énergie sur un seul cristal, le terme constant domine les autres contributions à 120 GeV et on observe une

<sup>21</sup>Avec  $\text{NUFF} > 0.35\%/X_0$ , ces cristaux chinois ne remplissent pas les critères de CMS.

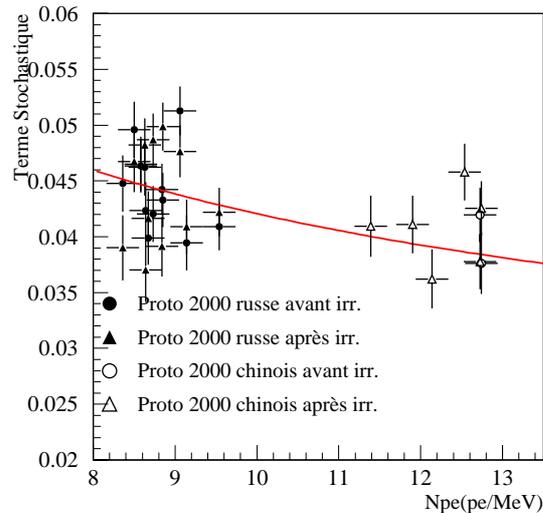


FIG. 4.41 – Terme stochastique en fonction du taux de lumière pour les cristaux russes et chinois.

nette corrélation avec la NUFF. L'équation 4.29 est appliquée pour ajuster tous les cristaux de la figure 4.43. Les paramètres obtenus alors sont  $b_1 = 0.64 \pm 0.05\%$  et  $b_2 = 0.68 \pm 0.10\%$ .

## 4.5 Vers l'électronique finale

Dans cette partie nous étudions les performances obtenues avec une matrice de 30 cristaux équipés d'une électronique comprenant un ADC à échantillonnage. Ce prototype (nommé "proto 99<sup>++</sup>"), décrit à la section 4.1.3, a été mis en faisceau dans la zone H4 en septembre 2000. Les cartes électroniques ne sont pas finales dans la mesure où seul le FPPA est tolérant aux radiations, cependant la chaîne de lecture est, dans son principe, compatible avec les exigences de CMS (système multigain, échantillonnage à 40 MHz, connexion optique).

### 4.5.1 Traitement du signal avec l'ADC à échantillonnage

Lors de l'acquisition de données, les signaux provenant des cartes VFE sont enregistrés pendant une porte temporelle donnée. Les tests du prototype 99<sup>++</sup> ont été effectués dans une première période avec un temps d'acquisition de 350 ns (soit 14 échantillons) et au bout de quelques jours de prise de donnée ce temps a été fixé à 675 ns (27 échantillons).

Différents types d'événements sont enregistrés à chaque run :

- Événements faisceau (électrons mais aussi muons ou pions)
- Événements laser
- Événements pedestaux (i.e aucun signal)

Certains runs ont été dédiés entièrement à la mesure de pedestaux ou au monitoring laser en mode forcé (c.à.d. à gain fixé).

Chaque événement est échantillonné et numérisé. À chaque échantillon est associée une valeur ADC (codée sur 12 bits) et la valeur du gain (codée sur 3 bits) utilisé par le FPPA. Ces informations permettent de reconstruire le signal correspondant à l'événement considéré pour

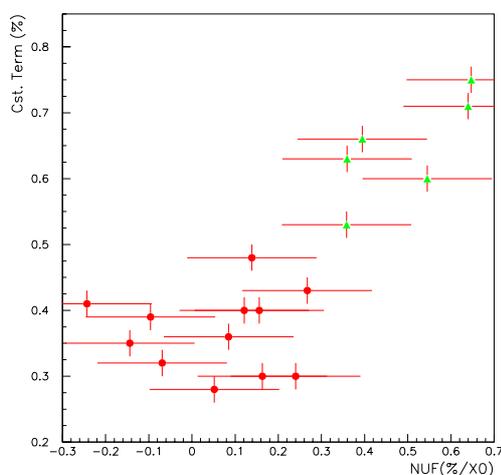


FIG. 4.42 – Terme constant en fonction de la non-uniformité frontale pour des cristaux russes (cercles) et chinois (triangles) [20].

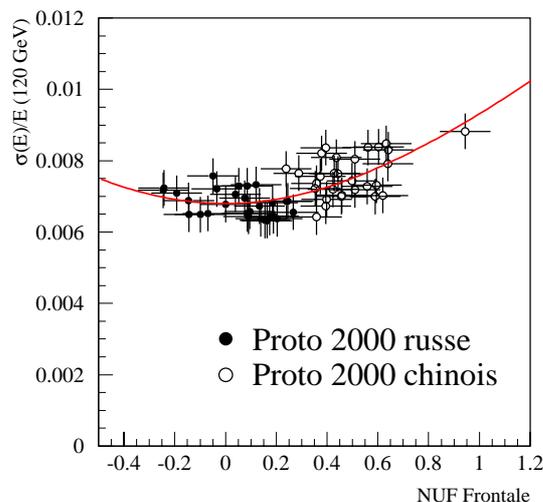


FIG. 4.43 – Résolution en énergie individuelles, à 120 GeV, pour tous les cristaux des deux matrices [4].

chaque voie de la matrice. La figure 4.44 montre la reconstruction d'un évènement faisceau (électron de 280 GeV). Le signal est divisé en 27 échantillons et passe par différentes sélections de gain (33, 9 et 5 pour cet évènement). Il faut, pour reconstruire le signal, multiplier la valeur ADC de chaque échantillon par un facteur dépendant du gain sélectionné par le FPPA. On se normalise par rapport au gain 33, ainsi si le gain de l'échantillon est 9, le facteur multiplicatif est  $33/9$ , si il s'agit du gain 5, le facteur devient  $33/5$ , et de même pour les autres gains (33 pour le gain 1 et 1 pour le gain 33). Ces facteurs sont en fait théoriques, des mesures in-situ donnent des valeurs différentes de l'ordre de quelques pour cent. L'horloge de l'ADC à échantillonnage n'est pas synchronisée avec le faisceau, cependant le temps séparant le déclenchement du faisceau du coup d'horloge est directement mesurable par un convertisseur temps-numérique (TDC). Il est alors possible de tracer la forme de l'impulsion électronique en fonction du temps. La désynchronisation de l'horloge avec le faisceau permet, lorsque l'on superpose plusieurs évènements, d'obtenir une forme continue du signal (*cf.* figure 4.45 du signal brut et figure 4.46 du signal après reconstruction).

L'échantillonnage et la numérisation du signal provenant de chaque APD sont effectués en permanence à une fréquence de 40 MHz. L'information de chaque échantillon (valeur ADC, gain, etc.) est conservée temporairement dans une mémoire tampon. Seuls sont enregistrés sur disque les échantillons concernant un type d'évènement donné (laser, faisceau ou piedestal). Pour les évènements faisceau, le déclenchement de l'acquisition se fait lorsque une particule passe à travers les chambres à fils, en amont de la matrice. Grâce à la mémoire tampon de l'ADC, il est possible de conserver les échantillons précédant le déclenchement de cet évènement. Ces échantillons, situés avant la montée de l'impulsion électrique, donnent des informations utiles sur le piedestal et le bruit du signal.

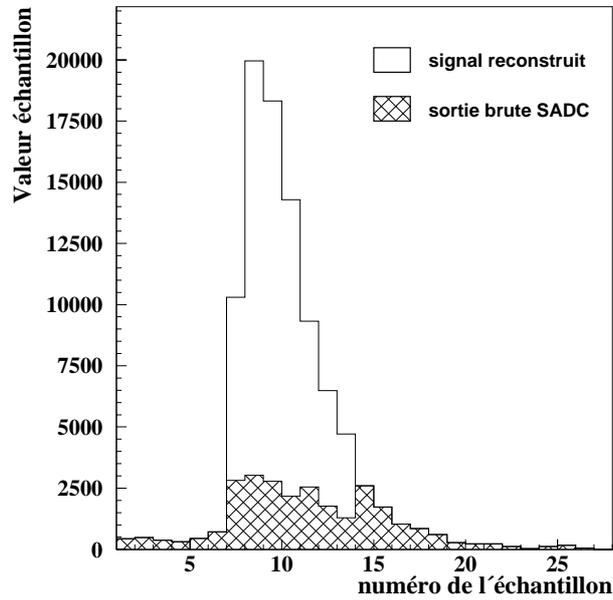


FIG. 4.44 – Reconstruction d'un évènement échantillonné (signal d'un électron de 280 GeV).

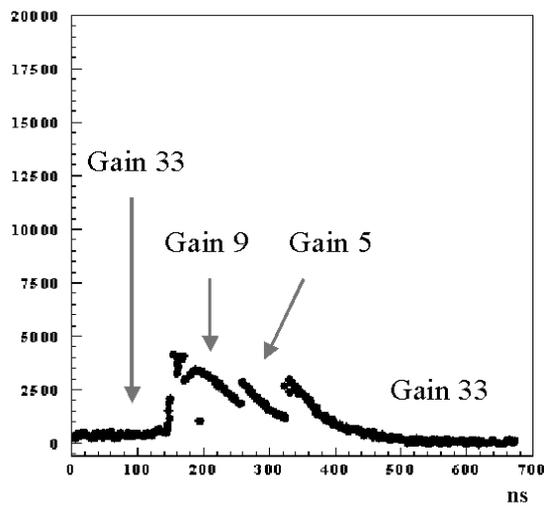


FIG. 4.45 – Superposition d'évènements (électrons de 280 GeV, coupure  $4 \times 4 \text{ mm}^2$ ) en fonction du temps, avant reconstruction. On observe 3 changements de gain pour des évènements d'une telle énergie.

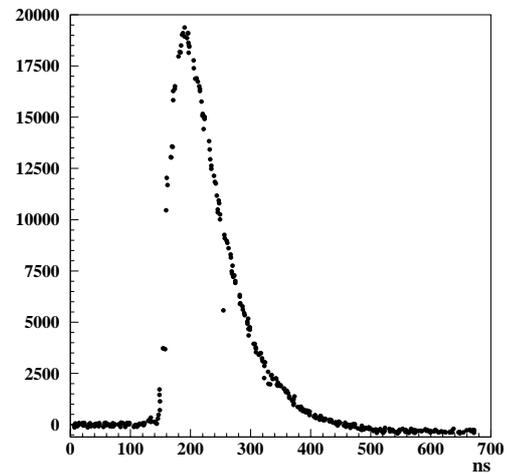


FIG. 4.46 – Signaux après reconstruction (avec une coupure du faisceau sur les chambres de  $4 \times 4 \text{ mm}^2$ ).

## 4.5.2 Étude du bruit du prototype 99<sup>++</sup>

### 4.5.2.1 Bruit total

Pour chaque évènement, laser ou faisceau, on peut histogrammer la valeur des quelques échantillons précédant la montée du signal (piédestal du signal). La distribution de ces valeurs nous donne une indication du bruit électronique, à chaque évènement, pour toutes les voies de la matrice. Pendant la première période de prise de données, lorsque le signal est découpé en 14 échantillons, le bruit est évalué sur les trois premiers échantillons du signal. Pour la période à 27 échantillons le temps d'acquisition, juste avant la montée du signal, est plus long ( $\sim 150$  ns) et le bruit est déterminé sur les 5 premiers échantillons. Les figures 4.47, 4.48 et 4.49 montrent les distributions de ces échantillons pour tous les évènements d'un run donné (et pour une voie donnée). La figure 4.49 a été effectuée pendant la période 27 échantillons, tandis que les figures 4.47 et 4.48 sont effectuées pour deux runs différents de la période 14 échantillons. La RMS de ces distributions nous donne la valeur (en canaux ADC) du bruit total. Ces trois figures ont été réalisées pour une voie donnée et pour des runs choisis mais elles sont représentatives du comportement global de la matrice pendant toute la période de prise de données :

- Deux types de runs ont été mis en évidence pour la période 14 échantillons, certains très bruyants (50-70 canaux) et d'autres beaucoup moins (entre 15 et 25 canaux) ;
- Pendant la période 27 échantillons le bruit total de chaque voie de la matrice est en moyenne de  $50 \pm 10$  canaux.

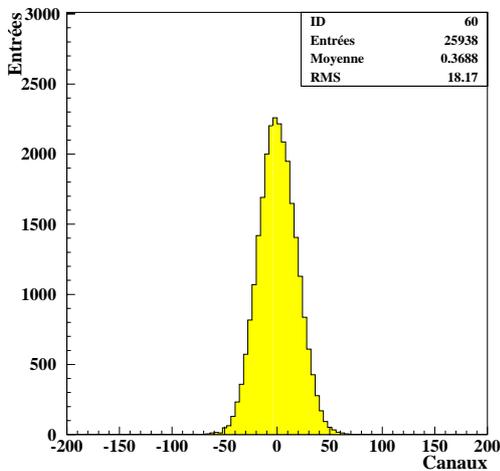


FIG. 4.47 – Distribution des trois premiers échantillons de chaque évènement d'un "bon" run de la période 14 échantillons. Le bruit total (18.2 canaux ADC) est donné par le RMS de cette distribution.

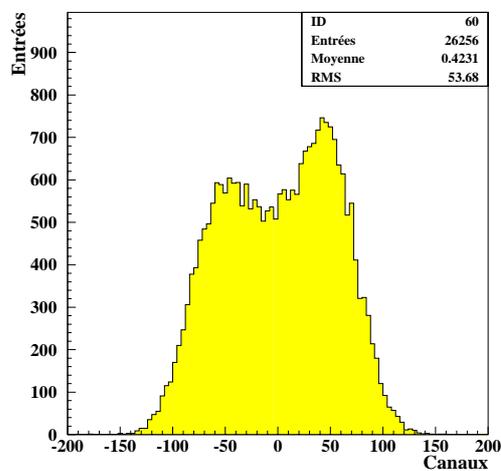


FIG. 4.48 – Distribution des trois premiers échantillons de chaque évènement d'un run bruyant de la période 14 échantillons. Le bruit total pour ce run est de 53.7 canaux ADC.

La figure 4.50 montre l'évolution du bruit total, pour une voie de la matrice, tout au long de la période de prise de données.

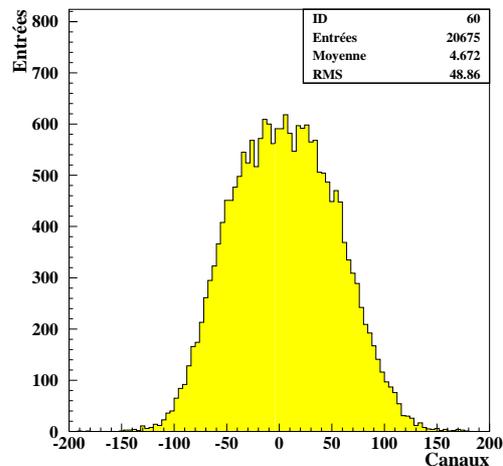


FIG. 4.49 – Distribution des cinq premiers échantillons de chaque évènement d'un run de la période 27 échantillons. Le bruit total donné par le RMS est de 48.9 canaux.

Le bruit montre donc un comportement fluctuant pendant la période 14 échantillons et devient stable, mais aussi plus élevé, pendant la seconde période. Nous allons analyser ces différences de comportement, tenter d'en expliquer les origines et voir si certains effets peuvent être corrigés.

#### 4.5.2.2 Bruit basse fréquence

Nous allons voir si le bruit observé précédemment possède une composante lente, c.à.d. si le piedestal du signal fluctue d'un évènement à l'autre. Nous recherchons une contribution au bruit, de basse fréquence par rapport à la longueur de chaque évènement. Par exemple, pour la période à 27 échantillons, il s'agira d'un signal d'une fréquence très inférieure à  $1/(27 \times 25 \text{ ns})$ , typiquement de l'ordre de quelques centaines de Hz. Pour chaque voie de la matrice, nous prenons la moyenne de tous les échantillons des évènements de type piedestal (i.e sans signal). Nous obtenons une distribution avec une entrée par évènement pour chaque voie. La dispersion de ces distributions donne le bruit BF. Des exemples de ce type de distribution sont montrés, pour les périodes respectivement 14 et 27 échantillons, sur les figures 4.51 et 4.52. Pour l'ensemble des voies de la matrice, le bruit BF est faible (moins de 5 canaux) que ce soit pour 14 (tout type de runs) ou 27 échantillons. Le bruit total observé ne peut donc s'expliquer par la seule présence d'une composante BF et possède au moins une composante supplémentaire qui en constitue une large partie.

#### 4.5.2.3 Mise en évidence d'une oscillation

**Corrélation entre échantillons** – Supposons maintenant que les échantillons  $s_i$  soient distribués selon la loi :

$$S_i = p(t) + f(t_i) + \sum_l a_l \cos(\omega_l t_l + \phi_l) \quad (4.30)$$

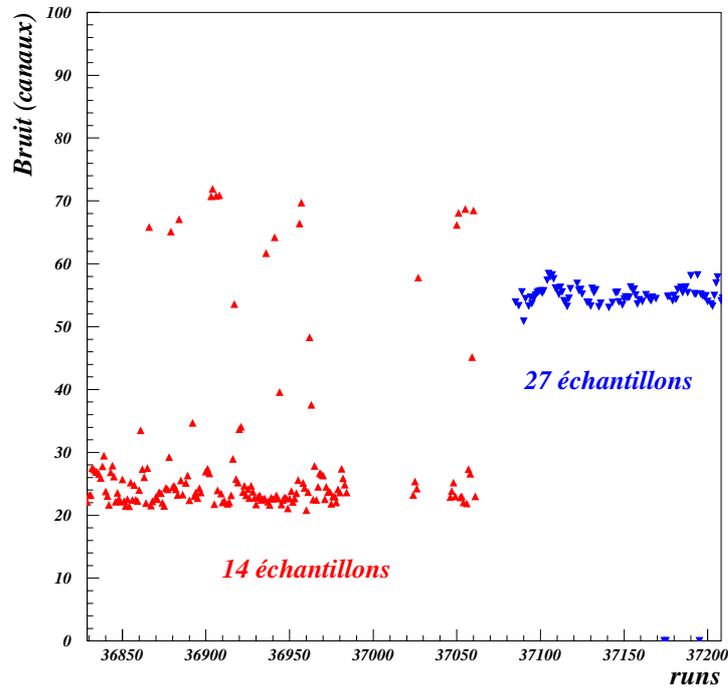


FIG. 4.50 – Évolution du bruit total tout au long de la période de prise de données.

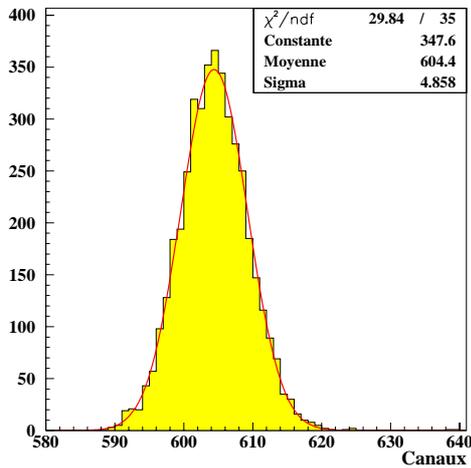


FIG. 4.51 – Bruit basse fréquence (4.9 canaux) pour la période 14 échantillons. Il y a une entrée (moyenne des 14 échantillons) par événement.

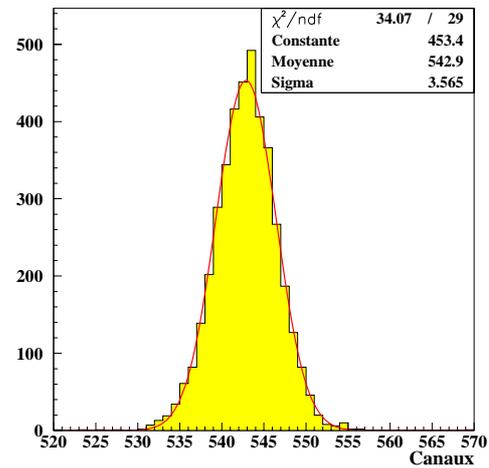


FIG. 4.52 – Bruit basse fréquence (3.6 canaux) pour la période 27 échantillons. Il y a une entrée (moyenne des 27 échantillons) par événement.

où  $p(t)$  est le piedestal du signal fluctuant à basse fréquence,  $f(t_i)$  représente un bruit blanc haute fréquence,  $\sum_l a_l \cos(w_l t_l + \phi_l)$  des oscillations d'amplitude  $a_l$ , de fréquence  $w_l$  et de phase (aléatoire)  $\phi_l$ .

L'étude de la matrice d'erreur, construite à partir des coefficients de corrélation des échantillons de chaque voie, nous donne des indications sur les oscillations à haute fréquence  $a_l$  du bruit. Le coefficient de corrélation de deux échantillons  $k$  et  $l$ , appartenant à la même voie, pour un nombre  $N$  d'évènements, est donné par :

$$\rho_{total,kl}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N S_{ik} S_{il} - \frac{1}{N^2} \sum_{i=1}^N S_{ik} \times \sum_{j=1}^N S_{jl} \quad (4.31)$$

Lorsque l'on trace la matrice d'erreur pour toutes les voies électroniques de la période 27 échantillons, on voit apparaître une structure : les échantillons sont corrélés entre eux. La figure 4.53 montre la matrice d'erreur pour une voie donnée (les coefficients de corrélation ont été calculés seulement pour 19 échantillons successifs cependant la structure est similaire pour 27 échantillons). La matrice d'erreur a une structure périodique de 4 échantillons (100 ns) environ, le signal semble donc osciller avec une fréquence de 10 MHz. Cette oscillation a été confirmée lors de l'étude de la transformée de Fourier du bruit, effectuée sur le prototype hors faisceau après la fin des tests en H4. Cette analyse a mis en évidence une oscillation de 9.5 MHz (*cf.* figure 4.54) sur chacune des voies de la matrice.

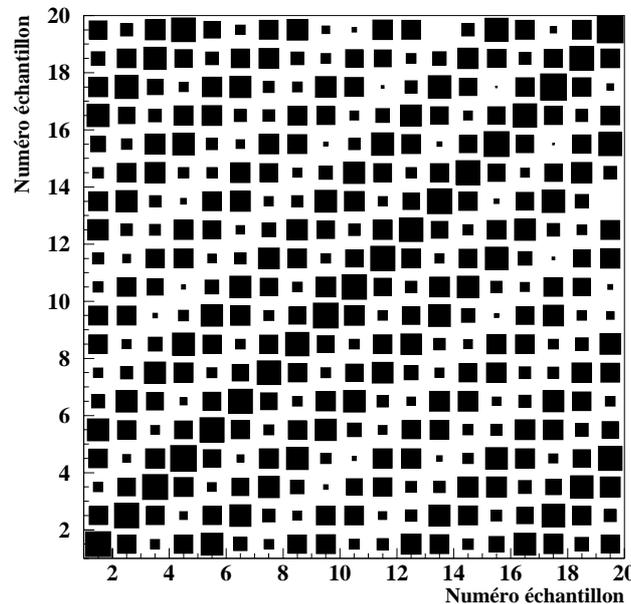


FIG. 4.53 – Matrice d'erreur calculée pour une voie donnée. On voit apparaître des corrélations entre les échantillons, mettant en évidence une oscillation du signal (la période est de 4 échantillons environ, soit 10 MHz).

**Corrélation entre voies** – Pour voir si cette oscillation, présente pour chaque voie individuellement, est en fait cohérente sur l'ensemble de la matrice, nous étudions les corrélations

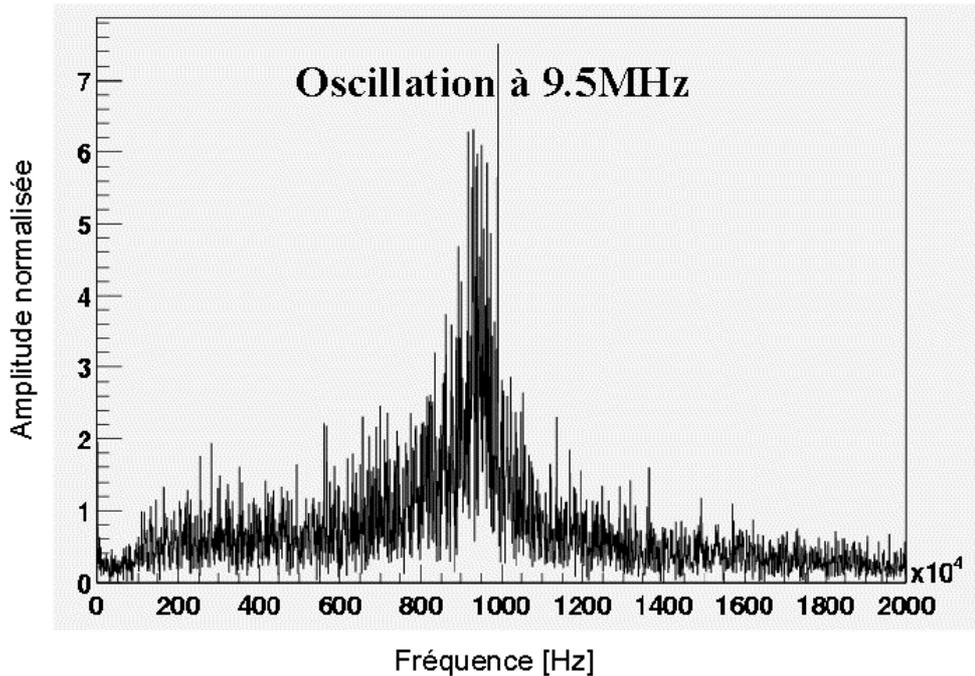


FIG. 4.54 – Transformée de Fourier du bruit d'une voie électronique du prototype  $p99^{++}$  faisant apparaître une oscillation à 9.5 MHz.

de chaque voie. Nous choisissons une voie de référence  $m$  et nous traçons, pour une autre voie  $n$ ,  $(s_{n,i} - \bar{s}_n)$  en fonction de  $(s_{m,i} - \bar{s}_m)$ , où  $s_{n,i}$  et  $s_{m,i}$  sont les valeurs de l'échantillon  $i$  des voies, respectivement  $n$  et  $m$ , et  $\bar{s}$  est la valeur du piedestal de l'évènement auquel appartient l'échantillon  $i$ . Ainsi nous pouvons comparer les valeurs de deux échantillons, de même numéro, appartenant à des voies différentes et mettre en évidence une corrélation. La figure 4.55 montre par exemple la dispersion des valeurs du deuxième échantillon des évènements d'une voie donnée par rapport aux valeurs du 2<sup>ème</sup> échantillon d'une autre voie du prototype (pour ces mêmes évènements). Nous constatons que les seconds échantillons de ces deux voies sont fortement corrélés.

Si nous étendons cette étude pour les 27 échantillons du signal et sur toutes les voies, nous observons que tous les canaux de lecture de la matrice oscillent en même temps et à la même amplitude. L'oscillation cohérente de 9.5 MHz observée précédemment est donc présente et en phase sur l'ensemble du prototype  $99^{++}$ . Il existe ainsi un bruit réductible : pour chaque échantillon  $j$  du cristal  $n$ , on soustrait les valeurs  $s_j$  d'une voie  $m$  qui lui est corrélée<sup>22</sup>. Cette correction permet de réduire de manière significative le niveau de bruit rms total (*cf.* figures 4.56 et 4.57). Lorsque l'on trace la matrice d'erreur du signal ainsi corrigé, on ne constate plus de structure périodique. La composante oscillante du bruit disparaît quand on supprime les corrélations. Toutes les voies du prototype peuvent être corrigées de cette manière, le bruit rms décorréolé est stable à  $15 \pm 5$  canaux ADC (soit  $225 \pm 75$  MeV/échantillon en équivalent énergie).

<sup>22</sup>Soit  $(s_{n,j} - \bar{s}_n) - (s_{m,j} - \bar{s}_m)$ . La correction est effectuée échantillon par échantillon et évènement par évènement.

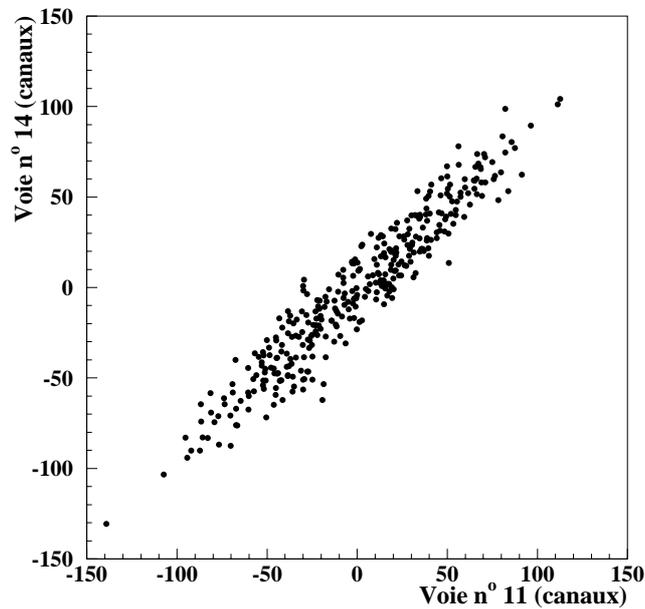


FIG. 4.55 – Comparaison des valeurs du deuxième échantillon des évènements de deux voies différentes du prototype.

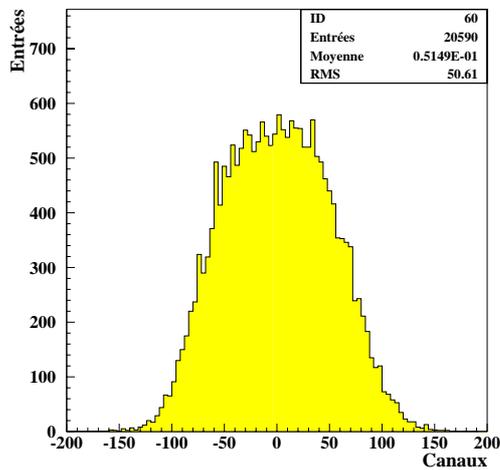


FIG. 4.56 – Bruit total, sans corrections, pour une voie du prototype, pendant la période 27 échantillons. Le bruit est donné par le RMS de la distribution, soit 50.6 canaux ADC.

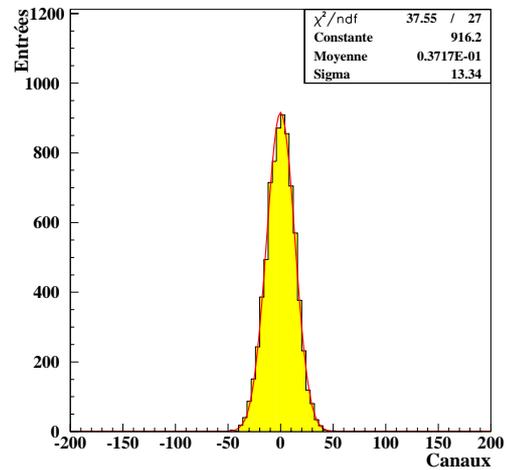


FIG. 4.57 – Bruit total pour cette même voie, lorsque l'on soustrait une autre voie corrélée. Le bruit décorrélié est de 13.3 canaux.

#### 4.5.2.4 Discussion

Des simulations [21] ont permis de comprendre l'origine des oscillations du FPPA. Ces tests ont montré que la connexion des alimentations à la masse, au niveau du préamplificateur, engendrait des oscillations. Le point sensible se trouve sur une résistance particulière (la résistance A013) chargée de fixer le niveau DC du FPPA à 0.5 V, de déterminer le gain DC du préamplificateur et de tirer le courant de 3.5 mA nécessaire à celui-ci. Cette résistance est connectée à la masse, tandis que le transistor d'entrée du préamplificateur est connecté sur -2V ce qui le rend sensible à une variation de tension sur cette alimentation, causant un couplage AC avec le collecteur du transistor sur A013. Ce couplage induit des oscillations au niveau du préamplificateur.

Les oscillations apparaissent de manière sporadique, pour les tests en faisceau effectués dans la période à 14 échantillons, et sont toujours présentes pour la période 27 échantillons. Ces oscillations ont une composante prépondérante qui se situe vers 10 MHz et affectent, lorsqu'elles existent, tous les canaux de la matrice simultanément. Le bruit rms total en présence d'oscillations est important mais il est fortement réduit lorsque l'on supprime ces corrélations. Les tests effectués sur le prototype 99<sup>++</sup> ont démontré le fonctionnement de l'électronique de lecture à échantillonnage dans la mesure où il a été possible de reconstituer la forme des signaux à différentes énergies (électrons de 15 à 280 GeV, impulsions laser), même après un ou plusieurs changements de gain. Cependant divers problèmes ont été mis en évidence sur les cartes VFE : saturation du FPPA aux changements de gain, présence d'une diaphonie dans les carte de lecture et bruit électronique important. Ces phénomènes mettent en cause notamment la sensibilité du FPPA, celui-ci nécessite donc des améliorations pour être pleinement fonctionnel. Nous allons présenter brièvement, dans le paragraphe suivant, les travaux qui ont été effectués pour remédier à ces problèmes.

#### 4.5.3 Améliorations et perspectives

Deux nouveaux circuits FPPA ont été conçus après le lancement du prototype 99<sup>++</sup>. Le premier (FPPA 2000) a été pleinement simulé et analysé à l'IPN de Lyon. 1500 circuits ont été reçus courant 2001 et ont subi une série de tests visant à sélectionner les meilleurs composants [22]. Sur l'ensemble du lot, 450 circuits ont passé tous les tests fonctionnels (analyse des fonctions logiques, du changement de gain, tests des alimentations ...) et ont été retenus. Ces circuits ont des caractéristiques générales qui remplissent pleinement les objectifs, mais possèdent un bruit intrinsèque élevé : 40k e<sup>-</sup> de bruit ont été mesurés par circuit alors que 10k e<sup>-</sup> étaient attendus. Une nouvelle itération du FPPA a donc été nécessaire. Un nouveau circuit a été dessiné qui devrait résoudre ces problèmes de bruit (il sera reçu fin 2002).

**VFE 2000** – En attendant le futur circuit, les FPPA 2000 sélectionnés ont été montés sur de nouvelles cartes VFE. Chaque carte comprend 5 voies de lectures, constituées du FPPA suivi d'un ADC commercial 12 bits<sup>23</sup>, d'un sérialiseur commercial G-link (non résistant aux radiations, 0.8 Gb/s) et de composants optiques (Spinner). Des tests ont été réalisés en laboratoire, avec le système de monitoring laser, sur un prototype de 30 cristaux (l'ancien prototype 99<sup>++</sup>) équipé de ces cartes [23]. La figure 4.58 montre un exemple de profil laser expérimental, obtenu pour une voie du prototype. Le FPPA passe par 4 gains différents sans que l'on observe de saturation aux changements de gains. La figure suivante (4.59) illustre le

<sup>23</sup>ADC9042AST

nombre d'échantillons de chaque type de gain, en fonction de l'intensité du laser (exprimée en unités d'énergie). Le signal laser est découpé en 25 échantillons, lorsque l'énergie du laser est inférieure à 50 GeV tous ces échantillons sont au gain 33. Entre 50 et 200 GeV un nombre croissant d'échantillons au gain 9 (crête du signal) apparaît et le nombre d'échantillons au gain 33 diminue logiquement. De même un basculement s'effectue à 200 GeV sur le gain 5 et vers 330 GeV sur le gain 1. La figure 4.60 montre la résolution en énergie<sup>24</sup>, en mode gain forcé (gain 1), pour une voie du prototype. On retrouve la forme typique de la résolution en énergie. Cette courbe n'apporte pas d'informations sur les performances du prototype en soit (le laser illumine chaque cristal individuellement, il n'y a pas de gerbe électromagnétique et le gain est forcé), mais elle montre que, malgré le bruit électronique du FPPA ( $\sim 170$  MeV/voie), les cartes électroniques fonctionnent bien et permettent d'effectuer des études fines.

**Module 0'** – Un module de 400 cristaux (appelé module 0') va être mis en faisceau cet été au bâtiment H4. Il s'agit du deuxième module d'un supermodule ( $0.435 < \eta < 0.783$ ), dont la structure mécanique ne présente pratiquement aucune différence avec la version finale (cristaux de préproduction, alvéoles et capsules finales, même mécanique et connectique, même grille et écran thermique). Le système de suivi en lumière ainsi que les spécifications du laser (deux longueurs d'ondes, 440 et 525 nm) sont conformes aux dessins de CMS. Enfin la modularité des hautes et basses tensions, où il y a un système de tensions par groupe de 50 voies, est également dans sa version finale. Les blocs électroniques de lecture (10 voies/bloc) sont composés des cartes VFE décrites dans le paragraphe précédent. 10 blocs VFE (plus 2 de rechange) ont été assemblés et étalonnés (mesures du bruit, de la linéarité de chaque gains, des valeurs d'intergains, etc) et équipent maintenant le module 0'. Cent voies, regroupées sur un quart du module, sont donc opérationnelles et vont être étudiées en faisceau. Le programme des tests actuellement prévus sur le module comprend plusieurs points, dont les principaux sont [26] :

- mesure de la précision d'intercalibration à partir des mesures effectuées en laboratoire. Il s'agit de comparer les constantes d'intercalibration mesurées en faisceau avec les constantes évaluées à partir des données obtenues en laboratoire (rendement lumineux, gain des capsules, étalonnage des chaînes électroniques). Cet étude, utile notamment dans le cas où tous les supermodules ne sont pas pré-étalonnés en faisceau, permettra d'estimer les erreurs d'intercalibration des supermodules au démarrage de CMS ;
- test d'une procédure automatique de précalibration de toutes les voies du module, avec un faisceau d'électrons de 50 et 120 GeV ;
- irradiation d'un nombre important de cristaux et mesure du rapport R à l'aide du système de monitoring laser final. L'objectif est de connaître la dispersion du rapport R d'un cristal à l'autre, avec une statistique plus élevée que pour le prototype 2000, et d'étudier la perte de luminosité et la récupération des cristaux irradiés ;
- étude de la linéarité à l'aide des diodes PN du système de suivi en lumière. Les diodes PN du module 0' sont en principe très stables et pourraient servir de référence pour étudier, la linéarité des voies électroniques des cartes VFE ;
- comparaison du Monte Carlo avec les données (étude de scans en positions, etc) ;
- étude thermique détaillée du module. Pour cela, plus de 100 capteurs de température ont été repartis sur l'ensemble du module (structure, grille, lignes de tension, cartes VFE, avant des cristaux ...)

---

<sup>24</sup>Il y a trois types de points (noirs, sombres et clairs) sur ces courbes, correspondant chacun à une méthode de reconstruction du maximum de l'amplitude du signal (voir [23], [24], [25] pour une description de ces méthodes).

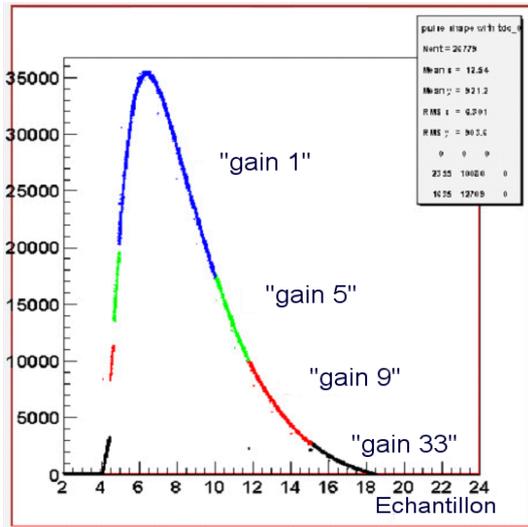


FIG. 4.58 – Profil du signal laser reconstruit [23]. L'intensité du laser (en canaux ADC sur la figure) est suffisamment élevée pour que les 4 gains soient utilisés.

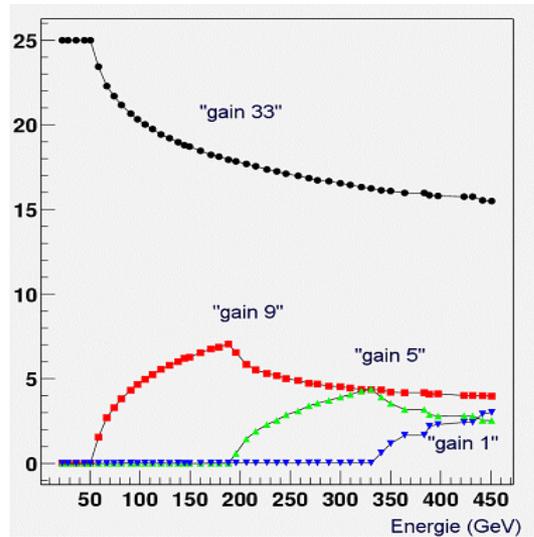


FIG. 4.59 – Nombre d'échantillons de chaque gain en fonction de l'intensité du laser (en GeV) [23].

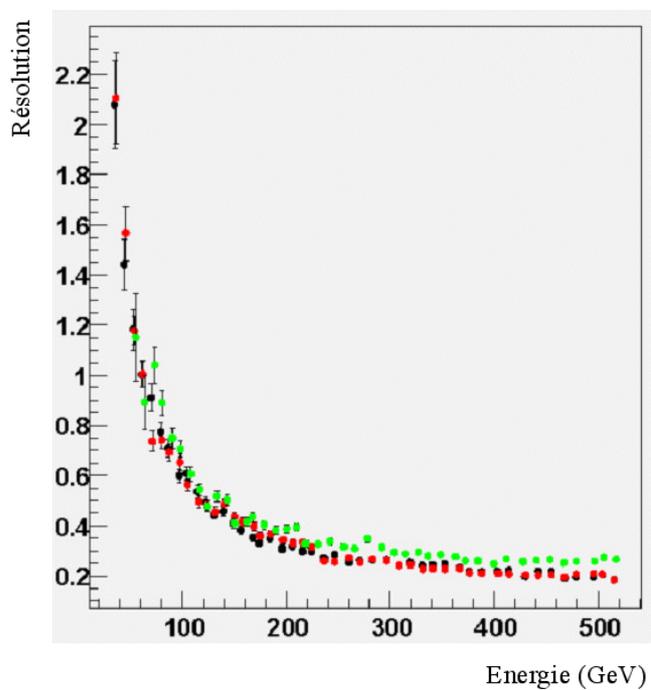


FIG. 4.60 – Résolution en énergie (1 cristal, mode de gain forcé) obtenue en variant l'intensité du laser [23].

- mesure avec le faisceau du rendement lumineux des cristaux, résolution en énergie (dans le but de vérifier le terme constant et la non-uniformité longitudinale des cristaux), mesure in-situ du gain des APD en faisant varier la haute tension, etc.

L'objectif des tests sur le module est de valider le concept final de la chaîne électronique et d'étudier, pour la première fois, un nombre important de voies du détecteur (100 voies). L'accent est porté en particulier sur le suivi en lumière des cristaux et les mesures de stabilité.

## 4.6 Conclusion

À travers l'étude de prototypes tests nous avons voulu donner une vision globale des performances actuelles du calorimètre électromagnétique. Trois constats sont alors possibles : Tout d'abord, nous avons montré que la résolution en énergie des cristaux du calorimètre était excellente et parfaitement en accord avec les prérequis de CMS. Avec un terme constant inférieur à 0.5%, le calorimètre est d'une très bonne qualité.

D'un autre côté, les tests de tenue aux radiations des cristaux ont soulevé des questions intéressantes, notamment en ce qui concerne la dispersion du rapport  $R$  d'un cristal à l'autre. Toutefois le nombre réduit de cristaux irradiés ne permet pas de donner de conclusion définitive sur la résistance des cristaux aux radiations. Ce paramètre est à surveiller et les prochaines études effectuées à PSI ou sur le module 0' apporteront des informations importantes. Le système de monitoring des cristaux a, quant à lui, montré de très bonne performances. L'évolution du rendement lumineux de tous les cristaux a pu être suivi avec précision, ce qui rend possible la correction des constantes d'étalonnage de chaque voies.

Enfin, un système d'électronique à échantillonnage, permettant une gamme dynamique très étendue (16 bits), a été testé. Ce système fonctionne mais la version étudiée présentait un bruit important. Ainsi de nouvelles cartes ont été réalisées pour le module 0' qui va être mis en faisceau au cours de l'été 2002.

Bien que la chaîne électronique ne soit pas définitive, le module 0' constitue une avancée considérable par rapport aux prototype de 30 cristaux étudiés les années précédentes et n'est plus très éloigné des modules finaux. Les enseignement attendus, que ce soit sur le système de monitoring laser, la mesure du rapport  $R$ , ou des études de précalibration, sont considérables.

# Bibliographie

- [1] P. Grafström, *The Momentum Resolution of the  $H_4$  Beam for Secondary Beams in Filter Mode Optics*, CERN-SL-Note 97-81 (EA).
- [2] C. Seez, communication privée.
- [3] P. Depasse, J. Donini, F. Zach et al., *Analysis from August 1999 Beam Tests of a  $PbWO_4$  Crystal Matrix*, CMS NOTE 2000/009.
- [4] E. Auffray et al., *Test Beam Results on the Performance of two Matrices of  $PbWO_4$  Crystals for the CMS ECAL and Comparison with Laboratory Measurements*, CMS IN 2001/033.
- [5] J-M. Bussat et al., *Proto99<sup>++</sup> internal documentation*, Janvier 2001.
- [6] A. Givernaud, *Monte Carlo Study of a  $PbWO_4$  Crystal Matrix*, CMS TN 96/119.
- [7] E. Auffray et al., *Performance of ACCOS, an Automatic Crystal Quality Control System for  $PbWO_4$* , CMS NOTE 1999/067.  
E. Auffray et al., *Performance of ACCOS, an Automatic Crystal quality Control System for the  $PbWO_4$  crystals of the CMS calorimeter*, Nucl. Inst. and Meth., A456(3)(2001) pp. 325-341.
- [8] Technical Design Report, *The Electromagnetic Calorimeter Project*, CERN/LHCC 97-33.
- [9] G. Davies et al., *A Study of the Monitoring of Radiation Damage to CMS ECAL Crystals, Performed at X5-GIF*, CMS NOTE 2000/020.
- [10] T. Hu, R-Y Zhu, *Absolute Calibration of  $PbWO_4$  Crystal ECAL by Using Physics Processes*, CMS IN 2001/034.
- [11] C. Seez, D. Futyan, *ECAL Barrel Crystal Intercalibration Using Energy Flow*, CMS IN 2001/035.
- [12] A. N. Annenkov et al., *Systematic Study of the  $PbWO_4$  Crystal Short Term Instability Under Irradiation*, CMS NOTE 1997/055.
- [13] P. Bonamy et al., *The ECAL Calibration : Use of the Light Monitoring System*, CMS NOTE 1998/013.
- [14] E. Auffray et al., *Beam Tests of Lead Tungstate Crystal Matrices and a Silicon Strip Preshower Detector for the CMS Electromagnetic Calorimeter*, Nucl. Inst. and Meth., A412(1998)223.
- [15] X. Qu et al., *Radiation Induced Color Centers and Light Monitoring for Lead Tungstate Crystals*, CMS NOTE 1999/069.
- [16] L. Zhang et al., *Installation of ECAL Monitoring Light Source*, CMS IN 2001/008.
- [17] P. Depasse et al., *A validation Program for the CMS ECAL Photodetection Capsules*, CMS IN 2000/013.

- [18] P. Leconte, *Chinese Crystal Meeting*, 11 septembre 2000, CERN.
- [19] P. Verrecchia, *Status report on S/R measurements from H<sub>4</sub>*, semaine ECAL du 12 fevrier 2001, CERN.
- [20] J. Donini, F. Zach et al., article en préparation pour publication dans Nucl. Inst. and Meth.
- [21] P. Pangaud et H. Mathez, simulations réalisées à l'IPNL.
- [22] P. Pangaud, H. Mathez, *Bilan du circuit FPPA2000 en technologie UHF1X. Synthèse des résultats de mesures et caractérisation du circuit FPPA2000*, note interne.
- [23] J. Bourotte et al., tests effectués en laboratoire au bâtiment 11 du CERN.  
P. Jarry, *Pulse Shape Reconstruction*, semaine CMS, 11 Juin 2002.
- [24] P. Paganini, A. Romana, *A Package for a Detailed Digitization of ECAL Hits in ORCA : Physics Description and Results*, CMS IN 2000/003.
- [25] P. Billoir, *Méthode d'Ajustement dans un Problème à Paramétrisation Hiérarchisée*, LPC 84-30, 1984.
- [26] B. Ille, *MO' project in 2002*, semaine CMS, 12 Juin 2002.



## Chapitre 5

# Simulation réaliste du calorimètre électromagnétique

### 5.1 Introduction

En physique des particules la simulation du détecteur a une place indispensable. En effet la majeure partie de la recherche et des découvertes de nouvelles particules s'effectue en comparant les données observées avec le Monte Carlo. Pour une expérience, comme CMS, en phase de préparation l'étude des performances de l'ensemble du détecteur repose sur la simulation, tant que celui-ci n'est pas mis en fonction. Dans cette optique la simulation détaillée du détecteur sert principalement deux objectifs :

- Compréhension et étude de la physique propre au détecteur (rôle du champ magnétique, influence de la matière inerte ...) et préparation des algorithmes d'analyse physique : reconstruction de l'énergie, reconstitution des traces des particules chargées, correction de l'énergie perdue dans la matière morte, méthodes d'étalonnage des calorimètres, etc.
- Études de canaux physiques. Cette phase doit permettre d'évaluer le potentiel de découverte du détecteur dans les différents domaines de recherche et de préparer tous les outils d'analyse utiles lors de la prise de données.

Pour mener à bien ces études il faut que la représentation du détecteur soit la plus réaliste possible. La principale question, lors du développement de simulation du détecteur, est le niveau de précision que l'on souhaite obtenir. La réalisation d'une géométrie précise est contrainte par le temps pris par la création, ou la modification, des éléments constituant le détecteur et par le temps nécessaire à l'exécution de la simulation.

EUGENIE [1] est un outil permettant la communication entre des dessins réalisés avec le logiciel de C.A.O EUCLID [2] et le Monte Carlo, utilisé traditionnellement en physique des particules, GEANT [3]. Cette interface permet de créer, de modifier ou de remplacer des volumes géométriques complexes et de produire des fichiers de données (fichiers d'échange, en format ASCII) utilisables aussi bien dans GEANT que dans EUCLID. L'interface EUGENIE a été utilisée<sup>1</sup> pour développer la simulation de différents éléments du calorimètre électromagnétique. La première géométrie implémentée avec cette interface représentait un prototype de 30 cristaux, similaire à celui utilisé en faisceau test. Après plusieurs itérations nous sommes passés de la description de cette matrice de cristaux, à l'implémentation de l'ensemble de la partie centrale du ECAL.

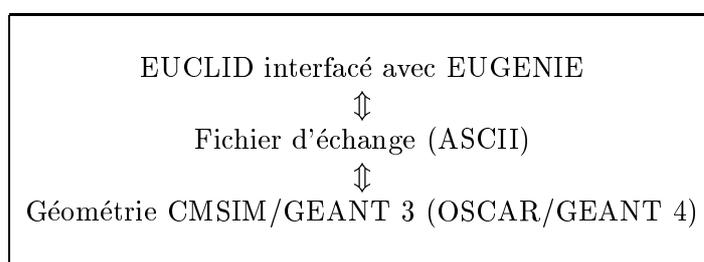
---

<sup>1</sup>Avec l'aide du bureau d'étude de l'IPN de Lyon [4].

## 5.2 Simulation de la partie centrale du ECAL

### 5.2.1 EUGENIE : l'interface EUCLID-GEANT

EUGENIE est une application qui permet d'émuler les fonctionnalités de GEANT 3 dans un environnement EUCLID. Il est possible, avec cette interface, de créer des volumes interprétables et utilisables par GEANT, à partir de dessins de CAO réalisés avec EUCLID. Inversement, des volumes géométriques définis dans GEANT peuvent être lus dans EUCLID (Cf. tableau 5.1). Le passage de EUCLID à GEANT se fait par l'intermédiaire d'un fichier



TAB. 5.1 – Schéma de fonctionnement de l'interface EUGENIE

d'échange au format ASCII. Ce fichier contient toutes les informations définissant la géométrie du détecteur. Il peut être créé de deux manières :

- Depuis EUCLID : l'interface permet de créer 12 des volumes reconnus par GEANT (différent types de cônes, trapézoïdes, cylindres, etc.), de les dupliquer, de les diviser et de les positionner. Les volumes sont imbriqués les uns dans les autres et forment une arborescence : chaque volume est positionné par rapport à son volume mère et est associé à un type de matériau. Les informations relatives aux volumes ainsi définis (taille, forme, positionnement dans le volume mère, numéro de copie, type de matériau) sont retranscrites dans le fichier d'échange. Il est également possible, et c'est l'utilisation la plus courante, de définir des volumes directement à partir des dessins EUCLID. Il s'agit en général d'approcher des volumes, qui peuvent être complexes, par les volumes de base définis dans EUGENIE. La figure 5.1 montre un exemple simpliste d'application : un volume dessiné dans EUCLID est transformé en un volume GEANT (section de cône creux tronqué). Le fichier d'échange créé de cette manière est lisible dans GEANT. La géométrie définie dans EUGENIE est ainsi recréée dans le monde de GEANT.
- Depuis GEANT : un programme dédié permet de lire les informations décrivant un détecteur et de les retranscrire dans un fichier d'échange. Dans GEANT les volumes géométriques forment une arborescence, qu'il est possible de récupérer en intégralité ou partiellement (Cf. fig. 5.2). L'opération inverse est également possible, un fichier d'échange, créé depuis des dessins EUCLID ou des fichiers Zebra [5], peut être intégré dans une géométrie GEANT (une nouvelle branche apparaît dans l'arborescence des volumes, voir figure 5.3).

EUGENIE permet de lire des géométries définies dans EUCLID et GEANT, de les modifier et de les réunir dans un format compact et lisible, sous la forme d'un fichier d'échange.

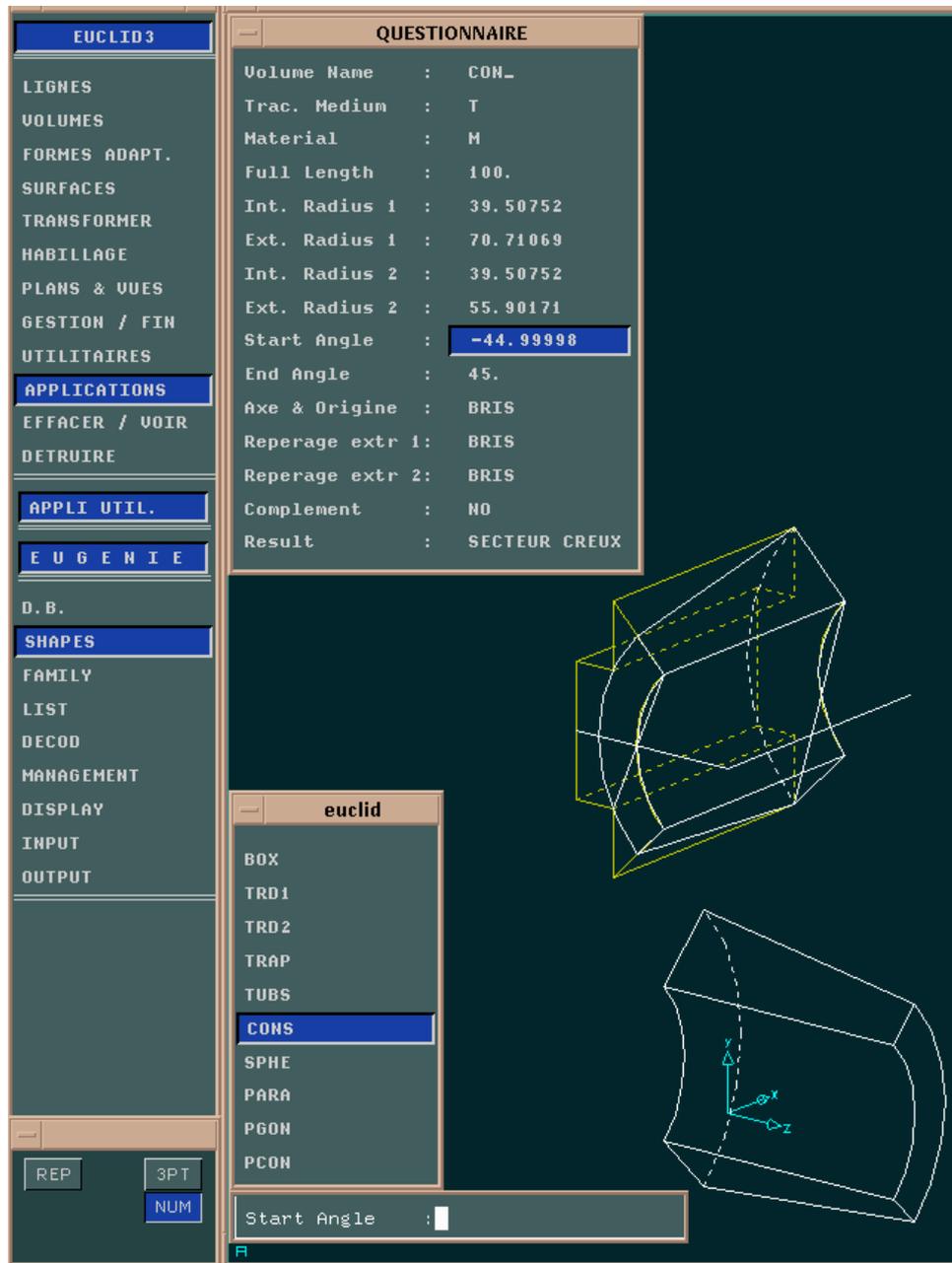


FIG. 5.1 – L'interface EUGENIE. Une figure réalisée avec EUCLID est transformée en une figure de base (figure du bas, cône creux tronqué) reconnue par GEANT. Il s'agit là d'un exemple simple. Pour approcher au mieux ce dessin EUCLID il faudrait définir plusieurs volumes différents.

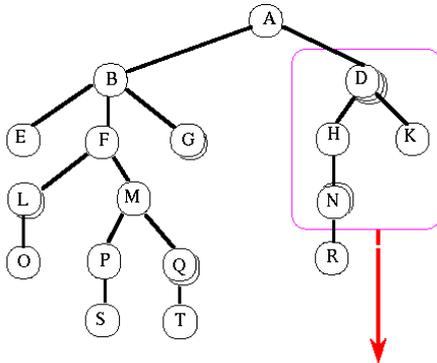


FIG. 5.2 – Arborescence des volumes pour une géométrie définie dans GEANT. Il est possible d’extraire une partie ou la totalité de l’arbre et de la retranscrire dans un fichier d’échange.

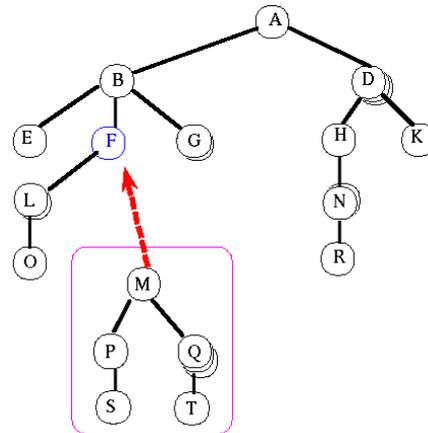


FIG. 5.3 – Insertion d’une nouvelle branche dans la géométrie GEANT, depuis un fichier d’échange.

### 5.2.2 Structure mécanique de la partie centrale

La partie centrale du calorimètre électromagnétique est composée d’un cylindre de cristaux situés, en moyenne, à un rayon interne de 1290 mm et couvrant la région de pseudorapidité  $|\eta| < 1.479$ . Le “tonneau” du ECAL, représenté schématiquement sur la figure 3.9, en compagnie des bouchons, se décompose en sous-ensembles imbriqués les uns dans les autres : le calorimètre est constitué de plusieurs supermodules, constitués eux-mêmes de modules regroupant les cristaux dans des structures alvéolaires (sous-modules).

**Les cristaux** – L’un des soucis majeurs de la conception géométrique du ECAL a été de limiter les pertes d’énergie dans les espaces intercristaux. C’est pour cette raison que l’ensemble de la géométrie du calorimètre est non-pointante : les cristaux sont désaxés de 3 degrés selon les angles polaire et azimutal. Grâce à l’inclinaison des cristaux, une particule arrivant en ligne droite, depuis le vertex, sur le bord d’un cristal interagit, selon l’angle d’incidence, soit dans ce cristal soit dans le cristal suivant. Sans inclinaison supplémentaire cette particule passerait dans la matière morte entre les deux cristaux et la plupart de son énergie serait non-mesurée. Pour chaque groupe de 20 cristaux pris dans le plan  $r-\phi$ , l’axe des cristaux est tangent à un cercle de 66.7 mm de rayon. Ce cercle est décalé de 15.9 mm par rapport à l’axe du faisceau. Chaque cristal est ainsi incliné de 3 degrés en  $\phi$  et ne pointe pas vers cet axe (Cf. schéma 5.4). Pour produire une géométrie non pointante selon  $\eta$ , l’axe longitudinal de chaque cristal est incliné de  $-3^\circ$  par rapport à la ligne joignant le milieu de la face avant du cristal au point d’interaction. Le premier cristal en  $\eta$  a une face perpendiculaire à l’axe du faisceau. Les cinq premiers cristaux en  $\eta$  sont décalés de  $0.6^\circ$  par rapport à la normale. De cette façon les cristaux suivants sont bien inclinés de trois degrés en  $\eta$  (voir la figure 5.5).

**Alvéoles et sous-modules** – L’alvéole est l’unité de base contenant les cristaux. Cette struc-

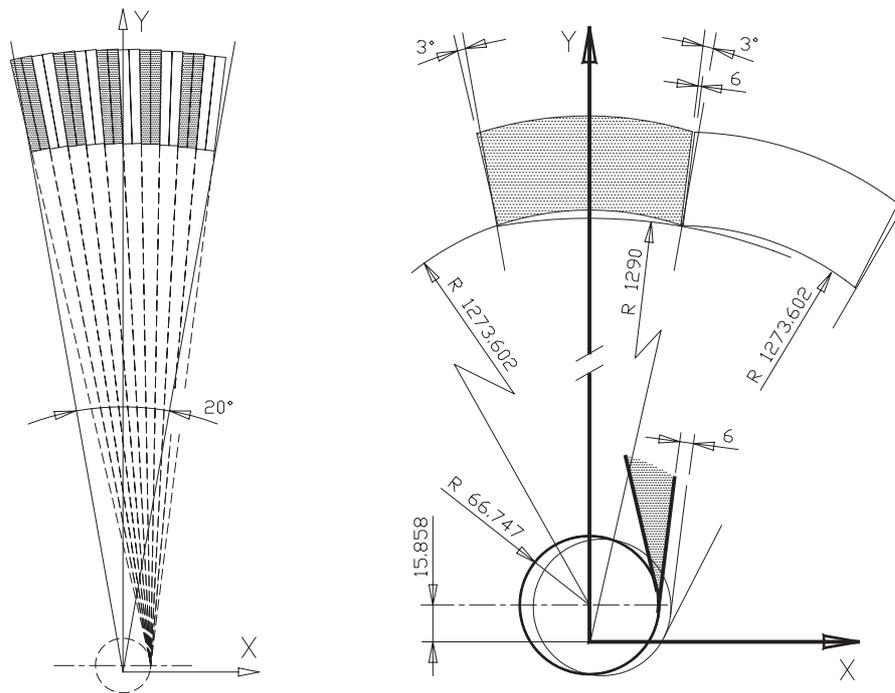


FIG. 5.4 – Construction de l'inclinaison en  $\phi$  des cristaux [6].

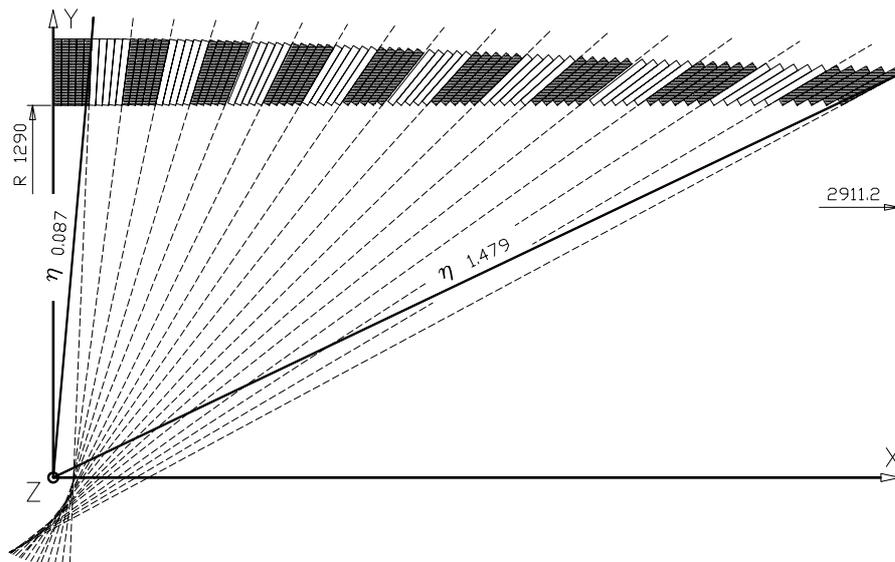


FIG. 5.5 – Inclinaison selon  $\eta$  de l'axe des cristaux [6].

ture comprend 10 cristaux, regroupés par paires en  $\phi$  et par cinq en  $\eta$ . Le sous-module est constitué d'une alvéole et d'une tablette en aluminium pour maintenir celle-ci et la solidariser au reste de la structure. Chaque cristal d'un sous-module est équipé d'une capsule contenant deux APD ainsi que d'un câble en kapton la reliant aux cartes électroniques (Cf. fig. 5.6).

Les parois de la structure alvéolaire entourant les cristaux sont composées de plusieurs

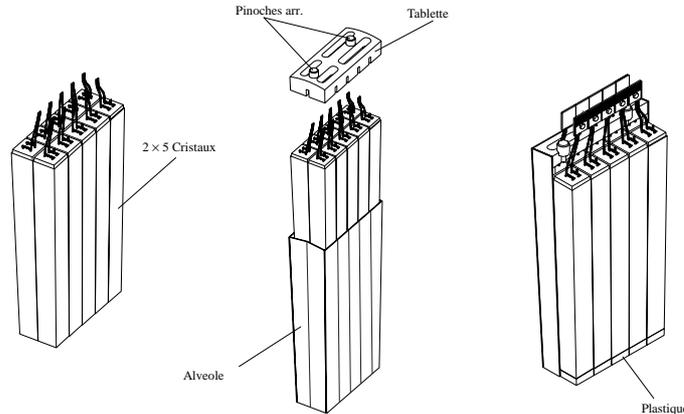


FIG. 5.6 – Sous-module du calorimètre électromagnétique[6].

couches. À partir du cristal vers l'extérieur nous trouvons [7] :

- un revêtement métallique (aluminium, chrome et silicate), collé sur une couche de polyester, permettant d'augmenter la réflectivité de la paroi. L'ensemble du revêtement a une épaisseur de  $10 \mu m$  ;
- une feuille d'aluminium de  $25 \mu m$  d'épaisseur, dont le rôle est de rigidifier la structure, d'agir comme réflecteur pour le cristal et de fournir un blindage électromagnétique ;
- une couche, épaisse de  $75 \mu m$ , composée d'un mélange (prépreg) de fibres de verre et de résine époxy. Cette couche assure la résistance et la légèreté de l'alvéole.

La paroi est doublée entre les cristaux de l'alvéole (voir schéma 5.7). Par construction les murs internes des alvéoles sont donc épais de 0.22 mm et les parois externes de 0.11 mm. Les cristaux ne remplissent pas entièrement les volumes dans lesquels ils sont placés et de l'air est présent entre les cristaux et les cavités qui les contiennent. Cette couche d'air est épaisse de 0.08 mm pour des cristaux de taille nominale (maximale). Le dessin de l'alvéole garantit une distance maximale entre les cristaux d'un même sous-module de 0.4 mm et un écart de 0.6 mm pour des cristaux appartenant à deux sous-modules voisins. Pour des cristaux avec des tolérances minimales ces valeurs sont réduites de 0.1 mm (la tolérance sur la forme des cristaux varie de 0 à  $-0.1$  mm).

Les paires de cristaux en  $\phi$  ont une symétrie droite-gauche (Cf. fig. 5.9). Il y a 17 types d'alvéoles de formes et de tailles différentes, disposées selon  $\eta$ . Les cristaux d'une même alvéole ont des dimensions identiques. Les paramètres des cristaux pour les différents types d'alvéoles sont donnés dans le tableau 5.2. La photographie 5.8 montre la structure de différents types de sous-modules.

À l'avant de chaque cristal se trouve un élément en plastique, la férule, servant à maintenir les fibres optiques venant éclairer le cristal. La férule est positionnée dans chaque cellule de l'alvéole par un "porte-férule", également en plastique, dont la longueur augmente en fonction de la position en  $\eta$  des cristaux.

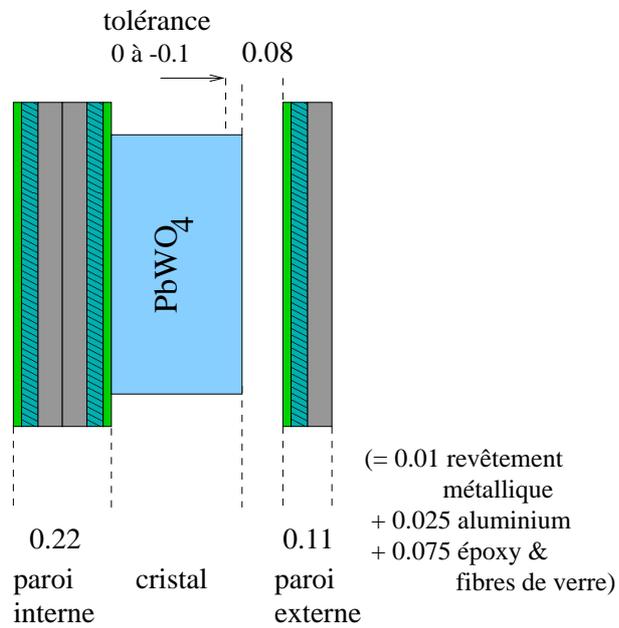


FIG. 5.7 – Schéma des parois alvéolaires. Toutes les distances sont en mm (le dessin n'est pas à l'échelle).

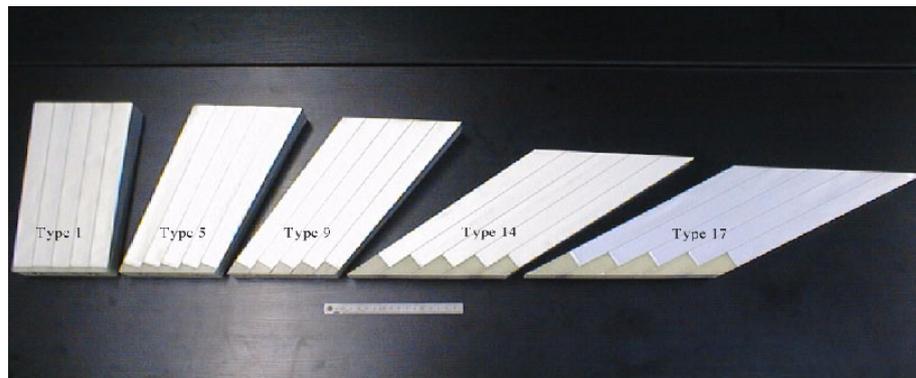


FIG. 5.8 – Photographie de 5 types différents de sous-modules.

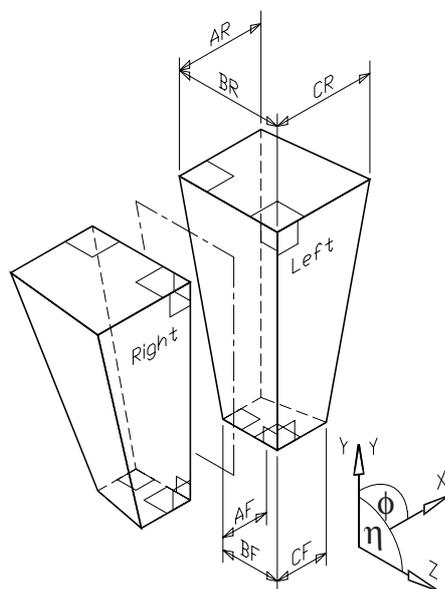


FIG. 5.9 – Symétrie droite-gauche des cristaux [6].

Types de cristaux	Avant (mm)			Arrière (mm)		
	AF	BF	CF	AR	BR	CR
1	21.83	23.59	21.85	25.84	25.48	25.86
2	21.83	22.22	21.87	25.81	26.22	25.86
3	21.83	22.34	21.91	25.75	26.28	25.84
4	21.83	22.47	21.94	25.67	26.32	25.80
5	21.83	22.61	21.97	25.56	26.34	25.72
6	21.83	22.60	22.00	25.43	26.18	25.63
7	21.83	22.55	22.03	25.29	25.96	25.52
8	21.83	22.67	22.05	25.14	25.92	25.39
9	21.83	22.82	22.08	24.98	25.90	25.26
10	21.83	23.08	22.10	24.82	26.00	25.12
11	21.83	23.14	22.12	24.65	25.89	24.97
12	21.83	23.29	22.14	24.49	25.86	24.83
13	21.83	23.47	22.15	24.33	25.87	24.68
14	21.83	23.71	22.17	24.17	25.95	24.54
15	21.83	23.88	22.18	24.02	25.96	24.40
16	21.83	24.06	22.20	23.88	25.99	24.27
17	21.83	24.29	22.21	23.74	26.07	24.15

TAB. 5.2 – Dimensions des 17 types de cristaux (en mm). La signification des dimensions (AF, BF, CF ...) est donnée sur la figure 5.9.

**Les modules** – Un module est un ensemble de  $4 \times 10$  ou  $5 \times 10$  ( $\eta \times \phi$ ) sous-modules, soit 400 ou 500 cristaux. Les alvéoles situées dans une même colonne en  $\phi$  sont de type identique, ainsi il y a 4 (respectivement 5) types d'alvéoles par module.

**Supermodules et tonneau** – Un supermodule est une structure en aluminium regroupant un module de 500 cristaux et 3 modules de 400 cristaux. Ces modules sont alignés selon  $\eta$ , il y a donc  $17 \times 10$  ( $\eta \times \phi$ ) sous-modules dans un supermodule. Le module constitué de 500 cristaux est placé à l'extrémité intérieure du supermodule ( $|\eta| < 0.435$ ). Les cinq premiers cristaux en  $\eta$  de ce module servent à créer l'inclinaison de  $3^\circ$  selon l'angle polaire. Le support métallique formant le squelette d'un supermodule est représenté sur le schéma 5.10. Ce dessin montrant la structure telle qu'elle sera montée dans CMS, a été réalisé avec EUCLID. Les modules sont séparés les uns des autres par des cloisons en aluminium de 4 mm d'épaisseur. Ces tôles sont particulièrement délicates à façonner du fait de leur forme conique destinée à épouser la géométrie des modules. Les tôles fermant le module en  $\eta$  sont épaisses de 2 mm. Le supermodule est également contenu sur ses flancs, en  $\phi$ , par deux plaques latérales de 2 mm d'épaisseur. Enfin, un panneau cylindrique de 4 mm de diamètre (le fond de panier), sur lequel sont fixées les plaques, les tôles côniques et les sous-modules, couvre toute la longueur du supermodule à l'avant des cristaux. L'ensemble du supermodule est maintenu à l'arrière par une grille en aluminium.

La partie centrale du ECAL est construite à partir de rotations successives de  $20^\circ$  en  $\phi$  des supermodules, suivie d'une rotation de  $180^\circ$  autour de l'axe Y de CMS. Chaque demi-tonneau ainsi formé est constitué de 18 supermodules. Le tonneau complet du ECAL comprend ainsi, en tout, 61200 cristaux.

**Espaces entre les cristaux** – La distance séparant les cristaux et la matière présente dans ces espaces jouent un rôle important dans la reconstruction de l'énergie des particules. Nous avons vu précédemment qu'au sein d'un même sous-module la distance minimale entre deux cristaux voisins (en  $\phi$  ou en  $\eta$ ) est de 0.3 mm. Pour des cristaux voisins appartenant à deux sous-modules différents cette distance est de 0.5 mm.

Les contraintes mécaniques donnent une distance en  $\phi$  et en  $\eta$  entre les faces de deux cristaux appartenant chacun à un module différent, de 6 mm (voir les figures, respectivement, 5.12 et 5.11).

**Modérateur et écran thermique** – Devant chaque supermodule, entre le fond de panier et le trajectomètre, se trouvent quatre enceintes (une par module) contenant des billes en polyéthylène servant de modérateur de neutrons. Les blocs modérateurs contiennent également des tuyaux de refroidissement et le système de monitoring des cristaux : c'est par là que passent les fibres optiques chargées d'envoyer des impulsions laser à l'avant de chaque cristal. La photographie 5.13 montre l'intérieur du modérateur d'un module de cristaux (les billes de polyéthylène n'ont pas encore été insérées). Chaque modérateur est fermé à l'avant par un écran thermique dont le rôle est d'isoler le calorimètre électromagnétique du trajectomètre. En effet ce dernier fonctionne à  $16^\circ C$  tandis que l'ensemble du ECAL doit être stable à  $18^\circ C$ .

### 5.2.3 Implémentation du ECAL

La partie centrale du calorimètre électromagnétique a été entièrement décrite à l'aide de EUGENIE et fait maintenant partie intégrante de CMSIM [8], le programme de simulation

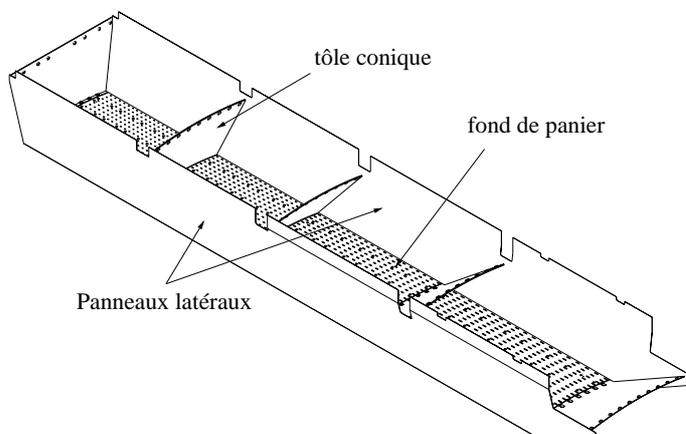


FIG. 5.10 – Dessin EUCLID de la structure en aluminium d'un supermodule.

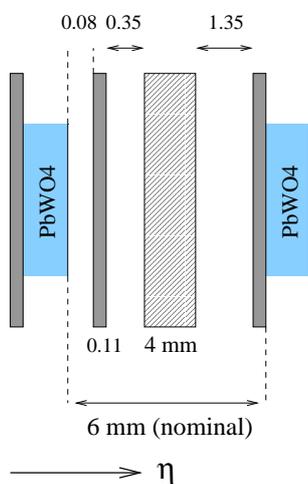


FIG. 5.11 – Écart, en  $\eta$ , entre les faces de deux cristaux appartenant à des modules différents. Les distances indiquées sont en mm, mais le schéma n'est pas à l'échelle. Pour des raisons de construction les jeux autour de la plaque d'aluminium n'ont pu être répartis.

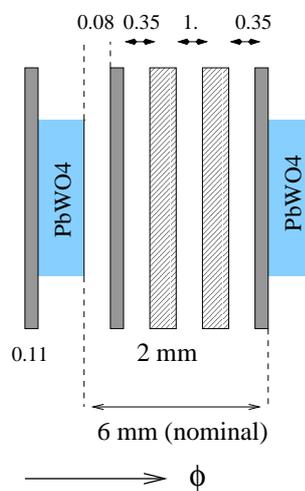


FIG. 5.12 – Écart, en  $\phi$ , entre les faces de cristaux appartenant à deux supermodules différents. Les distances sont en mm (le schéma n'est pas à l'échelle).

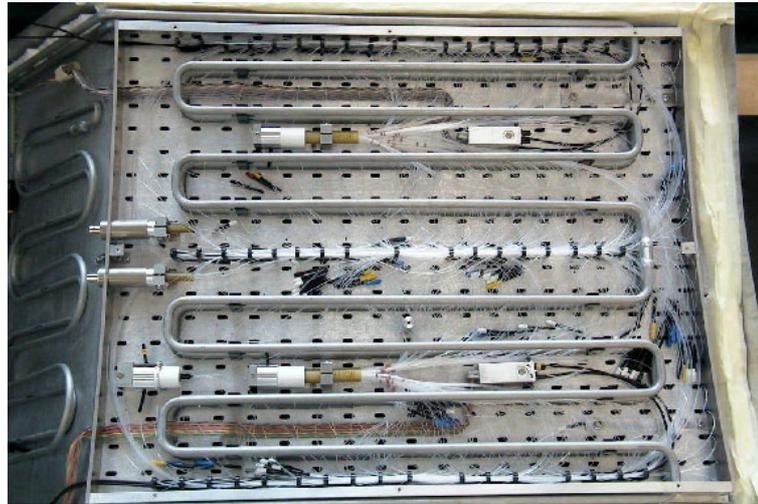


FIG. 5.13 – Intérieur d'un bloc modérateur situé à l'avant d'un module de cristaux. On note les deux rangées de circuit de refroidissement (tubes en aluminium dans lesquels circule de l'eau à  $18^{\circ}C$ ) et le système de fibres optiques permettant le monitoring laser des cristaux. Les billes de polyéthylène (absentes sur cette photographie) servant de modérateur de neutrons remplissent normalement toute l'enceinte.

officiel<sup>2</sup> du détecteur CMS. Ce choix a été motivé par le haut degré de précision et par la compacité de la description du détecteur, obtenue avec EUGENIE. Cette géométrie a remplacé, dans CMSIM, une version plus ancienne qui présentait moins de détails et ne prenait pas en compte les changements les plus récents de la structure du ECAL .

Les principales différences entre ces deux descriptions du tonneau du ECAL sont exposées ci-dessous. Les spécifications (taille, forme) et le positionnement des cristaux dans le détecteur restent les mêmes dans les deux géométries et sont conformes au dessin de CMS.

#### **Ancienne géométrie (préexistante dans CMSIM)**

Dans cette version les sous-modules sont définis comme étant des volumes d'air. Les cristaux à l'intérieur d'un même module ne sont séparés entre eux que par de l'air. Le tonneau est divisé en huit roues contenant chacune une rangée de 20 ou 25 cristaux que l'on fait tourner selon  $\phi$  360 fois : la notion de supermodule, de module et de sous-module n'existe pas. Les tôles coniques séparant les modules et les plaques latérales (en  $\phi$ ) des supermodules ne sont pas simulées.

La matière située à l'avant des cristaux se décompose en plusieurs couches :

- Des couches successives d'aluminium et d'air représentent la face avant des alvéoles. Celles-ci sont en réalité en prepreg et ont des dimensions différentes ;
- Le fond de panier est simulé, il a la bonne épaisseur (4 mm) mais est défini en fibres de carbone au lieu d'aluminium ;
- Le modérateur est représenté par une couche de polyéthylène de 27 mm. Les système de refroidissement et le câblage du monitoring ne sont pas simulés ;
- Une version simplifiée de l'écran thermique est également implémentée. Il s'agit d'une

<sup>2</sup>Il existe deux outils de simulation utilisés par la collaboration : le premier, CMSIM (GEANT 3), existe depuis quelques années et un deuxième, OSCAR [9] (GEANT 4 [10]) est en cours de développement.

couche en aluminium de 3 mm d'épaisseur.

À l'arrière des cristaux se trouvent les cartes électroniques et la grille. Les APD ne sont pas simulées.

L'architecture de la partie centrale développée dans CMSIM n'est plus tout à fait représentative de la géométrie actuelle du détecteur, en effet cette simulation a été décrite à une époque à laquelle les ensembles constituant le ECAL (notamment les matériaux présents à l'avant des cristaux) étaient encore en cours de développement.

### Nouvelle géométrie (EUGENIE)

Le volume de base contenant les cristaux est l'alvéole. Dans la nouvelle géométrie les 17 types d'alvéoles ont été reproduits à partir des schémas des véritables alvéoles. Ces dessins ont été réalisés avec EUCLID et il a été possible de les convertir en volumes GEANT grâce à EUGENIE. La matière choisie pour décrire les alvéoles est l'époxy ; c'est en effet le composant principal du mélange prépreg. Au niveau de l'arborescence GEANT, chaque alvéole est un volume mère renfermant dix cristaux (aux dimensions définies par le type de l'alvéole). Ce volume comprend également les APD (représentées par des carrés en silicium de  $25 \text{ mm}^2$  de surface et 100 microns de profondeur), situées à l'arrière de chaque cristal, et des volumes d'air, placés à l'avant des cristaux, pour simuler les porte-férules. En effet, dans la réalité, les porte-férules sont insérés dans des ouvertures carrées situées devant chaque cristal du sous-module. La présence des porte-férules crée donc un espace d'air, juste à l'avant des cristaux, qu'il est important de prendre en compte. Nous avons simulé cet effet en plaçant devant chaque cristal un parallépipède d'air, aux dimensions moyennes du volume d'air créé par le porte-férule. La géométrie du supermodule a également été définie à partir des dessins de construction EUCLID. Les parties principales composant un supermodule sont implémentées dans la nouvelle version : le fond de panier, les parois de séparation en  $\phi$  et les cloisons en  $\eta$  des modules (tôles coniques). Ces dernières ont été les plus délicates à réaliser à cause de leur forme complexe épousant la géométrie non pointante du détecteur (voir figures 5.14 et 5.15).

En ce qui concerne la matière inerte située devant le fond de panier : l'épaisseur du modérateur a été ramenée à 25 mm (polyéthylène) et l'écran thermique détaillé plus précisément. Ce dernier, épais de 3.6 mm, se décompose en plusieurs couches d'aluminium, d'époxy et de ro-hacell. L'ensemble des matériaux morts présents à l'avant des cristaux est résumé sur la figure 5.16.

Cette géométrie, plus détaillée, de la partie centrale du ECAL fait maintenant partie de la description complète du détecteur simulé dans CMSIM. Quelques modifications ont été nécessaires lors de l'intégration du ECAL dans le reste de la géométrie. Il a fallu réduire le rayon des tôles coniques et modifier la forme des panneaux latéraux pour éviter que les blocs électroniques du ECAL et les éléments composant l'interface ECAL-HCAL, ne chevauchent les supermodules. Ce problème n'est pas dû à la nouvelle géométrie, mais vient de la description moins détaillée et parfois approximative de la matière comprise entre le ECAL et le HCAL. La figure 5.17 montre un supermodule, tel qu'il a été décrit avec EUGENIE, avant modification. Le supermodule, après intégration dans CMSIM est représenté sur la figure 5.18. Le tonneau complet du ECAL est obtenu par rotations successives de ce supermodule (Cf. fig. 5.19, les cristaux ne sont pas montrés).

### Limites de la géométrie réaliste

Les blocs électroniques ne sont pas implémentés dans la géométrie EUGENIE, et la grille y est moins précisément décrite que dans l'ancienne version du ECAL. Ainsi lors de l'intégration

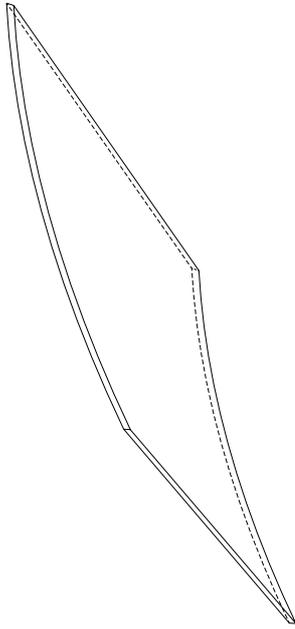


FIG. 5.14 – Schéma EUCLID d'une tôle conique.

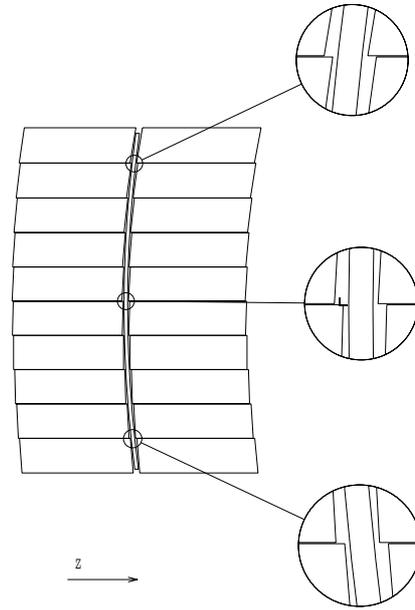


FIG. 5.15 – Vue de deux rangées de sous-modules séparées par une tôle conique.

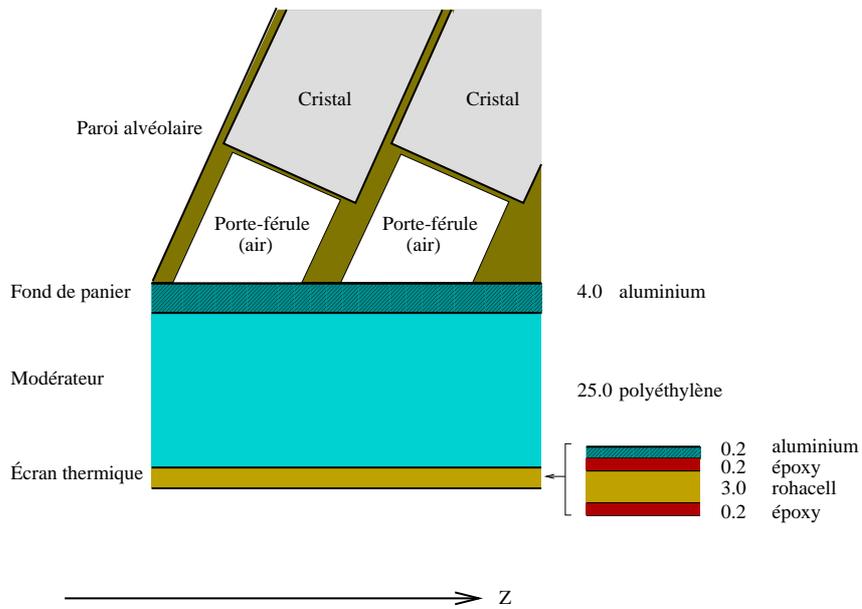


FIG. 5.16 – Matière à l'avant des cristaux. Toutes les dimensions indiquées sont en mm.

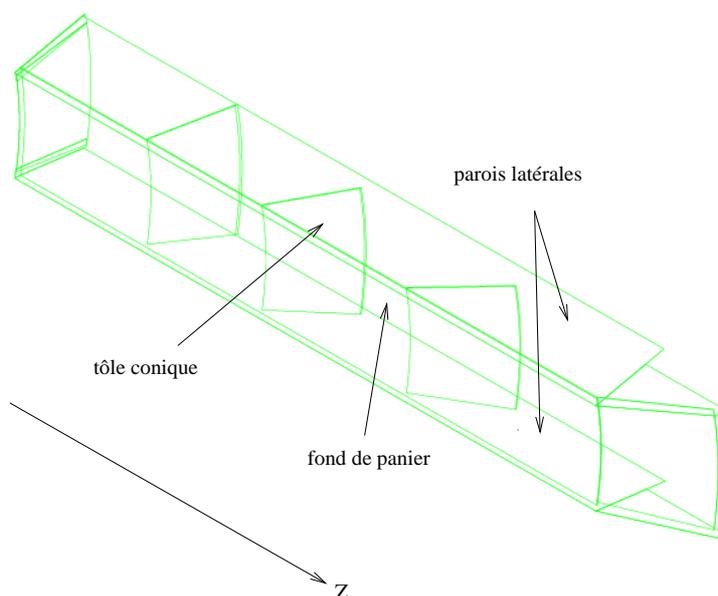


FIG. 5.17 – Ossature d'un supermodule implémenté avec EUGENIE.

dans CMSIM nous avons conservé ces éléments. Ce sont les seuls à n'avoir pas été remplacés par la nouvelle géométrie.

Le système de refroidissement et les cartes électroniques du monitoring situés à l'intérieur du modérateur n'ont, pour l'instant, pas été simulés. Ces structures sont complexes et présentent des inhomogénéités importantes. La dégradation d'énergie apportée par les matériels de refroidissement et de monitoring est cependant négligeable par rapport à la perte d'énergie dans le trajectomètre. Nous aurions pu approximer le système de refroidissement en plaçant des plaques ou des bandes d'aluminium de faible épaisseur dans le modérateur. Cette méthode simpliste ne résout pas réellement le problème de l'inhomogénéité et de l'irrégularité de la matière du modérateur et apporte vraisemblablement plus d'erreurs qu'autre chose. Pour l'instant le modérateur est donc décrit de manière simple, mais la structure en arborescence du détecteur rend possible l'ajout de volumes géométriques supplémentaires pour une implémentation future.

Le dernier point, qu'il est important de préciser, concerne la matière présente entre les cristaux. Dans l'ancienne description du calorimètre électromagnétique, l'espace intercristaux était rempli uniquement d'air, ce que nous avons voulu corriger dans la nouvelle version en intégrant les sous-modules en époxy dans la géométrie. Cette solution a cependant tendance à surestimer la quantité de matière comprise entre les cristaux d'une même alvéole : il y a en moyenne  $300 \mu m$  d'époxy, entre deux cristaux, dans la simulation, contre  $220 \mu m$  de matière en réalité. La couche d'air, entre la paroi de l'avéole et le cristal, n'a pas été décrite. En effet celle-ci est impossible à déterminer précisément car son épaisseur varie en fonction des tolérances des cristaux. De plus, les cristaux n'occupant pas tous la même position au sein de leur cavité, la couche d'air n'a pas de place définie. Les feuilles d'aluminium et le revêtement métallique

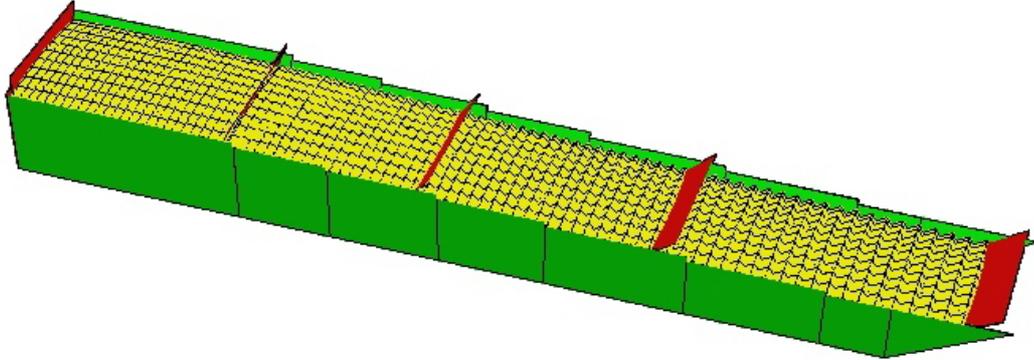


FIG. 5.18 – Vue d'un supermodule, modélisé avec EUGENIE et modifié pour l'intégration dans CMSIM.

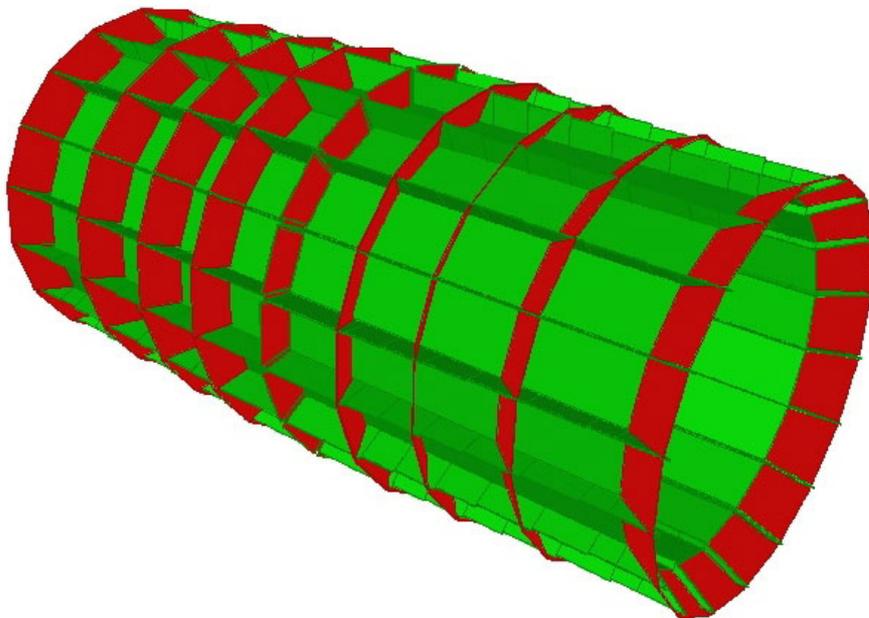


FIG. 5.19 – Squelette de la partie centrale du ECAL (simulé avec EUGENIE).

couvrant l'intérieur des parois de l'alvéole, n'ont pas non plus été simulés car il n'y a pas de solution à la fois simple et reproductible applicable aux 17 différents types d'alvéoles. Malgré tout l'approximation que nous faisons, en ne considérant que de l'époxy entre les cristaux d'une même alvéole, donne des résultats très satisfaisant (voir le paragraphe 5.3).

La géométrie de la partie centrale du ECAL, développée avec EUGENIE, n'est évidemment pas parfaite et a ses limites. Cependant les améliorations qu'elle apporte, par rapport à la version précédente, sont nombreuses :

- Description détaillée de la structure des supermodules (avec notamment l'implémentation des tôles coniques) ;
- Simulation de l'inhomogénéité apportée par la présence des porte-férules à l'avant des cristaux ;
- Description plus précise du modérateur et de l'écran thermique.

## 5.3 Comparaison avec les données expérimentales

### 5.3.1 Simulation du prototype de cristaux

La construction de la géométrie réaliste du ECAL s'est effectuée par étapes. La première sous-partie du détecteur à avoir été simulée, à l'aide de EUGENIE, est une matrice de  $5 \times 6$  cristaux. Cette matrice a servi de point de comparaison avec les données expérimentales obtenues sur des prototypes de 30 cristaux, lors des tests en faisceau de 1999 et 2000. La matrice de cristaux, inspirée de ces prototypes, est schématisée sur la figure 5.20. Comme le dessin réel, le prototype simulé est composé de 3 sous-modules de type 6, compris entre le fond de panier et la grille en aluminium, située derrière les cristaux. Les tablettes en aluminium maintenant les sous-modules à la grille sont également représentées.

L'arborescence, dans GEANT 3, de cette géométrie est montrée sur la figure 5.21. Le volume

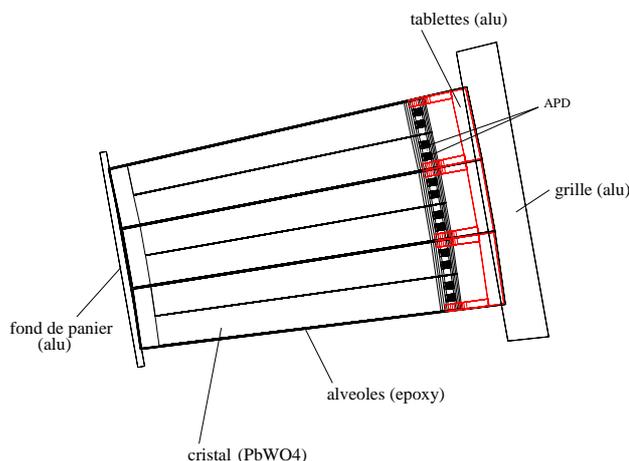


FIG. 5.20 – Simulation d'un prototype de 30 cristaux.

situé en haut de la hiérarchie (nommé "Barr") est un volume d'air aux dimensions d'un demi-tonneau du ECAL. Il englobe trois sous-volumes en air ("Modu") qui contiennent chacun une alvéole en époxy ("Alv") et la tablette en aluminium. Cette dernière se décompose en onze volumes distincts : la tablette à proprement parler ("Tab") et les éléments de support la reliant au sous-module (volumes "TR", il y en a un par cristal). Dix cristaux ("Xtal", tungstate de

plomb), avec leurs APD, sont placés dans chaque alvéole. La grille est représentée par le volume “Grid” et le fond de panier par “Fron”.

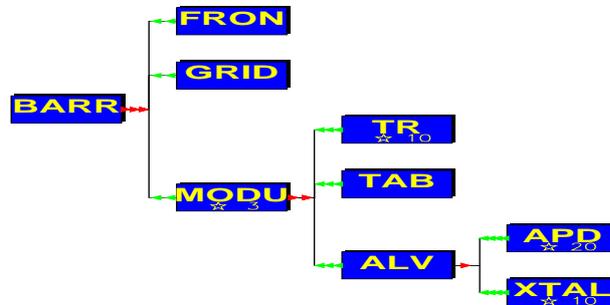


FIG. 5.21 – Hiérarchie, dans GEANT, des volumes composant le prototype simulé. “Barr” est le volume général en air, les trois volumes “modu” (air) contiennent chacun une alvéole (“Alv”), avec 10 cristaux (“Xtal”) et les 20 APD, ainsi qu’une tablette (volumes “TR” et “Tab”). La grille est représentée par le volume “Grid” et le fond de panier par “Fron”.

### 5.3.2 Balayage en position

Les tests en faisceau effectués, au cours de l’été 2000, sur le prototype de cristaux russes (décrit dans la partie 4.1.2) ont permis de réaliser une étude très fine de l’énergie déposée en fonction de la position d’impact des particules. La matrice a été balayée verticalement et horizontalement, sur plusieurs cristaux, par un faisceau d’électrons d’énergie fixe (120 GeV). En particulier toute une rangée de six cristaux en  $\phi$  a été scannée avec précision (un point tous les  $0.1^\circ$  environ).

La modélisation, dans GEANT, du prototype a été utilisée pour simuler un balayage en position [11] dans des conditions similaires aux tests expérimentaux et pour les mêmes cristaux. Le but de ce travail est de démontrer que la simulation permet de refléter de manière très précise les dépôts d’énergie dans la matrice expérimentale.

**Les simulations** ont été effectuées sans ajout de bruit électronique et avec un seuil en énergie<sup>3</sup> de 10 keV. Le prototype 2000 n’était pas incliné de  $3^\circ$  en  $\phi$  et ceci a été pris en compte dans la simulation. La figure 5.22 montre l’énergie déposée dans chaque cristal, appartenant à une rangée en  $\phi$  de la matrice (voir schéma 5.23), en fonction de la position d’incidence du faisceau. Les symboles (triangles, cercles) représentent les données expérimentales. Il y a en tout 55 points répartis uniformément sur  $6^\circ$  en  $\phi$ . Chaque point correspond à environ 2000 événements pris dans une fenêtre, définie sur le faisceau, de  $2 \times 2 \text{ mm}^2$ . D’autre part, 114 points ont été simulés à intervalles réguliers ( $\sim 1500 \text{ evt/point}$  tous les  $0.05^\circ$ ) avec un faisceau de  $4 \text{ mm}^2$ . Les points Monte-Carlo, correspondant à l’énergie recueillie dans chaque cristal, sont reliés entre eux par un ensemble de segments polynomiaux cubiques (fonction “spline”). Les points en eux mêmes n’apparaissent pas sur la figure. L’ensemble des profils d’énergie simulés a été rééchelonné par rapport aux données : la moyenne des maximums d’énergie déposée dans chaque cristal a été normalisée par rapport à la moyenne des pics d’énergie des données (ce sera également le cas pour les sommes de 9 et 25 cristaux montrées par la suite). Enfin, les profils

<sup>3</sup>Énergie en dessous de laquelle les particules ne sont plus simulées

d'énergie données/simulation ont été placés sur une même échelle en  $\phi$  (degrés) en normalisant la position, donnée par la table permettant de déplacer la matrice, des pics d'énergie des quatres cristaux centraux avec les quantités correspondantes du Monte Carlo (angle azimutal des particules générées). Le profil de chaque cristal se dessine nettement sur la figure et on constate que les points expérimentaux suivent le tracé des courbes avec une très bonne précision. Les différences les plus importantes apparaissent dans les espaces intercristaux, en effet, dans ces régions, l'énergie déposée est plus délicate à estimer car la distribution d'énergie n'est plus gaussienne. Néanmoins cette figure permet de montrer que la simulation donne une bonne description du développement latéral de la gerbe électromagnétique.

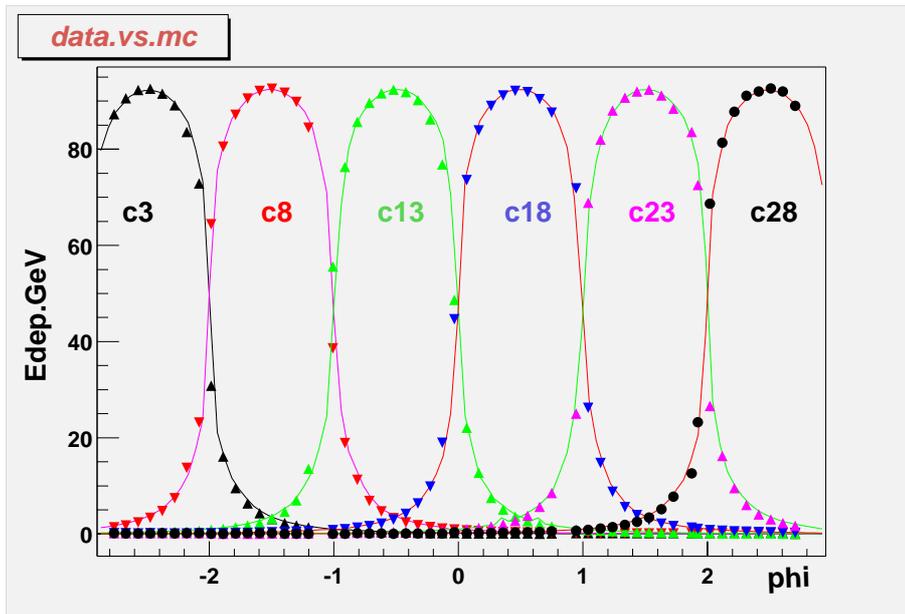


FIG. 5.22 – Énergie déposée, en fonction de la position d'incidence du faisceau, pour une rangée en  $\phi$  de cristaux. Les données expérimentales sont représentées par les symboles et la simulation par les traits continus.

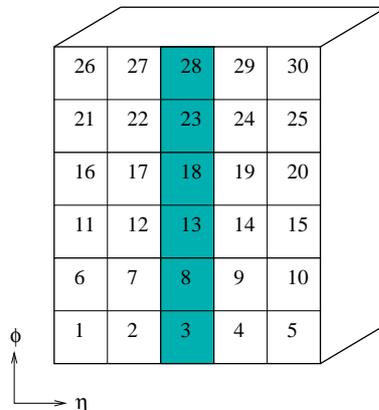


FIG. 5.23 – Numerotation des cristaux de la matrice. La zone sombre correspond aux cristaux balayés par le faisceau.

**Sommes de 9** – Sur une matrice de  $6 \times 5$  cristaux il est possible de former quatre sous-matrices de  $3 \times 3$  cristaux autour des cristaux scannés par le faisceau (*cf.* fig. 5.24). La figure 5.25 montre l'énergie déposée dans ces matrices en fonction de la position (données et simulation). On constate un très bon accord, sauf pour les points situés aux extrémités des deux sous-matrices externes pour lesquels la simulation sous-estime légèrement l'énergie déposée (de l'ordre de quelques pour mille). Cet effet peut s'expliquer par la présence des parois en cuivre sur les flancs du prototype qui permettent à une partie des particules s'échappant de la matrice d'être rétro-diffusées vers les cristaux. Ces cloisons latérales ne sont pas représentées dans la simulation, ainsi l'énergie déposée dans les cristaux du bord de la matrice est inférieure à celle mesurée en réalité. Ce phénomène, que nous n'avions pas observé pour les profils d'énergie déposée des cristaux individuels, apparaît plus clairement avec les matrices de 9 cristaux puisque le nombre de cristaux inclus dans la sommation, et pouvant être affecté par rétro-diffusion, augmente.

La sommation sur des matrices de neuf cristaux permet également d'observer les transitions entre les sous-modules (à  $\phi = \pm 1^\circ$ ). L'énergie reconstruite, à ces endroits, est majoritairement dégradée à cause de l'écart entre les cristaux et la présence de matière supplémentaire (voir 5.2.2). Regardons maintenant l'uniformité de l'énergie déposée en fonction de  $\phi$  (i.e pour chaque angle  $\phi$  on considère la courbe pour laquelle l'énergie déposée est maximale). L'énergie maximale perdue entre les sous-modules est, pour les données, de 2.8% et 2.4% ( $\phi = -1^\circ$  et  $\phi = +1^\circ$  respectivement) et 4.1% et 3.9% pour la simulation. Dans un même sous-module (transition entre les cristaux 13 et 18 par exemple) la perte d'énergie est de 2.3% pour les données et de 2.4% pour la simulation. Lorsque l'on compare ces valeurs il faut tenir compte du fait que le scan effectué avec le Monte Carlo est plus précis et que il n'y a pas assez de points dans les espaces intercristaux pour les données. D'autre part, les valeurs observées concernent une géométrie pointante de la matrice. Pour des cristaux inclinés de  $3^\circ$ , l'énergie perdue entre les cristaux est moindre (de l'ordre de 1.5%).

Pour quantifier la qualité de la reproduction des données par le Monte Carlo, nous pouvons

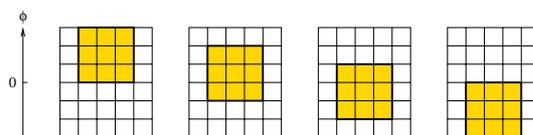


FIG. 5.24 – Sous-matrices de  $3 \times 3$  cristaux sur lesquelles sont effectuées les reconstructions d'énergie.

tracer en chaque point la dispersion de l'énergie reconstruite pour les données par rapport à la simulation (mêmes  $\phi$ ). La figure 5.26 montre le rapport  $(E_{données} - E_{MC})/E_{MC}$ , en fonction de l'angle d'incidence, pour des énergies (sommées sur 9 cristaux) supérieures à 80 GeV. Pratiquement toutes les valeurs calculées sont comprises dans l'intervalle  $\pm 2\%$ . Les régions où l'écart données/simulation est le plus important correspondent aux transitions entre les sous-modules et aux bords de la matrice (rétrodiffusion). La distribution de ces valeurs (tous  $\phi$  confondus) peut être ajustée par une gaussienne, dont le sigma est de 0.48 % (voir figure 5.27).

**Sommes de 25** – La figure 5.29 montre l'énergie reconstruite (données et simulation) en fonction de l'angle  $\phi$ , pour des groupements de  $5 \times 5$  cristaux. Deux sous-matrices de 25 cristaux ont été définies sur l'ensemble des 30 cristaux du prototype (voir le schéma 5.28). Lors du scan en  $\phi$ , la gerbe n'est contenue dans 25 cristaux que dans la région située entre

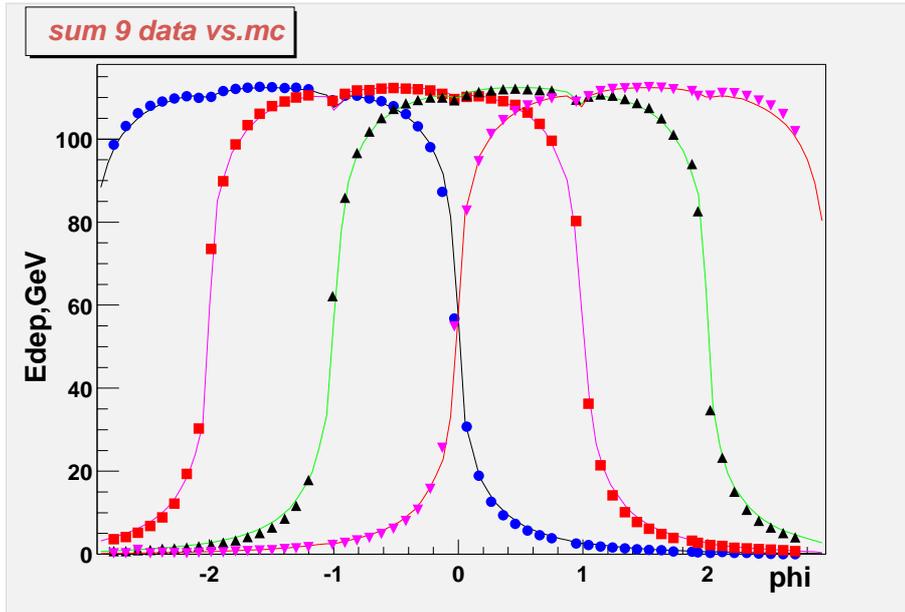


FIG. 5.25 – Énergie reconstruite dans des sous-matrices de 9 cristaux, en fonction de  $\phi$  (données : symboles, simulation : traits continus)

le milieu du cristal 13 et le milieu du cristal 18 (approximativement entre  $\phi = +0.5^\circ$  et  $\phi = -0.5^\circ$ ). Un bon accord est observé entre les données et le Monte Carlo, essentiellement dans la région où les fuites attendues sont faibles. Comme pour la somme sur 9 cristaux, les effets dus à la rétro-diffusion et aux transition entre les sous-modules sont visibles. Dans la région entre le cristal 13 et le cristal 18 la perte d'énergie déposée est de 1.8% pour les données et 1.4% pour la simulation, tandis que dans les régions entre les sous-modules cet effet de 2% pour les données et 3.2% pour le Monte Carlo. La simulation pour une géométrie non pointante donne des valeurs de l'ordre de 1.2%.

La différence relative,  $(E_{données} - E_{MC})/E_{MC}$ , entre les données et la simulation en fonction de  $\phi$  est illustrée par la figure 5.30. La comparaison avec la figure 5.26 montre que la région où l'accord est meilleur que 2% est plus réduite que pour la sommation sur 9 cristaux. Néanmoins, un ajustement gaussien de la distribution de la différence relative donne, pour la région en  $\phi$  centrale, une dispersion  $\sigma \sim 0.4\%$ .

### 5.3.3 Scan avec les muons

Nous avons vu dans la partie 4.2.3 qu'il est possible, lorsque le bruit électronique n'est pas trop élevé, de mettre en évidence les APD en utilisant un faisceau de muons. La visualisation des APD avec les muons doit pouvoir aider, en principe, au positionnement des supermodules lors des tests en faisceau. Pour vérifier cette hypothèse, deux balayages avec des muons ont été effectués sur le cristal 12 du prototype 2000, un en  $\theta$  (10 points tous les 2.5 mm sur les cristaux 12 et 13) et un selon  $\phi$  (7 points espacés de 1 mm sur le cristal 12). Pour chaque points 100k événements ont été enregistrés. Le faisceau de muons (225 GeV) utilisé au bâtiment H4 est large de  $25 \times 25 \text{ mm}^2$  et, pour être sur de l'englober dans sa totalité, la surface de déclenchement est de  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ .

La simulation a été réalisée avec un faisceau de  $25 \times 26 \text{ mm}^2$  et 100k événements par points.

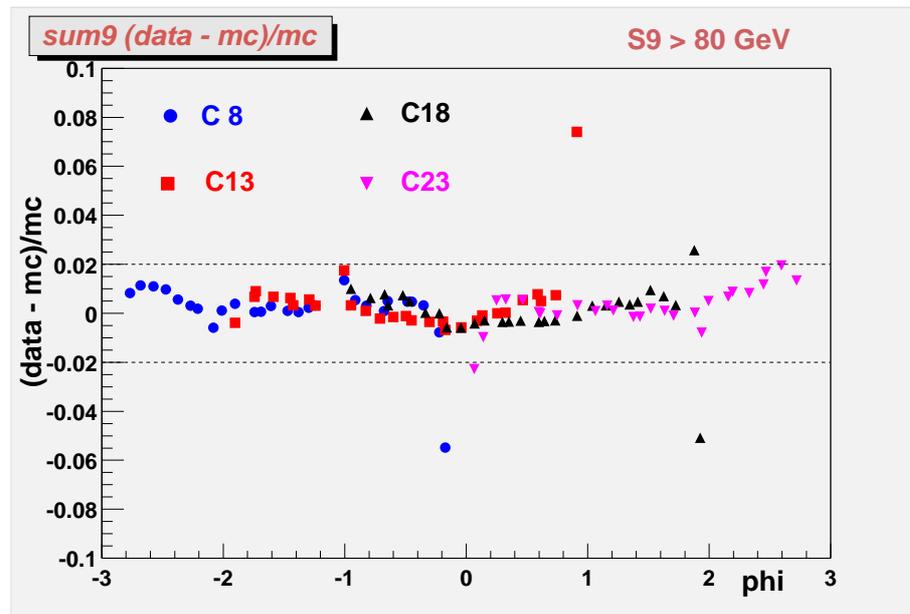


FIG. 5.26 – Dispersion de l'énergie reconstruite avec les données par rapport à la simulation, en fonction de l'angle d'incidence du faisceau. L'énergie déposée est sommée sur chacune des quatre matrices de  $3 \times 3$  cristaux et une coupure est effectuée en dessous de 80 GeV.

Les muons sont générés pour les mêmes positions en  $\phi$  que les données. La figure 5.31 montre le nombre d'événements dont l'énergie mesurée,  $E_\mu$ , est supérieure à un seuil  $E_s$ , en fonction de l'axe Y, lorsque le faisceau est centré au milieu du cristal 12 (les coordonnées en Y sont redéfinies par rapport au centre du faisceau). Les distributions obtenues pour les données et la simulation sont superposées sur ce graphique. Dans les deux cas on voit clairement apparaître le profil des deux APD du cristal 12. La forme de la distribution obtenue avec les données est cependant moins nette à cause du bruit électronique (de l'ordre de 110 MeV par cristal). Contrairement à la partie 4.2.3, deux APD, au lieu d'une seule, sont mises en évidence. En effet les cristaux du prototype 2000 sont pointants en  $\phi$ , ainsi, lorsque le faisceau illumine entièrement la face avant d'un cristal, les deux APD sont traversées par des muons sur la totalité de leur surface et sont donc observables. Pour effectuer une comparaison quantitative entre les données et la simulation nous déterminons le milieu des APD pour chacun des profils. Le milieu des APD simulées est aisé à calculer, tandis qu'il est nécessaire de l'estimer avec un ajustement pour les données. La différence entre les valeurs mesurées pour les données et pour le Monte Carlo est montrée, en fonction de  $\phi$  sur la figure 5.32. Pour les trois derniers points du scan en  $\phi$  seule une APD apparaît. En effet le faisceau n'éclaire plus que la moitié (ou moins) de la face avant du cristal. Dans ce cas le milieu est déterminé pour une seule APD et l'accord entre les données et la simulation a alors tendance à être moins bon. La différence, cependant, reste inférieure à 0.25 mm. Ce résultat est très prometteur : les supermodules qui seront pré-étalonnés en faisceau dans les années à venir, pourront être positionnés en comparant, en quelques points, le profil des APD observées avec un faisceau de muons au profil donné par la simulation. Toutefois pour que cette méthode soit valable, il est nécessaire que le bruit électronique ne soit pas trop élevé (au delà de 150 MeV de bruit par cristal la détection directe des muons avec les APD est fort compromise).

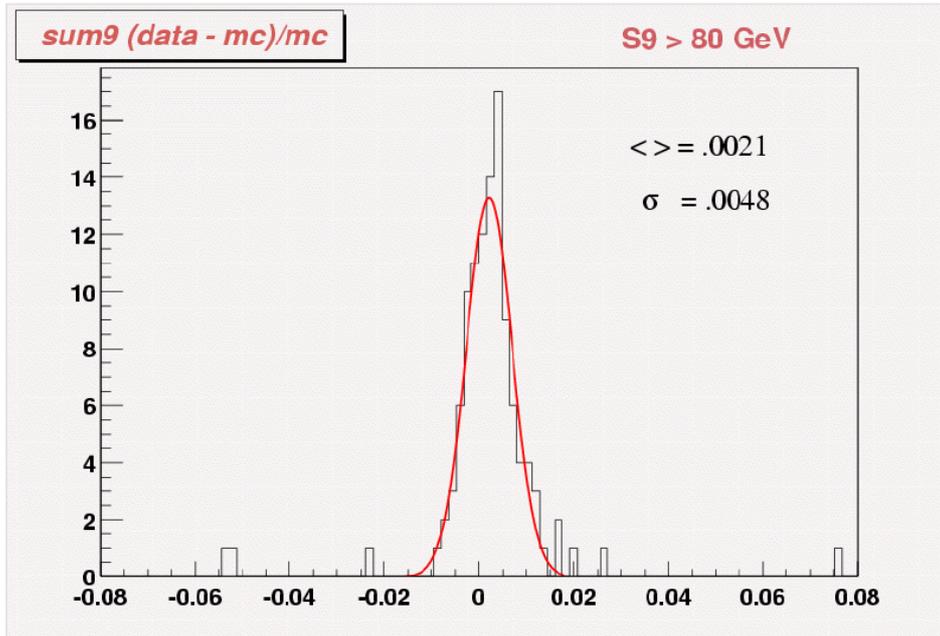


FIG. 5.27 – Distribution de la dispersion des valeurs données-Monte Carlo ( $E_9 > 80 \text{ GeV}$ ). La simulation reproduit l'énergie déposée expérimentalement à mieux que 0.5 % près.

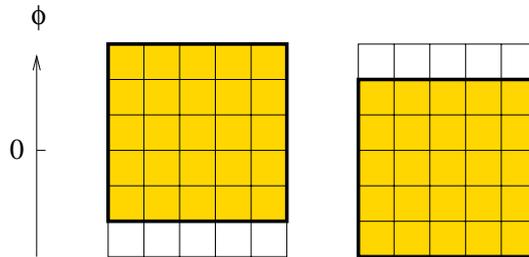


FIG. 5.28 – Sous-matrices de  $5 \times 5$  cristaux sur lesquelles sont effectuées les reconstructions d'énergie.

## 5.4 Conclusion

Nous avons pu, avec l'aide du bureau d'étude de Lyon, développer la simulation réaliste de la partie centrale du calorimètre électromagnétique. Cette géométrie a permis d'obtenir un excellent accord entre les données et la simulation lors du balayage fin d'un prototype de 30 cristaux effectué en faisceau test, avec des électrons de 120 GeV. D'autre part, une méthode basée sur la détection directe des muons avec les APD, a été proposée pour positionner les supermodules lors des futurs tests de pré-étalonnage.

La description complète du tonneau du calorimètre électromagnétique, développé avec EUGENIE, a été acceptée par la collaboration CMS et fait maintenant partie intégrante de la simulation officielle du détecteur.

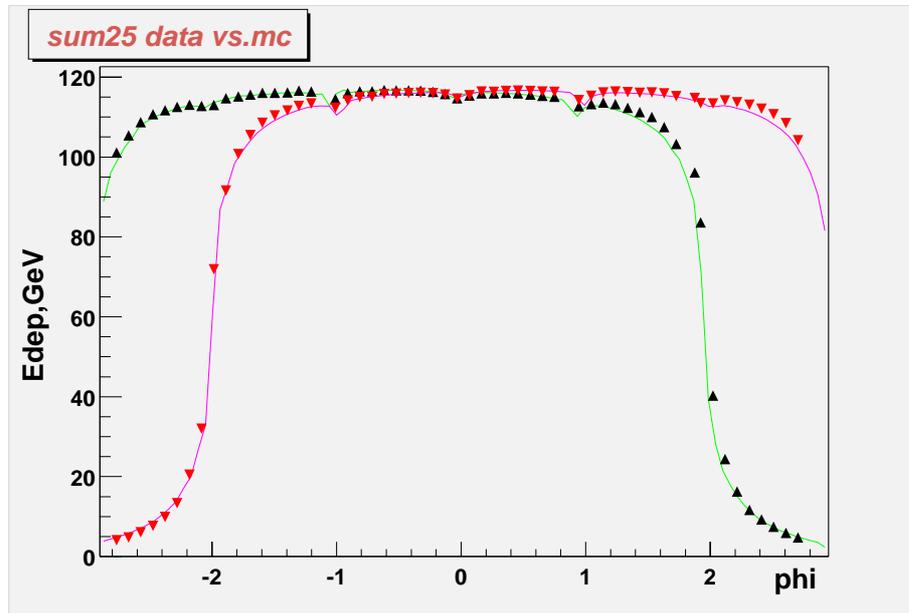


FIG. 5.29 – Énergie reconstruite, sur 25 cristaux, en fonction de  $\phi$  (données : symboles, simulation : traits continus)

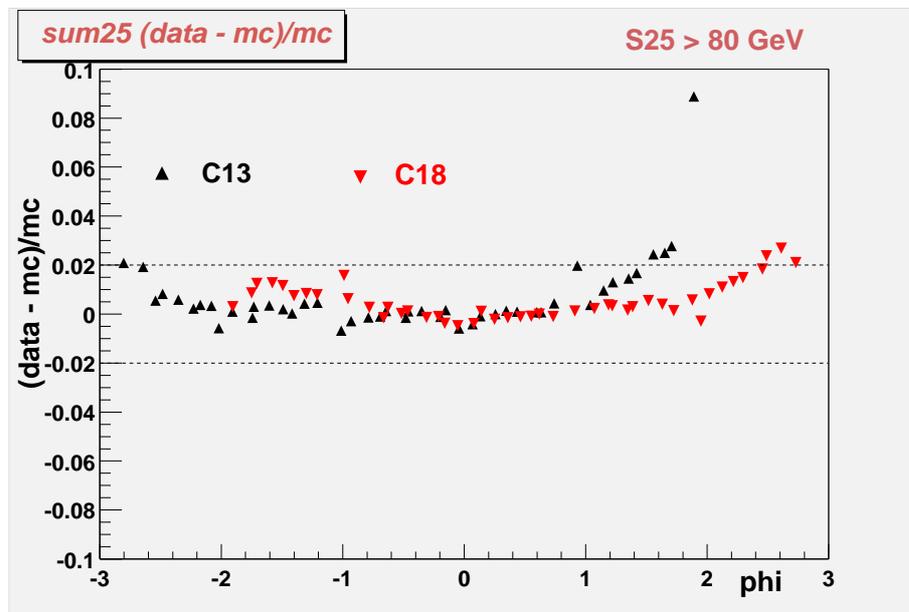


FIG. 5.30 – Dispersion de l'énergie reconstruite avec les données par rapport à la simulation, en fonction de l'angle d'incidence du faisceau (somme sur 25 cristaux et coupure en dessous de 80 GeV).

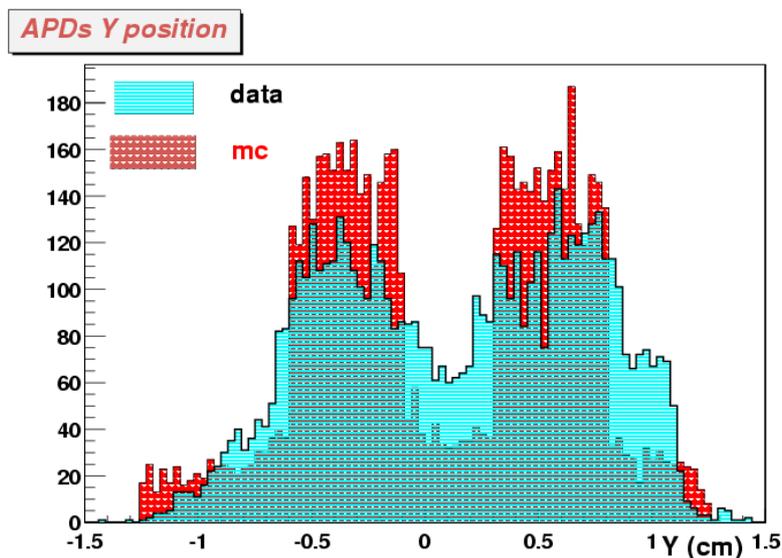


FIG. 5.31 – Visualisation des APD du cristal 12. Le faisceau est centré sur le cristal et le nombre d'événements, tels que  $E_\mu > E_s$ , est tracé en fonction de l'axe Y.

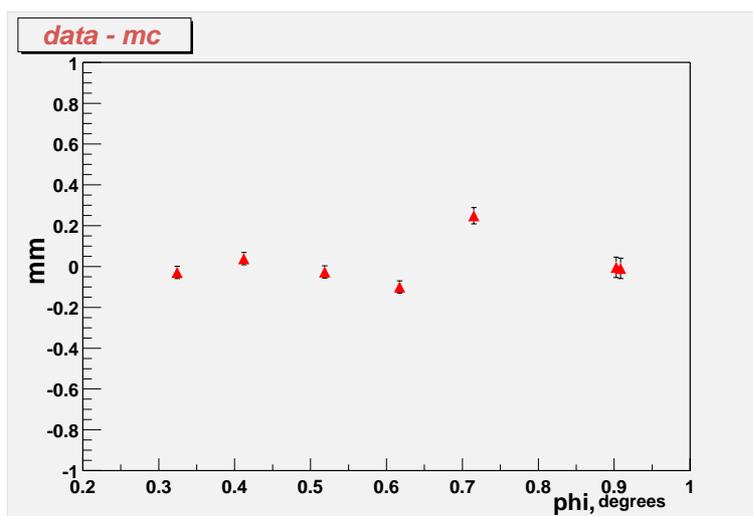


FIG. 5.32 – La position du milieu des APD est déterminée, en chaque points, pour la simulation et les données. La différence entre ces valeurs est tracée, en fonction de  $\phi$ , sur cette figure.

# Bibliographie

- [1] V. Boninchi et al., *EUGENIE : EUclid GEaNt IntErface*, Version 3.060 V2. Interface Euclid 3 V2 - Geant 3, <http://www-euclid.in2p3.fr/eugenie.html>. V. Boninchi, A. Floquet, C. girard, M. Maire, *Euclid-Geant Interface*, Annecy 9 Novembre 1993.
- [2] EADS Matra Datavision, EUCLID version 3.2. Site web Euclid de l'IN2P3 : <http://www-euclid.in2p3.fr>.
- [3] R. Brun et al., *GEANT Version 3.21*, CERN DD/EE/83-1 (revised). Sept 1987. GEANT 3 writeup, <http://consult.cern.ch/writeup/geant/>.
- [4] J.C. Mabo, Bureau d'étude de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.
- [5] ZEBRA system, CERN program library. <http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/zebra.html3/zebramain.html>.
- [6] Technical Design Report, *The Electromagnetic Calorimeter Project*, CERN/LHCC 97-33.
- [7] ECAL Barrel Engineering Design Review, CMS EDR 1999/039.
- [8] CMSIM, CMS Simulation and Reconstruction Package, programme de reconstruction en Fortran, <http://cmsdoc.cern.ch/cmsim/cmsim.html>.
- [9] OSCAR, *Object oriented Simulation for CMS Analysis and Reconstruction*, programme de simulation OO basé sur GEANT4. ORCA, *Object Reconstruction for CMS Analysis*, programme de reconstruction OO, <http://cmsdoc.cern.ch/orca>.
- [10] GEANT 4, outil de simulation du passage des particules dans la matière, codé en C++, <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4>.
- [11] J. Donini et al., *Precise Scans of a PbWO<sub>4</sub> Matrix and Comparison with a Detailed Monte-Carlo*, CMS Note en préparation.



# Conclusion

La première partie de ce mémoire a été consacrée à l'évaluation des performances du calorimètre électromagnétique de CMS à travers l'étude en faisceau de plusieurs matrices de 30 cristaux, dont les structures et les composants mécaniques sont conformes au dessin final de l'appareillage. Un prototype testé avec des faisceaux d'électrons de 15 à 280 GeV a permis d'étudier avec précision la résolution en énergie du calorimètre. Des résultats très encourageants ont été obtenus sur deux termes paramétrisant la résolution en énergie : le terme stochastique, résultant de la photostatistique dans les cristaux et les APD et de la segmentation transversale du calorimètre, et le terme constant traduisant l'uniformité de la réponse des cristaux, la précision de l'étalonnage de chaque voie et la capacité du calorimètre à contenir longitudinalement la gerbe électromagnétique. Au vu de ces résultats la résolution finale à laquelle on peut s'attendre pour le ECAL, à haute luminosité, est de 0.6% à 100 GeV. Une résolution d'une telle qualité est un atout majeur pour le détecteur CMS, notamment pour la recherche du boson de Higgs léger ( $115 \leq m_H \leq 150$  GeV).

Deux autres prototypes similaires au précédent, mais avec des cristaux de pré-production, ont été mis en faisceau avec pour objectif l'étude de la variation de la réponse de chaque voie au cours du temps, en particulier lors de cycles d'irradiation. Il s'agit là d'un point capital, en effet le taux de radiation attendu au LHC est très élevé et la réponse des voies du ECAL évoluera au cours de la durée de l'expérience. Un système d'injection de lumière laser permet de comparer la réponse des cristaux soumis à un faisceau d'électrons de 120 GeV avec le signal laser. Le rapport de l'évolution du signal faisceau sur l'évolution du signal laser constitue le rapport R. Nous avons constaté que les cristaux des prototypes étudiés présentaient des différences de comportement face aux radiations et qu'il y avait une dispersion importante dans le rapport R entre les cristaux. Cependant, le nombre de cristaux irradiés était peu élevé et le laser utilisé n'avait pas les spécifications finales, de sorte qu'il est difficile de tirer des conclusions définitives sur les cristaux. Ces expériences ont permis, néanmoins, de montrer l'efficacité du système de monitoring des cristaux dans la mesure où un suivi en lumière de tous les cristaux a été réalisé avec succès pendant plusieurs dizaines de jours.

Enfin, un prototype muni d'une électronique proche, dans son principe de fonctionnement, de celle prévue pour le ECAL a été étudié en faisceau. Cette électronique de lecture permet un échantillonnage du signal à 40 MHz et possède, grâce à un système multigain, une gamme dynamique étendue (de 50 MeV au TeV). Nous avons ainsi pu reconstruire la forme du signal pour des électrons de différentes énergies (de 15 à 280 GeV) et pour des impulsions laser. Une étude du bruit nous a permis de mettre en évidence des problèmes d'oscillation du signal. Nous montrons qu'il est possible de réduire ce bruit par la soustraction des corrélations entre les voies.

Les difficultés rencontrées illustrent à quel point la construction du calorimètre électromagnétique représente un véritable défi. La mise en place du ECAL est complexe et passe par l'expérimentation successive de prototypes permettant de s'approcher progressivement des prérequis de CMS. Dans cette optique une étape considérable va être franchie cet été avec le test en faisceau d'un module de 400 cristaux. Un accent particulier sera porté sur l'étude de la chaîne électronique et la mesure du rapport R pour un grand nombre de cristaux.

La deuxième partie de cette thèse est consacrée à la simulation détaillée de la partie centrale du calorimètre électromagnétique. Nous avons travaillé en collaboration avec le bureau d'étude de Lyon dans l'objectif d'obtenir une description du ECAL la plus proche possible

de la réalité. En effet, une part importante de la recherche et de la découverte de nouvelles particules repose sur le réalisme de la représentation du détecteur. Afin de réaliser ce projet, nous avons utilisé une interface entre un logiciel de CAO (EUCLID) et le programme de simulation GEANT 3.

Cette géométrie détaillée est comparée à des résultats obtenus avec les prototypes expérimentaux, lors d'un balayage fin avec des électrons de 120 GeV. D'autre part une méthode de positionnement des cristaux avec les muons est étudiée. L'accord remarquable entre les données et le Monte Carlo permet de valider la qualité de la simulation du ECAL. Celle-ci a d'ailleurs été incluse par la collaboration CMS dans son programme de simulation et son implémentation avec GEANT 4 est en projet.