HAL
open science

Caractérisation de détecteurs à plaques résistives de verres de basse résistivité en vue de la mise à niveau de CMS

François Lagarde

To cite this version:

François Lagarde. Caractérisation de détecteurs à plaques résistives de verres de basse résistivité en vue de la mise à niveau de CMS. Physique des accélérateurs [physics.acc-ph]. Université de Lyon, 2017. Français. NNT : 2017LYSE1217 . tel-01736264

HAL Id: tel-01736264

https://theses.hal.science/tel-01736264v1

Submitted on 16 Mar 2018

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

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

N° d'ordre NNT : 2017LYSE1217

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée au sein de
l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale ED52
École doctorale de Physique et d'Astrophysique (PHAST)

Spécialité de doctorat : Physique des Particules

Soutenue publiquement le 20/10/2017, par :
François Sylvain René LAGARDE

Caractérisation de détecteurs à plaques résistives de verres de basse résistivité en vue de la mise à niveau de CMS

Devant le jury composé de :

AUGIER Corinne, Professeur des universités, Université Lyon 1	Présidente
URIBE-ESTRADA Cecilia, Professeur, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla	Rapporteur
DUPIEUX Pascal, Directeur de recherche CNRS, Université Blaise Pascal	Rapporteur
AUGIER Corinne, Professeur des universités, Université Lyon 1	Examinatrice
CROTTY Ian, Chercheur, University of Wisconsin–Madison	Examinateur
GRENIER Gérald, Maître de Conférence, Université Lyon 1	Directeur de thèse
GOUZEVITCH Maxime, Chargé de recherche CNRS, Université Lyon 1	Co-directeur de thèse

N° d'ordre NNT : 2017LYSE1217

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée au sein de
l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale ED52
École doctorale de Physique et d'Astrophysique (PHAST)

Spécialité de doctorat : Physique des Particules

Soutenue publiquement le 20/10/2017, par :
François Sylvain René LAGARDE

Caractérisation de détecteurs à plaques résistives de verres de basse résistivité en vue de la mise à niveau de CMS

Devant le jury composé de :

AUGIER Corinne, Professeur des universités, Université Lyon 1	Présidente
URIBE-ESTRADA Cecilia, Professeur, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla	Rapporteur
DUPIEUX Pascal, Directeur de recherche CNRS, Université Blaise Pascal	Rapporteur
AUGIER Corinne, Professeur des universités, Université Lyon 1	Examinatrice
CROTTY Ian, Chercheur, University of Wisconsin–Madison	Examinateur
GRENIER Gérald, Maître de Conférence, Université Lyon 1	Directeur de thèse
GOUZEVITCH Maxime, Chargé de recherche CNRS, Université Lyon 1	Co-directeur de thèse

UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON 1

Président de l'Université	M. le Professeur Frédéric FLEURY
Président du Conseil Académique	M. le Professeur Hamda BEN HADID
Vice-président du Conseil d'Administration	M. le Professeur Didier REVEL
Vice-président du Conseil Formation et Vie Universitaire	M. le Professeur Philippe CHEVALIER
Vice-président de la Commission Recherche	M. Fabrice VALLÉE
Directrice Générale des Services	Mme Dominique MARCHAND

COMPOSANTES SANTÉ

Faculté de Médecine Lyon Est – Claude Bernard	Directeur : M. le Professeur G.RODE
Faculté de Médecine et de Maïeutique Lyon Sud – Charles Mérieux	Directeur : Mme la Professeure C. BURILLON
Faculté d'Odontologie	Directeur : M. le Professeur D. BOURGEOIS
Institut des Sciences Pharmaceutiques et Biologiques	Directeur : Mme la Professeure C. VINCIGUERRA
Institut des Sciences et Techniques de la Réadaptation	Directeur : M. X. PERROT
Département de formation et Centre de Recherche en Biologie Humaine	Directeur : Mme la Professeure A-M. SCHOTT

COMPOSANTES ET DÉPARTEMENTS DE SCIENCES ET TECHNOLOGIE

Faculté des Sciences et Technologies	Directeur : M. F. DE MARCHI
Département Biologie	Directeur : M. le Professeur F. THEVENARD
Département Chimie Biochimie	Directeur : Mme C. FELIX
Département GEP	Directeur : M. Hassan HAMMOURI
Département Informatique	Directeur : M. le Professeur S. AKKOUCHE
Département Mathématiques	Directeur : M. le Professeur G. TOMANOV
Département Mécanique	Directeur : M. le Professeur H. BEN HADID
Département Physique	Directeur : M. le Professeur J-C PLENET
UFR Sciences et Techniques des Activités Physiques et Sportives	Directeur : M. Y.VANPOULLE
Observatoire des Sciences de l'Univers de Lyon	Directeur : M. B. GUIDERDONI
Polytech Lyon	Directeur : M. le Professeur E.PERRIN
École Supérieure de Chimie Physique Électronique	Directeur : M. G. PIGNAULT
Institut Universitaire de Technologie de Lyon 1	Directeur : M. le Professeur C. VITON
École Supérieure du Professorat et de l'Éducation	Directeur : M. le Professeur A. MOUGNIOTTE
Institut de Science Financière et d'Assurances	Directeur : M. N. LEBOISNE

“ *Qui addit scientiam addit et dolorem* ”

(Ecc. I, 18)

Sommaire

Remerciements **1**

Introduction **3**

1 Le vademecum du Modèle Standard **5**

1 Un bref historique 5

2 Le Modèle Standard de la physique des particules 7

3 Les succès du Modèle Standard 15

4 Les faiblesses du Modèle Standard 16

5 Au-delà du Modèle Standard 18

2 Le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC) **19**

1 Le complexe d'accélérateurs du CERN 19

2 Le Large Hadron Collider 21

3 Le détecteur Compact Muon Solenoid (CMS) **33**

1 Le détecteur Solénoïde compact à muons (CMS) 33

2 Les sous-détecteurs de CMS 36

3 Le système de déclenchement et d'acquisition de données 48

4 Mises à niveau et amélioration de CMS 50

4 Les Chambres à plaques résistives de CMS **53**

1 Les chambres à plaques résistives (RPC) 53

2 Les Resistive Plate Chambers de CMS 64

3 Mise à niveau des RPC pour la Phase-2 de CMS 68

5 Les plaques résistives de verre de basse résistivité **71**

1 Le verre dopé de basse résistivité 72

2 Caractérisation des Glass Resistive Plate Chamber (GRPC) 73

3 Électronique "semi-digitale" 73

4 Programme d'analyse pour les chambres à élecronique HARDROC . . 81

5 Tests en faisceaux 84

6 Tests au Gamma Irradiation Facility (GIF++) 91

7 Création du Electronic LOGbook (ELOG) 97

8 Vieillissement des chambres au GIF++ 97

9 Les chambres de basse résistivité de taille RE1/1 106

10 Tests en faisceaux au SPS (mai–juin 2016) 110

11 Programme d'analyse pour les chambres à électronique CMS 114

12 Tests au GIF++ 118

13 Étude du bruit et du courant en fonction du pourcentage de SF_6 . . . 121

14 Tests en faisceaux au GIF++ des chambres $32 \times 30\,\mathrm{cm}^2$ à *strips* . . . 125

15 Conclusion 129

6 Électronique des improved Resistive Plate Chamber **131**

1 Principe de fonctionnement 131

2 Le Prototype 132

3 Résolution temporelle du PCB 134

4 Test en faisceaux au SPS (mai 2017) 134

5 Conclusion 139

7 Conclusion et perspectives **141**

A Table récapitulative des tests en faisceaux **145**

B elogd.cfg pour le logbook du GIF++ **151**

Bibliographie **155**

Table des figures **162**

Liste des tableaux **177**

Table des matières **179**

Acronymes **183**

Remerciements

> *Caminante, son tus huellas*
> *el camino y nada más ;*
> *Caminante, no hay camino,*
> *se hace camino al andar.*
> *Al andar se hace el camino,*
> *y al volver la vista atrás*
> *se ve la senda que nunca*
> *se ha de volver a pisar.*
> *Caminante no hay camino*
> *sino estelas en la mar.*
>
> Antonio Machado

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse, Gérald Grenier, mon co-directeur de thèse, Maxime Gouzevitch ainsi que le professeur Imad Laktineh. Ils ont su me faire confiance et m'ont permis de prendre une grande part de responsabilité dans le projet. Ils m'ont également donné la possibilité de présenter mes résultats et mon travail dans des conférences internationales ainsi que d'assister à de nombreuses écoles.

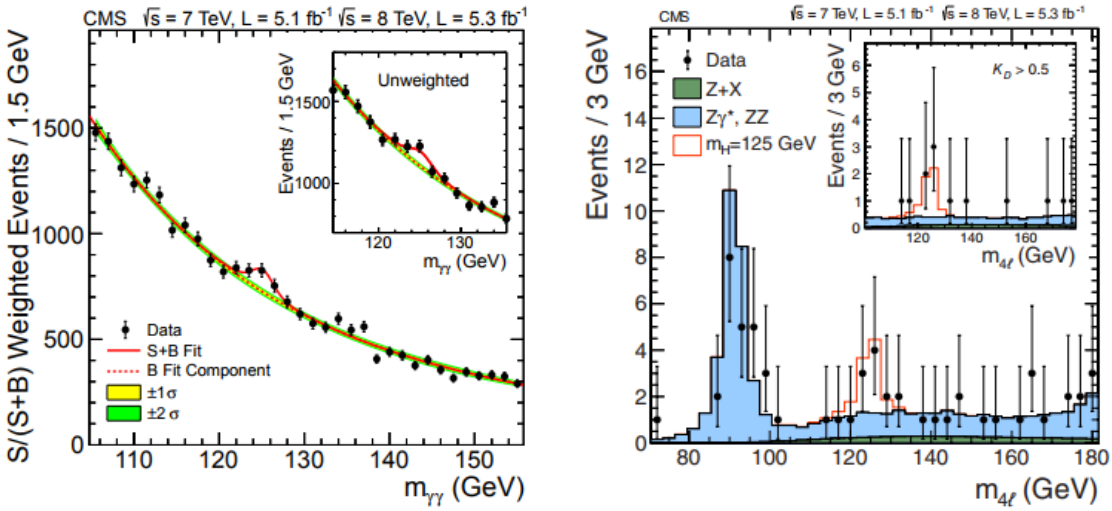
Je remercie également Pascal Dupieux et Cécilia Uribe-Estrada d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, pour leurs commentaires ainsi que leurs conseils. Je tiens aussi à remercier Corinne Augier pour sa relecture attentive et les corrections orthographiques ainsi que Ian Crotty d'avoir bien voulu faire partie de mon jury de thèse.

Un grand merci à toutes les personnes avec qui j'ai eu la chance de travailler, les services informatiques, électroniques, instrumentation, mécanique, logistique et secrétariat. Sans oublier mes collègues de bureaux, Anne-Laure, Elvire, Andrey et Hugues, pour leur aide et leur compréhension lors des périodes d'analyses de données et de compilations infructueuses ; ma marraine de thèse, Sacha Davidson, qui même après son départ, ne m'a pas oublié. Un grand merci également à Victor pour son aide et à Francis pour nos discussions passionnantes. Merci également à Alexis, Jan, Ian, Salvador, Cécilia pour leur bonne humeur ; Sans eux, la salle de contrôle à 2h du matin aurait été bien terne. Sans oublier tous les participant aux tests sur faisceaux du GIF++, pour leur patience devant notre "débrouillardise" et lors de nos nombreux arrêt faisceaux.

J'aimerais aussi remercier ma famille, qui malgré la distance a toujours su me motiver et m'encourager. Enfin, je tiens à remercier particulièrement mon parrain et oncle Francis, pour la relecture complète de ce manuscrit et ses commentaires avisés.

Introduction

Le détecteur *Compact Muon Solenoid* (CMS) est un détecteur généraliste placé sur la ligne du faisceau du collisionneur *Large Hadron Collider* situé à l'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire (CERN). CMS a permis de produire d'excellents résultats scientifiques[1] et notamment la découverte du boson de Higgs en 2012 (cf.Fig 1) conjointement avec le détecteur *A Toroidal LHC ApparatuS* (ATLAS).



(a) Distribution de la masse invariante en diphoton. Chaque événement est affecté du poids $S/(S+B)$ de sa catégorie. Les lignes représentent l'ajustement du bruit de fond et du signal, les bandes colorées représentent les écarts-types du bruit de fond à ± 1 et $\pm 2\sigma$.

(b) Distribution de la masse invariante pour l'analyse $ZZ \to 4l$. Les points représentent les données, les histogrammes pleins le bruit de fond et l'histogramme creux montre le signal attendu pour un boson de Higgs de masse $M_H = 125\,\text{GeV}$ ajouté au bruit de fond attendu.

Fig. 1 Les deux canaux de désintégration du boson de Higgs ayant permis sa découverte dans l'expérience CMS [1].

Cependant, aucune trace de nouvelle physique n'a été trouvée. Afin d'améliorer la capacité de détection de nouvelle physique, le LHC va subir une mise à niveau en 2026 afin d'augmenter sa luminosité instantanée par un facteur 5 à 7,5 et sera renommé pour l'occasion *High Luminosity Large Hadron Collider* (HL-LHC). L'augmentation de la luminosité du LHC aura des conséquences importantes pour les détecteurs placés sur sa ligne de faisceaux (augmentation de l'empilement et du flux de particules produites lors des collisions etc.). Afin de faire face à l'augmentation du taux de collisions et de profiter de cette augmentation de luminosité instantanée, le détecteur CMS doit être mis à niveau.

1. Plus de 600 papiers ont été publiés.

Cette thèse se concentre sur la mise à niveau du trajectographe à muons de CMS et plus particulièrement sur l'instrumentation de zones de ce trajectographe par des Resistive Plate Chambers (RPC) de nouvelle génération capables de supporter les flux de particules parcourant ces zones.

Le premier chapitre décrit succinctement le contexte historique, théorique et expérimental de la physique des particules et présente également ses lacunes. Ceci nous permettra de comprendre les enjeux et la nécessité de construire des collisionneurs et des détecteurs de plus en plus puissants.

Le second chapitre présente le LHC, le collisionneur le plus puissant actuellement, sa chaine d'accélération nécessaire pour porter à une énergie inégalée jusqu'alors, les différentes expériences placées sur sa ligne de faisceaux et le projet de sa mise à niveau vers le HL-LHC.

Le troisième chapitre décrit de manière détaillée le détecteur CMS ainsi que l'ensemble de ses sous-détecteurs. Il présente également le système de déclenchement et d'acquisition de données ainsi que plusieurs des améliorations nécessaires pour sa mise à niveau afin de pouvoir profiter au maximum de la hausse de la luminosité instantanée qui sera fournie par le HL-LHC.

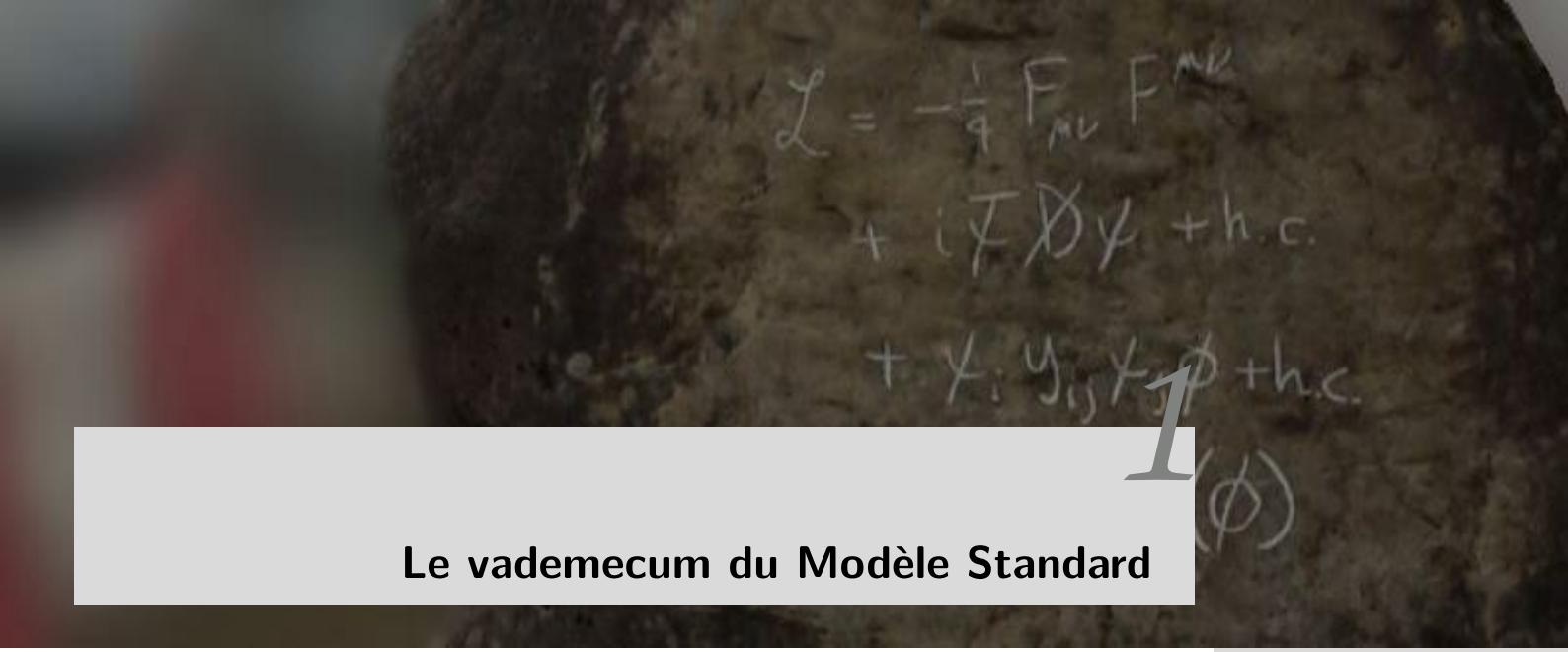
Le quatrième chapitre se veut un historique sommaire des RPC ainsi qu'une explication de leur principe et leurs modes de fonctionnement en général. Il décrit également les chambres RPC présentes dans CMS, le mélange de gaz utilisé, leur électronique et la détermination de leurs points de fonctionnement. Il présente aussi les améliorations qui seront apportées lors de la mise à niveau du trajectographe à muons ainsi que le type de chambre et d'électronique privilégié pour cette mise à niveau.

Le cinquième chapitre présente les résultats obtenus lors de divers tests en faisceaux à DESY (Allemagne), au PS, SPS, GIF++ (tous trois basés au CERN), pour un type de chambre, utilisant des verres de basse résistivité, développé à l'IPNL en collaboration avec nos collègues chinois de l'Université de Tsinghua. Il présente également les types d'électronique utilisés lors de ces tests en faisceaux et les programmes d'analyse utilisés afin d'obtenir ces résultats ainsi que leur validation par simulation Monte-Carlo. Il démontre également la faisabilité de grandes chambres de type RE1/1 en utilisant des verres de taille maximale 32 cm$\times$30 cm et ce par deux méthodes différentes de pavage.

Le sixième chapitre présente un prototype de PCB à strips ainsi qu'une électronique à base d'ASIC PETIROC2 permettant d'obtenir la position le long des strips par lecture de ceux-ci des deux côtés. Les tout premiers résultats obtenus avec ce PCB, qui ont permis de choisir et de privilégier cette solution pour le TDR concernant la mise à niveau du trajectographe à muons de CMS, sont également inclus dans ce chapitre.

Le dernier chapitre fait un résumé des résultats obtenus et des démarches effectuées lors de cette thèse et expose les prochaines étapes à réaliser afin d'inclure cette électronique au sein du détecteur CMS.

Enfin, précisons pour le lecteur aussi peu enclin que l'auteur de cette thèse à la résolution des énigmes engendrées par l'utilisation de sigles et d'acronymes qu'un glossaire répertoriant ces termes abscons est placé en fin d'ouvrage.



1 Le vademecum du Modèle Standard

Contenu :

1 Un bref historique **5**
2 Le Modèle Standard de la physique des particules **7**
2.1 Les particules élémentaires 7
2.2 Le formalisme du Modèle Standard 10
2.3 Lagrangien du Modèle Standard 11
3 Les succès du Modèle Standard **15**
4 Les faiblesses du Modèle Standard **16**
5 Au-delà du Modèle Standard **18**

Dans ce chapitre, un bref historique de la Physique des particules est donné ainsi qu'un résumé et une description de la théorie la plus aboutie dans ce domaine, appelée le Modèle Standard (MS). Il sera également discuté des faiblesses et limites de cette théorie ainsi que de ses éventuelles extensions.

1 Un bref historique

De tout temps les hommes ont voulu comprendre et maîtriser la nature. Cette quête a amené de nombreux penseurs, et notamment les philosophes Grecs, à proposer des explications sur le monde qui nous entoure, et certaines de leurs idées se révéleront florissantes et donneront, des siècles plus tard, naissance à la Physique en tant que science au sens moderne du mot.

Anaxagore (∼500–428 av.J.-C.) prônait que toute chose est formée de particules élémentaires. Cette idée sera reprise par Empédocle (∼495–∼435 av.J.-C.) qui proposa l'eau, la terre, l'air et le feu comme étant ces particules. Platon (428/427–348/347 av.J.-C.) associera ces quatre éléments aux polygones réguliers convexes de l'espace à trois dimensions (le tétraèdre pour le Feu, le cube pour la Terre, l'octaèdre pour l'Air, l'icosaèdre pour l'Eau, le dodécaèdre quant à lui représente l'Éther, élément constituant l'Univers (cf.Fig 1.1)). On doit à Leucippe (∼460–∼370 av.J.-C.) et son disciple Démocrite (∼460–∼370 av.J.-C.) le concept d'atomes, indivisibles et séparés par du vide, qui composent la matière. La véracité de l'atomisme fera débat pendant plus de deux mille ans et ne sera validée expérimentalement qu'au cours du XIXe siècle.

Parmi les travaux les plus importants qui prouveront l'existence des atomes, citons ceux de Lavoisier (1743–1794) qui décompose de nombreuses substances en "Éléments". De multiples travaux sur les gaz, la cristallographie, la physique statistique et la thermodynamique, dus à Bernoulli (1700–1782) pour la cinétique des gaz, Haüy (1743–1822) pour qui la forme des cristaux reflète la symétrie des "briques élémentaires" les constituant, Dalton (1766–1844) avec sa symbolisation des corps simples et des corps composés par des symboles auxquels il donne un poids de matière (cf.Fig 1.2), et la liste des masses atomiques d'un certain nombre d'éléments rapportées à la masse de l'hydrogène,

(a) Le Tétraèdre (le Feu).

(b) Le Cube (la Terre).

(c) L'Octaèdre (l'Air).

(d) L'Icosaèdre (l'Eau).

(e) Le Dodécaèdre (l'Univers).

Fig. 1.1 Les solides de Platon.

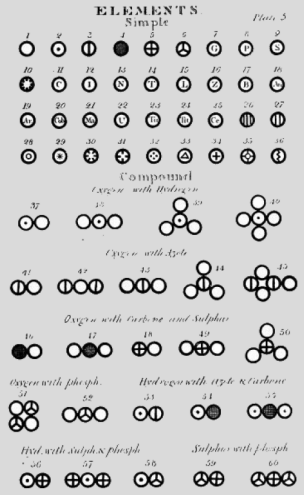


Fig. 1.2 Dessins de divers atomes et molécules tirés de l'ouvrage *A New System of Chemical Philosophy.*

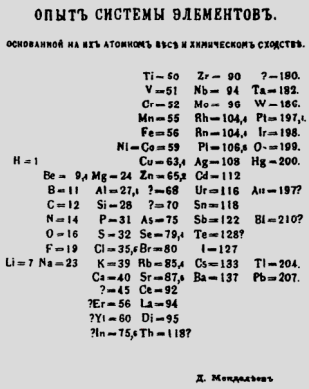


Fig. 1.3 Tableau périodique de Mendeleïev.

Gay-Lussac (1778–1850) qui montre que les rapports des volumes des réactifs et des produits de réaction sont des nombres entiers petits, Maxwell (1831–1879) et la dispersion statistique des vitesses des molécules, Boltzmann (1844–1906) et la répartition statistique des vitesses dans un gaz, Mendeleïev et sa classification périodique des éléments et sa prédiction de nouveaux atomes (cf.Fig 1.3). Ces travaux feront passer petit à petit cette théorie en réalité scientifique.

D'autres domaines de la physique connaîtront des bouleversements importants au cours des siècles :

Pour la mécanique et la cosmologie : Copernic (1473–1543) et Galilée (1564–1642) : modèle héliocentrique, Tycho Brahe (1546–1601) : remise en cause de l'immuabilité du monde supra-lunaire énoncée par Aristote, Kepler (1571–1630) : orbite elliptique des planètes, Newton (1643–1727) : théorie de la gravitation universelle, Lagrange (1736–1813) et Hamilton (1805–1865) : principe de moindre action, Lagrangien, Hamiltonien.

Pour l'électromagnétisme : Coulomb (1736–1806) : loi de Coulomb, Volta (1745–1827) : pile voltaïque, Ørsted (1777–1851), Ampère (1775–1836), Faraday (1792–1867), Henry (1797–1878) : les phénomènes d'induction, Maxwell : équations de Maxwell.

Avec sa découverte de l'électron, prédit en 1874 par Laming et Stoney, Thomson (1856–1940) en 1887, développe le premier modèle de l'atome, qui est décrit comme une boule de charge nulle possédant un noyau positif avec des électrons négatifs (modèle du "*plum-pudding*"). On découvre également durant cette période la radioactivité (Becquerel (1852–1908)). La physique semble à cette époque complète et cohérente. Lord Kelvin dira même dans son discours à la "*Royal Institution of Great Britain*" : *"The beauty and clearness of the dynamical theory, which asserts heat and light to be modes of motion, is at present obscured by two clouds."*. Ces deux "nuages", l'incapacité à détecter l'éther lumifère (expérience de Michelson-Morley) et la catastrophe ultraviolette du corps noir, donneront naissance respectivement à la relativité restreinte et à la mécanique quantique et feront entrer les physiciens dans la Physique Moderne.

Le début du siècle dernier sera une période florissante pour la physique des particules. Planck (1858–1947), afin de résoudre le problème du corps noir, proposera de quantifier les rayonnements : ceux-ci ne peuvent être qu'un multiple d'une constante qui porte son nom (h). Einstein (1879–1955) ira plus loin et expliquera durant l'*Annus mirabilis* (1905) l'effet photoélectrique en proposant le photon comme quanta de lumière qui agit comme une particule. Il posera également les bases de la relativité restreinte cette même année, réfutant le concept d'éther. De nombreux physiciens vont ensuite poser les bases de la mécanique quantique : Bohr (1885–1962), Compton (1892–1962), De Broglie (1892–1987), Schrödinger (1887–1961), Heisenberg (1901–1976), Dirac (1902–1984), Pauli (1900–1958). Avec les progrès tant théoriques qu'instrumentaux de physiciens tels que Rutherford (1871–1937), Chadwick (1891–1974), Fermi (1901–1954), qui explorent le monde subatomique, on découvre les deux forces (faible et forte) agissant à l'échelle du subatomique qui s'ajoutent aux deux forces connues à l'époque (la force gravitationnelle et la force électromagnétique). Des physiciens tel Schwinger (1918–1994) veulent continuer la réunification des forces déjà avancée par les travaux de Maxwell (force électrique et magnétique). Dans les années 1960, Weinberg (1933), Salam (1926–1996) et Glashow (1932), réunissent dans une théorie dite électrofaible les forces électromagnétique et faible. Cette théorie prédit trois nouveaux bosons (W^+, W^- et Z^0). Leur théorie nécessite un boson supplémentaire, le boson de Higgs, postulé en 1964 par Brout, Englert, Higgs, Haggen, Guralnik et Kibble afin de donner une masse aux particules. Cette théorie est la base du Modèle Standard de la physique des particules. La découverte des quarks amène à la création de la Chromodynamique Quantique (QCD) par Politzer (1949), Wilczek (1951), Gross (1941) afin de décrire l'interaction forte ; cette dernière sera ensuite intégrée au Modèle Standard.

À partir de la seconde moitié du XXe siècle, la Physique Subatomique a tenté de valider cette théorie et notamment par la découverte des bosons W^+,W^- et Z^0 en 1983, du quark top t en 1995, du neutrino tauique en 2000 et du boson de Higgs H^0 en 2012. De nombreux efforts sont également menés afin de continuer l'unification des forces entre elles. On sait cependant que le Modèle Standard, bien que non mis en défaut, ne peut tout expliquer. Certaines questions restent ouvertes et cette théorie présente même quelques lacunes. La technicouleur, des modèles avec des dimensions supplémentaires ou la Supersymétrie sont des théories d'extension du Modèle Standard. Mais aucune n'a pu être encore validée expérimentalement.

2 Le Modèle Standard de la physique des particules

Au début du siècle dernier, tout tendait à faire croire que le monde était simplement composé d'atomes ; eux-mêmes constitués d'électrons tournant autour d'un noyau composé de protons et de neutrons. Tous les atomes connus avaient été soigneusement classés dans le tableau périodique de Mendeleïev. Cependant, grâce à l'invention d'accélérateurs de particules linéaires, de cyclotrons (cf.Fig 1.4) puis de synchrotrons, et à l'observation des rayons cosmiques, les physiciens découvrirent bientôt qu'une pléthore de particules instables pouvaient être créées durant des désintégrations. Les physiciens tentèrent alors de créer et classer ces particules en utilisant des énergies de faisceau de plus en plus grandes. Ce qui amena à la découverte d'une sous-structure au sein même des nucléons[1] qui composent le noyau : les quarks (cf.Fig 1.5).

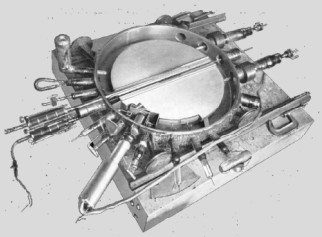


Fig. 1.4 Cyclotron de 27 pouces, accélérateur de ^{2}H à 4 MeV (Université de Berkeley, 1932).

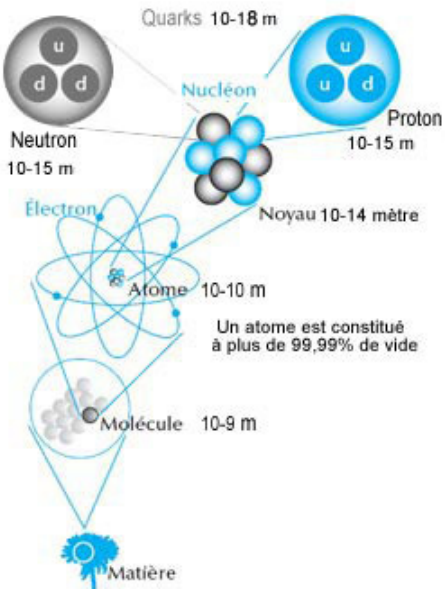


Fig. 1.5 Structure de la matière à différentes échelles.

Parallèlement, de nouvelles interactions furent découvertes. Elles expliquaient les désintégrations radioactives ainsi que la cohésion des protons et des neutrons au sein du noyau atomique.

La physique des particules peut se résumer à la combinaison des deux démarches précédentes, à savoir : trouver les particules élémentaires ainsi que les interactions fondamentales que ces particules peuvent subir. La manière dont ces particules interagissent est donnée par la formulation mathématique d'une théorie : le Modèle Standard.

2.1 Les particules élémentaires

Les particules élémentaires du Modèle Standard, supposées indivisibles[2], peuvent être classées en deux catégories selon leur spin (une propriété quantique intrinsèque à chaque particule) :

- les *fermions*, ils constituent la matière et sont de spin demi-entier.
- les *bosons*, ils sont les messagers de l'interaction et sont de spin entier.

Chaque particule du Modèle Standard possède des nombres quantiques tels que sa masse, sa charge électrique, en fraction de l'opposé de la charge électrique de l'électron e par convention (e =1,602 176 565(35) $\times 10^{-19}$ C). Dans le cadre de la théorie, à chaque particule correspond une anti-particule[3] qui possède la même masse mais dont les nombres quantiques sont opposés.

1. Protons et neutrons.
2. À ce jour.
3. Une particule peut être sa propre anti-particule.

Les fermions

Les fermions peuvent être classés en deux catégories selon qu'ils sont sensibles à l'interaction forte ou non. Dans le premier cas, ils font partie des *quarks*, sinon ce sont des *leptons*. Ces deux catégories sont elles-mêmes divisées en trois *générations* (cf.Table 1.1).

Les leptons ont une charge électrique entière (-1) pour les électrons, muons et taus, et une charge nulle pour les neutrinos électroniques, neutrinos muoniques et neutrinos tauiques.

Les quarks ont une charge électrique fractionnaire. On associe à chaque quark un nombre quantique appelé "couleur" (Rouge, Vert et Bleu). Dû à la propriété de confinement de couleur, un quark ne peut être isolé et doit se combiner avec un ou deux autres (anti-)quarks afin de former respectivement des *mésons* (cf.Fig 1.6) et des *baryons* (cf.Fig 1.7). La somme des deux (trois) couleurs des quarks doit constituer un méson (baryon) "blanc" [4]. Les mésons et baryons sont regroupés sous le terme générique de *hadrons*.

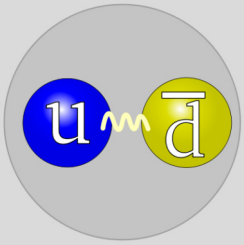


Fig. 1.6 Un méson (π^+).

La matière qui nous entoure n'est composée que de particules de la première génération. Tous les atomes sont composés d'électrons et de quarks u et d qui s'assemblent pour donner des protons p et des neutrons n. Les autres particules peuvent être créées si l'énergie disponible est suffisante (lors de gerbe atmosphérique où un proton vient interagir avec des particules de notre atmosphère par exemple, figure 1.8, ou dans un collisionneur).

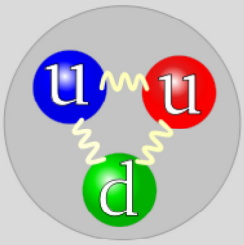


Fig. 1.7 Un baryon (p).

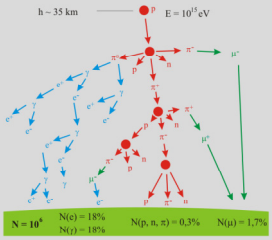


Fig. 1.8 Schéma d'une gerbe atmosphèrique.

Quarks	1re génération	2e génération	3e génération
Nom	Up	Charm	Top
Notation	$u,\bar{u}$	$c,\bar{c}$	$t,\bar{t}$
Charge	$\pm\frac{2}{3}$	$\pm\frac{2}{3}$	$\pm\frac{2}{3}$
Masse	0,005 GeV/c^2	1,35 GeV/c^2	172,6 GeV/c^2
Nom	Down	Strange	Bottom
Notation	$d,\bar{d}$	$s,\bar{s}$	$b,\bar{b}$
Charge	$\mp\frac{1}{3}$	$\mp\frac{1}{3}$	$\mp\frac{1}{3}$
Masse	0,01 GeV/c^2	0,1 GeV/c^2	1,3 GeV/c^2
Leptons	**1re génération**	**2e génération**	**3e génération**
Nom	Électron	Muon	Tau
Notation	e^-, e^+	μ^-, μ^+	τ^-, τ^+
Charge	$\pm$ 1	$\pm$ 1	$\pm$ 1
Masse	0,511 MeV/c^2	105,7 MeV/c^2	1777 GeV/c^2
Nom	Neutrino électronique	Neutrino muonique	Neutrino tauique
Notation	$\nu_e, \bar{\nu_e}$	$\nu_\mu, \bar{\nu_\mu}$	$\nu_\tau, \bar{\nu_\tau}$
Charge	0	0	0
Masse	<0,017 MeV/c^2	<0,27 MeV/c^2	<35 MeV/c^2

Table 1.1 Fermions : Quarks et Leptons.

4. Selon l'analogie avec la synthèse additive des couleurs.

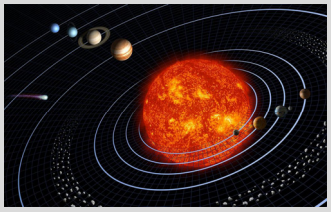
Les bosons

La description perturbative du Modèle Standard utilise l'échange de bosons virtuels, afin de décrire l'interaction entre deux particules. Les bosons sont les médiateurs des interactions. Les particules de matière (fermions) interagissent donc entre elles par l'échange de particules de spin 1 correspondant à la force responsable de leur interaction. Chacune des quatre interactions possède donc un ou plusieurs bosons appelés bosons de jauge (bosons vecteurs) (cf.Table 1.2) :

- **L'interaction gravitationnelle** est la première à avoir été découverte et expliquée (Galilée, Newton). Elle est négligeable à l'échelle atomique. Elle est gouvernée par la masse des corps mise en jeu et elle domine à grande échelle (Univers, Galaxies, Planètes), son rayon d'action est infini. Sa description quantique repose sur un boson de spin 2 qui est encore activement recherché. Un pas décisif à été fait grâce à la détection par les expériences *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory* (LIGO) et Virgo des ondes gravitationnelles. Cette interaction est la seule à ne pas être intégrée au Modèle Standard. Elle est actuellement décrite par la relativité générale qui est une approche non quantique.
- **L'interaction électromagnétique** gouverne les interactions entre les particules chargées. C'est l'une des interactions qui nous est la plus familière, puisque prépondérante dans notre vie quotidienne (lumière, chimie, frottements...). Tout comme la gravité, son rayon d'action est infini. Son boson médiateur est le photon γ.
- **L'interaction faible** a été découverte et comprise à travers la désintégration de particules avec changements de saveurs. Elle fait passer d'un fermion à un autre (par exemple lors de la désintégration β, elle transforme un neutron en un proton en changeant un quark d en un quark u avec la création d'un neutrino et d'un électron). Les bosons médiateurs de l'interaction sont les bosons W^+, W^- et Z^0. Sa portée est de l'ordre de 1×10^{-18} m due à la masse des bosons médiateurs.
- **L'interaction forte** permet l'échange de couleur entre les quarks, la création et l'annihilation de particules. Elle est responsable de la cohésion du noyau, et elle lie les nucléons entre eux à l'intérieur du noyau atomique. Ses bosons médiateurs, appelés gluons, sont au nombre de huit. Bien que ceux-ci soient supposés de masse nulle, la portée de l'interaction est de l'ordre de 1×10^{-15} m. Cette portée est la conséquence du principe de confinement de couleur qui affecte les quarks. En effet, cette interaction a la propriété de voir son intensité augmenter avec la distance, ce qui à tendance à regrouper les quarks entre eux. Cette propriété est également responsable du processus d'hadronisation des quarks et de la création de jets.

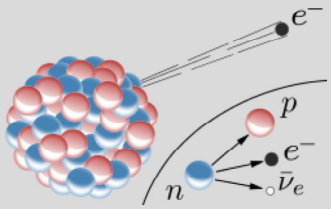
Interaction	Rayon d'action	Bosons de jauge	Masses
Forte	1×10^{-15} m	Gluons (8)	0
Electromagnétique	∞	Photon γ	0
Faible	1×10^{-18} m	$W^{\pm}$,Z^0	80,399, 91,188 GeV/c^2
Gravitationnelle	∞	(Graviton)	(inconnue)

Table 1.2 Bosons : Interactions.

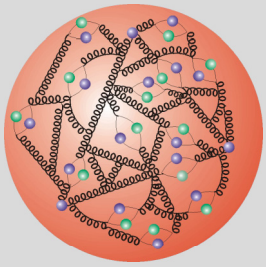


(a) Gravité : Système solaire.

(b) Électromagnétisme : la foudre.



(c) Interaction faible : désintégration β.



(d) Interaction forte : confinement.

Fig. 1.9 Exemple d'effet des 4 interactions.

Le boson de Higgs

Le boson de Higgs (H^0) est nécessaire afin de donner la masse des bosons $W^{\pm}$, Z^0 et des fermions. Bien que postulé en 1964, il n'a été découvert qu'en 2012 par les expériences CMS et ATLAS. Contrairement aux bosons vecteurs, le boson de Higgs est de spin 0.

Toutes ces particules peuvent être résumées dans le tableau suivant :

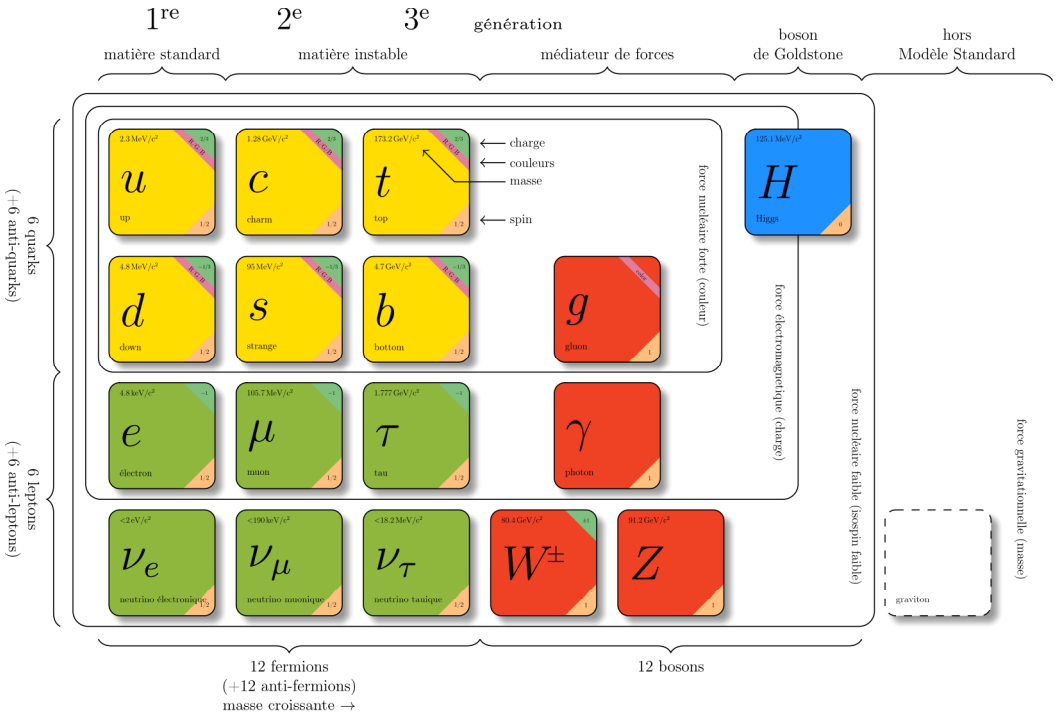


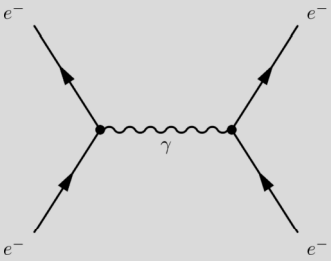
Fig. 1.10 Classification des quarks, leptons et bosons.

2.2 Le formalisme du Modèle Standard

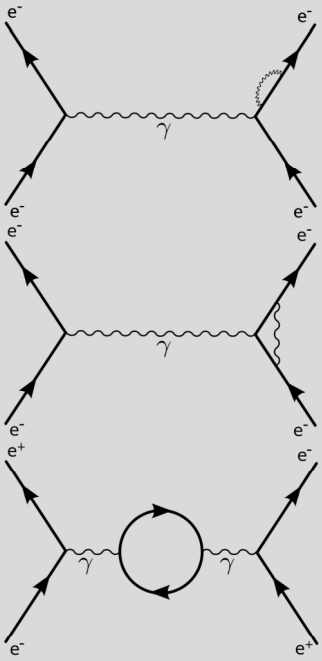
Le Modèle Standard est une théorie non-abélienne où les interactions sont régies par des symétries locales de jauge. Elle repose sur la théorie quantique des champs qui permet de décrire les particules et leurs interactions. Cette théorie est à la fois quantique et relativiste. Elle permet donc de caractériser les interactions par des probabilités de transition d'un état initial à un état final, ainsi que de rendre compte du temps de propagation des interactions, de la description des particules à haute énergie et des processus de création et d'annihilation de particules.

Dans cette théorie, à chaque type de particule est associé un champ $\psi(\vec{x}, t)$ et les interactions sont liées à des propagateurs. La création (l'annihilation) de particules est associée à des opérateurs qui excitent (désexcitent) le champ de particules à une position $\vec{x}$ et à un temps t. L'un des postulats de la théorie quantique des champs est que l'ensemble des informations de la théorie est contenu dans un Lagrangien $\mathcal{L}$ qui s'exprime en fonction des champs et de leurs dérivées. Il est possible, à partir de ce Lagrangien, d'obtenir les équations du mouvement en minimisant son action $S = \int \mathcal{L}\, \mathrm{d}^4x$. Le Modèle Standard est une théorie perturbative, c'est-à-dire que les observables sont calculées par une méthode qui s'appuie sur un développement en série dont la précision augmente avec l'ordre. Au premier ordre, l'observable est dite "calculée à l'arbre" ou *Leading Order* (LO). Ce développement en série n'est valable que si les constantes de couplage des interactions restent faibles devant l'unité. Ce développement en série peut être schématisé grâce aux diagrammes de Feynmann (cf.Fig 1.11), qui représentent des règles de calculs. Chaque type de particule et d'interaction possède son symbole et à chaque particule doit être connecté un vertex (représentant une interaction).

Le principe selon lequel les interactions sont gouvernées par des symétries est également un postulat important du Modèle Standard. De par le théorème de Noether, les symétries continues sont liées à des quantités physiques qui se conservent. Le Modèle Standard est basé sur le produit direct du groupe de la chromodynamique quantique, décrivant l'interaction forte, qui impose une conservation de la charge de couleur, $SU(3)_C$, et du groupe de la théorie électrofaible, $SU(2)_L \times U(1)_Y$, imposant une symétrie locale de l'isospin I associé au groupe $SU(2)_L$ et une symétrie locale de l'hypercharge Y du groupe $U(1)_Y$.



(a) Développement à l'arbre.



(b) Développement à l'ordre 1.

Fig. 1.11 Exemples de diagrammes de Feynman pour le développement en série de la diffusion électron-électron.

2.3 Lagrangien du Modèle Standard

Le Modèle Standard est une théorie de jauge qui se base sur le groupe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ dont le lagrangien peut s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{L}_{\mathcal{MS}} = \mathcal{L}_{\text{Yang-Mills}} + \mathcal{L}_{\text{Dirac}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} \tag{1.1}$$

Le terme de Yang-Mills (secteur de jauge)

Le secteur de jauge est la partie cinématique des champs de jauge :

$$\mathcal{L}_{\text{Yang-Mills}} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W^a_{\mu\nu}W^{\mu\nu}_a - \frac{1}{4}G^A_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_A \tag{1.2}$$

où

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \tag{1.3}$$

avec B_μ le champ isoscalaire associé au groupe d'hypercharge $U(1)_Y$,

$$W^a_{\mu\nu} = \partial_\mu W^a_\nu - \partial_\nu W^a_\mu + g\epsilon_{abc}W^b_\mu W^c_\nu \tag{1.4}$$

où $W^a_\mu (a = 1, 2, 3)$ est le triplet d'isospin $I = 1$ du groupe de l'isospin faible $SU(2)_L$, g la constante de couplage de l'isospin faible et ϵ_{abc} les constantes de structures antisymétriques correspondantes.

$$G^A_{\mu\nu} = \partial_\mu G^A_\nu - \partial_\nu G^A_\mu + g' f_{ABC}G^B_\mu G^C_\nu \tag{1.5}$$

sont les champs des gluons $G^A_\mu (A = 1, 2, .., 8)$, bosons vecteurs de $SU(3)_c$, g' la constante de couplage de couleur et f_{ABC} les constantes de structures de $SU(3)_C$. La nature non-abélienne de $SU(2)_L$ et $SU(3)_c$ amène à des termes supplémentaires dans l'écriture des champs du triplet d'isospin et des champs de gluons. Ce sont ces termes qui sont responsables de l'interaction des bosons W et des gluons g.

Le secteur de Dirac

Le secteur de Dirac décrit les interactions des fermions avec les bosons de jauge. Dans le secteur électrofaible, les fermions se regroupent de manière asymétrique dans des doublets d'isospin faible de chiralité gauche et dans des singulets de chiralité droite (cf.Table 1.3). Il y a violation maximale de la parité de $SU(2)_L \times U(1)_Y$

Quarks	
Gauches $Q^i_{\alpha L}$	$\begin{pmatrix} u^i \\ d^i \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c^i \\ s^i \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t^i \\ b^i \end{pmatrix}_L$
Droits $Q^i_{\beta R}$	$u_{iR},\ d_{iR},\ c_{iR},\ s_{iR},\ t_{iR},\ b_{iR}$
Leptons	
Gauche $L_{\alpha L}$	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$
Droits $L_{\gamma R}$	$e^-_R,\ \mu_R,\ \tau_R,\ (\nu_{eR},\ \nu_{\mu R},\ \nu_{\tau R})$

Table 1.3 Doublets et singulets pour $SU(2)_L$; $i = \{1,\ 2,\ 3\}$ couleurs, $\alpha = \{1,\ 2,\ 3\}$ familles, $\beta = \{u,\ d,\ s,\ c,\ t,\ b\ \}$, $\gamma = \{e,\ \mu,\ \tau,\ (\nu_e,\ \nu_\mu,\ \nu_\tau)\}$.

En suivant ces notations, le secteur de Dirac du Lagrangien du Modèle Standard s'écrit :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{Dirac}} =& i\sum_{\alpha=1}^{3}\bar{L}_{\alpha L}\gamma_\mu D^\mu_{L_L}L_{\alpha L} + \sum_{\gamma=1}^{3(6)}\bar{L}_{\gamma R}\gamma_\mu D^\mu_{L_R}L_{\gamma R}\\ &+\sum_{\alpha=1}^{3}\sum_{i=1}^{3}\bar{Q}^i_{\alpha L}\gamma_\mu D^\mu_{Q_L}Q^i_{\alpha L} + \sum_{\beta=1}^{6}\sum_{i=1}^{3}\bar{Q}^i_{\beta R}\gamma_\mu D^\mu_{Q_R}Q^i_{\beta R}\end{aligned} \tag{1.6}$$

Avec les dérivées covariantes de la forme :

$$D_{\mu L_L} = \partial_\mu - ig\frac{\sigma^a}{2}W^a_\mu - ig'\frac{Y^W_L}{2}B_\mu \tag{1.7}$$

$$D_{\mu L_R} = \partial_\mu - ig'\frac{Y^W_R}{2}B_\mu \tag{1.8}$$

$$D_{\mu Q_L} = \partial_\mu - ig\frac{\sigma^a}{2}W^a_\mu - ig'\frac{Y^W_L}{2}B_\mu - ig''\frac{\lambda^A}{2}Q^A_\mu \tag{1.9}$$

$$D_{\mu Q_R} = \partial_\mu ig'\frac{Y^W_R}{2}B_\mu - ig''\frac{\lambda^A}{2}Q^A_\mu \tag{1.10}$$

où σ^a sont les générateurs de $SU(2)_L$ (matrices de Pauli (cf.Fig. 1.12)), λ^A les générateurs de $SU(3)_c$ (matrices de Gell-Mann (cf.Fig. 1.13)) et Y^W, l'hypercharge faible, le générateur de $U(1)_Y$. Afin d'obtenir les charges électriques pour chaque fermion, on pose :

$$\begin{aligned}&Y^W(L_{\alpha L}) = -1, \quad Y^W(e_R,\mu_R,\tau_R) = -2, \ \left(Y^W(\nu_{eR},\nu_{\mu R},\nu_{\tau R}) = 0\right)\\ &Y^W(Q_{\alpha L}) = \frac{1}{3}, \qquad Y^W(u_R,c_R,t_R) = \frac{4}{3}, \ Y^W(d_R,s_R,b_R) = -\frac{2}{3}\end{aligned} \tag{1.11}$$

Le secteur de Higgs

La symétrie électrofaible est incompatible avec la description de fermions massifs. En effet, dans le Lagrangien les termes de masse des fermions sont de la forme

$$\mathcal{L}_{\mathcal{M}} = -m\bar{\phi}\phi = -m\left(\phi^\dagger_L\phi_R + \phi^\dagger_R\phi_L\right) \tag{1.12}$$

Cependant, ces termes brisent la symétrie $SU(2)$ et ne sont donc pas inclus dans le Lagrangien. De plus, l'expérience montre que les bosons de jauge W doivent posséder une masse. Or l'introduction des termes de masse pour ces bosons est également impossible pour les mêmes raisons.

Afin de résoudre ces problèmes, on introduit un champ scalaire complexe ϕ, doublet de $SU(2)_L$ de quatre champs réels ϕ_i et d'hypercharge $Y = 1$:

$$\phi = \begin{pmatrix}\phi^+\\ \phi^0\end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}\phi_1+\phi_2\\ \phi_3+\phi_4\end{pmatrix} \tag{1.13}$$

On utilise l'expression du Lagrangien la plus générale pour un champ scalaire complexe de $SU(2)$:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - V(\phi), \tag{1.14}$$

avec

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\frac{\sigma^a}{2}W^a_\mu - ig'\frac{Y}{2}B_\mu. \tag{1.15}$$

Afin que le lagrangien $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ soit invariant globalement, le potentiel scalaire $V(\phi)$ ne doit pas comporter de puissances impaires de ϕ. De plus, afin que la théorie reste renormalisable, les puissances au delà de ϕ^4 sont à proscrire.

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix}$$

$$\sigma_2 = \begin{pmatrix}0 & -i\\ i & 0\end{pmatrix}$$

$$\sigma_3 = \begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix}$$

Fig. 1.12 Les matrices canoniques de Pauli.

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix}0 & 1 & 0\\ 1 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0\end{pmatrix}$$

$$\lambda_2 = \begin{pmatrix}0 & -i & 0\\ i & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0\end{pmatrix}$$

$$\lambda_3 = \begin{pmatrix}1 & 0 & 0\\ 0 & -1 & 0\\ 0 & 0 & 0\end{pmatrix}$$

$$\lambda_4 = \begin{pmatrix}0 & 0 & 1\\ 0 & 0 & 0\\ 1 & 0 & 0\end{pmatrix}$$

$$\lambda_5 = \begin{pmatrix}0 & 0 & -i\\ 0 & 0 & 0\\ i & 0 & 0\end{pmatrix}$$

$$\lambda_6 = \begin{pmatrix}0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 1\\ 0 & 1 & 0\end{pmatrix}$$

$$\lambda_7 = \begin{pmatrix}0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & -i\\ 0 & i & 0\end{pmatrix}$$

$$\lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}}\begin{pmatrix}1 & 0 & 0\\ 0 & 1 & 0\\ 0 & 0 & -2\end{pmatrix}$$

Fig. 1.13 Les matrices canoniques de Gell-Mann.

Le potentiel $V(\phi)$ est donc de la forme :

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda \left(\phi^\dagger \phi\right)^2 , \tag{1.16}$$

et a un profil différent selon les signes de μ^2 et de λ (Fig. 1.14). Les cas où $\mu^2 > 0$ ne possèdent qu'un minimum en 0 et sont inutiles. Le cas $\lambda < 0$ n'est pas stable. Il ne reste plus que le cas où $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$, figure 1.15.

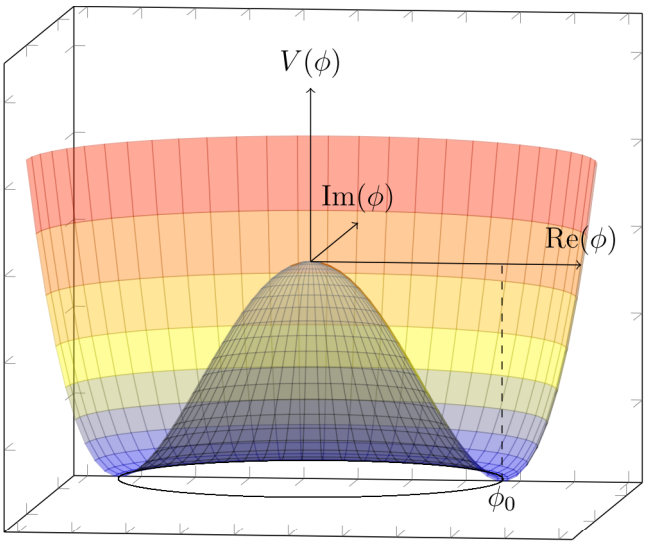


Fig. 1.15 Potentiel $V(\phi)$ pour $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$.

Le potentiel est donc métastable pour ϕ=0, et les minima sont situés sur un cercle de rayon $v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$. On peut prendre par exemple :

$$H_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \text{ avec } v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} \tag{1.17}$$

et en développant le doublet H autour de cet état du champ de Higgs qui brise la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ on trouve :

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp^{-i\Theta_a T_a} \begin{pmatrix} 0 \\ h+v \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i\phi_1 + \phi 2 \\ h + v - i\phi_3 \end{pmatrix} \tag{1.18}$$

où $v = 246\,\mathrm{GeV}$ est la densité moyenne d'énergie du vide, T^a (a =1, 2, 3), les générateurs de $SU(2)_L$ et Θ_a sont les trois champs de Goldstone de masse nulle qui apparaissent lors de la brisure de la symétrie continue.

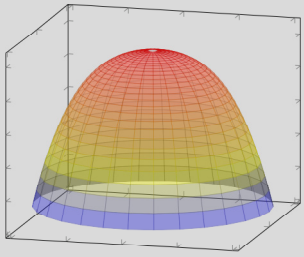
Il est possible de définir les bosons $W^\pm_\mu$,Z^0_μ,γ_μ et $\phi^\pm$

$$\begin{aligned} W^\pm_\mu &= \frac{W^1_\mu \mp i W^2_\mu}{\sqrt{2}} \,;\; Z^0_\mu = -B_\mu \sin(\theta_W) + W^3_\mu \cos(\theta_W) \\ \gamma_\mu &= B_\mu \cos(\theta_W) + W^3_\mu \sin(\theta_W) \,;\; \phi^\pm = \frac{\phi_1 \mp i\phi_2}{\sqrt{2}} \end{aligned} \tag{1.19}$$

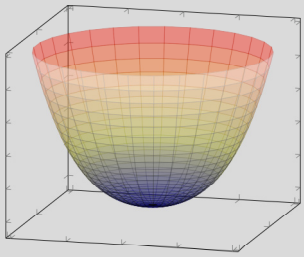
qui correspondent aux bosons $W^\pm$, Z^0 et γ et au scalaire chargé du champ de Higgs. En choisissant une jauge unitaire, les bosons de Goldstone sont absorbés pour donner les composantes longitudinales des bosons $W^\pm$ et Z^0. Le boson de Higgs acquiert donc sa masse par auto-couplage et les bosons de jauge par interaction avec le champ de Higgs.

L'interaction est contenue dans la partie cinétique du Lagrangien du secteur de Higgs et donne les masses suivantes :

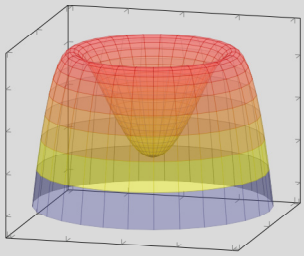
$$m_{W^\pm} = \frac{g'' v}{2} \,;\; m_{Z_0} = \frac{\sqrt{g''^2 + g'^1}}{2} v \,;\; m_\gamma = 0 \tag{1.20}$$



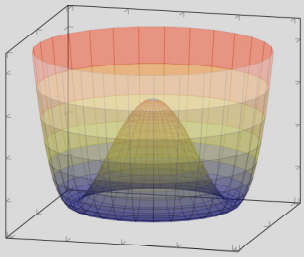
(a) $\mu^2 < 0$, $\lambda < 0$.



(b) $\mu^2 > 0$, $\lambda > 0$.



(c) $\mu^2 > 0$, $\lambda < 0$.



(d) $\mu^2 < 0$, $\lambda > 0$.

Fig. 1.14 Les différents profils de $V(\phi)$ selon les signes de μ^2 et λ.

La théorie ne donne aucun indice sur la constante de couplage λ, la masse du boson de Higgs ne peut donc pas être déduite. La recherche de ce boson a été une priorité pendant plusieurs décennies. Ce n'est qu'en 2012, grâce aux détecteurs CMS et ATLAS, que l'on a prouvé l'existence du boson de Higgs et que sa masse (125,9 GeV) a pu être reconstruite.

Le secteur de Yukawa

Le secteur de Yukawa décrit l'interaction entre le champ de Higgs et les champs de fermions.

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\sum_{f=l,q}\left[\sum_{i,j=1}^{3}\left(\kappa_{ij}^{(f)}\bar{L}_i^{(f)}(x)\phi(x)R_j^{(f)}(x) + \tilde{\kappa}_{ij}^{(f)}\bar{L}_i^{(f)}(x)\phi^c(x)\tilde{R}_j^{(f)}(x)\right)\right] + h.c \quad (1.21)$$

avec $\kappa_{ij}^{(f)}$ et $\tilde{\kappa}_{ij}^{(f)}$ les constantes de couplage de Yukawa, $\phi^c(x) = i\tau_2\phi^*$ l'isospineur charge-conjugué de l'isospineur $\phi(x)$.

Les singlets droits sont divisés en deux groupes, haut (R_j) et bas $\left(\tilde{R}_j\right)$:

$$R_j^{(l)} = (e_R, \mu_R, \tau_R)\,, \quad R_j^{(q)} = (d'_R, s'_R, b'_R)) \quad \tilde{R}_j^{(l)} = (\nu_{eR}, \nu_{\mu R}, \nu_{\tau R})\,, \quad \tilde{R}_j^{(q)} = (u_R, c_R, t_R)) \quad (1.22)$$

En remplaçant $\phi^c(x) = i\tau_2\phi^*$ et $\phi(x)$ par leur valeur attendue du vide (VEV) v

$$\langle 0\,|\phi|\,0\rangle = \begin{pmatrix}0\\v\end{pmatrix}, \ \langle 0\,|\phi^c|\,0\rangle = \begin{pmatrix}v\\0\end{pmatrix} \quad (1.23)$$

on obtient :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\sum_{f=l,q}\left[\sum_{i,j=1}^{3}\left(M_{ij}^{(f)}\bar{L}_i^{(f)}(x)R_j^{(f)}(x) + \tilde{M}_{ij}^{(f)}\bar{L}_i^{(f)}(x)\tilde{R}_j^{(f)}(x)\right)\right] + h.c \quad (1.24)$$

avec $M_{ij}^{(f)} = v\kappa_{ij}^{(f)}$ et $\tilde{M}_{ij}^{(f)} = v\tilde{\kappa}_{ij}^{(f)}$, composantes des matrices de masses.

Des expériences ont montré que les états propres de masse sont différents des états propres de saveur. On choisit par convention de considérer les fermions d', s', b', ν_e, ν_μ, ν_τ comme des mélanges d'états. La matrice de masse correspondant aux neutrinos M_ν et aux quarks down M_{q^d} n'est donc pas diagonale. La diagonalisation est réalisée grâce au passage de la base des états propres de saveur aux états propres de masse :

$$\begin{pmatrix}\nu_e\\\nu_\mu\\\nu_\tau\end{pmatrix} = \mathcal{M}^{PMNS}\begin{pmatrix}\nu_1\\\nu_2\\\nu_3\end{pmatrix}, \ \begin{pmatrix}d'\\s'\\b'\end{pmatrix} = \mathcal{M}^{CKM}\begin{pmatrix}d\\s\\b\end{pmatrix} \quad (1.25)$$

La matrice $\mathcal{M}^{CKM}$ dite de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa est une matrice 3×3 unitaire. Elle est paramétrisée par trois angles de mélange et une phase qui permet de violer CP :

$$\mathcal{M}^{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

La matrice $\mathcal{M}^{PMNS}$ dite de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata est une matrice 3×3 unitaire similaire à la matrice $\mathcal{M}^{CKM}$. Elle est paramétrisée par trois angles de mélange et d'une ou trois phases permettant de violer CP selon que les neutrinos soient des particules de Dirac ou de Majorana :

$$\mathcal{M}^{PMNS} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & & \\ & e^{i\frac{\alpha_{21}}{2}} & \\ & & e^{i\frac{\alpha_{31}}{2}} \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

avec $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$, $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$. Les valeurs de ces paramètres sont déterminées expérimentalement.

3 Les succès du Modèle Standard

L'étape essentielle au succès du Modèle standard a été la prédiction et la découverte des bosons $W^{\pm}$ et Z^0. Dès 1932 Fermi essaya d'expliquer la désintégration nucléaire β et l'interaction électromagnétique par des interactions à 4 points. Cette théorie s'avérera être une théorie effective qui présente des divergences à haute énergie. Ce n'est que vers la fin des années 1960 que Glashow, Salam et Weinberg créent une théorie convaincante qui prédit la présence d'un courant neutre afin d'annuler les divergences du modèle. En 1973 't Hooft montra que cette théorie est renormalisable et parfaitement cohérente d'un point de vue théorique. La découverte expérimentale du courant neutre faible sera faite en 1973 au CERN par la chambre à bulles Gargamelle (cf.Fig 1.16) conçue pour détecter les neutrinos. En 1983 les trois bosons du secteur électrofaible sont découverts au CERN grâce aux expériences UA1 (cf.Fig 1.17) et UA2 (cf.Fig 1.18). De nombreuses mesures ont ensuite été effectuées par plusieurs collisionneurs : Large Electron Positron (LEP), Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) (cf.Fig 1.20), Tevatron, Hadron-Elektron-Ringanlage (HERA) (cf.Fig 1.19). Les propriétés des bosons $W^{\pm}$ et Z^0 ont été trouvées conformes aux prédictions du Modèle Standard.

De plus l'ensemble des mesures effectuées jusqu'à présent est compatible avec le Modèle Standard : La figure (cf.Fig 1.21) montre la mesure de certains paramètres ainsi que leur "*pull*" défini par :

$$\frac{O^{mesure} - O^{fit}}{\sigma^{mesure}} \tag{1.28}$$

c'est-à-dire la déviation entre les mesures expérimentales et les prédictions théoriques en unités de l'incertitude expérimentale. Tous les *pulls* sont inférieur à 3σ. L'expérience et la théorie sont donc en très bon accord.

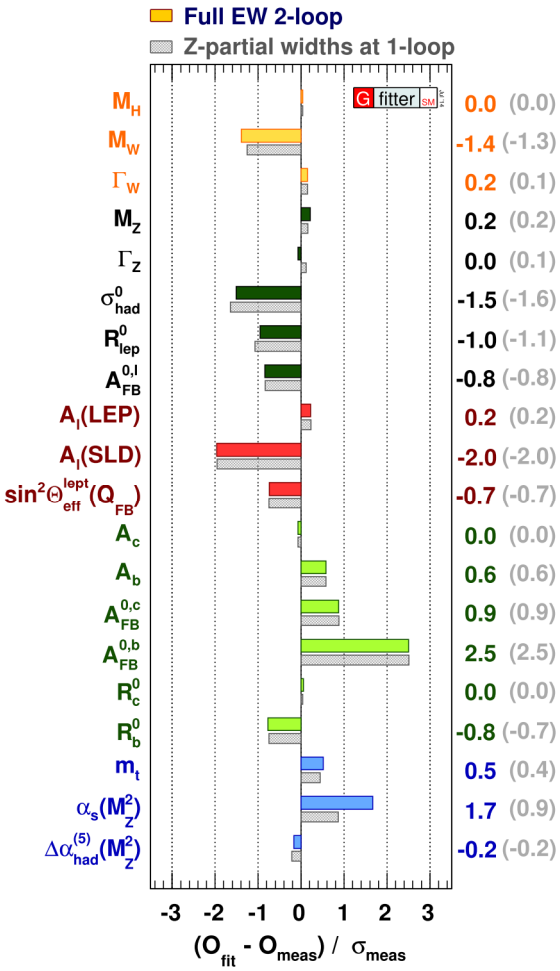


Fig. 1.21 Comparaison des résultats d'ajustement avec les mesures directes de certains paramètres du Modèle Standard [2].

Fig. 1.16 Gargamelle.

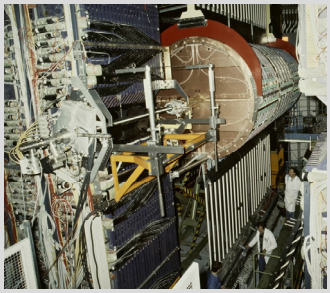


Fig. 1.17 UA1.

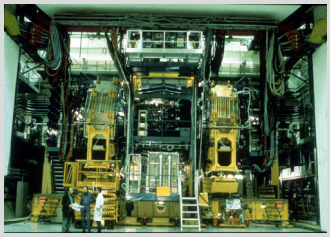


Fig. 1.18 UA2.

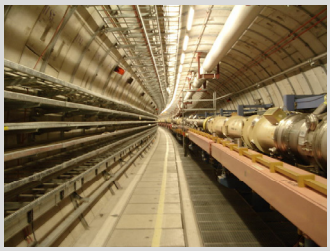


Fig. 1.19 Tunnel du collisionneur HERA.

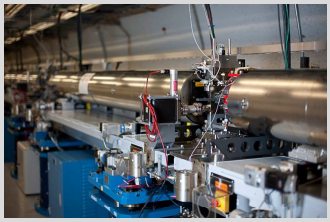


Fig. 1.20 Beam line du SLAC.

4 Les faiblesses du Modèle Standard

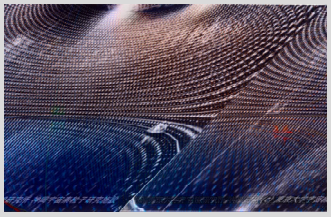


Fig. 1.22 Intérieur du détecteur Super-Kamiokande.

Fig. 1.23 Coeur du détecteur Double Chooz.

Le Modèle Standard est en accord remarquable avec l'expérience. Cependant, plusieurs problèmes et questions non résolues amènent à considérer le Modèle Standard comme une théorie effective, valable jusqu'à l'échelle du TeV. Une nouvelle physique qui engloberait le Modèle Standard devrait apparaître à cette échelle d'énergie.

Parmi les principaux problèmes ou faits inexpliqués par le Modèle Standard, on peut citer :

- **Les neutrinos massifs :**les expériences Super-Kamiokande (cf.Fig 1.22) et *Sudbury Neutrino Observatory*, portant sur l'observation du flux de neutrinos atmosphériques et solaires respectivement, ainsi que les expériences Double Chooz (cf.Fig 1.23) et K2K, pour les flux de neutrinos de sources artificielles terrestres, ont mis en évidence l'oscillation des neutrinos entre les saveurs leptoniques. Ces oscillations ne peuvent s'expliquer que si les neutrinos sont massifs et s'il existe des neutrinos droits. Bien que le Modèle Standard considère les neutrinos comme des particules de masse nulle et uniquement de chiralité gauche, il est facile d'y ajouter un neutrino droit dans chaque famille et les couplages au doublet Higgs correspondant afin de rendre compte de ces faits expérimentaux [5]. Cependant cela aggrave le problème de la hiérarchie des masses celles-ci s'étalant sur 10 ordres de grandeur !
- **Le nombre de paramètres libres :** le Modèle Standard contient 19 paramètres libres : les 3 constantes de couplage, les 2 paramètres λ et μ^2 du potentiel de Higgs, 9 couplages de Yukawa, les 3 angles, une phase pour les quarks dans la matrice CKM ainsi que l'angle associé au vide de QCD. Et d'autres encore en ajoutant le fait que les neutrinos soient massifs.
- **Le nombre de familles :** le nombre de familles a été expérimentalement obtenu en comparant la section efficace de production hadronique en fonction de l'énergie du centre de masse expérimentale à la résonance Z^0 aux prédictions théoriques pour différents nombres de familles de neutrinos de masse négligeable. Actuellement on ne considère que trois familles (cf.Fig 1.24). Cependant le fait que les neutrinos soient massifs permet l'existence de plus de trois familles à condition qu'ils aient une masse supérieure à $\frac{m_{Z^0}}{2}$.

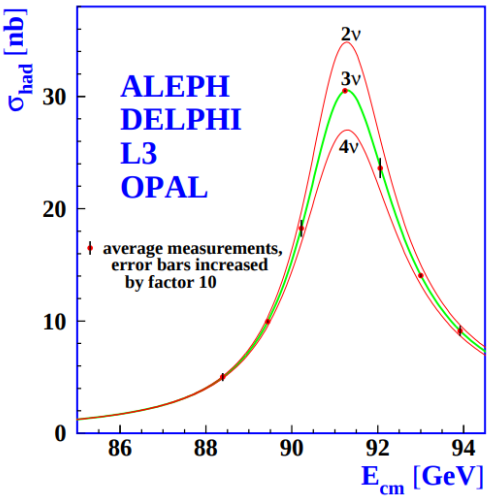


Fig. 1.24 Mesures de la section efficace de production hadronique près de la résonance du Z^0. Les courbes indiquent les sections efficaces prédites pour deux, trois et quatre espèces de neutrinos de masses négligeables avec les couplages du Modèle Standard [3].

- **La baryogénèse :** le Modèle Standard est incapable d'expliquer l'asymétrie entre la quantité de baryons (matière) et d'anti-baryons (anti-matière) observée dans l'Univers.
- **La gravitation :** le Modèle Standard ne comporte pas l'interaction gravitationnelle. Aucune formulation quantique de la gravitation n'a encore été trouvée. La relativité générale, la meilleure théorie gravitationnelle, est malheureusement incompatible avec le Modèle Standard.

5. C'est d'ailleurs cette extension du Modèle Standard qui est présentée dans ce chapitre.

- **Le problème de naturalité :** il paraît naturel de considérer une échelle d'énergie ou le Modèle Standard cesse d'être valide. Or, les ordres supérieurs de la théorie perturbative ajoutent des corrections radiatives aux masses des différentes particules. En imposant une échelle d'énergie à la validité du Modèle Standard Λ, un "*cut-off*", les corrections vont en dépendre. Pour le boson de Higgs et en considérant les diagrammes de la figure 1.25 on peut écrire :

$$m_h^2 = m_0^2 - \delta m_h^2 \tag{1.29}$$

avec m_0^2 la masse "nue" du boson, m_h^2 la masse effective et δm_h^2 les corrections radiatives.

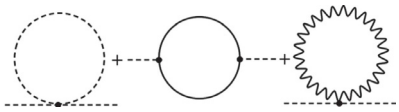


Fig. 1.25 Corrections radiatives du premier ordre pour le boson de Higgs.

La contribution fermionique est de la forme :

$$\delta m_h^2 = -\frac{y_f^2}{16\pi^2}\left(2\Lambda^2 + 6m_f \log\left(\frac{\Lambda}{m_f}\right)\cdots\right) \tag{1.30}$$

En considérant un *cut-off* de l'ordre de $\Lambda \sim 10^{16}$ GeV il faut donc un accord à 10^{-30} entre m_0^2 et δm_h^2. Ce problème de hiérarchie et de réglage fin des paramètres ne semble pas naturel.

- **La matière noire et l'énergie noire :** des observations cosmologiques ont mis en évidence la présence de matière dite noire car elle n'émet pas de rayonnements électromagnétiques ni n'interagît avec eux. Bien que n'ayant jamais été directement observée, son existence et certaines de ses propriétés peuvent être étudiées par leur effet gravitationnel sur la matière visible. Elle serait également à l'origine de la formation des galaxies et des amas de galaxies, et de leur répartition de façon non uniforme dans l'Univers. D'après les observations du satellite Plank (cf.Fig 1.26), la matière que nous connaissons ne compose que 4,9% du total masse-énergie de l'Univers. La matière noire quant à elle ne compte que pour 26,8%. Les 68,3% restants sont composés d'énergie noire. Cette énergie serait responsable de l'accélération de l'expansion de l'Univers qui a été mise en évidence en 1998 par les projets *Supernova Cosmology Project* et *High-Z supernovae search team*. Ni la matière noire ni l'énergie noire ne sont décrites par le Modèle Standard.

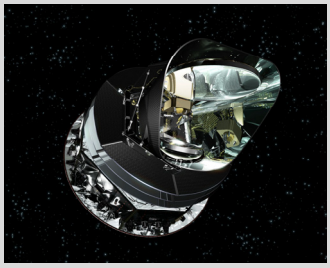


Fig. 1.26 Le satellite Plank.

- **La non-unification des couplages :** les constantes de couplage α_1, α_1 et α_3 respectivement de l'interaction électromagnétique, faible et forte dépendent de l'échelle d'énergie. Il s'avère que ces trois constantes se rapprochent l'une de l'autre à haute énergie mais ne concourent pas en un seul point (cf.Fig 1.27). Bien que n'étant pas en soit un problème, la convergence vers une valeur unique à haute énergie est nécessaire à une théorie "du tout" qui unifierait ces trois interactions. Le calcul de l'évolution de ces constantes par la méthode de renormalisation, qui n'aboutit pas à leur convergence, tend à prouver une lacune du Modèle Standard et son caractère effectif.

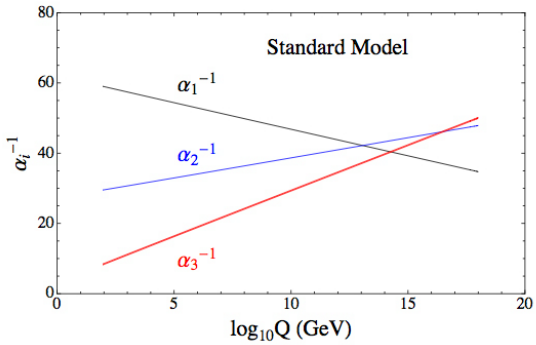


Fig. 1.27 Évolution des constantes de couplage en fonction de l'échelle d'énergie dans le cas du Modèle Standard.

5 Au-delà du Modèle Standard

Afin de résoudre certains de ces problèmes, de nombreux modèles théoriques ont été développés, cependant aucun d'entre eux n'est capable de répondre à toutes les questions ni de combler les lacunes du Modèle Standard. Certaines de ces théories sont des extensions de ce modèle, d'autres proposent des modèles complètement différents.

La majorité d'entre eux repose sur les symétries du Modèle Standard et cherche à les étendre ; soit en trouvant d'autres symétries internes (*Grand Unified Theories* (GUT)), soit en liant les symétries internes et externes (supersymétrie (SUSY)), voire en modifiant la nature même de l'espace-temps, en ajoutant des dimensions supplémentaires par exemple.

Les modèles de grande unification

Ces modèles s'appuient sur le fait qu'il a été possible de réunir dans le Modèle Standard trois des quatre interactions que nous connaissons et que leurs constantes de couplage se rapprochent l'une de l'autre à haute énergie. Il semble donc logique de vouloir unir ces trois interactions sous une même symétrie. Il n'existerait alors plus qu'un groupe G et qu'une seule constante de couplage. Ces théories doivent bien sûr être renormalisables et leur groupe doit avoir comme sous-groupe celui du Modèle Standard $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Les groupes $SU(5)$ et $SO(10)$ ont notamment été étudiés.

Modèles à dimensions supplémentaires

Ces modèles tentent de supprimer la naturalité et la hiérarchie des échelles d'énergie en faisant tendre l'échelle de Planck vers celle de l'interaction faible. Pour cela ils prennent comme hypothèse que l'espace-temps contient des dimensions supplémentaires enroulées compactes. L'interaction gravitationnelle évolue donc dans ces dimensions supplémentaires.

La supersymétrie

La supersymétrie a été introduite par Weiss et Zumino en 1974. Elle consiste à supprimer les divergences quadratiques en les annulant grâce à l'ajout de termes supplémentaires. Pour cela on associe à chacun des fermions f_L et f_R un partenaire scalaire $\tilde{f}_L$ et $\tilde{f}_R$ possédant les mêmes nombres leptoniques et baryoniques. Ces partenaires contribuent donc aux diagrammes de corrections radiatives de la masse du Higgs (cf.Fig 1.25). Les boucles scalaires ont une contribution positive contrairement aux boucles fermioniques, il est ainsi possible de supprimer le terme en Λ^2 de la formule 1.30. La masse du Higgs varie alors comme le logarithme de l'énergie Λ. On supprime ainsi le problème du *fine-tuning* et de la naturalité. Les équations de renormalisation sont également modifiées et il est possible de faire concourir les constantes de couplage en un point. La supersymétrie est donc également candidate comme théorie du "tout". La supersymétrie souffre cependant de certains problèmes. En effet, les particules superpartenaires sont sensées être de même masse que les particules élémentaires. Or aucune superparticule n'a encore été détectée expérimentalement. Il faut donc introduire un mécanisme de brisure de la supersymétrie.

Nombre de ces théories postulent l'existence de nouvelles particules ou d'effets qui peuvent être vérifiés expérimentalement. Pour savoir laquelle de ces théories décrit au mieux la nature ou contraindre ces modèles, il est nécessaire de construire de nouveaux accélérateurs toujours plus puissants et des détecteurs de plus en plus perfectionnés.

2 Le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC)

Contenu :

1 Le complexe d'accélérateurs du CERN **19**
2 Le Large Hadron Collider **21**
2.1 Luminosité des faisceaux 24
2.2 Collisions proton-proton 26
2.3 Collisions proton-proton inélastiques 28
2.4 L'empilement en temps et hors-temps 29
2.5 Vers le High Luminosity LHC (HL-LHC) 29

Ce chapitre décrit le complexe des accélérateurs de particules du CERN [1]. Le but étant d'obtenir un faisceau de particules avec une énergie suffisante pour être injecté dans le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC [2]) et ainsi atteindre une énergie finale de 7 TeV. De nombreux résultats obtenus durant cette thèse ont nécessité l'utilisation d'accélérateurs de ce complexe. Une description du LHC est également donnée, car ses performances présentes et futures déterminent les choix technologiques des détecteurs utilisant son faisceau.

1 Le complexe d'accélérateurs du CERN

Le complexe d'accélération (cf.Fig 2.1) du CERN est une série de machines qui délivrent des faisceaux de particules d'énergies de plus en plus élevées. Chaque machine accélère les faisceaux et les injecte dans la machine suivante. Le dernier accélérateur du complexe est le LHC.

Le programme de ce dernier est surtout basé sur des collisions proton-proton. Cependant chaque année, environ un mois est consacré aux collisions d'ions lourds (plomb-plomb) ou (proton-plomb) afin d'étudier notamment le plasma de quarks et gluons, l'une des phases de l'Univers peu après le Big Bang. Dans le cas de ces collisions, la chaine d'accélération est constituée du *Linear Accelerator* 3 (LINAC 3) et du *Low Energy Ion Ring* (LEIR) utilisé pour le stockage des ions et leur refroidissement. La chaine d'accélération est ensuite identique à celle pour les collisions proton-proton.

1. Organisation Européenne pour le Recherche Nucléaire (laboratoire européen de physique des particules).
2. Large Hadron Collider.

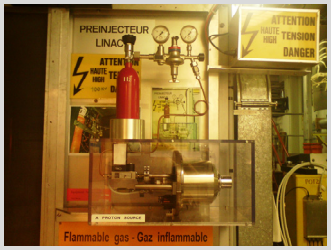


Fig. 2.2 Source de protons du LHC.

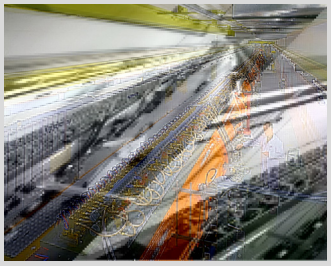


Fig. 2.3 Photo du LINAC 2.

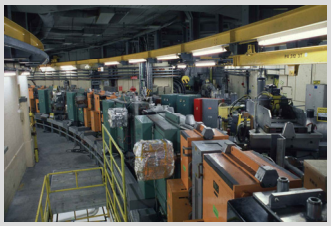


Fig. 2.4 Photo du Booster du Synchrotron à protons.

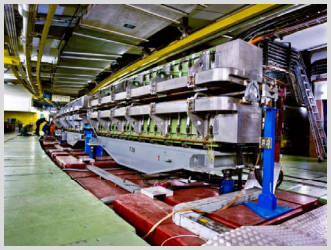


Fig. 2.5 Photo du PS.

Fig. 2.6 Photo du SPS.

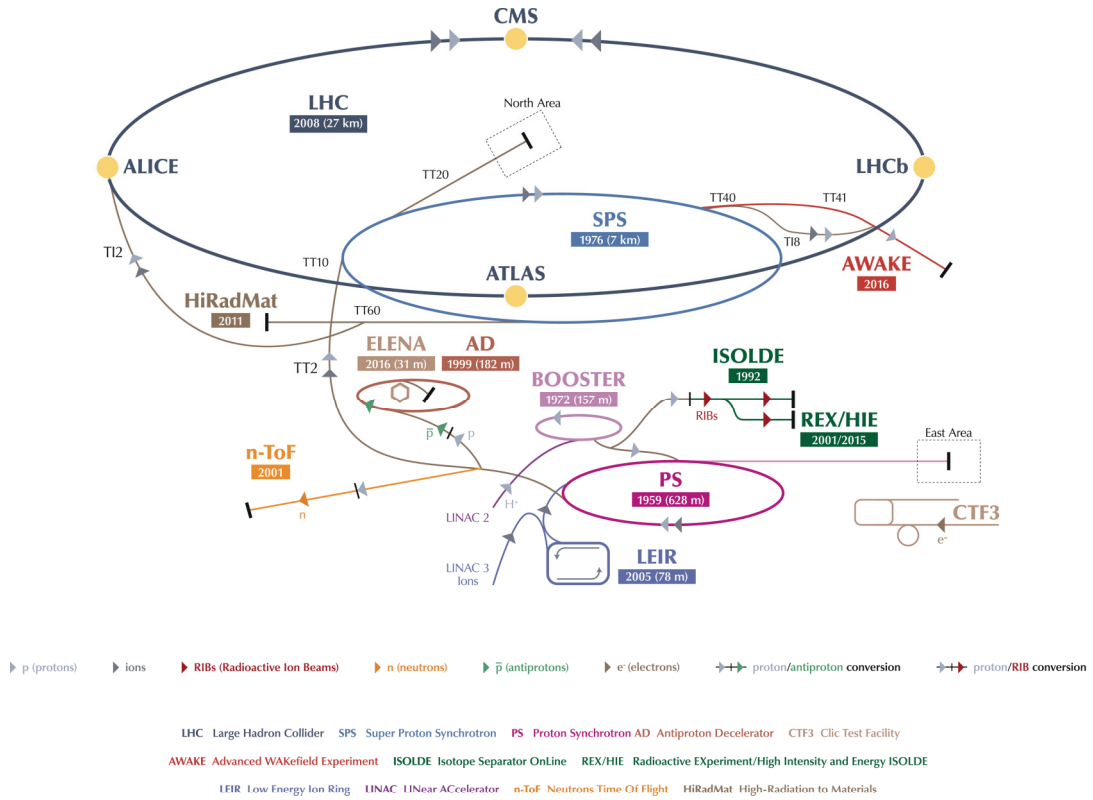


Fig. 2.1 Schéma du complexe d'accélération du CERN. La chaine d'injection du LHC est constituée du Linac 2, du Booster, du PS et du SPS.

Pour les collisions proton-proton, la source de protons est une bouteille de dihydrogène gazeux (cf.Fig 2.2). Les atomes d'hydrogène sont injectés dans le *Duoplasmatron Proton IOn Source*, où il sont chauffés et soumis à un champ électrique qui arrache leur électron et les ionise en H^+ (proton). Les protons extraits sont ensuite envoyés dans l'accélérateur linaire (LINAC 2 (cf.Fig 2.3)) où ils atteignent l'énergie de 50 MeV. Leur vitesse est alors d'environ 0,3 c où c est la vitesse de la lumière dans le vide (c =299 792 458 m s^{-1}). Ils parcourent ensuite les 4 anneaux de 157 m de circonférence du Booster du Synchrotron à protons (BOOSTER (cf.Fig 2.4)) qui les amènent à une énergie de 1,4 GeV avant de les injecter dans l'accélérateur suivant, le Synchrotron à protons (PS (cf.Fig 2.5)). Cet accélérateur circulaire de 628 m de circonférence, permet aux faisceaux d'atteindre une énergie de 25 GeV et une vitesse de 0,87 c. Il sert aussi à préparer le faisceau en le découpant en série de paquets (*bunchs*) de particules nécessaires au LHC. Ces *bunchs* sont ensuite envoyés dans le supersynchrotron à protons (SPS (cf.Fig 2.6)) d'une circonférence de 7 km, où l'énergie du faisceau atteint 450 GeV soit une vitesse de 0,99 c. Les paquets sont regroupés pour former des trains de paquets avant d'être enfin envoyés dans le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC). L'injection et le guidage de faisceaux d'une telle énergie par des aimants supraconducteurs rapides est une tâche délicate, la moindre erreur pourrait détériorer l'accélérateur. Afin de vérifier les paramètres, un faisceau de test de faible intensité *"pilot beam"* est donc injecté. Ensuite, le faisceau de haute énergie, séparé en deux, est injecté dans deux conduits différents, l'un circulant dans un sens et l'autre dans le sens contraire. Ces faisceaux sont ensuite accélérés jusqu'à une énergie de ~7 TeV et ne se croisent qu'aux points d'interactions. À ce stade, les protons ont une vitesse de 0,999 999 991 c, soit 299 792 455,3 m s^{-1}. Ils ne se déplacent que 2,7 m s^{-1} moins vite que la lumière. Afin d'accélérer les protons à une vitesse si proche de celle la lumière, d'importantes contraintes de pression et de température sont nécessaires. Un vide poussé est impératif à l'intérieur du LHC afin de minimiser les interactions, la pression interne est de l'ordre de 10^{-13} atm soit 10 fois moins que la pression à la surface de la Lune. La présence d'aimants supraconducteurs nécessite un système de distribution cryogénique, qui assure la circulation d'hélium super-fluide et maintient le LHC à une température de −271,3 °C (1,9 K). Le LHC est donc plus froid que l'Univers[3].

3. Le fond diffus cosmologique a en effet été évalué par le satellite Plank (cf.Fig 1.26) (2009–2013) à 2,725 K.

2 Le Large Hadron Collider

Le LHC est le dernier accélérateur circulaire du complexe d'accélération. C'est actuellement le collisionneur le plus puissant du monde (cf.Fig 2.7). Il utilise le tunnel de 27 km de circonférence situé à une centaine de mètres sous terre, construit pour accueillir le Grand Collisionneur Électron-Positron (LEP [4]), qui fût en service de 1989 à 2000. Le LHC a été mis en service en 2008 et a été construit afin de produire de l'ordre de 600 millions de collisions proton-proton par seconde à une énergie au centre de masse de $\sqrt{s}$ =14 TeV. Il a permis de mettre en évidence l'existence du boson de Higgs, dernière pièce manquante du Modèle Standard.

Le LHC est un collisionneur de particules non élémentaires (hadrons) à l'inverse de son prédécesseur, le LEP qui utilisait des électrons et des positrons. Lors d'une collision entre hadrons, ce sont leurs constituants élémentaires, les quarks et les gluons, qui se heurtent. Ceux-ci possèdent seulement une fraction de l'énergie du hadron qui les contient. L'énergie du centre de masse de cette collision n'est donc pas connue avec précision. Le LHC est plutôt une machine de découverte de particules qu'une machine de mesures de précision comme l'était le LEP, car il permet d'accéder à un large spectre en énergie. Généralement, les mesures de précision sont effectuées grâce à des collisionneurs utilisant des particules élémentaires (e^-, e^+) ; ils sont dans ce cas souvent linéaires afin d'éviter la perte d'énergie par rayonnement synchroton.

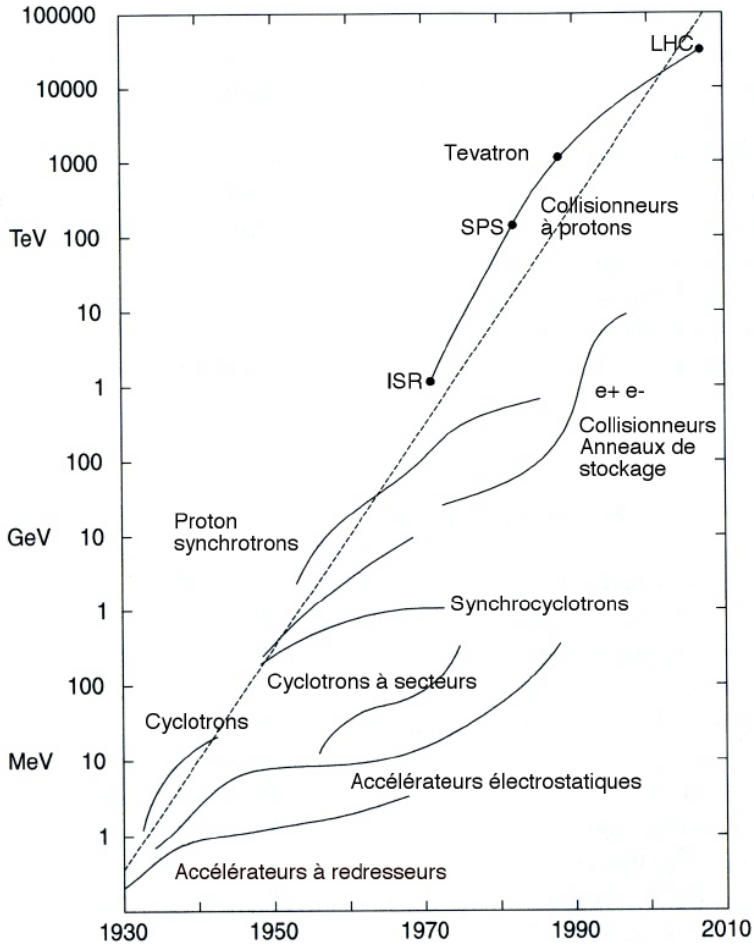


Fig. 2.7 Diagramme de Livingston : énergie des faisceaux de particules accélérées pour différentes machines en fonction du temps. Afin de pouvoir comparer les différents accélérateurs et technologies, l'énergie des collisionneurs, qui s'exprime dans le centre de masse, a été recalculée comme si l'énergie des particules observées était le résultat d'une collision avec un proton au repos (cible fixe).

4. Large Electron Positron collider.

La figure 2.8 est une vue schématique du LHC. En vérité le LHC n'est pas parfaitement circulaire, mais est composé d'octants (cf.Fig 2.9) qui comportent chacun une section droite de longueur 528 m et un secteur courbe d'une longueur de 2,45 km.

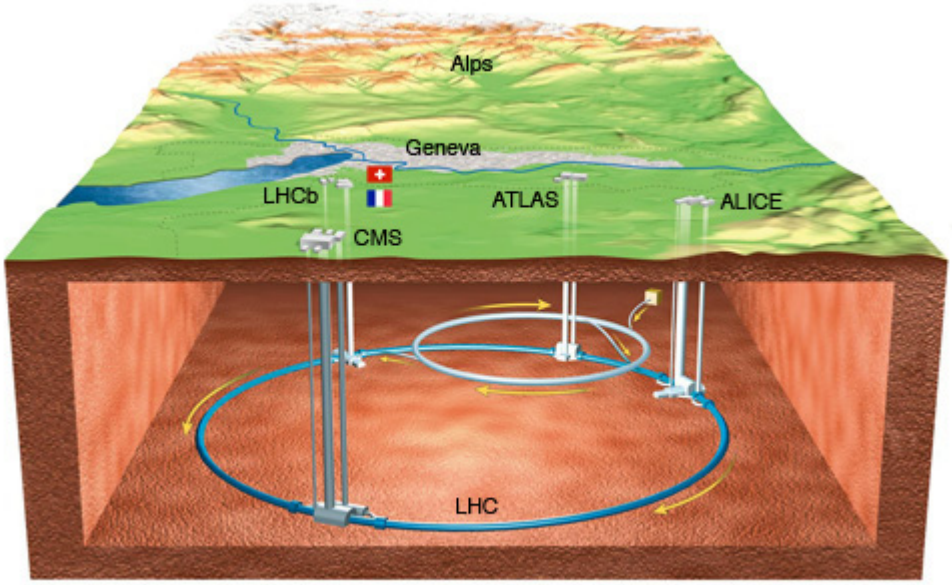


Fig. 2.8 Vue schématique du LHC.

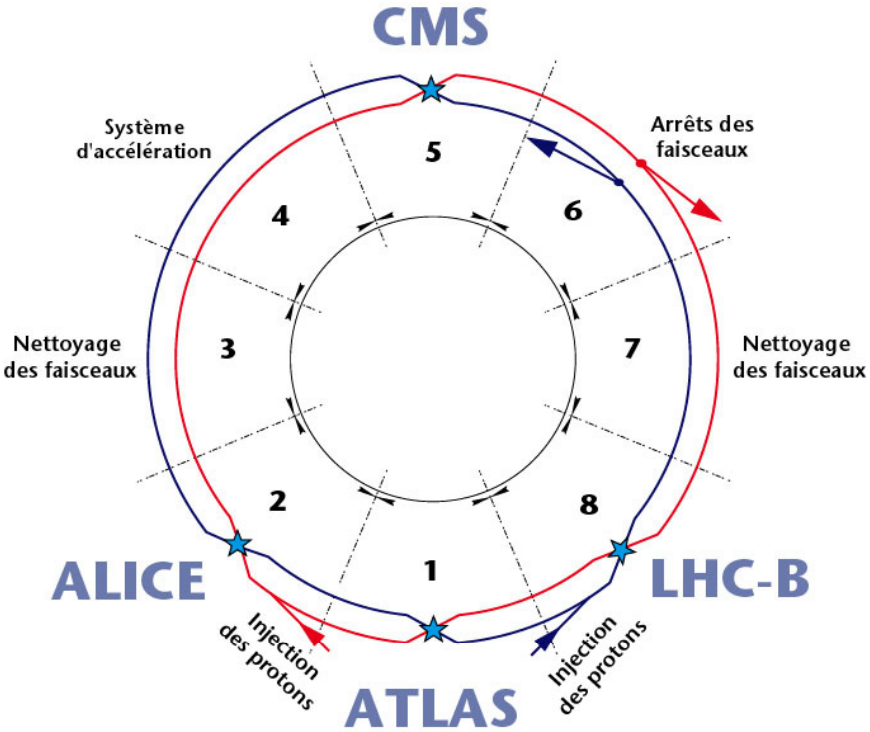


Fig. 2.9 Vue schématique des octants du LHC ainsi que des positions des principaux détecteurs le long du LHC. Les faisceaux (en bleu et rouge) circulent en sens inverse l'un de l'autre.

Afin de courber les faisceaux, 1232 aimants dipolaires de 15 mètres de long sont utilisés et 392 aimants quadripolaires de 5 à 7 m permettent de concentrer les faisceaux. Chaque section courbe est composée de 23 cellules de 106,9 m de long de type "FODO" (cf.Fig 2.10).

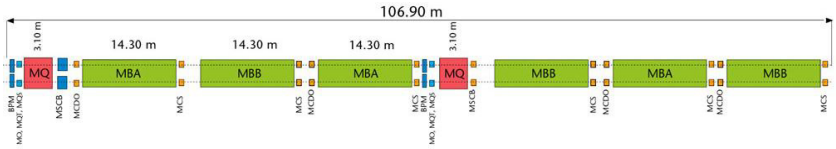


Fig. 2.10 Structure d'une cellule d'un octant.

Deux quadrupôles MQ focalisent les faisceaux dans le plan vertical et horizontal respectivement, et six dipôles (MBA, MBB) courbent la trajectoire des particules. Les dipôles sont entourés de sextupôles, octopôles et décapôles afin de compenser les imperfections des champs magnétiques dipolaires. Des sextupôles, quadrupôles et octupôles sont également positionnés près des quadrupôles MQ afin de corriger les aberrations chromatiques.

Les sections droites sont utilisées afin de faire converger les deux faisceaux de protons venant en sens inverse l'un de l'autre. Il existe 8 points potentiels d'interactions (P), mais seulement 4 sont le siège de collisions et possèdent des détecteurs qui analysent les données issues de celles-ci : le point P1 pour ATLAS [5] (cf.Fig 2.11), le point P2 pour ALICE [6](cf.Fig 2.12), le point P5 pour CMS [7](cf.Fig 2.13) et le point P8 pour LHCb [8](cf.Fig 2.14). Les sections droites des octants 3 et 7 contiennent des systèmes de nettoyage des faisceaux, le 6 un système d'arrêt des faisceaux et le 4 un système radiofréquence pour chaque faisceau (cf.Fig 2.15). Chaque système radiofréquence est composé de 8 cavités accélératrices. Ce sont des résonateurs électromagnétiques, opérant à 400 MHz, qui accélèrent les particules et compensent l'énergie perdue par radiation synchrotron.

La réutilisation du tunnel du LEP et l'énergie des faisceau (7 TeV) ont imposé l'utilisation d'aimants supraconducteurs produisant des champs magnétiques de 8,4 T. De plus l'utilisation de deux faisceaux de protons voyageant en sens inverse et l'espace limité dans le tunnel ont amené à la création d'un nouveau type d'aimant où les deux tubes contenant les deux faisceaux sont insérés dans un même cryostat (cf.Fig 2.16).

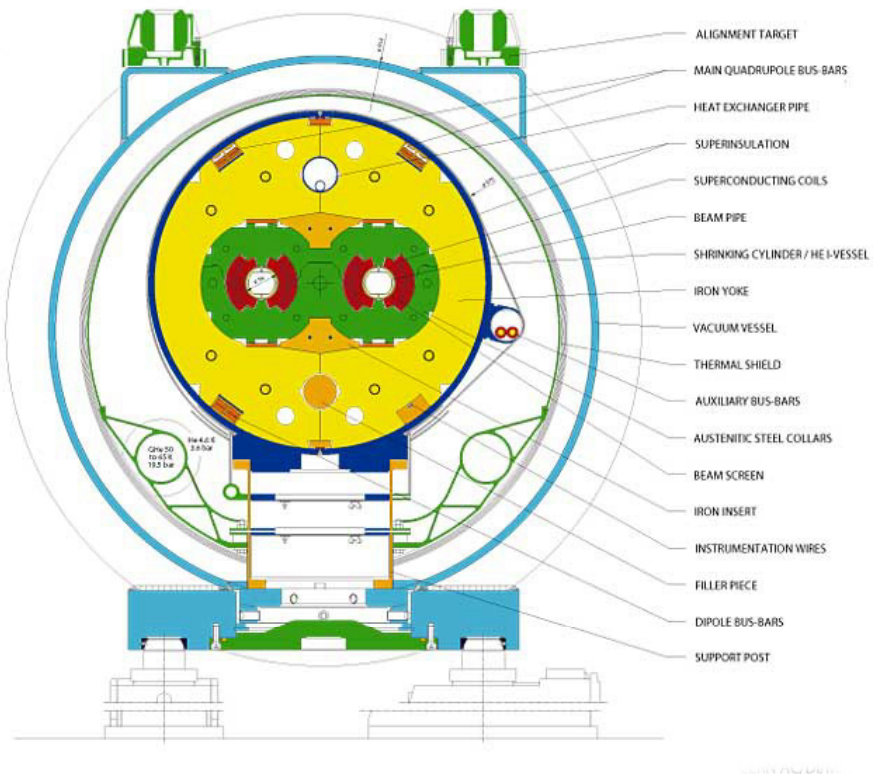


Fig. 2.16 Vue transversale d'un dipôle du LHC.

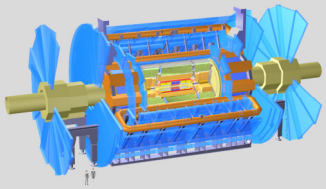


Fig. 2.11 ATLAS.

Fig. 2.12 ALICE.

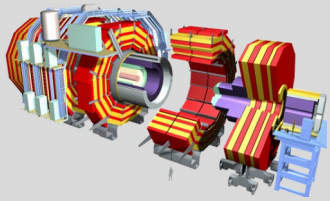


Fig. 2.13 CMS.

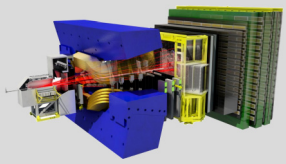


Fig. 2.14 LHCb.

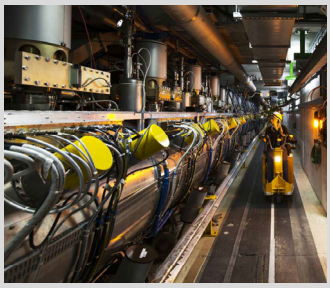


Fig. 2.15 Photo d'une cavité accélératrice radiofréquence (RF).

5. A Toroidal LHC ApparatuS, détecteur généraliste.
6. A Large Ion Collider Experiment, dédié à l'étude du plasma de quarks et gluons.
7. Compact Muon Solenoid, détecteur généraliste.
8. Large Hadron Collider beauty experiment, dédié au quark b.

2.1 Luminosité des faisceaux

Le nombre d'événements correspondant à un processus donné que peut produire le LHC peut être exprimé par :

$$N = \int \mathcal{L}(t)\sigma \mathrm{d}t \tag{2.1}$$

où σ est la section efficace du processus considéré (la probabilité qu'un événement produise ce processus), t la durée de prise de données et $\mathcal{L}$ la luminosité instantanée délivrée par la machine.

La luminosité est déterminée par les paramètres des faisceaux de protons :

$$\mathcal{L} = \frac{f_{rev} n_p N_f}{4\pi\sigma_x\sigma_y} F(\phi) \tag{2.2}$$

avec N_f le nombre de protons par paquet, n_p le nombre de paquets, f_{rev} la fréquence de rotation d'un paquet, σ_x (σ_y) la moyenne quadratique horizontale (verticale) transverse de la taille du faisceau au point d'interaction et $F(\phi)$ le facteur de réduction géométrique défini en fonction de l'angle ϕ de Piwinski.

$$F(\phi) = \frac{1}{\sqrt{1+\phi^2}} \tag{2.3}$$

En considérant des faisceaux se croisant dans le plan vertical (cf.Fig 2.17), l'angle de Piwinski peut s'écrire :

$$\phi = \frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma_y} \tag{2.4}$$

avec θ_c l'angle de croisement des faisceaux et σ_z la moyenne quadratique de la longueur d'un paquet.

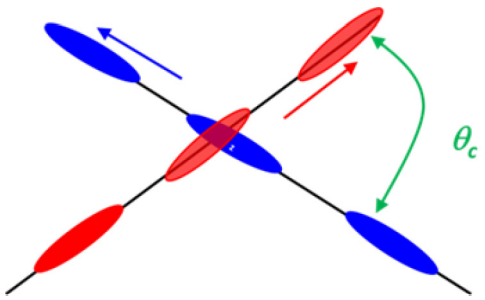


Fig. 2.17 Schéma d'une collision de paquets dans le plan transversal.

Il est possible d'exprimer σ_x et σ_y en fonction de l'émittance ϵ et de la fonction $\beta(s)$, avec s la position le long de la trajectoire nominale du faisceau. L'émittance est l'espace dans l'espace des phases qui contient un certain pourcentage des particules du faisceau (95% pour les collisionneurs hadroniques). Elle est supposée constante durant toute la durée du temps de mesure [9] :

$$\sigma_x = \sqrt{\epsilon\beta_x} \tag{2.5}$$

La valeur de la fonction β au point d'interaction est notée β^*. En considérant de plus que $\sigma_x = \sigma_x = \sigma$ on peut réécrire $\mathcal{L}$ comme :

$$\mathcal{L} = \frac{f_{rev}\gamma\beta n_p N_f}{4\epsilon_n\beta^*\pi} F(\phi) \tag{2.6}$$

où $\epsilon_n = \epsilon\gamma\beta$ est l'émittance normalisée et γ le facteur de Lorentz $\beta = v/c$.

9. d'après le théorème de Liouville.

D'après cette formule on remarque qu'il peut être intéressant de réduire au maximum ϵ_n c'est-à-dire d'avoir des paquets dont les particules ont la même quantité de mouvement et sont proches l'une de l'autre. Il est aussi possible de diminuer le facteur de réduction géométrique en utilisant une configuration de faisceau dite "en crabe" (cf.Fig 2.18)

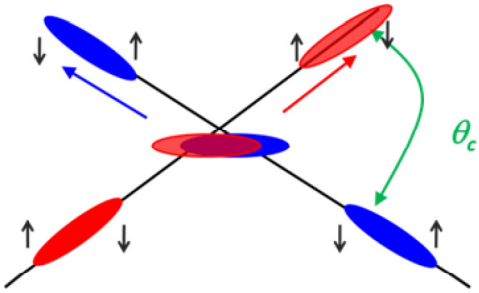


Fig. 2.18 Schéma d'une collision "en crabe" de paquets dans le plan transversal.

La luminosité du faisceau ne reste pas constante tout le long d'un cycle de prise de données. Les collisions dans les détecteurs en sont la cause principale. Le temps de décroissance caractéristique de l'intensité du faisceau par les collisions est :

$$\tau_{collisions} = \frac{N_0}{L_0 \sigma_{tot} n} \tag{2.7}$$

avec N_0 le nombre de protons à l'injection, L_0 la luminosité initiale, σ_{tot} la section efficace totale et n le nombre de points d'interaction des faisceaux.

Les deux autres causes principales de la réduction de la luminosité des faisceaux sont, d'une part la perte par interaction entre les particules du faisceau et le gaz piégé dans les tubes (avec un temps caractéristique τ_{gaz}), d'autre diverses perturbations et imperfections (champ magnétique par exemple) qui peuvent dévier les particules de la trajectoire nominale du faisceau (τ_{imper}). La décroissance de la luminosité instantanée peut être donnée par la formule :

$$\frac{L}{\mathrm{t}} = L_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{2.8}$$

avec

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{collisions}} + \frac{1}{\tau_{gaz}} + \frac{1}{\tau_{imper}} \tag{2.9}$$

Lorsque l'intensité du faisceau devient trop faible pour une prise de données efficace, les faisceaux sont déviés de leurs trajectoires circulaires et envoyés dans les "*dump blocks*" (cf.Fig 2.19)

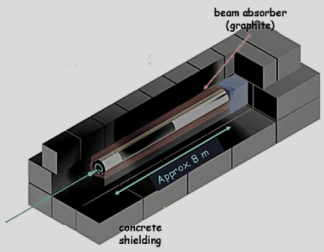


Fig. 2.19 Schéma d'un *"dump block"*.

La luminosité intégrée pour les collisions proton-proton délivrées par le LHC en 2016 ainsi que celle enregistrée par le détecteur CMS sont données par le graphique suivant :

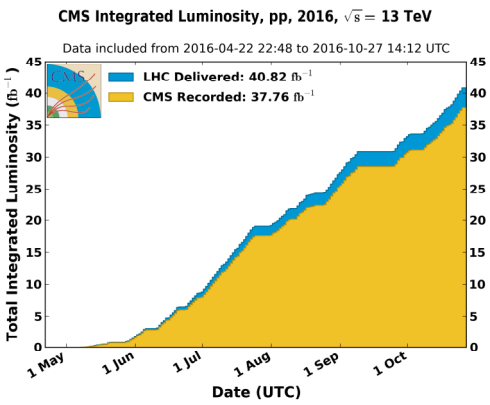


Fig. 2.20 Luminosité intégrée en fonction du jour de l'année 2016 délivrée (bleu) et enregistrée (orange) par CMS pendant les faisceaux stables et pour les collisions *pp*, à 13 TeV d'énergie dans le centre de masse [4].

2.2 Collisions proton-proton

Le proton n'est pas une particule élémentaire. Il est composé de 3 quarks de valence (uud) et de quarks, antiquarks et gluons regroupés sous le terme de partons (cf.Fig 2.21)

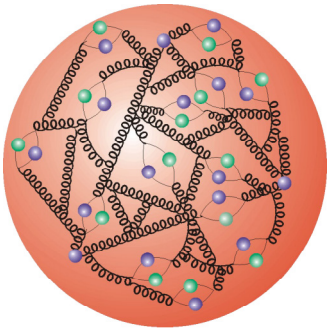


Fig. 2.21 Schéma d'un proton : les quarks (vert) et anti-quarks (bleu) sont en interaction par l'intermédiaire de gluons (noir).

Les collisions proton-proton peuvent être rassemblées en trois groupes :

- **Les collisions élastiques :** elles préservent l'énergie cinétique totale des protons. Ces collisions ne sont pas intéressantes dans notre cas et ne font que polluer. Elles correspondent à des collisions de faible quantité de mouvement.
- **Les collisions diffractives :** elles se produisent lorsque la quantité de mouvement des deux protons et plus importante. Elles se caractérisent par la fragmentation d'un proton pour la diffraction simple ou des deux protons pour la diffraction double.
- **Les collisions inélastiques :** ces collisions se produisent lorsque l'un des partons d'un proton interagit avec un parton de l'autre proton. Ce sont ces interactions à haute quantité de mouvement qui sont les plus intéressantes pour la recherche de nouvelle particules.

Collisions inélastiques

Les collisions inélastiques se produisent entre deux partons qui possèdent une fraction de la quantité de mouvement x_1 et x_2 du proton 1 et 2. Ces fractions sont décrites par des fonctions de distribution de partons $f(x, Q^2)$. Il s'agit des densités de probabilités de trouver une particule avec une fraction x de la quantité de mouvement longitudinale du hadron dont l'impulsion est Q^2. Il existe une fonction de distribution de parton par saveur de quark et une pour les gluons (cf.Fig 2.22).

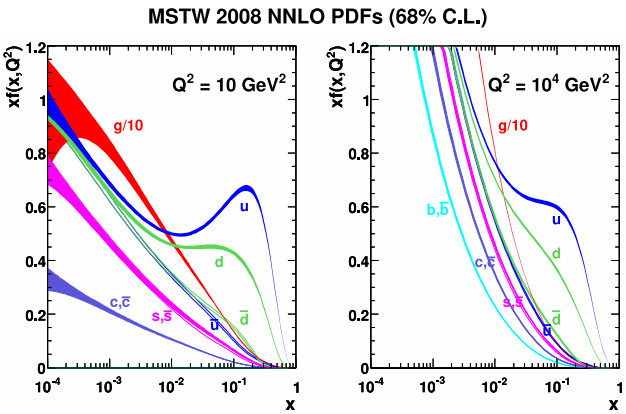


Fig. 2.22 Produit de x avec la distribution de parton non-polarisée $f(x)$, où $f = u$, $\bar{u}$, d, $\bar{d}$, c, $\bar{c}$, s, $\bar{s}$, b, $\bar{b}$, g et leurs incertitudes, en utilisant la paramétrisation NNLO MSTW2008 à l'échelle 10 GeV^2 (gauche) et 10 000 GeV^2 (droite) [5].

Ces fonctions ne peuvent être déduites que des données expérimentales car l'échelle d'énergie de QCD à laquelle sont soumis les partons au sein du proton ne permet pas d'effectuer un calcul perturbatif. On peut remarquer que la contribution des gluons est la plus importante et que les quarks de valence ont une contribution plus importante que ceux de la mer de partons.

En utilisant ces fonctions et le théorème de factorisation de QCD, il est possible de calculer la section efficace d'un événement $A + B \to X$ par la formule :

$$\sigma_{A+B\to X} = \sum_{i=q,g} \int_0^1 \mathrm{d}x_a \mathrm{d}x_b f_{a/A}(x_a, \mu_F^2) f_{b/B}(x_b, \mu_F^2) \sigma_{a+b\to X} \tag{2.10}$$

L'échelle de factorisation μ^2 est la limite entre la partie non perturbative $f_{b/B}(x_b, \mu^2)$ et la partie calculable par la théorie perturbative de la section efficace $\sigma_{a+b\to X}$.

Il est ainsi possible de calculer $\sigma_{a+b\to X}$ par la méthode perturbative et de la développer en termes de puissance de la constante de couplage $\alpha_s\left(\mu_R^2\right)$ qui dépend de l'échelle de renormalisation :

$$\sigma_{a+b\to X} = \left[\sigma_0 + \alpha_s\left(\mu_R^2\right)\sigma_1 + \cdots\right]_{a+b\to X} \tag{2.11}$$

La figure 2.23 montre quelques sections efficaces du Modèle Standard pour des collisions proton-proton et proton-anti-proton calculées au *"next-to-leading order"* (σ_1 dans la formule 2.11).

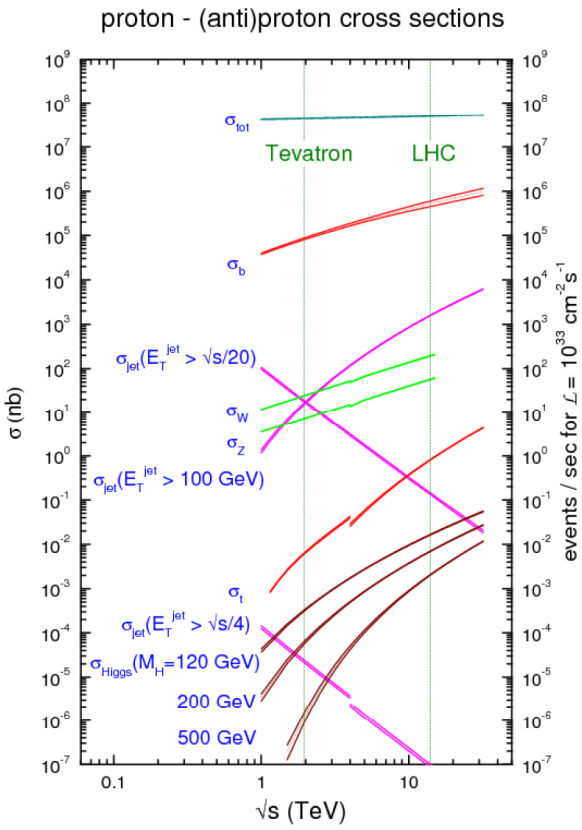


Fig. 2.23 Sections efficaces du Modèle Standard pour les collisionneurs LHC et Tevatron en fonction de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$. Les lignes pointillées indiquent les énergies dans le centre de masse associées au Tevatron (1,96 TeV) et au LHC (7, 10 et 14 TeV). Les sections efficaces sont exprimées en nanobarn (gauche) et en Hertz (droite) pour une luminosité instantanée L $=10^{33}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$, luminosité typique des premières années de fonctionnement du LHC [6].

2.3 Collisions proton-proton inélastiques

Les collisions inélastiques sont le siège de plusieurs processus (cf.Fig 2.24). Parmi les plus importants citons :

- **Les collisions profondément inélastiques :** deux partons très énergétiques des deux protons entrent en collision.
- **Les collisions sous-jacentes :** plusieurs collisions entre les partons restant des protons peuvent avoir lieu.
- **Les radiations de l'état initial :** avant l'interaction des deux partons responsables de la collision principale, ces deux partons peuvent rayonner des quarks et des gluons.
- **Les radiations finales :** les particules créées après la collision principale peuvent elles-mêmes rayonner des quarks et des gluons.
- **L'hadronisation :** due à la propriété de confinement, les quarks et gluons vont s'hadroniser afin de former des hadrons de couleur blanche qui forment des jets.
- **Les désintégrations :** nombre des hadrons et mésons créés pendant le processus d'hadronisation ne sont pas stables et vont se désintégrer, parfois en cascade, en particules stables.

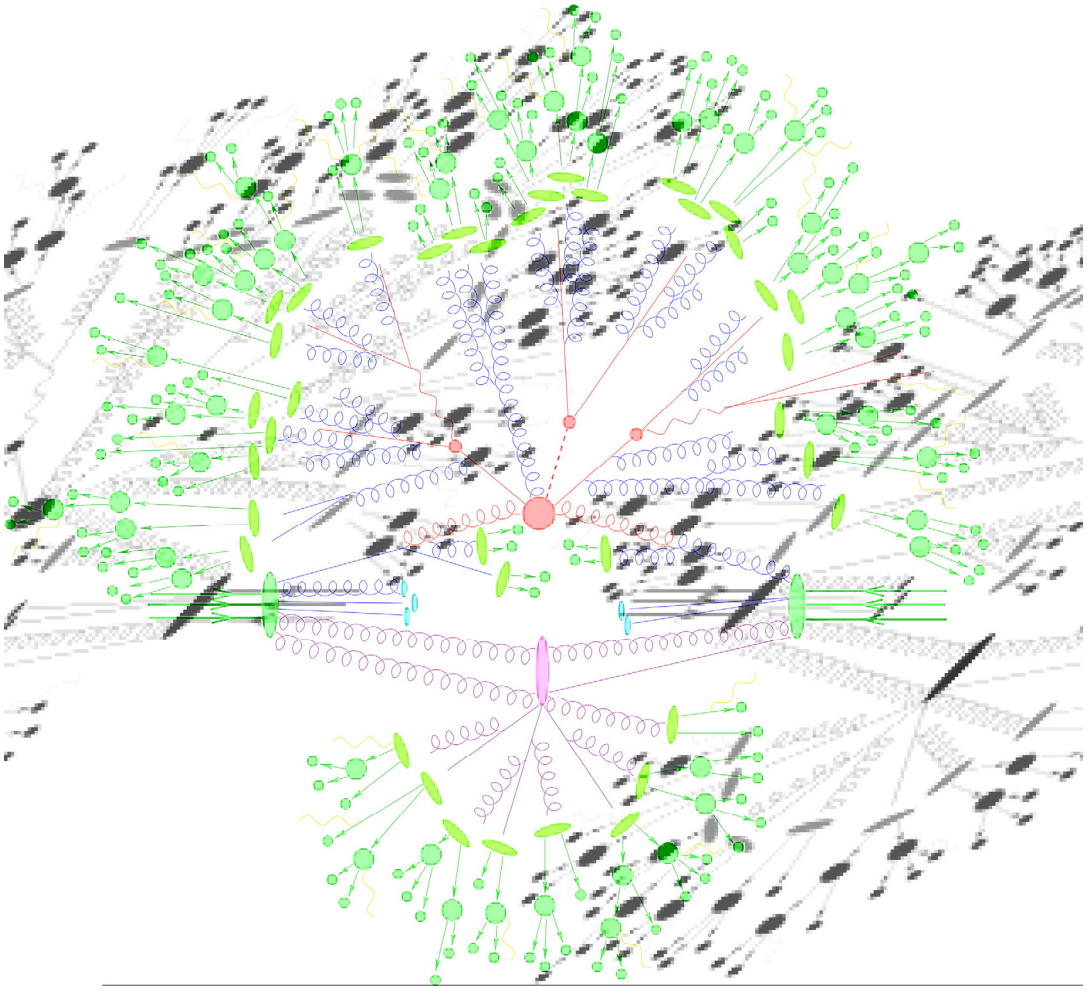


Fig. 2.24 Schéma d'une collision proton-proton inélastique. Deux partons venant de deux protons différents interagissent inélastiquement (rouge), d'autres partons de ces deux protons produisent des collisions secondaires (magenta). Les partons ainsi créés s'hadronisent (rouge) en créant des jets de particules (vert clair). Ces particules instables se désintègrent, en cascade, en particules stables (vert foncé).

2.4 L'empilement en temps et hors-temps

Plusieurs collisions proton-proton peuvent avoir lieu lors d'un même croisement de faisceaux. Ces collisions appartiennent donc au même événement et forment un empilement en temps ou "*on-time pile-up*". De plus certaines désintégrations et phénomènes peuvent durer plus longtemps que le temps entre deux croisements de faisceaux. Ces événements sont appelés empilement hors-temps ou "*off-time pile-up*". Le phénomène d'empilement dépend de la luminosité et de l'énergie des faisceaux. La figure 2.25 montre la distribution du nombre d'événements par croisement de faisceaux dans CMS en 2012.

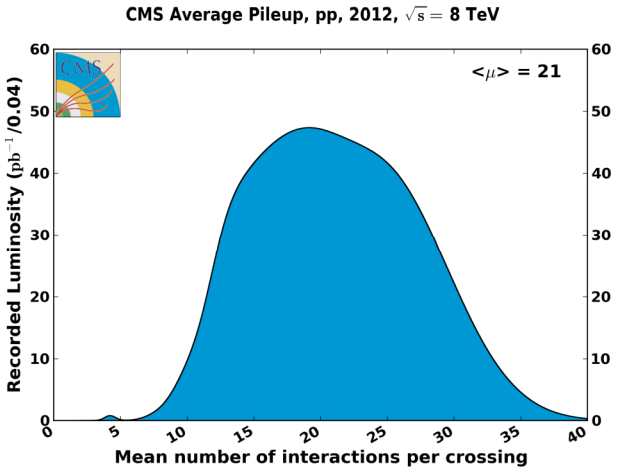


Fig. 2.25 Distribution du nombre de collisions par croisement de faisceaux [4].

2.5 Vers le High Luminosity LHC (HL-LHC)

De par l'envergure de la machine, du nombre d'expériences nécessitant le bon fonctionnement du LHC et du nombre de personnes impliquées dans ce projet, celui-ci a fait l'objet d'un calendrier prévisionnel (cf.Fig 2.26). Ce calendrier est divisé en deux grandes phases : la **Phase I** (2010–2023) et la **Phase II** (2023–2035). Chacune d'elles est elle-même divisée en plusieurs périodes comportant des arrêts techniques et des arrêts beaucoup plus long appelés "*Long Shut-down*" (LS). Ceux-ci permettent d'améliorer le LHC ainsi que d'avoir accès aux détecteurs à des fins de maintenances et d'améliorations. L'arrêt le plus important à venir est le LS3. Il est censé durer une trentaine de mois et permettre la mise à niveau du LHC vers le HL-LHC.

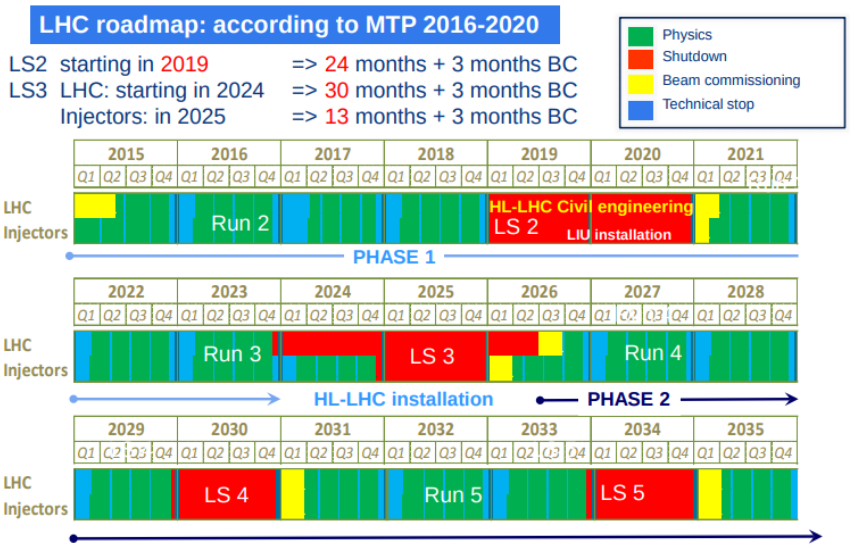


Fig. 2.26 Calendrier prévisionnel du LHC.

Le HL-LHC

La mise à niveau du LHC en HL-LHC vise à multiplier la luminosité nominale par un facteur 5 à 7,5.

Le but est de produire environ 140 événements de *pile-up* par croisement de faisceaux contre une vingtaine actuellement. Pour cela les faisceaux devront être plus intenses et plus concentrés qu'actuellement. Afin d'y parvenir de nombreux paramètres du collisionneur et de la chaine d'accélération vont modifiés (cf.Fig 2.28).

- Un nouveau système optique est à l'étude afin d'adapter la concentration du faisceau au cours du temps pour maintenir une luminosité constante tout le long de la durée de vie du faisceau. D'autres instruments de mesures des paramètres des faisceaux seront également installés.
- Des aimants de 12 T, contre 8 T pour le présent système, seront installés à l'avant de ATLAS et CMS afin de mieux collimer les faisceaux.
- Des cavités supraconductrices vont être installées en vue d'orienter les paquets de particules en leur donnant un moment transverse afin d'augmenter la section efficace. Cette configuration est dite "en crabe".
- L'accroissement du nombre de particules nécessite un renforcement des protections afin de ne pas abîmer la machine. 60 des 118 collimateurs qui permettent l'absorption des particules qui s'échappent de la trajectoire nominale du faisceau seront remplacés et entre 15 et 20 nouveaux collimateurs seront installés.
- Afin d'insérer ces nouveaux collimateurs, quatre des dipôles de 15 mètres de long seront remplacés par quatre paires d'aimants beaucoup plus puissants de 11 T contre 8,3 T pour les aimants actuels.
- Deux nouvelles cavernes de service de 300 mètres de long vont être creusées près des expériences CMS et ATLAS. Elles abriteront les zones de services nécessaires à ces expériences et les appareils sensibles aux radiations (convertisseurs de courant, cryogénie etc.).
- De nouvelles lignes de transmission électrique vont également être installées. Ces câbles seront faits d'un matériau supraconducteur MgB_2 (diborure de magnésium), capable de fonctionner à haute température (20 K), beaucoup plus stables que les supraconducteurs conventionnels. Ils permettront de transporter des courants de plus de 100 kA.
- La chaine d'accélération sera elle aussi mise à niveau. Dès 2020, un nouvel accélérateur linéaire appelé LINAC4 (cf.Fig 2.27) va remplacer le LINAC2. Les trois autres accélérateurs de la chaine (PSB, PS et SPS) auront également droit à des améliorations.

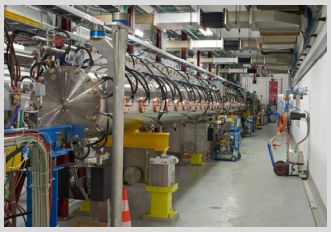


Fig. 2.27 Photo du LINAC4.

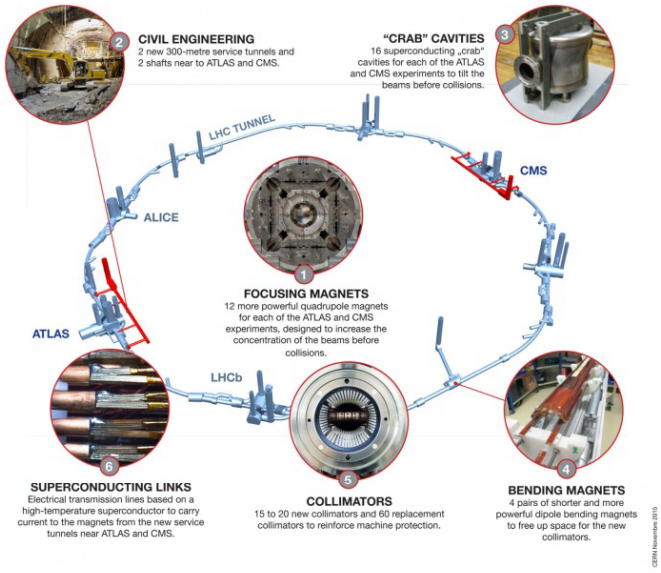


Fig. 2.28 Schéma montrant les différents types de mise à niveau nécessaires au HL-LHC [7].

Le tableau 2.1 donne les différents paramètres selon plusieurs configurations envisagées par rapport aux paramètres nominaux actuels du LHC.

Paramètre	LHC Nominal (design report)	HL-LHC 25 ns (standard)	HL-LHC 25 ns (BCMS)	HL-LHC 8b+4e^{12}
Énergie du faisceau [TeV]	7	7	7	7
Nombre de proton par paquet N_b	$1{,}15 \times 10^{11}$	$2{,}2 \times 10^{11}$	$2{,}2 \times 10^{11}$	$2{,}3 \times 10^{11}$
Nombres de paquets n_b	2808	2748	2604	1968
Nombre de collisons aux point P1 et P5	2808	2736	2592	1960
Courant du faisceau [A]	0,58	1,09	1,03	0,82
angle x-ing [µrad]	285	590	590	554
$\beta*$ [m]	0,55	0,15	0,15	0,15
ϵ_n [µm]	3,75	2,50	2,50	2,20
r.m.s. de la longueur du paquet [m]	$7{,}55 \times 10^{-2}$	$7{,}55 \times 10^{-2}$	$7{,}55 \times 10^{-2}$	$7{,}55 \times 10^{-2}$
paramètre de Piwinski	0,65	3,14	3,14	3,14
Facteur de perte total $R0$ sans cavité "crabes"	0,836	0,305	0,305	0,304
Facteur de perte total $R1$ avec cavité "crabes"	(0,981)	0,829	0,829	0,828
Pic de luminosité sans cavité de type "crabe" [$\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$]	$1{,}00 \times 10^{34}$	$7{,}18 \times 10^{34}$	$6{,}80 \times 10^{34}$	$6{,}38 \times 10^{34}$
Luminosité virtuelle avec cavité de type "crabe" $L_{peak}R_1/R_0$[$\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$]	$1{,}18 \times 10^{34}$	$19{,}54 \times 10^{34}$	$18{,}52 \times 10^{34}$	$17{,}40 \times 10^{34}$
Événements / croisement de faisceaux sans nivellement et sans cavités de type "crabe"	27	198	198	246
Luminosité nivellé [$\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$]	-	$5{,}00 \times 10^{34}$	$5{,}00 \times 10^{34}$	$3{,}63 \times 10^{34}$
Événements/croisement de faisceaux avec nivellement et cavités de type "crabe" pour HL-LHC	27	138	146	140
Pic de densité linéaire d'événement pile-up [evt/mm] (maximum pour des faisceaux stables)	0,21	1,25	1,31	1,28
temps de nivellement [h] (aucune augmentation d'émittance)	-	8,3	7,6	9,5
N_b à l'injection dans le LHC	$1{,}20 \times 10^{11}$	$2{,}30 \times 10^{11}$	$2{,}30 \times 10^{11}$	$2{,}40 \times 10^{11}$
n_b par injection	288	288	288	224
ϵ_n à l'extraction du SPS	3,40	2,0	<2,00	1,70

Table 2.1 Liste des principaux paramètres du faisceau du HL-LHC. La colonne intitulée "standard" est le design pris comme objectif, les deux autres colonnes représentent des variantes de ce design. Pour comparaison, les paramètres du faisceau du LHC dans son design nominal sont reportés dans la première colonne [8].

L'augmentation de la luminosité va aussi nécessiter la mise à niveau des détecteurs et notamment de CMS, afin de supporter le nombre important de collisions par croisement de faisceaux. D'autres améliorations et travaux de maintenance seront également réalisés durant cet arrêt.

3 Le détecteur Compact Muon Solenoid (CMS)

Contenu :

1 Le détecteur Solénoïde compact à muons (CMS) **33**
1.1 Systèmes de coordonnées conventionnels 34
1.2 Description générale de CMS 34
2 Les sous-détecteurs de CMS **36**
2.1 Le trajectographe 36
2.2 Le calorimètre électromagnétique 39
2.3 Le calorimètre hadronique 41
2.4 L'aimant supraconducteur 42
2.5 Le spectrographe à muons 43
3 Le système de déclenchement et d'acquisition de données **48**
3.1 Le déclenchement de niveau I (L1) 49
3.2 Le déclenchement de haut niveau (HLT) 50
4 Mises à niveau et amélioration de CMS **50**

Ce chapitre décrit le détecteur CMS et les sous-détecteurs qui le composent, suivi d'une discussion sur le système de déclenchement. Il décrit également certaines des mises à niveau qui se dérouleront durant les *Long Shut Down* LS2 et LS3 afin de se préparer à l'augmentation de la luminosité et de l'empilement qui en découle.

1 Le détecteur Solénoïde compact à muons (CMS)

Le détecteur Solénoïde Compact à Muons abrégé en CMS (pour *Compact Muon Solenoid*) est avec ATLAS une expérience généraliste qui a comme buts majeurs :

- **La recherche du boson de Higgs :** lors de la conception de CMS dans les années 1990, la détection du boson de Higgs a été prise comme référence afin de tester les performances du design du détecteur. Ce but a été atteint avec la découverte d'une particule compatible avec le boson de Higgs le 4 juillet 2012.
- **Confirmer et préciser les mesures de la physique du Modèle Standard :** des mesures de précision dans des domaines tels que la QCD, le couplage électrofaible, et la physique des saveurs pourraient donner des indications d'une physique au-delà du Modèle Standard.
- **La recherche de signes de physique au-delà du Modèle Standard :** CMS permet la recherche de particules supersymétriques, de nouveaux bosons vecteurs massifs (Z') ou encore la recherche de dimensions supplémentaires . . . .
- **Étudier les collisions d'ions lourds.**

Afin de répondre à ces objectifs, le "*Technical Design Report*" (TDR) [9] a fixé le cahier des charges et les caractéristiques essentielles du détecteur CMS, à savoir :

- Une bonne identification des muons et une bonne résolution en impulsion sur une vaste gamme d'impulsions pour la région $|\eta| < 2{,}5$, une bonne résolution en masse pour les dimuons ($\approx 1\%$ à $100\,\mathrm{GeV/c^2}$) et la capacité à déterminer de manière certaine la charge des muons d'impulsion $p < 1\,\mathrm{TeV/c}$. η est la pseudo-rapidité (cf.Éq 3.2)
- Une bonne résolution en impulsion pour les particules chargées ainsi qu'une bonne efficacité de reconstruction dans le trajectographe interne (*inner tracker*). Un déclenchement et un étiquetage efficace pour les jets venant de quarks τ et b, ce qui requiert un détecteur à pixels proche du point d'interaction.
- Une bonne résolution pour l'énergie électromagnétique et une bonne résolution en masse pour les diphotons et diélectrons ($\approx 1\%$ à $100\,\mathrm{GeV/c^2}$), une grande couverture géométrique ($|\eta| < 2.5$), une mesure de la direction des photons et/ou une localisation correcte du vertex primaire d'interaction ainsi qu'une bon rejet des π_0 et une isolation des photons et leptons efficace à haute luminosité.
- Une bonne résolution en masse des dijets et une bonne résolution en masse de l'énergie transverse manquante E_T^{miss}. Ceci requiert un calorimètre hadronique hermétique de très grande couverture géométrique ($|\eta| < 5$) et une fine segmentation latérale ($\Delta\eta \times \Delta\phi < 0.1 \times 0.1$), où ϕ est l'angle d'émission par rapport à l'axe du faisceau.

1.1 Systèmes de coordonnées conventionnels

Le système de coordonnées utilisé dans CMS est un repère cartésien $(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ où O est l'origine du repère et coïncide avec le point nominal d'interaction (IP) qui est le centre du détecteur. Le système de coordonnées est déterminé par l'axe z qui est défini comme étant parallèle et dans la même direction que le faisceau allant dans le sens anti-horaire en vue de dessus. L'axe x pointe vers le centre du collisionneur LHC. L'axe y est orthogonal au plan xz et pointe vers le haut. CMS possédant une symétrie cylindrique, le repère $(O, \vec{r}, \vec{\phi}, \vec{z})$ est souvent utilisé. z correspond à la distance entre le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau (appelé plan transverse) passant par le point considéré et l'origine O du repère ; ϕ est mesuré par rapport à l'axe $\vec{x}$ dans le plan xy (angle d'émission par rapport à l'axe du faisceau) et $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. L'angle polaire θ est défini par rapport à z. Un troisième type de coordonnées, utilisant le fait que les particules produites au LHC sont relativistes, est également utilisé. En décomposant l'impulsion de la particule en une composante transverse et longitudinale $p = p_T + p_L = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} + p_z$, il vient :

$$(E/c)^2 = (mc)^2 + p_T^2 + p_L^2 \Longrightarrow (E/c)^2 - p_L^2 = (mc)^2 + p_T^2 \Longrightarrow \begin{cases} (E/c) = \sqrt{(mc)^2 + p_T^2}\cosh(y) \\ p_L = \sqrt{(mc)^2 + p_T^2}\sinh(y) \end{cases} \tag{3.1}$$

avec y un paramètre appelé rapidité. En remarquant que $p_l = p_z = p\cos(\theta)$ et en faisant le développement de $E = \sqrt{m^2c^4 + p^2c^2}$ on a :

$$y = \arctan\left(\frac{p_l c}{E}\right) = \frac{1}{2}\log\left(\frac{E + p_l c}{E - p_l c}\right) = \frac{1}{2}\log\left(\frac{\cos^2\theta/2 + \cdots}{\sin^2\theta/2 + \cdots}\right) \backsimeq -\log\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \eta \tag{3.2}$$

η est appelé pseudo-rapidité. On utilise donc le repère $(O, \vec{r}, \vec{\eta}, \vec{\phi})$ pour décrire la géométrie de CMS.

Fig. 3.1 Descente d'une tranche de CMS.

1.2 Description générale de CMS

Le détecteur CMS se trouve dans une caverne située au point 5 (P5) du LHC, proche du village de Cessy (01) en France. La construction de CMS s'est effectuée en surface et par tranches autonomes afin de réduire la durée et les coûts du chantier. Chaque tranche a ensuite été descendue dans la caverne et assemblée à 100 m sous terre (cf.Fig 3.1). CMS est un détecteur cylindrique de 24 m de long et de 14,6 m de diamètre pour une masse de plus de 16 000 tonnes (cf.Fig 3.2). Il est composé d'une succession de sous-détecteurs concentriques.

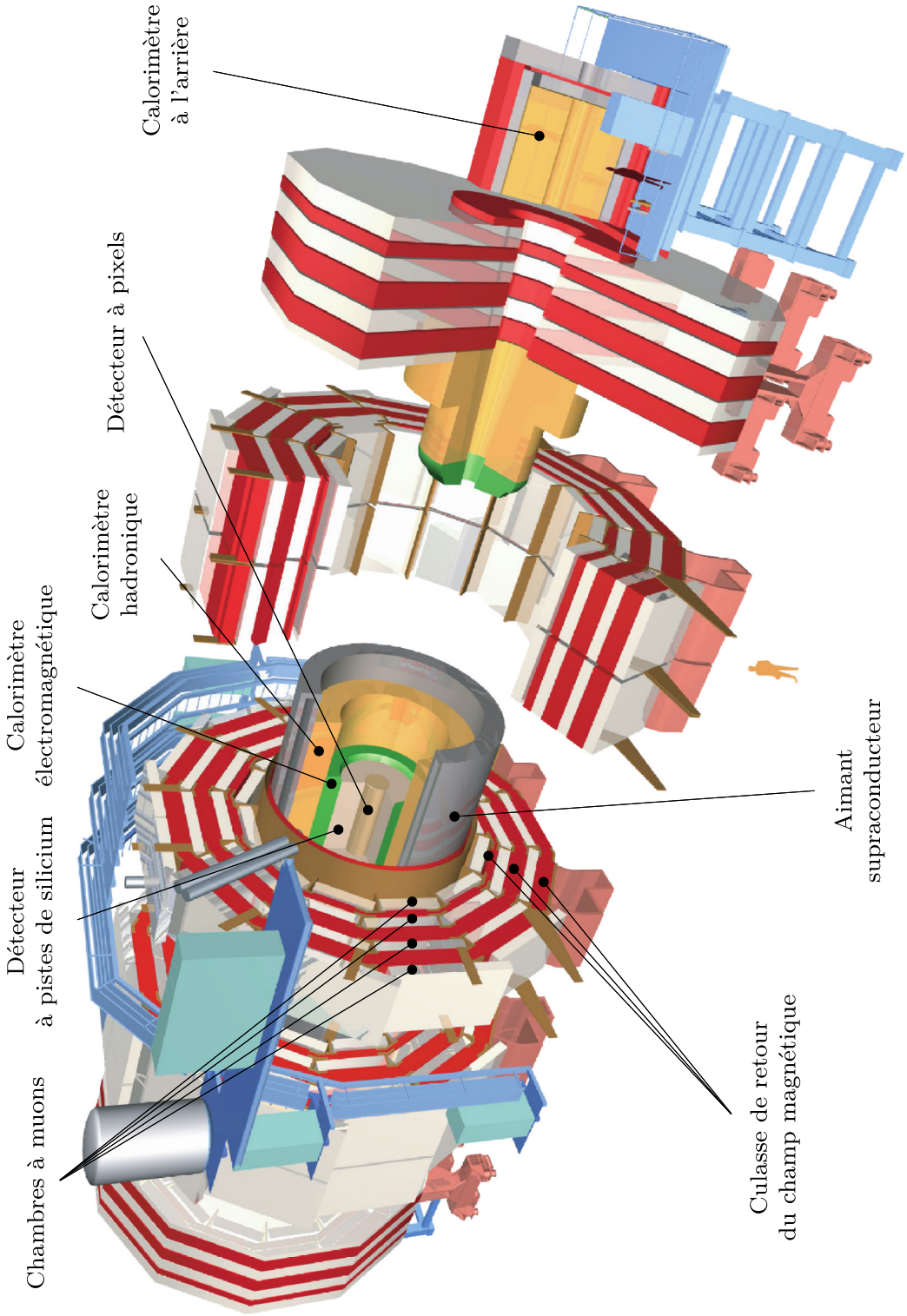


Fig. 3.2 Vue éclatée du détecteur CMS [10].

En partant du centre vers l'extérieur :

- **Le trajectographe :** c'est le sous-détecteur le plus proche du point d'interaction. Il permet de reconstruire la trajectoire des particules chargées.
- **Le calorimètre électromagnétique (ECAL [1]) :** il permet de mesurer l'énergie des photons et des électrons.
- **Le calorimètre hadronique (HCAL [2]) :** il permet de mesurer l'énergie des hadrons.
- **L'aimant supra-conducteur :** il produit un champ de 3,8 T et permet de courber la trajectoire des particules chargées.
- **Les chambres à muons :** elles permettent d'identifier les muons, de reconstruire leur trajectoire et de mesurer leur énergie.

Chaque composant de CMS fera l'objet d'une description plus détaillée dans les paragraphes suivants.

2 Les sous-détecteurs de CMS

2.1 Le trajectographe

Le trajectographe de CMS (cf.Fig 3.3) est le détecteur le plus proche du faisceau et du point de collision. Le trajectographe est composé de deux sous-détecteurs : le détecteur à pixels et le trajectographe à micro-pistes de silicium. Il a pour but de reconstruire les traces des particules chargées issues des collisions grâce à des suites d'impacts enregistrés par les couches du détecteur. La trace reconstruite permet de déterminer la charge et l'impulsion de la particule associée. En effet, une particule de charge q qui se déplace dans un champ magnétique subit une force donnée par la formule de Lorentz. La trajectoire de la particule dans le cas d'un champ magnétique d'intensité B est hélicoïdale, de rayon R_c. Il est ainsi possible dans déduire l'impulsion transverse :

$$p_T = qBR_c \tag{3.3}$$

En prenant les positions selon r des hits, il est possible d'en déduire l'angle θ, angle entre la trajectoire de la particule et le faisceau et donc de calculer l'impulsion totale :

$$p = \frac{p_T}{\sin\theta} \tag{3.4}$$

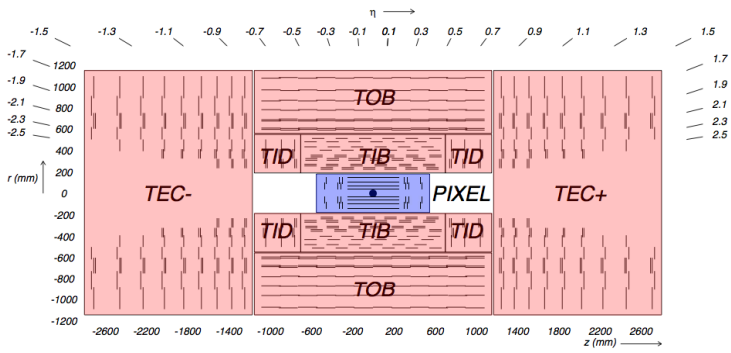
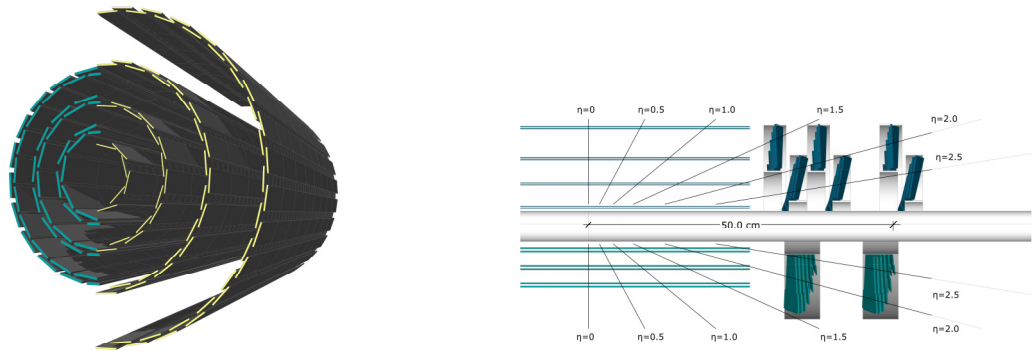


Fig. 3.3 Schéma du trajectographe de CMS. Chaque trait représente un module du détecteur. Les lignes doubles correspondent à des modules mis dos-à-dos produisant des hits dits "stéréos". Le détecteur à pistes est composé de quatre sous-détecteurs : les tonneaux internes (TIB), les tonneaux externes (TOB), les disques internes (TID) et les bouchons (TEC).

1. Pour *Electromagnetic CALorimeter*.
2. Pour *Hadronic CALorimeter*.

Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels de CMS a récemment été remplacé afin de garder une trajectographie performante à des luminosités au-dessus de $2 \times 10^{34}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$ et avec un empilement de plus de 50. Ce remplacement a eu lieu du 28 février au 7 mars 2017 durant l'arrêt technique hivernal prolongé ou *Extended Year-End Technical Stop* (EYETS). Le nouveau détecteur à pixels se compose d'un tonneau, *Barrel PIXel detector* (BPIX), constitué de quatre couches de détection, à des distances respectives du faisceau $r = 3{,}0\,\mathrm{cm}$, $6{,}8\,\mathrm{cm}$, $10{,}2\,\mathrm{cm}$ et $16\,\mathrm{cm}$, d'une longueur de $548{,}8\,\mathrm{mm}$ et de 2 bouchons *Forward PIXel detecto* (FPIX), constitués chacun de trois couches de détection, situées respectivement à $\pm 29{,}1\,\mathrm{cm}$, $\pm 39{,}6\,\mathrm{cm}$ et $\pm 51{,}6\,\mathrm{cm}$ pour une couverture radiale allant de 4,5 à 16,1 cm. Une comparaison entre l'ancien détecteur à pixels et le nouveau est donnée figure 3.4.



(a) Vue oblique-transverse comparant les couches des tonneaux de l'ancien (gauche) et du nouveau détecteur (droite).

(b) Ancien détecteur à pixels (bas) et nouveau (haut).

Fig. 3.4 Comparaison entre le nouveau et l'ancien trajectographe à pixels [11].

L'ajout d'une quatrième couche de détection dans le barrel assure une redondance lors de la reconnaissance de motifs et permet de réduire le taux d'erreurs lors d'empilements importants. Il assure également une sécurité au cas où la couche la plus proche du point d'interaction viendrait à se détériorer plus vite que prévu. Cependant, elle augmente le budget matière du détecteur ; afin d'alléger celui-ci, le support et les services ont donc été repensés. Un nouveau système de refroidissement au CO_2 ainsi que le déplacement des systèmes passifs (connectique, plaques d'électronique) hors du volume de trajectographie ont également été effectués (cf.Fig 3.5).

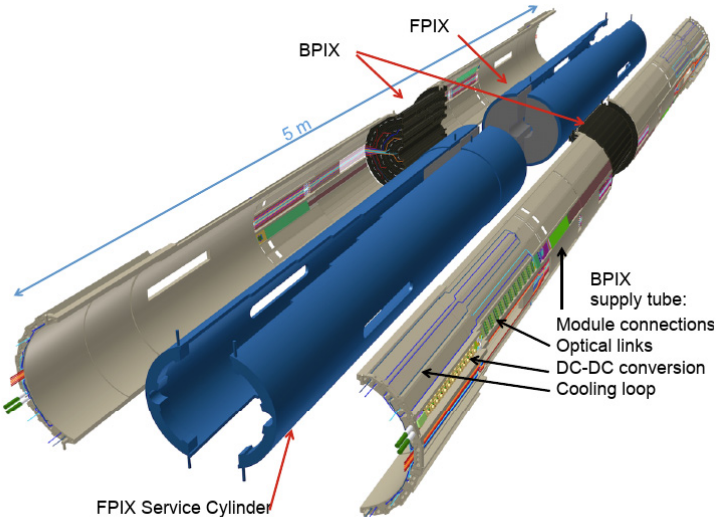
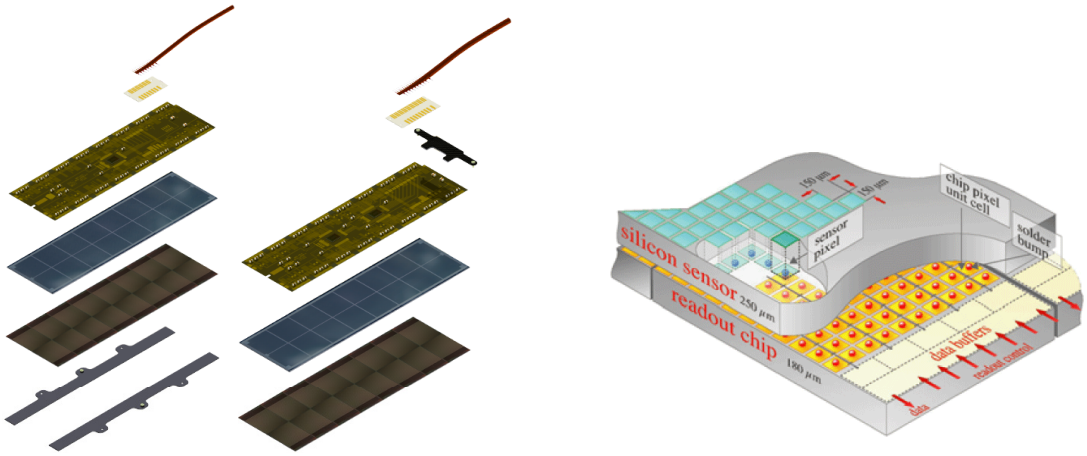


Fig. 3.5 Vue explosée du nouveau détecteur à pixels. La figure montre les positions des différentes partitions FPIX et BPIX ainsi que leurs cylindres contenant leurs services respectifs. Les services nécessaires au détecteur (connectiques, fibres optiques, convertisseurs DC-DC) sont situés à haut η, hors du volume de trajectographie [11].

Le détecteur à pixels contient plus de 97 millions de pixels (79 pour les BPIX et 18 pour les FPIX) mesurant $100 \times 150\,\mu m^2$ de section et 250 µm d'épaisseur. Ces pixels sont regroupés en modules (1184 pour BPIX et 672 pour FPIX) (cf.Fig 3.6) de 66 560 pixels (8×2 ROCs) d'une épaisseur de 75 µm pour la première couche du BPIX et 250 µm pour le reste des BPIX et des FPIX.



(a) Module pour les couches 2 à 4 des BPIX et des FPIX (gauche) et de la couche 1 de BPIX (droite).

(b) Schéma de l'électronique de lecture d'un module.

Fig. 3.6 Modules de pixels [11].

Le détecteur à pistes

Le détecteur à pistes mesure 5,5 m de long pour 2,4 m de diamètre, une aire active de 198 m^2 et est le plus grand détecteur au silicium jamais construit. Il comporte en tout 15 148 modules pour un total de 9,3 millions de pistes lues par 76 000 puces électroniques. Il peut être décomposé en quatre sous-détecteurs :

- **Le tonneau interne** (TIB) pour *Tracker Inner Barrel* (cf.Fig 3.8a) est composé de 2724 modules répartis en quatre couches. Chaque couche se compose de pistes de silicium d'une épaisseur de 320 µm avec un pas de 80 µm pour les deux premières couches et de 120 µm pour les deux dernières. Elles sont orientées parallèlement au faisceau. Les deux premières couches sont composées de modules dits "stéréos" qui sont la juxtaposition de deux modules collés l'un à l'autre avec un angle de 100 mrad entre les deux, ce qui permet d'avoir une résolution de 23 à 34 µm dans le plan transverse et de 230 µm dans le plan longitudinal. Le rayon du TIB est compris entre 25 et 52 cm et sa longueur couvre le domaine $|z|$ <65 cm.
- **Les disques internes** (TID) (cf.Fig 3.8b) pour *Tracker Inner Disk* sont composés de trois disques parallèles qui sont compris dans le domaine 75 cm $< |z| <$ 110 cm. Chaque disque est composé de trois anneaux concentriques. Les 816 modules sont composés de strips d'une épaisseur de 320 µm orientés radialement pour un pas compris entre 81 et 158 µm. Comme pour le TIB, les deux premiers modules sont "stéréos".
- **Le tonneau externe** (TOB) (cf.Fig 3.8c) pour *Tracker Outer Barrel* entoure les TIB et TID pour couvrir un espace entre 60 et 100 cm en rayon et $|z| <$ 110 cm. Il est composé de 5208 modules (cf.Fig 3.7) de pistes orientées parallèlement aux faisceaux et de pas compris entre 122 et 183 µm. Ces modules sont répartis en six couches dont les deux dernières sont "stéréos". L'épaisseur de ces modules est de 500 µm.
- **Les bouchons** (TEC) (cf.Fig 3.8d) pour *Tracker End-Cap* sont composés de neuf disques chacun, de 4 à 7 anneaux concentriques. Ils couvrent 25–110 cm de rayon et 120–275 cm en $|z|$. Les deux premiers disques ainsi que le cinquième sont "stéréos". Les trois premiers anneaux sont composés de 1256 modules par bouchon (cf.Fig 3.7) d'épaisseur 320 µm et de pas inter-pistes compris entre 81 et 158 µm. Les quatre anneaux suivants sont composés de 1944 modules par bouchon (cf.Fig 3.7), d'épaisseur 500 µm et de pas inter-strip 113–172 µm.

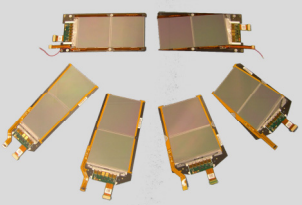
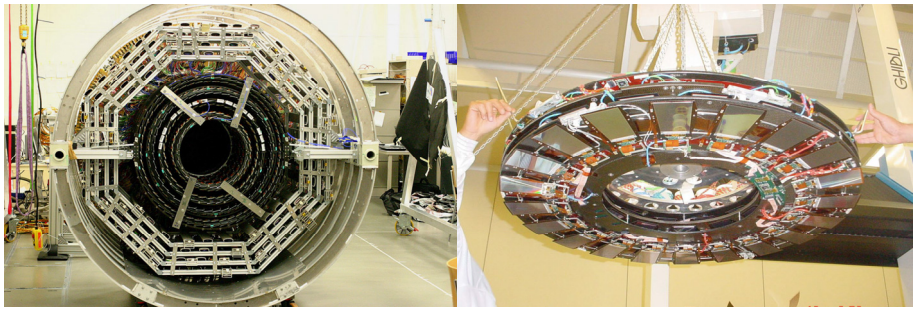
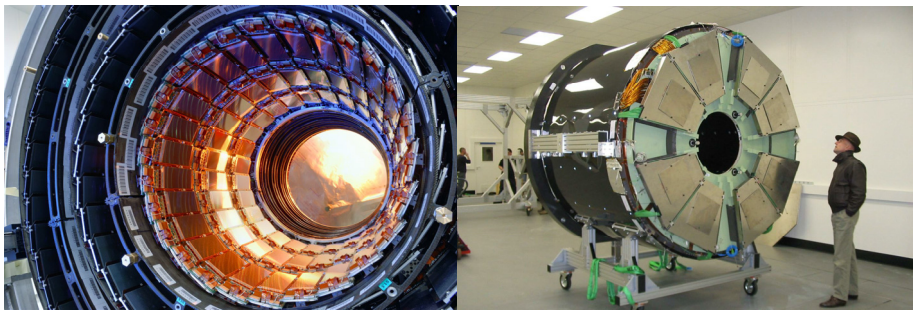


Fig. 3.7 Différents modules utilisés pour la construction du TOB et du TEC.



(a) Le TIB. (b) Un TID.



(c) Le TOB. (d) Un TEC.

Fig. 3.8 Photos des différents composants du détecteur à pistes.

2.2 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique de CMS ou *Electromagnetic CALorimeter* (ECAL), permet de mesurer l'énergie et la direction des particules réagissant principalement à l'interaction électromagnétique. Ce sont surtout les photons et les électrons qui seront détectés ; ils perdent leur énergie par des processus radiatifs. La distance caractéristique est donnée par la longueur de radiation X_0, dépendante du matériau, définie comme le libre parcours moyen pour le processus de radiation. Des photons de 100 GeV perdent à peu près toute leur énergie sur un parcours de longueur $20X_0$.

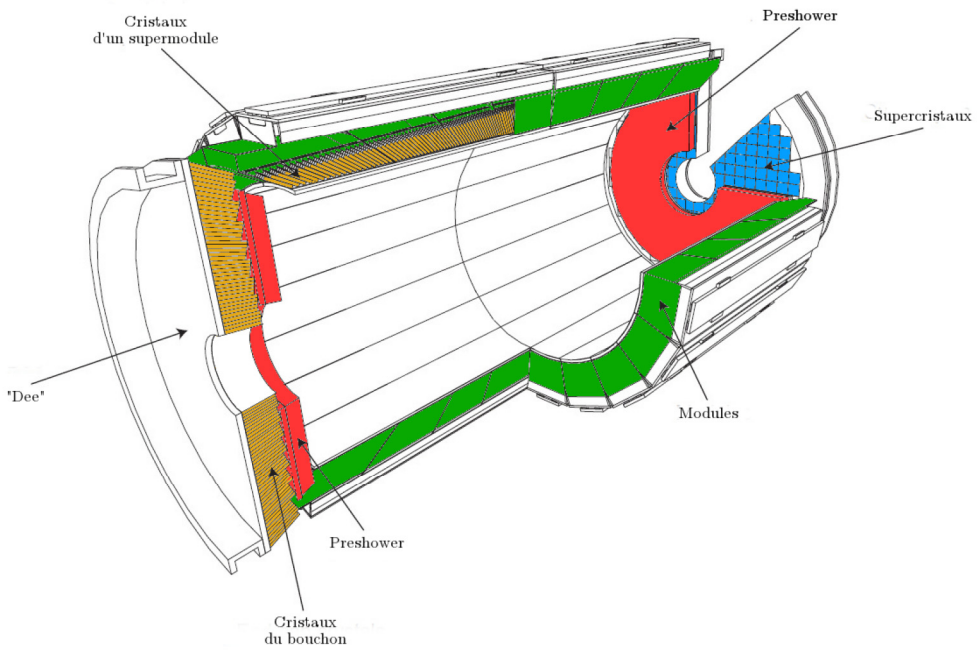


Fig. 3.9 Schéma du ECAL de CMS [12].

Le calorimètre électromagnétique est composé de 75 848 cristaux (cf.Fig 3.10) de $PbWO_4$ (11 m^3, 92 tonnes) et peut se décomposer en trois sous-structures (cf.Fig 3.9) :

- **Le tonneau** ou EB (cf.Fig 3.15a) pour *Electromagnetic Barrel* contient 61 200 cristaux de tungstate de plomb. Le tonneau est divisé en 36 supermodules couvrant chacun la moitié de la longueur du tonneau. Chaque supermodule contient 1700 cristaux de $22 \times 22\,mm^2$ et de longueur 230 mm. Les cristaux sont arrangés de manière à former 170-η anneaux contenant 360 cristaux chacun. Un cristal couvre environ 1° en ϕ. Le tonneau couvre une zone en pseudorapidité $|\eta| < 1{,}479$. Des photodiodes à avalanche (cf.Fig 3.11) (APD) sont utilisées pour détecter la scintillation.
- **Les bouchons** (EE) (cf.Fig 3.15b) pour *Electromagnetic End-cap* sont perpendiculaires aux faisceaux et ferment le EB. Ils sont situés à 315 cm du point d'interaction et couvrent une section en η allant de 1,479 à 3. Chaque bouchon se décompose en deux demi-disques appelés *"Dee"* (cf.Fig 3.12). Chaque *Dee* est constitué de 3662 cristaux de $2{,}86 \times 2{,}86\,cm^2$ et de longueur 220 mm regroupés en matrices 5×5 qu'on appelle Super-Cristaux (cf.Fig 3.13). La scintillation est détectée par des phototriodes à vide (VPT) (cf.Fig 3.14). Les cristaux de $PbWO_4$ ont une grande densité ($\rho = 8{,}28\,g\,cm^{-3}$), une longueur d'interaction X_0 assez courte (0,89 cm) et un petit rayon de Molière ($r_M = 2{,}2$ cm) ainsi qu'une grande vitesse de radiation (80% dans 25 ns).
- **L'initiateur de gerbe** (cf.Fig 3.15c), appelé *Preshower* est placé entre le EB et le EE. Il consiste en deux couches de détecteurs de silicium de pas 1,9 mm intercalées entre deux couches en plomb ($2X_0$ devant et $1X_0$ derrière la première couche de silicium). Il permet d'améliorer la précision de la mesure de la position de la gerbe électromagnétique et la discrimination γ/π_0. Il couvre une région $1{,}653 < |\eta| < 2{,}6$.

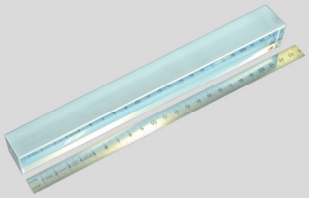


Fig. 3.10 Un cristal de $PbWO_4$.

Fig. 3.11 Un groupe de deux APD.

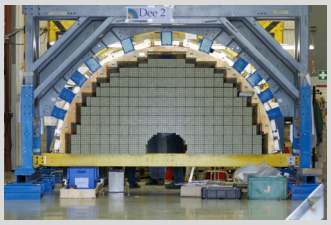


Fig. 3.12 Un *"Dee"*.

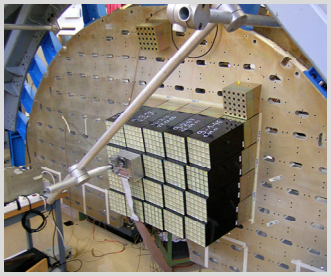
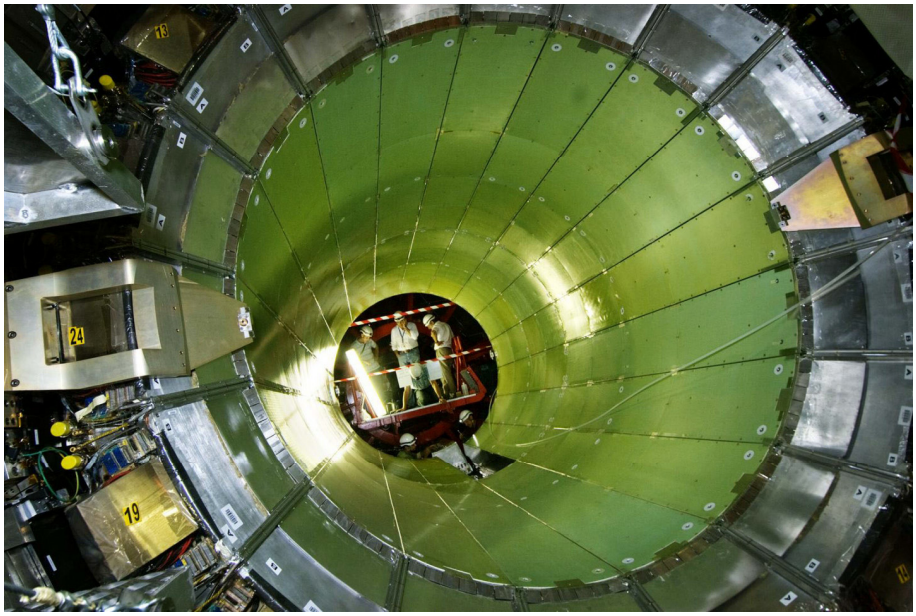
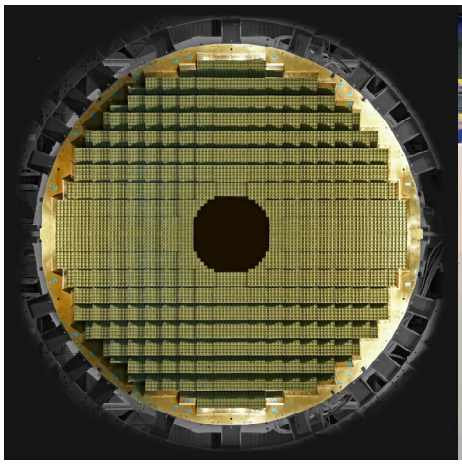


Fig. 3.13 Montage de 20 Super-Cristaux sur un des *Dee*.

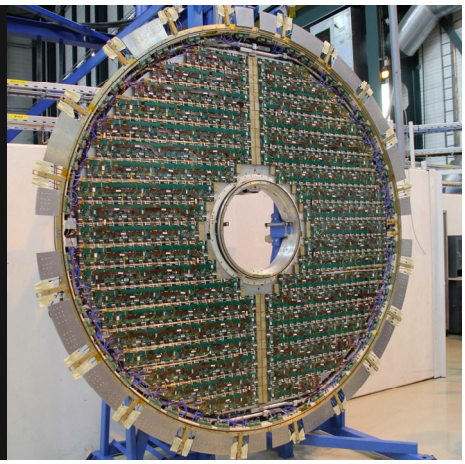
Fig. 3.14 Une VPT.



(a) Le tonneau du ECAL (EB).



(b) Un bouchon du ECAL (EE).



(c) Un des preshower du ECAL.

Fig. 3.15 Photos des différents composants du calorimètre électromagnétique.

2.3 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique de CMS ou *Hadronic CALorimeter* (HCAL) (cf.Fig 3.20) permet de mesurer l'énergie et la direction des hadrons issus de l'hadronisation des quarks et gluons produits lors des collisions. Ce détecteur a une grande compacité spatiale et énergétique et est très compact car il se trouve pour une grande partie entre le ECAL et l'aimant supraconducteur. Cette disposition a nécessité de maximiser la quantité d'absorbeur et de minimiser les parties actives du détecteur. L'absorbeur est constitué de laiton (cf.Fig 3.16) qui possède une faible longueur d'interaction λ_l et un faible taux de diffusions multiples. Les hadrons perdent majoritairement leur énergie par interaction nucléaire avec l'absorbeur. La plupart des hadrons sont stoppés avec $9\lambda_l$. Le laiton est également non magnétique ce qui est nécessaire vu l'emplacement du calorimètre. Le matériau actif est composé de feuilles de scintillateurs fluorescents (cf.Fig 3.17). La scintillation est ensuite récoltée par des fibres optiques qui décalent la longueur d'onde de la lumière (WLS). Le signal est ensuite lu par des *Multi-Pixel Photon Counter* (MPPC) (cf.Fig 3.18) pour le sous-détecteur *Hadronic Outward calorimeter* et par des photodiodes hybrides (HPD) (cf.Fig 3.19) pour les autres sous-détecteurs.

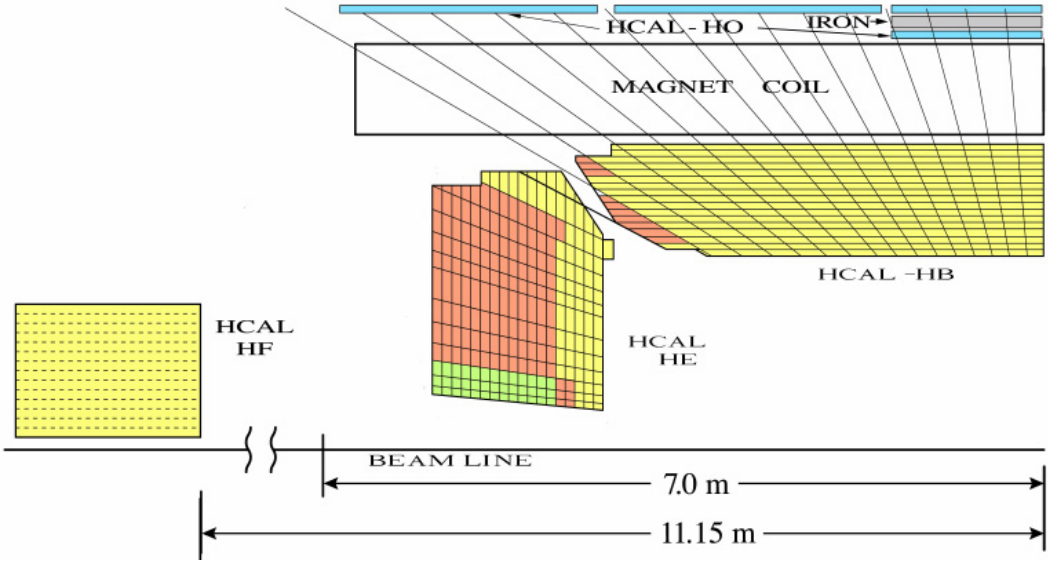


Fig. 3.20 Schéma en coupe d'un quart du HCAL de CMS [13].

Le calorimètre hadronique couvre une zone en pseudo-rapidité jusqu'à $|\eta| < 5{,}0$. Il possède plus de 70 000 feuilles de scintillateurs. Il est composé de 4 sous-détecteurs subdivisés en tours :

- **Le tonneau** HB pour *Hadronic Barrel calorimeter* (cf.Fig 3.21a) couvre la région en pseudo rapidité $|\eta| < 1.3$. Il est constitué de 36 quartiers couvrant 20° en ϕ, découpés en quatre sous-secteurs de 5° en ϕ et 16 sous-secteurs en η. Un quartier possède 16 couches qui sont des empilements de scintillateurs de 9 mm d'épaisseur pour les couches les plus externes et 3,7 mm pour les autres et d'absorbeur de respectivement 40 mm de fer pour la première couche, 50,5 mm de laiton pour les huit suivantes, 56,5 mm de laiton pour les six suivantes et 75 mm de fer pour la dernière. Les tours ont une segmentation $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0{,}087 \times 0{,}087$.
- **Les deux bouchons** HE pour *Hadronic End-cap calorimeter* (cf.Fig 3.21b) couvrent les régions comprises entre $|\eta| > 1{,}3$ et $|\eta| < 3{,}0$. Une zone inclinée à 53° par rapport à l'axe du faisceau et ne pointant pas vers le point d'interaction est laissée libre afin de permettre le passage des câbles et systèmes nécessaires au trajectographe et au calorimètre électromagnétique. Les bouchons sont segmentés en 18 quartiers de 20° en ϕ chacun composé de 14 tours en η. Les tours sont des empilements de scintillateurs de 3,7 mm d'épaisseur et d'une couche d'absorbeur (9 mm pour la première couche et 7,5 mm pour les suivantes). Une tour possède 19 couches de scintillateurs en tout. Les 5 tours couvrant $|\eta| < 1{,}74$ ont une segmentation $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0{,}087 \times 0{,}087$ alors que les 8 couvrant $1{,}74 < |\eta| < 3{,}0$ ont des segmentations allant de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0{,}09 \times 0{,}174$ à $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0{,}35 \times 0{,}174$.

Fig. 3.16 Photo de douilles en laiton de la marine russe réutilisées pour la construction du HCAL.

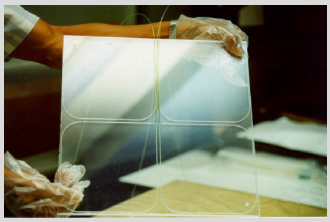


Fig. 3.17 Photo d'une tuile du HO avec des fibres WLS insérées dans les 4 σ-rainures.

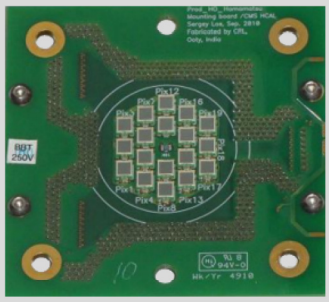


Fig. 3.18 Photo d'un MPPC.

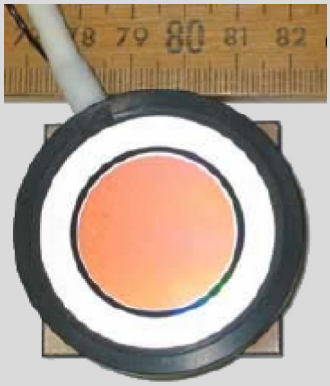
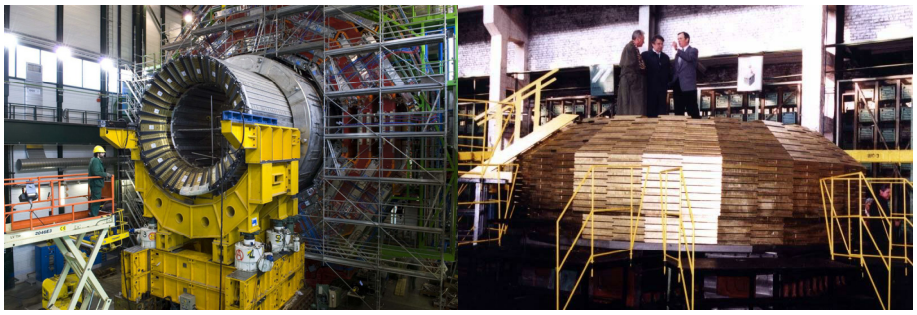


Fig. 3.19 Photo d'une HPD.

- **Le calorimètre externe** HO pour *Hadronic Outward calorimeter* (cf.Fig 3.21c) est placé à l'extérieur de l'aimant supraconducteur. Il est constitué de couches de scintillateurs de 10 mm d'épaisseur et couvre la région $|\eta| < 1{,}26$. Ce sous-détecteur permet de récupérer l'énergie sortant du HB et assure une longueur d'interaction de plus de $10\lambda_l$. Le HO est composé de 5 anneaux de 2,536 m de long selon z numérotés -2, -1, 0, $+1$, $+2$ et de centre $z = -5{,}324$, 2,686, 0, 2,686 et 5,324 m respectivement. Le premier anneau est composé de deux couches de scintillateurs de 10 mm d'épaisseur placées en $r = 3{,}82$ m et 4,07 m. Les autres anneaux ne possèdent qu'une couche de scintillateur placé à $r = 4{,}07$ m. Chaque anneau est segmenté en 12 secteurs en ϕ, eux-mêmes segmentés en 8, 6 et 5 tuiles de scintillateurs (cf.Fig 3.17) pour les anneaux 0, ± 1, ± 2 respectivement.
- **Les calorimètres très à l'avant** HF pour *Hadronic Forward calorimeter* couvrent une zone en pseudo-rapidité comprise entre $|\eta| > 3{,}0$ et $|\eta| < 5{,}0$ et $12{,}5\,\text{cm} < r < 130\,\text{cm}$. Ils sont situés à une distance $|z| = 11{,}2$ m et font 1,65 m de long. Ils consistent en un absorbeur de fer qui intègre des fibres de quarks résistantes aux radiations qui assurent la collection rapide de la lumière Čerenkov. La moitié de ces fibres fait toute la longueur du détecteur (1,65 m) alors que d'autres commencent à 22 cm du bord (soit 143 cm de long) placées vers l'intérieur de CMS. Elles sont placées alternativement à une distance de 5 mm l'une de l'autre en r avec une segmentation de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0{,}175 \times 0{,}175$. Cette différence de longueur permet de séparer les cascades électromagnétiques des cascades hadroniques. La lumière est ensuite collectée par des tubes photo-multiplicateurs (PMT). Le HF est composé de 18 secteurs de 20° en ϕ. Chaque secteur comporte 13 anneaux en η.



(a) Le tonneau du HCAL (HB). (b) Un bouchon du HCAL (HE).

(c) Installation du HO. (d) Un des HF du HCAL.

Fig. 3.21 Photos des différents composants du calorimètre hadronique.

2.4 L'aimant supraconducteur

L'aimant supraconducteur de CMS (cf.Fig 3.23) est un solénoïde de 5,9 m de diamètre pour 12,9 m de longueur qui a été prévu pour créer un champ magnétique de 4 T à un courant de 19,14 kA. À pleine puissance, il stocke une énergie de 2,7 GJ. Il est composé de 5 bobines en nobium-titane composées de 2168 spires, refroidies à une température de 4,2 K par de l'hélium liquide. Une structure de retour de champ en fer de 11 500 tonnes, composée de 5 culasses (cf.Fig 3.22) et de 2 bouchons, chacun composé de 3 disques, l'entoure et sert de structure de maintien des chambres à muons. L'épaisseur totale du retour est d'environ 1,5 m (l'épaisseur du troisième disque des bouchons et du premier anneau du tonneau est de 30 cm) et les autres disques des bouchons ainsi que les deuxième et troisième anneaux du tonneau font 60 cm. L'épaisseur a été étudiée afin d'être suffisante pour absorber les hadrons qui traverseraient les calorimètres et l'aimant, tout en restant assez fine pour éviter les pertes radiatives pour les muons.

Fig. 3.22 Photo d'une culasse.

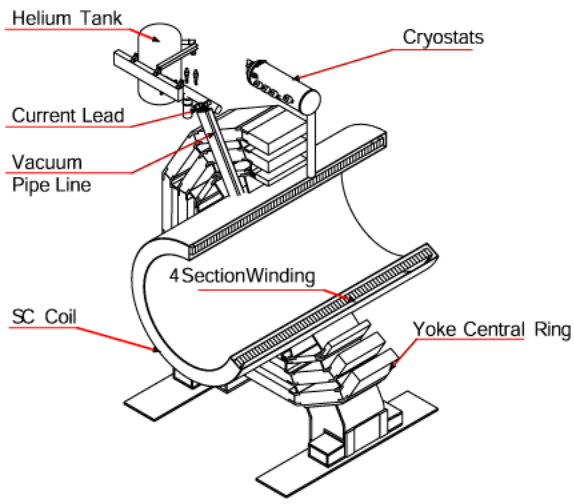


Fig. 3.23 Schéma de l'aimant supraconducteur de CMS [14].

La figure 3.24 montre une simulation par éléments-finis de la valeur du champ magnétique en fonction de la position.

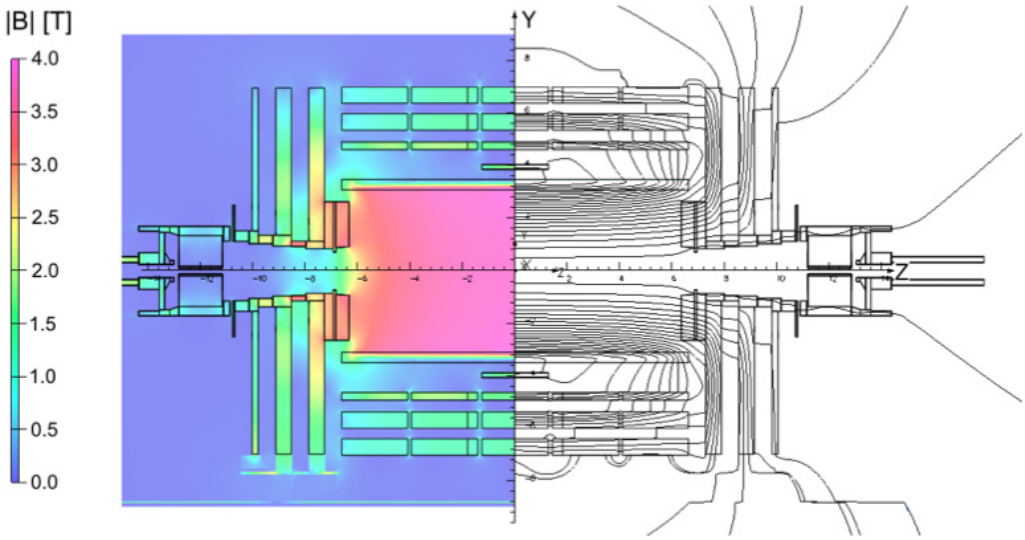


Fig. 3.24 Valeur du champ magnétique (gauche) et lignes de champ (droite) selon une coupe longitudinale du détecteur CMS, prédits par la simulation pour une valeur du champ central de 3,8 T [15].

2.5 Le spectrographe à muons

Le spectographe à muons (cf.Fig 3.26, Fig. 3.27) a pour but d'identifier les muons, de mesurer avec précision leur quantité de mouvement et de déclencher sur les événements contenant des muons. Les muons ont un très grand pouvoir de pénétration. Il est donc possible d'utiliser à la fois les traces chargées laissées dans le trajectographe et dans des détecteurs placés après l'aimant pour les identifier et les reconstruire de manière précise. Une bonne résolution de la quantité de mouvement des muons et leur bonne identification sont obtenues grâce au champ magnétique intense de l'aimant et du retour de champ dans la culasse qui assure une trajectoire avec une double courbure. Cette culasse doit contenir des détecteurs de grande taille afin d'augmenter la probabilité de détection. Il faut donc qu'ils soient peu onéreux et fiables. Il faut également que ces détecteurs ne soient pas atteints par d'autres particules afin d'assurer un signal propre, pour ce faire la distance depuis l'aimant jusqu'à la dernière station du spectrographe est de l'ordre de 16 longueurs de radiation, ce qui évite le bruit de fond hadronique résiduel venant du faisceau.

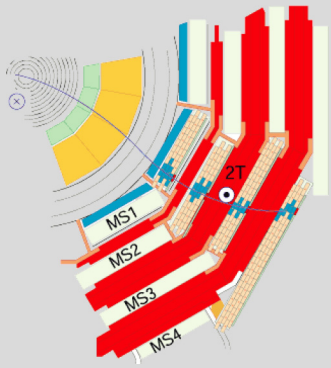


Fig. 3.25 Coupe dans le plan transverse d'un quart du détecteur CMS montrant la trajectoire d'un muon (courbe bleue).

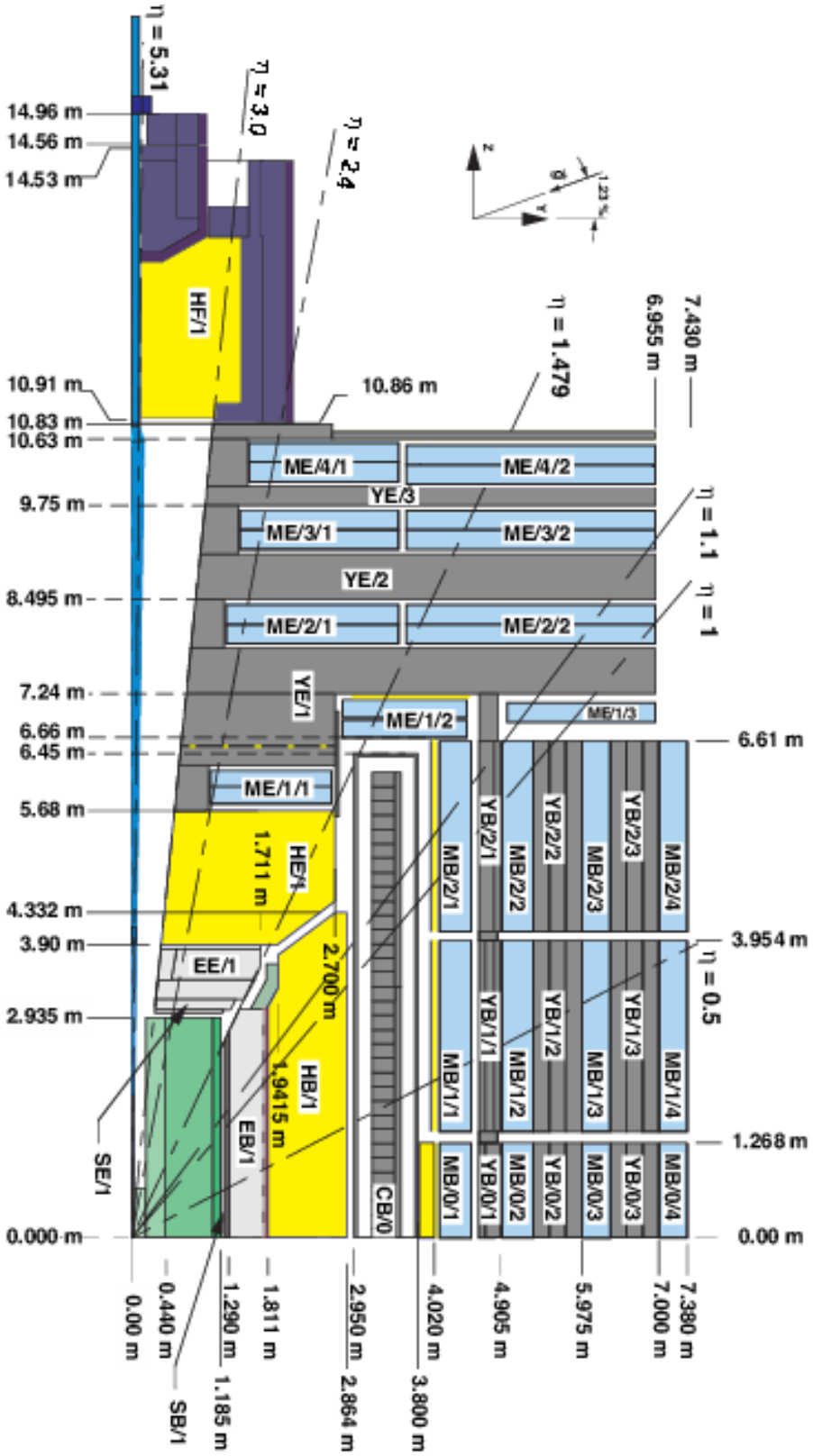


Fig. 3.26 Coupe longitudinale d'un quart de CMS [16].

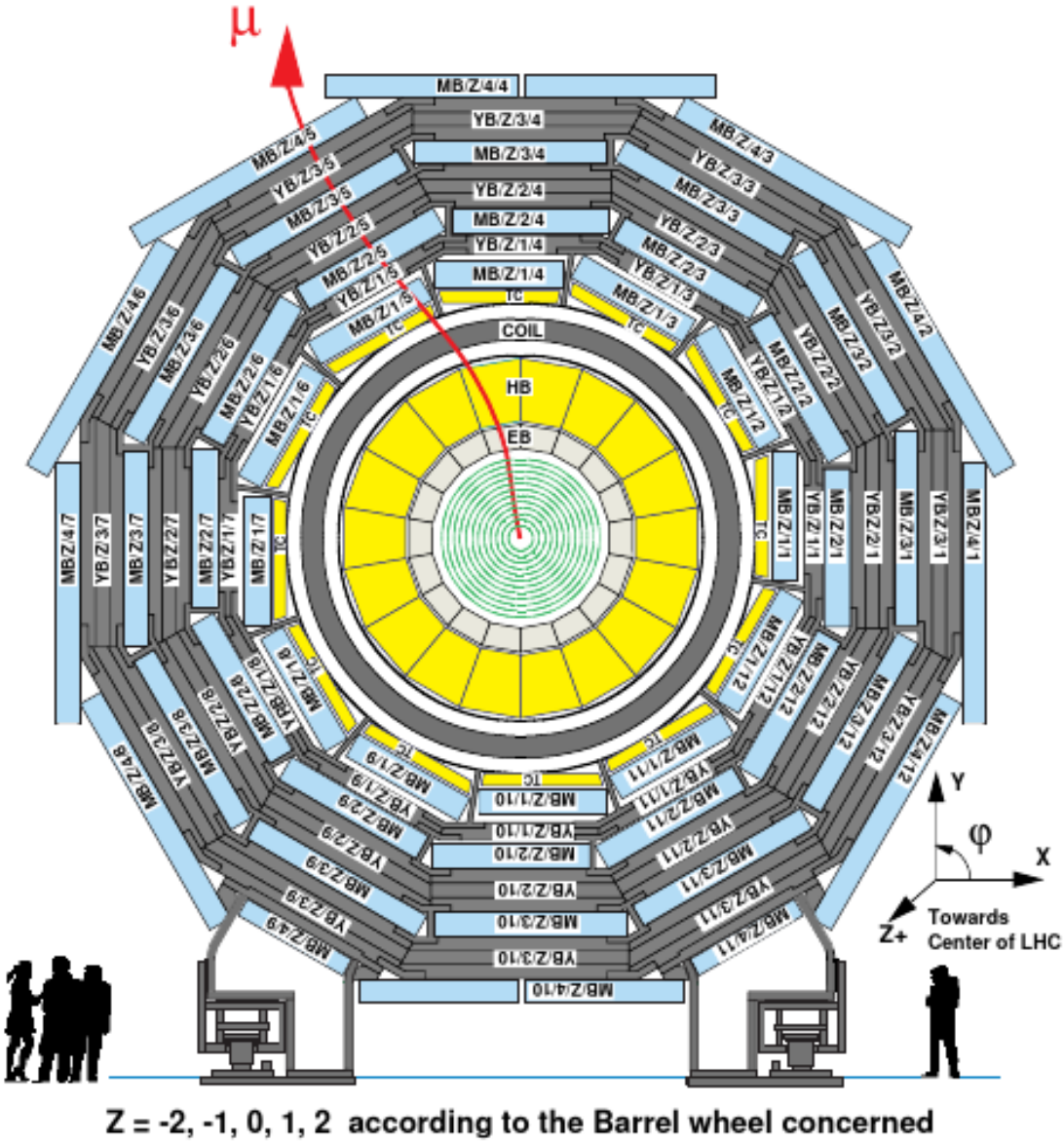


Fig. 3.27 Coupe transversale de la partie centrale de CMS [16].

Le spectrographe à muons, est composé de 3 sous-détecteurs :

- **Les chambres à dérive** DT pour *Drift Tube* (cf.Fig 3.32a) sont présentes seulement dans le tonneau où le flux de muons est faible tout comme le bruit de fond des neutrons. Le champ magnétique est également assez faible ($\sim 0{,}4\,\mathrm{T}$) et uniforme. Ce détecteur est constitué de 250 chambres insérées dans la culasse de CMS. Elles sont disposées en quatre couches selon r à des distances $r = 4{,}0$, $4{,}9$, $5{,}9$ et $7{,}0\,\mathrm{m}$. La culasse est composée selon l'axe z de 5 roues numérotées de -2 à 2, chacune comportant 12 (sauf pour MB4 qui en possède 14 (cf.Fig 3.27)) secteurs dans le plan transverse numérotés à partir de $\phi = 0$ et couvrant 30°. Ce détecteur couvre une zone en pseudo rapidité $|\eta| < 1{,}2$. Chaque chambre est constituée de 8 couches de tubes (cf.Fig 3.28) mesurant la courbure de la trajectoire des muons selon ϕ et 4 couches pour la courbure selon η. Chaque ensemble de 4 couches est appelé super-couche (*superlayer*). Les deux super-couches mesurant ϕ sont séparées par 20 cm d'aluminium en nid d'abeilles. Seules les chambres de MB4 ne possèdent pas de *superlayer* mesurant η, bien que la distance entre les deux *superlayers* reste la même.

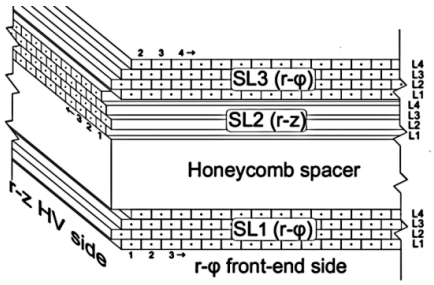


Fig. 3.28 Schéma d'une chambre à dérive [16].

Les tubes d'une couche de la chambre sont constitués de 5 électrodes : un fil d'acier inoxydable au centre du tube composant l'anode, 2 pistes servant de cathodes et 2 pistes servant d'électrodes et à mettre en forme le champ électrique. Ces deux électrodes améliorent l'uniformité du champ à l'intérieur du tube loin du fil et améliorent ainsi la résolution spatiale. Le tube est rempli de gaz (Ar/CO_2 85/15). Lorsqu'une particule traverse le tube, elle ionise le gaz qui libère des électrons qui sont ensuite accélérés vers l'anode. Une avalanche se crée près du fil, où le champ électrique est intense, ce qui induit un signal sur le fil. Le temps de dérive est d'environ 380 ns.

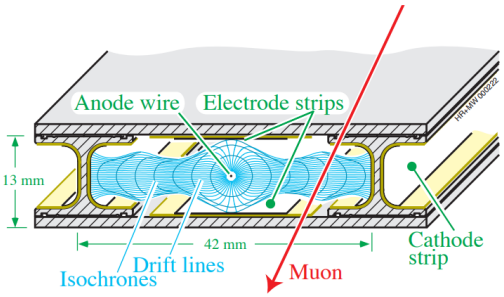


Fig. 3.29 Schéma d'un tube d'une chambre à dérive [16].

En estimant le temps d'arrivée des électrons sur l'anode, en supposant le temps d'interaction connu et en ayant trois couches d'un superlayer touchées, il est possible d'estimer la position et le temps de la trace. Dans un superlayer une résolution de 20 mrad en angle, de 100 µm en position et de quelques ns en temps est atteinte.

- **Les chambres à pistes cathodiques** CSC pour *Cathode Strip Chambers* (cf.Fig 3.32b) sont présentes dans les bouchons où le flux de muons ainsi que le bruit de fond sont importants, le champ magnétique est également non-uniforme. Ces chambres ont un temps de réponse très court, une granularité fine, et sont presque insensibles à la non-uniformité du champ magnétique. Ce détecteur couvre les zones de pseudo-rapidité $0{,}9 \leqslant |\eta| \leqslant 2{,}4$ et consiste en 468 chambres installées dans les bouchons. Chaque bouchon comprend 4 stations nommées ME1, ME2, ME3 et ME4, contenant chacune 2 anneaux (sauf ME1 qui en comprend 3) segmentés en 36 chambres, couvrant chacune un angle de 10° en ϕ.

Les chambres (cf.Fig 3.30) sont constituées de 6 couches contenant un mélange de gaz (40% Ar et 50% CO_2, ce qui assure un bon gain et 10% CF_4 afin d'empêcher la polymérisation près des fils.). S'ajoute à ces couches un plan de pistes de cathodes radiales et de fils séparés de 3 mm constituant les anodes placées orthogonalement aux pistes (sauf pour les premiers anneaux de ME1 où les fils sont orientés à 26° afin de compenser la force de Lorentz due au champ magnétique de 4 T dans cette zone). Le nombre total de pistes est de 220 000 pour plus de deux millions fils.

Lorsqu'une particule chargée traverse une CSC, elle ionise le gaz. Les électrons sont accélérés vers le fil d'anode. Le mouvement de ces charges induit un signal sur les pistes cathodes et les fils d'anodes de la chambre. Le temps de dérive est beaucoup plus rapide que pour les DT mais la résolution spatiale est plus faible : 150 µm dans le plan transverse.

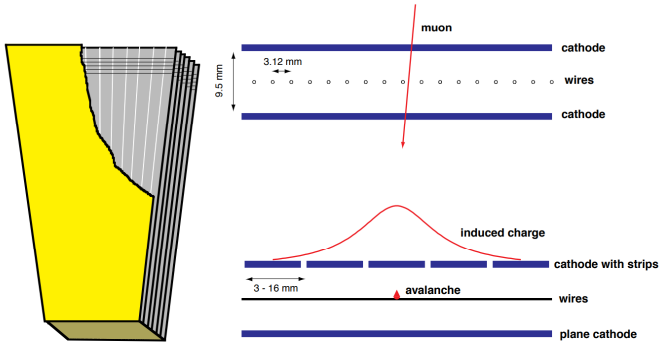


Fig. 3.30 Schéma d'une chambre CSC [17].

- **Les chambres à plaques résistives** ou *Resistive Plate Chambers* (RPC) (cf.Fig 3.32c) forment un système très efficace pour déclencher sur les muons même à bas p_T et sur une zone en pseudo rapidité très large ($|\eta| < 1{,}6$) grâce à leur excellente résolution temporelle (~ 1 ns). Elles complètent les détecteurs CSC et DT dont les résolutions spatiales sont beaucoup plus élevées. Les RPC permettent d'assigner avec une plus grande précision le bon temps de croisement de faisceau aux muons. Elles sont présentes à la fois dans le tonneau et les bouchons. Dans le tonneau, 480 RPC sont réparties en 6 couches, 2 pour MB1 et MB2 et 1 pour MB3 et MB4. La redondance en MB1 et MB2 permet de déclencher sur les muons de bas p_T qui pourraient être arrêtés avant d'atteindre MB3. Pour les bouchons, les 432 chambres sont réparties en trois disques notés RE1, RE2 et RE3 pour chaque bouchon. Chaque disque est composé de 3 anneaux RE*/1 RE*/2 RE*/3 avec * représentant le numéro du disque. Seuls les anneaux 2 et 3 sont instrumentés. Chaque anneau est segmenté en 36 chambres couvrant $\phi = 10°$.

  Les RPC sont des chambres à double *gaps* (cf.Fig 3.31) qui opèrent en mode avalanche afin de fonctionner même à haut flux de particules $\sim$100 Hz cm^{-2}. Un gap est constitué de deux plaques de bakélite qui servent d'électrodes entres lesquelles circule un gaz. Des pistes de lecture sont insérées entre les deux gaps. Le système des RPC dans CMS ainsi que le fonctionnement d'une RPC sont expliqués au chapitre 4.

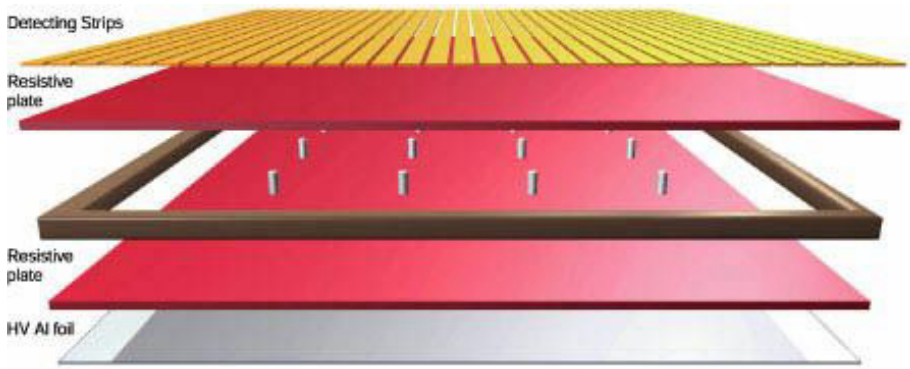
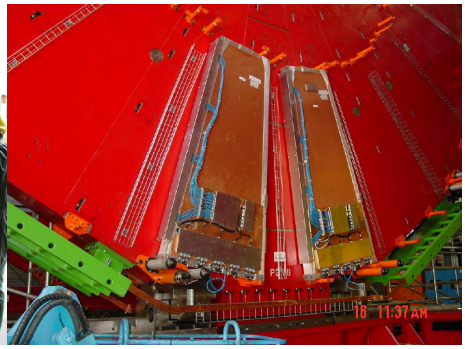
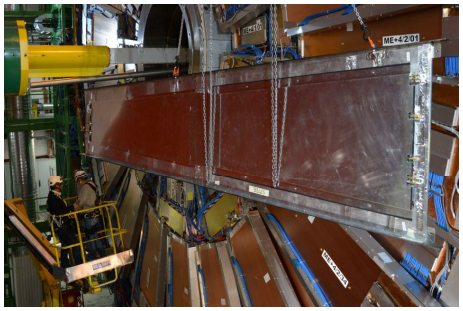


Fig. 3.31 Schéma en vue éclatée d'un gap d'une RPC et des pistes de lecture.

(a) Une cassette contenant une chambre DT et des RPC.



(b) Une chambre CSC.



(c) Une chambre RPC.

Fig. 3.32 Photos des différents composants du spectrographe à muons.

3 Le système de déclenchement et d'acquisition de données

Lors de son passage dans CMS, chaque type de particules va créer des types de traces particulières qui vont être enregistrées sous forme électronique par les sous-détecteurs le composant. La figure 3.33 montre une vue schématique des traces laissées par différents types de particules dans les sous-détecteurs de CMS.

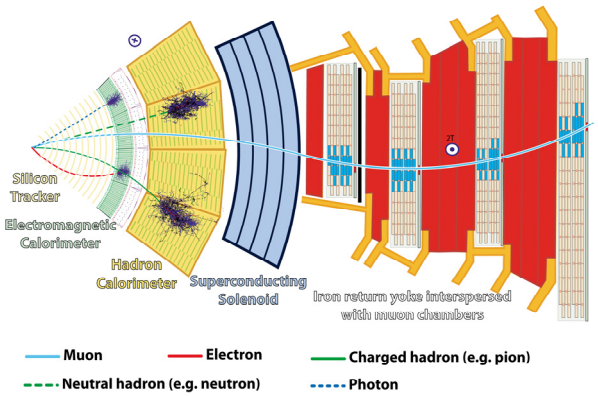


Fig. 3.33 Schéma des traces laissées par différents types de particules dans les sous détecteurs de CMS.

Les faisceaux ont une fréquence de croisement de 40 MHz, chaque événement créé lors de ces collisions génère environ un Méga-octets de données. Le flux de données est bien trop important pour être stocké ($\sim$40 TB s^{-1}), et doit donc être réduit. Il est donc nécessaire de rejeter des événements afin d'obtenir une fréquence d'acquisition de l'ordre de 300 Hz, tout en continuant d'enregistrer les événements intéressants pour la physique. Cette étape est réalisée par le système de déclenchement ou *trigger*. La réduction d'un facteur 10^5 du taux d'acquisition des données est impossible à réaliser en une seule fois, le *trigger* est donc constitué de deux étapes appelées respectivement *Level-1 Trigger* (L1), qui réduit le flux d'événements à 100 kHz, et *High-Level Trigger* (HLT), qui réduit ensuite ce flux à 300 Hz.

3.1 Le déclenchement de niveau I (L1)

Le *trigger* de niveau I (L1) (cf.Fig 3.34) opère à la fréquence de collision des faisceaux (40 MHz). L'électronique des détecteurs lit et stocke les signaux électriques dans une mémoire tampon de 128 événements de collisions soit 3,2 µs. Le système de déclenchement possède donc 3,2 µs pour décider s'il doit envoyer les données au niveau HLT. Chaque 25 ns, un nouvel événement rentre dans la mémoire tampon et la décision de garder ou non l'événement arrivé 3,2 µs plus tôt est prise. Les 3,2 µs correspondent au temps nécessaire à l'envoi des données depuis l'électronique des calorimètres et du spectrographe à muons vers la caverne de services qui contient les processeurs gérant la prise de décision, au retour d'un signal pour le rejet ou l'acceptation de l'événement, au délai de synchronisation entre les parties du détecteur, ainsi qu'au temps de prise de décision en lui-même (∼1 µs).

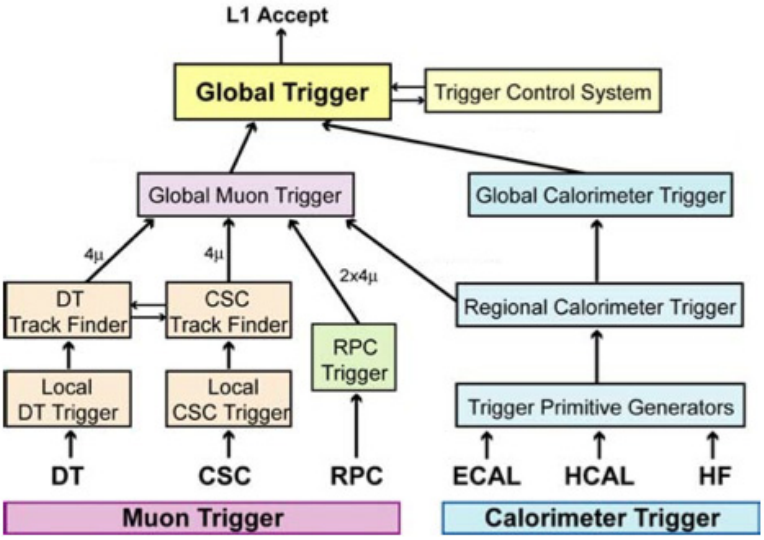


Fig. 3.34 Schéma du Level-1 Trigger (L1) [18].

Chacun des trois sous-détecteurs du spectrographe à muons utilise son propre système de déclenchement. Les DT et CSC créent des segments de traces. Ces segments ne sont conservés que s'il pointent vers le point d'interaction. Deux (trois) traces par DT (CSC) sont envoyées au *Drift Tube Track Finder* (DTTF) (*Cathode Strip Chamber Track Finder* (CSCTF)) qui cherche des correspondances entre les traces et assigne un niveau de qualité aux valeurs η, ϕ, à la charge et à la quantité de mouvement trouvées par ces correspondances. Quatre candidats muons sont envoyés au *Global Muon Trigger* (GMT) par les *"Finder"*. Pour les RPC, la sélection est basée sur une coïncidence spatiale et temporelle entre les différentes couches. Le *Pattern Comparator* compare les signaux venant des 4 stations à des patrons prédéfinis afin de trouver les candidats muons et 8 d'entre eux (4 pour les bouchons et 4 pour le tonneau) sont envoyés au GMT. Le GMT reçoit tous ces candidats et combine ceux trouvés dans plusieurs sous-detecteurs. Il assigne ensuite un niveau de qualité à ces nouveaux candidats et envoie les 4 meilleurs d'entre eux au *Global Trigger* (GT).

Les calorimètres sont regroupés en tours de déclenchement qui correspondent aux supercristaux pour le ECAL. Un candidat est trouvé pour chaque tour du ECAL et du HCAL. Le *Trigger Primitive Generator* est responsable de sommer les énergies venant des différents composants des tours. Le *Regional Calorimeter Trigger* (RCT) reçoit les candidats du ECAL et du HCAL qui sont répartis en 18 *crates* qui couvrent la moitié des détecteurs en z et 40° en ϕ et fournissent au *Global Calorimeter Trigger* chacun 4 candidats e/γ isolés et 4 candidats non-isolés. Le GCT fournit des informations sur l'isolation et la compatibilité avec des particules d'ionisation minimale au système *trigger* des muons et classe les candidats e/γ par niveau de qualité et envoie les 4 meilleurs isolés et les 4 meilleurs non-isolés au GT. Le GT possède également des informations sur les jets, l'énergie transverse totale, etc.

La décision finale est faite par le *Global Trigger* à partir de conditions programmables demandant la présence d'objets ou d'énergie en quantité ou valeurs prédéfinies. Ces conditions forment un chemin de déclenchement. Le *Global Trigger* permet de programmer et de tester jusqu'à 128 chemins en parallèle.

3.2 Le déclenchement de haut niveau (HLT)

Si l'événement est sélectionné par le L1, il est envoyé au déclenchement de haut niveau (HLT) et les données sont transmises à une ferme de calcul de plusieurs milliers d'ordinateurs dont chaque processeur exécute le même code de déclenchement (*HLT Menu*) séquentiellement afin de réduire le temps nécessaire à l'élimination d'un événement et d'améliorer le temps de décision qui doit être de l'ordre de 100 ms par événement. Il permet de passer à un flux de donnée de 300 Hz. Le HLT utilise les données du *tracker*, contrairement au L1.

4 Mises à niveau et amélioration de CMS

Le détecteur CMS a déjà subi de nombreuses améliorations depuis le début de sa mise en service (SiPM dans le HO, nouveau trajectographe à pixels...). Cependant, la mise à niveau du LHC vers le HL-LHC prévoit de multiplier la luminosité par un facteur au plus 7,5, ce qui représente un défi pour CMS qui doit se mettre à niveau pendant les arrêts LS2 et LS3 pou s'adapter à cette luminosité et au *pile-up* supplémentaire que cela va engendrer ($\sim 140 - -200$ événements de *pile-up*). Parmi les mises à niveaux programmées citons [19] [20] :

- Le remplacement des HPD par de SiPM dans les sous-détecteurs HB, HE du calorimètre hadronique pendant le LS2 (comme actuellement dans le HO).
- Le remplacement complet du trajectographe durant LS3 (cf.Fig 3.35). La granularité doit être multipliée par 4 afin de garder une bonne performance de reconstruction malgré l'augmentation du *pile-up*. Pour cela, les pistes du trajectographe seront raccourcies et le détecteur sera également plus léger afin d'obtenir une meilleure résolution en p_T et une conversion des γ plus faible. Le trajectographe à pixels aura des pixels et des senseurs plus petits afin d'améliorer la résolution du paramètre d'impact et une meilleure séparation des traces. Plus de 10 disques additionnels dans chaque bouchon seront installés afin de couvrir une zone en rapidité jusqu'à $|\eta| = 4$.

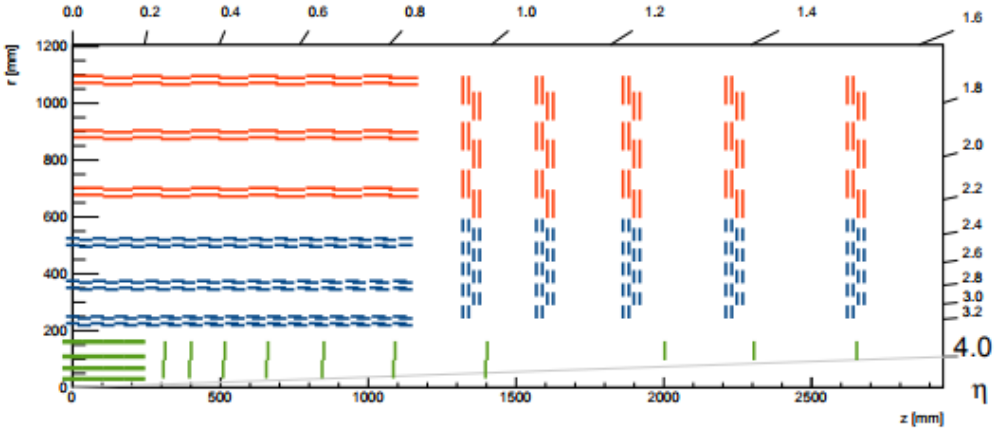


Fig. 3.35 Schéma d'un quart du trajectographe prévu pour la mise à niveau de CMS [21].

- Les bouchons des calorimètres devront être remplacés par des calorimètres de haute granularité *High Granularity Calorimeter* (HGC) d'une profondeur totale de $\sim 10\lambda_I$ qui fourniront des images tridimensionnelles détaillées des gerbes. La section électromagnétique est composée d'une trentaine de couches de tungstène et de plaques de cuivre intercalées avec des capteurs de silicium comme matière active. Les capteurs auront des aires variables inférieures à 1,0 cm^2. La section électromagnétique fait environ $25X_0$ et possède une longueur d'interaction λ_I. La partie hadronique possède 12 plaques de laiton et de cuivre intercalées avec des capteurs de silicium d'une longueur représentant $3{,}5\lambda_I$ ce qui couvre la majorité d'une gerbe hadronique. Il est suivi d'un "calorimètre hadronique à l'arrière" de conception similaire à l'actuel HE (des plaques en laiton intercalées avec des carreaux scintillants en plastique lus avec des fibres optiques à décalage de longueur d'onde). La conception de ce calorimètre à grande granularité s'appuie sur les concepts du ILC/CALICE pour la mesure 3D des gerbes.

- Le temps de latence du L1 sera augmenté jusqu'à 12,5 µs ce qui permettra au système de reconstruction et d'identification des traces d'utiliser à la fois celles venant des calorimètres et celles du spectrographe à muons. Pour cela l'électronique de certains sous-détecteurs déjà existants devra être mise à niveau. La fréquence des données en sortie est estimée à 5000 Hz (7000 Hz) avec 140 (200) événements de *pile-up*. Le *trigger* L1 aura également les informations des traces fournies par le trajectographe pour des traces avec $p_T \geq 2$ GeV. Cela permettra un meilleur pouvoir de rejet du bruit de fond dès le début de la sélection des événements. Un tout nouveau L1 pour les calorimètres et le spectrographe à muons sera également mis en service (cf.Fig 3.36).

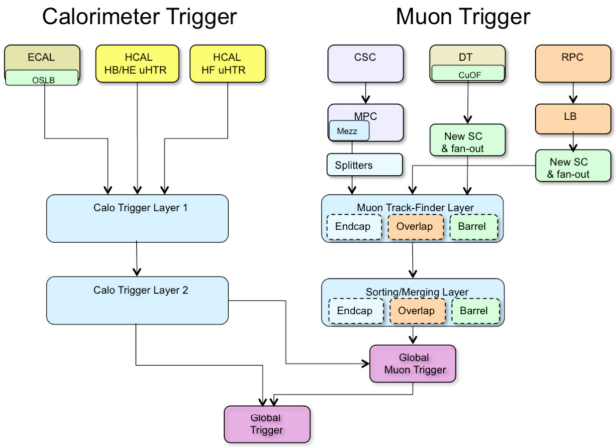


Fig. 3.36 Schéma du nouveau L1 pour la partie calorimètre et muons [22].

- Le trajectographe à muons dans les bouchons ne possède actuellement que des CSC dans la zone $1{,}6 < |\eta| < 2{,}4$. C'est la seule région du trajectographe qui ne possède pas de RPC permettant d'assurer une redondance, bien qu'il s'agisse d'une région dont la résolution de la quantité de mouvement est moins bonne et dont le bruit de fond est important. Afin d'améliorer le L1 dans cette région il est proposé d'instrumenter cette zone avec des chambres de nouvelle technologie, en utilisant des *Gas Electron Multiplier* (GEM) dans les stations ME1 et ME2 qui présentent une bonne résolution spatiale et qui résistent au champ magnétique important présent dans ces zones. Elles permettront d'améliorer la résolution en quantité de mouvement et d'améliorer la correspondance avec les traces dans le *Global Muon Trigger*. Pour les deux dernières zones ME3 et ME4, des RPC de meilleure granularité et de bonne résolution temporelle seront utilisées afin de réduire le bruit de fond. De plus, une nouvelle station ME0 de GEM sera insérée dans l'espace libéré par les nouveaux bouchons de CMS, ce qui augmentera la couverture de détection des muons jusqu'à $|\eta| \approx 3$ (cf.Fig 3.37).

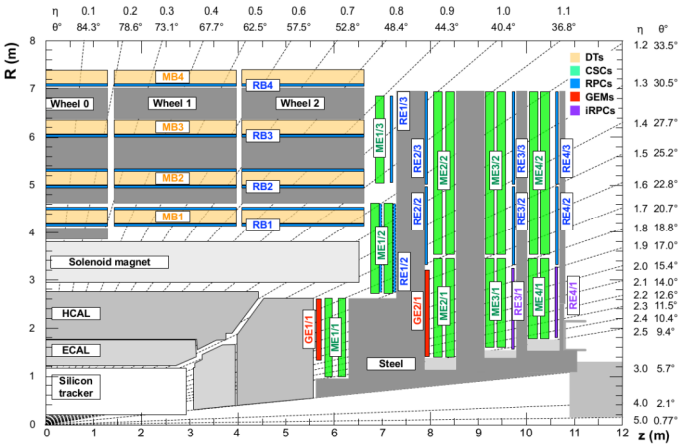


Fig. 3.37 Schéma d'un quart du détecteur CMS montrant les différentes technologies qui seront utilisées dans les bouchons du spectrographe à muons [20].

Ce dernier point, et plus particulièrement la caractérisation de détecteurs à plaques résistives de verres de basse résistivité, fait l'objet de cette thèse et sera développé dans les chapitres suivants.

4 Les Chambres à plaques résistives de CMS

Contenu :

1 Les chambres à plaques résistives (RPC) **53**
- 1.1 Les détecteurs gazeux 54
- 1.2 Principes de fonctionnement d'une RPC 56
- 1.3 Les modes de fonctionnement des RPC 58
- 1.4 Étude théorique du mode avalanche 60
- 1.5 Le facteur de multiplication 61
- 1.6 Charges créées par l'avalanche 62
- 1.7 Signal induit sur l'électronique 63

2 Les Resistive Plate Chambers de CMS **64**
- 2.1 Le mélange gazeux 64
- 2.2 Disposition des chambres RPC dans les secteurs des bouchons de CMS 65
- 2.3 Électronique de lecture des chambres dans les bouchons 65
- 2.4 Point de fonctionnement des RPC 67

3 Mise à niveau des RPC pour la Phase-2 de CMS **68**
- 3.1 Les iRPC retenues par le TDR 70

Dans ce chapitre, une description générale des chambres à plaques résistives (RPC) ainsi qu'une description détaillée des chambres RPC utilisées dans CMS et de leurs électroniques sont données. Une description des mises à niveaux se rapportant à ces détecteurs, notamment dans les bouchons, sera également présentée.

1 Les chambres à plaques résistives (RPC)

Les *Resistive Plate Chambers* (RPC) font partie d'une famille de détecteurs appelée détecteurs gazeux. Ces détecteurs ont joué un rôle dès le début de la Physique des Hautes Énergies dans la détection de nouvelles particules. Depuis le premier détecteur gazeux, le compteur proportionnel à un seul fil *Single-wire proportional counter* inventé par Rutherford et Geiger, puis le compteur Geiger-Müller (cf.Fig 4.1) présenté en 1928, les détecteurs gazeux n'ont cessé de se perfectionner et de devenir plus rapides et efficaces. Ils permettent de couvrir de grandes surfaces de détections à des coûts très modestes.

Fig. 4.1 Photo d'un des premiers tubes Geiger-Müller fabriqué en 1932 par Hans Geiger pour une utilisation en laboratoire.

1.1 Les détecteurs gazeux

Les détecteurs gazeux reposent tous sur le même principe simple. Lorsqu'une particule traverse un gaz, elle l'ionise. Les ions et électrons créés lors de cette ionisation peuvent être accélérés grâce à un champ électrique. En choisissant judicieusement l'intensité du champ électrique, c'est-à-dire en appliquant une tension aux bornes des électrodes, les électrons peuvent gagner assez d'énergie pour ioniser le gaz à leur tour (seconde ionisation) et commencer une multiplication de charge. Le nombre de charges libérées détermine le mode de fonctionnement du détecteur. Le gaz est également un élément important du détecteur et a un rôle important sur le mode de fonctionnement de celui-ci. Le déplacement des charges à l'intérieur du gaz induit un déplacement de charges sur les électrodes, et crée un signal qui peut être récupéré par une électronique et donner une information sur le temps et la position de la trajectoire de la particule incidente. Ces charges peuvent donner lieu à un mode dit *"streamer"* voire donner lieu à la création d'étincelles entre l'anode et la cathode. La figure 4.2 montre le facteur d'amplification, ou le gain du gaz en fonction de la tension appliquée.

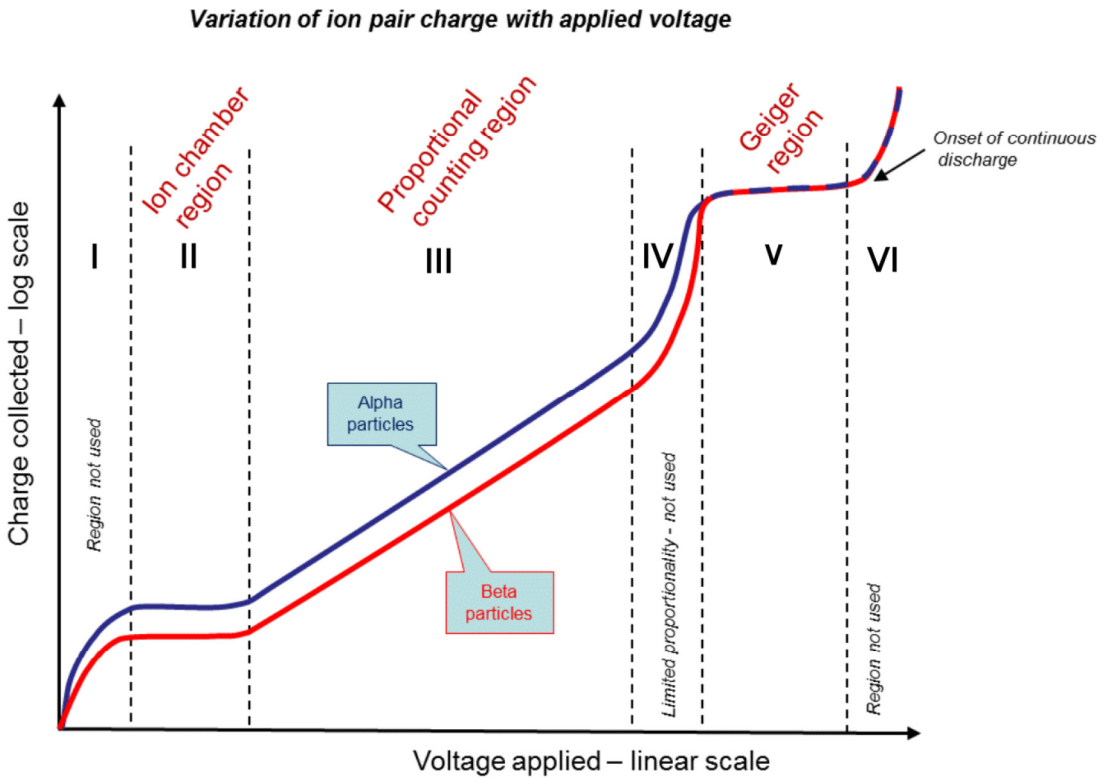


Fig. 4.2 Évolution typique du gain du gaz en fonction de la tension appliquée (en échelle arbitraire).

Six régions peuvent être définies :

- **I** Les paires d'électron-ion primaires se recombinent avant d'avoir été toutes récoltées.
- **II** Les charges dues à l'ionisation primaire sont entièrement récoltées sur les électrodes. Le facteur d'amplification reste constant même si la tension est augmentée.
- **III** Les charges produites par l'avalanche sont proportionnelles aux charges produites lors de la première ionisation. Les charges collectées augmentent fortement avec la tension appliquée.
- **IV** Cette région est la limite de proportionnalité, l'avalanche se transforme en *streamer*, un plasma d'ions et d'électrons.
- **V** Les *streamers* connectent les électrodes et produisent des étincelles visibles. Les compteurs Geiger-Müller et les chambres à étincelles fonctionnent dans ce mode.
- **VI** Des décharges électriques se produisent même sans le passage de particules pour ioniser le gaz. Ce mode peut détruire le détecteur.

Les détecteurs gazeux à fils ont une résolution temporelle de l'ordre de la centaine de nanosecondes. Cela est dû au champ électrique en $\frac{1}{r}$, qui fait que la zone d'amplification se situe proche du fil, et les électrons doivent atteindre cette zone avant d'être amplifiés et de démarrer l'avalanche.

En utilisant un champ électrique uniforme et important, une meilleure résolution temporelle est atteignable.

Le premier détecteur gazeux utilisant cette méthode est le compteur à étincelle *"Spark Counter"* développé en 1948, un détecteur qui présente une géométrie plane. Il est généralement constitué de deux électrodes métalliques entre lesquelles est présent un gaz. Le passage d'une particule ionise ce gaz et crée une avalanche qui rentre à un certain moment en mode *streamer*. Un plasma se crée entre les deux électrodes, celles-ci se déchargent et amènent à la création d'une étincelle. Ce type de détecteur présente un signal qui ne nécessite pas d'amplification, cependant le temps nécessaire à la recharge des électrodes est de l'ordre de quelques millisecondes. De plus la surface du détecteur ne doit pas être trop grande ($\sim 10\,\mathrm{cm}^2$) afin de ne pas détruire les électrodes lors des décharges.

Afin de résoudre ces problèmes, les électrodes métalliques peuvent être remplacées par des plaques de matériaux de haute résistivité ($1 \times 10^{11}\,\Omega\,\mathrm{cm}$ à $1 \times 10^{12}\,\Omega\,\mathrm{cm}$) afin de limiter l'aire de décharge des électrodes autour du signal. Un mélange de gaz absorbant les photons permet d'éviter le mode *streamer*, assurant le fonctionnement du détecteur à des flux de particules plus important. Le champ électrique baissant localement du fait de la recharge plus lente des électrodes, le développement d'avalanches successives au même endroit est limité tout en laissant le détecteur opérationnel hors de cette zone.

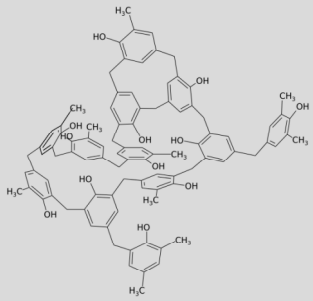


Fig. 4.3 Structure de la Bakélite.

Naissance des RPC

En 1981 R.Santonico et R.Cardarelli développent les *Resistive Plate Chamber* (RPC) [23] [24]. Ce détecteur utilise un matériau peu coûteux, très utilisé et de haute résistivité ($\sim 10^{10}\,\Omega\,\mathrm{cm}$), le *High Pressure Laminate* (HPL) fait de mélamine ou d'un type de résine phénol-formaldéhyde (anhydrure de polyoxybenzylméthylèneglycol ou Bakélite (cf.Fig 4.3)). Plusieurs configurations pour les RPC sont possibles, mais l'une des plus simples est donnée par la figure 4.4.

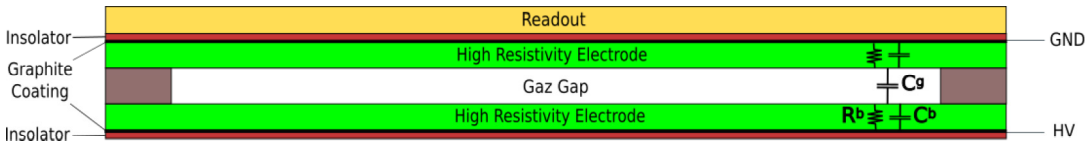


Fig. 4.4 Schéma d'une RPC typique.

Une couche de gaz est comprise entre deux plaques d'électrodes résistives. Ces plaques sont peintes avec du graphite qui est utilisé pour distribuer la haute tension sur les électrodes. L'électronique est isolée de la chambre par un isolant fin, de type feuille de poly(téréphtalate d'éthylène) (Mylar). L'électronique peut être placée de chaque coté de la chambre et peut être constituée de carreaux ou de lamelles etc.

Un modèle électrique simplifié d'une RPC peut être obtenu (cf.Fig 4.4) en notant C_b la capacité de la Bakélite, R_b sa résistance et C_g la capacité du gaz.

La résistance de la Bakélite est donnée par :

$$R_b = \frac{\rho d}{S} \tag{4.1}$$

avec ρ la résistivité de la Bakélite, d l'épaisseur de l'électrode et S sa surface.

La capacité de la Bakélite est donnée quant à elle par :

$$C_b = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{d} \tag{4.2}$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide et ϵ_r la permittivité relative de la Bakélite.

Le temps de décharge τ d'une électrode de telle résistivité et de telle capacité recevant une charge Q_0 peut être obtenu en utilisant la formule :

$$Q(t) = Q_0 e^{\frac{-t}{R_b C_b}} = Q_0 e^{\frac{-t}{\rho \epsilon_0 \epsilon_r}} = Q_0 e^{\frac{-t}{\tau}} \tag{4.3}$$

Les charges présentes sur les électrodes réduisent la haute tension appliquée et donc le champ électrique à l'endroit des charges. Le détecteur devient inefficace pour cette période de temps τ à l'endroit du dépôt des charges tout en restant efficace ailleurs. Pour le cas de la Bakélite $\rho \simeq 1 \times 10^{11}\,\Omega\,\mathrm{cm}$ le temps de relaxation est de l'ordre de 10 ms. Grâce à l'emploi de matériaux de haute résistivité, l'utilisation de chambres de grande taille était désormais possible.

Depuis, ces détecteurs de construction simple et robuste ont été utilisés dans de nombreuses expériences : ATLAS [25], BaBar [26] (cf.Fig 4.5), BELLE [27] (cf.Fig 4.6), *Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus* (OPERA) [28] (cf.Fig 4.7) etc. Différentes solutions technologiques ont été développées en fonction des besoins des différentes expériences.

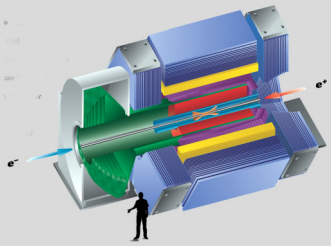


Fig. 4.5 Schéma de l'expérience BaBar.

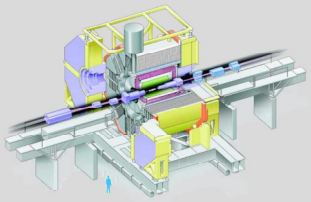


Fig. 4.6 Schéma de l'expérience BELLE.

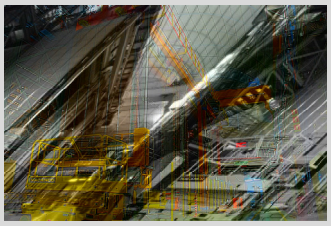


Fig. 4.7 Photo du détecteur OPERA.

1.2 Principes de fonctionnement d'une RPC

Le principe d'une RPC repose sur l'ionisation d'un gaz. Lorsqu'une particule relativiste traverse le gaz d'une RPC, elle interagit avec les molécules de gaz principalement par interaction électromagnétique. La perte d'énergie moyenne par ionisation et excitation d'une particule relativiste massive ($m > m_e$) due à des électrons libres supposés au repos est donnée par la formule de Bethe-Bloch (cf.fig4.8)

$$-\left\langle \frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \right\rangle = \frac{e^4}{4\pi\epsilon_0^2 m_e c^2} z^2 N_A \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2 E_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2}\right] \tag{4.4}$$

avec :

- ρ la densité du matériau,
- e la charge de l'électron,
- ϵ_0 la permittivité du vide,
- c la vitesse de la lumière dans le vide,
- z la charge de la particule incidente,
- N_A le nombre d'Avogadro,
- Z le numéro atomique du matériau,
- A le nombre de masse du matériau,
- $\beta = \frac{v}{c}$ la vitesse de la particule incidente en unité de c,
- $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$,
- I est l'énergie d'excitation moyenne,
- E_{max} est l'énergie maximale transférée lors d'une collision d'une particule de masse m et de quantité de mouvement p,

$$E_{max} = \frac{2m_e p^2}{m^2 + 2\gamma m_e m + m_e^2} \tag{4.5}$$

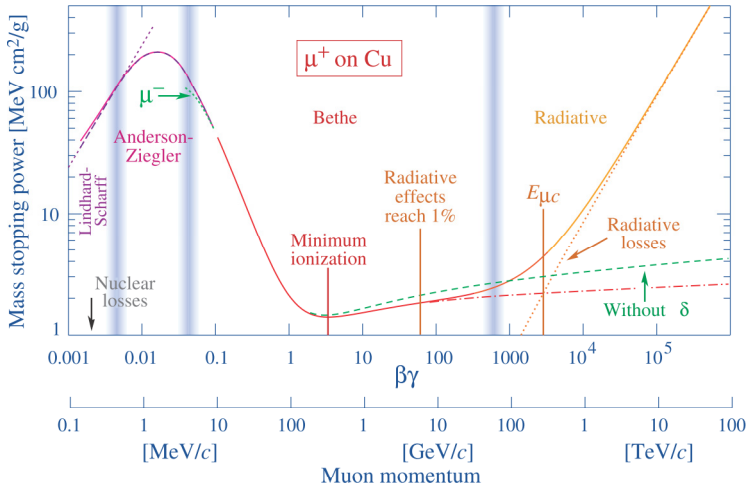


Fig. 4.8 Perte d'énergie moyenne $-\left\langle \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \right\rangle$ pour des anti-muons dans du cuivre en fonction de $\beta\gamma = \frac{p}{Mc}$ sur neuf ordres de grandeur en quantité de mouvement (douze ordres de grandeur en énergie cinétique)[29].

Si un atome ou une molécule du gaz est ionisé par la collision inélastique de la particule incidente, des électrons sont éjectés de l'atome près du point de collision. En revanche, si l'atome n'est pas ionisé mais excité, l'énergie d'excitation est évacuée par l'émission d'un photon (cf.Fig 4.9), par un électron Auger (cf.Fig 4.10) ou par ionisation Penning (cf.Fig 4.11). Si ce photon a une énergie plus importante que le minimum du potentiel d'ionisation, le photon va être absorbé par effet photoélectrique et un électron va être éjecté de l'atome, sinon le photon ne sera pas détecté par les RPC.

Une particule chargée relativiste peut aussi perdre son énergie par rayonnement continu de freinage appelé *Bremsstrahlung* (cf.Fig 4.12), ce processus devient prédominant si l'énergie de la particule dépasse une certaine énergie critique ($E_{\mu c}$ sur la figure 4.8). Dans ce cas, la perte d'énergie n'est pas détectée par la RPC.

Le fonctionnement d'une RPC repose sur la perte d'énergie par ionisation et excitation. Cette perte d'énergie dépend du matériau (cf.Fig 4.13). Lors de l'ionisation du gaz, des amas primaires (d'électrons et ions) sont créés le long de la trajectoire de la particule incidente.

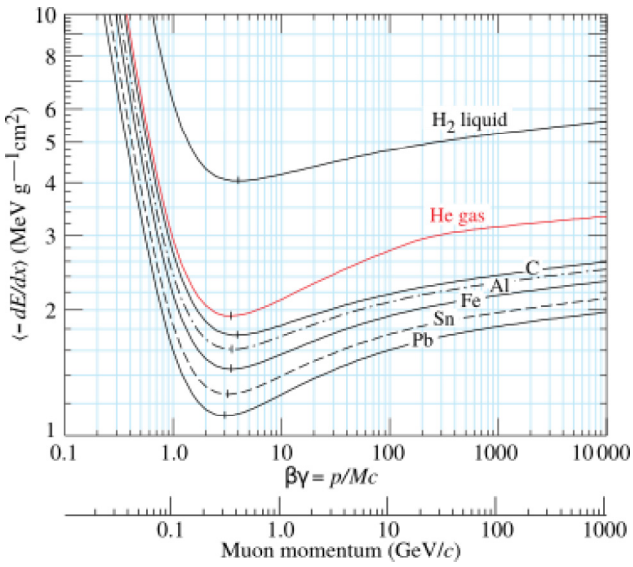


Fig. 4.13 Perte d'énergie moyenne dans l'hydrogène liquide, l'hélium liquide, le carbone, l'aluminium, le fer, l'étain et le plomb. Les effets radiatifs, pertinents pour les pions et muons, ne sont pas inclus. Ils deviennent importants pour les muons traversant le fer avec $\beta\gamma \gtrsim 1000$ et à plus petite quantité de mouvement pour les muons dans des absorbeurs de plus grand Z [29].

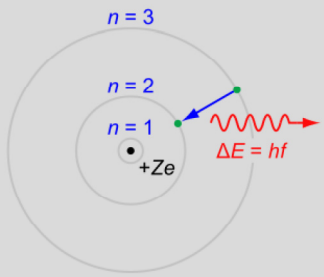


Fig. 4.9 Émission d'un photon lors de la désexcitation d'un atome.

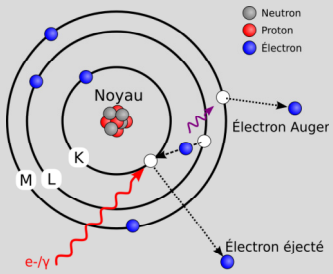


Fig. 4.10 Éjection d'un électron Auger.

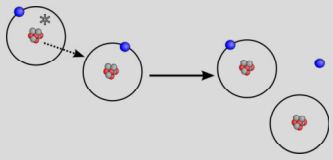


Fig. 4.11 Ionisation Penning.

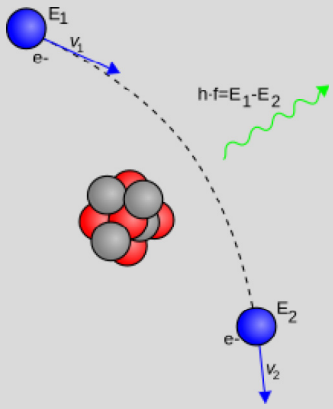


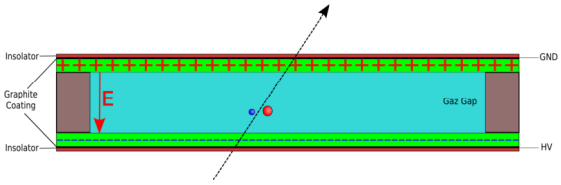
Fig. 4.12 Bremsstrahlung produit par un électron dévié par le champ électrique d'un noyau.

1.3 Les modes de fonctionnement des RPC

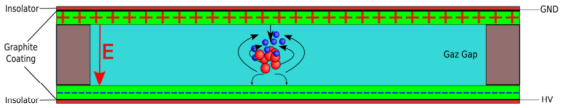
Selon l'intensité du champ électrique appliqué entre les électrodes, il est possible de choisir le mode de fonctionnement des chambres. La composition du mélange gazeux est également un élément déterminant. On distingue généralement trois modes de fonctionnement : le mode avalanche, le mode *streamer* et le mode éclair (*spark*).

Le mode avalanche

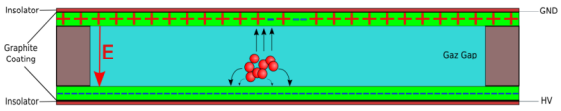
Le mode avalanche est le premier mode de fonctionnement qui apparaît lorsqu'on augmente la tension entre les électrodes. L'ionisation du gaz crée quelques paires d'ion-électron qui sont ensuite accélérées par le champ électrique. Les électrons, qui sont beaucoup plus rapides que les ions de par leur masse plus faible vont à leur tour ioniser les molécules du gaz. Cette multiplication des charges est appelée avalanche. Ce déplacement va créer par effet capacitif un signal de l'ordre de la nanoseconde qui peut être récolté. Les charges vont ensuite atteindre les électrodes et s'y accumuler. Elles vont être neutralisées en quelques millisecondes grâce au courant fourni par le générateur de haute tension appliquant la différence de potentiel (cf.Fig 4.14). Le temps mort de ce mode est donc assez faible et permet une détection efficace des particules même à des flux assez élevés ($\sim 1\,\mathrm{kHz}$), la résistivité du matériau est déterminante pour ce temps de neutralisation des charges. Cependant, la charge induite est faible et nécessite une électronique possédant un bas seuil et donc de bas bruit.



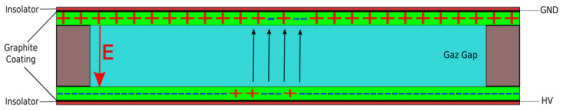
(a) Des molécules du gaz sont ionisées par le passage d'une particule.



(b) La taille de l'avalanche influence le champ électrique local de la couche de gaz.



(c) Les électrons atteignent l'anode. Les ions sont beaucoup plus lents.

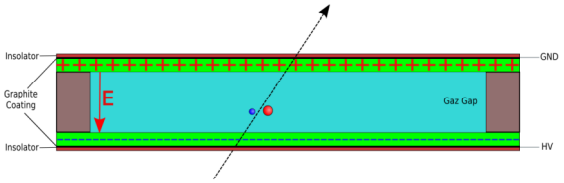


(d) Les ions atteignent la cathode. Les charges de la couche résistive induisent un temps mort.

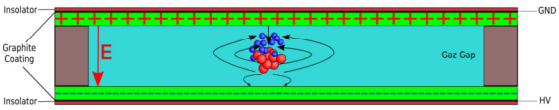
Fig. 4.14 Vue schématique du développement d'une avalanche. Le champ électrique appliqué aux électrodes est noté E, les électrons sont en bleu et les ions en rouge.

Le mode *streamer*

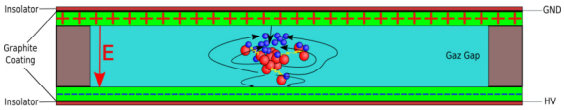
Si l'on augmente la tension aux bornes des électrodes, le gain du gaz augmente, ainsi les ionisations primaires créent plus d'ionisations secondaires. Il y a donc création de paires électron-ion en plus grand nombre. De plus les photons peuvent commencer à contribuer à la propagation de l'avalanche, ce qui amène au mode *streamer*. Le signal engendré par ce mode est plutôt important (de 50 pC à quelques nC), de fait l'électronique ne nécessite pas d'amplification et est beaucoup plus simple. Cependant, le flux de particules maximal est limité à quelques centaines de Hertz. Si les électrons deviennent trop nombreux (en moyenne 10^8 électrons), ils engendrent un plasma reliant les deux électrodes (cf.Fig 4.15).



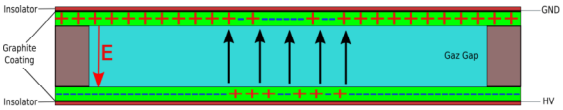
(a) Des molécules du gaz sont ionisées par le passage d'une particule.



(b) La taille de l'avalanche modifie fortement le champ électrique local de la couche de gaz.



(c) Les photons contribuent au développement de l'avalanche et étalent l'avalanche. Passage au mode *streamer*.

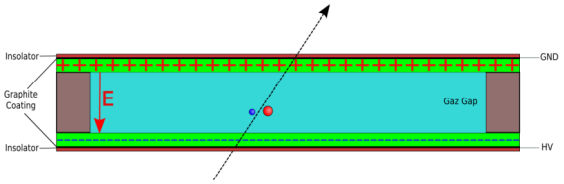


(d) Les charges de la couche résistive induisent un temps mort important.

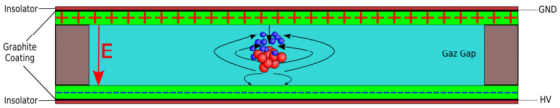
Fig. 4.15 Vue schématique du développement d'un *streamer*. Le champ électrique appliqué aux électrodes est noté E, les électrons sont en bleu et les ions en rouge.

Le mode éclair (*spark*)

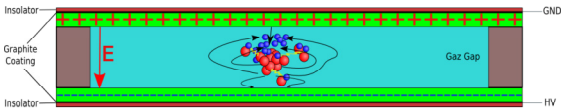
Si l'on augmente encore la tension ou si le mélange de gaz ne permet pas de limiter la propagation latérale de l'avalanche ou le mode *streamer*, les électrons migrateurs et les photons peuvent induire de proche en proche d'autres *streamers*, c'est le mode éclair, ou *spark*. Les éclairs se propagent alors dans toute la chambre. Le temps de recouvrement de la chambre devient très long et les charges accumulées peuvent détériorer rapidement le détecteur. De plus le flux de particules détectable est très faible (cf.Fig 4.16).



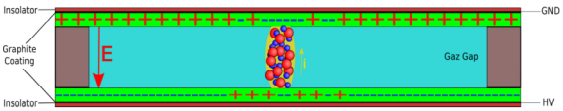
(a) Des molécules du gaz sont ionisées par le passage d'une particule.



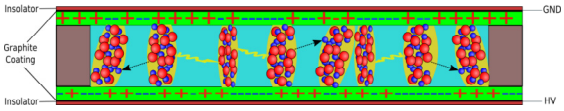
(b) La taille de l'avalanche modifie fortement le champ électrique local de la couche de gaz.



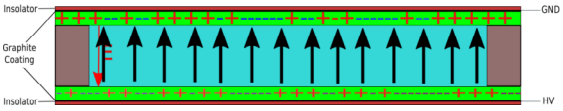
(c) Les photons contribuent au développement de l'avalanche et étalent l'avalanche. Passage au mode *streamer*.



(d) Un plasma peut se créer entre les électrodes et produire une étincelle. Les electrodes sont déchargées à cet endroit (mode éclair).



(e) Des éclairs se créent de proche en proche à cause des électrons migrateurs et des photons.



(f) Le champ électrique est fortement abaissé dans toute la chambre. Elle est aveugle.

Fig. 4.16 Vue schématique du développement d'un *spark*. Le champ électrique appliqué aux électrodes est noté E, les électrons sont en bleu et les ions en rouge.

Dans CMS le mélange de gaz ainsi que les tensions appliquées ont été judicieusement étudiés pour que les RPC soient le plus possible en mode avalanche afin de maximiser le flux de particules que peuvent détecter les chambres tout en évitant leur vieillissement prématuré. C'est donc ce mode que nous allons étudier plus avant.

1.4 Étude théorique du mode avalanche

Ionisation primaire

Le mélange gazeux des détecteurs contient majoritairement un gaz à faible potentiel d'ionisation minimale afin d'être facilement ionisable. En pratique, la plupart des détecteurs utilisent du tétrafluoroéthylène (TFE) de potentiel d'ionisation minimal $U_i = 10{,}114(10)$ eV [30]. La création de charges primaires dues au passage d'une particule chargée dans le mélange de gaz est caractérisée par le nombre moyen d'amas créés par unité de longueur ainsi que par le nombre de paires électron-ion créées dans chaque amas.

Distance entre les amas de l'ionisation primaire

Si l'on considère que l'énergie perdue dans le matériau par la particule incidente est négligeable par rapport à son énergie initiale, alors les probabilités de collisions ionisantes sont indépendantes. Les distances entre les amas d'ionisations primaires suivent donc une loi exponentielle :

$$P(z) = \frac{1}{L} \exp\left(-\frac{z}{L}\right) \tag{4.6}$$

où L est le libre parcours moyen et z l'épaisseur à laquelle l'ionisation a lieu en considérant des particules incidentes dont la trajectoire est normale au plan du détecteur. Pour des particules incidentes d'angle ϕ par rapport à l'axe z la formule devient :

$$P(z) = \frac{1}{L} \exp\left(-\frac{z}{L\cos\phi}\right) \tag{4.7}$$

La distance moyenne entre les amas primaires peut se calculer en utilisant le programme de simulation Monte-Carlo HEED [31]. Une comparaison entre les mesures et les simulations pour l'isobutane et le méthane est donnée figure 4.17 et montre de bons accords [32].

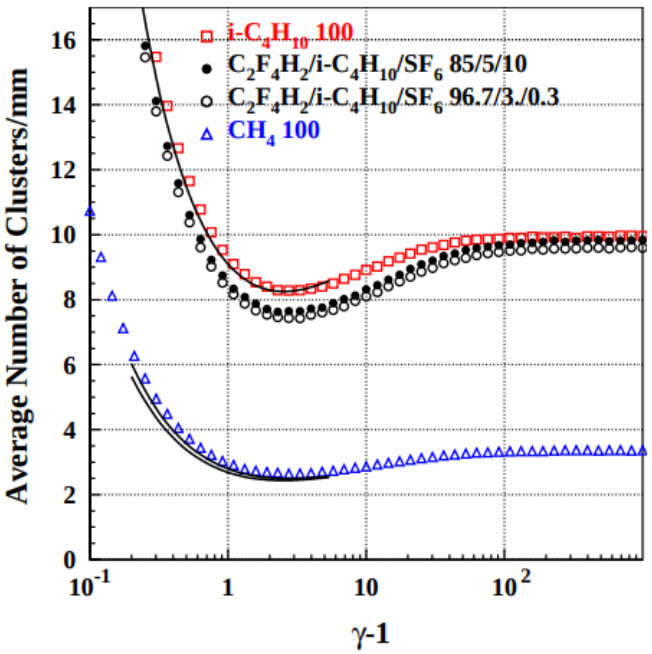


Fig. 4.17 Nombre de collisions donnant lieu à des ionisations (nombre d'amas) par mm en fonction de $\gamma - 1$, avec $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, pour différents mélanges de gaz, tel que prédit par HEED [31], avec $T = 296{,}15$ K et $p = 1013$ mbar. Les lignes correspondent à des mesures prises de [33].

Le nombre moyen d'amas contenus dans une couche de gaz d'épaisseur e est donc $\bar{n} = \frac{e}{L}$. La probabilité d'avoir n amas dans cette couche de gaz suit une loi de Poisson :

$$P(n) = \frac{1}{n!}\left(\frac{e}{L}\right)^n \exp\left(-\frac{e}{L}\right). \tag{4.8}$$

En supposant un détecteur parfait, l'efficacité maximale pour une chambre d'épaisseur e est donnée par :

$$\epsilon_{max} = 1 - P(0) = 1 - \exp\left(-\bar{n}\right) \tag{4.9}$$

où $P(0)$ est la probabilité qu'aucune ionisation ne soit créée dans l'épaisseur de gaz de la chambre.

Nombre d'électrons dans les amas primaires

Le nombre d'électrons par amas d'ionisation primaire est variable et dépend de l'énergie échangée entre le gaz et la particule incidente. La distribution du *"cluster size"* a été calculée par Riegler et al. [34] en utilisant HEED pour des mélanges de gaz très utilisés par les RPC (cf.Fig 4.18)

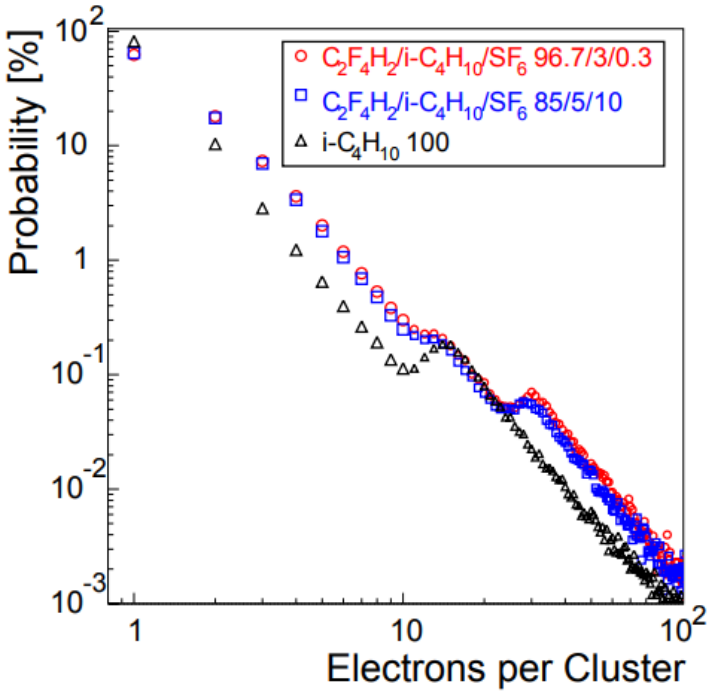


Fig. 4.18 Distributions du *"cluster size"* pour un mélange gazeux typique utilisé pour les RPC calculées en utilisant HEED [31]. Les particules incidentes sont des pions de 7 GeV pour le mélange avec 10% d'isobutane et 120 GeV pour le mélange avec 0,3%. La température du gaz est $T = 296{,}15$ K et la pression $p = 1013$ mbar. En coupant à 500 électrons et par intégration on trouve un nombre d'électrons moyen par amas de 1,9 pour l'isobutane, 2,6 pour le mélange à 10% de SF_6 et 2,8 pour le mélange à 0,3% de SF_6.

1.5 Le facteur de multiplication

Après l'ionisation, les électrons primaires vont être accélérés grâce au champ électrique entre les électrodes ce qui peut donner lieu à une avalanche. Cependant, afin d'éviter les modes *streamer* et *spark*, le mélange gazeux contient généralement des gaz très électronégatifs. Ceci a pour effet de capturer certains électrons primaires, les molécules très électronégatives ayant tendance à former des anions, réduisant ainsi la taille de l'avalanche.

Tous les électrons non absorbés sont accélérés par le champ électrique et sont soumis à des chocs élastiques et inélastiques avec les autres molécules du gaz. Si l'énergie échangée lors de ces collisions est assez importante pour ioniser à son tour d'autres molécules du gaz, on assiste à une multiplication des paires électron-ion et à une réaction en cascade. Les électrons migrent vers l'anode et les cations vers la cathode mais à des vitesses beaucoup moins élevées que pour les électrons de par leur masse nettement plus importante. Ces processus ont de très grandes fluctuations stochastiques.

En définissant α le taux de création de paires d'ion-électron secondaires créées par unité de distance (coefficient d'ionisation de Townsend) et β le taux d'électrons capturés par unité de distance par les molécules électronégatives pour former des anions (coefficient d'attachement), il vient pour un déplacement $\mathrm{d}z$:

$$\frac{\mathrm{d}\bar{n}}{\mathrm{d}z} = (\alpha - \beta)\bar{n} \qquad \frac{\mathrm{d}\bar{p}}{\mathrm{d}z} = \alpha\bar{n} \tag{4.10}$$

avec la première équation décrivant la variation du nombre moyen d'électrons et la deuxième celle du nombre moyen d'ions positifs. On peut définir également $\alpha_{eff} = \alpha - \beta$ qu'on appelle coefficient de Townsend effectif. En posant les conditions initiales $\bar{n} = 1$ et $\bar{p} = 0$, on obtient les nombres moyens d'électrons et d'ions positifs produits sur une distance z :

$$\bar{n} = \exp(\alpha - \beta)z \qquad \bar{p} = \frac{\alpha}{\alpha - \beta}\left(\exp^{(\alpha-\beta)z} - 1\right) \tag{4.11}$$

Le coefficient de Townsend dépend du champ électrique appliqué. La figure 4.19 montre cette dépendance pour un mélange de gaz donné.

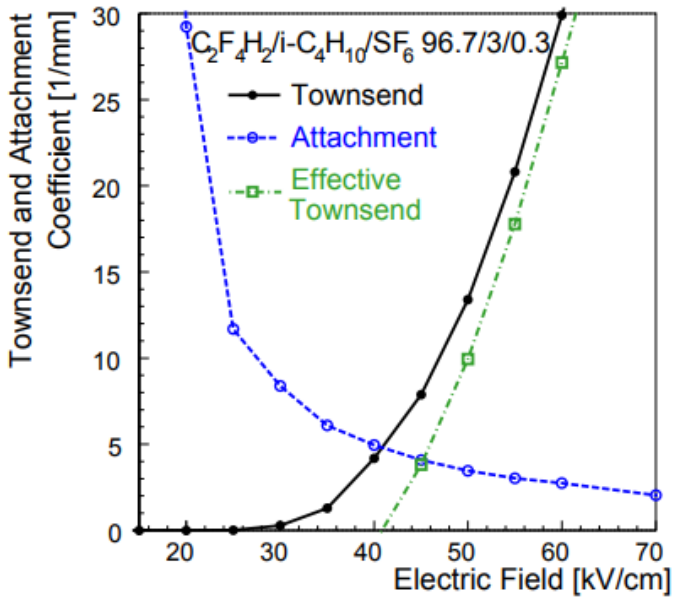


Fig. 4.19 Coefficient de Townsend et coefficient d'attachement calculés grâce à Imonte [35] pour $T = 296{,}15\,\mathrm{K}$ et $p = 1013\,\mathrm{mbar}$ pour un mélange de gaz donné [34].

1.6 Charges créées par l'avalanche

La charge totale à la fin du développement du processus de multiplication peut être vue comme la somme de plusieurs avalanches qui sont indépendantes les unes des autres. Chaque amas primaire crée sa propre avalanche qui est soumise à des fluctuations statistiques.

En supposant α et β constantes, la charge totale à l'emplacement z peut être exprimée comme :

$$q(z) = \sum_{j=1}^{n_c} q_e M_j n_{j,0} \exp^{(\alpha-\beta)(z-z_0^j)} \tag{4.12}$$

Les fluctuations statistiques sont prises en compte par 4 variables aléatoires :

- Le nombre d'amas n_c qui suit une distribution poissonienne

$$P_{clusters}(n_c = n) = \frac{(\lambda_{eff} d)^n}{n!} \exp^{-\lambda_{eff} d} \tag{4.13}$$

  avec $\lambda_{eff} = \frac{\lambda}{\phi}$ la densité linéaire moyenne d'amas, ϕ l'angle d'incidence de la particule incidente et d l'épaisseur de la couche de gaz.
- La position z_0^j du cluster j suit la loi Gamma

$$P_j(z_0^j = x) = \frac{x^{j-1}\lambda_{eff}^j}{\Gamma(j)} \exp^{-x\lambda_{eff}} \quad 0 < x < d \tag{4.14}$$

- Le nombre d'électrons n_0^j dans l'amas j suit la loi de distribution trouvée par le programme Heed (cf.Fig 4.18).
- Le facteur M_j qui prend en compte les fluctuations de l'avalanche et la diminution du champ électrique réduit E/p (p la pression du gaz) par les ions, lorsque l'avalanche devient trop importante. Ce facteur est obtenu concrètement en tirant d'une distribution de Polya une valeur puis en la divisant par le nombre moyen d'électrons de l'avalanche.

1.7 Signal induit sur l'électronique

En utilisant le théorème de Ramo et Shockley [36], il peut être montré que le courant électrique induit sur l'électronique est dû au mouvement des charges entre les électrodes qui change les lignes de champ électrique et non la quantité de charges reçue par seconde par l'électrode. C'est ce courant qui peut ensuite être traité par l'électronique de lecture.

$$i_{ind}(t) = -q(x/v_d)\vec{v}_d \cdot \overrightarrow{E_w} \tag{4.15}$$

où $\overrightarrow{E_w}$ est appelé champ pondéré et correspond au champ électrique du détecteur si la charge est enlevée, l'électrode mise à une tension unitaire et toutes les autres électrodes mises à la masse. $\vec{v}_d$ est la vitesse de dérive des charges.

La vitesse de dérive pour les électrons dans différents mélanges de gaz est donné sur la figure 4.20 [34]

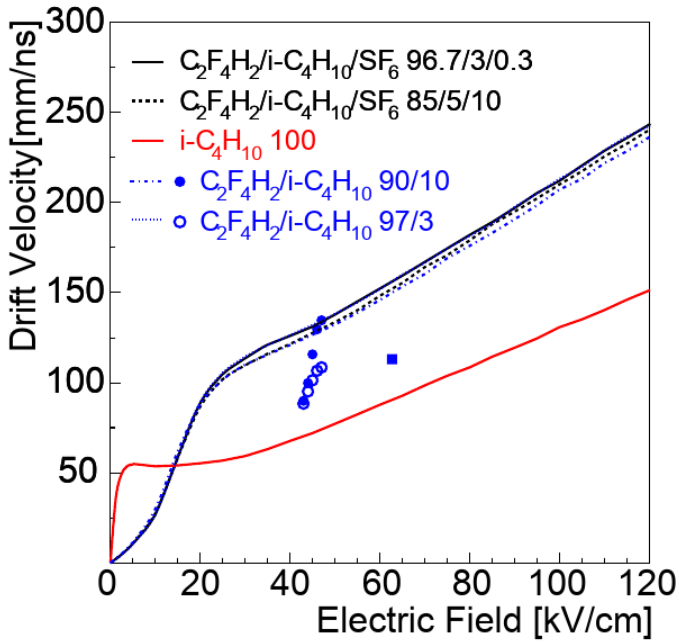


Fig. 4.20 Vitesses de dérive calculées en utilisant le programme MAGBOLTZ [37] pour différents mélanges de gaz à la température $T = 296{,}15\,\mathrm{K}$ et la pression $p = 1013\,\mathrm{mbar}$.

De par leur masse beaucoup plus élevée que celles des électrons, les ions se déplacent plus lentement et participent moins au courant induit. Mettant plus de temps pour atteindre l'électrode, les ions induisent un signal plus long, ce qui accroit le temps mort du détecteur.

2 Les Resistive Plate Chambers de CMS

Le détecteur CMS utilise des chambres double *gaps* d'épaisseur 2 mm, chacun formé par deux électrodes en Bakélite de résistivité comprise entre $1 \times 10^{10}\,\Omega\,\mathrm{cm}$ et $6 \times 10^{10}\,\Omega\,\mathrm{cm}$ (cf.Fig 4.21).

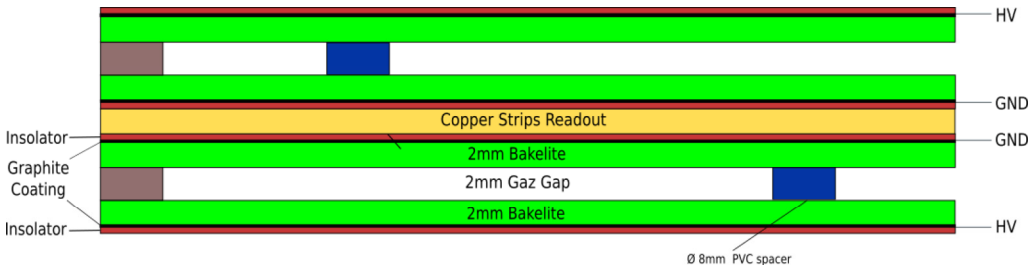


Fig. 4.21 Schéma d'une chambre RPC dans CMS.

Afin de maintenir la distance de 2 mm entre les électrodes, des *spacers* en Polychlorure de vinyle (PVC) de 8 mm de diamètre sont placés tous le 10 cm. Les faces externes des électrodes sont recouvertes d'une peinture de graphite de résistance surfacique $\approx 10^5\,\Omega/\square$ permettant la mise sous tension des chambres. Un film d'huile de lin de 35 µm à 45 µm d'épaisseur est appliqué sur les faces constituant les parties internes des gaps afin d'améliorer la planéité des surfaces [38] et limiter les photons ultra-violet [39]. Ceci a pour effet de réduire le bruit et le courant de fuite des RPC. Le signal est récolté par des *strips* placés entre les deux chambres et séparés de celles-ci par une couche de Mylar. Les chambres opèrent en mode avalanche pour les raisons déjà évoquées précédemment dans ce chapitre.

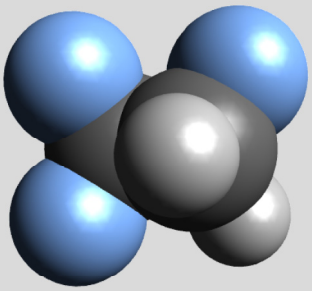


Fig. 4.22 Structure chimique du Tétrafluoroéthane.

2.1 Le mélange gazeux

Le mélange gazeux utilisé par les RPC de CMS comporte :

- 95,2% de Tétrafluoroéthane $C_2H_2F_4$ (R-134a). Composant principal du mélange, il permet une densité d'amas primaires élevée $\lambda = 5{,}5\,\mathrm{cluster\,mm^{-1}}$ tout en gardant un coefficient de Townsend effectif élevé $\alpha_{eff} = 9{,}15\,\mathrm{mm^{-1}}$ [40].
- 4,5% d'isobutane iso $- C_4H_{10}$, utilisé comme absorbeur de photons ultraviolets (UV) produits par la désexcitation des molécules du mélange gazeux.
- 0,3% d'hexafluorure de soufre SF_6, un gaz très électronégatif, permettant de capturer l'excès d'électrons. Il participe ainsi à augmenter le coefficient d'attachement β et permet de réduire la probabilité de *streamer* [41].

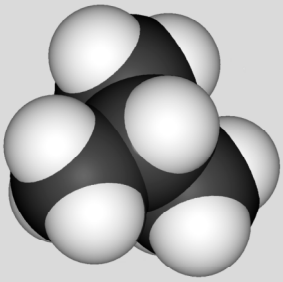


Fig. 4.23 Structure chimique de l'isobutane.

Afin d'empêcher l'augmentation de la résistivité de la Bakélite, 40% à 50% d'humidité sont ajoutées au mélange gazeux [42].

Les gaz $C_2H_2F_4$ et SF_6 ont un potentiel de réchauffement global (PRG) [1] *Global Warming Potential (GWP)* de 1000 et 23 900 respectivement sur une période de 100 ans. Dans le but de limiter les rejets et de réduire la consommation de ces gaz, le mélange gazeux circule en circuit fermé avec une injection de gaz pur de 5% à 10% [43]. Cependant, ces recirculations de gaz amènent à l'augmentation d'impuretés comme le HF, le F^- et d'autres types de molécules à base de Fréon [44]. Une étude et un monitorage par chromatographie de la composition du gaz injecté et circulant dans les chambres sont donc nécessaires.

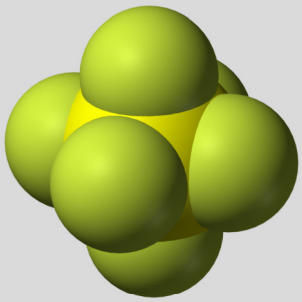


Fig. 4.24 Structure chimique de l'hexafluorure de soufre.

1. Le PRG d'un gaz est le rapport entre les effets causés par la libération en début de période d'une masse donnée de ce gaz et ceux causés par la même masse de dioxyde de carbone (CO_2).

2.2 Disposition des chambres RPC dans les secteurs des bouchons de CMS

La disposition des chambres RPC dans CMS a été présentée dans la section 2.5, page 43. Celles-ci sont rectangulaires dans le tonneau et trapézoïdales dans les bouchons (cf.Fig 4.25). L'aire des strips contenus dans les chambres ainsi que leur longueur ont été optimisées afin de limiter le bruit par strip, qui pourrait augmenter la probabilité de coïncidences fortuites et être considéré comme le passage d'un muon. La longueur des strips est également limitée par le temps de propagation du signal le long de celui-ci. En effet, ce temps de propagation doit être plus court que le temps de vol entre les stations. Le changement de trajectoire du muon selon η à cause du champ magnétique est également à prendre en compte pour la longueur des strips.

Les chambres sont donc divisées en deux (trois) $\eta-sectors$ pour les chambres du tonneau (des bouchons). Les strips ont une longueur comprise entre 57 et 125 cm dans le tonneau et entre 39,8 et 79,72 cm dans les bouchons. Ces trois $\eta - sectors$ sont notés A, B, C selon η décroissant et comportent 32 strips chacun.

Cette division le long de η amène à la segmentation des *gaps* des détecteurs afin d'extraire les signaux provenant des strips. Ainsi, les chambres des bouchons sont constituées non pas de deux mais de trois *gaps* notés *i* (*Bottom gap*), *ii* (*Top Wide gap*) et *iii* (*Top Narrow gap*) (cf.Fig 4.26).

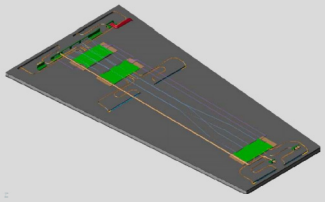


Fig. 4.25 Schéma d'une chambre RPC dans les bouchons [45].

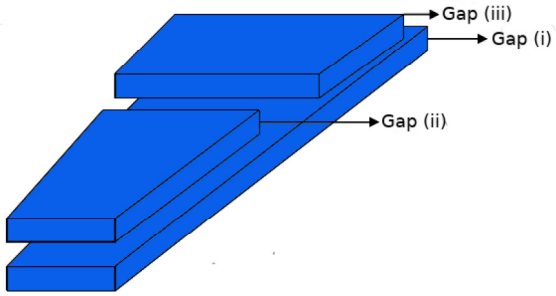


Fig. 4.26 Disposition des *gaps* dans les chambres des bouchons [46].

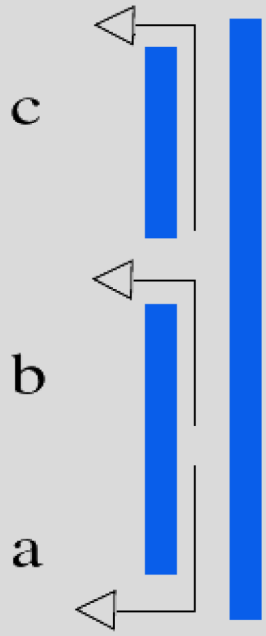


Fig. 4.27 Zone d'extraction des signaux.

2.3 Électronique de lecture des chambres dans les bouchons

L'électronique de lecture des signaux provenant des strips est composée de deux types de cartes :

- Les **Front-End Boards** (FEB) (cf.Fig 4.28). Dans les bouchons, les FEB contiennent 4 ASIC appelés *FEB Chips* gérant chacun les signaux de 8 strips qui sont connectés d'un côté grâce à des câbles coaxiaux. Le positionnement de ces FEB sur la chambre et les zones d'extraction des signaux ont été étudiés afin de limiter la gigue totale du signal (cf.Fig 4.27). Chaque chambre comporte 3 FEB.

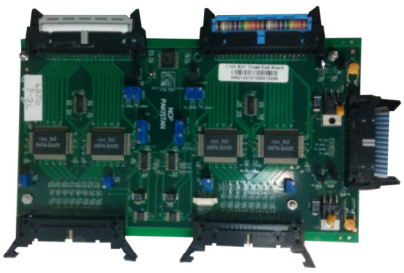


Fig. 4.28 Une *Front-End Board* des chambres RPC dans les bouchons de CMS. Les 4 ASIC sont clairement visibles sur le PCB. Les strips sont reliés aux connecteurs du bas et les signaux *Low-Voltage Differential Signaling* (LVDS) sont envoyés grâce aux câbles reliés aux connecteurs du haut. Le connecteur sur la droite est, quant à lui, relié au *Distribution Board* (DB) et amène la basse tension et les signaux I^2C.

Le schéma de principe de l'électronique d'une voie du FEB est donné figure 4.29 [47]. Le signal est amplifié par un gain important variant linéairement ($\sim$2 mV fC^{-1}) jusqu'à 100 fC et un gain plus faible au delà. Un discriminateur compare ensuite le signal amplifié à une tension de seuil programmable (220 mV dans CMS) et permet de sélectionner la charge minimale de déclenchement. Cependant ce circuit possède un *time-walk* de $\sim$10 ns sur la gamme dynamique du signal d'entrée. Ce *time-walk* est incompatible avec l'utilisation des RPC comme système de déclenchement de CMS. Afin d'obtenir une bonne résolution temporelle en limitant le *time-walk*, un circuit RC différentie le signal d'entrée et l'envoie dans un *zero-crossing discriminator*. Ces deux signaux sont ensuite envoyés dans un circuit de coïncidence. Cette méthode permet de réduire le *time-walk* à $\sim$1 ns. Le signal en sortie déclenche ensuite un circuit monostable qui définit la largeur réglable du signal de sortie. La largeur de ce signal a été réglée à $\sim$100 ns afin de ne pas déclencher sur les rebonds du signal d'entrée qui pourraient survenir étant donné qu'il n'y a pas d'adaptation d'impédance au bout des strips. Finalement, le signal sort par transmission différentielle basse-tension *Low-Voltage Differencial Signaling* (LVDS) grâce à des paires de câbles torsadés. Chaque FEB possède au moins un capteur de température afin de vérifier le bon fonctionnement de la carte.

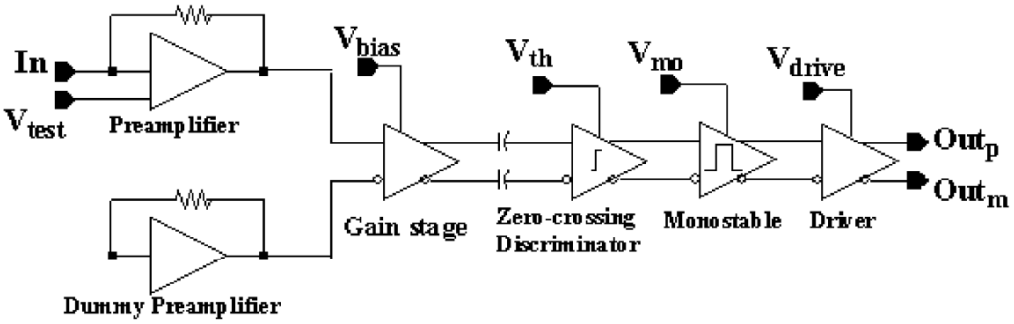


Fig. 4.29 Schéma de principe de l'électronique d'une voie du FEB.

- Les **Distribution Board** (DB) (cf.Fig 4.30) permettent de configurer et de monitorer grâce à une interface *Inter-Integrated Circuit* (I^{2}C) les paramètres des FEB. Ces paramètres sont la tension de seuil du discriminateur (*Threshold Voltage* V_{Th}) et la largeur du signal de sortie (*Monostable Voltage* V_{Mon}). Ces paramètres sont communs aux 8 voies d'un même ASIC d'un FEB. Les valeurs par défaut de ces paramètres [2] sont réglables par des potentiomètres placés sur le PCB des FEB, pour les FEB servant de test. Pour les FEB présents dans les chambres de CMS, ces potentiomètres ont été remplacés par des convertisseur digital analogique (DAC). Chaque chambre des bouchons possède un DB. Les DB fournissent aussi la basse tension aux FEB.

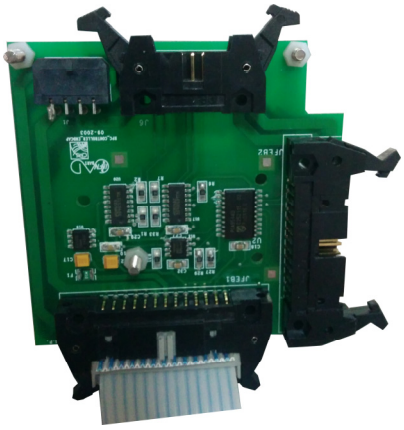


Fig. 4.30 Un DB permettant les configurations des paramètres des FEB par I^{2}C ainsi que leur alimentation.

2. En cas de perte de connexion.

2.4 Point de fonctionnement des RPC

Afin d'obtenir le meilleur point de fonctionnement pour chaque chambre RPC de CMS, des scans en tension sont effectués à chaque début du redémarrage annuel.

Les hautes tensions H_{eff} sont choisies de manière équidistante dans la gamme $[8600\,\mathrm{V}, 9800\,\mathrm{V}]$ avec :

$$HV_{eff}(P,T) = HV\frac{P_0}{P}\frac{T}{T_0} \tag{4.16}$$

Cette tension effective tient compte de la variation de température et de pression dans la caverne.

Ces scans sont ensuite analysés. Les courbes d'efficacité obtenues sont ajustées par une sigmoïde.

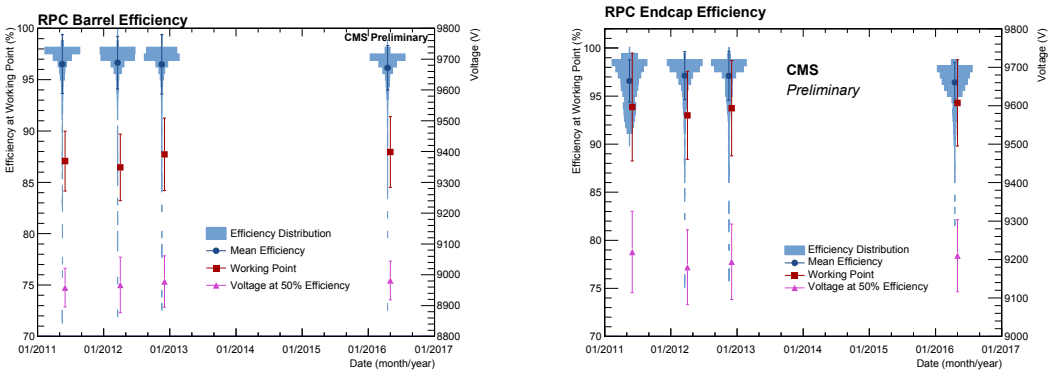
$$\epsilon = \frac{\epsilon_{max}}{1 + e^{-\lambda(HV_{eff} - HV_{50\%})}} \tag{4.17}$$

Les trois paramètres de l'ajustement sont l'efficacité maximale ϵ_{max}, la tension $HV_{50\%}$ pour laquelle l'efficacité d'ajustement est égale à 50%, et la pente λ de la sigmoïde au point $HV_{50\%}$, définie par :

$$\lambda = \frac{4}{\epsilon_{max}}\frac{\mathrm{d}\epsilon}{\mathrm{d}\left(HV_{eff}\right)} \tag{4.18}$$

Le point de fonctionnement H_{work} est ensuite défini par $HV_{knee} + 120\,\mathrm{V}$ ($HV_{knee} + 100\,\mathrm{V}$) dans les bouchons (le tonneau), où HV_{knee} est la tension pour laquelle l'ajustement donne une efficacité de 95%.

La figure 4.31 montre le point de fonctionnement moyen, l'efficacité moyenne au point de fonctionnement et la tension moyenne pour laquelle l'efficacité est de 50% pour les différents scans en tension effectués depuis 2011.



(a) Pour le tonneau. (b) Pour les bouchons.

Fig. 4.31 Point de fonctionnement moyen, efficacité moyenne au point de fonctionnement et tension moyenne pour laquelle l'efficacité est de 50% pour les différents scans en tension effectués depuis 2011 [48].

3 Mise à niveau des RPC pour la Phase-2 de CMS

Avec le passage du LHC au HL-LHC vers 2026, la luminosité est prévue pour être multipliée par un facteur 5 à 7,5 et le nombre d'événements *pile-up* devrait passer de ~ 40 à ~ 140 voire ~ 200. Afin de maintenir les performances de CMS, celui-ci doit également être mis à niveau. Certaines de ces améliorations ont été détaillées dans le chapitre précédent. La mise à niveau du trajectographe à muons a fait l'objet de nombreuses études compilées dans le TDR *The **Phase II** Upgrade of the CMS Muon Detectors* [49]. Les tests de vieillissement effectués montrent que la plupart des chambres du trajectographe à muons seront capables de résister à l'environnement du HL-LHC jusqu'à la fin de la Phase-2 prévue en 2038 sans une perte significative de l'efficacité. Pour ce qui concerne les chambres RPC des bouchons, les mises à niveaux notables sont :

- Le changement du *Link System* des RPC responsable de l'envoi des données des chambres RPC au système de déclenchement et au système de lecture des données. Le *Link System* actuel possède des éléments qui peuvent être perturbés par des bruits électromagnétiques et ne sont pas certifiés pour toute la durée de vie du HL-LHC. De plus le système actuel enregistre les temps des *hits* avec une résolution temporelle de 25 ns, synchronisée avec les croisements de faisceaux de CMS, ce qui est un ordre de grandeur au dessus de la résolution des chambres RPC $\sim$ 1,5 ns. Le nouveau système enregistrera les *hits* avec une résolution de 1 ns. Cette amélioration permettra notamment de supprimer les *hits* de bruit arrivant hors temps et de faciliter la synchronisation du système des RPC. Un déclenchement pour la détection d'hypothétiques particules chargées lourdes et stables, *Heavy Stable Charged Particles* (HSCP) est également en cours d'étude [49].
- L'instrumentation des régions RE3/1 et RE4/1 (cf.Fig 3.37) par des RPC de nouvelle génération. Ces chambres permettront d'étendre l'acceptance géométrique de $|\eta| = 1{,}9$ à $|\eta| = 2{,}4$. L'instrumentation de ces zones a été prévue dès le début de CMS, mais n'avait pas été réalisée à cause des flux de particules importants présents dans ces zones.

  En ajoutant les chambres RPC dans les zones RE3/1 et RE4/1 aux CSC déjà présents, la résolution temporelle sera améliorée d'un facteur deux (cf.Fig 4.32) [49].

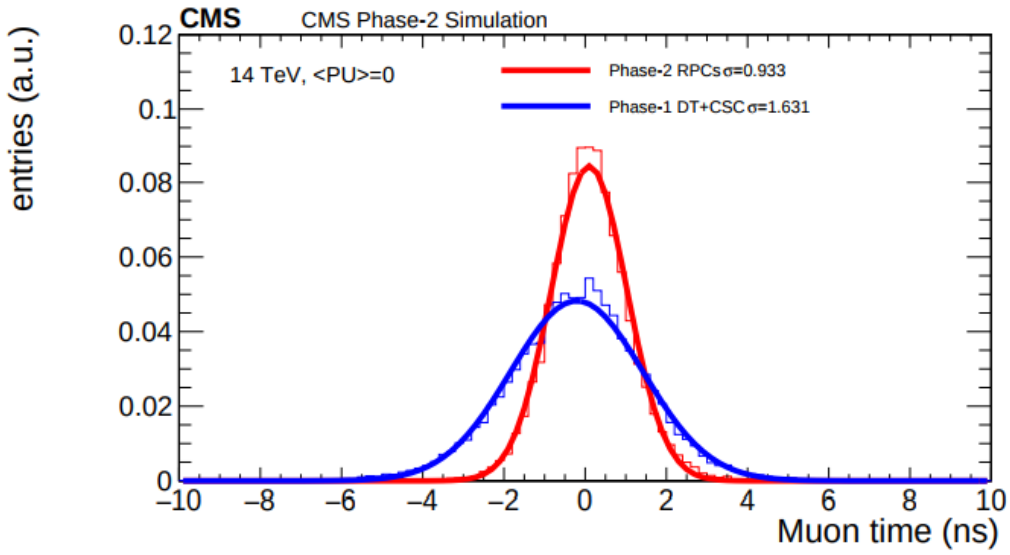
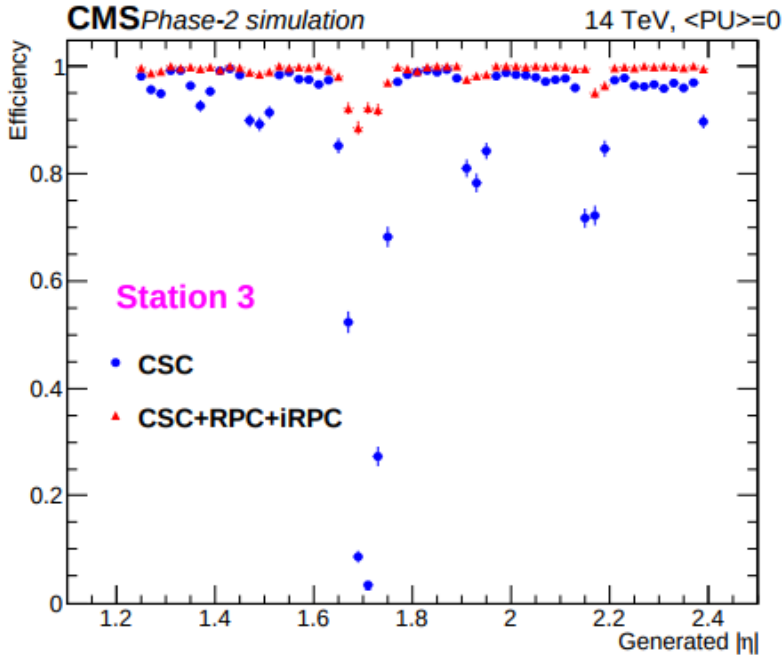


Fig. 4.32 Résolution temporelle simulée pour des traces de muons dans la région vers l'avant, dans le cas où seules sont présentes les chambres CSC et DT (bleu), et dans le cas ou les chambres RPC des zones RE3/1 et RE4/1 sont incluses (rouge) [49].

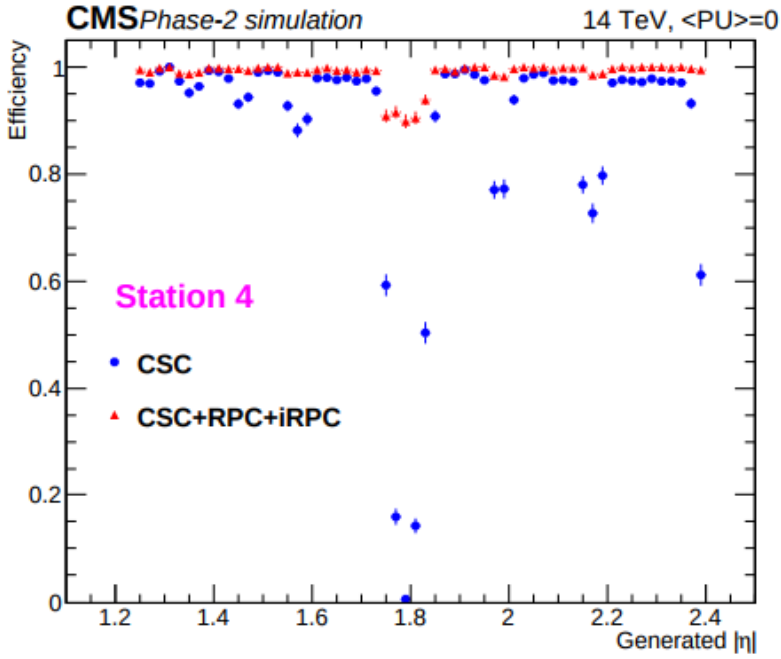
Les nouvelles chambres RPC, *improved RPC* (iRPC) auront une meilleure résolution spatiale (de l'ordre de quelques centimètres) le long des *strips*[3] en utilisant un PCB permettant une lecture des *strips* des deux côtés. Ce type de lecture et de PCB est l'object du chapitre 6 de cette thèse.

3. La courbure de la trajectoire causée par le champ magnétique n'est pas prise en compte.

Bien que les CSC puissent identifier et déclencher sur des muons dans la région des bouchons avec une efficacité élevée, ces chambres sont moins efficaces dans certaines zone en $|\eta|$ à cause des *spacers* dans les chambres. En incluant les hits des RPC dans l'algorithme de recherche de segment élémentaire pour le *trigger*, il est possible de récupérer une bonne efficacité dans ces zones (cf.Fig 4.33). Il est également possible de lever les ambiguïtés des hits CSC (*ghosts*) au niveau du *trigger* L1.



(a) Pour la station 3.



(b) Pour la station 4

Fig. 4.33 Impact de l'inclusion des *hits* provenant des chambres RPC sur l'efficacité du déclenchement local dans les stations 3 (haut) et 4 (bas). La contribution des iRPC débute à partir de $|\eta| = 1{,}8$ [49].

Les chambres RPC, dans les zones RE3/1 et RE4/1, augmentent également la redondance dans la zone des bouchons. Ceci permet d'assurer une détection des muons même en cas de défaillance d'une ou plusieurs chambres CSC.

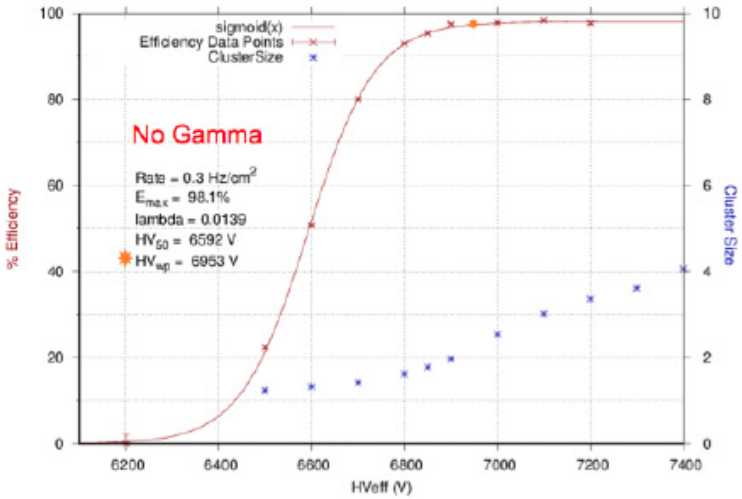
3.1 Les iRPC retenues par le TDR

De nombreux types de chambres différents ont été testés afin de vérifier leurs caractéristiques et de déterminer s'ils étaient de bons candidats en vue de l'instrumentation des zones RE3/1 et RE4/1 [49].

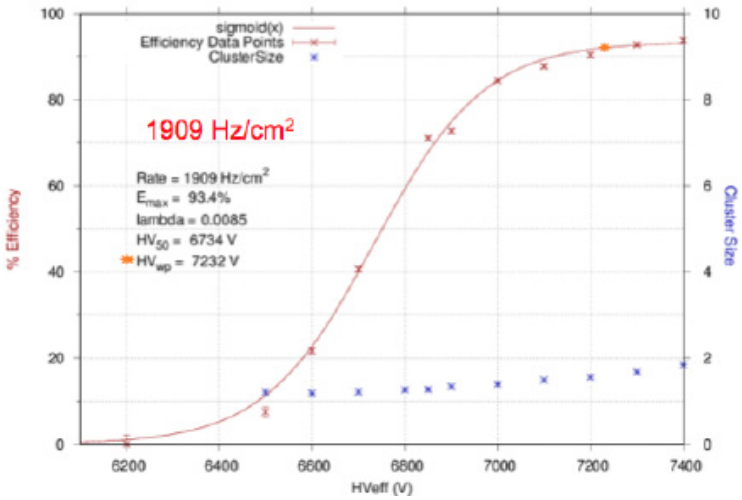
Dans ce but, durant cette thèse, des chambres construites à partir de verres de basse résistivité ($1 \times 10^{11}\,\Omega\,\mathrm{cm}$), de taille $32 \times 30\,\mathrm{cm}^2$ ont été testées. La caractérisation de ces chambres est l'objet du chapitre 5.

Le type de chambre retenu par le TDR comme solution privilégiée est la chambre double *gaps* d'épaisseur 1,4 mm construite avec des électrodes en Bakélite de résistivité comprise entre $0{,}9 \times 10^{10}\,\Omega\,\mathrm{cm}$ et $3{,}0 \times 10^{10}\,\Omega\,\mathrm{cm}$ et d'épaisseur 1,4 mm développées par nos collègues de Kodel. Un PCB, développé par l'IPNL et qui sera décrit au chapitre 6, permet la lecture des *strips* des deux côtés. Il est placé entre ces électrodes.

La figure 4.34 donne l'efficacité et la taille moyenne d'un amas on fonction de la tension effective appliquée, en l'absence et en présence d'un flux de gammas de $1{,}91\,\mathrm{kHz\,cm^{-2}}$. Le déplacement du point de fonctionnement est inférieur à 300 V et l'efficacité reste autour des 95% même en présence du flux de gammas. La chambre utilisée pour ces résultats est de forme trapézoïdale (grande base : 92 cm, petite base : 63 cm, longueur : 166,3 cm) avec une électronique à *strips* de 2 cm de largeur [4][49].



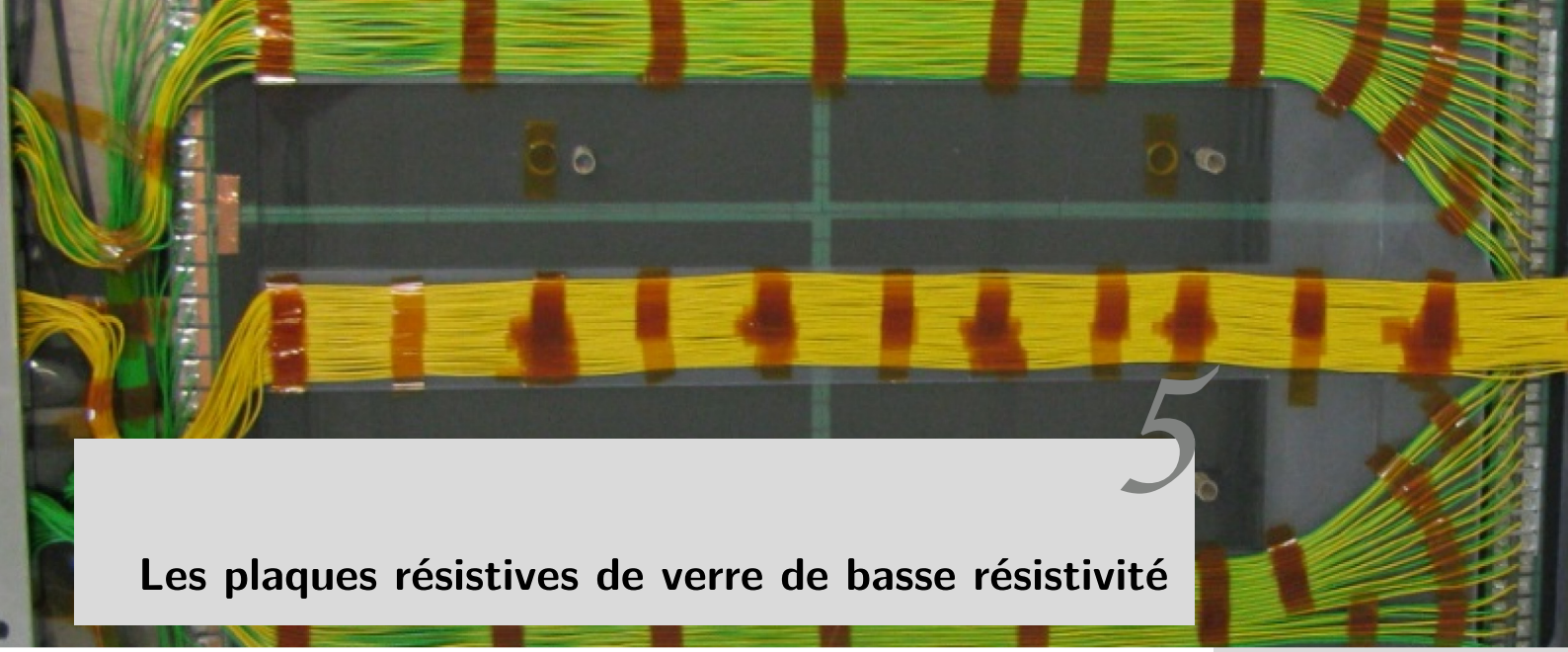
(a) En l'abscence de flux de gammas.



(b) En présence d'un flux de gammas de $1{,}91\,\mathrm{kHz\,cm^{-2}}$.

Fig. 4.34 Efficacité et taille moyenne d'un amas en fonction de la tension appliquée [49].

4. Cette électronique n'est pas la solution privilégiée par le TDR.



5 Les plaques résistives de verre de basse résistivité

Contenu :

1 Le verre dopé de basse résistivité **72**
2 Caractérisation des Glass Resistive Plate Chamber (GRPC) . . **73**
3 Électronique "semi-digitale" **73**
3.1 La puce de lecture HARDROC 74
3.2 L'acquisition des données 79
3.3 Format de données LCIO 81
4 Programme d'analyse pour les chambres à élecronique HARDROC **81**
4.1 Les processeurs MARLIN 81
5 Tests en faisceaux **84**
5.1 Tests en faisceaux à DESY 84
5.2 Tests en faisceaux au PS 85
5.3 Tests en faisceaux au SPS 89
6 Tests au Gamma Irradiation Facility (GIF++) **91**
6.1 Le GIF++ 91
6.2 Tests en faisceaux (août 2015) 94
7 Création du Electronic LOGbook (ELOG) **97**
8 Vieillissement des chambres au GIF++ **97**
8.1 Tests en faisceaux (mai-juin 2016) 100
8.2 Causes connues du vieillissement des RPC 104
9 Les chambres de basse résistivité de taille RE1/1 . . . . . **106**
9.1 Les différentes méthodes d'assemblage 106
9.2 Comparaison des deux méthodes de construction 108
10 Tests en faisceaux au SPS (mai–juin 2016) **110**
11 Programme d'analyse pour les chambres à électronique CMS . . **114**
11.1 Sélection de la zone temporelle du signal 114
11.2 Contamination de l'efficacité par les *hits* de bruit 115
12 Tests au GIF++ **118**
12.1 Amélioration de la chambre RE1/1 118
12.2 Résultats du test en faisceaux d'octobre 2016 119
13 Étude du bruit et du courant en fonction du pourcentage de SF_6 **121**
14 Tests en faisceaux au GIF++ des chambres $32 \times 30\,\mathrm{cm}^2$ à *strips* **125**
14.1 Efficacité en fonction du seuil 128
15 Conclusion **129**

5 Les plaques résistives de verre de basse résistivité

Ce chapitre comporte une description des plaques résistives de verre de basse résistivité ainsi que certaines de leurs caractéristiques. Il comporte également les résultats obtenus lors des nombreuses campagnes de tests en faisceaux organisées au SPS, PS et *Gamma Iradiation Facility* (GIF++). Ces résultats ont fait l'objet d'une conférence lors de RPC2016 à Ghent (Belgique), de plusieurs *proceedings* [50][51] ainsi que de nombreux posters.

1 Le verre dopé de basse résistivité

Une des solutions pour augmenter la capacité de détection des RPC est d'utiliser du verre de basse résistivité comme électrodes. Le nouveau verre dopé, développé par l'université de Tsinghua (Chine) présente une résistivité de l'ordre de $10^{10}\,\Omega\,\mathrm{cm}$ et une très bonne uniformité de surface. Ce type de verre sera utilisé dans l'expérience *Compressed Baryonic Matter* (CBM) [52]. Certaines caractéristiques de ce verre sont répertoriées dans le tableau 5.1.

Dimension maximale	32 cm×30 cm
Résistivité volumique	$10^{10}\,\Omega\,\mathrm{cm}$
Épaisseur	0,5 mm à 2 mm
Uniformité de l'épaisseur	0,02 mm
Constante diélectrique	7,5 à 9,5
Rugosité	<10 nm

Table 5.1 Caractéristiques du verre dopé.

La résistivité de ce verre est 100 à 1000 fois moins importante que celle du verre standard (*float glass*), ce qui le rend très intéressant pour la détection de particules à haut flux. La résistivité de ce matériau se révèle également très stable même après une charge intégrée de $1\,\mathrm{C\,cm^{-2}}$ (cf.Fig 5.1).

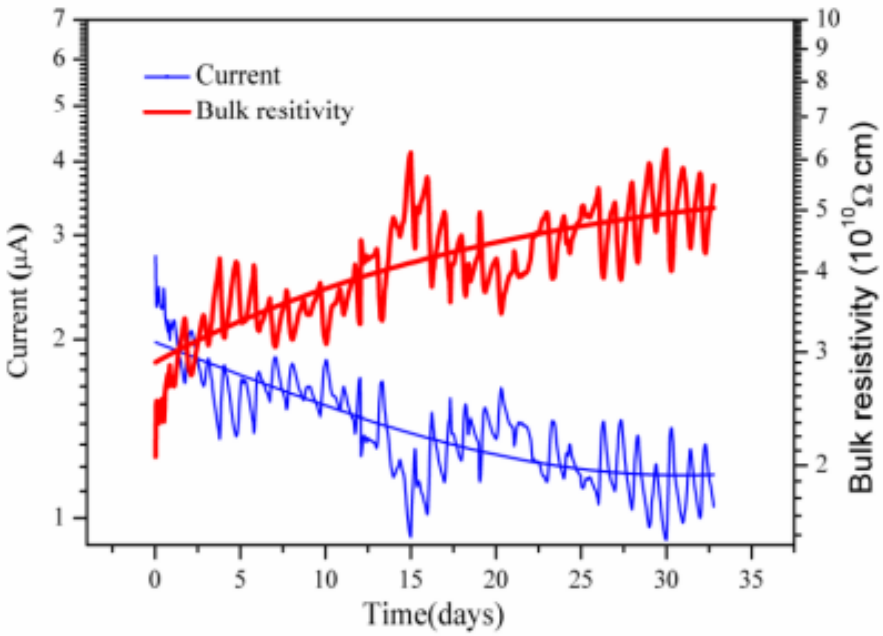


Fig. 5.1 Évolution du courant (courbe bleue) et de la résistivité volumique (courbe rouge) en fonction du temps pour une électrode de verre de basse résistivité soumise à une tension de 1000 V pendant 32 jours.

La rugosité est excellente ce qui permet de n'appliquer aucun traitement de surface, contrairement aux RPC en Bakélite. C'est un avantage, ces traitements s'étant révélés problématiques au fil du temps [53].

L'inconvénient majeur de ce matériau réside dans ses dimensions maximales qui ne peuvent excéder 32 cm×30 cm (cf.Fig 5.2). En effet, de par le procédé de fabrication (cf.Fig 5.3) qui inclut un polissage manuel, des verres de plus grandes dimensions sont irréalisables.

Des détecteurs de cette taille ont donc été construits afin d'étudier leurs caractéristiques et de vérifier s'ils étaient compatibles avec les exigences de CMS.

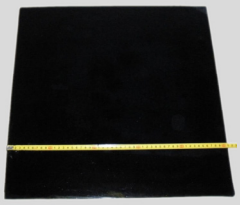


Fig. 5.2 Photo d'une électrode de verre de basse résistivité.

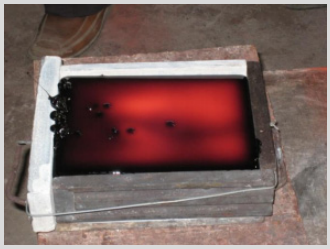


Fig. 5.3 Refroidissement d'un bloc de verre de basse résistivité.

2 Caractérisation des Glass Resistive Plate Chamber (GRPC)

L'étude des GRPC passe par la connaissance de trois caractéristiques principales :

- **L'Efficacité** de détection des particules. C'est la caractéristique principale. Elle est mesurée par le rapport entre le nombre de particules ayant réellement été détectées et le nombre total de particules ayant traversé le détecteur. Bien sûr, dans le cas où le signal est récolté par une électronique à seuil, la valeur de celui-ci va affecter l'efficacité de détection.

- **La multiplicité** représente le nombre de cellules ou bandes touchées lorsqu'une particule traverse le détecteur. En effet, plusieurs cellules de détection peuvent être déclenchées par le courant induit par les électrons créés lors de l'avalanche. Ici aussi le seuil appliqué à l'électronique influe sur la valeur de la multiplicité. La multiplicité joue un rôle très important sur la résolution spatiale du détecteur comme on le verra par la suite.

- **Le bruit électronique** qui est la fréquence de détection par l'électronique, d'un signal considéré comme non physique. Ceci peut être dû à une avalanche d'origine thermique ou radiative, par un courant dans la couche résistive, etc.

Un bon détecteur doit donc être proche d'une efficacité de 100% avec une fréquence de bruit très basse. La multiplicité idéale dépend de la taille des cellules, du seuil appliqué et surtout de la résolution spatiale que l'on veut atteindre. D'autres caractéristiques du détecteur sont importantes telles que la sensibilité au bruit de fond (photons et neutrons par exemple) et son vieillissement (évolution des caractéristiques du détecteur en fonction du temps).

Ces détecteurs ont été instrumentés avec une électronique dite semi-digitale utilisée depuis de nombreuses années au laboratoire dans un prototype de calorimètre hadronique semi-digital *Semi-Digital Hadronic CALorimeter* (SDHCAL) (cf.Fig 5.4) [54] pour le détecteur International Large Detector (ILD) (cf.Fig 5.5), l'un des deux détecteurs de l'expérience International Linear Collider (ILC) (cf.Fig 5.6).

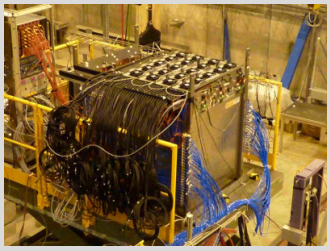


Fig. 5.4 Photo du prototype SDHCAL construit à Lyon.

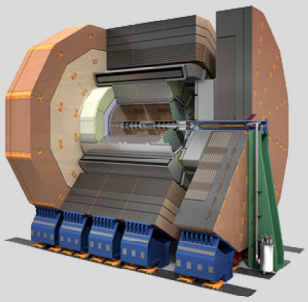


Fig. 5.5 Schéma de l'ILD.

3 Électronique "semi-digitale"

Le SDHCAL est un prototype de calorimètre ultra-granulaire, pour le *Particle Flow Algorithm* (PFA), dont la taille des cellules de lecture est de 1 cm^2. La balance entre la saturation de l'électronique et le volume de données à traiter a amené à opter pour une lecture à trois seuils (2 bits). Pour ne pas introduire d'inhomogénéités, voire de zones mortes dues au système de refroidissement, il a été décidé de ne pas en utiliser. Pour cela, la puissance consommée par l'*Application-specific integrated circuit* (ASIC) et donc la chaleur à dissiper sont réduites par l'emploi d'une alimentation intermittente dite pulsée, permettant de n'allumer l'ASIC que lorsque des données sont à enregistrer. Ce prototype utilise un type d'ASIC développé spécialement pour cette occasion, le *HAdronic Rpc Detector ReadOut Chip* (HARDROC)[55].

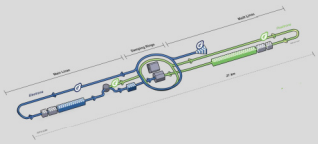


Fig. 5.6 Schéma de l'accélérateur ILC.

3.1 La puce de lecture HARDROC

Fig. 5.7 Vue d'un HARDROC soudé.

L'ASIC HARDROC (cf.Fig 5.7, Fig 5.8) est issu d'une collaboration entre le pôle de microélectronique Omega et l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL). Cette puce est basée sur celle appelée OPERAROC qui est utilisée dans l'expérience OPERA.

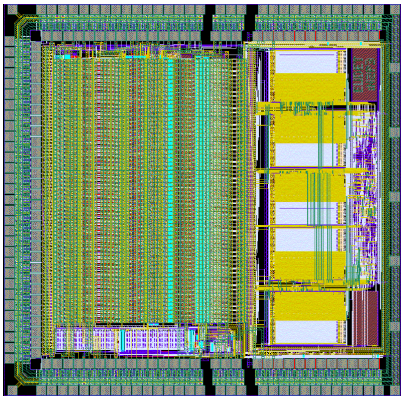


Fig. 5.8 Schéma électronique du HARDROC.

Le HARDROC repose sur une technologie de fonderie AMS SiGe 0,5 µm. La puce est ensuite insérée dans un boitier d'épaisseur 1,4 mm qui comporte 160 pattes dont 64 voies. Les puces sont directement incorporées sur le *Printed Circuit Board* (PCB) du détecteur appelé *Active Sensor Unit* (ASU), chaque HARDROC étant connecté à 64 bandes ou carreaux de cuivre sensitifs (*strip* et *pads* respectivement) selon le PCB. Dans le cas des *pads*, la connexion des pattes aux carreaux de cuivre est étudiée afin d'éviter la diaphonie entre les pattes.

Le schéma simplifié du HARDROC est donné par la figure 5.9. La partie digitale de la puce est commune aux 64 voies, alors que chacune possède sa partie analogique :

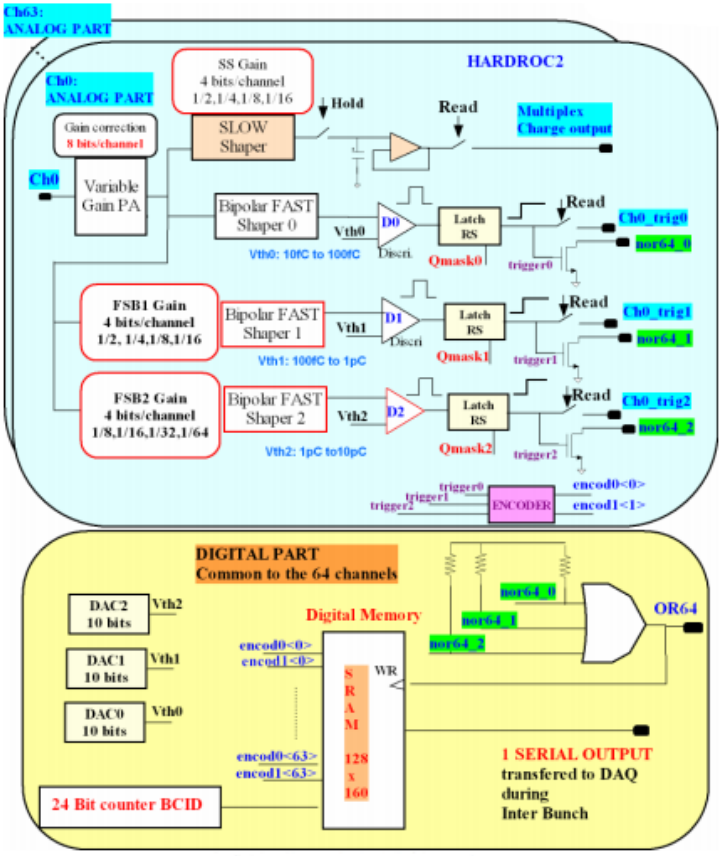


Fig. 5.9 Schéma simplifié du HARDROC.

Chaque voie d'entrée comporte :

- Un préamplificateur de basse impédance fonctionnant en mode convoyeur de courant dont le gain est ajustable de 0 à 1,99.
- Trois traitements de mise en forme rapide, *Fast Shaper* (FSBs), à gain réglable, en parallèle . Ils sont suivis d'un discriminateur de tension qui, une fois déclenché, active une bascule (pour la sauvegarde de l'information).
- Un traitement de mise en forme lent, *Slow Shaper*, qui permet le multiplexage du signal de sortie du préamplificateur et la lecture de la charge d'entrée. Ce traitement est surtout utilisé pour le débogage de la puce.
- Un encodeur pour coder le signal des bascules sur deux bits.

Les 3×64 discriminateurs sont lus toutes les 200 ns. Les trois seuils des discriminateurs peuvent être ajustés grâce à trois convertisseurs digital-analogiques (DAC) codés sur 10 bits. Ce réglage affecte l'ensemble des 64 voies de la puce.

Le préamplificateur

L'entrée des cellules actives est reliée aux pattes "in_pa" d'un préamplificateur de type "Super Base Commune" (cf.Fig 5.10), ce qui permet de diminuer l'impédance d'entrée (50 Ω à 100 Ω) et donc d'éviter la diaphonie (*cross-talk*). L'impédance d'entrée est donnée par la formule suivante :

$$Z_{in} = \frac{R_0 + 1/g_{m2}}{1 + g_{m1}R_c} \tag{5.1}$$

où g_{m1} et g_{m2} sont les transconductances des transistors $Q1$ et $Q2$.

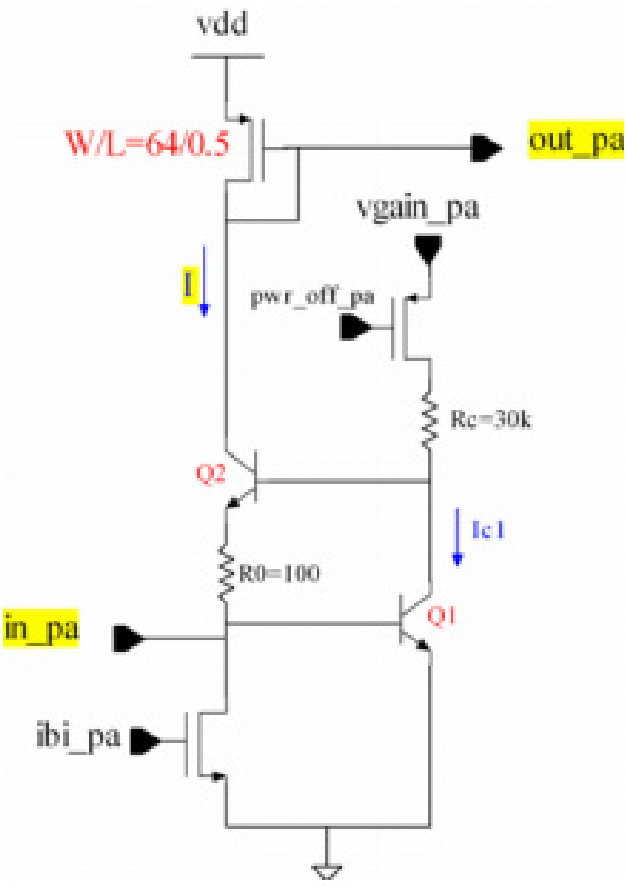


Fig. 5.10 Schéma du préamplificateur.

Miroir de courant à 8 bits

Le courant en sortie du préamplificateur est ensuite copié par huit miroirs de courant de gains respectifs 1/128, 1/64, 1/32, 1/16, 1/8, 1/4, 1/2 et 1 (cf.Fig 5.11). La sortie est la somme des courants des miroirs activés. Les huit miroirs sont activables séparément grâce à un mot de 8 bits appelé contrôle de gain. La plage d'amplification varie donc de 0 à 1,992. La précision de ce gain est estimée à 1.5%.

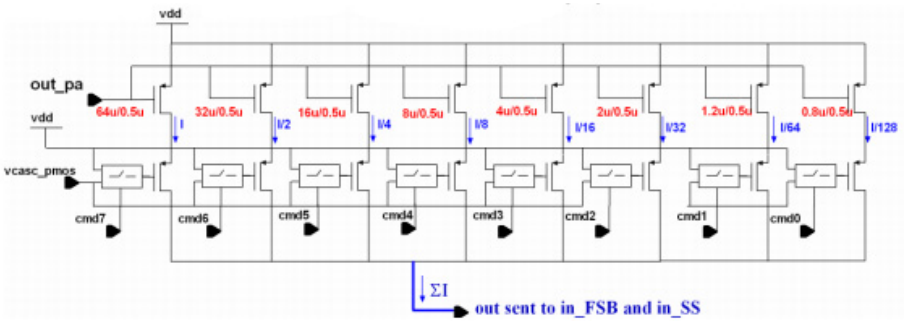


Fig. 5.11 Schéma du miroir de courant à 8 bits.

Les trois traitements de mise en forme rapide (FSB)

En sortie du miroir à 8 bits, le signal passe dans trois circuits de traitement de mise en forme placés en parallèle. Ils consistent en un filtrage des signaux fournis en entrée afin d'éviter les perturbations dans le signal de sortie du préamplificateur, ainsi que d'augmenter le rapport signal sur bruit. FSB1 et FSB2 (cf.Fig 5.13), contrairement à FSB0 (cf.Fig 5.12), possèdent un système de 4 miroirs de courant afin de réduire le gain en entrée et ainsi augmenter la gamme dynamique. Le filtre FSB0 est dédié aux charges d'entrée allant de 10 fC à quelques centaines de fC. FSB1, qui possède 4 miroirs, permet de traiter des signaux allant de 100 fC à plus de 1 pC ; quant à FSB2 il permet de traiter des signaux de 1 pC à 30 pC.

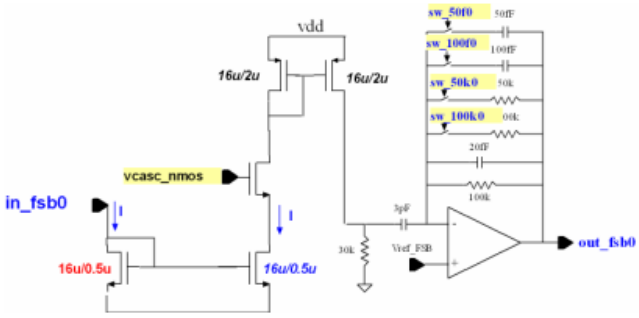


Fig. 5.12 Schéma de FSB0.

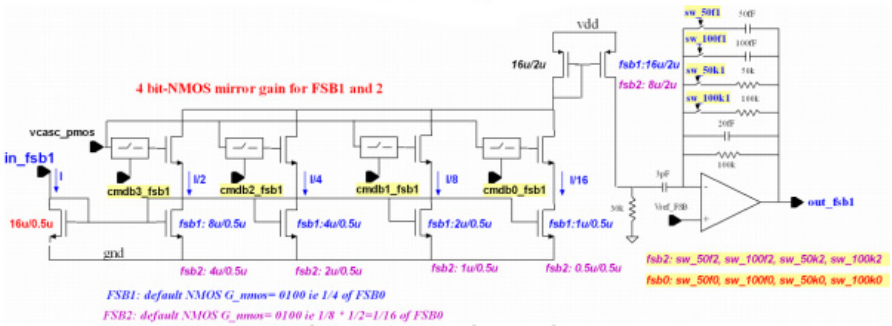


Fig. 5.13 Schéma de FSB1/2.

Il est possible d'activer des résistances et des condensateurs dans la boucle de contre réaction du filtre (cf.Fig 5.12, Fig 5.13). Tout comme les gains des FSB, ils sont réglables par des mots binaires envoyés lors de la configuration des puces au début d'un run (*slow control*). Une étude poussée a été réalisée lors des tests pour le SDHCAL et nous avons gardé les valeurs trouvées comme les plus adaptées pour le gain des miroirs ainsi que pour la configuration de la boucle de contre-réaction.

La figure 5.14 montre la forme du signal en sortie des filtres FSB pour trois injections de charges différentes.

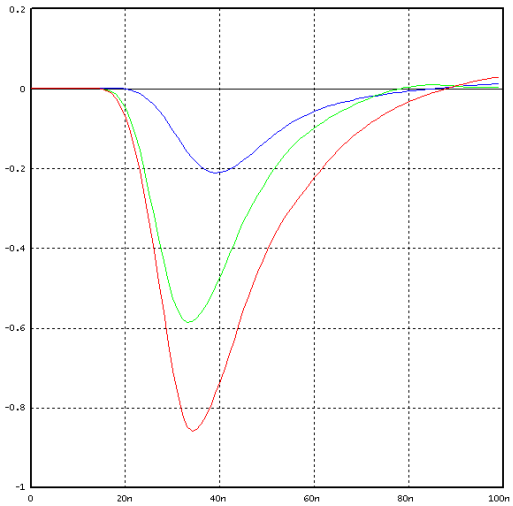
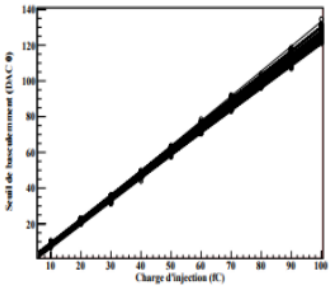


Fig. 5.14 Forme du signal en sortie des FSB pour des injections de charges de 100 fC (bleu), 1 pC (vert) et 10 pC (rouge). FSB0 a pour gain 1, FSB1 1/4 et FSB2 1/8.

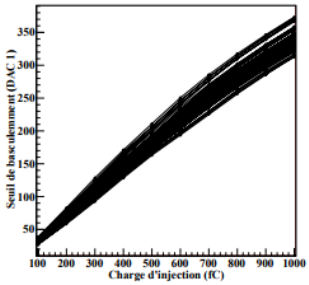
Discriminateurs et bascules

Chaque sortie de FSB est connectée à un discriminateur. Les seuils des discriminateurs sont globaux aux 64 voies de la puce et sont réglables grâce à trois convertisseurs digital-analogique (DAC) de 10 bits (de 0 à 123). Il est donc possible de régler le seuil de manière à déclencher le discriminateur pour une charge donnée déposée sur les cellules actives du détecteur.

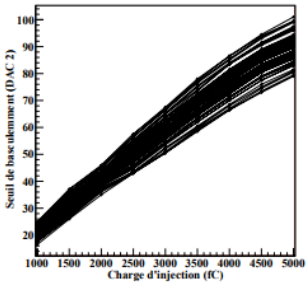
Les facteurs de conversion, qui permettent de passer de la valeur du DAC à la valeur du seuil sur la charge induite sur une cellule active, ont été déterminés à l'aide d'injections de charges. Un condensateur de 2 pF est activable à cet effet par *slow control*, et permet d'injecter une charge donnée sur les 64 canaux du HARDROC. Pour chaque valeur de charge injectée, la valeur du seuil de basculement correspondant à une efficacité de détection de 50% a été mesurée [56]. Les courbes de ces valeurs de basculement pour chaque canal en fonction de la charge injectée sont ensuite obtenues, pour chaque seuil. En soustrayant les piédestaux on obtient les courbes de la figure 5.15.



(a) Seuil de basculement pour DAC0.



(b) Seuil de basculement pour DAC1.



(c) Seuil de basculement pour DAC2.

Fig. 5.15 Seuil de basculement pour DAC0, DAC1 et DAC2, en fonction de la charge injectée, pour 64 canaux d'un HARDROC. La valeur du piédestal a été soustraite [56].

L'ajustement linéaire des courbes de la figure 5.15 permet d'obtenir la valeur du seuil en fonction de la valeur de DAC pour chaque seuil :

$$\text{Seuil}_i = \frac{\text{DAC}_i - p_i}{\lambda_i}[pC] \tag{5.2}$$

où λ_i est le coefficient directeur de la droite obtenue après ajustement linéaire et p_i est la valeur du piédestal. Les valeurs de ces paramètres pour chaque seuil sont données dans le tableaux suivant :

Seuil	λ	Piédestal
0	700	90
1	80	98
2	16,3	98

Table 5.2 Valeur des paramètres λ et piédestaux pour les trois seuils.

Les courbes de la figure 5.15 n'étant pas linéaires sur toute la plage, nous avons veillé à ne pas dépasser la zone non linéaire lors de nos tests en faisceaux.

Chaque discriminateur est relié à une bascule de type RS qui passe à l'état haut dès lors que le discriminateur correspondant est déclenché et que le signal autorisant l'acquisition est à l'état haut. Lors du coup d'horloge suivant, toutes les 200 ns, les bascules sont lues et remises à zéro. Les trois valeurs des bascules correspondant à une cellule active sont ensuite envoyées dans un encodeur qui code ces informations sur deux bits selon le tableau 5.3.

Seuil0	Seuil1	Seuil2	Sortie
0	0	0	00_2
1	0	0	10_2
1	1	0	01_2
1	1	1	11_2

Table 5.3 Encodage des seuils sur 2 bits.

Il est également possible de masquer une cellule active bruyante en configurant la puce de telle manière que la bascule soit à l'état bas en permanence. Ce réglage peut se faire grâce à des bits de masque envoyés lors du *slow control*.

Le registre de contrôle lent (*slow control*)

Afin de configurer le HARDROC, une patte d'entrée est utilisée. Une ligne d'horloge est mise en marche et à chaque front montant, les informations sont propagées dans le registre à décalage présent dans le HARDROC. 872 fronts d'horloge sont nécessaires afin de régler le HARDROC (valeurs des seuils, gain des préamplificateurs, gains des FSB, masques etc...). Lorsque toutes les informations sont envoyées, il suffit d'arrêter l'horloge. La dernière bascule du registre est connectée à une patte qui permet à la fois de chainer les HARDROC et ainsi les configurer en série, mais aussi de vérifier que les bascules sont dans le bon état. Pour cela il suffit de redémarrer l'horloge et de comparer le mot binaire récupéré en sortie avec le mot envoyé en entrée.

La mémoire du HARDROC

À chaque coup d'horloge, lorsque la puce est en phase d'acquisition, un OU logique est réalisé entre les bascules des 64 voies de la puce. Si l'une d'elle est à l'état haut, la mémoire digitale (*Digital Memory*) (cf.Fig 5.9) reçoit un signal pour enregistrer l'événement. La valeur de l'horloge de l'événement, appelée *Bunch Crossing ID* (BCID), le numéro d'identification de l'ASIC ainsi que la valeur de tous les encodeurs de la puce seront enregistrés.

La mémoire du HARDROC permet de stocker 128 événements de 160 bits (cf.Table 5.4). Lorsque la mémoire est pleine, un signal de saturation est émis sur une patte dédiée.

Contenu d'un événement (valeur autorisée)	Taille (octets)
Header : Identifiant de l'ASIC (0 à 255)	1
BCID : Compteur d'horloge (0 à 16 777 215)	3
États des canaux 48 à 63	4
États des canaux 32 à 47	4
États des canaux 16 à 31	4
États des canaux 0 à 15	4

Table 5.4 Contenu d'un événement de HARDROC et sa taille en octets.

3.2 L'acquisition des données

Le HARDROC à été conçu pour être chaîné, afin de piloter de nombreuses puces avec un nombre réduit de lignes communes. L'exemple du *slow control* montre l'intérêt de cette mise en chaine. Afin de gérer plusieurs HARDROC, une carte électronique composée d'un *Field-Programmable Gate Array* (FPGA), nommée *Detector InterFace* (DIF) (cf.Fig 5.16) a été développée en collaboration avec le Laboratoire d'Annecy de Physique des Particules (LAPP). Cette carte possède un contrôleur *Universal Serial Bus* (USB) utilisé pour le rapatriement des données et l'envoi des informations du *slow control*, ainsi qu'un port *High-Definition Multimedia Interface* (HDMI) dont un protocole, développé pour l'occasion, permet la synchronisation des horloges et de connecter la DIF à une carte de contrôle. Elle dispose également de plusieurs entrées/sorties LEMO qui peuvent être utilisées entre autres pour injecter un signal de déclenchement externe ou remonter un signal *"busy"*.

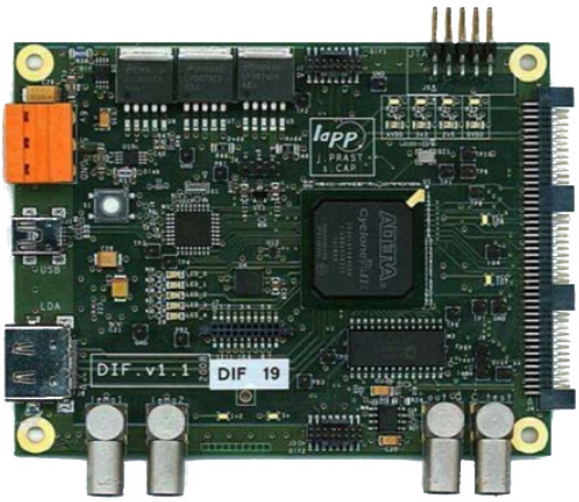


Fig. 5.16 Photo d'une DIF.

Pour commencer l'acquisition, la DIF envoie à tous les HARDROC un signal dit d'événement valide. Ceci a pour effet de remettre à zéro chacun de leur compteur interne (BCID). Chaque événement correspondant à une cellule activée touchée est ensuite enregistré dans la mémoire du HARDROC connecté à cette cellule. Lorsqu'un HARDROC a sa mémoire pleine, un signal de saturation est envoyé à la DIF par une ligne commune. On procède alors à la lecture des mémoires des HARDROC (*ReadOut*). Chaque ASIC envoie le contenu de sa mémoire sur une ligne commune appelée ligne de données. Une ligne (*Transmission ON*) permet de prévenir la DIF qu'un des HARDROC procède au transfert de ses données. Le fait de transférer les données en série amène à un temps mort maximum de

$$n \times (128 \times 160)\text{bits} \times 200\,\text{ns} = n \times 4{,}09\,\text{ms} \tag{5.3}$$

où n est le nombre de HARDROC. Une fois tous les événements récoltés, les mémoires sont remises à zéro. Le diagramme temporel en figure 5.17 résume le cycle d'acquisition et de lecture décrit ci-dessus.

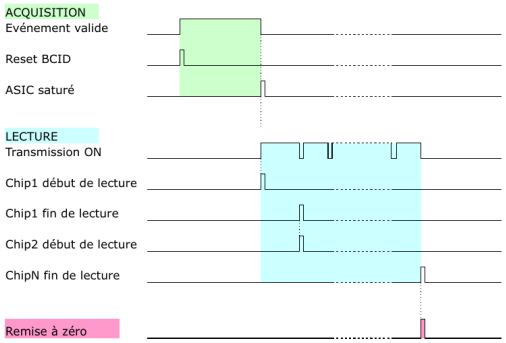


Fig. 5.17 Diagramme temporel du cycle d'acquisition et de lecture.

Afin de faciliter la reconstruction et l'analyse des données, des informations complémentaires sont ajoutées au flux de données des HARDROC par la DIF. À chaque *ReadOut*, les données des ASICS sont encapsulées par un *header* et un *trailer* ainsi que d'autres informations telles que des compteurs. Ces DIF sont reliées par l'intermédiaire de câbles HDMI à une *Synchronous Data Concentrator Card*[1] (SDCC) (cf.Fig 5.18) [57] qui reçoit les *busy* et les *RAMfull* des DIF et envoie de manière synchrone l'horloge et les commandes. La carte SDCC est directement reliée par USB à l'ordinateur contrôlant la *Data AcQuisition* (DAQ). La chaine d'acquisition peut être résumée par le schéma 5.19.

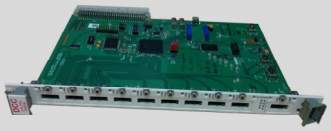


Fig. 5.18 Une (S)DCC.

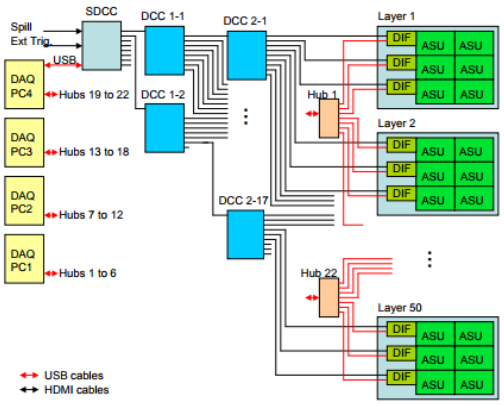


Fig. 5.19 Architecture de la DAQ du SDHCAL. Dans notre cas le nombre d'ASU est d'un par *layer* (chambre) ainsi que d'une DIF par chambre. Le nombre de chambres étant dans notre cas inférieur à 9, l'utilisation des DCC est inutile.

1. Le nombre de chambres testées a toujours été inférieur à 9 ce qui permet de se passer de DCC et de connecter directement les DIF des chambres à la SDCC.

3.3 Format de données LCIO

La chaine d'acquisition et l'électronique ayant été conçues pour le détecteur ILD de ILC, les données sont sauvegardées dans le format de données *Linear Collider I/O* (LCIO)[58]. Ce format repose sur un modèle d'événement générique dans lequel les données sont organisées en collections. Chaque collection contient une liste d'objets dont la structure est adaptée à l'information à stocker ainsi qu'une liste de paramètres. À chaque début d'acquisition un fichier LCIO est créé et les événements sont stockés dans un *LCEvent* contenant une collection d'objets de type *LCGenericObject* (*"RU XDAQ"*), qui eux-mêmes contiennent les données brutes de chaque DIF enregistrées sous forme d'entiers.

Ces fichiers peuvent ensuite être lus et analysés en créant des algorithmes qui sont implémentés sous forme de processeurs codés en C++ et utilisés par le *framework Modular Analysis & Reconstruction for the LINear collider* (MARLIN) [59]. Chaque processeur analyse les données dans les *LCEvent* et peut créer de nouvelles collections qui sont, soit ajoutées à l'événement, soit insérées dans les *LCEvent* d'un nouveau fichier. MARLIN permet de définir les processeurs et l'ordre dans lequel les lancer à l'éxécution sans recompilation. Pour cela il utilise un fichier *Extensible Markup Language* (XML) de configuration appelé *"steering file"*. Il est également possible de définir dans ce fichier les paramètres nécessaires aux processeurs.

4 Programme d'analyse pour les chambres à élecronique HARDROC

L'un des travaux de ma thèse a été de me familiariser avec ce *framework* et de programmer des processeurs afin d'analyser les données en provenance des détecteurs.

4.1 Les processeurs MARLIN

Trois processeurs permettent de structurer les données afin d'en tirer les caractéristiques des détecteurs présentées précédemment :

- Le processeur *Streamout* permet de mettre en forme les données brutes et de passer des *LCGenericObject* en une collection de *RawColorimeterHit* qui correspondent à des cellules touchées. Ces objets contiennent le numéro de la voie touchée du HARDROC (*Channel_Id*), le numéro de l'HARDROC touché (*ASIC_Id*) ainsi que le numéro de la DIF s'occupant de cet HARDROC (*DIF_Id*).

- Le processeur *Trivent* permet de passer du triplet (*Channel_Id,ASIC_Id,DIF_Id*) à la position locale dans la chambre (I,J,K=numéro de la chambre). La position des chambres (DIF) dans l'espace est contenue dans un fichier XML qui est un paramètre du *steering file* de MARLIN, ce qui permet le passage des positions locales dans une chambre aux positions réelles (X,Y,Z) dans l'espace, de la cellule touchée. *Trivent* permet aussi de présélectionner les candidats muons. En effet, les données récoltées correspondent à tous les *hits* collectés jusqu'à ce qu'un HARDROC soit plein. Les données collectées incluent non seulement des *hits* venant de muons mais aussi des *hits* de bruits etc. Pour sélectionner les candidats muons, une agrégation en temps est réalisée. Les coups d'horloge (BCID) qui présentent plus de $N_{hit} = 3$ *hits* sont sélectionnés. Pour chaque coup d'horloge sélectionné, les *hits* appartenant à des coups d'horloge contenus dans une fenêtre de $\pm t_{fen} = \pm 3$ sont combinés pour construire un candidat muon. Si deux candidats sont proches et que leurs fenêtres se chevauchent, ils ne sont pas pris en compte afin de ne pas ajouter plusieurs fois les *hits* dans plusieurs candidats muons. Tous les *hits* sélectionnés pour un même candidat muon appartiennent à une même collection et à un même événement.

- Le processeur *Analysis* utilise ces candidats muons et en effectue une sélection plus fine. Premièrement les évènements contenant un trop gros nombre de *hits* dans une chambre sont rejetés. Afin d'estimer l'efficacité d'une chambre, les barycentres des *hits* des autres chambres sont utilisés afin de créer un candidat trace. Pour cela une minimisation par χ^2 est utilisée. Les χ^2 sont donnés par :

$$\chi^2_{xz} = \sum_{i}^{N_{chambre-1}} (x(z_i) - x(z_i)_{ba})^2 \quad \chi^2_{yz} = \sum_{i}^{N_{chambre-1}} (y(z_i) - y(z_i)_{ba})^2 \tag{5.4}$$

où $x(z_i)_{ba}$ et $y(z_i)_{ba}$ sont les coordonnées du barycentre des *hits* dans la chambre i et :

$$\begin{cases} x(z_i) = az_i + b \\ y(z_i) = cz_i + d \end{cases} \tag{5.5}$$

est l'équation paramétrique d'une droite dans l'espace avec 4 paramètres a, b, c, d. La minimisation est effectuée grâce au paquet MINUIT [60] contenu dans le *framework* ROOT [61]. Si la droite traverse la chambre étudiée et si des *hits* sont situés dans une région de ± 3 cellules $\times \pm 3$ cellules, ou ± 3 *strips* du point d'impact, la chambre est considérée efficace pour cet événement. Le nombre de *hits* dans cette région est utilisé comme estimateur de la multiplicité du détecteur.

Le fait d'avoir conçu les processeurs de telle manière que la géométrie ne soit connue que dans un fichier XML possède de nombreux avantages. Cela permet notamment de pouvoir changer facilement une DIF ou une chambre du détecteur sans avoir à recompiler les processeurs, de garder une trace des géométries utilisées sous forme lisible et claire. Cela a également permis de faire fonctionner ces processeurs sur une simulation du prototype du SDHCAL afin de vérifier que ceux-ci donnaient la bonne efficacité, alors que ni le nombre de chambres (48 pour le SDHCAL), ni le nombre d'ASU et de DIF par chambre (6 et 3 respectivement) ne sont identiques à nos détecteurs placés en tests en faisceaux.

Test des processeurs par une simulation du SDHCAL

Le test des processeurs utilise une simulation du SDHCAL basée sur GEANT4[62] qui simule la propagation des particules dans le détecteur. Le champ électrique entre les deux électrodes de verre des GRPC n'est pas simulé. En revanche, les avalanches sont modélisées par un algorithme appelé *SimDigital* qui est en fait un processeur MARLIN disponible dans le paquet MarlinReco [63] de ILCSoft. Cet algorithme s'occupe également de la répartition de la charge sur les carreaux de cuivre. Une description détaillée de cet algorithme ainsi que de son paramétrage est donnée dans [64].

L'algorithme utilise les segments de GEANT4 créés par les particules incidentes chargées. Il arrive cependant que plusieurs segments soient créés par GEANT4 pour une même particule incidente dans la même couche de gaz. Ces segments pourraient chacun produire une avalanche. Pour éviter cela, les segments sont reliés entre eux pour n'en former qu'un.

À chaque volume de gaz correspondant à une cellule de lecture C_0, la longueur des segments contenus dans ce volume est calculée. Les segments de taille inférieure à 1 µm sont supprimés.

Une carte d'efficacité pour chaque ASIC est ensuite appliquée afin de tenir compte des gaz CO_2 et SF_6, dont les effets ne sont pas pris en charge par GEANT4. Il est aussi possible de forcer les efficacités d'une chambre par ces cartes. Une chambre possédant une carte d'efficacité de 50% aura donc une probabilité de 50% que les segments passant par sa couche de gaz soient conservés.

La charge induite par chaque segment est ensuite aléatoirement choisie en utilisant une distribution de Polya :

$$P(q) = \left[\frac{q}{\bar{q}}(1+\theta)\right]^{\theta} \exp^{-\left[\frac{q}{\bar{q}}(1+\theta)\right]} \tag{5.6}$$

où $\bar{q}$ est la valeur moyenne en pC et θ un paramètre libre lié à la largeur de la distribution. Afin de tenir compte de l'angle d'incidence, la charge induite est corrigée Q_{corr}.

Lorsque deux avalanches sont très proches l'une de l'autre et se chevauchent, le signal induit n'est pas la somme des signaux de chaque avalanche. Pour simuler cet effet, lorsque deux segments sont situés à une distance inférieure à une valeur d_{cut}, seul le segment dont la charge induite est la plus élevée est gardé.

La charge induite est ensuite répartie sur la cellule C_0 et sur les cellules voisines se trouvant à une distance inférieure à r_{max} de C_0. Un rapport est alors calculé pour chaque cellule :

$$R_i = \frac{\int_{a_i}^{b_i}\int_{c_i}^{d_i}\sum_{j=0}^{n-1}\alpha_j \exp^{\frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{2\sigma_j^2}}\mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\int_{-r_{max}}^{+r_{max}}\int_{-r_{max}}^{+r_{max}}\sum_{j=0}^{n-1}\alpha_j \exp^{\frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{2\sigma_j^2}}\mathrm{d}x\mathrm{d}y} \tag{5.7}$$

où a_i, b_i, c_i et d_i sont les positions des bords de la cellule i, (x_0, y_0) sont les coordonnées du milieu du segment, n, α_j et σ_j^2 sont des paramètres libres. Ainsi C_0 est ses voisins se voient ajouter une charge induite de $R_i Q_{corr}$.

Pour finir, les seuils des cellules sont appliqués. Seules les cellules possédant une charge supérieure au seuil seront considérées comme étant touchées et créeront un *hit*.

Nous avons simulé le passage de muons de 100 GeV dans le prototype SDHCAL dont les cartes d'efficacités des 48 chambres ont été fixées successivement de 10% à 100% par pas de 10%. La figure 5.20 montre les efficacités calculées par le processeur *Analysis* pour les 48 chambres du SDHCAL et les 10 cartes d'efficacité.

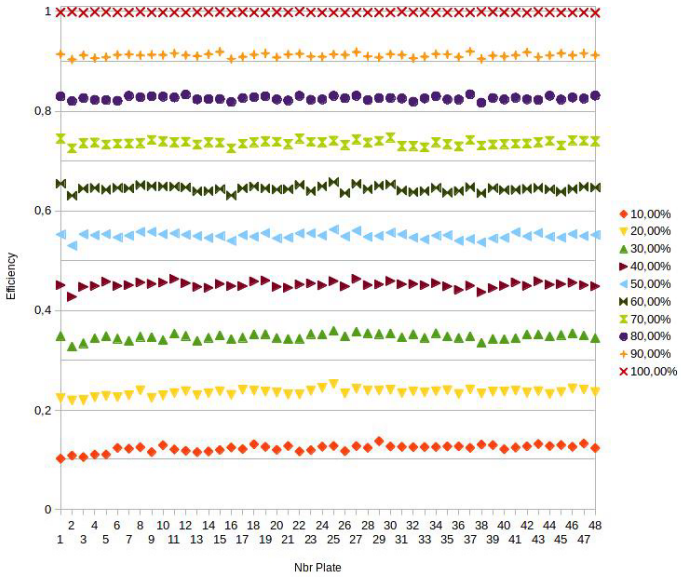
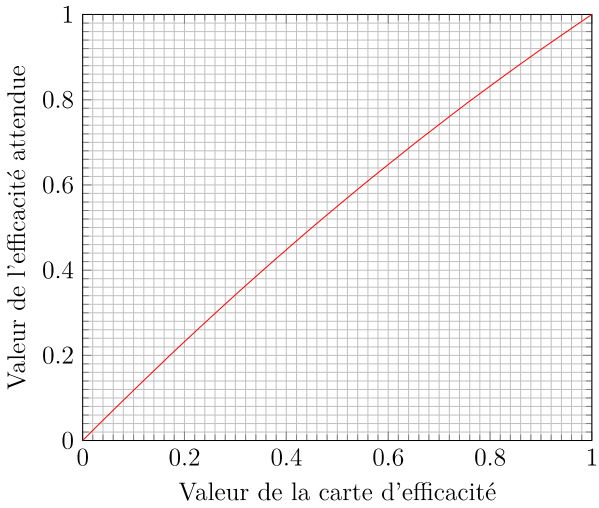


Fig. 5.20 Efficacités obtenues avec le processeur *Analysis* pour les 48 chambres du SDHCAL en utilisant la simulation *SimDigital*. Les particules incidentes sont des muons de 100 GeV et chaque couleur représente une carte d'efficacité fixée lors de la simulation.

Cette figure montre bien que l'on arrive à retrouver l'efficacité fixée dans les cartes d'efficacité de la simulation. Une divergence semble apparaître et augmenter jusqu'à 50% puis diminuer. Elle est au maximum de 5%. Elle peut s'expliquer par le fait qu'une fraction des muons produit plus d'un segment dans la couche de gaz d'une chambre. En faisant l'hypothèse que seul un ou deux segments peuvent être créés par un muon, et en notant f la fraction de muons donnant lieu à deux segments dans la couche de gaz et ϵ la probabilité de garder un segment dans la simulation, l'inefficacité de la chambre vaut :

$$(1-f)(1-\epsilon) + f(1-\epsilon)^2 = 1-(f+1)\epsilon + f\epsilon^2 \tag{5.8}$$

En prenant le cas des cartes d'efficacités 50%, l'inefficacité de la chambre est d'environ 45%. Ce qui permet d'estimer le coefficient f à 0,2. La figure 5.21a donne le graphe de la fonction 5.8 pour f =0,2. Le tableau 5.21b donne les valeurs attendues de l'efficacité des chambres pour les valeurs des cartes d'efficacités utilisées pour la construction de la figure 5.20. On remarque que les valeurs calculées par la formule 5.8 sont très proches des valeurs calculées par les processeurs MARLIN.



(a) Graphique des valeurs de l'efficacité attendue pour différentes valeurs de la carte d'efficacité.

Carte d'efficacité	Valeur attendue
10%	11,80%
20%	23,20%
30%	34,20%
40%	44,80%
50%	55,00%
60%	64,80%
70%	74,20%
80%	83,20%
90%	91,80%

(b) Tableau des valeurs de l'efficacité attendue pour différentes valeurs de la carte d'efficacité.

Fig. 5.21 Comparaison entre la valeur attendue et la valeur mise dans la carte d'efficacité avec $f = 0{,}2$.

Tous les résultats obtenus à partir de juin 2015 et présentés dans cette thèse, en rapport avec des chambres instrumentées avec des HARDROC, l'ont été avec ces processeurs.

5 Tests en faisceaux

De nombreux tests en faisceaux ont été réalisés lors de cette thèse, notamment afin de vérifier et de compléter les résultats obtenus lors d'un test en faisceaux à DESY (Allemagne) en janvier 2012.

5.1 Tests en faisceaux à DESY

Un test en faisceaux à DESY [65] a été réalisé afin de vérifier les caractéristiques des verres de basse résistivité produits par l'université de Tsinghua. Des chambres en verre de basse résistivité de $32\times30\,\mathrm{cm}^2$ (GRPC) (cf.Fig 5.22) instrumentées par une électronique composée de HARDROC et de cellules de lecture en forme de *pads* (cf.Fig 5.23), ont été soumises à un faisceau intense et continu d'électrons d'énergie allant jusqu'à 6 GeV couvrant une surface de quelques cm^2. L'épaisseur des électrodes est de 1 mm et celle du *gap* est de 1,2 mm. Le flux d'électrons est au maximum de 35 kHz. Le mélange de gaz est composé de 93% de TFE(C_2F_4), 5% de CO_2 et 2% de SF_6 (mélange ILC).

Fig. 5.22 Une GRPC composée de verre de basse résistivité ($\sim 10^{10}\Omega\,\mathrm{cm}$).

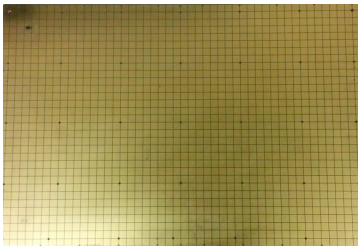


Fig. 5.23 Cellules de lecture de taille $1\,\mathrm{cm}\times1\,\mathrm{cm}$.

Ce test en faisceaux a montré que les verres de basse résistivité peuvent supporter un flux de particules de 9 kHz cm^{-2} tout en gardant une efficacité proche de 90% (cf.Fig 5.24). Le point de fonctionnement a été estimé à 7,2 kV donnant une efficacité de 95% et une multiplicité de 1,4, pour un seuil de 50 fC.

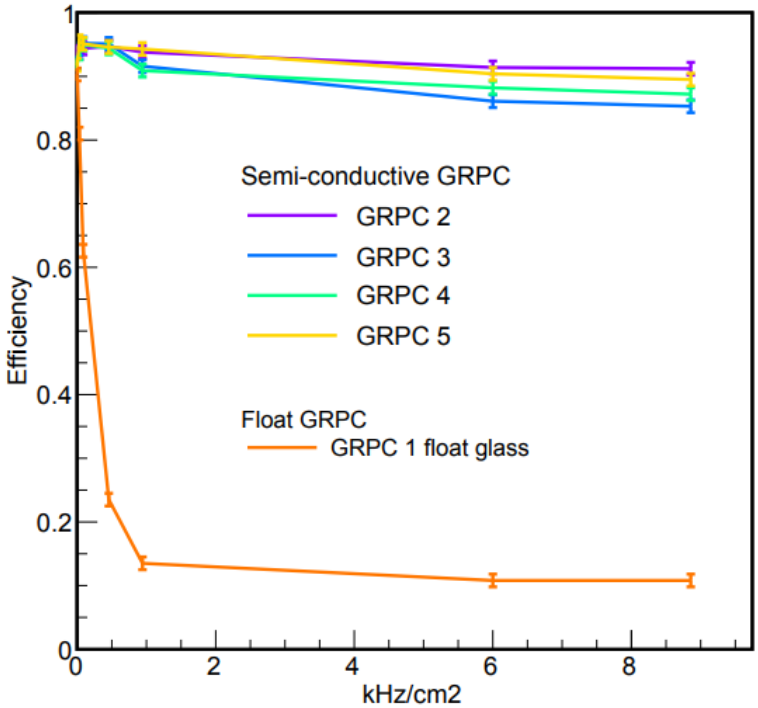


Fig. 5.24 Efficacité en fonction du flux de particules pour différentes GRPC. La ligne orange correspond à une chambre composée de verre "Standard" dit *float glass* de résistivité de l'ordre de $\sim 10^{13}\Omega$ cm. Les autres courbes correspondent à des chambres composées de verre de basse résistivité.

Alors que dès 1 kHz cm^{-2}, les chambres de verre standard voient leur efficacité chuter autour de 20%, les chambres construites avec des électrodes en verre de basse résistivité continuent à être efficaces même après 9 kHz cm^{-2}. Leur efficacité décroit très lentement en fonction du flux de particules.

5.2 Tests en faisceaux au PS

Huit chambres GRPC ont été amenées au PS (cf.Fig 2.1) en juin 2014 dans la Zone Est (ligne de faisceau T9), juste avant le début de cette thèse, afin de former un télescope (cf.Fig 5.25).

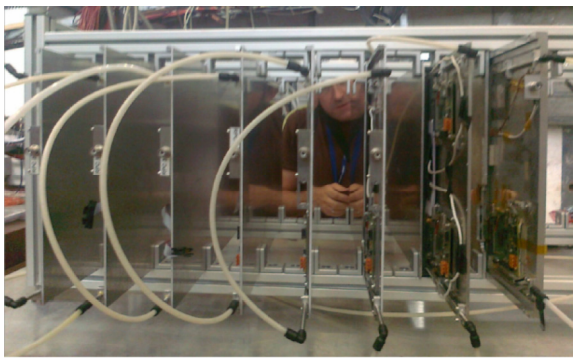


Fig. 5.25 Télescope utilisé pour le test en faisceaux au PS. La chambre à *strips* est placée en deuxième position en partant de la droite.

Une chambre possède une électronique à *strips* et les sept autres une électronique à *pads*. La chambre à *strips* est de type double *gaps* (cf.Fig 5.26) : deux GRPC de basse résistivité sont placées de chaque côté du PCB comportant les *strips*. 128 *strips* de 2 mm de large et séparés de 0,5 mm sont placés de chaque côté du PCB. Les *strips* d'un côté sont décalés de 1 mm par rapport à ceux de l'autre côté afin d'améliorer la résolution spatiale. Leur impédance est de 24 Ω.

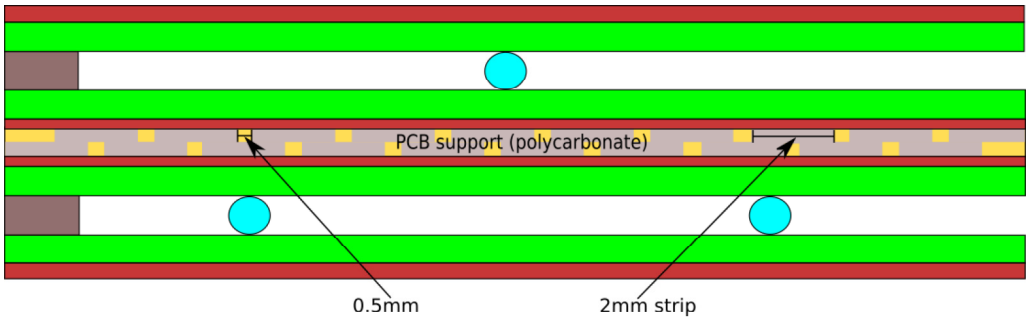


Fig. 5.26 Schéma de la chambre double *gaps* à *strips*.

Deux HARDROC de chaque côté du PCB sont nécessaires pour la lecture des signaux. Un des HARDROC lit les *strips* pairs et l'autre les impairs, ceci afin d'éviter de rendre inefficace une grande partie de la chambre en cas de défaillance de l'une des puces. Pour chaque côté, deux DIF sont utilisées : la première sert à récolter et enregistrer le signal, la seconde est reliée à un TDC qui délivre le temps absolu de chaque *hit* enregistré grâce au signal venant de la sortie "OR" des HARDROC (cf.Fig 5.27).

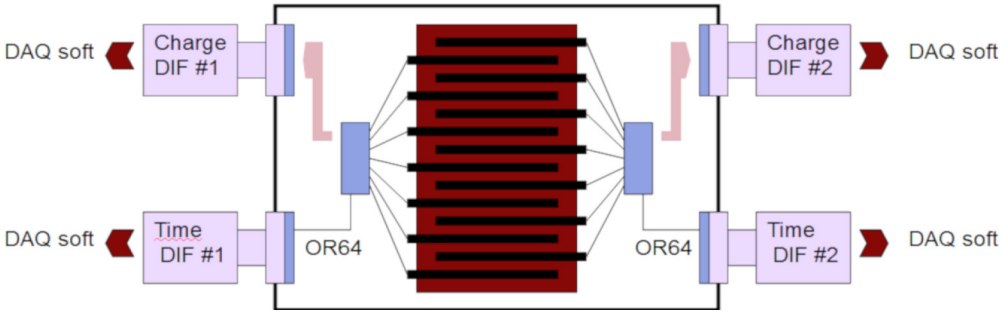


Fig. 5.27 Schéma de la partie électronique de la chambre à *strips*.

Le PS fournit des faisceaux d'électrons, de hadrons, de muons... avec une impulsion allant de 1 GeV à 15 GeV/c. Le faisceau est composé de trains de particules envoyés toutes les 33,6 s en moyenne dans la zone d'expérience. La durée d'un train de particules est d'environ 400 ms. Le flux de particules est compris entre 1 et 2×10^6 particules par train de faisceau. Dans notre cas, nous avons utilisé un faisceau de muons (cf.Fig 5.28).

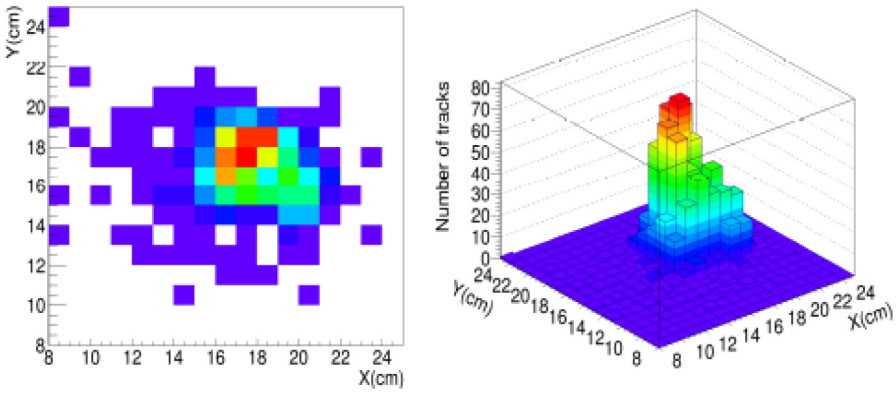


Fig. 5.28 Profil du faisceau dans une chambre à *pads* reconstruit grâce aux traces (l'efficacité des chambres n'est pas prise en compte).

Un scan en tension pour toutes les chambres a permis de fixer le point de fonctionnement à 7200 V. Le seuil utilisé est de 0,13 pC. Les résultats du scan en tension donnant l'efficacité en fonction de la tension appliquée aux bornes des électrodes pour la chambre à *strip* sont donnés figure 5.29. Le flux de particules estimé lors de ce scan est de 3,5 kHz cm^{-2}.

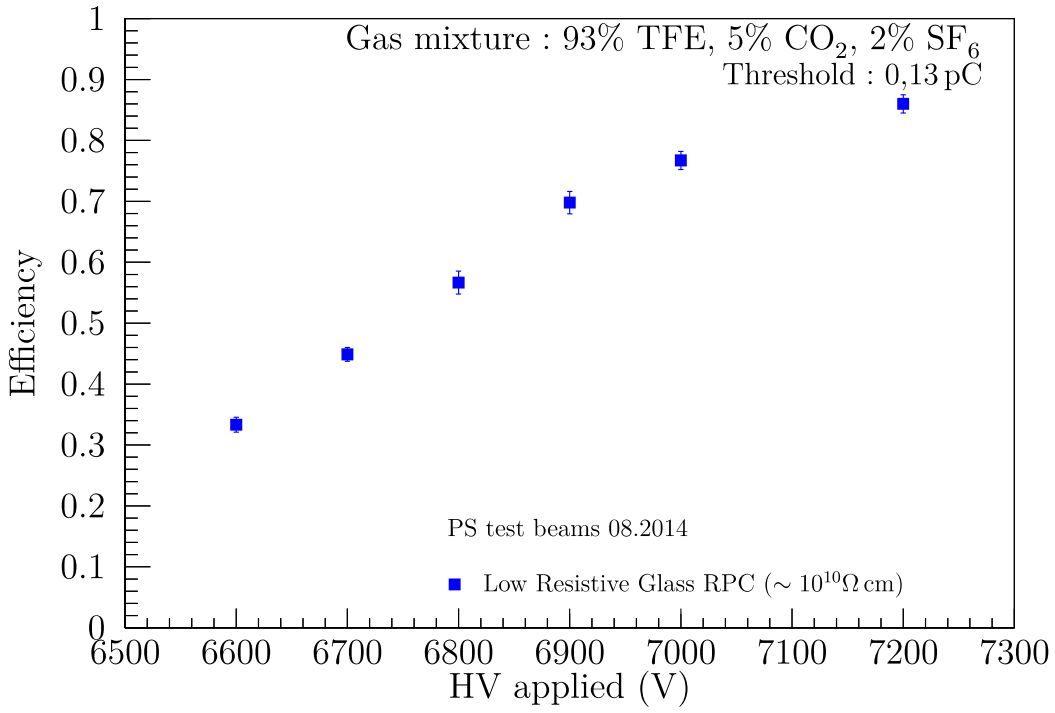


Fig. 5.29 Efficacité en fonction de la haute tension appliquée pour la chambre à *strips*. Le flux de particules moyen est estimé à 3,5 kHz cm^{-2}.

Une fois le point de fonctionnement fixé, un scan de l'efficacité en fonction du flux de particules incidentes a été réalisé (cf.Fig 5.30).

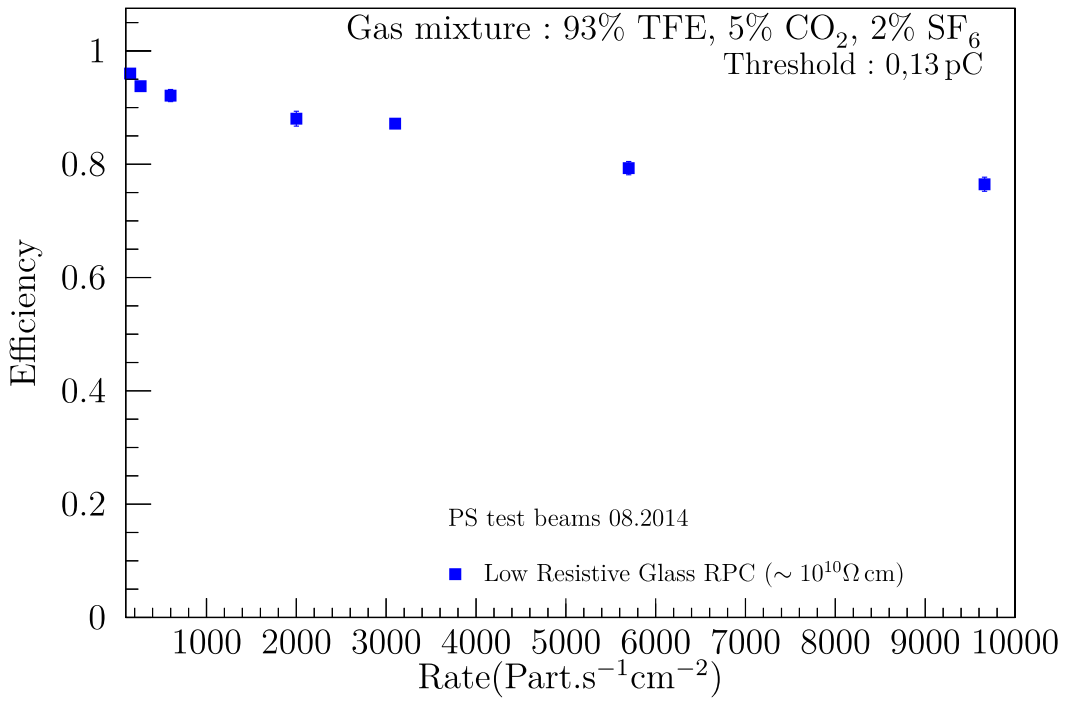


Fig. 5.30 Efficacité en fonction du flux de particules. La tension est fixée à 7200 V.

La multiplicité de la chambre à *strips* a été utilisée afin d'estimer sa résolution spatiale. Dans le cas où un seul côté du PCB est touché, un estimateur de la résolution spatiale est :

$$\sigma = \frac{Nd}{\sqrt{12}} \tag{5.9}$$

où N est le nombre de *strips* touchés dans une zone de ± 3 *strips* autour du point d'impact de la trace reconstruite, et d le pas des *strips*.

Quand les deux côtés du PCB sont touchés, seuls les *strips* se chevauchant sont considérés ce qui permet d'obtenir une estimation plus précise de la résolution spatiale :

$$\sigma = \frac{D}{\sqrt{12}} \tag{5.10}$$

où D est la distance entre les deux bords les plus éloignés de l'amas constitué des *strips* se chevauchant.

La multiplicité ainsi que la résolution spatiale calculées en fonction du flux de particules incidentes est donnée figure 5.31.

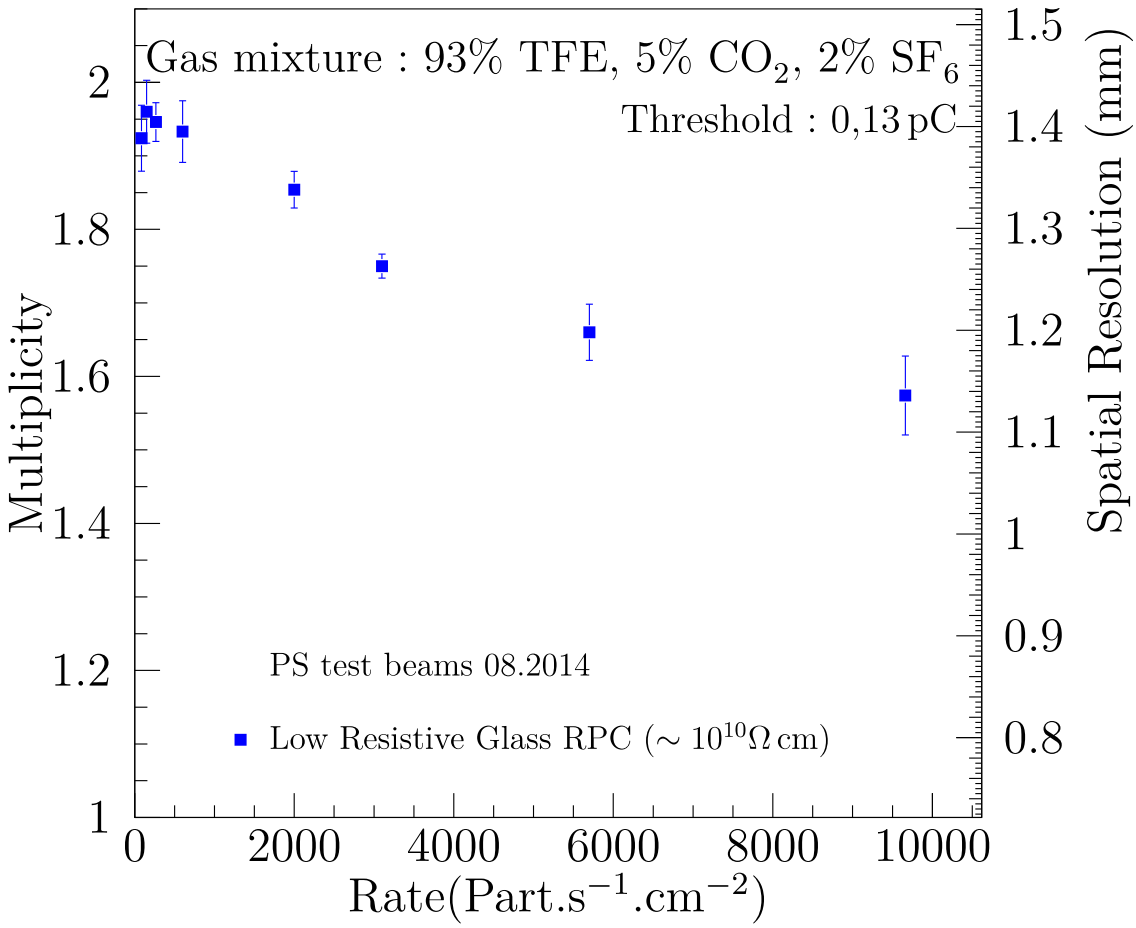


Fig. 5.31 Multiplicité (axe de gauche) et résolution spatiale (axe de droite) en fonction du flux de particules au point de fonctionnement 7200 V.

On peut remarquer que la résolution spatiale est améliorée au fur et à mesure de l'augmentation du flux de particules. Elle passe de 1,5 mm à environ 1,1 mm pour $\sim 10\,\mathrm{kHz\,cm^{-2}}$. L'amélioration de la résolution spatiale en fonction du flux de particules peut s'expliquer par un effet d'écrantage dû à l'accumulation de charges sur les électrodes. Le champ électrique aux bornes s'en trouve diminué ce qui décroit le gain du gaz et conduit à une réduction de la multiplicité.

5.3 Tests en faisceaux au SPS

Cinq chambres à *pads* ont ensuite été amenées sur la ligne H2 [66] du SPS en juin 2015. La ligne H2 permet d'obtenir des faisceaux de hadrons, électrons ou muons d'impulsion entre 10 et 360 GeV/c ainsi que des protons primaires de 400 GeV/c. La ligne H2 est située dans la *North Area* (cf.Fig 2.1). Tout comme le PS, le faisceau du SPS est composé de trains de particules envoyés toutes les 14 s à 48 s dans la zone d'expérience selon la disponibilité du SPS et de la nécessité de réinjecter du faisceau dans le LHC. La durée d'un train de particules est comprise entre 4,8 s et 9,6 s. L'intensité du faisceau peut monter jusqu'à $\sim 2 \times 10^8$ particules par train. Dans notre cas un faisceau de muons (et quelques pions) durant environ 7 s a été utilisé (cf.Fig 5.32).

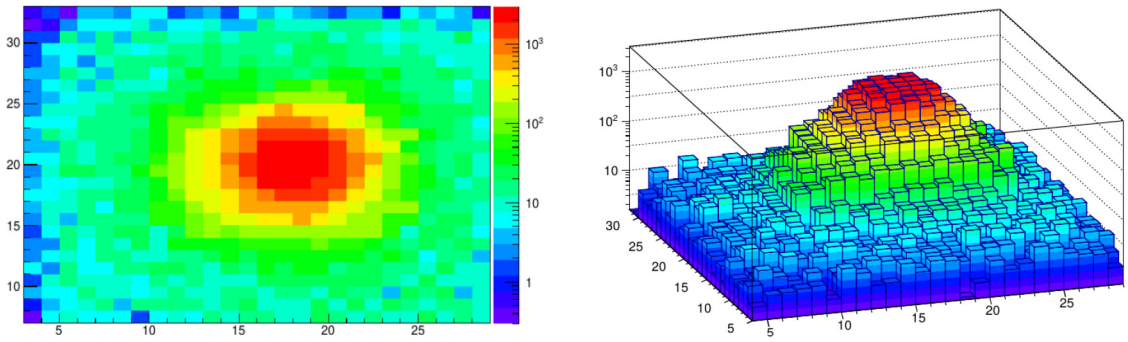


Fig. 5.32 Profil du faisceau dans une chambre à *pads* reconstruit grâce aux traces (l'efficacité des chambres n'est pas prise en compte).

De par la structure en train du faisceau, l'efficacité de détection des muons des chambres pourrait être surestimée de façon notable. En effet entre deux trains de faisceau, les charges accumulées dans les chambres lors du train précédent ont le temps d'être évacuées grâce au générateur haute tension. Lors des premiers instants du passage des particules du train suivant, la chambre est donc efficace et enregistre quelques événements avant de voir son efficacité chuter peu à peu. Afin d'empêcher la surestimation de l'efficacité, le processeur *Trivent* a été modifié dans le but de détecter la structure en train du faisceau dans les données (cf.Fig 5.33) et de supprimer celles correspondant aux deux premières secondes de chaque train de particules.

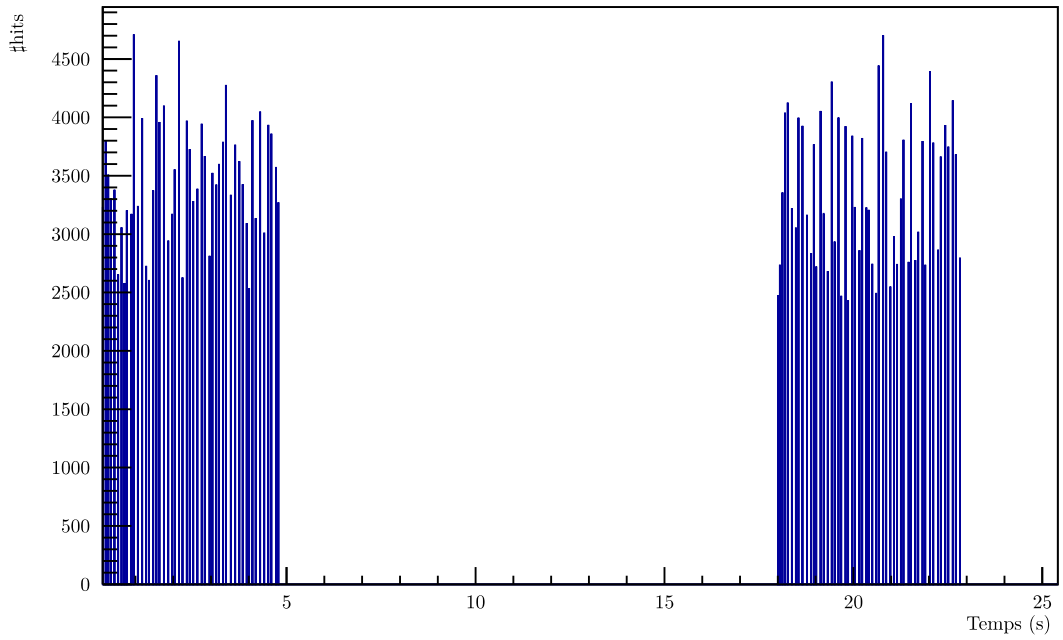


Fig. 5.33 Structure des trains de faisceau vue par le détecteur. Pour cette figure, chaque train dure 4,8 s.

Un scan en tension pour toutes les chambres a d'abord été effectué afin de fixer le point de fonctionnement. Le seuil utilisé est de 0,13 pC. Les résultats du scan en tension donnant l'efficacité en fonction de la tension appliquée aux bornes des électrodes pour une des chambres, ainsi que la multiplicité, sont donnés figure 5.34. Le flux de particules estimé lors de ce scan est de 120 000 particules par train de faisceau de 7 s.

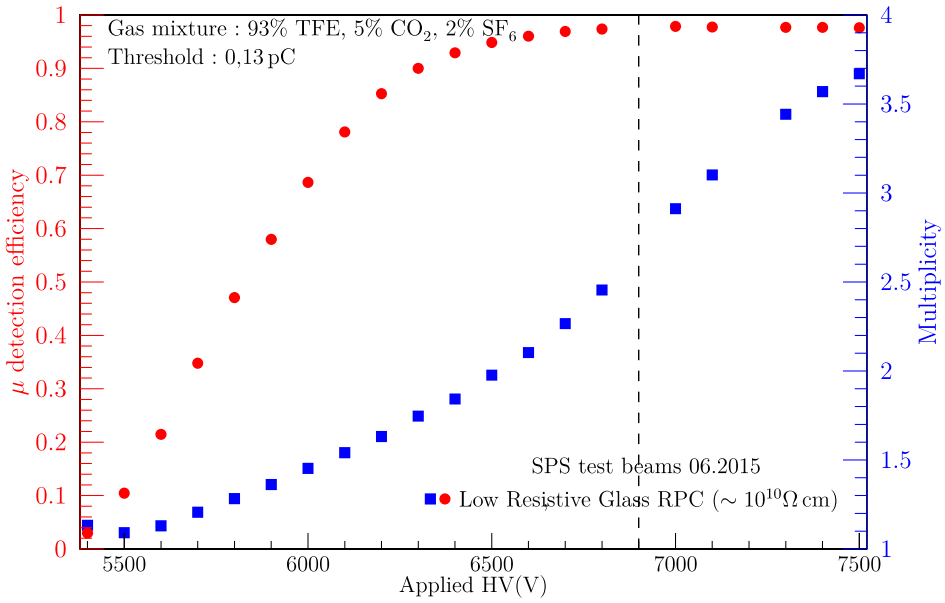


Fig. 5.34 Efficacité (axe de gauche) et multiplicité (axe de droite) en fonction de la haute tension appliquée.

On remarque que le plateau est atteint vers 6,7 kV et que les chambres pour cette tension ont une multiplicité assez faible de 2,2 *hits*.

Une étude de l'efficacité et de la multiplicité en fonction du flux de muons a également été réalisée. Le faisceau présente un profil Gaussien de $\sigma_x \approx 1{,}4$ cm et $\sigma_y \approx 1{,}6$ cm. Le faisceau du SPS est relativement concentré. Une zone de $6 \times 6\,\text{cm}^2$ contient environ 90% des muons incidents.

La figure 5.35 (5.36) montre l'évolution de l'efficacité (la multiplicité) en fonction du flux de particules moyen pour les cinq chambres du télescope.

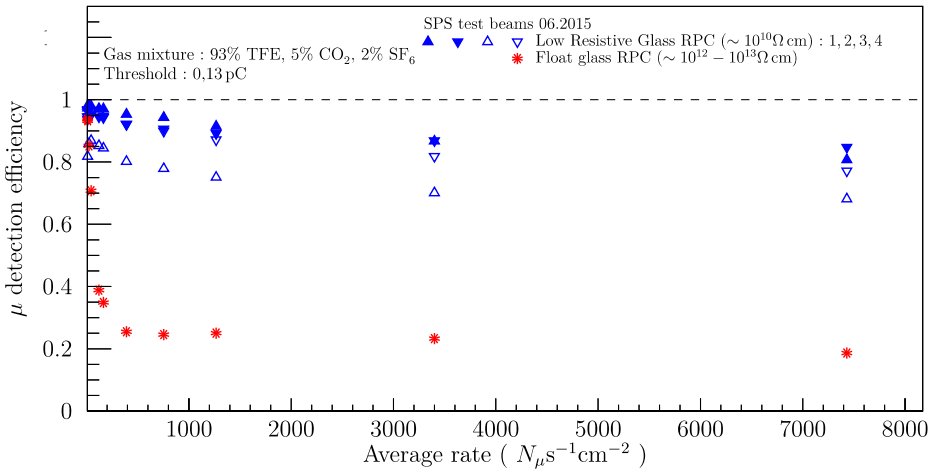


Fig. 5.35 Efficacité en fonction du flux de particules moyen estimé. Les RPC de basse résistivité sont en bleu et la chambre en verre "standard" est en rouge.

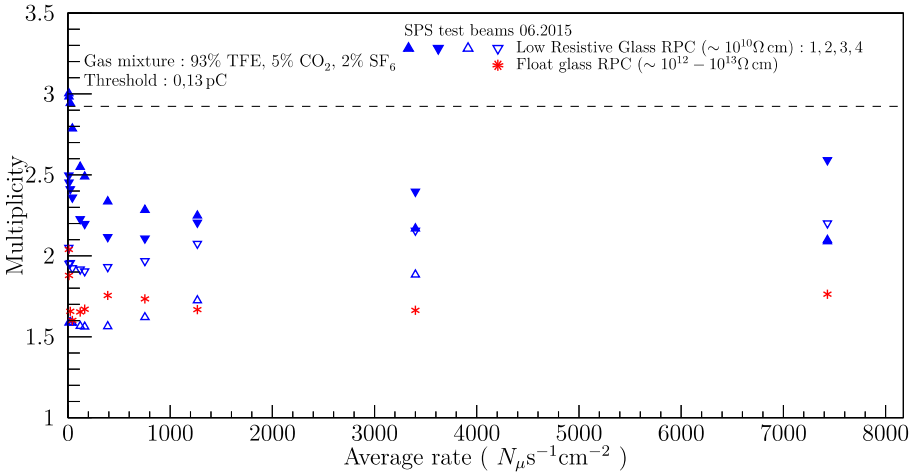


Fig. 5.36 Multiplicité en fonction du flux de particules moyen estimé. Les RPC de basse résistivité sont en bleu et la chambre en verre "standard" est en rouge.

Comme attendu au vu des résultats précédents, les cinq chambres ont une efficacité proche de 90% à bas flux de particules. Cependant l'efficacité de la chambre en verre "standard" chute brutalement à mesure que le flux augmente et atteint ∼40% à partir de 0,1 kHz cm^{-2}, en accord avec les données récoltées à DESY. Quant aux chambres en verre de basse résistivité, elles gardent une efficacité supérieure à 70% dans tous les cas, même à plus de 7 kHz cm^{-2}. Une des chambres de basse résistivité semble cependant posséder une efficacité beaucoup plus faible que les trois autres. Cette baisse d'efficacité peut s'expliquer par un nombre de canaux morts dont l'effet n'a pas été pris en compte lors du calcul de l'efficacité. De plus, un verre de plus haute résistivité est sûrement la cause de cet effet. En dehors de cette chambre, les résultats présentés ci-dessus sont en accord avec ceux de DESY.

6 Tests au Gamma Irradiation Facility (GIF++)

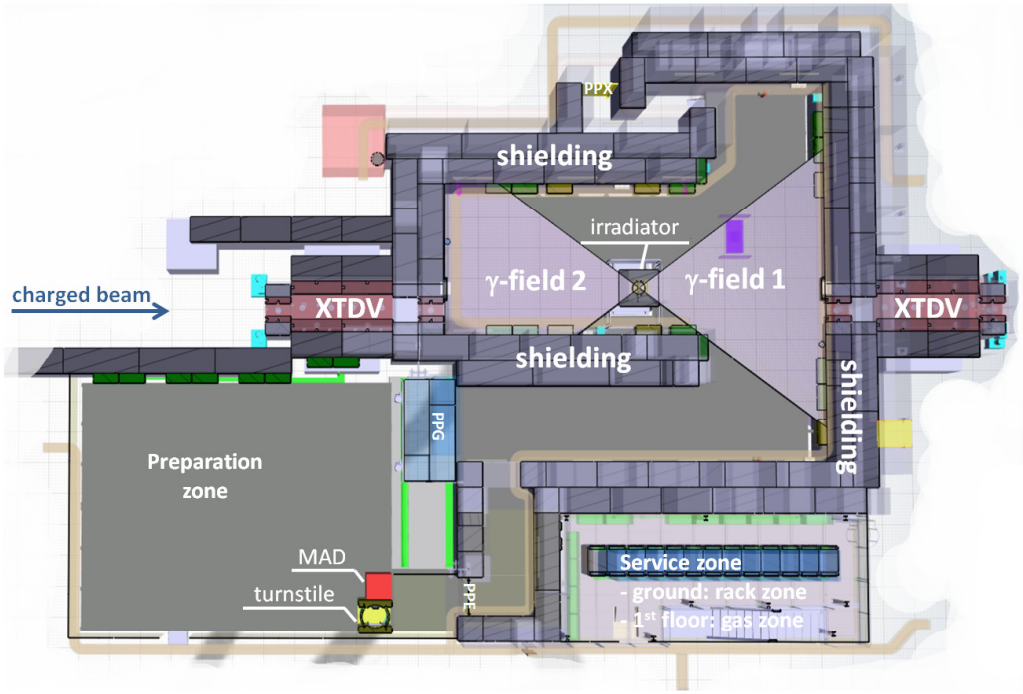
Jusqu'à présent nous avons effectué des tests en faisceaux de flux assez important (∼10 kHz cm^{-2}). Cependant, ces faisceaux sont bien localisés et ne couvrent pas toute la surface des chambres. Des flux de particules similaires sur toute la surface du détecteur pourraient changer drastiquement les résultats sur l'efficacité et la multiplicité des chambres. En effet, si la surface entière des chambres est soumise à un flux de particules intense, le nombre de charges à évacuer par la haute tension est beaucoup plus important. Ceci peut conduire à une accumulation de charges et à un effet d'écrantage conduisant à une baisse de l'efficacité. Afin de tester nos chambres dans des conditions plus proches de la situation à laquelle elles seront exposées, nous les avons amenées au *Gamma Irradiation Facility* (GIF++). De plus, les résultats présentés jusqu'ici ont été obtenus en utilisant le mélange de gaz ILC (93% TFE, 5% CO_2, 2% SF_6). Au GIF++, le mélange de gaz de CMS (95,2% TFE, 4,5% C_4H_{10}, 0,3% SF_6) non humidifié sera utilisé.

6.1 Le GIF++

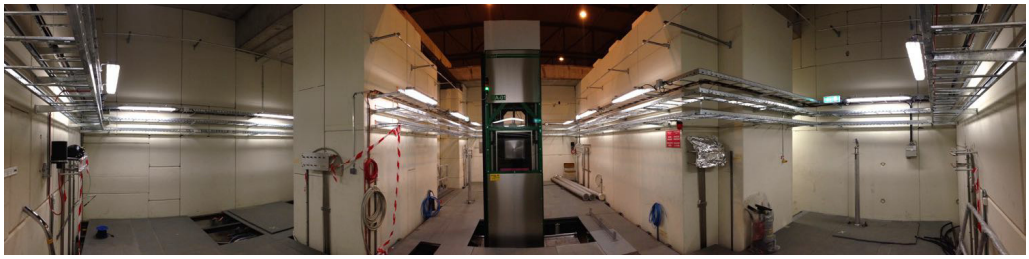
Le GIF++ [67] (cf.Fig 5.37, Fig 5.38) est une installation de 100 m^2 placée le long de la ligne de faisceau H4 dans la *North Area* du CERN (cf.Fig 2.1). Il s'agit d'une installation qui permet à la fois de disposer d'un faisceau de particules (surtout des muons jusqu'à 100 GeV/c d'impulsion) et d'une source de Césium 137 de 14 TBq. Cette source permet de baigner la zone d'un fond de γ 30 fois supérieur à celui de son prédécesseur, le GIF.

Cette installation a été conçue afin de tester les performances et la stabilité des nouvelles technologies et des nouveaux détecteurs pour le passage du LHC au HL-LHC. L'activité de la source présente au GIF++ permet de tester le vieillissement des détecteurs et d'accumuler une dose équivalente à celle des conditions expérimentales du HL-LHC et ce dans un temps raisonnable (∼ année).

Fig. 5.37 Vue extérieure du GIF++.



(a) Schéma de l'intérieur du Bunker du GIF++.



(b) Vue panoramique de l'intérieur du bunker, (vue face au faisceau *Upstream*).

Fig. 5.38 Le GIF++.

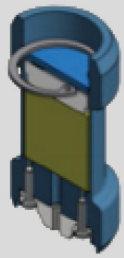


Fig. 5.40 Vue en coupe de la source de Césium 137.

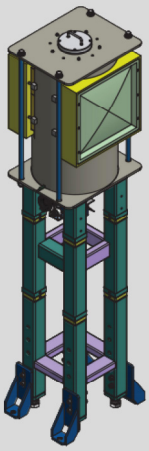


Fig. 5.41 Vue en trois dimensions de l'irradiateur.

La source de Césium 137 (cf.Fig 5.40) a une demi-vie de 30,08 années et se désintègre selon le diagramme 5.39. Dans 94,6% il transmute en isomère[2] ^{137m}Ba du baryum 137 par désintégration β^- lequel retombe à son état fondamental par transition isomérique émettant un rayonnement γ de 661,7 keV avec une période de 2,552 min. Dans les 5,4% des cas restants, il se désintègre directement en ^{137}Ba avec une énergie de désintégration de 1174 keV. Cette source est placée dans un irradiateur (cf.Fig 5.41)

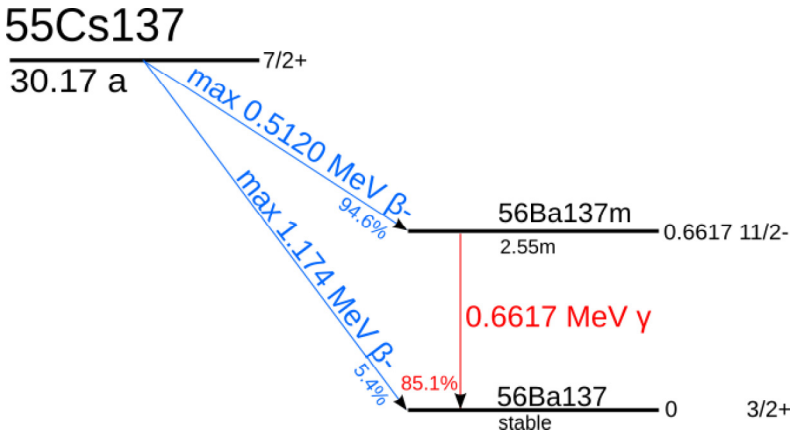


Fig. 5.39 Diagramme de désintégration du césium 137.

2. L'isomérie nucléaire est le fait qu'un même noyau atomique puisse exister dans des états énergétiques distincts caractérisés chacun par un spin et une énergie d'excitation particuliers.

L'irradiateur, grâce à des collimateurs, couvre deux zones de ±37° horizontalement et ±37° verticalement (notées *γ-field 1* et *γ-field 2* sur la figure 5.38a). Ces deux zones sont appelées *Upstream* et *Downstream* selon qu'elles se trouvent proches de l'entrée du faisceau de muons dans le bunker ou non. Elles peuvent être irradiées de manière indépendante grâce à l'emploi de deux systèmes d'atténuateurs, constitués de 3 plans de 3 filtres en plomb chacun (notés $A1$, $B1$, $C1$, $A2$, $B2$, $C2$, $A3$, $B3$, $C3$ sur la figure 5.42). De chaque côté, les plans peuvent être abaissés ou remontés directement depuis la salle de contrôle du GIF++ afin de positionner les bons filtres devant l'irradiateur.

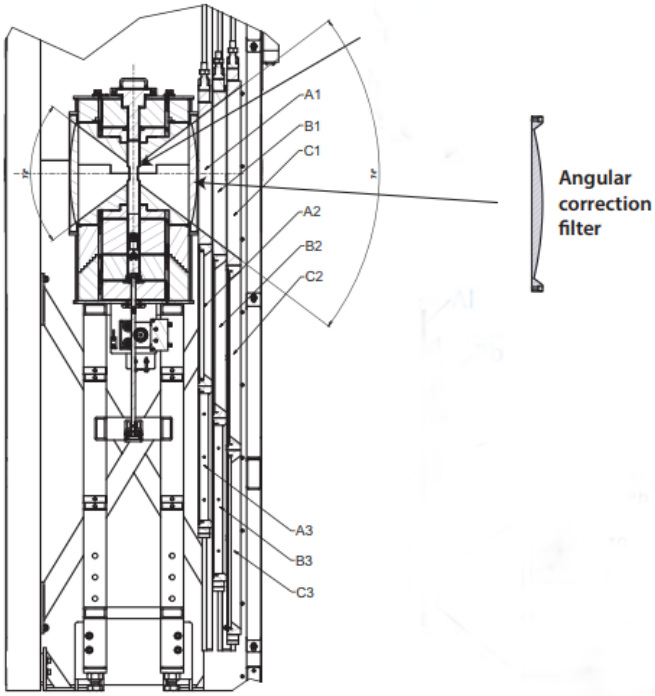


Fig. 5.42 Schéma de l'irradiateur et des systèmes d'atténuateurs.

La valeur des différents filtres des atténuateurs est donnée dans le tableau 5.5.

Plan	A	B	C
Position 1	1	1	1
Position 2	10	1,47	2,15
Position 3	100	100	4,64

Table 5.5 Tableau des valeurs des filtres des atténuateurs.

Au total, 24 configurations différentes d'atténuateurs sont possibles, allant d'un facteur d'atténuation de 1 à 46 415. Ces facteurs d'atténuation ont été choisis afin d'être à peu prêt équidistants sur une échelle logarithmique sur les trois premiers ordres de grandeur (cf.Fig 5.43 [68]).

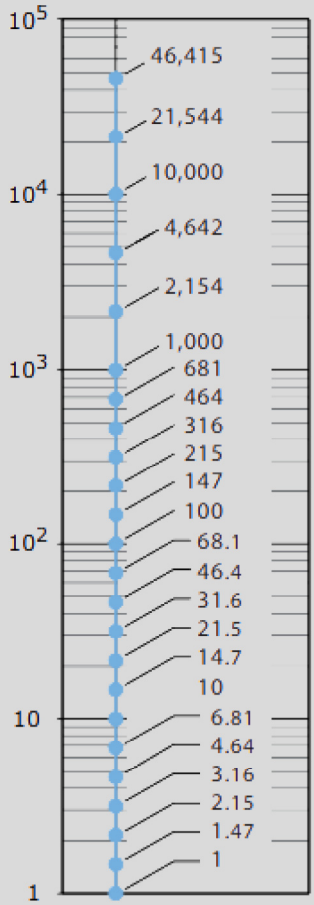


Fig. 5.43 Les 24 valeurs d'atténuation configurables.

Les valeurs nominales des facteurs d'atténuation ont été calculées pour des photons de 662 keV. Dans le cas des photons de plus basse énergie, les facteurs d'atténuation sont plus élevés.

Un filtre de correction angulaire en acier est placé de chaque côté de l'irradiateur afin de supprimer la dépendance en $\frac{1}{r^2}$ du courant de photons et de rendre celui-ci uniforme dans le plan xy. Cette correction n'est valable que pour les photons de 662 keV. Pour les photons de plus basse énergie, créés soit par interaction avec la capsule de la source soit par les collimateurs de l'irradiateur, la correction angulaire est beaucoup moins uniforme dans le plan xy.

À partir de juillet 2015, le télescope (cf.Fig 5.45) à été installé au GIF++ afin de reproduire des conditions de bruits de fond γ et ainsi étudier les caractéristiques de ces chambres et leur vieillissement sous ces conditions. Les chambres doivent être irradiées pendant plusieurs mois afin d'obtenir une charge intégrée de plus de 1 C, ce qui correspond à la charge accumulée pendant 10 ans au HL-LHC. Plusieurs périodes de tests en faisceaux sont aussi programmées afin de vérifier l'efficacité des chambres et de constater l'évolution de leurs caractéristiques en fonction du temps.

Le télescope est constitué de chambres de verre de basse résistivité et de verre standard afin de servir de témoins. Les chambres sont montées en série dans le circuit de gaz par des tube de polyuréthane. Ces tuyaux permettent une mise en œuvre et un retrait ou déplacement des chambres plus facile. Tout le système (alimentation des chambres en basse tension, SDCC etc) est installé dans une boite conçue pour l'occasion (cf.Fig 5.44), placée dans un château de plomb en bas du bâti afin d'éviter les radiations. Ce boitier et ses sous-composants (basse tension, SDCC) sont entièrement contrôlables à distance. Les hautes tensions sont contrôlées par un module CAEN monitorable par *telnet*.

Fig. 5.44 Boite contrôlable à distance contenant la SDCC etc.

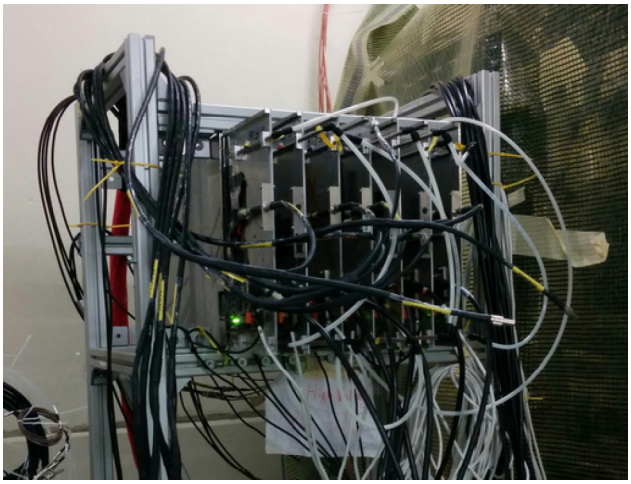


Fig. 5.45 Le télescope dans le bunker du GIF++.

En août 2015, avant le début du vieillissement des chambres, un premier test en faisceaux a permis d'obtenir des courbes de référence de la tenue des chambres au flux de gamma.

Le télescope a été placé à 2 m de la source du côté *Upstream* (cf.Fig 5.46)

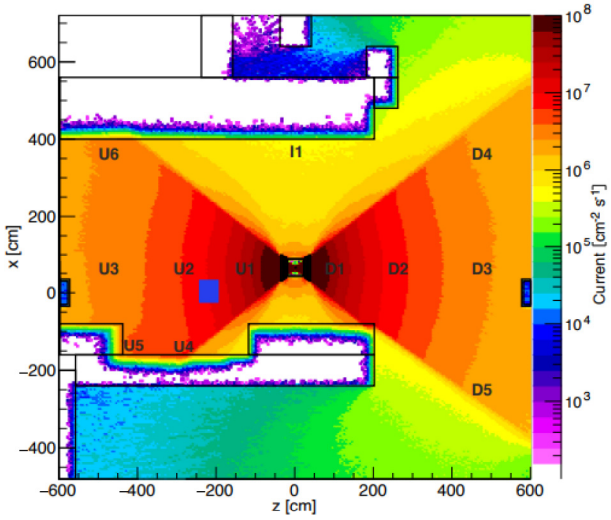


Fig. 5.46 Courant de photons total (γ de toutes énergies de 0 keV à 662 keV) dans le plan xz pour $y = 0$ m. La position du télescope est indiquée par le carré bleu.

Le courant total des photons à l'emplacement du télescope a été estimé être de l'ordre de $1{,}5 \times 10^7\ \gamma\ \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$. Cette estimation peut néanmoins varier de quelques % pour les chambres du télescope placées plus loin de la source. Il est aussi possible d'avoir une variation de quelques % lorsque des détecteurs d'autres expériences se trouvent entre la source et notre télescope.

Lors de ce test en faisceaux, nous avons fait varier les valeurs de l'atténuateur de 3,16 à 46 415. La valeur du point de fonctionnement a été choisie à 7000 V pour un seuil de 0,13 pC. L'évolution de l'efficacité des deux types de chambres en fonction du courant de photons est donnée figure 5.47.

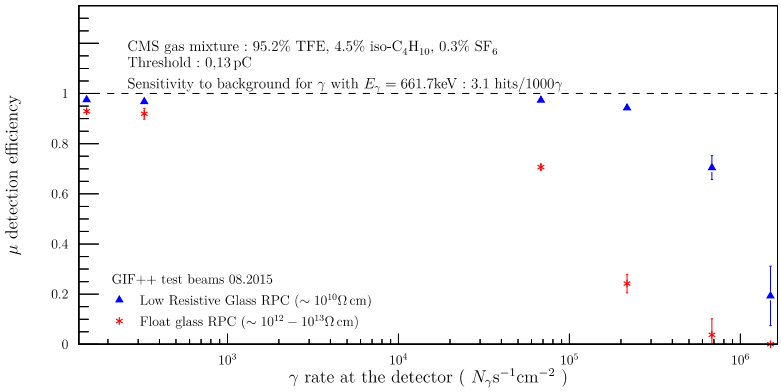


Fig. 5.47 Efficacité en fonction du courant de γ obtenue pour différentes valeurs d'atténuation de la source. Les effets d'écrantage dus à la présence des autres chambres placées devant la source ne sont pas inclus.

Le courant de photons ne donne pas directement le flux de particules qui nous intéresse. En effet, les RPC ne sont sensibles qu'aux particules chargées, il est donc nécessaire d'estimer le taux de conversion des photons en électrons dans la couche de gaz afin de connaître le vrai flux de particules auquel est soumise la chambre.

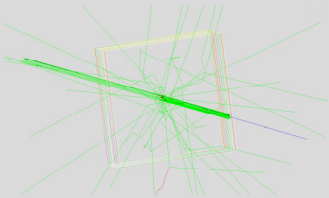


Fig. 5.48 Le passage dans les chambres d'un muon et de photons simulés par GEANT4.

Une simulation GEANT4, modélisant le SDHCAL, a été modifiée afin de prendre en compte la géométrie des chambres au GIF++ ainsi que leurs positions relatives (cf.Fig 5.48). Un *"particle gun"* a été utilisé afin de tirer un seul photon de 661,7 keV à la fois. Les autres énergies de photons n'ont pas été simulées. La simulation nous permet de connaître la fraction de photons émis par la source produisant un *hit* dans la couche de gaz des GRPC, ainsi que l'impact des absorptions et diffusions dans les GRPC. La composition exacte des verres de basse résistivité étant inconnue, la simulation se base sur des verres standards. La fraction de photons amenant à la création d'un *hit* dans les détecteurs, pour plusieurs listes physiques de GEANT4 est donnée figure 5.49. Pour la première chambre, le taux de conversion γ/e^- est ainsi estimé à environ 3,1‰.

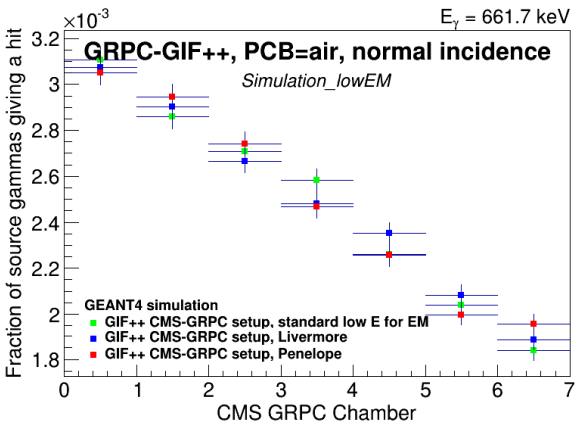
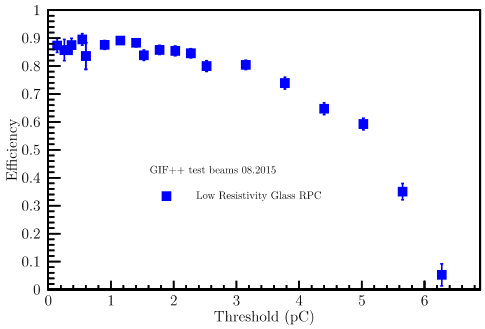
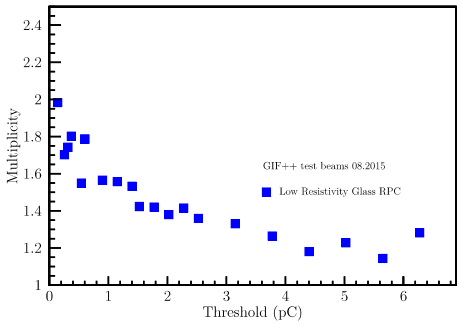


Fig. 5.49 Taux de conversion : probabilité qu'un photon de 661,7 keV produise un *hit* dans les chambres du télescope au GIF++. Les chambres sont numérotées de 0 à 6, la chambre 0 étant la plus proche de la source.

Des scans en fonction du seuil appliqué et de la distance à la source ont également été effectués. Les figures 5.50(a), 5.50(b) (5.50(c), 5.50(d)) représentent l'efficacité et la multiplicité en fonction du seuil appliqué pour un facteur d'atténuation de la source de 220, 22 (150, 46) dans le cas ou le détecteur est placé à 2 m (5,5 m).

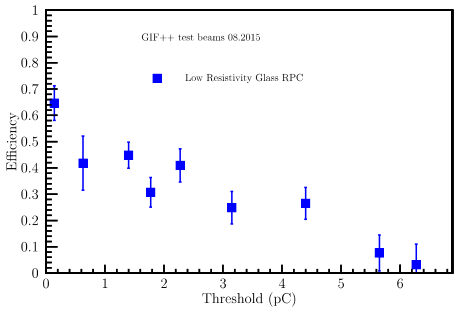


(a.1) Efficacité en fonction du seuil.

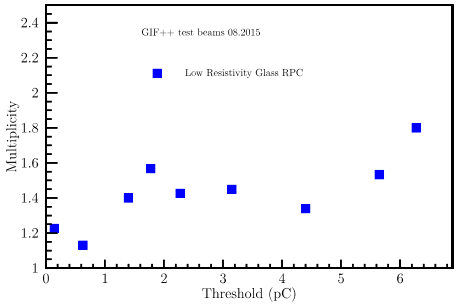


(a.2) Multiplicité en fonction du seuil.

(a) À 2 m de la source. Le facteur d'atténuation de la source vaut 220.

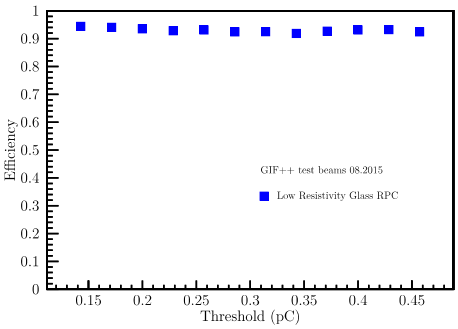


(b.1) Efficacité en fonction du seuil.

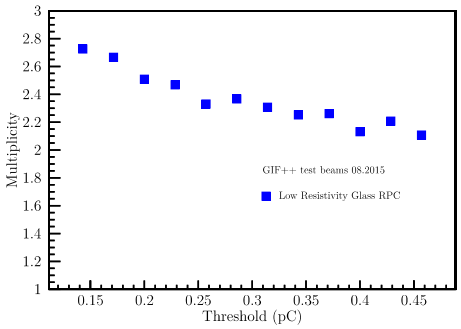


(b.2) Multiplicité en fonction du seuil.

(b) À 2 m de la source. Le facteur d'atténuation de la source vaut 22.

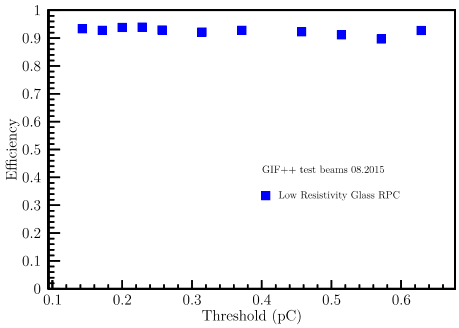


(c.1) Efficacité en fonction du seuil.

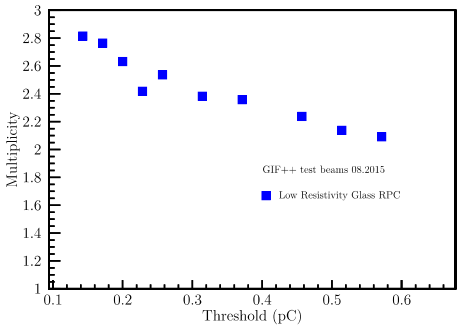


(c.2) Multiplicité en fonction du seuil.

(c) À 5,5 m de la source. Le facteur d'atténuation de la source vaut 150.



(d.1) Efficacité en fonction du seuil.



(d.2) Multiplicité en fonction du seuil.

(d) À 5,5 m de la source. Le facteur d'atténuation de la source vaut 46.

Fig. 5.50 Efficacité et multiplicité en fonction du seuil appliqué pour la première chambre du télescope. La tension appliquée est de 7000 V.

On remarque une baisse significative de l'efficacité pour un même seuil lorsque le flux de particules est trop intense ($\sim 6{,}8 \times 10^5 \gamma \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$ pour 5.50(b.1), 5.50(b.2)) ce qui peut s'expliquer par le phénomène de saturation. On trouve bien une baisse de la multiplicité lorsqu'on augmente le seuil sauf pour la figure 5.50(b.2) dominée par les fluctuations statistiques. L'effet du flux de gammas sur la saturation de la chambre est clairement visible lorsque l'on compare les valeurs de la multiplicité de la chambre placée à 5,5 m (5.50(c.2) $\sim 2 \times 10^4 \gamma \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$, 5.50(d.2) $\sim 6.5e4 \gamma \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$) [3] à celles où la chambre est placée à 2 m (5.50(a.2) $\sim 6{,}8 \times 10^4 \gamma \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$, 5.50(b.2) $\sim 6{,}8 \times 10^5 \gamma \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$).

7 Création du Electronic LOGbook (ELOG)

À chaque nouvelle prise de données, une entrée dans le Electronic LOGbook (ELOG) [69] du SDHCAL, sorte de cahier de manipulation électronique (*logbook*), est créée. Il s'agit d'un démon écrit en C, contenant un serveur web qui lit et écrit les entrées du cahier électronique et les affiche en format HTML. Le ELOG du SDHCAL, ne contenait que quelques informations rudimentaires (numéro du fichier de la prise de données, date de création). Devant le nombre de fichiers et le nombre de paramètres nécessaire à leurs analyses, un ELOG plus adapté aux manipulations du GIF++ a été créé. Il a été décidé de conserver un ELOG plutôt que de créer une *database* car son utilisation est beaucoup plus facile et conviviale (cf.Fig 5.51) et la configuration d'un *logbook* repose sur la création d'un simple fichier texte (elogd.cfg) (voir annexe B).

Run	Date	Type	DAQ Name	Good	Problem Type	Beam	Energy	Particles	Attenuator upstream	Attenuator downstream	Source	Gaz	Scintillator	Tcherenkov	Position Batt X	Position Batt Y	Position Batt Z	HV1	HV2	HV3	HV4	HV5
	15-05-2016-12:37:24	Commentés																				
732337	15-05-2016-12:37:45	Data	GIFPP_OYONAX_8	Not Set		INSTABLE	180GeV	Positrons	211	111	ON	CMS	Both	No				7000	7000	7000	7000	7000
732338	16-05-2016-14:39:04	Data	GIFPP_OYONAX_8	No	Test	Not Set			333		ON	CMS	Ours	No					Not Set	Not Set	Not Set	Not Set
732339	16-05-2016-15:38:37	Data	GIFPP_OYONAX_8	Not Set		ON	180GeV	Positrons	213	111	ON	CMS	Both	No				7000	7000	7100	7000	7000
732347	17-05-2016-21:54:49	Data	GIFPP_OYONAX_8	Not Set		ON	180GeV	Positrons	312	111	ON	CMS	Extern	No				7000	7000	7100	7000	7000
732348	18-05-2016-02:08:49	Data	GIFPP_OYONAX_8	Not Set		Not Set					Not Set	CMS	Ours	No					Not Set	Not Set	Not Set	Not Set
732349	18-05-2016-02:10:04	Data	GIFPP_OYONAX_8	Not Set		ON	180GeV	Muons	311	111	ON	CMS	Both	No				7000	7000	7100	7000	7000
	25-05-2016-08:58:06	Commentés																				
732545	31-05-2016-17:58:11	Data	GIFPP_OYONAX_8	Not Set		OFF			113	111	ON	CMS	Both	No				6900	6900	6900	6900	6900
732605	02-06-2016-13:54:29	Data	GIFPP_OYONAX_8	Not Set		ON	150GeV	Muons			OFF	CMS	Both	No				6900	6900	6900	6900	6900
732617	06-06-2016-17:13:32	Data	GIFPP_OYONAX_8	Not Set		OFF					OFF	CMS	Both	No				6900	6900	0	6900	6900
732618	06-06-2016-19:04:40	Data	GIFPP_OYONAX_8	Not Set		OFF			113	133	ON	CMS	Ours	No				6900	6900	0	6900	6900

Fig. 5.51 Cahier de manipulation (logbook) pour les prises de données au GIF++.

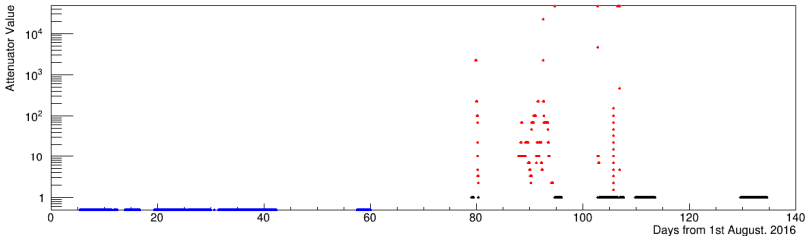
Le ELOG du GIF++ contient des menus déroulants et des champs de texte à remplir à chaque nouvelle prise de données. À chaque début de prise de mesures, lors de la création d'une entrée dans le ELOG, la simple lecture du fichier de configuration XML sur la géométrie du détecteur permet déjà de remplir une bonne partie des informations. Le *shifter* peut ensuite compléter les informations manquantes, concernant la source, les atténuateurs, le faisceau etc. La validation d'une entrée ELOG est conditionnée au remplissage des informations les plus utiles selon les circonstances (il est par exemple obligatoire de renseigner les valeurs des atténuateurs si l'état de la source a été sélectionné comme étant "ON"). Cette validation des entrées dans le ELOG permet de s'assurer que la plupart des informations nécessaires à l'analyse des données sont bien présentes. Toutes ces informations sont ensuite exportables sous format XML ou CSV ce qui rend réalisable la création de programmes sélectionnant les fichiers de données automatiquement en fonction du type de scan que l'on souhaite réaliser (scan en tension, atténuateur etc).

8 Vieillissement des chambres au GIF++

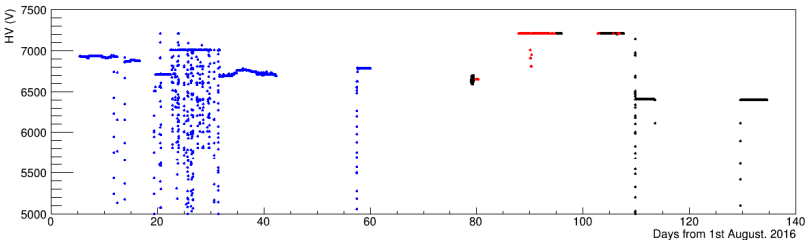
Afin de valider le choix des verres de basse résistivité comme électrodes, il est nécessaire d'étudier l'impact d'une exposition longue (correspondant à plusieurs années d'utilisation dans CMS) au bruit de fond. La mesure du courant en fonction du temps donne une idée précise du vieillissement des chambres et permet de calculer la charge totale ayant été déposée sur les électrodes. Selon le TDR [49], les chambres doivent conserver une bonne efficacité même après avoir subi une charge de $1\,\mathrm{C\,cm}^{-2}$. En utilisant la source de photons du GIF++, dont le flux est supérieur de plusieurs ordres de grandeur à celui attendu dans les zones où seront instrumentées les chambres, il est possible d'obtenir la charge intégrée de $1\,\mathrm{C\,cm}^{-2}$ dans un temps raisonnable et ainsi d'accélérer le vieillissement des chambres pour vérifier leur évolution dans le temps.

3. La réduction du flux due aux autres *setup* placés en amont n'est pas prise en compte.

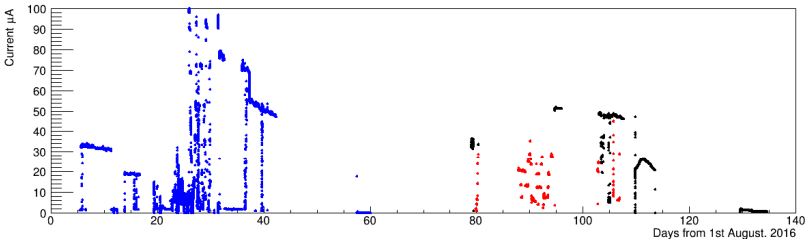
La figure 5.52 (5.53) montre les valeurs d'atténuateur (a), la tension appliquée à la chambre (b), les courants (c), la charge intégrée (d) en fonction de la date ainsi que la charge intégrée (e) en fonction du temps effectif pour la chambre de verre standard la plus proche du faisceau (la chambre "*float glass*" en deuxième position).



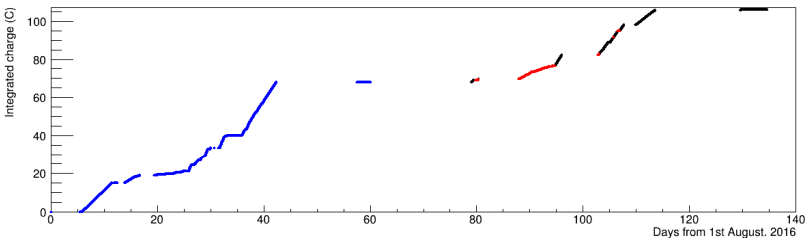
(a) Valeur de l'atténuateur en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016.



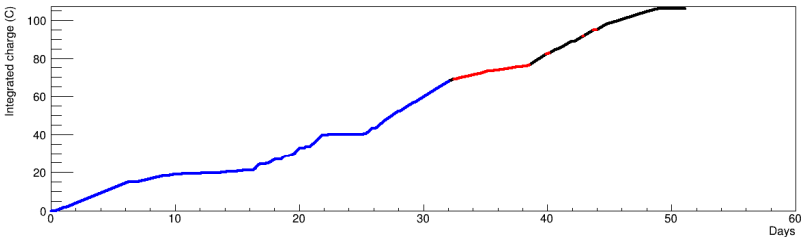
(b) Tension appliquée en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016.



(c) Courant dans la chambre en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016.

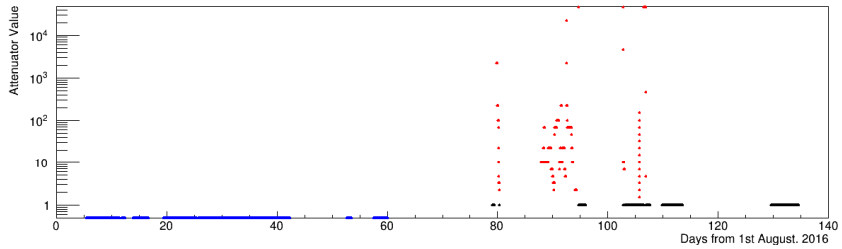


(d) Charge intégrée en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016.

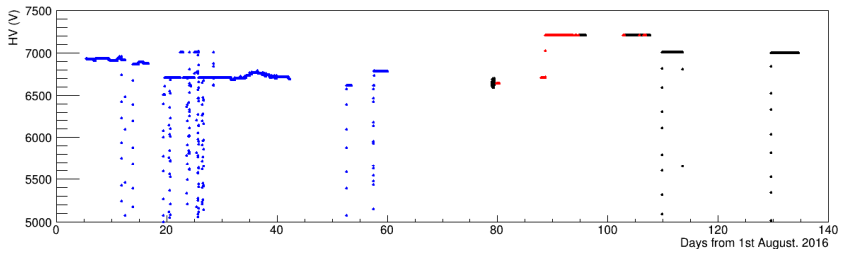


(e) Charge intégrée en fonction du nombres de jours effectifs.

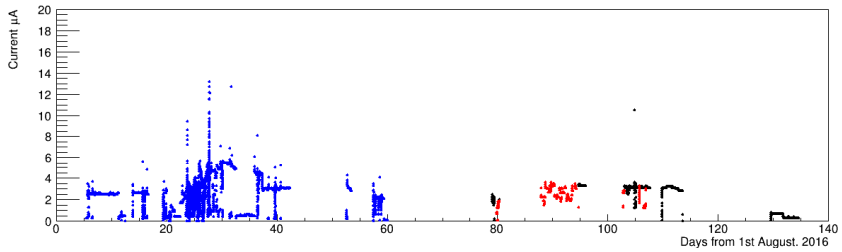
Fig. 5.52 Valeur de l'atténuateur, de la tension appliquée, du courant dans les chambres, de la charge intégrée en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016 et de la charge intégrée en fonction du nombres de jours effectifs de fonctionnement pour la chambre de basse résistivité la plus proche de la source.



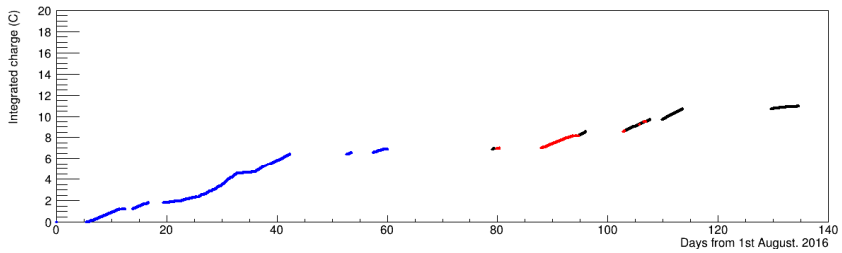
(a) Valeur de l'atténuateur en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016.



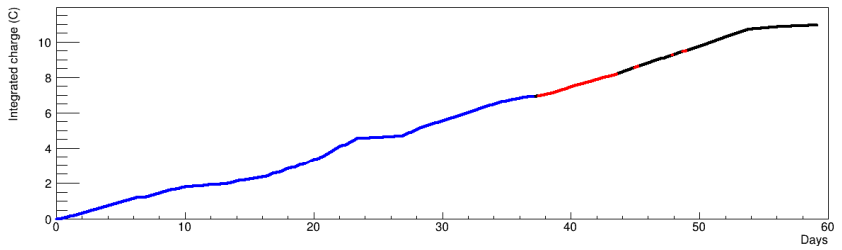
(b) Tension appliquée en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016.



(c) Courant dans la chambre en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016.



(d) Charge intégrée en fonction du nombre de jours effectifs.

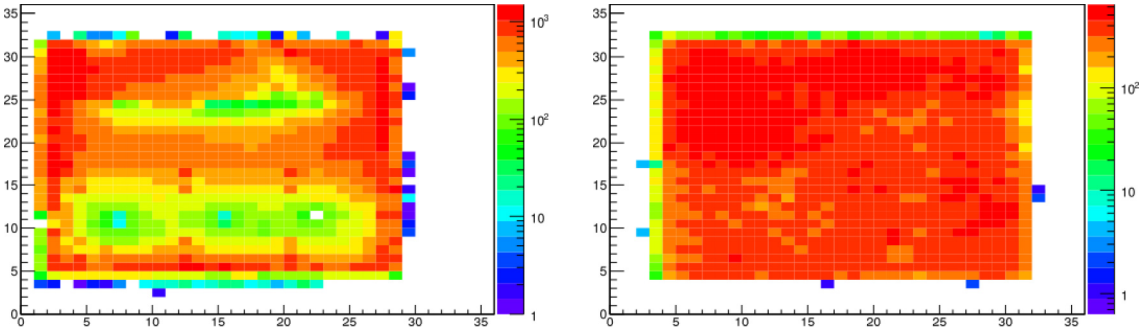


(e) Charge intégrée en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016.

Fig. 5.53 Valeur de l'atténuateur, de la tension appliquée, du courant dans les chambres, de la charge intégrée en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016 et de la charge intégrée en fonction du nombres de jours effectifs de fonctionnement pour la chambre en verre standard située en deuxième position en partant de la source.

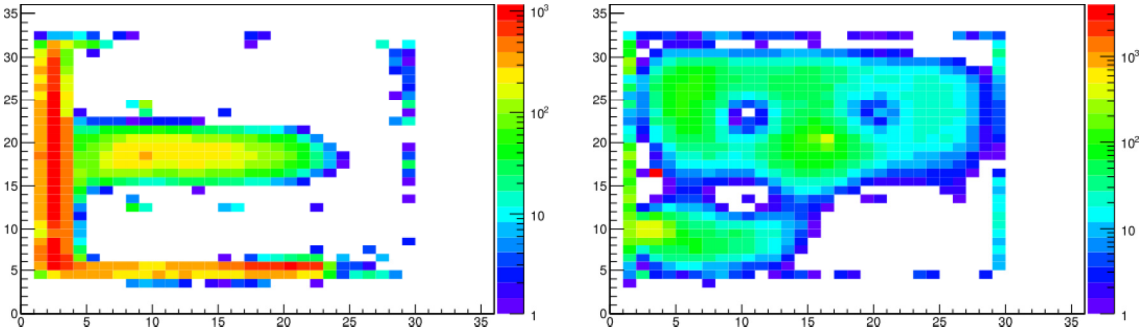
La chute rapide du courant en fonction du temps montre un vieillissement prématuré des chambres. Le test en faisceaux de mai 2016 a permis de comprendre les causes de ce vieillissement prématuré.

La structure des *hits* rejetés par *Trivent* pour les cinq chambres pour un facteur d'atténuation de la source de 22 est donnée figure 5.54.



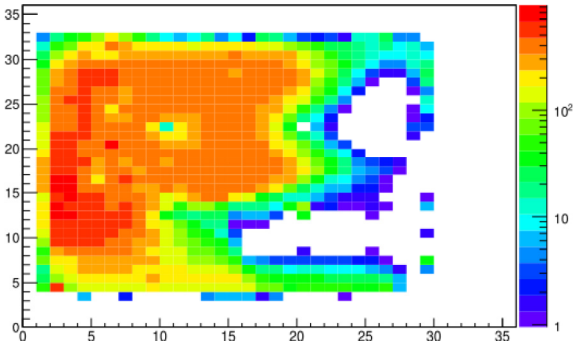
(a) Chambre 1.

(b) Chambre 2 (float glass).



(c) Chambre 3.

(d) Chambre 4.



(e) Chambre 5 (la plus éloignée de la source).

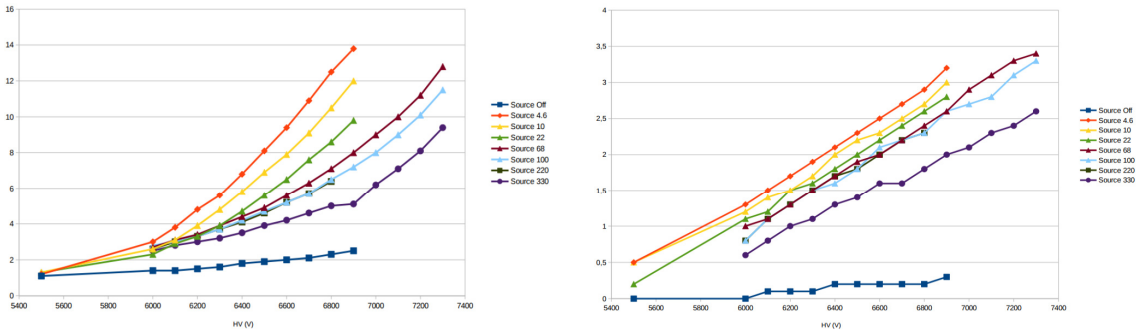
Fig. 5.54 *Hits* rejetés par *Trivent* (Hz) pour les cinq chambres du télescope au GIF++. La chambre 5 est la plus éloignée du faisceau. La chambre 4 est une chambre construite en verre standard.

Les chambres 3, 4 et 5 présentent de nombreuses zones sans aucun *hit*. Ces zones sont proches des bords qui continuent de posséder des *hits* à cause des courants de fuites. La différence de comportement entre les chambres de basse résistivité et la chambre *"float glass"* est clairement visible. Le nombre de *hits* rejetés par *Trivent*[4] est beaucoup moins important pour la chambre *"float glass"*. Ceci tend à montrer que l'effet de saturation est beaucoup plus important pour cette chambre que pour les chambres de basse résistivité.

4. C'est-à-dire une bonne partie des *hits* de bruit.

Étude des courants des chambres

Des mesures du courant des chambres en fonction du facteur d'atténuation ont été effectuées afin d'avoir une idée plus précise de leur comportement en fonction du flux de particules (cf.Fig 5.55).



(a) Chambre 1 (verre de basse résistivité). (b) Chambre 2 (*"float glass"*).

Fig. 5.55 Intensité parcourant les chambres en fonction de la haute tension appliquée pour différentes valeurs du facteur d'atténuation de la source.

Les courants dans la chambre 1 en verre de basse résistivité ont tous le même comportement et présentent un profil non linéaire, contrairement à ceux de la chambre *"float glass"*.

La figure 5.56 montre le courant parcourant les chambres de basse résistivité et *"float glass"* en fonction de l'inverse du facteur d'atténuation de la source pour une même valeur de haute tension (6900 V).

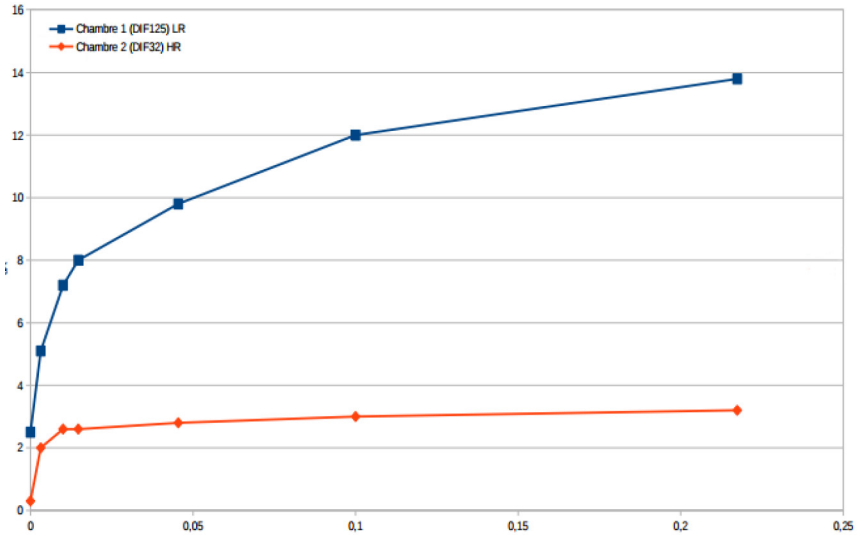


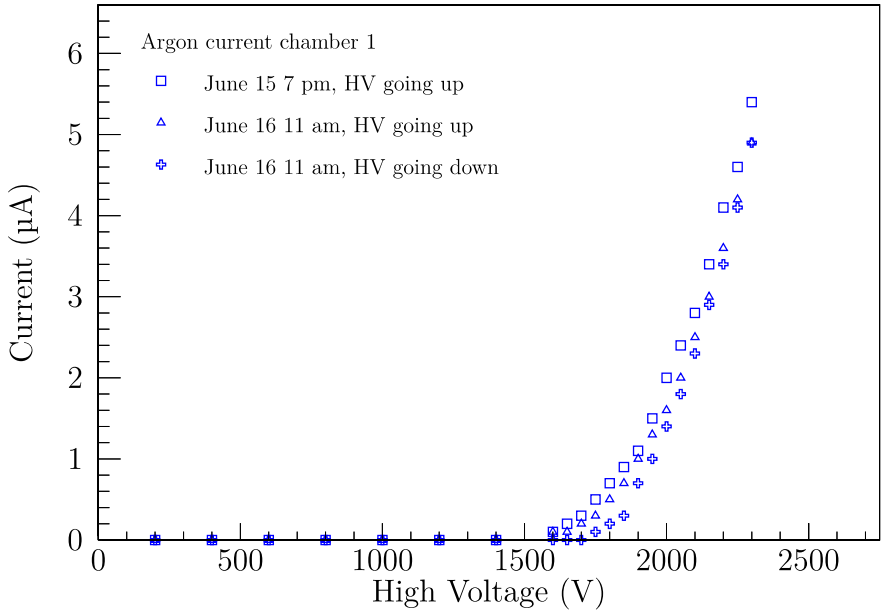
Fig. 5.56 Courant (µA) parcourant la chambre de basse résistivité la plus proche de la source (bleu) et *"float glass"* (orange) en fonction de l'inverse du facteur d'atténuation. La tension appliquée est fixée à 6900V.

On remarque que le courant dans la chambre de basse résistivité est toujours plus élevé que pour la *"float glass"*. Une partie est due à l'effet d'écrantage produit par la présence de la chambre de basse résistivité placée devant la *"float glass"*. On remarque également que la *"float glass"* sature plus rapidement que la chambre de basse résistivité. Cette dernière ne semble pas saturer, même pour un facteur d'atténuation de 4,64.

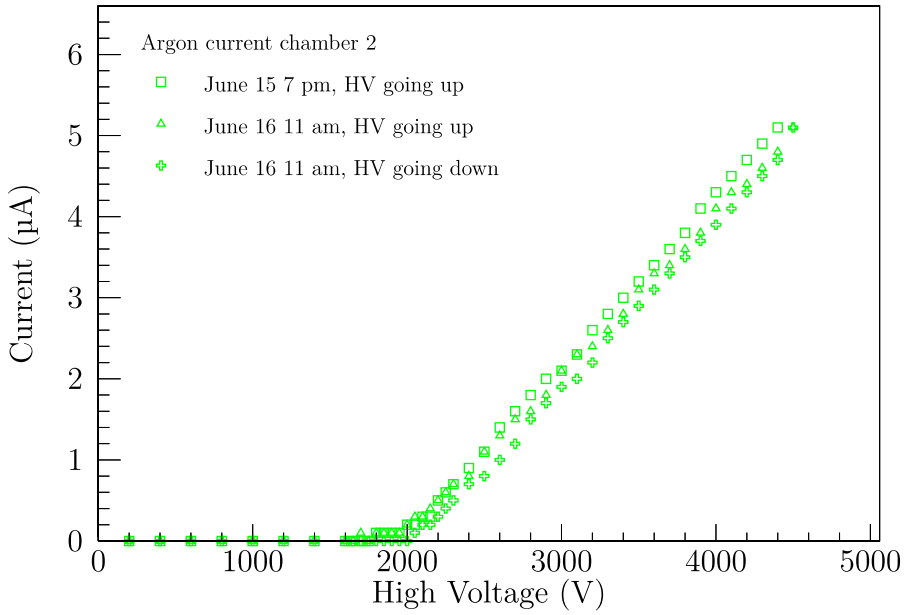
Estimation de la résistivité des életrodes

Le GIF++ offre la possibilité de faire circuler de l'argon dans les chambres afin de les purger et de les nettoyer. L'argon permet également de mesurer la résistivité des électrodes des chambres. Grâce à ce gaz, les chambres fonctionnent rapidement en mode *streamer*, la résistance de la couche de gaz devient négligeable par rapport à la résistance des électrodes.

L'étude des courants des chambres en fonction de la tension a montré que les verres de basse résistivité possèdent une hystérésis du courant, contrairement aux chambres *"float glass"* (cf.Fig 5.57). L'allure de la courbe montre également que les verres de basse résistivité ont un comportement qui n'est pas ohmique, contrairement au verre *"float glass"*.



(a) Chambre 1 (verre de basse résistivité).



(b) Chambre 2 (*"float glass"*).

Fig. 5.57 Plusieurs scans en montée et en descente des courants circulant dans la chambre en fonction de la haute tension. La chambre de basse résistivité présente une hystérésis.

La figure 5.58 montre la variation du courant en fonction de la tension appliquée sur les chambres sous Argon. Un ajustement linéaire est effectué afin d'en déduire la conductance des électrodes.

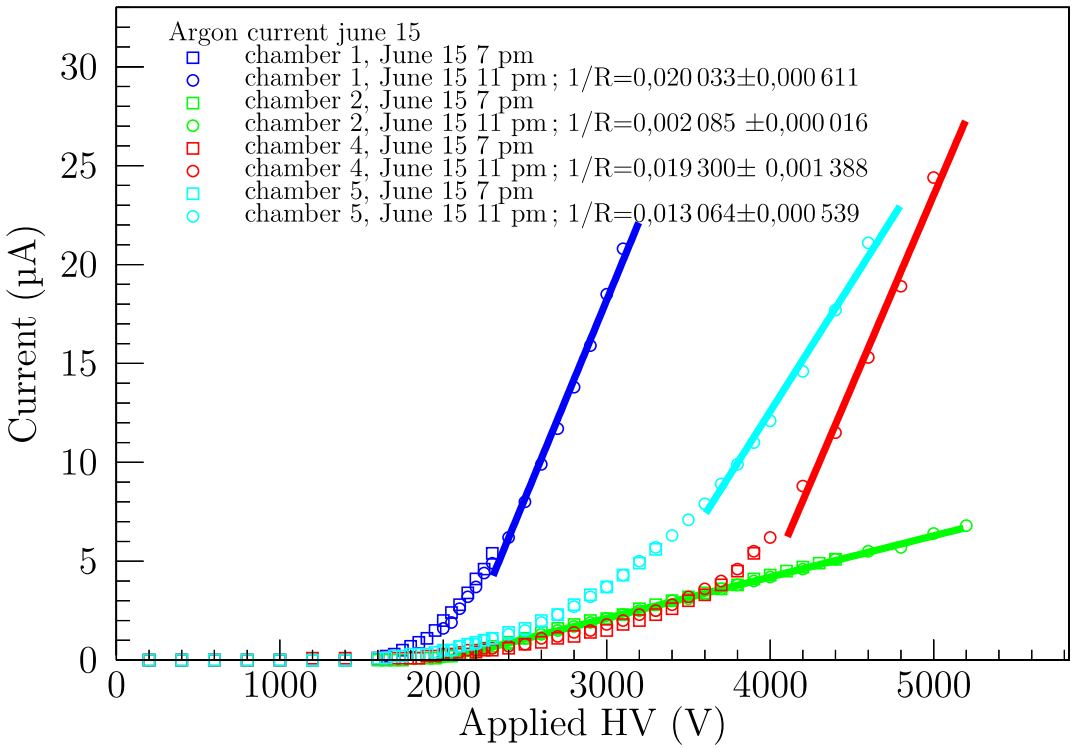


Fig. 5.58 Courant circulant dans les chambres en fonction de la tension appliquée. Le gaz utilisé est l'Argon. Les résultats de l'ajustement de la partie linéaire sont également donnés.

À partir de la résistance des électrodes il est possible d'en déduire leur résistivité par la formule :

$$\rho = \frac{RS}{e} \tag{5.11}$$

avec R la résistance de l'électrode, S sa surface et e l'épaisseur totale des électrodes.

Le tableau 5.6 donne la résistivité des chambres calculée grâce à l'ajustement linéaire des courbes de la figure 5.58.

Chambre 1 (basse résistivité)	$2{,}4 \times 10^{11}\,\Omega\,\mathrm{cm}$
Chambre 2 (*"float glass"*)	$3{,}60 \times 10^{12}\,\Omega\,\mathrm{cm}$
Chambre 4 (basse résistivité)	$2{,}49 \times 10^{11}\,\Omega\,\mathrm{cm}$
Chambre 5 (basse résistivité)	$3{,}94 \times 10^{11}\,\Omega\,\mathrm{cm}$

Table 5.6 Résistivité des différentes chambres.

La résistivité des chambres de basse résistivité est beaucoup plus élevée qu'attendue ($\sim 10^{10}\,\Omega\,\mathrm{cm}$). Toutes ces constatations (cf.Fig 5.52,cf.Fig 5.54,cf.Table 5.6) nous ont amené à ouvrir une chambre afin d'essayer de comprendre ces résultats.

L'ouverture d'une des chambres a montré que les *spacers* permettant le maintien des électrodes à une distance uniforme le long de la chambre ont disparu et qu'un dépôt s'est créé sur les électrodes de la chambre (cf.Fig 5.59). Ces deux constatations peuvent expliquer les structures étonnantes de la distribution des *hits* rejetés par *Trivent* (cf.Fig 5.54). En effet, sans *spacer* les parties centrales des électrodes se trouvent attirées l'une vers l'autre, ce qui a tendance à augmenter le champ électrique dans cette zone et donc le nombre de *hits*. La présence de dépôts permet également d'expliquer le fait que certaines zones de la chambre soient devenues aveugles, ainsi que la résistivité élevée de ces chambres.

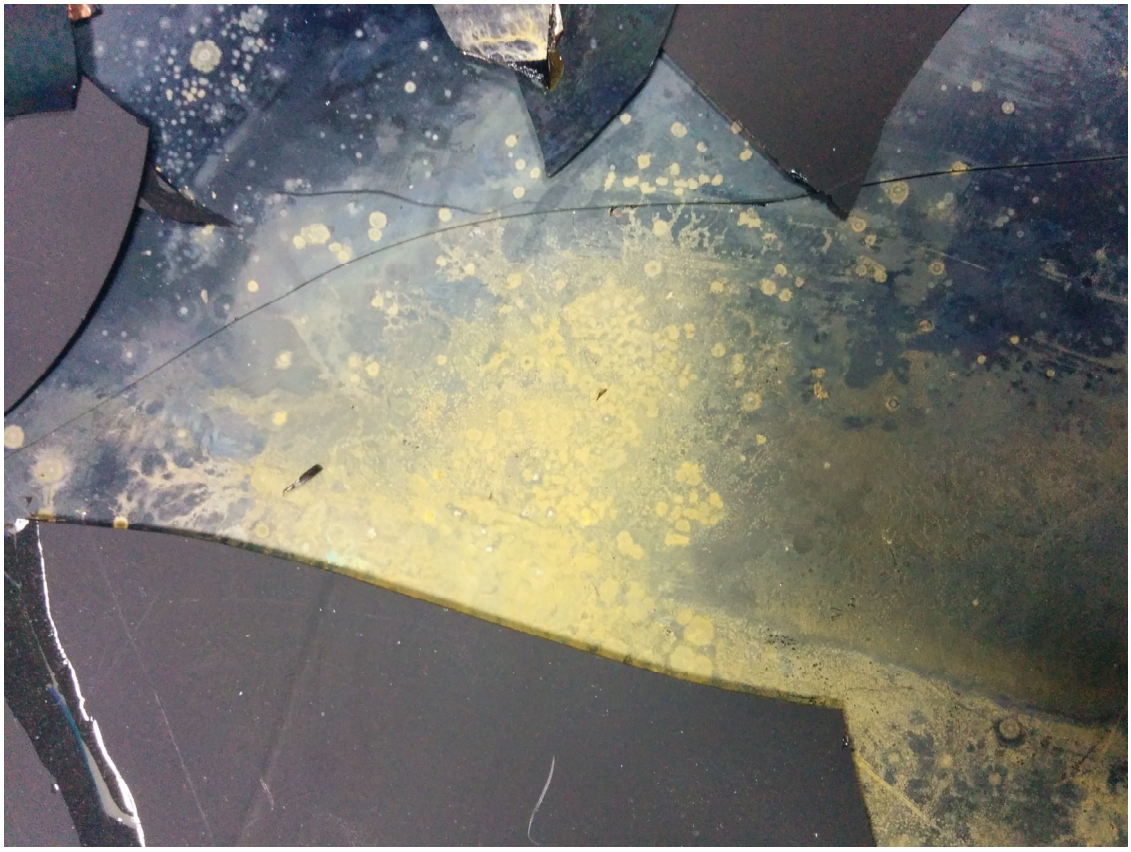


Fig. 5.59 Vue intérieure d'une chambre du télescope du GIF++. Les *spacers* ont disparu et un dépôt s'est formé sur les électrodes.

8.2 Causes connues du vieillissement des RPC

Pour comprendre ces problèmes, nous avons commencé par étudier les causes du vieillissement prématuré des chambres RPC, dont plusieurs peuvent être trouvées dans la littérature :

La contamination par l'eau

Après quelques semaines de prises de données, les GRPC du sous-système K_L/μ de l'expérience BELLE ont perdu une grande partie de leur efficacité et ont vu leur bruit de fond augmenter. Les physiciens de cette expérience se sont aperçus en analysant la sortie de certaines chambres que le gaz avait une concentration en eau allant jusqu'à 2000 ppm. La cause de cette concentration en eau s'avéra être due à la migration de la vapeur d'eau de l'air ambiant vers les tubes de polyoléfine de plusieurs mètres de long amenant le gaz dans les chambres. La solution trouvée fût de remplacer ces tuyaux en plastique par des tuyaux de cuivre [70]. D'autres études démontrent les effets de la vapeur d'eau sur le vieillissement des électrodes de verre, notamment en présence de fréon (l'un des noms du TFE est Freon 134a) [71], [72].

Bien qu'ayant utilisé des tuyaux de polyamide, qui présentent un coefficient d'absorption faible en présence d'humidité et une bonne résistance aux radiations, nous avons décidé de remplacer ces tuyaux par des tuyaux en cuivre. Le choix des tuyaux en polyamide s'était imposé pour leur facilité de mise en œuvre (découpe, remplacement etc.).

La polymérisation de l'isobutane

L'isobutane iC_4H_{10} appartient à la classe des alcanes. Il est connu pour produire des réactions de polymérisation, ce qui entraine un dépôt dans les chambres [73]. L'isobutane est également très inflammable ce qui complique son utilisation en laboratoire. C'est l'une des raisons du choix de son remplacement par du CO_2 dans le prototype SDHCAL et également de son utilisation hors du GIF++. De plus le CO_2 ne crée pas de dépôt supplémentaire.

L'attaque du verre par l'acide fluorhydrique HF

L'acide fluorhydrique HF provient de la décomposition du TFE lors de l'ionisation en avalanche. Des études ont montré qu'en mode *streamer* la production de HF est comprise entre $1{,}19 \times 10^{19} F^- C^{-1}$ [39] et $\sim 3 \times 10^{19} F^- C^{-1}$ [74] ($1{,}3 \times 10^{19} F^- C^{-1}$ pour [75]). Ce composant chimique, très corrosif, peut même dissoudre le verre selon la réaction :

$$SiO_2 + 6HF \longrightarrow H_2SiF_6 + H_2O \tag{5.12}$$

L'acide hexafluorosilicique ou fluorosilicique (H_2SiF_6) se retrouve ainsi présent sous forme de dépôt aqueux sur les surfaces internes des électrodes, amenant à une diminution de la résistivité de surface de ces parois. Cet acide également corrosif peut aussi attaquer le verre et détériorer son état de surface. Les défauts de surface conduisent à une déformation du champ électrique à cause notamment de l'effet de pointe et augmentent ainsi le taux de bruit dans les chambres. Ce qui accélère à son tour la production de HF, entraînant un processus en chaine.

Ces attaques des électrodes par les composés fluorés peuvent également faire varier la résistivité volumique du matériau et donc modifier sa fréquence maximale de détection.

Il a été montré que la création de l'acide HF est proportionnelle à la charge parcourant les électrodes. Le mode de fonctionnement avalanche permet donc de limiter la création de cet acide. De plus, la circulation du gaz dans les chambres permet d'évacuer une partie des composés fluorés. Dans CMS, la moitié du HF produit est évacué en faisant circuler le gaz dans les chambres avec un débit permettant de remplacer le volume de gaz des chambres une fois par heure [74]. Les dépôts fluorés absorbés à la surface du verre peuvent également être libérés en utilisant de l'argon pur [76].

Afin de limiter les dépôts dans nos chambres, nous avons donc essayé d'augmenter le débit de gaz. Cependant, cette augmentation s'est révélée impossible à réaliser car le débit total du gaz CMS permis au GIF++ doit être partagé entre toutes les autres expériences utilisant celui-ci. Nous avons également remarqué que certaines de nos chambres comportaient des fuites, ce qui amenait de l'humidité lors des arrêts de gaz par exemple. De plus, les chambres étant montées en série, cette configuration pouvait augmenter la résistance du système. Certaines chambres pouvaient ainsi gonfler et augmenter les fuites, diminuant de fait le débit de gaz introduit dans les chambres suivantes. Afin de pallier ce problème, nous avons décidé de monter les chambres en parallèle et de placer à chacune de leurs entrées un débitmètre à vanne de régulation. Ceci a permis d'ajuster le débit de chaque chambre afin de vérifier que chacune d'elles possédait bien une circulation de gaz.

Au vu de l'état des chambres, il a été décidé d'en construire de nouvelles de basse résistivité de taille 32 cm×30 cm. Malheureusement seuls 4 verres sont arrivés en bon état, ce qui n'a permis de créer que deux nouvelles chambres. Ce nombre étant insuffisant pour une étude du vieillissement, nous avons décidé de les utiliser afin d'instrumenter une chambre double *gaps* avec l'électronique présentée figures 5.26 et 5.27. Un même type de PCB a été utilisé afin de créer une chambre avec des électrodes en Bakélite de 2 mm d'épaisseur et un *gap* de 2 mm. Les résultats de ces tests sont présentés section 14, page 125.

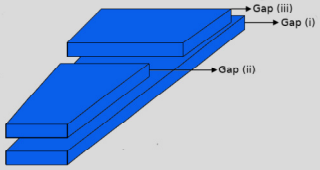


Fig. 5.60 Schéma de la segmentation en *gap* des prototypes [46].

9 Les chambres de basse résistivité de taille RE1/1

En parallèle à la caractérisation des chambres de basse résistivité, l'étude de la faisabilité de chambres de grande dimension (reprenant de nombreuses caractéristiques des chambres RE1/1 [46]) a été effectuée. En effet, la limitation de la taille des verres de basse résistivité par la méthode de production nécessite de trouver une manière efficace et robuste d'assembler ces verres. Deux prototypes, basés sur deux méthodes d'assemblage différentes des verres de 32 cm × 30 cm, ont été réalisés. Les chambres sont constituées de trois *gaps* (cf.Fig 5.60). Un PCB, placé entre le *gap* du bas et ceux du haut, et possédant 4 rangées de 32 *strips* de ∼ 1 cm, est utilisé afin de récolter le signal (cf.Fig 5.61). Pour les deux prototypes, l'assemblage des verres est prévu de manière à éviter les zones mortes. Les deux prototypes ont été réalisés avec des verres *"float glass"* afin de limiter l'utilisation de verre de basse résistivité. La solution retenue sera ensuite produite avec des verres de basse résistivité.

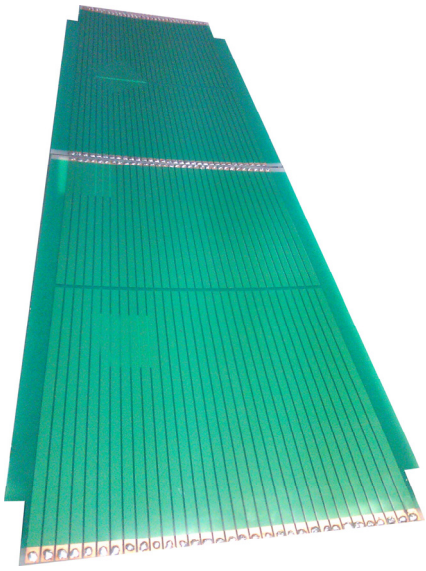
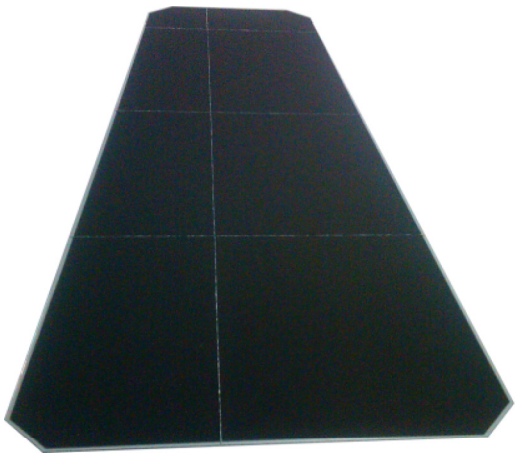


Fig. 5.61 Les 4 partitions de 32 *strips* selon η.

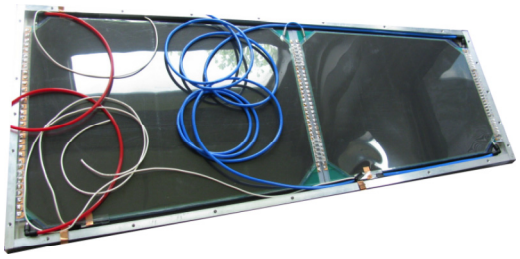
9.1 Les différentes méthodes d'assemblage

Méthode par collage

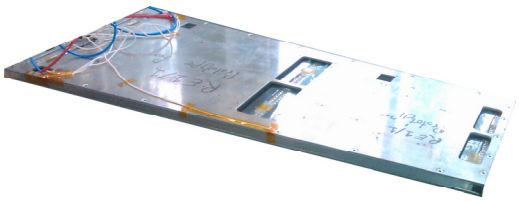
La première méthode consiste à coller les verres entre eux grâce à de la colle RHODORSIL® CAF-4 afin de former les électrodes. La zone de collage est inférieure à 100 µm. La peinture résistive est ensuite appliquée sur l'électrode ainsi formée (cf.Fig 5.62a). Les trois *gaps* sont hermétiques (cf.Fig 5.62b) et placés dans une cassette en aluminium (cf.Fig 5.62c).



(a) *Gap(i)* hermétique formé par collage des verres. On distingue clairement les zones de collage.



(b) *Gap(ii)* et *gap(iii)* hermétiques formés par collage des verres dans la cassette, avec les *strips* et le *gap(i)* au dessous.

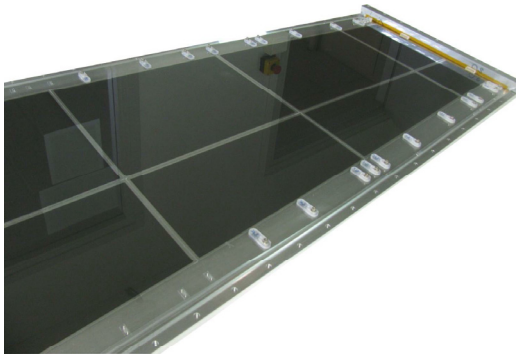


(c) La cassette fermée.

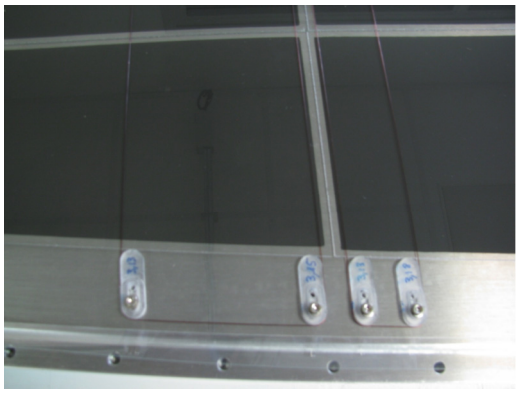
Fig. 5.62 Photos des *gaps* et de la cassette. Les entrées et sorties de gaz sont les tuyaux bleus et rouge. La haute tension est amenée par les câbles blancs.

Méthode par fixation mécanique

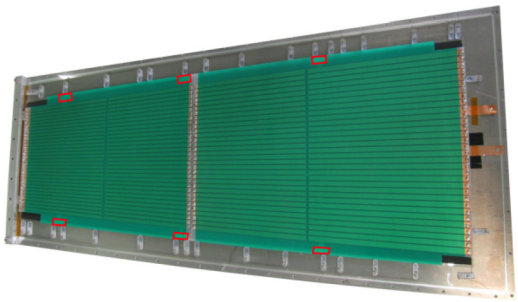
La deuxième méthode permet de ne pas utiliser de colle, celle-ci pouvant se détériorer sous les radiations. Les carreaux de verre sont tenus par des plots placés sur les pourtours de la cassette en aluminium (cf.Fig 5.63a, 5.63e). Les verres sont reliés électriquement par des adhésifs en cuivre et forment ainsi les électrodes (cf.Fig 5.63c). Le *gap* entre les électrodes est assuré par des fils de pêche perlés (cf.Fig 5.63b). Une plaque de poly(méthacrylate de méthyle) (PMMA) de la même taille que l'intérieur de la chambre est équipée de plusieurs ressorts qui, une fois le capot posé, assurent le maintien et la planéité des verres sur le PCB. Avec cette méthode, l'herméticité est assurée par la cassette (cf.Fig 5.63d), les électrodes d'un *gap* ne sont donc pas reliées entre-elles. Le gaz circule donc dans toute la chambre et pas seulement entre les électrodes comme dans la méthode précédente.



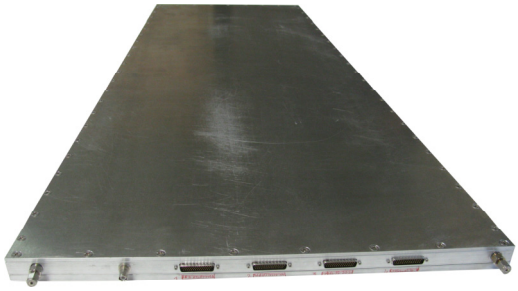
(a) Les différents verres formant un *gap*.



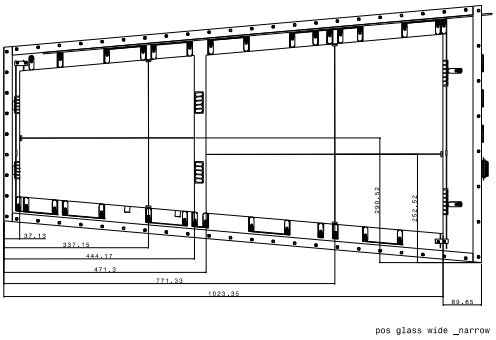
(b) Les plots assurant le maintien des verres ainsi que les fils de pêche assurant l'espace entre les électrodes d'un *gap*.



(c) Pose du PCB au dessus du *gap* du bas. On peut remarquer, par transparence, les adhésifs de cuivre (encadrés en rouge sur la figure) reliant électriquement les verres d'un *gap*.



(d) La cassette fermée hermétiquement.



(e) Schéma de la cassette.

Fig. 5.63 Photos et schéma du prototype de cassette construit selon la méthode par fixation mécanique.

9.2 Comparaison des deux méthodes de construction

Pour comparer les deux méthodes de construction, un banc de test cosmique a été mis en place afin de mesurer l'efficacité de chacun des deux prototypes.

Le banc de test cosmique

La Terre est constamment bombardée par des particules composant le rayonnement cosmique. Ce rayonnement est un flux de noyaux atomiques et de particules de haute énergie circulant dans le vide interstellaire. La plupart d'entre elles interagissent avec l'atmosphère terrestre et produisent des gerbes atmosphériques de particules secondaires (cf.Fig 5.64).

Au niveau du sol, le flux de particules est principalement composé de muons (cf.Fig 5.65) ($\sim 100\,\mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{sr}^{-1}$), ceux-ci interagissant très faiblement avec la matière.

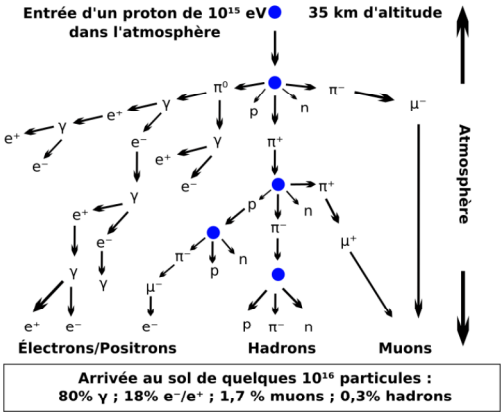


Fig. 5.64 Schéma d'une cascade atmosphérique produite par un proton.

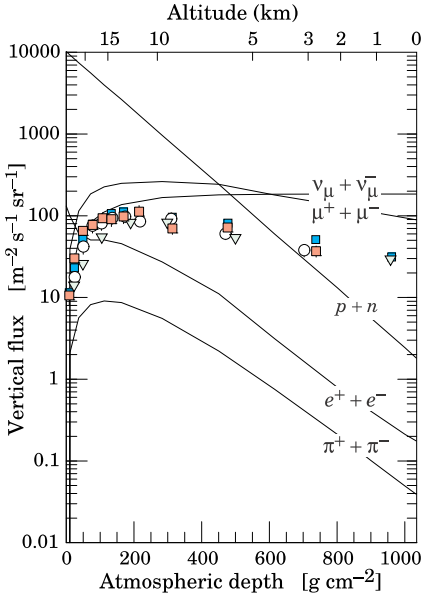


Fig. 5.65 Composition du flux cosmique dans l'atmosphère terrestre pour des particules ayant une énergie supérieure à 1 GeV. Les points colorés représentent les mesures de flux de muons négatifs réalisées par plusieurs expériences [29].

Le banc cosmique est constitué d'un ensemble de photomultiplicateurs (PM) (au moins deux) mis en coïncidence, qui détectent ainsi le passage des muons. Afin d'éviter tout déclenchement intempestif dû par exemple à l'alimentation électrique, un PM placé en dehors du banc cosmique assure un veto. Lorsque tous les PM sont déclenchés, y compris celui hors du banc, ces déclenchement proviennent très vraisemblablement d'une perturbation électrique. Ce genre d'événement est donc rejeté et la lecture des PM n'est alors pas effectuée.

Nos chambres prototypes sont insérées dans ce banc cosmique. Les *strips* des chambres sont connectées par des câbles coaxiaux à une carte de test contenant un ASIC HARDROC (cf.Fig 5.66) ainsi qu'un FPGA contenant la machine d'état. La carte de test est reliée par USB à un ordinateur et est pilotée par une application développée sous l'environnement *Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench* (LabVIEW®) (cf.Fig 5.67). L'interface de cette application permet de sélectionner les paramètres du *slow control*, qui sont chargés dans le HARDROC, ainsi que de gérer le démarrage de l'acquisition, la lecture et le rapatriement des données.

Fig. 5.66 La carte de test pour le banc cosmique.

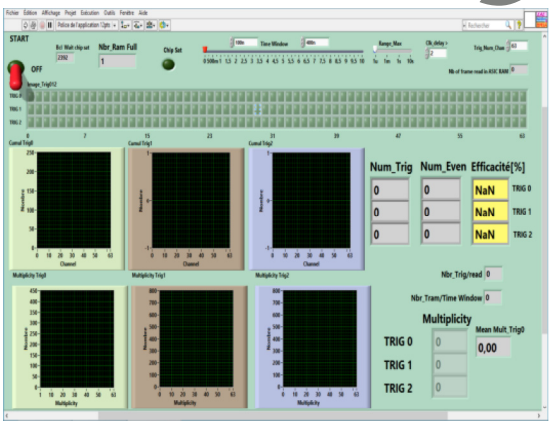


Fig. 5.67 Application LabVIEW® utilisée pour obtenir l'efficacité des chambres.

La phase de lecture est déclenchée dès que les photomultiplicateurs sont en coïncidence (hormis celui assurant le veto). L'application LabVIEW® effectue à chaque lecture une sélection temporelle et affiche les *strips* touchées pour chacun des trois seuils du HARDROC. Elle permet également d'afficher l'histogramme du nombre de fois où une *strip* a été touchée pour chaque seuil. L'efficacité ainsi que la multiplicité pour chaque seuil sont aussi calculées.

Comparaison des efficacités des deux méthodes de construction

L'utilisation du banc cosmique a permis d'effectuer une mesure de l'efficacité des deux chambres pour comparer les deux méthodes de fabrication.

La figure 5.68 montre l'efficacité de détection des muons pour les deux chambres.

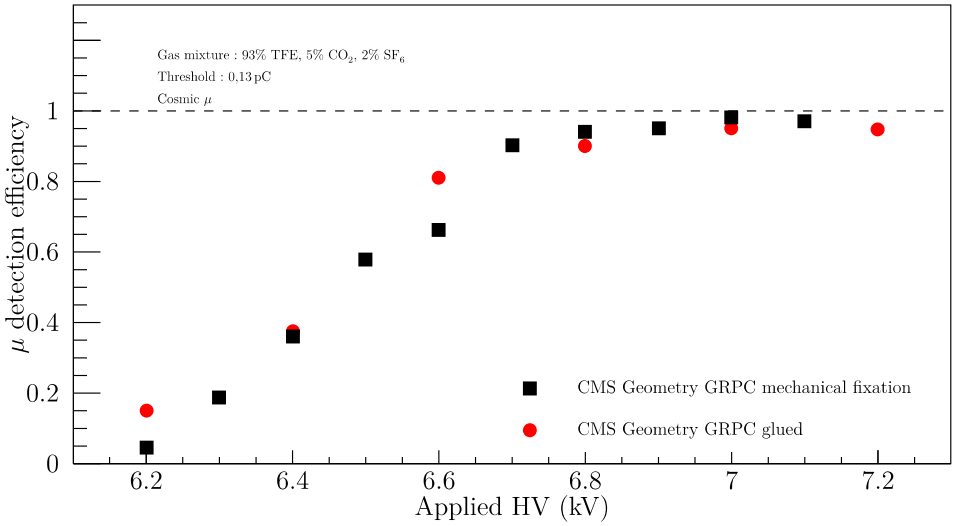
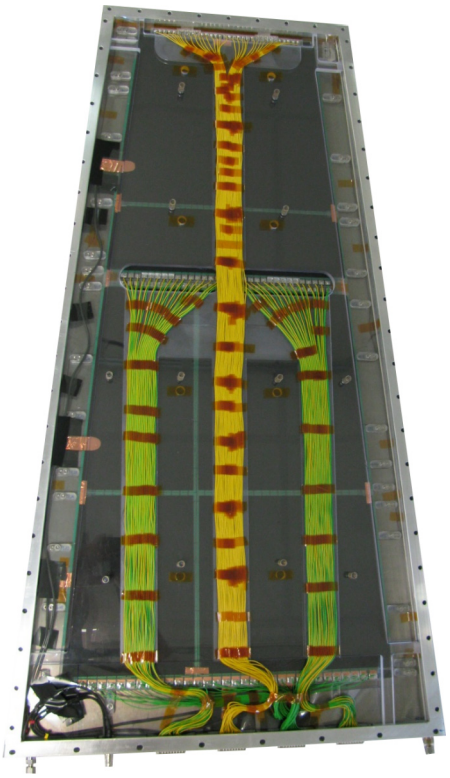


Fig. 5.68 Efficacité de détection des muons en fonction de la haute tension appliquée. La chambre construite par collage (fixation mécanique) est en rouge (noir).

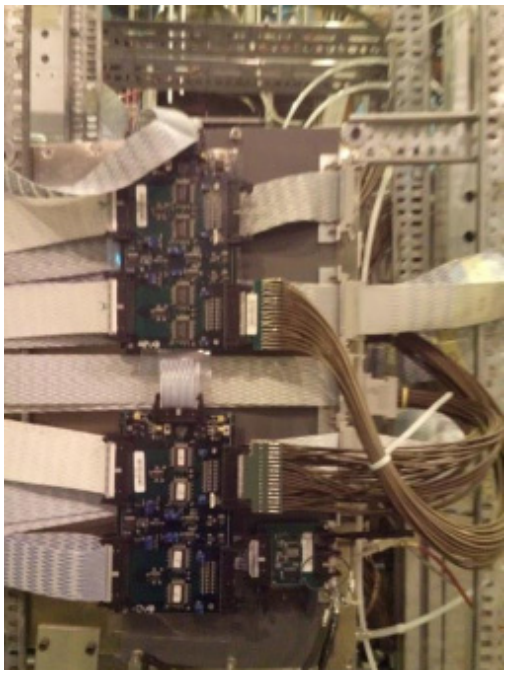
Les efficacités sont similaires. Le prototype créé par fixation mécanique a cependant été retenu car il présente l'avantage de ne pas utiliser de colle et possède une cassette hermétique résolvant les problèmes rencontrés au GIF++. De plus le gonflement des chambres y est impossible, la pression du gaz étant identique des deux côtés de l'électrode.

10 Tests en faisceaux au SPS (mai–juin 2016)

Deux chambres par fixation mécanique ont donc été construites (cf.Fig 5.69a), l'une constituée de verre *"float glass"* et l'autre de verre de basse résistivité. Elles ont été instrumentées avec la même électronique que les chambres de CMS (FEB, DB) (cf.section 2.3, page 65). Chaque chambre possède 4 FEB (deux FEB sont placées au dessus des deux autres) et une DB posée sur un support en plexiglas fixé au capot de la chambre (cf.Fig 5.69b).



(a) La chambre en verre standard.



(b) Les 4 FEB et la DB sur leur support en plexiglas.

Fig. 5.69 La chambre *"float glass"* instrumentée avec l'électronique de CMS.

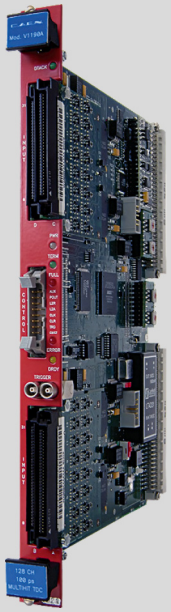


Fig. 5.70 TDC CAEN V1190A.

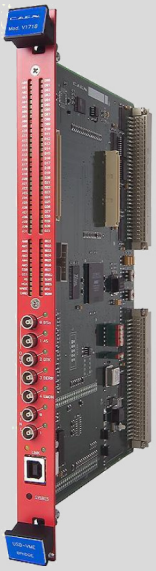


Fig. 5.71 VME-USB2.0 Bridge CAEN V1718.

Les deux chambres ont été placées sur la ligne H2 (cf.Fig 5.72) située dans la "North Area" (cf.Fig 2.1) du SPS ainsi que deux autres chambres en Bakélite appartenant à nos collègues italiens. Pour des raisons de simplicité et de sécurité[5], le mélange de gaz est constitué de 93% TFE, 5% CO_2, 2% SF_6. Ce test en faisceaux avait pour but de se familiariser avec l'électronique de CMS ainsi qu'avec le système d'acquisition et le programme de prise de données utilisés par nos collègues du GIF++ travaillant sur les chambres de CMS. Chacune des partitions de la chambre de basse résistivité (notée A, B, C et D) est reliée à un *Time-to-Digital Converter* (TDC) CAEN V1190A (cf.Fig 5.70) [77]. Pour des raisons de câblage, seule la partition A de la chambre *"float glass"* a été connectée. Les TDC sont enfichés dans un châssis VERSAModule Eurocard (VME). Le châssis est contrôlable à distance grâce à un module VME-USB2.0 Bridge CAEN V1718 (cf.Fig 5.70) [78] relié par USB à un ordinateur. Les DB permettant de régler les seuils des chambres sont contrôlées grâce à une application LabVIEW®. Les hautes tensions des chambres sont contrôlables par *telnet*.

Fig. 5.72 Les deux chambres sur la ligne H2.

5. L'isobutane est inflammable.

Les TDC ont une résolution temporelle de 100 ps. Ils enregistrent en continu les hits dans une mémoire tampon. Un ensemble de quatre PM permet de détecter le passage des particules et de déclencher l'enregistrement d'une fenêtre temporelle de la mémoire tampon des TDC. Le *timestamp* du début de cette fenêtre sélectionnée est réaligné avec 0.

L'efficacité est obtenue comme le rapport entre le nombre de lectures de la mémoire tampon contenant au moins un *hit* dans la zone spatiale touchée par le faisceau ainsi que dans la fenêtre temporelle correspondant au signal (en rouge sur la figure 5.73) et le nombre total de lectures de la mémoire. L'estimation du bruit par *strips* est obtenue par simple comptage du nombre de *hits* en dehors de la zone du signal divisé par la durée totale d'enregistrement d'où l'on a soustrait la durée correspondant au signal.

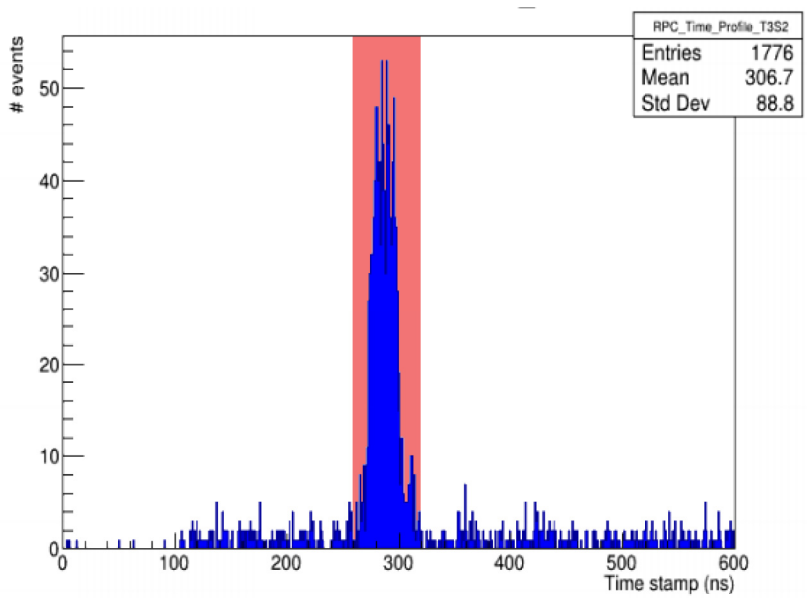


Fig. 5.73 Distribution du nombre de *hits* dans une chambre en fonction du *timestamp* du TDC.

De nombreux scans ont été réalisés, notamment pour mesurer l'efficacité de la chambre en verre de basse résistivité en fonction de la haute tension pour différents seuils (cf.Fig 5.74), ou l'efficacité de la chambre en fonction du seuil à tension fixe (7000 V) (cf.Fig 5.75).

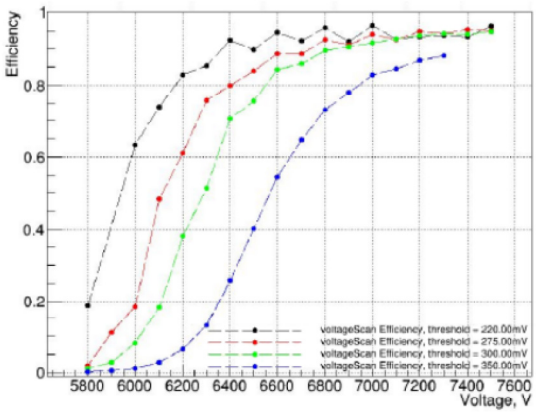


Fig. 5.74 Efficacité de la chambre en verre de basse résistivité en fonction de la haute tension appliquée pour différents seuils (220 mV en noir, 275 mV en rouge, 300 mV en vert, 350 mV en bleu).

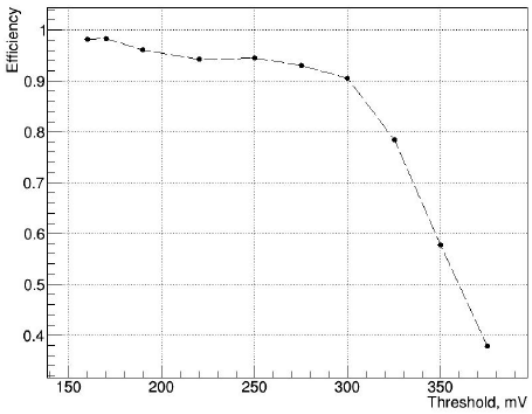
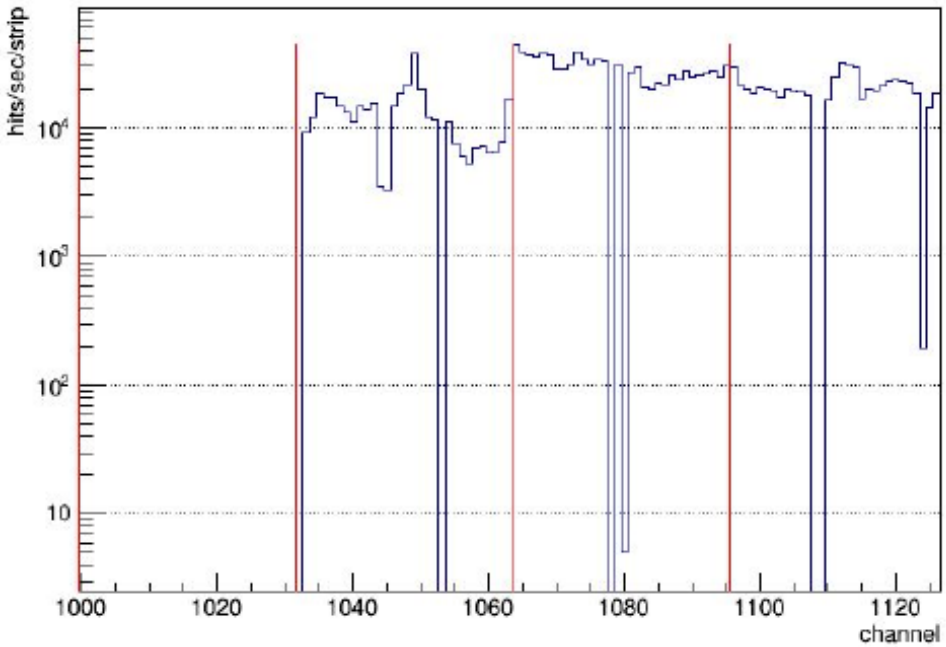


Fig. 5.75 Efficacité de la chambre de basse résistivité en fonction du seuil appliqué. La tension appliquée est de 7000 V.

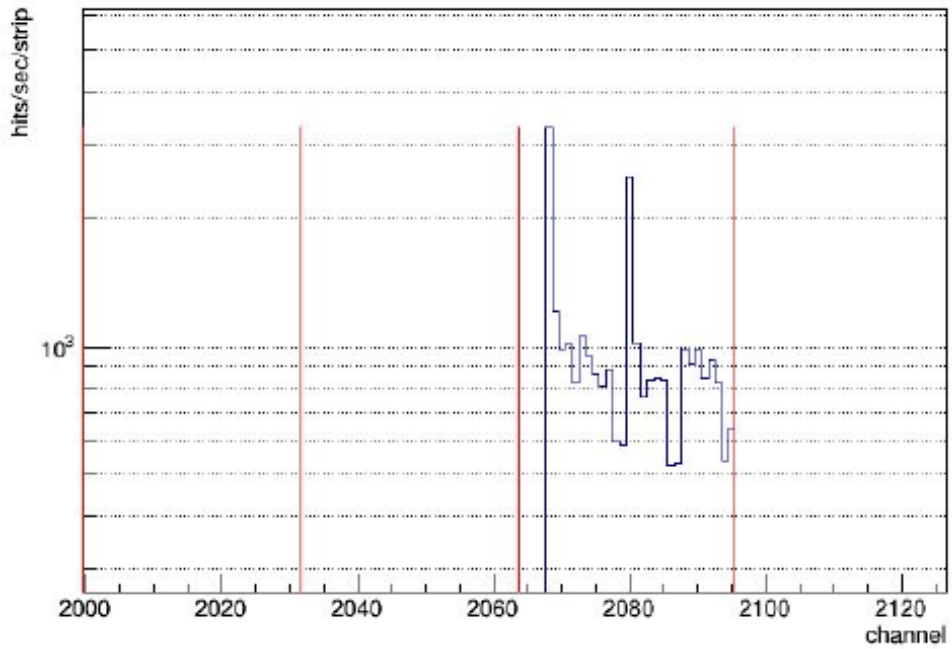
On observe bien une baisse de l'efficacité avec l'augmentation du seuil appliqué. Un point de fonctionnement à 7000 V pour un seuil de 300 mV semble raisonnable. Une valeur plus petite du seuil augmenterait le niveau de bruit sans pour autant augmenter l'efficacité.

Bien que l'efficacité semble correspondre aux résultats attendus, le niveau de bruit des chambres est très élevé, de l'ordre de $\sim 10^5$ Hits Strip^{-1} s^{-1} (cf.Fig 5.76a) pour la chambre de basse résistivité et de l'ordre de $\sim 10^3$ Hits Strip^{-1} s^{-1} (cf.Fig 5.76b) pour la chambre *"float glass"*.

Les mesures présentées sur ces figures ont été réalisées sans faisceau, en utilisant un générateur de signal pour mimer la coïncidence des scintillateurs *"false-trigger"*.



(a) Taux de bruit par *strip* dans la chambre en verre de basse résistivité.



(b) Taux de bruit par *strip* dans la chambre en verre *"float glass"*.

Fig. 5.76 Taux de bruit par *strip* pour les deux chambres. Les traits verticaux rouges représentent les limites des partitions. La tension appliquée est fixée à 7000 V et le seuil à 220 mV.

Une étude du taux de bruit en fonction de la haute tension (cf.Fig 5.77) ainsi que du seuil (cf.Fig 5.78) a été effectuée. Afin de pouvoir comparer les deux chambres, seules leurs partitions C ont été analysées. Il est à noter que le seuil minimal avant de souffrir du bruit électronique est ∼180 mV.

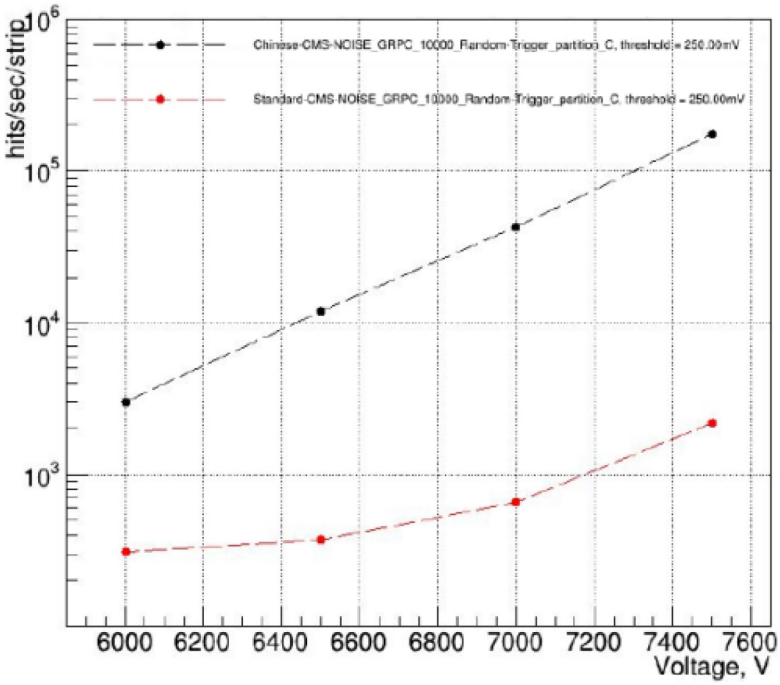


Fig. 5.77 Taux de bruit des partitions C des chambres en fonction de la tension appliquée. Le seuil est fixé à 250 mV. La chambre en verre standard (de basse résitivité) est en rouge (noir).

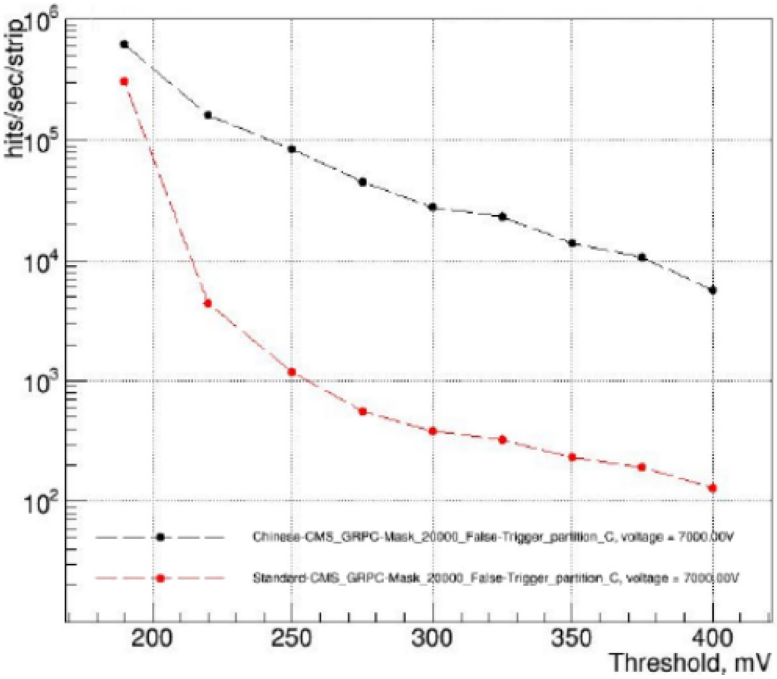


Fig. 5.78 Taux de bruit des partitions C des chambres en fonction du seuil appliqué. La tension appliquée est fixée à 7000 V. La chambre en verre standard (de basse résitivité) est en rouge (noir).

Une investigation approfondie a permis d'améliorer le câblage et notamment sa mise à la masse afin de réduire le bruit. Des tests plus poussés ont également été effectués à Lyon afin de mieux caractériser les FEB et de déceler ceux présentant des défauts. Tout ceci a conduit à la réduction du bruit d'un facteur 100, celui-ci passant de $\sim 10^5$ Hits Strip^{-1} s^{-1} à $\sim 10^3$ Hits Strip^{-1} s^{-1}.

11 Programme d'analyse pour les chambres à électronique CMS

Parallèlement, un programme d'analyse de données de ces chambres plus sophistiqué a été réalisé. Ce programme utilise les données au format ROOT fournies par la DAQ de nos collègues du GIF++.

11.1 Sélection de la zone temporelle du signal

Chaque *timestamp* des *hits* d'un *strip* est réaligné avec le *timestamp* moyen de la chambre en appliquant la formule :

$$T_n^{'} = T_n - \bar{T}_{strip\,n} + \bar{T}_{chambre} \tag{5.13}$$

avec $T_n^{'}$ le *timestamp* du *strip* n aligné, T_n le *timestamp* du *strip* n non aligné, $\bar{T}_{strip\,n}$ le *timestamp* moyen du *strip* n et $\bar{T}_{chambre}$ le *timestamp* moyen de la chambre.

Un ajustement (avec MINUIT) de la distribution des *hits* en fonction du *timestamp* est effectué.

Plusieurs fonctions ont été testées :

- Somme d'une gaussienne et d'une constante :
  $a.e^{-\frac{1}{2}\frac{(x-b)^2}{c}} + d$
- Somme de deux gaussiennes et d'une constante :
  $a.e^{-\frac{1}{2}\frac{(x-b)^2}{c}} + d.e^{-\frac{1}{2}\frac{(x-e)^2}{f}} + g$
- Crystal-Ball :
  $$\frac{1}{b\left(\frac{d}{|c|}\frac{1}{n-1}e^{-\frac{|c|^2}{2}}+\sqrt{\frac{\pi}{2}}\left(1+\mathrm{erf}\left(\frac{|c|}{\sqrt{2}}\right)\right)\right)}\begin{cases} e^{-\frac{1}{2}\frac{(x-a)^2}{b^2}} & \text{si } \frac{x-a}{b} < c \\ \left(\frac{d}{|c|}\right)^d e^{-\frac{|c|^2}{2}}\left(\frac{d}{|c|} - |c| - \frac{x-a}{b}\right)^{-d} & \text{si } \frac{x-a}{b} \geq c \end{cases}$$

où a, b, c, d, e et f sont des paramètres de l'ajustement et $\mathrm{erf}(x)$ est la fonction d'erreur de Gauss[6].

La figure 5.79 (5.80) montre un exemple d'ajustement du nombre de *hits* en fonction du *timestamp* avec les trois fonctions choisies pour les *timestamps* alignés (non-alignés). La somme de deux Gaussiennes et d'une constante à été sélectionnée car elle reproduit le plus justement les distributions de tous les *runs*. La fenêtre temporelle est choisie telle que $T^{'} \in [b-3c, b+3c]$.

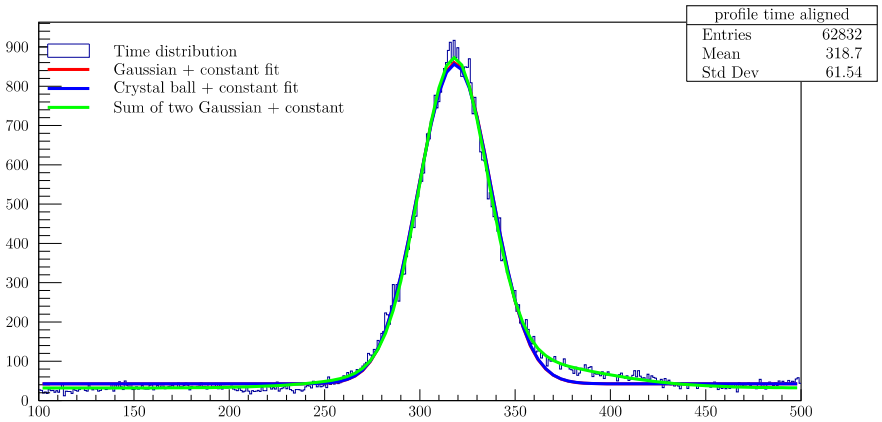


Fig. 5.79 Distribution du nombre de *hits* par *timestamp* des *strips* alignés et ajustement de cette distribution par la somme d'une gaussienne et d'une constante (vert), la somme de deux gaussiennes et d'une constante (rouge) et une Crystal-Ball (bleu).

6. $\mathrm{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-t^2}\mathrm{d}t$.

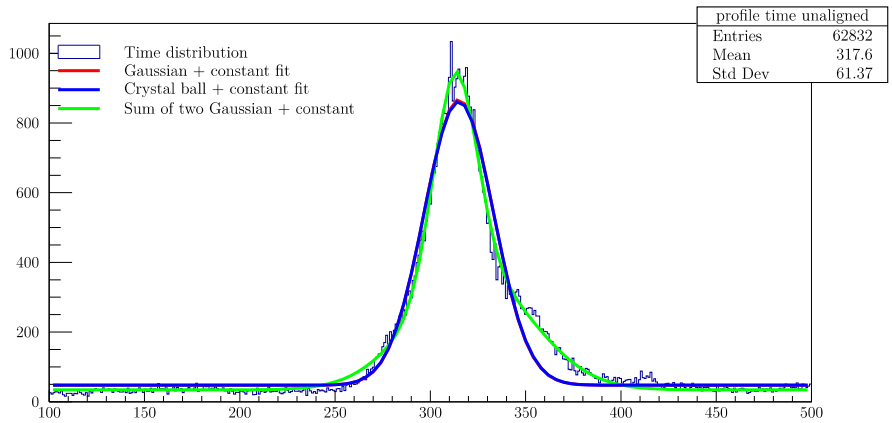


Fig. 5.80 Distribution du nombre de *hits* par *timestamp* des *strips* non-alignés et ajustement de cette distribution par la somme d'une gaussienne et d'une constante (vert), la somme de deux gaussiennes et d'une constante (rouge) et une Crystal-Ball (bleu).

11.2 Contamination de l'efficacité par les *hits* de bruit

Le bruit dans nos chambres étant très élevé, nous avons développé un algorithme afin d'essayer de corriger l'efficacité afin de supprimer sa contamination par les *hits* provenant du bruit.

L'efficacité dans la zone de détection ϵ^{signal} est calculée comme le nombre de déclenchements ayant au moins un *hit* dans la zone temporelle $T^{signal} = [b - 3c, b + 3c]$ et dans la zone spatiale affectée par le faisceau.

$$\epsilon_{signal} = \frac{\sum_{i=1}^{N^{lecture}} \delta_i^{lecture}(N_i^{hits})}{N^{lecture}} \text{où} \begin{cases} \delta_i^{lecture}(N_i^{hits}) = 1 & \text{si } N_i^{hits} > 0 \\ \delta_i^{lecture}(N_i^{hits}) = 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{5.14}$$

où $N^{lecture}$ est le nombre de déclenchements de lecture (nombre de *triggers*).

La partie de la fenêtre temporelle avant le début du passage des particules [7] est découpée en intervalles $I_n = [t_n - t_{win}, t_n + t_{win}]$ où t_n représente le milieu de l'intervalle n et t_{win} la demie largeur de cet intervalle. Pour chaque intervalle n, le nombre moyen de *hits* de bruit $\overline{N_n^{hits}}$ dans l'intervalle n est calculé :

$$\overline{N_n^{hits}} = \frac{\sum_{i=1}^{N^{lecture}} N_{n,i}^{hits}}{N^{lecture}} \tag{5.15}$$

avec $N_{n,i}^{hits}$ le nombre de *hits* contenus dans l'intervalle n du i^{e} déclenchement.

La même procédure que pour la zone de signal est effectuée afin d'obtenir ϵ_n^{bruit} correspondant à l'efficacité que l'on aurait trouvée si la zone temporelle était l'intervalle I_n.

Le taux maximal du nombre de *hits* est ensuite sélectionné $\overline{N_{max}^{hits}}$.

7. La zone correspondant au bruit après le passage des particules n'est pas prise en compte afin d'éviter l'augmentation du bruit dû aux éventuels rebonds et diaphonies qui pourraient survenir après leur passage.

Deux formules de correction de l'efficacité ont été testées :

- $\epsilon_1 = \epsilon^{signal} - k\epsilon^{bruit}$ (5.16)
- $\epsilon_2 = \dfrac{\epsilon^{signal} - k\epsilon^{bruit}}{1 - k\epsilon^{bruit}}$ (5.17)

dans lesquelles

$$k = \frac{1 - \text{Poisson}\left(k = 0, \lambda = \frac{\overline{N_{max}^{hits}} T^{signal}}{T^{bruit}}\right)}{1 - \text{Poisson}\left(k = 0, \lambda = \frac{\overline{N_{max}^{hits}}}{T^{bruit}}\right)} \tag{5.18}$$

où l'on a supposé que le nombre de *hits* de bruit suivait une loi de Poisson :

$$\text{Poisson}\,(k, \lambda) = \frac{\alpha^k}{k!} e^{-\alpha}. \tag{5.19}$$

Le facteur k permet de pondérer ϵ^{bruit}, afin de tenir compte du fait que les intervalles I et T^{signal} ne sont pas égaux. Ce facteur représente le rapport entre la probabilité qu'il y ait au moins un *hit* de bruit dans l'intervalle T^{signal} et la probabilité qu'il y ait au moins un *hit* de bruit dans l'intervalle I.

Un test Monte Carlo a été effectué afin d'estimer le biais des deux méthodes pour chaque paire $(\epsilon^{signal}, \epsilon^{bruit})$. Le nombre de *triggers* a été fixé à 50 000 et $\frac{T^{signal}}{I_{max}} = 3$. Il s'avère que la première formule est biaisée (cf.Fig 5.81).

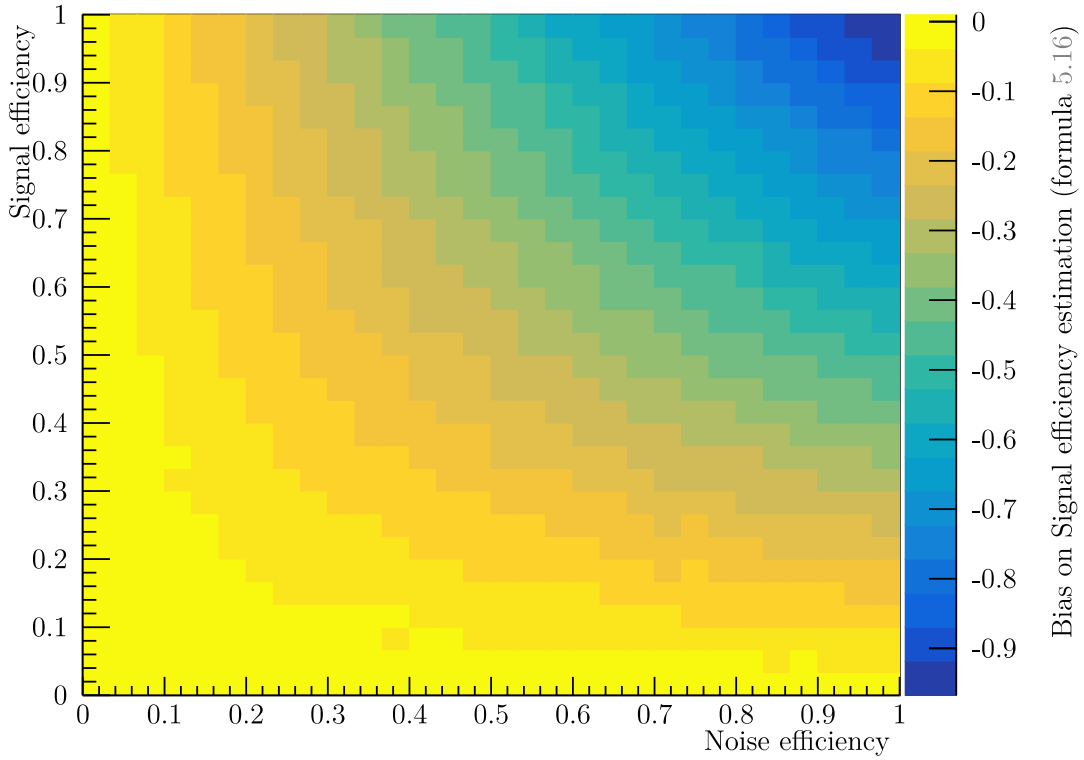


Fig. 5.81 Biais $(\epsilon_{vrai} - \epsilon_{corrigée})$ pour la formule 5.17 de correction de l'efficacité. ϵ_{vrai} est l'efficacité réelle sans contamination par le bruit et $\epsilon_{corrigée} = \epsilon_1$ est l'efficacité trouvée après avoir appliqué la formule 5.16. Les courbes sont obtenues par un programme Monte Carlo où le nombre de *triggers* a été fixé à 50 000.

La formule 5.16 est de plus en plus biaisée à mesure que ϵ_{signal} et ϵ_{bruit} s'approchent de 1. En revanche, la formule 5.17 ne présente presque pas de biais (cf.Fig 5.82).

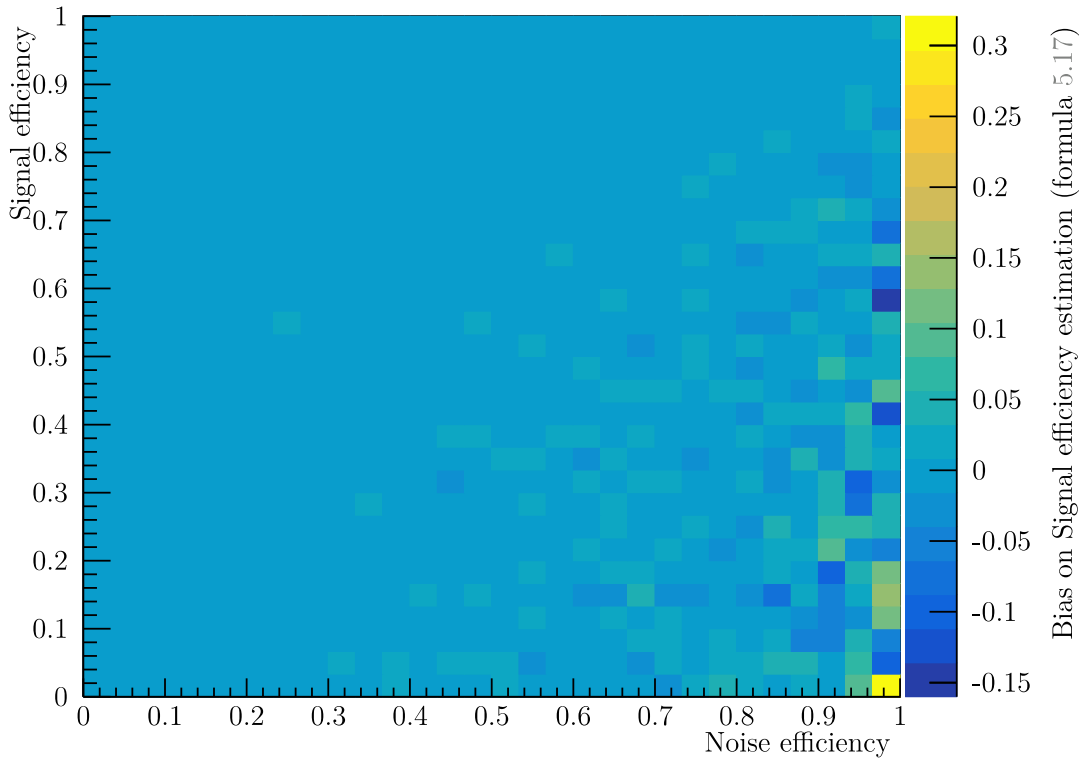


Fig. 5.82 Biais ($\epsilon_{vrai} - \epsilon_{corrigée}$) pour la formule 5.17 de correction de l'efficacité. ϵ_{vrai} est l'efficacité réelle sans contamination par le bruit et $\epsilon_{corrigée} = \epsilon_2$ est l'efficacité trouvée après avoir appliqué la formule 5.17. Les courbes sont obtenues par un programme Monte Carlo où le nombre de triggers a été fixé à 50 000.

Le Monte Carlo permet aussi d'estimer la déviation standard du biais pour la formule 5.17 pour chaque paire ($\epsilon^{signal}, \epsilon^{bruit}$) (cf.Fig 5.83). Le nombre de triggers est fixé à 50 000.

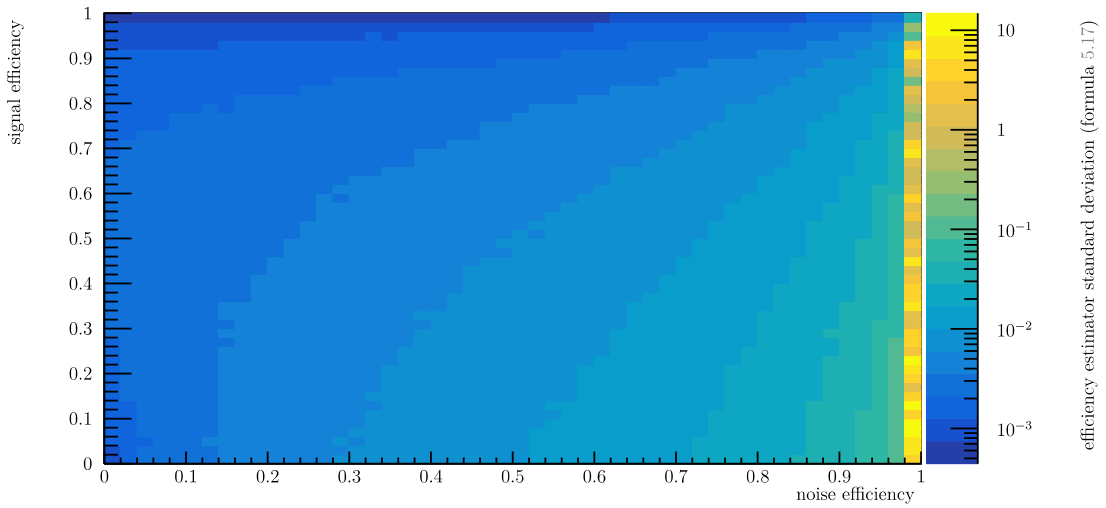


Fig. 5.83 Déviation standard du biais de la formule 5.17. 2 500 000 expériences ont été réalisées au total, réparties dans 50×50 bins.

Le programme effectue également un calcul du taux de bruit et regroupe les *hits* en amas afin de pouvoir calculer la taille de l'amas (*cluster size*) et la probabilité de *streamer* définie comme la probabilité qu'un amas ait un *cluster size* supérieur à 7 *hits*.

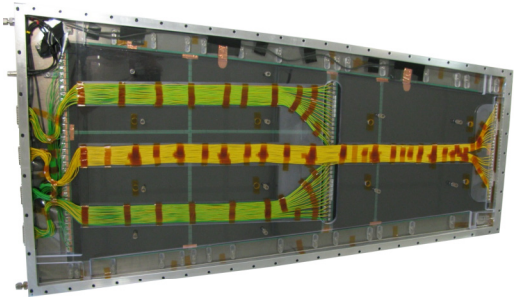
12 Tests au GIF++

La chambre en verre de basse résistivité a été placée au GIF++ en août 2016 puis en octobre 2016.

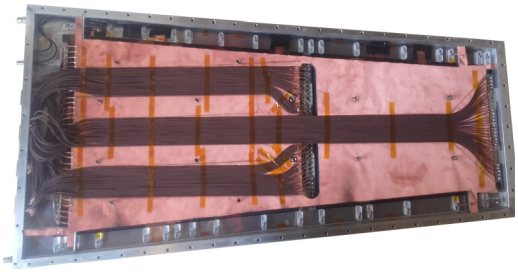
12.1 Amélioration de la chambre RE1/1

Le test en faisceaux du mois d'août nous a permis de comprendre certaines causes du bruit et d'essayer de les supprimer. La chambre a donc subi quelques modifications notamment afin d'améliorer la compatibilité électromagnétique (CEM) [79] :

- Les FEB ont été rapprochées du plan de masse (cf.Fig 5.84(b.2)). En effet, du fait de leur empilement, certaines des FEB s'en trouvaient éloignées, ce qui créait des perturbations par effet capacitif entre les soudures des FEB du haut et celles du bas.
- Le support des FEB, précédemment en plexiglas (cf.Fig 5.84(b.1)) a été remplacé par une plaque d'aluminium (cf.Fig 5.84(b.2)) afin d'assurer une bonne masse au FEB ainsi que la continuité de la masse avec le capot.
- Le câblage a été revu afin d'améliorer la connexion à la masse et d'éviter un éventuel effet antenne.
- Les câbles à l'intérieur de la chambre (cf.Fig 5.84(a.1)) ont été remplacés par des câbles coaxiaux et un plan de masse en cuivre a été installé (cf.Fig 5.84(a.2)). Une extrémité de la masse des câbles coaxiaux a été soudée à ce plan de masse relié à la cassette afin d'éviter la diaphonie entre les câbles.

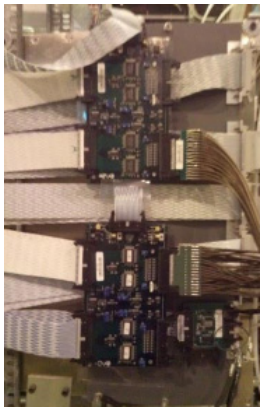


(a.1) Intérieur de la chambre avant amélioration.

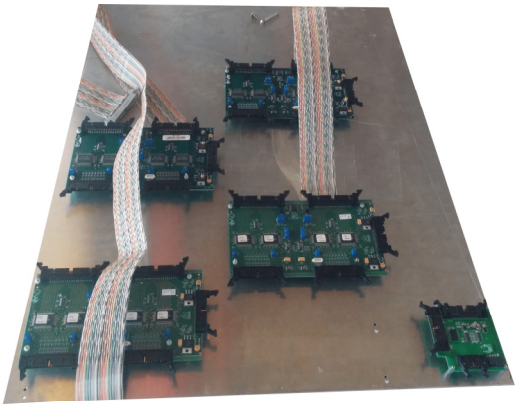


(a.2) Intérieur de la chambre après amélioration.

(a) Intérieur de la chambre.



(b.1) Extérieur de la chambre avant amélioration.



(b.2) Extérieur de la chambre après amélioration.

(b) Extérieur de la chambre.

Fig. 5.84 Comparaison entre la chambre de basse résistivité avant les améliorations (gauche) et après (droite).

Grâce aux améliorations apportées à la chambre, la diaphonie semble être devenue négligeable, ce qui a permis d'utiliser l'ajustement de la distribution du nombre de *hits* avec une gaussienne plus un terme constant (cf.Fig 5.85).

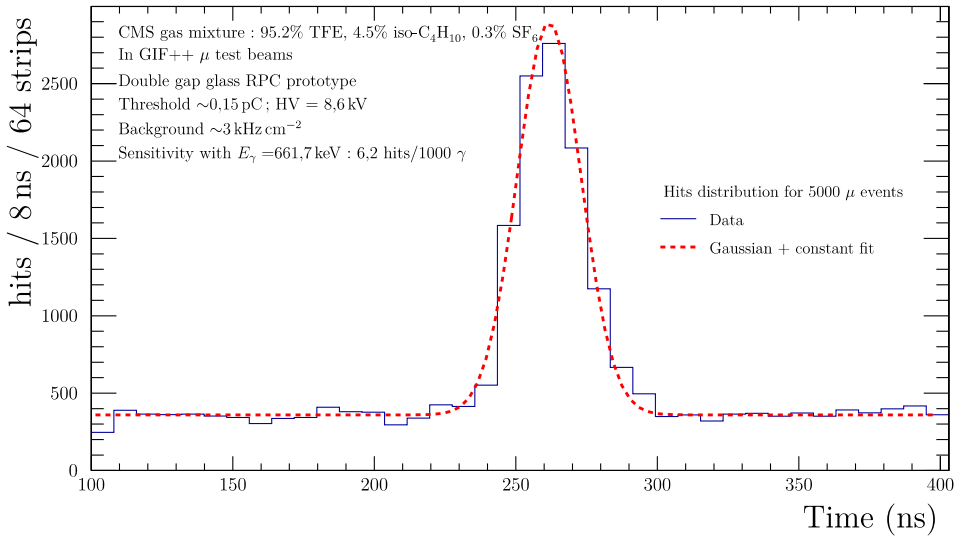


Fig. 5.85 Distribution temporelle des *hits*. La distribution correspond à 5000 événements déclenchés par des muons. La tension appliquée est fixée à 8,6 kV et le seuil à 0,15 pC. Le signal provenant des muons est observé autour de $t_0 = 270$ ns et peut être ajusté par la somme d'une Gaussienne de résolution $\sigma = 11$ ns et d'une constante. La zone du signal correspond à une fenêtre de $\pm 3\sigma$ autour de t_0. Le flux de γ de la source est estimé à 3 kHz cm^{-2}.

.

Des scans en haute tension ont été effectués pour plusieurs valeurs de l'atténuateur de la source. Le programme d'analyse a permis de calculer l'efficacité (cf.Fig 5.86), la taille moyenne d'un amas (*cluster size*) (cf.Fig 5.87) et la probabilité de *streamer* comme définie précédemment (cf.Fig 5.88).

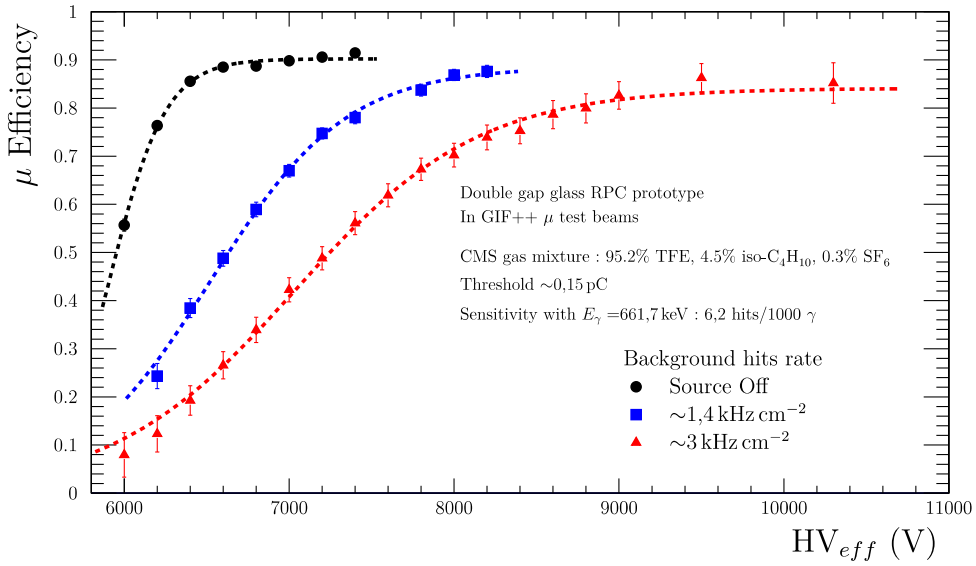


Fig. 5.86 Efficacité de détection des muons en fonction de la tension appliquée pour différents taux estimés d'avalanches produites par les γ de la source.

La valeur de l'efficacité est prise comme le centre de l'intervalle $[\epsilon_2, \epsilon^{signal}]$ où ϵ_2 est l'efficacité obtenue par la formule 5.17 et ϵ^{signal} est l'efficacité sans correction. L'erreur totale sur l'efficacité est donnée par :

$$\sqrt{\frac{\left(\epsilon^{signal} - \epsilon_2\right)^2}{4} + \epsilon_{stat}^2} \tag{5.20}$$

où ϵ_{stat} est l'erreur statistique.

On remarque que l'efficacité reste supérieure à 80% même pour un flux de gammas estimé à 3 kHz cm^{-2}. Le plateau se déplace de plus en plus vers les hautes tensions à mesure que le flux de gammas augmente ; cela est dû à l'effet d'écrantage. L'efficacité ainsi obtenue n'est cependant pas optimale. En effet, le centre du faisceau était proche de la zone morte d'environ 2 cm entre les partitions B et C, au milieu de la chambre, créée pour faire passer les câbles récoltant les signaux de ces partitions (cf.Fig 5.84(a.2)). En considérant le fait que le faisceau avait une largeur d'environ 2 cm, la perte d'efficacité due à cette zone morte a été estimée à 10%.

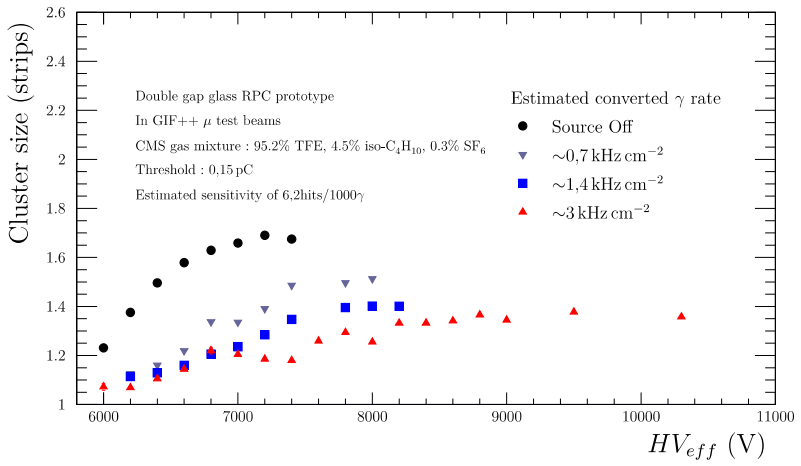


Fig. 5.87 Taille moyenne d'un amas (*cluster size*) en fonction de la haute tension appliquée pour différents taux estimés d'avalanches produites par les γ de la source.

On peut remarquer que le *cluster size* reste en dessous de 1,8 et baisse lorsque que l'on augmente le flux de particules de la source. Cette réduction peut s'expliquer par l'effet d'écrantage déjà mentionné.

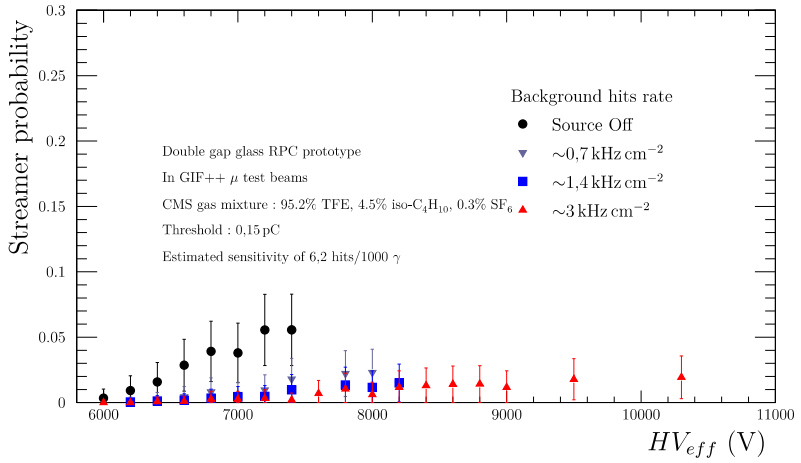
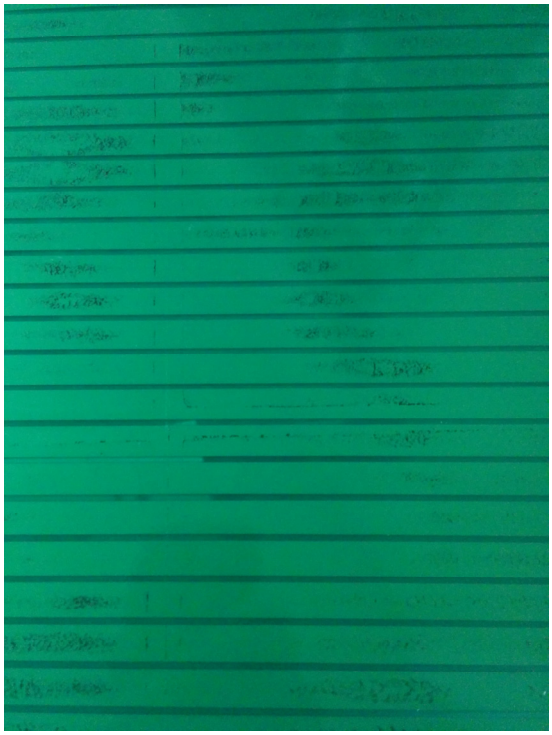


Fig. 5.88 Probabilité du passage en mode *streamer* en fonction de la haute tension appliquée pour différents taux estimés d'avalanches produites par les γ de la source.

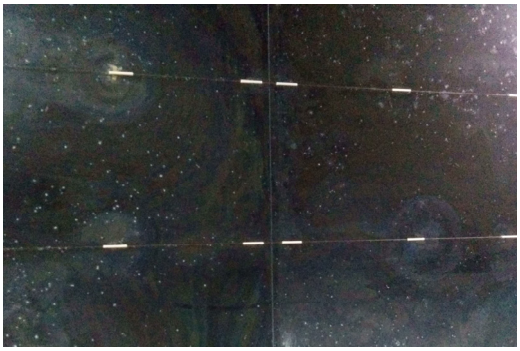
La probabilité de *streamer* reste inférieure à 10% lorsque la source de γ est OFF et est négligeable en présence d'un flux de γ supérieur à 0,7 kHz cm^{-2}.

Après le test en faisceaux, nous avons procédé à l'ouverture de la chambre. Nous avons découvert que la peinture résistive avait accroché au PCB comportant les *strips* (cf.Fig 5.89(a)). Des dépôts, ainsi que la polymérisation de produits de réaction du gaz, se sont également fixés sur les faces intérieures des électrodes (cf.Fig 5.89(b)) et notamment près des perles servant de *spacer* (cf.Fig 5.89(c)).



(a) La peinture résistive s'est fixée sur le PCB.

(b) Polymérisation des produits de réaction du gaz.



(c) Dépôt le long des fils de pêche et des perles.

Fig. 5.89 Différents problèmes observés à l'ouverture de la chambre.

À certains endroits, le verre a même été attaqué. Ceci pourrait expliquer le bruit important ($400\,\mathrm{Hz\,cm^{-2}}$) et semble compatible avec les observations faites sur les chambres de petites dimensions. Cependant, la circulation du gaz était régulière et les tuyaux étaient en cuivre afin d'éviter la contamination du gaz par l'humidité. Un test de l'humidité sur la ligne de gaz n'a pas révélé de contamination (750 ppm pour notre ligne sèche contre 12 000 ppm pour la ligne humide). Ceci nous a amenés à penser que le gaz de CMS n'était peut-être pas adapté à ces chambres. De plus nos collègues chinois nous ont signalés que le taux de SF_6 était peut-être trop faible pour ces verres. L'attaque du verre par le gaz a dû être accéléré par les valeurs du courant lors de l'augmentation de la haute tension (>10 kV) par rapport à la valeur de fonctionnement typique de 7 kV.

13 Étude du bruit et du courant en fonction du pourcentage de SF_6

Afin de réaliser des les tests de bruit en fonction du pourcentage de SF_6 dans le mélange gazeux, la chambre a été démontée et les verres nettoyés de leur peinture. Les verres ont été retournés et repeints sur les côtés intacts avant d'être remontés, faces abîmées en dehors des *gaps*. Le PCB a été changé et une couche de Mylar a été insérée entre les verres et celui-ci. De plus, lors des tests après montage, nous avons constaté des créations de plasma entre les couches des verres sur leurs bords. Un film de Kapton a donc été ajouté sur ces bords. Le gaz utilisé est celui de ILC (TFE, CO_2, SF_6). En parallèle, un test avec une nouvelle chambre $32 \times 30\mathrm{cm}^2$ utilisée au GIF++ a été effectué au CERN avec le gaz de CMS, l'électronique basée sur les HARDROC et le PCB à *strips*.

La chambre de type RE1/1 a été testée sur le banc cosmique décrit précédemment section 9.2, page 108. La carte de test est la même que précédemment. Cependant, afin de mesurer le taux de bruit de la chambre, la coïncidence des scintillateurs a été remplacée par un générateur de fonctions mimant le signal de la coïncidence des scintillateurs à haute fréquence, afin que celle-ci soit largement supérieure au taux de muons traversant la chambre. Les *hits* ainsi enregistrés sont donc majoritairement des *hits* de bruit. Le taux de bruit estimé pour un *strip* n est donné par la formule :

$$N_n^{bruit} = \frac{N_n^{hits}}{N_{trigger}T} \tag{5.21}$$

où N_n^{hits} est le nombre de *hits* enregistrés pendant la prise de mesures, $N_{trigger}$ le nombre de *"false trigger"* produits par le générateur de fonction et T la durée d'une fenêtre d'acquisition.

La figure 5.90 montre le courant dans la chambre de type RE1/1 en fonction du pourcentage de SF_6 dans le mélange de gaz. Pour les mesures prises sur le banc cosmique, un ajustement des tensions en tenant compte de la variation de la température et de la pression est effectué. Cet ajustement applique la même formule que celle de CMS. Les valeurs des courants sont les moyennes de 30 mesures. À titre de comparaison, le courant de la chambre quand celle-ci était au GIF++ avec la source OFF est également présenté. Cependant, ces courants ne sont pas moyennés et aucun ajustement de la tension n'a été effectué.

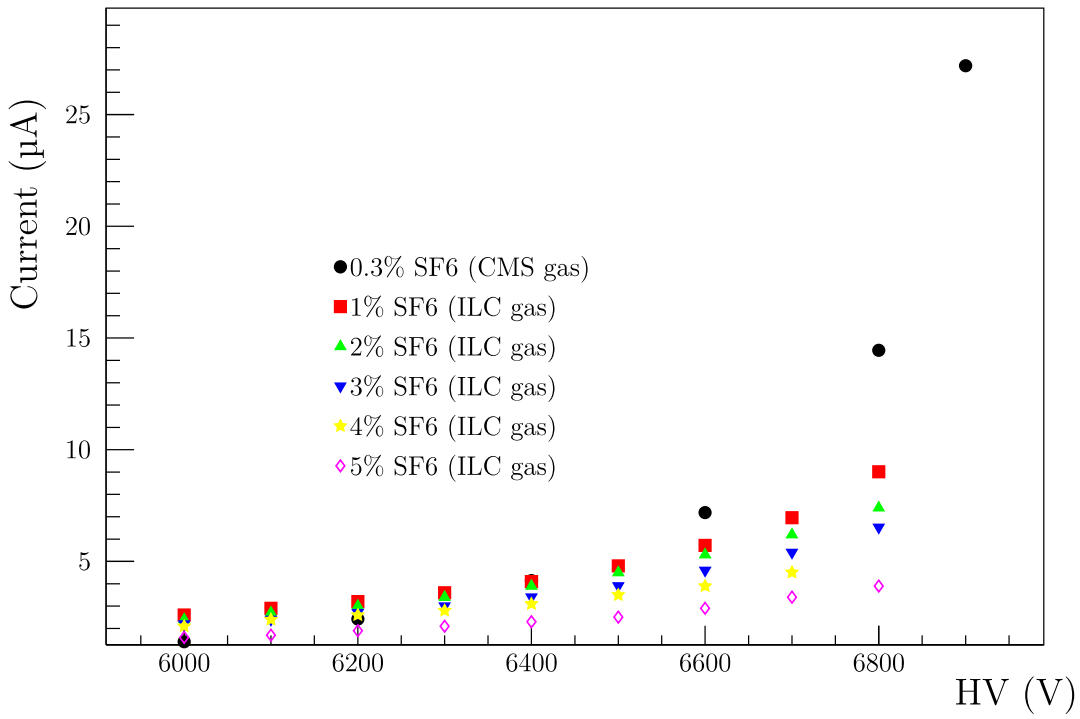


Fig. 5.90 Courant dans la chambre RE1/1 en fonction du pourcentage de SF_6 dans le mélange de gaz de type ILC (TFE, CO_2, SF_6), ainsi que pour le mélange de gaz CMS.

Comme prévu, le SF_6 étant un gaz très électronégatif servant à contrôler l'excès d'électrons lors d'une avalanche, moins celui-ci est abondant dans le mélange de gaz et plus le courant dans la chambre augmente. Cela est dû au fait que les avalanches contiennent plus d'électrons puisqu'ils ne sont pas réabsorbés. La probabilité de *streamer* augmente également, accroissant le courant dans les chambres. Un facteur de $\sim 3-4$ est constaté entre le courant de la chambre avec le mélange à 5% de SF_6 et celui avec le mélange à 0,3% de SF_6.

Le courant mesuré pour la chambre de basse résistivité de taille $32 \times 30\text{cm}^2$ donne des résultats similaires lorsque l'on tient compte de sa surface plus petite que celle de la chambre RE1/1.

Le taux de bruit moyen pour la partition B de la chambre RE1/1 en fonction de la tension pour différentes proportions de SF_6 est montré 5.91.

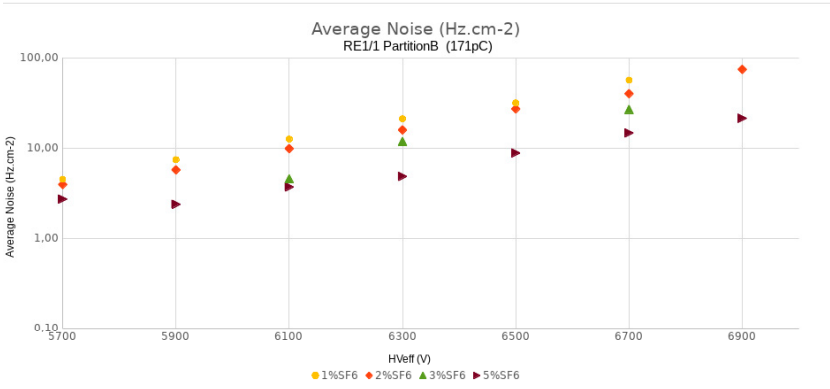
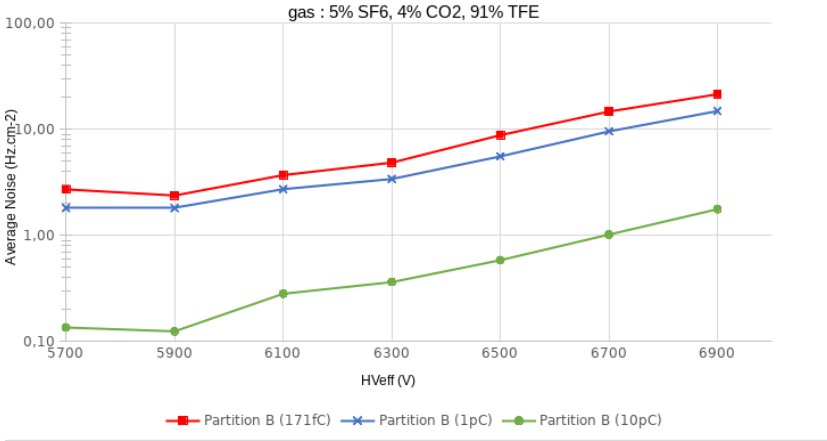


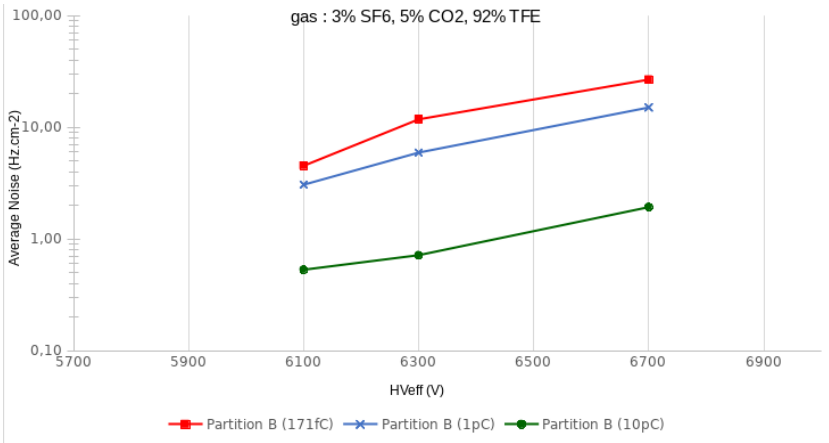
Fig. 5.91 Taux de bruit dans la partition B de la chambre RE1/1 en fonction de la tension appliquée pour différentes proportions de SF_6. Le seuil appliqué est de 0,17 pC.

Le bruit a été réduit par rapport à la période de tests en faisceaux. Ceci peut être dû à une meilleure compatibilité électromagnétique ainsi qu'à la pose du kapton le long des verres. Comme attendu, le taux de bruit augmente à mesure que baisse la proportion de SF_6. Pour le gaz avec 5% de SF_6, le taux de *hits* de bruit est compris entre 10 et 20 Hz cm^{-2}.

Le taux de bruit de la partition B en fonction de la tension pour plusieurs seuils dans le cas du mélange de gaz à 5% et 3% de SF_6 est présenté figure 5.92.



(a)

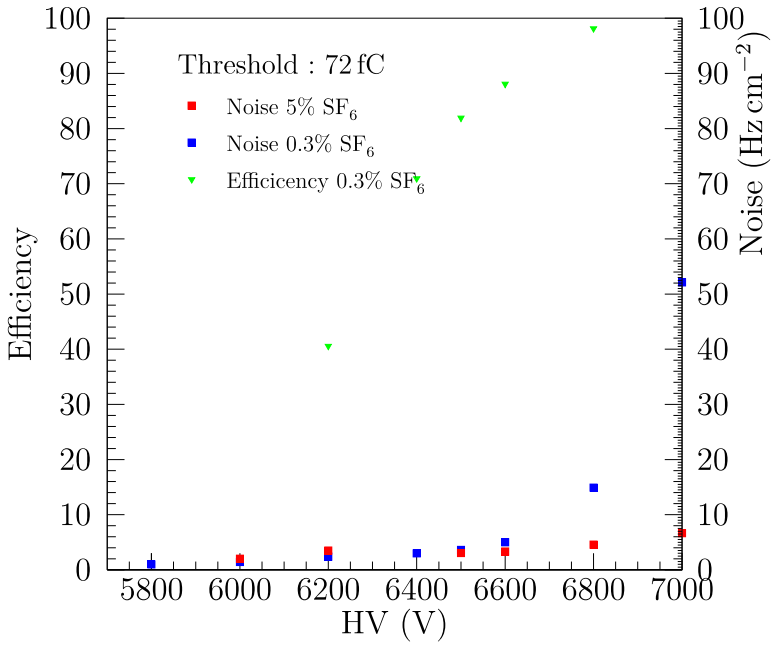


(b)

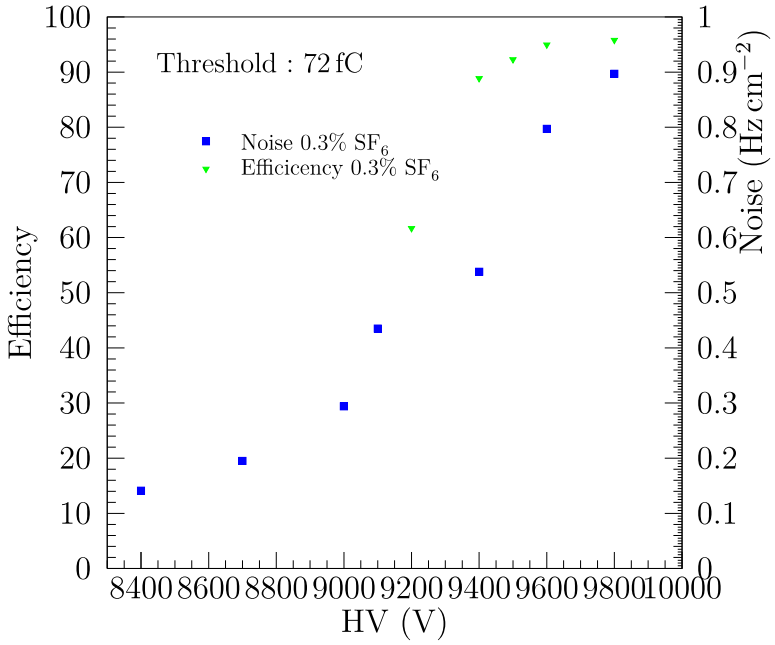
Fig. 5.92 Taux de bruit dans la partition B de la chambre RE1/1 en fonction de la tension appliquée pour différents seuils. La proportion de SF_6 est de 5% (a) et 3% (b).

Pour les chambres placées dans le banc de test au CERN, un scan en tension a été effectué afin de mesurer le taux de bruit et l'efficacité des chambres.

La figure 5.93a (5.93b) montre l'efficacité et le taux de bruit pour la chambre en verre de basse résistivité (en Bakélite) en fonction de la tension appliquée pour le mélange de gaz CMS. Le seuil appliqué est de 72 fC. Dans le cas de la chambre en verre, une étude de l'efficacité en fonction de la haute tension appliquée pour une proportion de 5% de SF_6 a également été réalisée (courbe rouge sur la figure 5.93a).



(a) Efficacité et taux de bruit pour la chambre en verre de basse résistivité.



(b) Efficacité et taux de bruit pour la chambre en Bakélite.

Fig. 5.93 Efficacité (vert) et taux de bruit (bleu) pour la chambre en verre de basse résistivité (a) et en Bakélite (b) pour le mélange de gaz CMS. Le taux de bruit de la chambre de basse résistivité pour le mélange à 5% de SF_6 est également donné (rouge). Le seuil appliqué est de 72 fC.

Les deux chambres présentent une bonne efficacité de détection des muons. La chambre en Bakélite fonctionne parfaitement avec l'électronique à base de HARDROC et à très bas seuils. Cependant la chambre en verre de basse résistivité a un taux de bruit nettement supérieur à la chambre en Bakélite (facteur ~ 7). Les résultats du taux de bruit de la chambre de basse résistivité semblent confirmer ceux obtenus en parallèle à Lyon. Le taux de SF_6 est un facteur très important pour les électrodes en verre de basse résistivité. Vers le point de fonctionnement (7000 V) le taux de bruit pour un mélange composé de 0,3% de SF_6 est multiplié par 5 par rapport au mélange avec 5% de SF_6. De plus, des problèmes de CEM semblent demeurer pour la chambre RE1/1.

Fig. 5.94 Nouvelle chambre 32 cm×30 cm.

14 Tests en faisceaux au GIF++ des chambres $32 \times 30\,\text{cm}^2$ à *strips*

Les deux chambres de 32 cm×30 cm double *gaps* à *strips* (cf. figs 5.26, 5.27 et 5.94), en verre de basse résistivité et en Bakélite, ont été insérées dans le bâti des anciennes chambres de basse résistivité 32 cm×30 cm (cf.Fig 5.95) en octobre 2017. Les nouvelles chambres utilisent l'électronique HARDROC, tout comme les anciennes encore présentes sur le bâti. Cependant, il a été décidé de ne pas utiliser le programme développé section 11, page 114. En effet, celui-ci reposant sur la création de traces afin de calculer l'efficacité des chambres, les anciennes chambres sont nécessaires à leurs créations. Au vu des vieillissements constatés des chambres, nous avons donc décidé d'occulter les données récoltées par celles-ci.

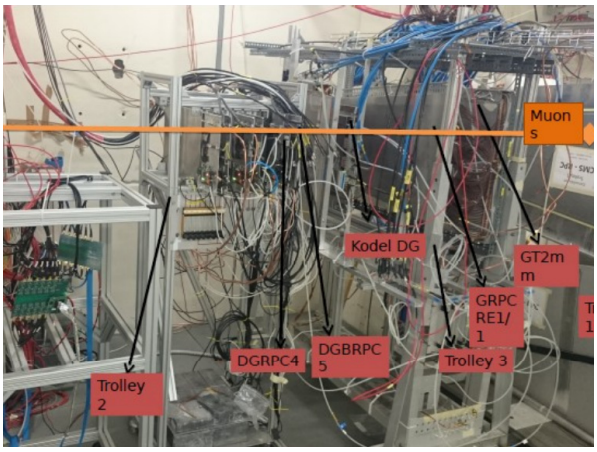
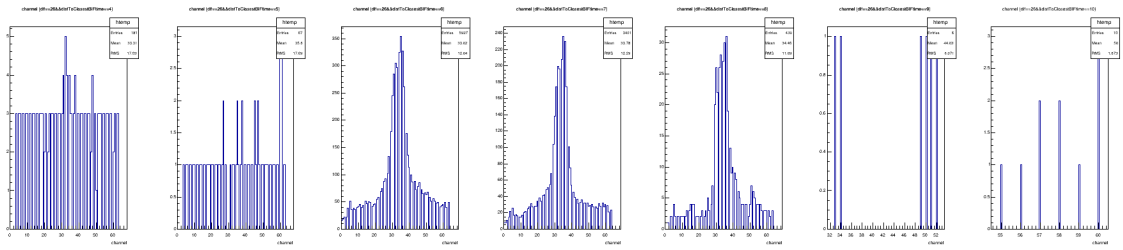


Fig. 5.95 Les nouvelles chambres à *strips* sur leur bâti.

Afin de calculer l'efficacité des nouvelles chambres, le programme développé pour la chambre RE1/1 et basé sur le comptage est utilisé. Les scintillateurs nécessaires à la détection du passage des muons sont ceux fournis par nos collègues du GIF++. Les coïncidences des scintillateurs sont incluses dans les données grâce à une DIF configurée pour enregistrer ces coïncidences comme le passage d'un seuil d'un *pad* (cf.Table 5.3) (seuil0 pour le déclenchement d'un scintillateur, seuil1 pour le déclenchement de l'autre et seuil2 pour la coïncidence des deux scintillateurs). Il est ainsi possible de sélectionner une fenêtre temporelle autour de ces coïncidences, en tenant compte du décalage temporel dû à la longueur des câbles portant le signal des scintillateurs (cf.Fig 5.96).



(a) 0,8 µs (b) 1 µs (c) 1,2 µs (d) 1,4 µs (e) 1,6 µs (f) 1,8 µs (g) 2 µs

Fig. 5.96 Distribution du nombre de *hits* en fonction du numéro du *strip*, pour divers temps avant le signal de la coïncidence des scintillateurs, reçue dans les données LCIO.

Les *hits* correspondant au passage du faisceau arrivent donc entre 1,2 µs et 1,6 µs avant les données de coïncidence des scintillateurs. Une fenêtre de temps centrée sur le temps $t_{scinti} - t_{retard}$ avec $t_{retard} = 1{,}4\,\mu s$ est ensuite extraite des données LCIO pour chaque trigger. Un convertisseur permet alors de passer les données du format LCIO au format ROOT. Il est ainsi possible de tourner sur les données des HARDROC comme s'il s'agissait de données venant de l'électronique de CMS.

Ce test en faisceaux a démontré l'utilité du elog. En effet, un programme en PYROOT a été réalisé afin d'accepter en entrée les données du elog sous forme CSV et de générer en sortie des graphiques permettant de suivre les *runs* pris et leurs paramètres et d'améliorer la décision des types de *runs* qu'il restait à prendre (cf.Figs 5.97, 5.98, 5.99, 5.100). Le programme a permis également de créer automatiquement les listes de *runs* à utiliser selon le type de graphique à produire.

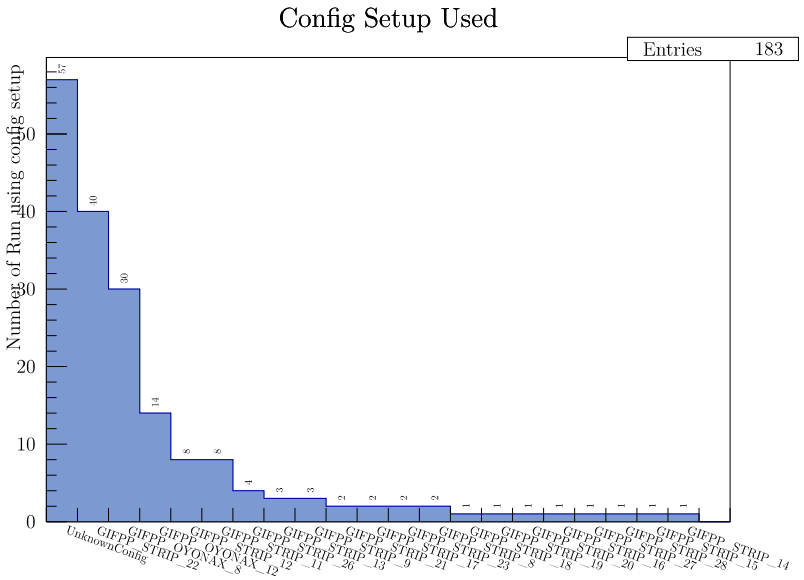


Fig. 5.97 Distribution du nombres de *runs* en fonction du nom de la configuration dans la *database*.

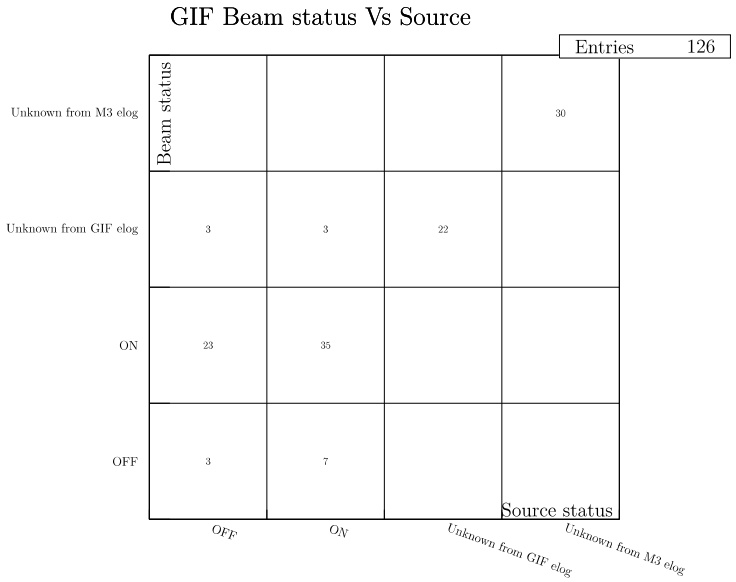


Fig. 5.98 Corrélation entre le statut du faisceau et le statut de la source pour les 126 *runs* ayant été inscrits dans le bon elog. 30 *runs* ont été écrits dans le mauvais elog (M3) suite à une erreur de configuration.

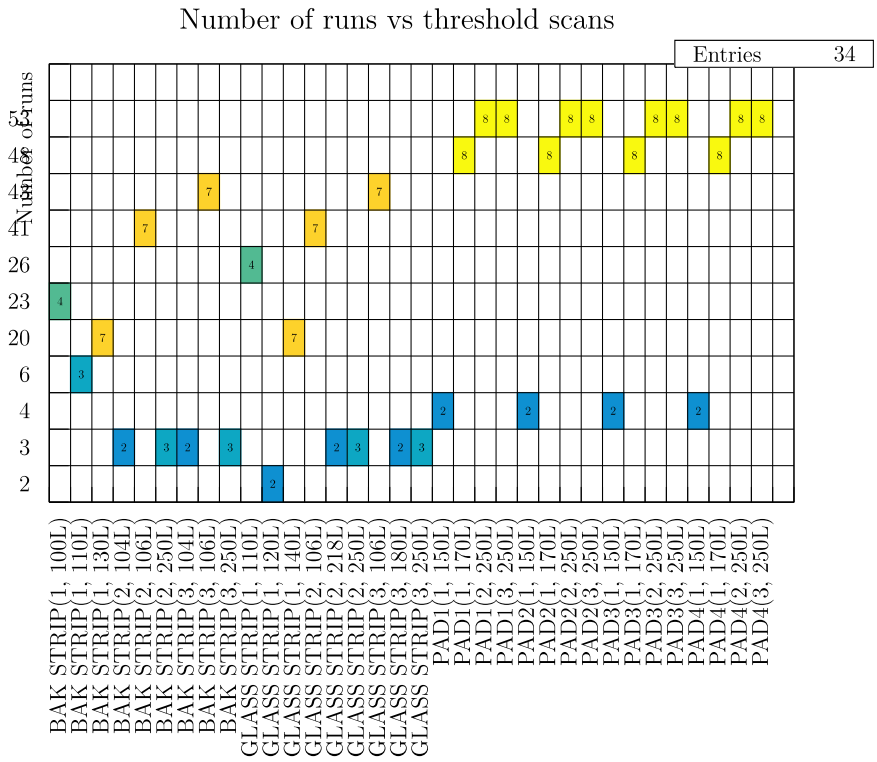


Fig. 5.99 Nombre de *runs* en fonction du seuil, l'axe z étant le nombre d'atténuateurs de la source pour les seuils correspondants. Un exemple avec "PAD1(3,250L)" qui représente le nom de la chambre (PAD1), le numéro du seuil (i' =1,2 ou 3) et la valeur $\mathrm{DAQ}_{i=i'-1}$ appliquée (250) (cf.Eq 5.2).

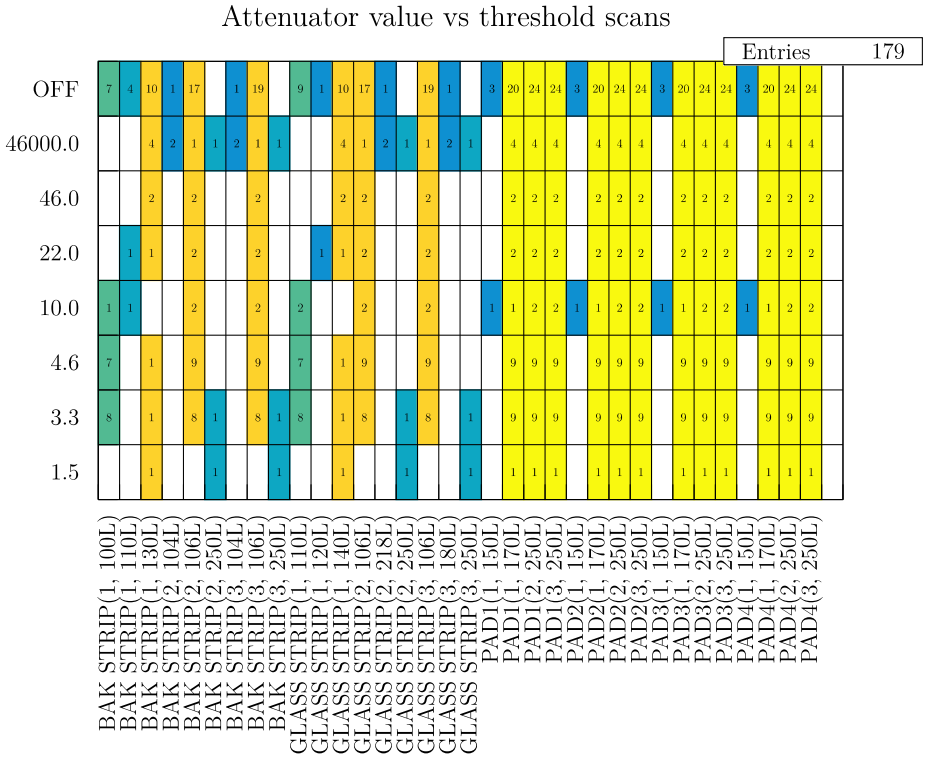


Fig. 5.100 Valeur de l'atténuateur de la source en fonction du seuil, la couleur (le numéro) de l'axe z représente le nombre de valeurs d'atténuateur prises (de *runs* pris avec cette valeur d'atténuateur). Un exemple avec "PAD1(3,250L)" qui représente le nom de la chambre (PAD1), le numéro du seuil (i' =1,2 ou 3) et la valeur $\mathrm{DAQ}_{i=i'-1}$ appliquée (250) (cf.Eq 5.2).

14.1 Efficacité en fonction du seuil

Le résultat principal de ce test en faisceaux est l'efficacité en fonction du seuil appliqué à la chambre en verre de basse résistivité (en Bakélite) montrée figure 5.101 (5.102). Celui-ci peut être réalisé grâce à la grande plage de seuils applicables au HARDROC.

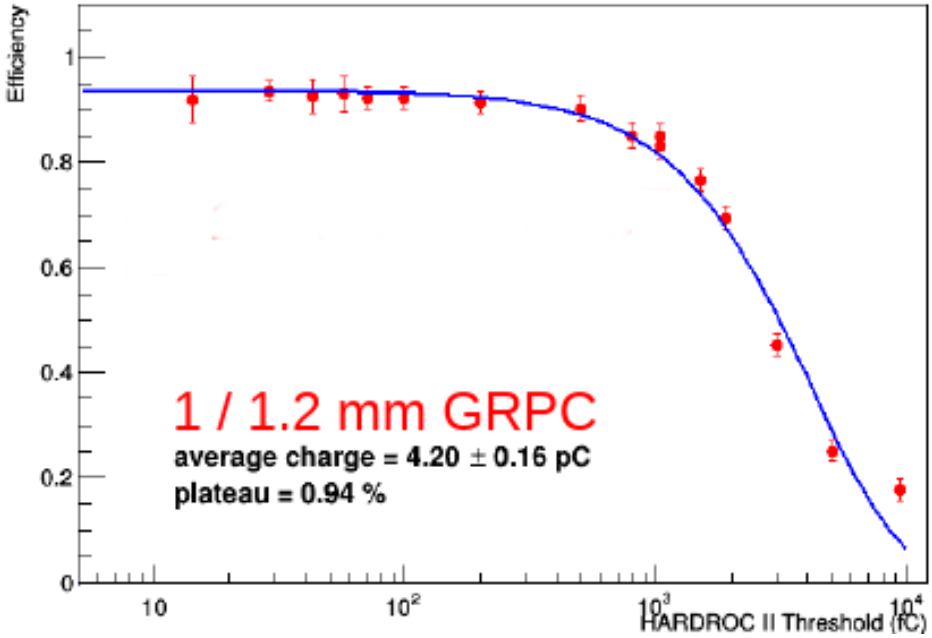


Fig. 5.101 Efficacité en fonction du seuil appliqué pour la chambre en verre de basse résistivité. La tension appliquée est fixée à 6800 V.

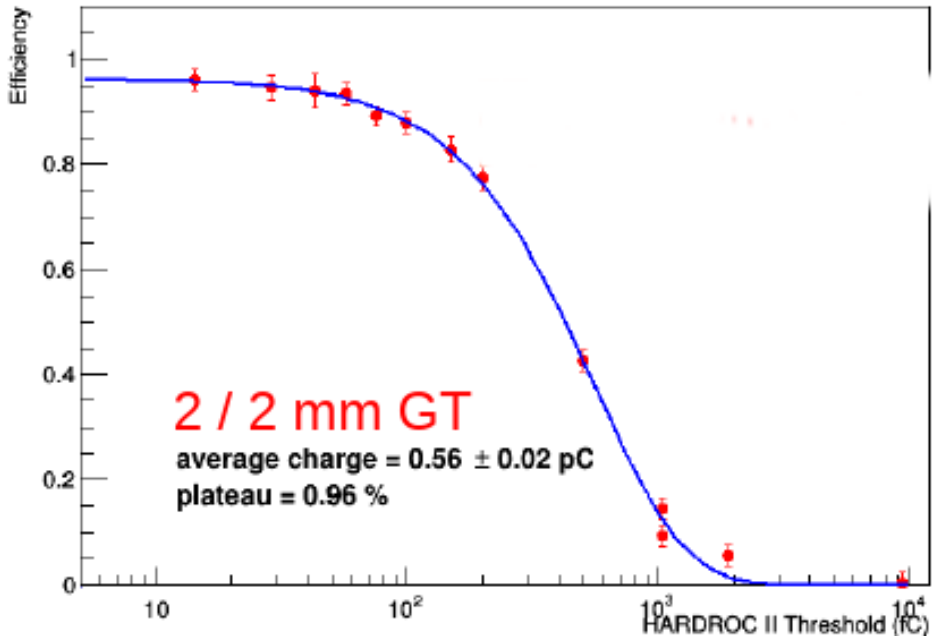


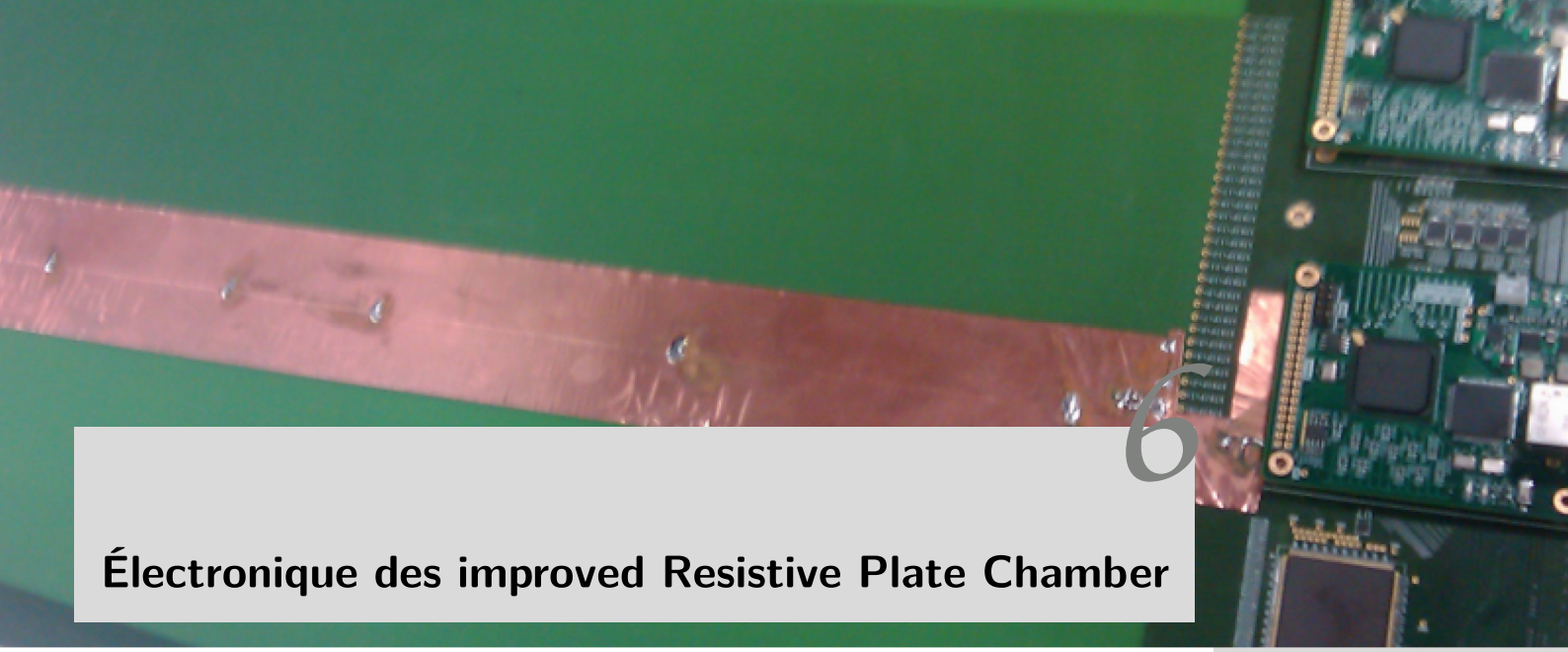
Fig. 5.102 Efficacité en fonction du seuil appliqué pour la chambre en Bakélite. La tension appliquée est fixée à 9300 V.

Les deux chambres ont un plateau proche de 95%. Ce test a permis de démontrer que l'électronique à base de HARDROC fonctionne correctement avec les chambres composées d'électrodes en Bakélite.

L'intégration de ces courbes permet d'en déduire la charge moyenne récoltée par l'électronique lors d'un trigger. On remarque que la charge récoltée est environ 7,5 fois plus importante pour la chambre en verre de basse résistivité (4,2 pC) que pour celle en Bakélite (0,56 pC).

15 Conclusion

Le comportement des chambres constituées d'électrodes de verre de basse résistivité a été analysé lors de nombreux tests en faisceaux (DESY, PS, SPS, GIF++). Tous ces tests ont montré que ces chambres sont capables de supporter des flux de particules importants tout en conservant une très bonne efficacité. Deux types de mélanges gazeux ont été testés (ILC et CMS) ainsi que plusieurs mélanges comportant diverses proportions de SF_6. La proportion de SF_6 s'avère être un facteur important du bruit des chambres construites avec ces verres. Dans le cas du mélange de CMS (0,3% de SF_6) le taux de bruit est de l'ordre de $50\,\mathrm{Hz\,cm^{-2}}$. Le vieillissement au GIF++ a montré les limites de notre installation de gaz. Un dispositif mieux adapté a été réalisé, mais les chambres avaient déjà souffert de notre mauvaise installation. Deux solutions ont été apportées afin de construire des chambres de grandes dimensions (RE1/1) avec ces verres, dont la dimension ne peut excéder $32 \times 30\mathrm{cm}^2$. La méthode par fixation mécanique a été retenue car elle n'utilise pas de colle qui pourrait se dégrader avec le temps et les radiations. L'étanchéité de cette chambre est également assurée par la cassette elle-même, évitant ainsi le gonflement de la couche de gaz entre les électrodes. Cependant, une étude plus approfondie de la CEM de cette chambre est nécessaire afin de réduire encore le bruit. Cette chambre a cependant montré une très bonne efficacité ($\sim$90%) même à un flux de γ de $3\,\mathrm{kHz\,cm^{-2}}$, soit 3 fois le flux demandé dans le TDR. Finalement, des tests ont montré que l'électronique à base de HARDROC fonctionne parfaitement avec des chambres en Bakélite.



6 Électronique des improved Resistive Plate Chamber

Contenu :

1 Principe de fonctionnement **131**
2 Le Prototype **132**
2.1 Le TDC 132
2.2 L'ASIC PETIROC2 133
3 Résolution temporelle du PCB **134**
4 Test en faisceaux au SPS (mai 2017) **134**
4.1 Format de données 135
4.2 Programme d'analyse 136
4.3 Résultats 137
5 Conclusion **139**

Ce chapitre présente le développement d'un nouveau type de PCB avec lecture des deux côtés des *strips*. Cette configuration permet, grâce au temps de propagation du signal, de connaître la position du *hit* le long du *strip* touché. Les premiers résultats obtenus lors de tests en faisceaux au SPS en mai 2017 sont également décrits.

1 Principe de fonctionnement

Chaque chambre actuelle de CMS a un PCB segmenté en trois zones selon η appelées "η segments", chaque η segment contenant 32 *strips*. Lors du passage d'un muon, la position de celui-ci selon η n'est connue qu'avec une résolution correspondant à la longueur du *strip* touché.

Afin de résoudre ce problème et d'éviter la segmentation en η du PCB, un type de PCB permettant la lecture des deux côtés des *strips* a été proposé (cf.Fig 6.1).

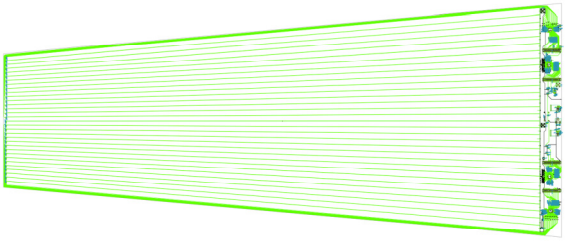


Fig. 6.1 Schéma du PCB permettant la lecture des deux côtés des *strips*.

Les *strips* font toute la longueur de la chambre, chaque extrémité des *strips* est reliée à une voie d'électronique. Le retour du *strip* est effectué sur les côtés du PCB, dans une zone protégée par un blindage relié à la masse afin que le retour ne soit pas affecté par le passage des particules.

Ce type de configuration permet de connaître la position d'un *hit* le long du *strip*. En effet,en posant L la longueur de la ligne (*strip* et retour), T_1 et T_2 le temps de propagation du signal pour rejoindre l'un et l'autre côté de la ligne, T le temps d'arrivée du signal sur le *strip* et v la vitesse de propagation du signal, la position Y du *hit* le long du *strip* s'écrit :

$$Y = \frac{L}{2} - \frac{v(T_2 - T_1)}{2} \tag{6.1}$$

Le temps d'arrivée du signal peut également être calculé :

$$T = -\frac{(T_1 + T_2)}{2} + \frac{L}{2v} \tag{6.2}$$

2 Le Prototype

Afin d'étudier la faisabilité, un PCB de 50 cm de long a été réalisé (cf.Fig 6.2). Il est composé de 32 *strip*s espacés de 4 mm. Ces *strips* sont lus de chaque côté grâce à 2 ASIC appelés PETIROC2 [80] de 32 entrées chacun, développés par le groupe OMEGA. Ces ASIC sont utilisés pour mettre en forme les signaux. Deux TDC (appelés mezzanines) de 24 voies chacun et de résolution temporelle 25 ps, développés par nos collègues de Tsinghua, sont utilisés afin de mesurer le temps d'arrivée des signaux envoyés par les PETIROC2.

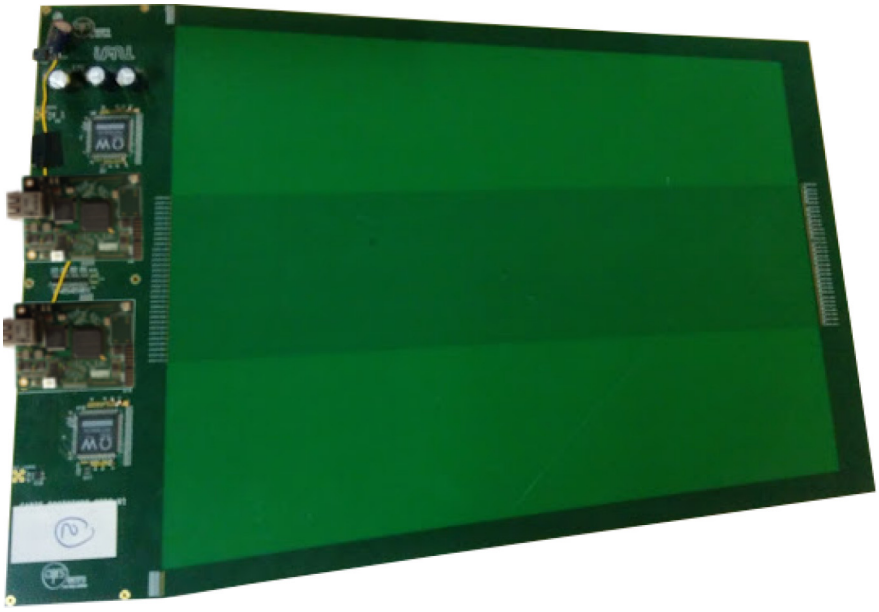


Fig. 6.2 Photo du PCB avec lecture des *strips* des deux côtés.

2.1 Le TDC

Le TDC fourni par nos collègues chinois possède 24 voies et une résolution temporelle de 25 ps. Il est basé sur un FPGA de type Cyclone-II. Cette carte reçoit les données des PETIROC2 grâce à des connecteurs à entrées différentielles. En sortie, les données sont envoyées grâce à un port Éthernet utilisant les protocoles TCP [1]/IP [2].

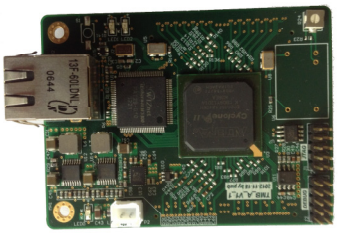


Fig. 6.3 Un TDC fourni par nos collègues de Tsinghua.

1. Transmission Control Protocol.
2. Internet Protocol.

2.2 L'ASIC PETIROC2

Le PETIROC2 (cf.Fig 6.4) repose sur une technologie de fonderie AMS SiGe 0,35 µm. La puce est insérée dans un boitier de taille 4,6 × 42 mm^2, d'épaisseur 1,6 mm et comporte 208 pattes dont 32 voies d'entrée. Le schéma simplifié du PETIROC2 est donné figure 6.5. Chaque voie permet de mesurer le temps de propagation du signal grâce à un TDC intégré et un ADC de 10 bits ainsi que la charge sur 10 bits. La gamme de réglage du seuil, global aux 32 voies, est comprise entre 160 fC et 400 pC. Un ajustement voie par voie est possible grâce à un DAC de 6 bits.

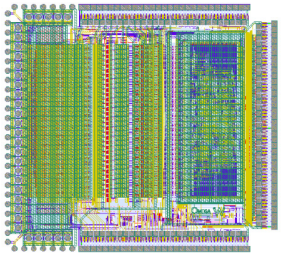


Fig. 6.4 Schéma électronique du PETIROC2.

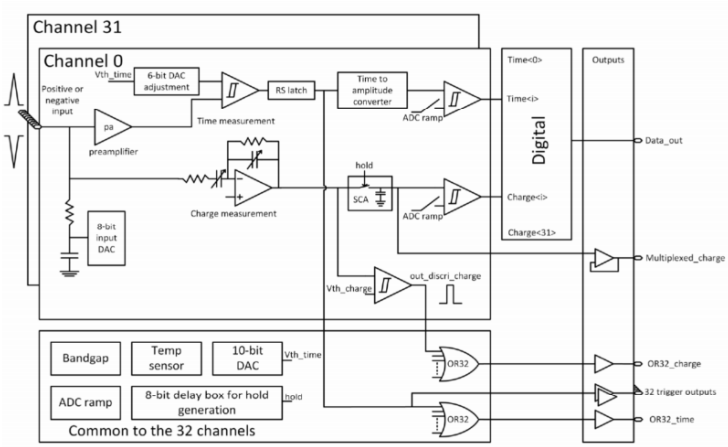


Fig. 6.5 Schéma simplifié du PETIROC2.

Le PETIROC2 possède une gigue[3] faible (< 20 ps pour une charge supérieure à 1,5 mV) (cf.Fig 6.6).

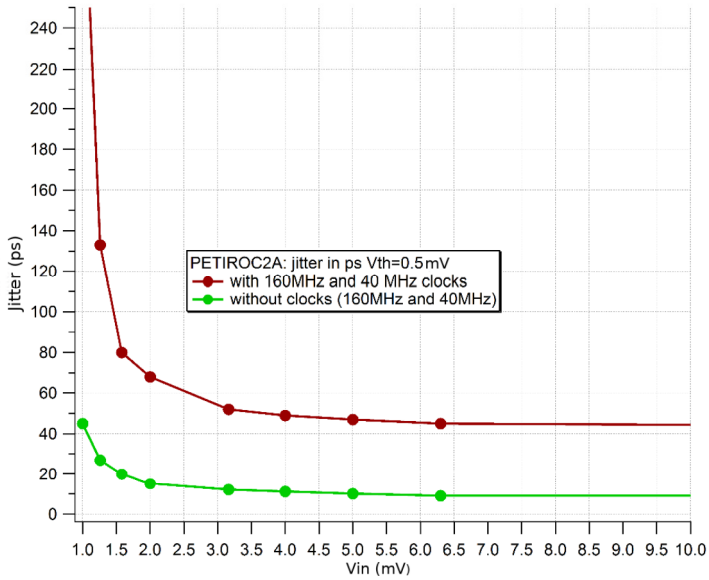


Fig. 6.6 Gigue en fonction de la tension injectée. Le seuil est fixé à 0,5 mV. Dans notre cas, la gigue est donnée par la courbe verte.

3. La gigue ou *jitter* en anglais, provient des fluctuations statistiques et du bruit de l'électronique. À cause de ces fluctuations, deux signaux identiques ne vont pas passer le seuil de déclenchement au même point, donnant ainsi une variation temporelle du point de déclenchement qui dépend de l'amplitude des fluctuations.

3 Résolution temporelle du PCB

La résolution temporelle du PCB a été testée en injectant un signal carré de 10 V d'amplitude et de durée 10 ns à travers un condensateur de 1 pF sur des points de test (en bleu sur la figure 6.2). Un exemple de la distribution temporelle de $T_1 - T_2$ pour un *strip* est donné figure 6.7

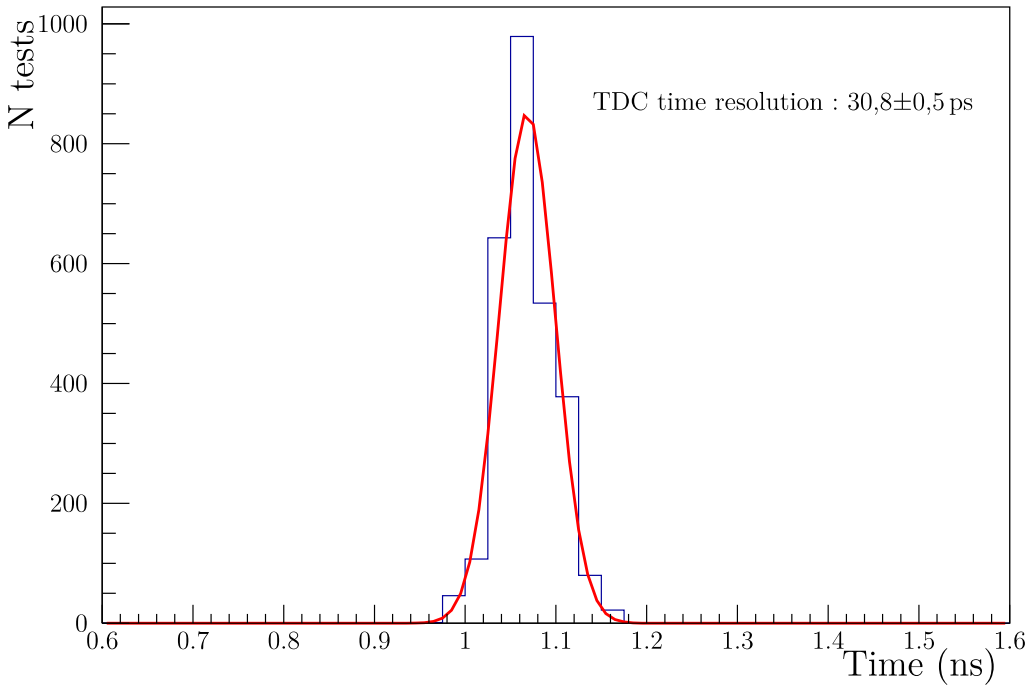


Fig. 6.7 Résolution temporelle d'un *strip* du PCB. Le signal est un échelon de tension d'amplitude 10 V et de durée 10 ns. Le signal traverse un condensateur de 1 pF.

Un ajustement de la distribution temporelle de $T_1 - T_2$ par une Gaussienne est effectué. La valeur moyenne de la Gaussienne n'est pas pertinente car les TDC n'ont pas été calibrés. Cependant, l'écart type σ de la Gaussienne permet de déduire la résolution temporelle du PCB. En effet, en supposant les variables T_1 et T_2 décorrélées on a

$$\sigma_{T_1+T_2} = \sqrt{\sigma_{T_1}^2 + \sigma_{T_2}^2}. \tag{6.3}$$

En supposant de plus que $\sigma_{T_1}^2 = \sigma_{T_2}^2 = \sigma_{elec}^2$

$$\frac{\sigma_{T_1+T_2}}{\sqrt{2}} = \sigma_{elec}. \tag{6.4}$$

La résolution temporelle du PCB est estimée entre 20 ps et 30 ps.

4 Test en faisceaux au SPS (mai 2017)

Deux chambres double *gaps* en Bakélite de *gap* 1,4 mm (1,6 mm) et d'électrodes d'épaisseur 1,4 mm (1,6 mm)[4] ont été instrumentées avec le PCB à *strips* et testées sur la ligne H4 du SPS dans la *North Area* (cf.Fig 2.1). Les chambres ont été posées sur une table de positionnement réglable verticalement et horizontalement (cf.Fig6.8).

Deux groupes de deux PM de 5 cm de largeur sont placés de part et d'autre des chambres. Les PM d'un même groupe sont placés perpendiculairement l'un par rapport à l'autre (cf.Fig 6.8).

4. Ce sont les deux types de chambres privilégiées par le TDR.

Fig. 6.8 Les deux chambres en Bakélite posées sur la table de positionnement.

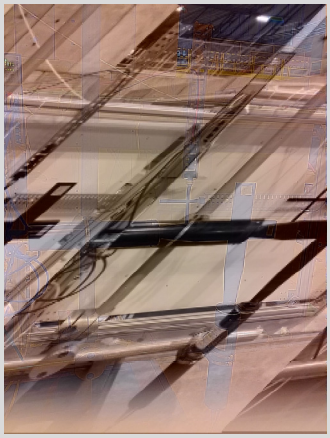


Fig. 6.9 Les différents PM placés d'un côté des chambres.

Deux autres PM de plus petites dimensions (1,2 cm) sont placés d'un côté des chambres afin de réduire la zone de déclenchement (cf.Fig 6.9).

La coïncidence des scintillateurs est envoyée dans les données comme s'il s'agissait du signal d'un *strip*. Chaque mezzanine reçoit le signal de coïncidence.

4.1 Format de données

Les événements sont envoyés par TCP/IP et enregistrés sous forme de blocs binaires. Les informations codées dans ces blocs sont données tableau 6.1. Chaque mezzanine est identifiable par son adresse IP, le côté des *strips* dont elle s'occupe est identifiable par "Numéro mezzanine" (0 ou 1). Pour chaque *strip* touché est enregistré le numéro de la voie du PETIROC2 correspondant, le temps permettant de se repérer dans un événement (BCID) de résolution 200 ns et le temps enregistré par le TDC (Coarse et Fine).

Contenu d'un événement			Taille (octets)
Nombre de mezzanine N_{mez}			4
$N_{mez}\times$	Detector Id		4
	Datasource Id		4
	Event Id		4
	Bunch Crossing Id		8
	Numéro d'évènement		4
	Global Trigger Counter (GTC)		4
	BCID mezzanine		8
	Numéro mezzanine		4
	IP Mézzanine		4
	Nombre de voies touchés N_{touch}		4
	$N_{touch}\times$	Numéro de la voie	1
		BCID Strip	2
		Coarse	4
		Fine	1
Total			$4 + N_{mez} \times (48 + N_{touch} \times 8)$

Table 6.1 Contenu d'un événement et sa taille en octets.

Le démarrage et l'arrêt de l'acquisition sont pilotés grâce à un générateur de fonctions qui envoie un signal créneau. Un événement tel que décrit dans la table 6.1 est envoyé pour chaque créneau. Un signal *"busy"* est activé afin de bloquer la prise de données pendant l'exportation des données vers l'ordinateur.

4.2 Programme d'analyse

Le programme d'analyse est écrit en C++ en utilisant ROOT. Il permet de lire les données binaires et de chercher les *hits* correspondant à la coïncidence des scintillateurs et de déterminer leur temps TDC T_0. Afin de simplifier l'analyse, seuls les événements comportant un seul *hit* de ce type sont sélectionnés. Les événements comportant un nombre de *hits* trop important (> 1000) sont également rejetés.

Pour chaque *hit* de l'événement, le temps d'arrivée T de celui-ci par rapport au signal des scintillateurs est calculé :

$$T^n = T'^n - T_0 \tag{6.5}$$

avec T' la valeur du temps TDC du *hit* n.

Un ajustement par une fonction Gaussienne de la distribution des T^n est ensuite effectué. La distribution présentant de nombreux pics (cf.Fig 6.10), mais seule la zone proche du premier pic (proche du temps T_0) est prise en compte dans l'ajustement. La zone correspondant au signal est ensuite choisie comme étant l'intervalle $[T_0 - 1{,}5\sigma, T_0 + 1{,}5\sigma]$.

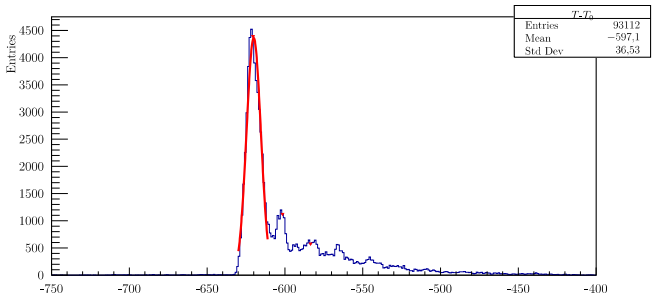


Fig. 6.10 Distribution des T^n pour une chambre et ajustement par une fonction Gaussienne de la zone proche du premier pic.

Pour chaque *strip*, on obtient la distribution des $T_1^{n,s} - T_2^{n,s}$, où $T_1^{n,s} = T'^1_{n,s} - T_0$ est le temps du *hit* n du *strip* s par rapport au temps du signal des scintillateurs T^0 lu d'un côté et $T_2^{n,s}$ celui lu par l'autre côté du *strip*.

La figure 6.11 représente la distribution des $T_2^{n,21}$ de la chambre en Bakélite 1,4 mm.

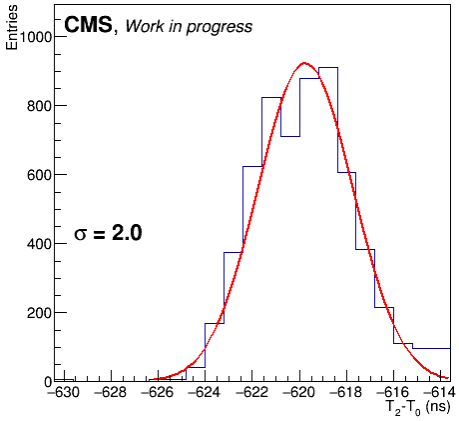


Fig. 6.11 Distribution des $T_2^{n,21}$ de la chambre en Bakélite 1,4 mm.

Cette figure 6.11 permet de déduire que :

$$\sigma_{T_2-T_0} = \sqrt{\sigma_{T_2}^2 + \sigma_{T_0}^2} = 2{,}0\,\text{ns} \tag{6.6}$$

Malheureusement nous ne connaissons pas $\sigma_{T_0}^2$ ce qui nous empêche de déterminer $\sigma_{T_2}^2$. De plus les TDC n'ont pas été calibrés avant le test en faisceaux, ce qui affecte les résolutions.

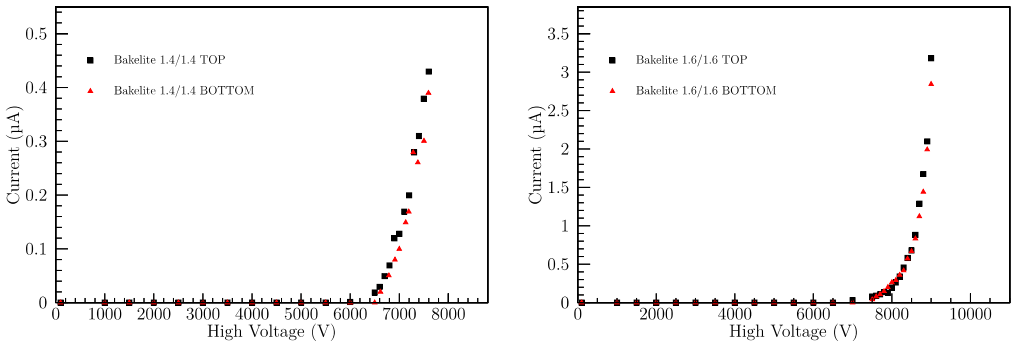
Le programme effectue le calcul de l'efficacité des chambres ainsi qu'une clusterisation d'un côté et de l'autre afin d'obtenir le *cluster size* et la probabilité de *streamer*. Cependant, le signal reçu par les *strips* est très atténué du fait de l'importante épaisseur (1,5 mm) du PCB en plus du Mylar.

4.3 Résultats

Courants

Avant de déterminer les précisions spatiale et temporelle obtenues par ces chambres, nous avons effectué des balayages en tension afin d'obtenir leurs courbes d'efficacités et de courants. Ces chambres étant nouvelles et n'ayant jamais été testées, nous voulions nous assurer de leur bon fonctionnement.

La différence de courants parcourant les chambres entre les périodes sans faisceaux et avec faisceaux en fonction de la haute tension appliquée est donnée par la figure 6.12a (6.12b) pour la chambre 1,4 mm (1,6 mm).



(a) chambre 1,4 mm. (b) chambre 1,6 mm.

Fig. 6.12 Différences de courants parcourant les chambres entre les périodes sans faisceaux et avec faisceaux en fonction de la haute tension appliquée.

Les deux chambres ont un comportement normal. De plus leurs comportements sont identiques si l'on considère leurs différences d'épaisseur d'électrodes et de *gap*.

En effet, en considérant les tensions des figures 6.12a, 6.12b pour lesquelles les courants augmentent linéairement et en les ajustant par une droite, les coordonnées de ces droites nous permettent de calculer la valeur pour lesquelles elles coupent l'axe des abscisses V^c (6768 V et 8396 V respectivement). Les matériaux des chambres et le gaz étant identiques, on peut donc considérer qu'à ces points de fonctionnement les champs électriques sont identiques.

$$E_{1,4;1,4}\,(6768) = E_{1,6;1,6}\,(8396) \tag{6.7}$$

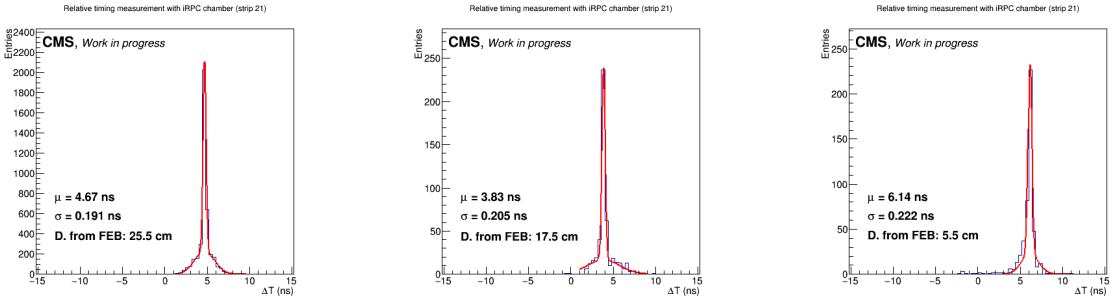
$$\frac{V_{1.4}^c - 2\frac{\rho L I_{1.4}}{S}}{1.4} = \frac{V_{1.6}^c - 2\frac{\rho L I_{1.6}}{S}}{1.6} \tag{6.8}$$

où I est le courant dans la chambre, ρ la résistivité de la Bakélite, L l'épaisseur des électrodes et S la surface des chambres.

En négligeant les pertes par effet ohmique dans les électrodes et en comparant $\frac{V_{1.4}}{V_{1.6}} = 0{,}806$ et $\frac{1.4}{1.6} = 0{,}875$, on peut en déduire qu'avec les hypothèses que nous avons avancées, les chambres ont un même comportement.

Résolution spatiale

Afin d'obtenir la résolution spatiale σ_Y nous avons effectué plusieurs *runs* en bougeant la table de positionnement, déplaçant ainsi la zone des *strips* touchés. Les figures 6.13a, 6.13b et 6.13c montrent la distribution des $T_2^{n,21} - T_1^{n,21}$ pour plusieurs positions de la table.



(a) Distribution des $T_2^{n,21} - T_1^{n,21}$ lorsque le faisceau est à une distance 25,5 cm des mezzanines.

(b) Distribution des $T_2^{n,21} - T_1^{n,21}$ lorsque le faisceau est à une distance 17,5 cm des mezzanines.

(c) Distribution des $T_2^{n,21} - T_1^{n,21}$ lorsque le faisceau est à une distance 5,5 cm des mezzanines.

Fig. 6.13 Distribution des $T_2^{n,21} - T_1^{n,21}$ pour différentes positions de la table.

En ajustant ces distributions par deux gaussiennes[5] et en reportant la valeur moyenne et le σ de la Gaussienne la plus fine pour chaque distance Y on obtient la figure 6.14.

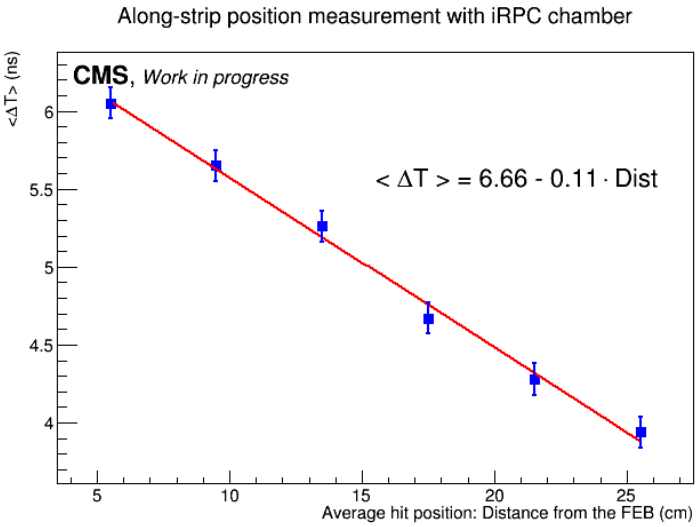


Fig. 6.14 $< \Delta T > = < T_2 - T_1 >$ en fonction de la position Y du détecteur.

En ajustant la figure 6.14 avec une droite et en utilisant la formule 6.1 on trouve :

$$v = 2\frac{\mathrm{d}Y}{\mathrm{d} < \Delta T >} = 2 * \frac{1}{0.11} = 18{,}18\,\mathrm{cm\,ns^{-1}} \tag{6.9}$$

De plus $\sigma_{T_2-T_1} \approx 200\,\mathrm{ps}$. En utilisant la formule 6.1 il vient :

$$\sigma_Y = \sigma_{T_2-T_1}\frac{v}{2} \approx 1{,}8\,\mathrm{cm} \tag{6.10}$$

5. Les impédances n'ayant pas été bien adaptées.

La résolution spatiale a été estimée à 1,8 cm ce qui est très bon compte tenu des problèmes d'adaptations d'impédances et du fait que les TDC n'ont pas été correctement calibrés.

5 Conclusion

Le prototype de lecture des *strips* des deux côtés a été testé avec deux chambres double *gaps* en Bakélite de *gap* 1,4 mm (1,6 mm) et d'électrodes d'épaisseur 1,4 mm (1,6 mm) qui sont les candidates privilégiées par le TDR pour l'intégration dans CMS. Malgré quelques problèmes sur la conception du PCB, nous avons pu montrer qu'il fonctionnait avec les chambres en Bakélite et permettait d'obtenir une résolution spatiale de 1,8 cm, bien meilleure que la résolution correspondant à la longueur des *strips* pour l'électronique actuelle [6], tout en évitant le partitionnement en η. Ce type de lecture permet aussi de limiter le nombre de voies électroniques. En effet, en considérant la solution privilégiée par le TDR de 96 *strips* par chambre, la solution de partitionnement en η nécessite 384 voies de lecture, contre deux fois moins pour le PCB à lecture des deux côtés. Tous ces avantages ont amené à privilégier cette électronique pour le TDR.

6. entre 20,5 cm et 79,72 cm [46].

7 Conclusion et perspectives

Avec la mise à niveau du LHC en HL-LHC prévue pour 2026, la luminosité instantanée et le *pile-up* des événements vont augmenter de façon significative. Afin de faire face à cette augmentation du taux de collisions, le détecteur CMS doit être lui aussi mis à niveau. De nombreux changements dans presque tous ses sous-détecteurs sont prévus.

Dans le trajectographe à muons, et notamment dans les bouchons, le programme d'amélioration prévoit, entre autres, d'instrumenter les zones RE3/1 et RE4/1 avec des RPC de nouvelle génération appelées iRPC. Ces zones, initialement prévues pour être instrumentées par des RPC dès le début de la construction de CMS, en sont aujourd'hui toujours dépourvues en raison du flux important de particules les traversant.

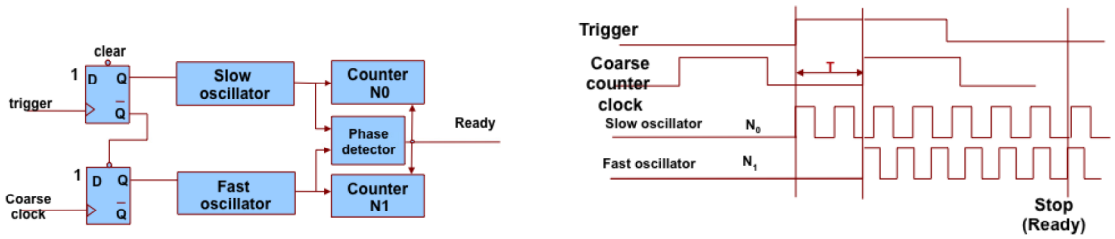
Fort des connaissances et de l'expertise acquises sur les GRPC depuis plus de dix ans, lors de la construction du SDHCAL pour ILC, l'IPNL a décidé de s'investir dans la mise à niveau des bouchons de CMS. Une collaboration avec nos collègues chinois de Tsinghua a permis de proposer l'utilisation de verre de basse résistivité ($10^{10}\,\Omega\,\mathrm{cm}$) comme électrodes pour les chambres RPC dans les zones RE3/1 et RE4/1 à instrumenter.

Cette thèse avait pour but de caractériser ces verres et de vérifier s'ils pouvaient être utilisés pour la construction de chambres RPC en vue de l'instrumentation de ces zones. Pour cela, de nombreux tests en faisceaux au PS, SPS, et GIF++ ont été réalisés. Ces tests ont montré que ce type de verres pouvait résister à des flux de particules très importants pour des RPC : $3\,\mathrm{kHz\,cm^{-2}}$. Nous avons également démontré qu'il était possible de construire des chambres de grande taille (RE1/1) avec ces verres, limités par leur procédé de fabrication à une surface de $32\,\mathrm{cm}\times30\,\mathrm{cm}$. Cependant, ces verres semblent inadaptés au mélange de gaz utilisé dans CMS. Des tests effectués à Lyon et au CERN tendent à démontrer que ce type de verre nécessiterait un mélange gazeux comportant une proportion plus importante de SF_6 que celle utilisée dans CMS afin de réduire significativement le bruit. De plus, étant donné les problèmes rencontrés sur notre installation au GIF++, nous n'avons pas été en mesure de démontrer que ces verres résisteront à 10 ans de prise de données de CMS.

Parallèlement, nous avons proposé un nouveau type de PCB basé sur des ASIC PETIROC2 et permettant de lire les *strips* des chambres des deux côtés. Ce type de lecture permet de supprimer le partitionnement et permet également d'obtenir la position du *hit* le long des *strips*. Des tests effectués en mai 2017 sur la ligne H4 ont ainsi montré que cette position pouvait être connue avec une résolution de l'ordre de 1,8 cm contre une résolution correspondant à la longueur des *strips* actuellement. Ces résultats, très satisfaisants, malgré certains problèmes sur le PCB et l'absence de calibration des *strips*, ont amené la communauté muons de CMS à choisir cette méthode de lecture comme solution privilégiée pour le TDR actuellement en cours de rédaction.

De nombreuses améliorations et adaptations de cette électronique sont dès à présent prévues. La valeur minimale de la gamme dynamique du seuil va être abaissée afin de déclencher sur des signaux de 10 fC, et la technologie SiGe à 350 nm va être remplacée par une technologie CMOS à 130 nm par l'entreprise *Taiwan Semiconductor Manufacturing Company* (TSMC) afin de rendre cet ASIC plus tolérant aux radiations. Son nombre de voies d'entrées va également être augmenté de 32 à 64.

Les mezzanines contenant les TDC vont être remplacées par des FPGA. Une alternative permettant d'intégrer les TDC directement dans les ASIC est également à l'étude. Cette solution présente l'avantage de diminuer la consommation électrique et évite les problèmes de routage des données ; elle reposera sur des TDC utilisant le principe de Vernier (cf.Fig 7.1). Ce type de TDC utilise deux oscillateurs de fréquences très proches l'une de l'autre afin de mesurer le temps.



(a) Schèma de principe du TDC de type Vernier.

(b) Diagramme temporel du principe de Vernier.

Fig. 7.1 Schéma de principe et diagramme temporel du principe des TDC utilisant le principe de Vernier. Le temps calculé par le TDC est donné par $T = N_0 T_{slow} - N_1 T_{fast}$ avec N_0 (N_1) le nombre d'oscillations de l'oscillateur lent (rapide).

Toute cette électronique est placée sur une mezzanine fixée directement sur les chambres (cf.Fig 7.2). Des câbles coaxiaux sont soudés à l'extrémité des *strips* d'un côté et sont reliés de l'autre à une carte raccordée à la mezzanine qui permet, pour chaque câble, d'adapter l'impédance à celle des voies d'entrée des ASIC (∼200 Ω).

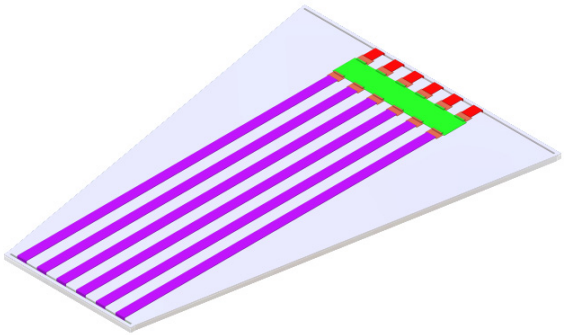


Fig. 7.2 Schéma d'une chambre iRPC avec l'électronique PETIROC2. La mezzanine est en vert. Les câbles coaxiaux venant des deux côtés des *strips* (en violet et en rouge) sont connectés à la mezzanine par des cartes adaptatrices d'impédance (en orange). Le détecteur et le PCB avec les *strips* sont à l'intérieur de la mécanique et ne sont pas visibles.

Les mezzanines seront reliées à la DAQ par des *Low power GigaBit Transceiver* (LpGBT) qui assureront également la connexion entre les ASIC et les TDC (cf.Fig 7.3).

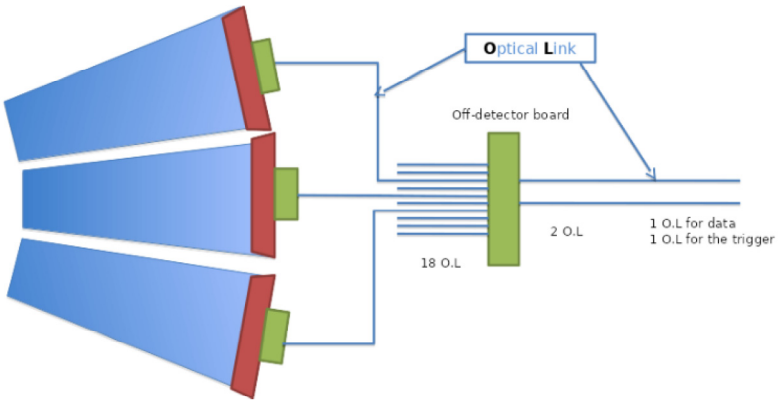


Fig. 7.3 Schéma du système DAQ des nouvelles chambres.

Des prototypes de PCB comportant 96 *strips* et faisant la taille d'une demi-chambre RE3/1 en ϕ[1] (cf.Fig 7.4) ont été fabriqués et sont en phase de test à Lyon. Un autre type incorporant les retours des *strips* directement dans le PCB, ne nécessitant donc pas de câbles coaxiaux, est également à l'étude.

Fig. 7.4 Le prototype de PCB avec lecture des *strips* des deux côtés.

1. Ceci est nécessaire car la fabrication de PCB de grande taille est aujourd'hui très compliquée.

A

Table récapitulative des tests en faisceaux

CETTE table répertorie les différent test en faisceaux effectués et présente également les électroniques, chambres et faisceaux utilisés ainsi que les informations utiles pour chacun de ces tests.

Test	DESY	PS	SPS
Section de la thèse	5.1 (p.84)	5.2 (p.85)	5.3 (p.89)
Date	octobre 2014	juin 2014	juin 2015
Lieu	DESY Allemagne	PS T9 CERN	PS H2 CERN
Type de faisceaux	e^- (continu)	μ (*spill*)	μ (*spill*)
Intensité de faisceaux	9 kHz cm^{-2}	10 kHz cm^{-2}	~8 kHz cm^{-2}
Type de détecteur	*float glass* Basse résistivité	*float glass* Basse résistivité	*float glass* Basse résistivité
Taille des détecteurs	32×30cm^2	32×30cm^2	32×30cm^2
Nombre de détecteurs	1/4	5/3	4/1
Épaisseur des électrodes	1 mm	1 mm	1 mm
Épaisseur du *gap*	1,2 mm	1,2 mm	1,2 mm
Gaz	ILC	ILC	ILC
Type de chambre	*single gap*	7 *single gap* 1 *double gaps*	*single gap*
Type d'électronique	HARDROC	HARDROC	HARDROC
Type de cellules de lecture	*Pad*	7*Pad* 1 *Strip* (cf.Fig 5.26)	*Pad*
Tension de fonctionnement	7,2 kV	7,2 kV	6,9 kV
Seuil de fonctionnement	50 fC	0,13 pC	0,13 pC

Table A.1 Table répertoriant les différents tests en faisceaux.

Test	GIF++ août 2015	Vieillissement	GIF++ mai-juin 2016
Section de la thèse	6.2 (p.94)	8 (p.97)	8.1 (p.100)
Date	août 2015	août–octobre 2015	mai–juin 2016
Lieu	GIF++ H4 CERN	GIF++ H4 CERN	GIF++ H4 CERN
Type de faisceaux	μ (*spill*)	—	μ (*spill*)
Intensité de faisceaux	∼1000/spill	—	∼1000/spill
Type de détecteur	*float glass* Basse résistivité	*float glass* Basse résistivité	*float glass* Basse résistivité
Taille des détecteurs	$32\times30\text{cm}^2$	$32\times30\text{cm}^2$	$32\times30\text{cm}^2$
Nombre de détecteurs	3/4	3(1)/4	1/4
Épaisseur des électrodes	1 mm	1 mm	1 mm
Épaisseur du *gap*	1,2 mm	1,2 mm	1,2 mm
Gaz	CMS	CMS	CMS
Type de chambre	*single gap*	*single gap*	*single gap*
Type d'électronique	HARDROC	HARDROC	HARDROC
Type de cellules de lecture	*Pad*	*Pad*	*Pad*
Tension de fonctionnement	7,0 kV	variable	6,9 kV
Seuil de fonctionnement	0,13 pC	0,13 pC	0,13 pC

Table A.1 (suite) Table répertoriant les différents tests en faisceaux.

Test	banc de tests	SPS mai–juin 2016
Section de la thèse	9.2 (p.109)	10 (p.110)
Date	mars 2016	mai–juin 2016
Lieu	Lyon	SPS H2 CERN
Type de faisceaux	Cosmique	μ (*spill*)
Intensité de faisceaux	$\sim$100 $\mathrm{m^{-2}\,s^{-1}\,sr^{-1}}$	$\sim$1000/spill
Type de détecteur	*float glass* Collage/Fixation mécanique	*float glass* basse résistivité
Taille des détecteurs	RE1/1	RE1/1
Nombre de détecteurs	2	2
Épaisseur des électrodes	1 mm	1 mm
Épaisseur du *gap*	1,2 mm	1,2 mm
Gaz	ILC	ILC
Type de chambre	*double gaps*	*double gaps*
Type d'électronique	HARDROC	FEB
Type de cellules de lecture	*strip*	*strip*
Tension de fonctionnement	—	7,0 kV
Seuil de fonctionnement	0,13 pC	$\sim$300 mV

Table A.1 (suite) Table répertoriant les différents tests en faisceaux.

Test	GIF++ août 2016	GIF++ octobre 2016
Section de la thèse	12.1 (p.118)	12.2 (p.119)
Date	août 2016	octobre 2016
Lieu	GIF++ H4 CERN	GIF++ H4 CERN
Type de faisceaux	μ (*spill*)	μ (*spill*)
Intensité de faisceaux	~1000/spill	~1000/spill
Type de détecteur	Basse résistivité Fixation mécanique	Basse résistivité Fixation mécanique
Taille des détecteurs	RE1/1	RE1/1
Nombre de détecteurs	1	1
Épaisseur des électrodes	1 mm	1 mm
Épaisseur du *gap*	1,2 mm	1,2 mm
Gaz	CMS	CMS
Type de chambre	*double gaps*	*double gaps*
Type d'électronique	FEB	FEB
Type de cellules de lecture	*strip*	*strip*
Tension de fonctionnement	7,0 kV	7,0 kV
Seuil de fonctionnement	~300 mV	~300 mV

Table A.1 (suite) Table répertoriant les différents tests en faisceaux.

Test	% SF6	GIF++ octobre 2017	Timing
Section de la thèse	13 (p.121)	14 (p.125)	4 (p.134)
Date	mars–avril 2017	octobre 2017	mai 2017
Lieu	Bât.904 CERN Lyon	GIF++ H4 CERN	SPS H4 CERN
Type de faisceaux	Cosmique	μ (*spill*)	μ (*spill*)
Intensité de faisceaux	$\sim$100 $\mathrm{m^{-2}\,s^{-1}\,sr^{-1}}$	$\sim$1000/spill	$\sim$1000/spill
Type de détecteur	Basse résistivité (Fixation mécanique) Basse résistivité *Bakélite*	Basse résistivité Bakélite	Bakélite
Taille des détecteurs	RE1/1 32×30cm^2 32×30cm^2	32×30cm^2	50×50cm^2
Nombre de détecteurs	1/2	2	2
Épaisseur des électrodes	1 mm 1 mm 2 mm	1 mm 2 mm	1,4 mm 1,6 mm
Épaisseur du *gap*	1,2 mm 1,2 mm 2 mm	1,2 mm 2 mm	1,4 mm 1,6 mm
Gaz	variable	CMS	CMS
Type de chambre	*double gaps*	*double gaps*	*double gaps*
Type d'électronique	HARDROC	HARDROC	PETIROC2
Type de cellules de lecture	*strip* *strip* (cf.Fig 5.26) *strip* (cf.Fig 5.26)	*strip* (cf.Fig 5.26)	*strip*
Tension de fonctionnement	—	6,8 kV 9,3 kV	
Seuil de fonctionnement	0,171 pC 73 fC 73 fC	—	

Table A.1 (suite) Table répertoriant les différents tests en faisceaux.

732347	17-05-2016-21:54:49	Data	GIFPP_OYONAX_8	Not Set		ON	180GeV	Positrons	312	111	ON	CMS	Extern	No			
732348	18-05-2016-02:08:49	Data	GIFPP_OYONAX_8	Not Set		Not Set					Not Set	CMS	Ours	No			
732349	18-05-2016-02:10:04	Data	GIFPP_OYONAX_8	Not Set		ON	180GeV	Muons	311	111	ON	CMS	Both	No			
	25-05-2016-08:58:06	Comments															
732545	31-05-2016-17:58:11	Data	GIFPP_OYONAX_8	Not Set		OFF			113	111	ON	CMS	Both	No			
732605	02-06-2016-13:54:20	Data	GIFPP_OYONAX_8	Not Set		ON	150GeV	Muons			OFF	CMS	Both	No			
732617	06-06-2016-17:13:32	Data	GIFPP_OYONAX_8	Not Set		OFF					OFF	CMS	Both	No			
732618	06-06-2016-19:04:40	Data	GIFPP_OYONAX_8	Not Set		OFF			113	133	ON	CMS	Ours	No			
	06-06-2016-19:35:34	Comments															
732619													None	No			
732623													None	No			
732624													None	No			
732625	07-06-2016-18:40:38	Data	GIFPP_OYONAX_8	Not Set		OFF			312	213	ON	CMS	None	No			

B elogd.cfg pour le logbook du GIF++

Le fichier elogd.cfg utilisé par la programme Electronic Logbook (ELOG) pour la configuration du cahier de manipulation du GIF++ (logbook) est retranscrit ci-dessous :

```
[GIF]
Time format =%d-%m-%Y-%X

Theme = default
Comment = GIF++ Test Beams

Attributes= Author,Type,Run,DAQ Name,Good,Problem Type, Beam ,Energy, Particles, Attenuator
    ↪ upstream, Attenuator downstream, Source,Gaz,Scintillator,Dif_Scintillator,Tcherenkov,
    ↪ Dif_Tcherenkov,Position Bati X,Position Bati Y,Position Bati Z, Number Dif,Dif_Id1,
    ↪ Position1 Z,Type1, HV1 , Gas Channel1,HV Channel1,Dif_Id2,Position2 Z,Type2, HV2 , Gas
    ↪ Channel2,HV Channel2,Dif_Id3,Position3 Z,Type3, HV3 , Gas Channel3,HV Channel3,Dif_Id4,
    ↪ Position4 Z,Type4, HV4 , Gas Channel4,HV Channel4,Dif_Id5,Position5 Z,Type5, HV5 , Gas
    ↪ Channel5,HV Channel5,Dif_Id6,Position6 Z,Type6, HV6 , Gas Channel6,HV Channel6,Dif_Id7,
    ↪ Position7 Z,Type7, HV7 , Gas Channel7,HV Channel7,Dif_Id8,Position8 Z,Type8, HV8 , Gas
    ↪ Channel8,HV Channel8,Dif_Id9,Position9 Z,Type9, HV9 , Gas Channel9, HV Channel9

List display = Run , Date,Type,DAQ Name, Good,Problem Type, Beam ,Energy, Particles, Attenuator
    ↪ upstream, Attenuator downstream, Source,Gaz,Scintillator, Tcherenkov,Position Bati X,
    ↪ Position Bati Y,Position Bati Z,HV1 , HV2 ,HV3 , HV4 , HV5 , HV6 , HV7 , HV8 , HV9
Required Attributes =Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good

Options Type = Data{r},Comments{s}
Preset Gaz = CMS
Preset Tcherenkov = No
Preset Author = $long_name
Preset Scintillator = Not Set
Preset Number Dif = Six
Preset Good = Not Set
Preset Beam = Not Set
Preset Source = Not Set
Preset Scintillator= Not Set
Preset Type = Data

{s} Show Attributes Edit = Type, Author
{s} Required Attributes=Type
{s} Preset Edit Gaz = Not Set
{s} Preset Edit Tcherenkov = Not Set
{r} Preset Edit Gaz = CMS
{r} Preset Edit Tcherenkov = No
{r} Preset Edit Author = $long_name
{r} Preset Edit Scintillator = Not Set
{r} Preset Edit Number Dif = Six
{r} Preset Edit Good = Not Set
{r} Preset Edit Beam = Not Set
{r} Preset Edit Source = Not Set

Cell Style Good Yes = background-color:green
Cell Style Type Data = background-color:green
Cell Style Type Comments = background-color:rgb(34,184,247)
Cell Style Good No = background-color:red
Cell Style Good Not Set = background-color:orange
Cell Style Source ON = background-color:green
Cell Style Source OFF = background-color:red
Cell Style Source Not Set = background-color:orange
Cell Style Beam ON = background-color:green
Cell Style Beam OFF = background-color:red
Cell Style Beam INSTABLE = background-color:yellow
Cell Style Beam Not Set = background-color:orange
Cell Style HV1 Not Set = background-color:orange
Cell Style HV2 Not Set = background-color:orange
Cell Style HV3 Not Set = background-color:orange
Cell Style HV4 Not Set = background-color:orange
Cell Style HV5 Not Set = background-color:orange
Cell Style HV6 Not Set = background-color:orange
Cell Style HV7 Not Set = background-color:orange
Cell Style HV8 Not Set = background-color:orange
Cell Style HV9 Not Set = background-color:orange
Cell Style Scintillator Unknown = background-color:red
Cell Style Scintillator Not Set = background-color:orange

Format Author =0,attribname, attribvalue, 14, 25
```

```
Format Run =1,attribname, attribvalue, 14, 20
Format DAQ Name =1,attribname, attribvalue, 14, 30
Format Attenuator upstream =0,attribname, attribvalue, 3, 10
Format Attenuator downstream =1,attribname, attribvalue, 3, 10
Format Problem Type =0,attribname, attribvalue, 20, 30
Format Energy =0,attribname, attribvalue, 14, 30
Format Particles =1,attribname, attribvalue, 14, 30
Format Gas Channel1 =1,attribname, attribvalue, 3, 10
Format Gas Channel2 =1,attribname, attribvalue, 3, 10
Format Gas Channel3 =1,attribname, attribvalue, 3, 10
Format Gas Channel4 =1,attribname, attribvalue, 3, 10
Format Gas Channel5 =1,attribname, attribvalue, 3, 10
Format Gas Channel6 =1,attribname, attribvalue, 3, 10
Format Gas Channel7 =1,attribname, attribvalue, 3, 10
Format Gas Channel8 =1,attribname, attribvalue, 3, 10
Format Gas Channel9 =1,attribname, attribvalue, 3, 10
Format HV Channel1 =1,attribname, attribvalue, 3, 10
Format HV Channel2 =1,attribname, attribvalue, 3, 10
Format HV Channel3 =1,attribname, attribvalue, 3, 10
Format HV Channel4 =1,attribname, attribvalue, 3, 10
Format HV Channel5 =1,attribname, attribvalue, 3, 10
Format HV Channel6 =1,attribname, attribvalue, 3, 10
Format HV Channel7 =1,attribname, attribvalue, 3, 10
Format HV Channel8 =1,attribname, attribvalue, 3, 10
Format HV Channel9 =1,attribname, attribvalue, 3, 10
Format Position1 Z =1,attribname, attribvalue, 6, 15
Format Position2 Z=1,attribname, attribvalue, 6, 15
Format Position3 Z=1,attribname, attribvalue, 6, 15
Format Position4 Z=1,attribname, attribvalue, 6, 15
Format Position5 Z=1,attribname, attribvalue, 6, 15
Format Position6 Z=1,attribname, attribvalue, 6, 15
Format Position7 Z=1,attribname, attribvalue, 6, 15
Format Position8 Z=1,attribname, attribvalue, 6, 15
Format Position9 Z=1,attribname, attribvalue, 6, 15
Format Scintillator=0,attribname, attribvalue, 3, 3
Format Tcherenkov=0,attribname, attribvalue, 3, 3
Format Dif_Scintillator=1,attribname, attribvalue, 3, 3
Format Dif_Tcherenkov=1,attribname, attribvalue, 3, 3
Format HV1 =1,attribname, attribvalue, 10, 50
Format HV2 =1,attribname, attribvalue, 10, 50
Format HV3 =1,attribname, attribvalue, 10, 50
Format HV4 =1,attribname, attribvalue, 10, 50
Format HV5 =1,attribname, attribvalue, 10, 50
Format HV6 =1,attribname, attribvalue, 10, 50
Format HV7 =1,attribname, attribvalue, 10, 50
Format HV8 =1,attribname, attribvalue, 10, 50
Format HV9 =1,attribname, attribvalue, 10, 50
Format Type1 =1
Format Type2 =1
Format Type3 =1
Format Type4 =1
Format Type5 =1
Format Type6 =1
Format Type7 =1
Format Type8 =1
Format Type9 =1
Format Dif_Id1 =0,attribname, attribvalue, 3, 3
Format Dif_Id2 =0,attribname, attribvalue, 3, 3
Format Dif_Id3 =0,attribname, attribvalue, 3, 3
Format Dif_Id4 =0,attribname, attribvalue, 3, 3
Format Dif_Id5 =0,attribname, attribvalue, 3, 3
Format Dif_Id6 =0,attribname, attribvalue, 3, 3
Format Dif_Id7 =0,attribname, attribvalue, 3, 3
Format Dif_Id8 =0,attribname, attribvalue, 3, 3
Format Dif_Id9 =0,attribname, attribvalue, 3, 3
Format Number Dif =0,
Format Tcherenkov =1,
Format Position Bati X =0, attribname, attribvalue, 12, 12
Format Position Bati Y =1, attribname, attribvalue, 12, 12
Format Position Bati Z =1, attribname, attribvalue, 12, 12
Format Run =0, attribname, attribvalue, 14, 50
Format Attenuator downstream =1,

Comment Dif_Id1 = from the beam
Comment Dif_Id2 = from the beam
Comment Dif_Id3 = from the beam
Comment Dif_Id4 = from the beam
Comment Dif_Id5 = from the beam
Comment Dif_Id6 = from the beam
Comment Dif_Id7 = from the beam
Comment Dif_Id8 = from the beam
Comment Dif_Id9 = from the beam

Options Attenuator upstream = 111,112,113,121,122,123,131, 132,
    ↪ 133,211,212,213,221,222,223,231,232,233,311,312,313,321,322,323,331,332,333
Options Attenuator downstream = 111,112,113,121,122,123,131, 132,
    ↪ 133,211,212,213,221,222,223,231,232,233,311,312,313,321,322,323,331,332,333
Options Type1 = Standard, Chineese, Unknown, Plastic, Not Set
Options Type2 = Standard, Chineese, Unknown, Plastic,Not Set
Options Type3 = Standard, Chineese, Unknown, Plastic, Not Set
Options Type4 = Standard, Chineese, Unknown,Plastic, Not Set
Options Type5 = Standard, Chineese, Unknown,Plastic, Not Set
Options Type6 = Standard, Chineese, Unknown,Plastic, Not Set
Options Type7 = Standard, Chineese, Unknown,Plastic, Not Set
Options Type8 = Standard, Chineese, Unknown,Plastic, Not Set
Options Type9 = Standard, Chineese, Unknown,Plastic, Not Set
Options Tcherenkov = Yes, No
Options Dif_Tcherenkov = 3,
Options Dif_Scintillator = 3,
Options Scintillator = Intern,Extern, Both, False,Unknow,Ours,None,Not Set
Extendable options = HV1,HV2,HV3,HV4,HV5,HV6,HV7,HV8,HV9,Problem Type,Gaz,Dif_Scintillator,
    ↪ Dif_Tcherenkov,Dif_Id1,Dif_Id2,Dif_Id3,Dif_Id4,Dif_Id5,Dif_Id6,Dif_Id7,Dif_Id8,Dif_Id9,
    ↪ Energy,Particles
Options HV1 =
    ↪ 5500,5600,5700,5800,5900,6000,6100,6200,6300,6400,6500,6600,6700,6800,6900,7000,7100,7200,
    ↪ Not Set
```

```
Options HV2 =
    ↪ 5500,5600,5700,5800,5900,6000,6100,6200,6300,6400,6500,6600,6700,6800,6900,7000,7100,7200,
    ↪ Not Set
Options HV3 =
    ↪ 5500,5600,5700,5800,5900,6000,6100,6200,6300,6400,6500,6600,6700,6800,6900,7000,7100,7200,
    ↪ Not Set
Options HV4 =
    ↪ 5500,5600,5700,5800,5900,6000,6100,6200,6300,6400,6500,6600,6700,6800,6900,7000,7100,7200,
    ↪ Not Set
Options HV5 =
    ↪ 5500,5600,5700,5800,5900,6000,6100,6200,6300,6400,6500,6600,6700,6800,6900,7000,7100,7200,
    ↪ Not Set
Options HV6 =
    ↪ 5500,5600,5700,5800,5900,6000,6100,6200,6300,6400,6500,6600,6700,6800,6900,7000,7100,7200,
    ↪ Not Set
Options HV7 =
    ↪ 5500,5600,5700,5800,5900,6000,6100,6200,6300,6400,6500,6600,6700,6800,6900,7000,7100,7200,
    ↪ Not Set
Options HV8 =
    ↪ 5500,5600,5700,5800,5900,6000,6100,6200,6300,6400,6500,6600,6700,6800,6900,7000,7100,7200,
    ↪ Not Set
Options HV9 =
    ↪ 5500,5600,5700,5800,5900,6000,6100,6200,6300,6400,6500,6600,6700,6800,6900,7000,7100,7200,
    ↪ Not Set
Options Dif_Id1 = 32,6,142,16,28,216,125,3
Options Dif_Id2 = 32,6,142,16,28,216,125,3
Options Dif_Id3 = 32,6,142,16,28,216,125,3
Options Dif_Id4 = 32,6,142,16,28,216,125,3
Options Dif_Id5 = 32,6,142,16,28,216,125,3
Options Dif_Id6 = 32,6,142,16,28,216,125,3
Options Dif_Id7 = 32,6,142,16,28,216,125,3
Options Dif_Id8 = 32,6,142,16,28,216,125,3
Options Dif_Id9 = 32,6,142,16,28,216,125,3
Options Energy = 150GeV

Options Particles = Muons,Pions
Options Gaz = CMS
Options Problem Type = Gaz, Beam, Source, HV
Options Number Dif = One{1}, Two{2}, Three{3},Four{4},Five{5}, Six{6},Seven{7},Eight{8},Nine{9}
Options Good = Yes{a} , No{b}, Not Set{c}
Options Source = ON{d}, OFF{e}, Not Set{f}
Options Beam = ON{x} , OFF{y}, INSTABLE{z}, Not Set{w}

{a&d&x&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Attenuator
    ↪ upstream,Attenuator downstream,Energy, Particles
{a&d&y&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Attenuator
    ↪ upstream,Attenuator downstream,
{a&d&z&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Attenuator
    ↪ upstream,Attenuator downstream,Energy, Particles
{a&d&w&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Attenuator
    ↪ upstream,Attenuator downstream,
{a&e&x&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Energy,
    ↪ Particles
{a&e&y&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,
{a&e&z&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Energy,
    ↪ Particles
{a&e&w&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,
{a&f&x&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Energy,
    ↪ Particles
{a&f&y&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,
{a&f&z&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Energy,
    ↪ Particles
{a&f&w&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,
{b&d&x&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Problem Type,
    ↪ Attenuator upstream,Attenuator downstream,Energy, Particles
{b&d&y&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Problem Type,
    ↪ Attenuator upstream,Attenuator downstream,
{b&d&z&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Problem Type,
    ↪ Attenuator upstream,Attenuator downstream,Energy, Particles
{b&d&w&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Problem Type,
    ↪ Attenuator upstream,Attenuator downstream,
{b&e&x&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Problem Type,
    ↪ Energy, Particles
{b&e&y&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Problem Type
{b&e&z&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Problem Type,
    ↪ Energy, Particles
{b&e&w&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Problem Type
{b&f&x&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Problem Type,
    ↪ Energy, Particles
{b&f&y&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Problem Type
{b&f&z&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Problem Type,
    ↪ Energy, Particles
{b&f&w&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Problem Type
{c&d&x&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Attenuator
    ↪ upstream,Attenuator downstream,Energy, Particles
{c&d&y&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Attenuator
    ↪ upstream,Attenuator downstream
{c&d&z&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Attenuator
    ↪ upstream,Attenuator downstream,Energy, Particles
{c&d&w&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Attenuator
    ↪ upstream,Attenuator downstream
{c&e&x&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Energy,
    ↪ Particles
{c&e&y&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,
{c&e&z&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Energy,
    ↪ Particles
{c&e&w&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,
{c&f&x&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Energy,
    ↪ Particles
{c&f&y&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,
{c&f&z&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,Energy,
    ↪ Particles
{c&f&w&r}Required Attributes=Type,Source,Beam,Gaz,Scintillator,Number Dif, Good,

#{r}Show Attributes Edit = Type,Author ,Run, Daq Name,Good,Problem Type, Source , Attenuator
    ↪ upstream,Attenuator downstream ,Beam,Energy, Particles ,Gaz,Scintillator,Dif_Scintillator,
    ↪ Tcherenkov,Dif_Tcherenkov,Position Bati X,Position Bati Y,Position Bati Z, Number Dif,
```

```
    ↪ Dif_Scintillator,Dif_Cherenkov

{1&r} Show Attributes Edit = Type, Author ,Run, Daq Name,Good,Problem Type, Source , Attenuator
    ↪ upstream,Attenuator downstream ,Beam,Energy, Particles,Gaz,Scintillator,Dif_Scintillator,
    ↪ Tcherenkov,Dif_Tcherenkov,Position Bati X,Position Bati Y,Position Bati Z, Number Dif,
    ↪ Dif_Id1,Position1 Z,Type1, HV1 , Gas Channel1,HV Channel1
{1&c&f&w1&r} Preset HV1= Not Set
{2&r} Show Attributes Edit =Type, Author ,Run, Daq Name,Good,Problem Type, Source , Attenuator
    ↪ upstream,Attenuator downstream ,Beam,Energy, Particles,Gaz,Scintillator,Dif_Scintillator,
    ↪ Tcherenkov,Dif_Tcherenkov,Position Bati X,Position Bati Y,Position Bati Z, Number Dif,
    ↪ Dif_Id1,Position1 Z,Type1, HV1 , Gas Channel1,HV Channel1,Dif_Id2,Position2 Z,Type2, HV2
    ↪ , Gas Channel2,HV Channel2
{2&c&f&w&r} Preset HV1= Not Set
{2&c&f&w&r} Preset HV2= Not Set
{3&r} Show Attributes Edit =Type, Author ,Run, Daq Name,Good,Problem Type, Source , Attenuator
    ↪ upstream,Attenuator downstream ,Beam,Energy, Particles,Gaz,Scintillator,Dif_Scintillator,
    ↪ Tcherenkov,Dif_Tcherenkov,Position Bati X,Position Bati Y,Position Bati Z, Number Dif,
    ↪ Dif_Id1,Position1 Z,Type1, HV1 , Gas Channel1,HV Channel1,Dif_Id2,Position2 Z,Type2, HV2
    ↪ , Gas Channel2,HV Channel2,Dif_Id3,Position3 Z,Type3, HV3 , Gas Channel3,HV Channel3
{3&c&f&w&r} Preset HV1= Not Set
{3&c&f&w&r} Preset HV2= Not Set
{3&c&f&w&r} Preset HV3= Not Set
{4&r} Show Attributes Edit =Type, Author ,Run, Daq Name,Good,Problem Type, Source , Attenuator
    ↪ upstream,Attenuator downstream ,Beam,Energy, Particles,Gaz,Scintillator,Dif_Scintillator,
    ↪ Tcherenkov,Dif_Tcherenkov,Position Bati X,Position Bati Y,Position Bati Z, Number Dif,
    ↪ Dif_Id1,Position1 Z,Type1, HV1 , Gas Channel1,HV Channel1,Dif_Id2,Position2 Z,Type2, HV2
    ↪ , Gas Channel2,HV Channel2,Dif_Id3,Position3 Z,Type3, HV3 , Gas Channel3,HV Channel3,
    ↪ Dif_Id4,Position4 Z,Type4, HV4 , Gas Channel4,HV Channel4
{4&c&f&w&r} Preset HV1= Not Set
{4&c&f&w&r} Preset HV2= Not Set
{4&c&f&w&r} Preset HV3= Not Set
{4&c&f&w&r} Preset HV4= Not Set
{5&r} Show Attributes Edit =Type, Author ,Run, Daq Name,Good,Problem Type, Source , Attenuator
    ↪ upstream,Attenuator downstream ,Beam,Energy, Particles,Gaz,Scintillator,Dif_Scintillator,
    ↪ Tcherenkov,Dif_Tcherenkov,Position Bati X,Position Bati Y,Position Bati Z, Number Dif,
    ↪ Dif_Id1,Position1 Z,Type1, HV1 , Gas Channel1,HV Channel1,Dif_Id2,Position2 Z,Type2, HV2
    ↪ , Gas Channel2,HV Channel2,Dif_Id3,Position3 Z,Type3, HV3 , Gas Channel3,HV Channel3,
    ↪ Dif_Id4,Position4 Z,Type4, HV4 , Gas Channel4,HV Channel4,Dif_Id5,Position5 Z,Type5, HV5
    ↪ , Gas Channel5,HV Channel5
{5&c&f&w&r} Preset HV1= Not Set
{5&c&f&w&r} Preset HV2= Not Set
{5&c&f&w&r} Preset HV3= Not Set
{5&c&f&w&r} Preset HV4= Not Set
{5&c&f&w&r} Preset HV5= Not Set
{6&r} Show Attributes Edit =Type, Author ,Run, Daq Name,Good,Problem Type, Source , Attenuator
    ↪ upstream,Attenuator downstream ,Beam,Energy, Particles,Gaz,Scintillator,Dif_Scintillator,
    ↪ Tcherenkov,Dif_Tcherenkov,Position Bati X,Position Bati Y,Position Bati Z, Number Dif,
    ↪ Dif_Id1,Position1 Z,Type1, HV1 , Gas Channel1,HV Channel1,Dif_Id2,Position2 Z,Type2, HV2
    ↪ , Gas Channel2,HV Channel2,Dif_Id3,Position3 Z,Type3, HV3 , Gas Channel3,HV Channel3,
    ↪ Dif_Id4,Position4 Z,Type4, HV4 , Gas Channel4,HV Channel4,Dif_Id5,Position5 Z,Type5, HV5
    ↪ , Gas Channel5,HV Channel5,Dif_Id6,Position6 Z,Type6, HV6 , Gas Channel6,HV Channel6
{6&c&f&w&r} Preset HV1= Not Set
{6&c&f&w&r} Preset HV2= Not Set
{6&c&f&w&r} Preset HV3= Not Set
{6&c&f&w&r} Preset HV4= Not Set
{6&c&f&w&r} Preset HV5= Not Set
{6&c&f&w&r} Preset HV6= Not Set
{7&r} Show Attributes Edit = Type,Author ,Run, Daq Name,Good,Problem Type, Source , Attenuator
    ↪ upstream,Attenuator downstream ,Beam,Energy, Particles,Gaz,Scintillator,Dif_Scintillator,
    ↪ Tcherenkov,Dif_Tcherenkov,Position Bati X,Position Bati Y,Position Bati Z, Number Dif,
    ↪ Dif_Id1,Position1 Z,Type1, HV1 , Gas Channel1,HV Channel1,Dif_Id2,Position2 Z,Type2, HV2
    ↪ , Gas Channel2,HV Channel2,Dif_Id3,Position3 Z,Type3, HV3 , Gas Channel3,HV Channel3,
    ↪ Dif_Id4,Position4 Z,Type4, HV4 , Gas Channel4,HV Channel4,Dif_Id5,Position5 Z,Type5, HV5
    ↪ , Gas Channel5,HV Channel5,Dif_Id6,Position6 Z,Type6, HV6 , Gas Channel6,HV Channel6,
    ↪ Dif_Id7,Position7 Z,Type7, HV7 , Gas Channel7,HV Channel7
{7&c&f&w&r} Preset HV1= Not Set
{7&c&f&w&r} Preset HV2= Not Set
{7&c&f&w&r} Preset HV3= Not Set
{7&c&f&w&r} Preset HV4= Not Set
{7&c&f&w&r} Preset HV5= Not Set
{7&c&f&w&r} Preset HV6= Not Set
{7&c&f&w&r} Preset HV7= Not Set
{8&r} Show Attributes Edit =Type, Author ,Run, Daq Name,Good,Problem Type, Source , Attenuator
    ↪ upstream,Attenuator downstream ,Beam,Energy, Particles,Gaz,Scintillator,Dif_Scintillator,
    ↪ Tcherenkov,Dif_Tcherenkov,Position Bati X,Position Bati Y,Position Bati Z, Number Dif,
    ↪ Dif_Id1,Position1 Z,Type1, HV1 , Gas Channel1,HV Channel1,Dif_Id2,Position2 Z,Type2, HV2
    ↪ , Gas Channel2,HV Channel2,Dif_Id3,Position3 Z,Type3, HV3 , Gas Channel3,HV Channel3,
    ↪ Dif_Id4,Position4 Z,Type4, HV4 , Gas Channel4,HV Channel4,Dif_Id5,Position5 Z,Type5, HV5
    ↪ , Gas Channel5,HV Channel5,Dif_Id6,Position6 Z,Type6, HV6 , Gas Channel6,HV Channel6,
    ↪ Dif_Id7,Position7 Z,Type7, HV7 , Gas Channel7,HV Channel7,Dif_Id8,Position8 Z,Type8, HV8
    ↪ , Gas Channel8,HV Channel8
{8&c&f&w&r} Preset HV1= Not Set
{8&c&f&w&r} Preset HV2= Not Set
{8&c&f&w&r} Preset HV3= Not Set
{8&c&f&w&r} Preset HV4= Not Set
{8&c&f&w&r} Preset HV5= Not Set
{8&c&f&w&r} Preset HV6= Not Set
{8&c&f&w&r} Preset HV7= Not Set
{8&c&f&w&r} Preset HV8= Not Set
{9&r} Show Attributes Edit =Type, Author ,Run, Daq Name,Good,Problem Type, Source , Attenuator
    ↪ upstream,Attenuator downstream ,Beam,Energy, Particles,Gaz,Scintillator,Dif_Scintillator,
    ↪ Tcherenkov,Dif_Tcherenkov,Position Bati X,Position Bati Y,Position Bati Z, Number Dif,
    ↪ Dif_Id1,Position1 Z,Type1, HV1 , Gas Channel1,HV Channel1,Dif_Id2,Position2 Z,Type2, HV2
    ↪ , Gas Channel2,HV Channel2,Dif_Id3,Position3 Z,Type3, HV3 , Gas Channel3,HV Channel3,
    ↪ Dif_Id4,Position4 Z,Type4, HV4 , Gas Channel4,HV Channel4,Dif_Id5,Position5 Z,Type5, HV5
    ↪ , Gas Channel5,HV Channel5,Dif_Id6,Position6 Z,Type6, HV6 , Gas Channel6,HV Channel6,
    ↪ Dif_Id7,Position7 Z,Type7, HV7 , Gas Channel7,HV Channel7,Dif_Id8,Position8 Z,Type8, HV8
    ↪ , Gas Channel8,HV Channel8,Dif_Id9,Position9 Z,Type9, HV9 , Gas Channel9,HV Channel9
{9&c&f&w&r} Preset HV1= Not Set
{9&c&f&w&r} Preset HV2= Not Set
{9&c&f&w&r} Preset HV3= Not Set
{9&c&f&w&r} Preset HV4= Not Set
{9&c&f&w&r} Preset HV5= Not Set
{9&c&f&w&r} Preset HV6= Not Set
{9&c&f&w&r} Preset HV7= Not Set
{9&c&f&w&r} Preset HV8= Not Set
{9&c&f&w&r} Preset HV9= Not Set
```

Bibliographie

[1] Serguei Chatrchyan et al. « Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC ». In : *Phys. Lett.* B716 (2012), p. 30-61. doi : 10.1016/j.physletb.2012.08.021. arXiv : 1207.7235 [hep-ex].

[2] M. Baak et al. « The global electroweak fit at NNLO and prospects for the LHC and ILC ». In : *Eur. Phys. J.* C74 (2014), p. 3046. doi : 10.1140/epjc/s10052-014-3046-5. arXiv : 1407.3792 [hep-ph].

[3] « Precision electroweak measurements on the Z resonance ». In : *Physics Reports* 427.5 (2006), p. 257-454. issn : 0370-1573. doi : https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.12.006. url : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157305005119.

[4] *Public CMS Luminosity Information*. url : https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults.

[5] A. D. Martin et al. « Parton distributions for the LHC ». In : *Eur. Phys. J.* C63 (2009), p. 189-285. doi : 10.1140/epjc/s10052-009-1072-5. arXiv : 0901.0002 [hep-ph].

[6] *MSTW PDFs : key plots*. url : https://mstwpdf.hepforge.org/plots/plots.html.

[7] « New technologies for the High-Luminosity LHC ». In : (nov. 2015). url : http://cds.cern.ch/record/2114692.

[8] G Apollinari et al. *High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC) : Preliminary Design Report*. CERN Yellow Reports : Monographs. Geneva : CERN, 2015. url : https://cds.cern.ch/record/2116337.

[9] G L Bayatian et al. *CMS Physics : Technical Design Report Volume 1 : Detector Performance and Software*. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 2006. url : http://cds.cern.ch/record/922757.

[10] CMS Collaboration. « Detector Drawings ». CMS Collection. Mar. 2012. url : https://cds.cern.ch/record/1433717.

[11] A Dominguez et al. *CMS Technical Design Report for the Pixel Detector Upgrade*. Rapp. tech. CERN-LHCC-2012-016. CMS-TDR-11. Additional contacts : Jeffrey Spalding, Fermilab, Jeffrey.Spalding@cern.ch Didier Contardo, Universite Claude Bernard-Lyon I, didier.claude.contardo@cern.ch. Sept. 2012. url : https://cds.cern.ch/record/1481838.

[12] *The CMS electromagnetic calorimeter project : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 1997. URL : https://cds.cern.ch/record/349375.

[13] J Mans et al. *CMS Technical Design Report for the Phase 1 Upgrade of the Hadron Calorimeter*. Rapp. tech. CERN-LHCC-2012-015. CMS-TDR-10. Additional contact persons : Jeffrey Spalding, Fermilab, spalding@cern.ch, Didier Contardo, Universite Claude Bernard-Lyon I, contardo@cern.ch. Sept. 2012. URL : https://cds.cern.ch/record/1481837.

[14] *The CMS magnet project : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 1997. URL : https://cds.cern.ch/record/331056.

[15] S Chatrchyan et al. « Precise Mapping of the Magnetic Field in the CMS Barrel Yoke using Cosmic Rays ». In : *JINST* 5 (2010), T03021. DOI : 10.1088/1748-0221/5/03/T03021. arXiv : 0910.5530 [physics.ins-det].

[16] S Chatrchyan et al. « Performance of the CMS Drift Tube Chambers with Cosmic Rays ». In : *JINST* 5.arXiv :0911.4855. CMS-CFT-09-012 (nov. 2009), T03015 . 47 p. URL : https://cds.cern.ch/record/1223944.

[17] *The CMS muon project : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. Geneva : CERN, 1997. URL : https://cds.cern.ch/record/343814.

[18] The CMS Collaboration et al. « The CMS experiment at the CERN LHC ». In : *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08004. URL : http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08004.

[19] CMS Collaboration. *Technical proposal for the upgrade of the CMS detector through 2020*. Rapp. tech. CERN-LHCC-2011-006. LHCC-P-004. Juin 2011. URL : https://cds.cern.ch/record/1355706.

[20] D Contardo et al. *Technical Proposal for the Phase-II Upgrade of the CMS Detector*. Rapp. tech. CERN-LHCC-2015-010. LHCC-P-008. CMS-TDR-15-02. Geneva, juin 2015. URL : https://cds.cern.ch/record/2020886.

[21] Stefano Mersi. « Phase-2 Upgrade of the CMS Tracker ». In : *Nuclear and Particle Physics Proceedings* 273-275.Supplement C (2016). 37th International Conference on High Energy Physics (ICHEP), p. 1034-1041. ISSN : 2405-6014. DOI : https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.162. URL : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2405601415006513.

[22] J. Wittmann et al. « The upgrade of the CMS Global Trigger ». In : *Journal of Instrumentation* 11.02 (2016), p. C02029. URL : http://stacks.iop.org/1748-0221/11/i=02/a=C02029.

[23] R. Santonico et R. Cardarelli. « Development of Resistive Plate Counters ». In : *Nucl. Instrum. Meth.* 187 (1981), p. 377-380. DOI : 10.1016/0029-554X(81)90363-3.

[24] R. Cardarelli et al. « Progress in resistive plate counters ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 263.1 (1988), p. 20-25. ISSN : 0168-9002. DOI : http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(88)91011-X. URL : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890028891011X.

[25] *ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. Geneva : CERN, 1997. Chap. 8. URL : https://cds.cern.ch/record/331068.

[26] D. Boutigny et al. « BaBar technical design report ». In : *BaBar Technical Design Report EPAC Meeting Stanford, California, March 17-18, 1995*. 1995. Chap. 9. URL : http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/doc/TDR.

[27] A. Abashian et al. « The Belle detector ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 479.1 (2002). Detectors for Asymmetric B-factories, p. 117-232. ISSN : 0168-9002. DOI : http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)02013-7. URL : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201020137.

[28] Alessandro Paoloni. « The OPERA RPC system ». In : *Journal of Instrumentation* 9.10 (2014), p. C10003. URL : http://stacks.iop.org/1748-0221/9/i=10/a=C10003.

[29] C. Patrignani et al. « Review of Particle Physics ». In : *Chin. Phys.* C40.10 (2016), p. 100001. DOI : 10.1088/1674-1137/40/10/100001.

[30] T. J. Buckley et al. « Ionization Energies, Appearance Energies, and Thermochemistry of CF2O and FCO ». In : *J. Phys. Chem.* 99 (14) (1995), p. 4879-4885. DOI : 10.1021/j100014a002.

[31] *HEED-c++, programs and class library for modeling ionization produced by fast charded particles in gases*. URL : http://ismirnov.web.cern.ch/ismirnov/heed.

[32] W. Riegler et C. Lippmann. « The physics of Resistive Plate Chambers ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 518 (fév. 2004), p. 86-90. DOI : 10.1016/j.nima.2003.10.031.

[33] Foster F. Rieke et William Prepejchal. « Ionization Cross Sections of Gaseous Atoms and Molecules for High-Energy Electrons and Positrons ». In : *Phys. Rev. A* 6 (4 oct. 1972), p. 1507-1519. DOI : 10.1103/PhysRevA.6.1507. URL : https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.6.1507.

[34] W Riegler, Christian Lippmann et R Veenhof. « Detector Physics and Simulation of Resistive Plate Chambers ». In : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A* 500.CERN-EP-2002-046 (juin 2002), 144-162. 27 p. URL : http://cds.cern.ch/record/570462.

[35] *IMONTE, Program to compute gas transport parameters*.

[36] Zhong He. « Review of the Shockley–Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 463.1 (2001), p. 250-267. ISSN : 0168-9002. DOI : http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00223-6. URL : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201002236.

[37] *Magboltz - transport of electrons in gas mixtures*. URL : http://magboltz.web.cern.ch/magboltz/.

[38] Marcello Abbrescia et al. *Effect of the Linseed Oil Treatment on the Performance of the Resistive Plate Counters*. Rapp. tech. CMS-NOTE-1997-018. Geneva : CERN, avr. 1997. URL : http://cds.cern.ch/record/687074.

[39] Changguo Lu. « RPC electrode material study ». In : *Nucl. Instrum. Meth.* A602 (2009), p. 761-765. DOI : 10.1016/j.nima.2008.12.225.

[40] *Properties of* $C_2H_2F_4$ *Based Gas Mixture for Avalanche Mode Operation of Resistive Plate Chambers*. Rapp. tech. CMS-NOTE-1997-004. Geneva : CERN, jan. 1997. URL : http://cds.cern.ch/record/687241.

[41] P Camarri et al. *Streamer suppression with* SF_6 *in RPCs operated in avalanche mode*. Rapp. tech. ATL-MUON-98-226. ATL-M-PN-226. Geneva : CERN, mar. 1998. URL : http://cds.cern.ch/record/685607.

[42] M. Abbrescia et al. « Study of long-term performance of CMS RPC under irradiation at the CERN GIF ». In : *Nucl. Instrum. Meth.* A533 (2004), p. 102-106. DOI : 10.1016/j.nima.2004.07.009.

[43] M. Capeans et al. « Optimization of a closed-loop gas system for operation of resistive plate chambers at the Large Hadron Collider ». In : *2009 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC)*. Oct. 2009, p. 237-244. DOI : 10.1109/NSSMIC.2009.5401780.

[44] M Capeans et al. « RPC performances and gas quality in a closed loop gas system for the new purifiers configuration at LHC experiments ». In : *Journal of Instrumentation* 8.08 (2013), T08003. URL : http://stacks.iop.org/1748-0221/8/i=08/a=T08003.

[45] M. Tytgat et al. « The Upgrade of the CMS RPC System during the First LHC Long Shutdown ». In : *PoS* RPC2012.arXiv :1209.1979 (sept. 2012). 9 pages, 6 figures, presented by M.Tytgat at the XI workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors (RPC2012), INFN - Laboratori Nazionali di Frascati, February 5-10, 2012, 063. 9 p. URL : http://cds.cern.ch/record/1477019.

[46] Z. Aftab et al. « Geometrical Layout and Mechanical details of CMS End Cap RPCs ». In : (2002).

[47] M Abbrescia et al. « New developments on front-end electronics for the CMS Resistive Plate Chambers ». In : 456 (déc. 2000), p. 143-149.

[48] *RPC Performance Results for 2016, approved for EPS Conference in Venice*. URL : https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/RPCDPGResultsforVenice.

[49] Carlos Lourenco. *The Phase-2 Upgrade of the CMS Muon Detectors*. Rapp. tech. CERN-LHCC-2017-012. CMS-TDR-016. This is a dummy submission, just to get the LHCC reference number. Geneva : CERN, sept. 2017. URL : https://cds.cern.ch/record/2283189.

[50] F. Lagarde et al. « High rate, fast timing Glass RPC for the high η CMS muon detectors ». In : *JINST* 11.09 (2016), p. C09006. DOI : 10.1088/1748-0221/11/09/C09006. arXiv : 1606.01398 [physics.ins-det].

[51] Maxime Gouzevitch et al. « High rate, fast timing Glass RPC for the high η CMS muon detectors ». In : *Nucl. Instrum. Meth.* A845 (2017), p. 226-227. DOI : 10.1016/j.nima.2016.05.073. arXiv : 1606.00993 [physics.ins-det].

[52] Yi Wang et al. « Development and test of a real-size MRPC for CBM-TOF ». In : *JINST* 11.08 (2016), p. C08007. DOI : 10.1088/1748-0221/11/08/C08007. arXiv : 1605.02395 [physics.ins-det].

[53] H. R. Band. « Experience with the BaBar resistive plate chambers ». In : *2003 IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record (IEEE Cat. No.03CH37515)*. T. 5. Oct. 2003, 3735-3739 Vol.5. DOI : 10.1109/NSSMIC.2003.1352718.

[54] V. Buridon et al. « First results of the CALICE SDHCAL technological prototype ». In : *JINST* 11.04 (2016), P04001. DOI : 10.1088/1748-0221/11/04/P04001. arXiv : 1602.02276 [physics.ins-det].

[55] Frederic Dulucq et al. « HARDROC : Readout chip for CALICE/EUDET Digital Hadronic Calorimeter ». In : *Proceedings, 2010 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC 2010) : Knoxville, Tennessee, October 30-November 6, 2010*. 2010, p. 1678-1683. doi : 10.1109/NSSMIC.2010.5874060.

[56] Robert Kieffer. « Calorimetry, resistive plate chambers, semi-digital electronics, power pulsing ». Theses. Université Claude Bernard - Lyon I, oct. 2011. url : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00751999.

[57] G. Baulieu et al. « Construction and commissioning of a technological prototype of a high-granularity semi-digital hadronic calorimeter ». In : *JINST* 10.10 (2015), P10039. doi : 10.1088/1748-0221/10/10/P10039. arXiv : 1506.05316 [physics.ins-det].

[58] F. Gaede et al. « LCIO - A persistency framework for linear collider simulation studies ». In : *ArXiv Physics e-prints* (juin 2003). eprint : physics/0306114.

[59] F. Gaede. « Marlin and LCCD : Software tools for the ILC ». In : *Nucl. Instrum. Meth.* A559 (2006), p. 177-180. doi : 10.1016/j.nima.2005.11.138.

[60] Fred James et Matthias Winkler. « MINUIT User's Guide ». In : (2004).

[61] Rene Brun et Fons Rademakers. « ROOT — An object oriented data analysis framework ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 389.1 (1997). New Computing Techniques in Physics Research V, p. 81-86. issn : 0168-9002. doi : http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00048-X. url : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890029700048X.

[62] S. Agostinelli et al. « Geant4—a simulation toolkit ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), p. 250-303. issn : 0168-9002. doi : http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8. url : http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688.

[63] O. Wendt, F. Gaede et T. Krämer. « Event reconstruction with MarlinReco at the International Linear Collider ». In : *Pramana* 69 (déc. 2007), p. 1109. eprint : physics/0702171.

[64] Arnaud Steen. « Hadronic shower study with the semi-digital hadronic calorimeter and comparison with theoretical models used in GEANT4 ». Theses. Université Claude Bernard - Lyon I, nov. 2015. url : https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01282680.

[65] Y. Haddad et al. « High Rate Resistive Plate Chamber for LHC detector upgrades ». In : *Nucl. Instrum. Meth.* A718 (2013), p. 424-426. doi : 10.1016/j.nima.2012.11.029. arXiv : 1211.5698 [physics.ins-det].

[66] *Introduction to the H2 beam*. url : http://sba.web.cern.ch/sba/BeamsAndAreas/H2/H2manual.html.

[67] M R Jakel et al. « CERN GIF++ : A new irradiation facility to test large-area particle detectors for the high-luminosity LHC program ». In : *PoS* TIPP2014.AIDA-CONF-2014-018 (juin 2014), p. 102. url : https://cds.cern.ch/record/1977147.

[68] Dorothea Pfeiffer et al. « The radiation field in the Gamma Irradiation Facility GIF++ at CERN ». In : *Nucl. Instrum. Meth.* A866 (2017), p. 91-103. doi : 10.1016/j.nima.2017.05.045. arXiv : 1611.00299 [physics.ins-det].

[69] *The ELOG Home Page*. URL : https://midas.psi.ch/elog/index.html.

[70] A. Abashian et al. « The K(L) / mu detector subsystem for the BELLE experiment at the KEK B factory ». In : *Nucl. Instrum. Meth.* A449 (2000), p. 112-124. DOI : 10.1016/S0168-9002(99)01383-2.

[71] H H Sakai et al. « Study of the effect of water vapor on a resistive plate chamber with glass electrodes ». In : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A* 484.1-3 (2002), p. 153-161. URL : http://cds.cern.ch/record/772080.

[72] T. Kubo, E. Nakano et Y. Teramoto. « AFM pictures of the surfaces of glass RPC electrodes damaged by water vapor contamination ». In : (2002). arXiv : hep-ex/0211020 [hep-ex].

[73] *The gas mixture of the na60 muon chambers*. URL : na60web.ca.infn.it/www/experiment/notes/2001_1/gasnote.ps.

[74] M. Abbrescia et al. « HF production in CMS-Resistive Plate Chambers ». In : *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 158 (2006). [,30(2006)], p. 30-34. DOI : 10.1016/j.nuclphysbps.2006.07.002.

[75] G. Aielli et al. « Fluoride production in RPCs operated with F-compound gases ». In : *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 158 (2006). [,143(2006)], p. 143-148. DOI : 10.1016/j.nuclphysbps.2006.07.025.

[76] H. R. Band et al. « Study of HF production in BaBar Resistive Plate Chambers ». In : *Nucl. Instrum. Meth.* A594 (2008), p. 33-38. DOI : 10.1016/j.nima.2008.06.007.

[77] *V1190A-2eSST 128 Channel Multihit TDC (100/200/800 ps)*. URL : http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=12130.

[78] *V1718 VME-USB2.0 Bridge*. URL : http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=5385.

[79] A. Charoy. *Compatibilité électromagnétique*. Technique Et Ingenierie. Dunod, 2012. ISBN : 9782100582907.

[80] J. M. Monzo et al. « PETIROC2 based readout electronics optimization for Gamma Cameras and PET detectors ». In : *JINST* 12.02 (2017), p. C02059. DOI : 10.1088/1748-0221/12/02/C02059.

Table des figures

1 Les deux canaux de désintégration du boson de Higgs ayant permis sa découverte dans l'expérience CMS [1]. 3
(a) Distribution de la masse invariante en diphoton. Chaque événement est affecté du poids $S/(S+B)$ de sa catégorie. Les lignes représentent l'ajustement du bruit de fond et du signal, les bandes colorées représentent les écarts-types du bruit de fond à ± 1 et $\pm 2\sigma$. 3
(b) Distribution de la masse invariante pour l'analyse $ZZ \to 4l$. Les points représentent les données, les histogrammes pleins le bruit de fond et l'histogramme creux montre le signal attendu pour un boson de Higgs de masse $M_H = 125\,\text{GeV}$ ajouté au bruit de fond attendu. 3

(a) Le Tétraèdre (le Feu). 5
(b) Le Cube (la Terre). 5
(c) L'Octaèdre (l'Air). 5
(d) L'Icosaèdre (l'Eau). 5
(e) Le Dodécaèdre (l'Univers). 5
1.1 Les solides de Platon. 5
1.2 Dessins de divers atomes et molécules tirés de l'ouvrage *A New System of Chemical Philosophy*. 6
1.3 Tableau périodique de Mendeleïev. 6
1.5 Structure de la matière à différentes échelles. 7
1.4 Cyclotron de 27 pouces, accélérateur de ^{2}H à 4 MeV (Université de Berkeley, 1932). 7
1.6 Un méson (π^+). 8
1.7 Un baryon (p). 8
1.8 Schéma d'une gerbe atmosphèrique. 8
(a) Gravité : Système solaire. 9
(b) Électromagnétisme : la foudre. 9
(c) Interaction faible : désintégration β. 9
(d) Interaction forte : confinement. 9
1.9 Exemple d'effet des 4 interactions. 9
(a) Développement à l'arbre. 10
(b) Développement à l'ordre 1. 10
1.11 Exemples de diagrammes de Feynman pour le développement en série de la diffusion électron-électron. 10
1.10 Classification des quarks, leptons et bosons. 10
1.12 Les matrices canoniques de Pauli. 12
1.13 Les matrices canoniques de Gell-Mann. 12
1.15 Potentiel $V(\phi)$ pour $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$. 13
(a) $\mu^2 < 0$, $\lambda < 0$. 13
(b) $\mu^2 > 0$, $\lambda > 0$. 13
(c) $\mu^2 > 0$, $\lambda < 0$. 13

(d) $\mu^2 < 0$, $\lambda > 0$. 13
1.14 Les différents profils de $V(\phi)$ selon les signes de μ^2 et λ. 13
1.21 Comparaison des résultats d'ajustement avec les mesures directes de certains paramètres du Modèle Standard [2]. 15
1.16 Gargamelle. 15
1.17 UA1. 15
1.18 UA2. 15
1.19 Tunnel du collisionneur HERA. 15
1.20 Beam line du SLAC. 15
1.22 Intérieur du détecteur Super-Kamiokande. 16
1.23 Coeur du détecteur Double Chooz. 16
1.24 Mesures de la section efficace de production hadronique près de la résonance du Z^0. Les courbes indiquent les sections efficaces prédites pour deux, trois et quatre espèces de neutrinos de masses négligeables avec les couplages du Modèle Standard [3]. 16
1.25 Corrections radiatives du premier ordre pour le boson de Higgs. . . 17
1.27 Évolution des constantes de couplage en fonction de l'échelle d'énergie dans le cas du Modèle Standard. 17
1.26 Le satellite Plank. 17

2.2 Source de protons du LHC. 20
2.3 Photo du LINAC 2. 20
2.4 Photo du Booster du Synchrotron à protons. 20
2.5 Photo du PS. 20
2.6 Photo du SPS. 20
2.1 Schéma du complexe d'accélération du CERN. La chaine d'injection du LHC est constituée du Linac 2, du Booster, du PS et du SPS. . . 20
2.7 Diagramme de Livingston : énergie des faisceaux de particules accélérées pour différentes machines en fonction du temps. Afin de pouvoir comparer les différents accélérateurs et technologies, l'énergie des collisionneurs, qui s'exprime dans le centre de masse, a été recalculée comme si l'énergie des particules observées était le résultat d'une collision avec un proton au repos (cible fixe). 21
2.8 Vue schématique du LHC. 22
2.9 Vue schématique des octants du LHC ainsi que des positions des principaux détecteurs le long du LHC. Les faisceaux (en bleu et rouge) circulent en sens inverse l'un de l'autre. 22
2.10 Structure d'une cellule d'un octant. 23
2.16 Vue transversale d'un dipôle du LHC. 23
2.11 ATLAS. 23
2.12 ALICE. 23
2.13 CMS. 23
2.14 LHCb. 23
2.15 Photo d'une cavité accélératrice radiofréquence (RF). 23
2.17 Schéma d'une collision de paquets dans le plan transversal. 24
2.18 Schéma d'une collision "en crabe" de paquets dans le plan transversal. 25
2.20 Luminosité intégrée en fonction du jour de l'année 2016 délivrée (bleu) et enregistrée (orange) par CMS pendant les faisceaux stables et pour les collisions *pp*, à 13 TeV d'énergie dans le centre de masse [4]. 25
2.19 Schéma d'un *"dump block"*. 25
2.21 Schéma d'un proton : les quarks (vert) et anti-quarks (bleu) sont en interaction par l'intermédiaire de gluons (noir). 26

2.22 Produit de x avec la distribution de parton non-polarisée $f(x)$, où $f = u$, $\bar{u}$, d, $\bar{d}$, c, $\bar{c}$, s, $\bar{s}$, b, $\bar{b}$, g et leurs incertitudes, en utilisant la paramétrisation NNLO MSTW2008 à l'échelle $10\,\mathrm{GeV}^2$ (gauche) et $10\,000\,\mathrm{GeV}^2$ (droite) [5]. 26
2.23 Sections efficaces du Modèle Standard pour les collisionneurs LHC et Tevatron en fonction de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$. Les lignes pointillées indiquent les énergies dans le centre de masse associées au Tevatron (1,96 TeV) et au LHC (7, 10 et 14 TeV). Les sections efficaces sont exprimées en nanobarn (gauche) et en Hertz (droite) pour une luminosité instantanée L $=10^{33}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$, luminosité typique des premières années de fonctionnement du LHC [6]. 27
2.24 Schéma d'une collision proton-proton inélastique. Deux partons venant de deux protons différents interagissent inélastiquement (rouge), d'autres partons de ces deux protons produisent des collisions secondaires (magenta). Les partons ainsi créés s'hadronisent (rouge) en créant des jets de particules (vert clair). Ces particules instables se désintègrent, en cascade, en particules stables (vert foncé). 28
2.25 Distribution du nombre de collisions par croisement de faisceaux [4]. 29
2.26 Calendrier prévisionnel du LHC. 29
2.27 Photo du LINAC4. 30
2.28 Schéma montrant les différents types de mise à niveau nécessaires au HL-LHC [7]. 30

3.1 Descente d'une tranche de CMS. 34
3.2 Vue éclatée du détecteur CMS [10]. 35
3.3 Schéma du trajectographe de CMS. Chaque trait représente un module du détecteur. Les lignes doubles correspondent à des modules mis dos-à-dos produisant des hits dits "stéréos". Le détecteur à pistes est composé de quatre sous-détecteurs : les tonneaux internes (TIB), les tonneaux externes (TOB), les disques internes (TID) et les bouchons (TEC). 36
3.4 Comparaison entre le nouveau et l'ancien trajectographe à pixels [11]. 37
(a) Vue oblique-transverse comparant les couches des tonneaux de l'ancien (gauche) et du nouveau détecteur (droite). 37
(b) Ancien détecteur à pixels (bas) et nouveau (haut). 37
3.5 Vue explosée du nouveau détecteur à pixels. La figure montre les positions des différentes partitions FPIX et BPIX ainsi que leurs cylindres contenant leurs services respectifs. Les services nécessaires au détecteur (connectiques, fibres optiques, convertisseurs DC-DC) sont situés à haut η, hors du volume de trajectographie [11]. 37
3.7 Différents modules utilisés pour la construction du TOB et du TEC. 38
3.6 Modules de pixels [11]. 38
(a) Module pour les couches 2 à 4 des BPIX et des FPIX (gauche) et de la couche 1 de BPIX (droite). 38
(b) Schéma de l'électronique de lecture d'un module. 38
3.8 Photos des différents composants du détecteur à pistes. 39
(a) Le TIB. 39
(b) Un TID. 39
(c) Le TOB. 39
(d) Un TEC. 39
3.9 Schéma du ECAL de CMS [12]. 39

3.10 Un cristal de $PbWO_4$. 40
3.11 Un groupe de deux APD. 40
3.12 Un *"Dee"*. 40
3.13 Montage de 20 Super-Cristaux sur un des *Dee*. 40
3.14 Une VPT. 40
3.15 Photos des différents composants du calorimètre électromagnétique. 40
(a) Le tonneau du ECAL (EB). 40
(b) Un bouchon du ECAL (EE). 40
(c) Un des preshower du ECAL. 40
3.20 Schéma en coupe d'un quart du HCAL de CMS [13]. 41
3.16 Photo de douilles en laiton de la marine russe réutilisées pour la construction du HCAL. 41
3.17 Photo d'une tuile du HO avec des fibres WLS insérées dans les 4 σ-rainures. 41
3.18 Photo d'un MPPC. 41
3.19 Photo d'une HPD. 41
3.22 Photo d'une culasse. 42
3.21 Photos des différents composants du calorimètre hadronique. 42
(a) Le tonneau du HCAL (HB). 42
(b) Un bouchon du HCAL (HE). 42
(c) Installation du HO. 42
(d) Un des HF du HCAL. 42
3.23 Schéma de l'aimant supraconducteur de CMS [14]. 43
3.24 Valeur du champ magnétique (gauche) et lignes de champ (droite) selon une coupe longitudinale du détecteur CMS, prédits par la simulation pour une valeur du champ central de 3,8 T [15]. 43
3.25 Coupe dans le plan transverse d'un quart du détecteur CMS montrant la trajectoire d'un muon (courbe bleue). 43
3.26 Coupe longitudinale d'un quart de CMS [16]. 44
3.27 Coupe transversale de la partie centrale de CMS [16]. 45
3.28 Schéma d'une chambre à dérive [16]. 46
3.29 Schéma d'un tube d'une chambre à dérive [16]. 46
3.30 Schéma d'une chambre CSC [17]. 47
3.31 Schéma en vue éclatée d'un gap d'une RPC et des pistes de lecture. 47
3.32 Photos des différents composants du spectrographe à muons. 48
(a) Une cassette contenant une chambre DT et des RPC. 48
(b) Une chambre CSC. 48
(c) Une chambre RPC. 48
3.33 Schéma des traces laissées par différents types de particules dans les sous détecteurs de CMS. 48
3.34 Schéma du Level-1 Trigger (L1) [18]. 49
3.35 Schéma d'un quart du trajectographe prévu pour la mise à niveau de CMS [21]. 50
3.36 Schéma du nouveau L1 pour la partie calorimètre et muons [22]. . . 51
3.37 Schéma d'un quart du détecteur CMS montrant les différentes technologies qui seront utilisées dans les bouchons du spectrographe à muons [20]. 51

4.1 Photo d'un des premiers tubes Geiger-Müller fabriqué en 1932 par Hans Geiger pour une utilisation en laboratoire. 53
4.2 Évolution typique du gain du gaz en fonction de la tension appliquée (en échelle arbitraire). 54

4.4 Schéma d'une RPC typique. 55
4.3 Structure de la Bakélite. 55
4.5 Schéma de l'expérience BaBar. 56
4.6 Schéma de l'expérience BELLE. 56
4.7 Photo du détecteur OPERA. 56
4.8 Perte d'énergie moyenne $-\left\langle \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \right\rangle$ pour des anti-muons dans du cuivre en fonction de $\beta\gamma = \frac{p}{Mc}$ sur neuf ordres de grandeur en quantité de mouvement (douze ordres de grandeur en énergie cinétique)[29]. . . 57
4.13 Perte d'énergie moyenne dans l'hydrogène liquide, l'hélium liquide, le carbone, l'aluminium, le fer, l'étain et le plomb. Les effets radiatifs, pertinents pour les pions et muons, ne sont pas inclus. Ils deviennent importants pour les muons traversant le fer avec $\beta\gamma \gtrsim 1000$ et à plus petite quantité de mouvement pour les muons dans des absorbeurs de plus grand Z [29]. 57
4.9 Émission d'un photon lors de la désexcitation d'un atome. 57
4.10 Éjection d'un électron Auger. 57
4.11 Ionisation Penning. 57
4.12 Bremsstrahlung produit par un électron dévié par le champ électrique d'un noyau. 57
4.14 Vue schématique du développement d'une avalanche. Le champ électrique appliqué aux électrodes est noté E, les électrons sont en bleu et les ions en rouge. 58
(a) Des molécules du gaz sont ionisées par le passage d'une particule. 58
(b) La taille de l'avalanche influence le champ électrique local de la couche de gaz. 58
(c) Les électrons atteignent l'anode. Les ions sont beaucoup plus lents. 58
(d) Les ions atteignent la cathode. Les charges de la couche résistive induisent un temps mort. 58
4.15 Vue schématique du développement d'un *streamer*. Le champ électrique appliqué aux électrodes est noté E, les électrons sont en bleu et les ions en rouge. 59
(a) Des molécules du gaz sont ionisées par le passage d'une particule. 59
(b) La taille de l'avalanche modifie fortement le champ électrique local de la couche de gaz. 59
(c) Les photons contribuent au développement de l'avalanche et étalent l'avalanche. Passage au mode *streamer*. 59
(d) Les charges de la couche résistive induisent un temps mort important. 59
4.16 Vue schématique du développement d'un *spark*. Le champ électrique appliqué aux électrodes est noté E, les électrons sont en bleu et les ions en rouge. 59
(a) Des molécules du gaz sont ionisées par le passage d'une particule. 59
(b) La taille de l'avalanche modifie fortement le champ électrique local de la couche de gaz. 59
(c) Les photons contribuent au développement de l'avalanche et étalent l'avalanche. Passage au mode *streamer*. 59
(d) Un plasma peut se créer entre les électrodes et produire une étincelle. Les electrodes sont déchargées à cet endroit (mode éclair). 59
(e) Des éclairs se créent de proche en proche à cause des électrons migrateurs et des photons. 59

(f) Le champ électrique est fortement abaissé dans toute la chambre. Elle est aveugle. 59
4.17 Nombre de collisions donnant lieu à des ionisations (nombre d'amas) par mm en fonction de $\gamma - 1$, avec $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, pour différents mélanges de gaz, tel que prédit par HEED [31], avec $T = 296{,}15\,\mathrm{K}$ et $p = 1013\,\mathrm{mbar}$. Les lignes correspondent à des mesures prises de [33]. 60
4.18 Distributions du *"cluster size"* pour un mélange gazeux typique utilisé pour les RPC calculées en utilisant HEED [31]. Les particules incidentes sont des pions de 7 GeV pour le mélange avec 10% d'isobutane et 120 GeV pour le mélange avec 0,3%. La température du gaz est $T = 296{,}15\,\mathrm{K}$ et la pression $p = 1013\,\mathrm{mbar}$. En coupant à 500 électrons et par intégration on trouve un nombre d'électrons moyen par amas de 1,9 pour l'isobutane, 2,6 pour le mélange à 10% de SF_6 et 2,8 pour le mélange à 0,3% de SF_6. 61
4.19 Coefficient de Townsend et coefficient d'attachement calculés grâce à Imonte [35] pour $T = 296{,}15\,\mathrm{K}$ et $p = 1013\,\mathrm{mbar}$ pour un mélange de gaz donné [34]. 62
4.20 Vitesses de dérive calculées en utilisant le programme MAGBOLTZ [37] pour différents mélanges de gaz à la température $T = 296{,}15\,\mathrm{K}$ et la pression $p = 1013\,\mathrm{mbar}$. 63
4.22 Structure chimique du Tétrafluoroéthane. 64
4.23 Structure chimique de l'isobutane. 64
4.24 Structure chimique de l'hexafluorure de soufre. 64
4.21 Schéma d'une chambre RPC dans CMS. 64
4.26 Disposition des *gaps* dans les chambres des bouchons [46]. 65
4.28 Une *Front-End Board* des chambres RPC dans les bouchons de CMS. Les 4 ASIC sont clairement visibles sur le PCB. Les strips sont reliés aux connecteurs du bas et les signaux *Low-Voltage Differential Signaling* (LVDS) sont envoyés grâce aux câbles reliés aux connecteurs du haut. Le connecteur sur la droite est, quant à lui, relié au *Distribution Board* (DB) et amène la basse tension et les signaux I^2C. 65
4.25 Schéma d'une chambre RPC dans les bouchons [45]. 65
4.27 Zone d'extraction des signaux. 65
4.29 Schéma de principe de l'électronique d'une voie du FEB. 66
4.30 Un DB permettant les configurations des paramètres des FEB par I^2C ainsi que leur alimentation. 66
4.31 Point de fonctionnement moyen, efficacité moyenne au point de fonctionnement et tension moyenne pour laquelle l'efficacité est de 50% pour les différents scans en tension effectués depuis 2011 [48]. . 67
(a) Pour le tonneau. 67
(b) Pour les bouchons. 67
4.32 Résolution temporelle simulée pour des traces de muons dans la région vers l'avant, dans le cas où seules sont présentes les chambres CSC et DT (bleu), et dans le cas ou les chambres RPC des zones RE3/1 et RE4/1 sont incluses (rouge) [49]. 68
4.33 Impact de l'inclusion des *hits* provenant des chambres RPC sur l'efficacité du déclenchement local dans les stations 3 (haut) et 4 (bas). La contribution des iRPC débute à partir de $|\eta| = 1{,}8$ [49]. . 69
(a) Pour la station 3. 69

(b) Pour la station 4 69
4.34 Efficacité et taille moyenne d'un amas en fonction de la tension appliquée [49]. 70
(a) En l'abscence de flux de gammas. 70
(b) En présence d'un flux de gammas de 1,91 kHz cm^{-2}. 70

5.1 Évolution du courant (courbe bleue) et de la résistivité volumique (courbe rouge) en fonction du temps pour une électrode de verre de basse résistivité soumise à une tension de 1000 V pendant 32 jours. . 72
5.2 Photo d'une électrode de verre de basse résistivité. 73
5.3 Refroidissement d'un bloc de verre de basse résistivité. 73
5.4 Photo du prototype SDHCAL construit à Lyon. 73
5.5 Schéma de l'ILD. 73
5.6 Schéma de l'accélérateur ILC. 73
5.7 Vue d'un HARDROC soudé. 74
5.8 Schéma électronique du HARDROC. 74
5.9 Schéma simplifié du HARDROC. 74
5.10 Schéma du préamplificateur. 75
5.11 Schéma du miroir de courant à 8 bits. 76
5.12 Schéma de FSB0. 76
5.13 Schéma de FSB1/2. 76
5.14 Forme du signal en sortie des FSB pour des injections de charges de 100 fC (bleu), 1 pC (vert) et 10 pC (rouge). FSB0 a pour gain 1, FSB1 1/4 et FSB2 1/8. 77
5.15 Seuil de basculement pour DAC0, DAC1 et DAC2, en fonction de la charge injectée, pour 64 canaux d'un HARDROC. La valeur du piédestal a été soustraite [56]. 77
(a) Seuil de basculement pour DAC0. 77
(b) Seuil de basculement pour DAC1. 77
(c) Seuil de basculement pour DAC2. 77
5.16 Photo d'une DIF. 79
5.18 Une (S)DCC. 80
5.17 Diagramme temporel du cycle d'acquisition et de lecture. 80
5.19 Architecture de la DAQ du SDHCAL. Dans notre cas le nombre d'ASU est d'un par *layer* (chambre) ainsi que d'une DIF par chambre. Le nombre de chambres étant dans notre cas inférieur à 9, l'utilisation des DCC est inutile. 80
5.20 Efficacités obtenues avec le processeur *Analysis* pour les 48 chambres du SDHCAL en utilisant la simulation *SimDigital*. Les particules incidentes sont des muons de 100 GeV et chaque couleur représente une carte d'efficacité fixée lors de la simulation. 83
5.21 Comparaison entre la valeur attendue et la valeur mise dans la carte d'efficacité avec $f = 0{,}2$. 84
(a) Graphique des valeurs de l'efficacité attendue pour différentes valeurs de la carte d'efficacité. 84
(b) Tableau des valeurs de l'efficacité attendue pour différentes valeurs de la carte d'efficacité. 84
5.22 Une GRPC composée de verre de basse résistivité ($\sim 10^{10}\Omega$ cm). . . 84
5.23 Cellules de lecture de taille 1 cm×1 cm. 84

5.24 Efficacité en fonction du flux de particules pour différentes GRPC. La ligne orange correspond à une chambre composée de verre "Standard" dit *float glass* de résistivité de l'ordre de $\sim 10^{13}\Omega\,\mathrm{cm}$. Les autres courbes correspondent à des chambres composées de verre de basse résistivité. 85
5.25 Télescope utilisé pour le test en faisceaux au PS. La chambre à *strips* est placée en deuxième position en partant de la droite. 85
5.26 Schéma de la chambre double *gaps* à *strips*. 86
5.27 Schéma de la partie électronique de la chambre à *strips*. 86
5.28 Profil du faisceau dans une chambre à *pads* reconstruit grâce aux traces (l'efficacité des chambres n'est pas prise en compte). 86
5.29 Efficacité en fonction de la haute tension appliquée pour la chambre à *strips*. Le flux de particules moyen est estimé à $3{,}5\,\mathrm{kHz\,cm^{-2}}$. . . . 87
5.30 Efficacité en fonction du flux de particules. La tension est fixée à 7200 V. 87
5.31 Multiplicité (axe de gauche) et résolution spatiale (axe de droite) en fonction du flux de particules au point de fonctionnement 7200 V. . 88
5.32 Profil du faisceau dans une chambre à *pads* reconstruit grâce aux traces (l'efficacité des chambres n'est pas prise en compte). 89
5.33 Structure des trains de faisceau vue par le détecteur. Pour cette figure, chaque train dure 4,8 s. 89
5.34 Efficacité (axe de gauche) et multiplicité (axe de droite) en fonction de la haute tension appliquée. 90
5.35 Efficacité en fonction du flux de particules moyen estimé. Les RPC de basse résistivité sont en bleu et la chambre en verre "standard" est en rouge. 90
5.36 Multiplicité en fonction du flux de particules moyen estimé. Les RPC de basse résistivité sont en bleu et la chambre en verre "standard" est en rouge. 91
5.37 Vue extérieure du GIF++. 91
5.40 Vue en coupe de la source de Césium 137. 92
5.41 Vue en trois dimensions de l'irradiateur. 92
5.38 Le GIF++. 92
(a) Schéma de l'intérieur du Bunker du GIF++. 92
(b) Vue panoramique de l'intérieur du bunker, (vue face au faisceau *Upstream*). 92
5.39 Diagramme de désintégration du césium 137. 92
5.42 Schéma de l'irradiateur et des systèmes d'atténuateurs. 93
5.43 Les 24 valeurs d'atténuation configurables. 93
5.44 Boite contrôlable à distance contenant la SDCC etc. 94
5.45 Le télescope dans le bunker du GIF++. 94
5.46 Courant de photons total (γ de toutes énergies de 0 keV à 662 keV) dans le plan xz pour $y = 0\,\mathrm{m}$. La position du télescope est indiquée par le carré bleu. 94
5.47 Efficacité en fonction du courant de γ obtenue pour différentes valeurs d'atténuation de la source. Les effets d'écrantage dus à la présence des autres chambres placées devant la source ne sont pas inclus. . . 95
5.49 Taux de conversion : probabilité qu'un photon de 661,7 keV produise un *hit* dans les chambres du télescope au GIF++. Les chambres sont numérotées de 0 à 6, la chambre 0 étant la plus proche de la source. 95
5.48 Le passage dans les chambres d'un muon et de photons simulés par GEANT4. 95

(a.1) Efficacité en fonction du seuil. 96
(a.2) Multiplicité en fonction du seuil. 96
(a) À 2 m de la source. Le facteur d'atténuation de la source vaut 220. 96
(b.1) Efficacité en fonction du seuil. 96
(b.2) Multiplicité en fonction du seuil. 96
(b) À 2 m de la source. Le facteur d'atténuation de la source vaut 22. 96
(c.1) Efficacité en fonction du seuil. 96
(c.2) Multiplicité en fonction du seuil. 96
(c) À 5,5 m de la source. Le facteur d'atténuation de la source vaut 150. 96
(d.1) Efficacité en fonction du seuil. 96
(d.2) Multiplicité en fonction du seuil. 96
(d) À 5,5 m de la source. Le facteur d'atténuation de la source vaut 46. 96
5.50 Efficacité et multiplicité en fonction du seuil appliqué pour la première chambre du télescope. La tension appliquée est de 7000 V. 96
5.51 Cahier de manipulation (logbook) pour les prises de données au GIF++. 97
5.52 Valeur de l'atténuateur, de la tension appliquée, du courant dans les chambres, de la charge intégrée en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016 et de la charge intégrée en fonction du nombres de jours effectifs de fonctionnement pour la chambre de basse résistivité la plus proche de la source. 98
(a) Valeur de l'atténuateur en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016. 98
(b) Tension appliquée en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016. 98
(c) Courant dans la chambre en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016. 98
(d) Charge intégrée en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016. 98
(e) Charge intégrée en fonction du nombres de jours effectifs. 98
5.53 Valeur de l'atténuateur, de la tension appliquée, du courant dans les chambres, de la charge intégrée en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016 et de la charge intégrée en fonction du nombres de jours effectifs de fonctionnement pour la chambre en verre standard située en deuxième position en partant de la source. 99
(a) Valeur de l'atténuateur en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016. 99
(b) Tension appliquée en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016. 99
(c) Courant dans la chambre en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016. 99
(d) Charge intégrée en fonction du nombre de jours effectifs. 99
(e) Charge intégrée en fonction du nombre de jours depuis le 1er août 2016. 99
5.54 *Hits* rejetés par *Trivent* (Hz) pour les cinq chambres du télescope au GIF++. La chambre 5 est la plus éloignée du faisceau. La chambre 4 est une chambre construite en verre standard. 100
(a) Chambre 1. 100
(b) Chambre 2 (float glass). 100
(c) Chambre 3. 100

(d) Chambre 4. 100
(e) Chambre 5 (la plus éloignée de la source). 100
5.55 Intensité parcourant les chambres en fonction de la haute tension appliquée pour différentes valeurs du facteur d'atténuation de la source. 101
(a) Chambre 1 (verre de basse résistivité). 101
(b) Chambre 2 (*"float glass"*). 101
5.56 Courant (µA) parcourant la chambre de basse résistivité la plus proche de la source (bleu) et *"float glass"* (orange) en fonction de l'inverse du facteur d'atténuation. La tension appliquée est fixée à 6900V. 101
5.57 Plusieurs scans en montée et en descente des courants circulant dans la chambre en fonction de la haute tension. La chambre de basse résistivité présente une hystérésis. 102
(a) Chambre 1 (verre de basse résistivité). 102
(b) Chambre 2 (*"float glass"*). 102
5.58 Courant circulant dans les chambres en fonction de la tension appliquée. Le gaz utilisé est l'Argon. Les résultats de l'ajustement de la partie linéaire sont également donnés. 103
5.59 Vue intérieure d'une chambre du télescope du GIF++. Les *spacers* ont disparu et un dépôt s'est formé sur les électrodes. 104
5.60 Schéma de la segmentation en *gap* des prototypes [46]. 106
5.61 Les 4 partitions de 32 *strips* selon η. 106
5.62 Photos des *gaps* et de la cassette. Les entrées et sorties de gaz sont les tuyaux bleus et rouge. La haute tension est amenée par les câbles blancs. 106
(a) *Gap(i)* hermétique formé par collage des verres. On distingue clairement les zones de collage. 106
(b) *Gap(ii)* et *gap(iii)* hermétiques formés par collage des verres dans la cassette, avec les *strips* et le *gap(i)* au dessous. 106
(c) La cassette fermée. 106
5.63 Photos et schéma du prototype de cassette construit selon la méthode par fixation mécanique. 107
(a) Les différents verres formant un *gap*. 107
(b) Les plots assurant le maintien des verres ainsi que les fils de pêche assurant l'espace entre les électrodes d'un *gap*. 107
(c) Pose du PCB au dessus du *gap* du bas. On peut remarquer, par transparence, les adhésifs de cuivre (encadrés en rouge sur la figure) reliant électriquement les verres d'un *gap*. 107
(d) La cassette fermée hermétiquement. 107
(e) Schéma de la cassette. 107
5.64 Schéma d'une cascade atmosphérique produite par un proton. . . . 108
5.65 Composition du flux cosmique dans l'atmosphère terrestre pour des particules ayant une énergie supérieure à 1 GeV. Les points colorés représentent les mesures de flux de muons négatifs réalisées par plusieurs expériences [29]. 108
5.66 La carte de test pour le banc cosmique. 109
5.67 Application LabVIEW® utilisée pour obtenir l'efficacité des chambres. 109
5.68 Efficacité de détection des muons en fonction de la haute tension appliquée. La chambre construite par collage (fixation mécanique) est en rouge (noir). 109
5.70 TDC CAEN V1190A. 110

5.71 VME-USB2.0 Bridge CAEN V1718. 110
5.69 La chambre *"float glass"* instrumentée avec l'électronique de CMS. . 110
(a) La chambre en verre standard. 110
(b) Les 4 FEB et la DB sur leur support en plexiglas. 110
5.72 Les deux chambres sur la ligne H2. 110
5.73 Distribution du nombre de *hits* dans une chambre en fonction du *timestamp* du TDC. 111
5.74 Efficacité de la chambre en verre de basse résistivité en fonction de la haute tension appliquée pour différents seuils (220 mV en noir, 275 mV en rouge, 300 mV en vert, 350 mV en bleu). 111
5.75 Efficacité de la chambre de basse résistivité en fonction du seuil appliqué. La tension appliquée est de 7000 V. 111
5.76 Taux de bruit par *strip* pour les deux chambres. Les traits verticaux rouges représentent les limites des partitions. La tension appliquée est fixée à 7000 V et le seuil à 220 mV. 112
(a) Taux de bruit par *strip* dans la chambre en verre de basse résistivité. 112
(b) Taux de bruit par *strip* dans la chambre en verre *"float glass"*. . 112
5.77 Taux de bruit des partitions C des chambres en fonction de la tension appliquée. Le seuil est fixé à 250 mV. La chambre en verre standard (de basse résitivité) est en rouge (noir). 113
5.78 Taux de bruit des partitions C des chambres en fonction du seuil appliqué. La tension appliquée est fixée à 7000 V. La chambre en verre standard (de basse résitivité) est en rouge (noir). 113
5.79 Distribution du nombre de *hits* par *timestamp* des *strips* alignés et ajustement de cette distribution par la somme d'une gaussienne et d'une constante (vert), la somme de deux gaussiennes et d'une constante (rouge) et une Crystal-Ball (bleu). 114
5.80 Distribution du nombre de *hits* par *timestamp* des *strips* non-alignés et ajustement de cette distribution par la somme d'une gaussienne et d'une constante (vert), la somme de deux gaussiennes et d'une constante (rouge) et une Crystal-Ball (bleu). 115
5.81 Biais ($\epsilon_{vrai} - \epsilon_{corrigée}$) pour la formule 5.17 de correction de l'efficacité. ϵ_{vrai} est l'efficacité réelle sans contamination par le bruit et $\epsilon_{corrigée} = \epsilon_1$ est l'efficacité trouvée après avoir appliqué la formule 5.16. Les courbes sont obtenues par un programme Monte Carlo où le nombre de *triggers* a été fixé à 50 000. 116
5.82 Biais ($\epsilon_{vrai} - \epsilon_{corrigée}$) pour la formule 5.17 de correction de l'efficacité. ϵ_{vrai} est l'efficacité réelle sans contamination par le bruit et $\epsilon_{corrigée} = \epsilon_2$ est l'efficacité trouvée après avoir appliqué la formule 5.17. Les courbes sont obtenues par un programme Monte Carlo où le nombre de triggers a été fixé à 50 000. 117
5.83 Déviation standard du biais de la formule 5.17. 2 500 000 expériences ont été réalisées au total, réparties dans 50×50 bins. 117
(a.1) Intérieur de la chambre avant amélioration. 118
(a.2) Intérieur de la chambre après amélioration. 118
(a) Intérieur de la chambre. 118
(b.1) Extérieur de la chambre avant amélioration. 118
(b.2) Extérieur de la chambre après amélioration. 118
(b) Extérieur de la chambre. 118
5.84 Comparaison entre la chambre de basse résistivité avant les améliorations (gauche) et après (droite). 118

5.85 Distribution temporelle des *hits*. La distribution correspond à 5000 événements déclenchés par des muons. La tension appliquée est fixée à 8,6 kV et le seuil à 0,15 pC. Le signal provenant des muons est observé autour de $t_0 = 270$ ns et peut être ajusté par la somme d'une Gaussienne de résolution $\sigma = 11$ ns et d'une constante. La zone du signal correspond à une fenêtre de $\pm 3\sigma$ autour de t_0. Le flux de γ de la source est estimé à 3 kHz cm^{-2}. 119
5.86 Efficacité de détection des muons en fonction de la tension appliquée pour différents taux estimés d'avalanches produites par les γ de la source. 119
5.87 Taille moyenne d'un amas (*cluster size*) en fonction de la haute tension appliquée pour différents taux estimés d'avalanches produites par les γ de la source. 120
5.88 Probabilité du passage en mode *streamer* en fonction de la haute tension appliquée pour différents taux estimés d'avalanches produites par les γ de la source. 120
(a) La peinture résistive s'est fixée sur le PCB. 121
(b) Polymérisation des produits de réaction du gaz. 121
(c) Dépôt le long des fils de pêche et des perles. 121
5.89 Différents problèmes observés à l'ouverture de la chambre. 121
5.90 Courant dans la chambre RE1/1 en fonction du pourcentage de SF_6 dans le mélange de gaz de type ILC (TFE, CO_2, SF_6), ainsi que pour le mélange de gaz CMS. 122
5.91 Taux de bruit dans la partition B de la chambre RE1/1 en fonction de la tension appliquée pour différentes proportions de SF_6. Le seuil appliqué est de 0,17 pC. 123
5.92 Taux de bruit dans la partition B de la chambre RE1/1 en fonction de la tension appliquée pour différents seuils. La proportion de SF_6 est de 5% (a) et 3% (b). 123
(a) 123
(b) 123
5.93 Efficacité (vert) et taux de bruit (bleu) pour la chambre en verre de basse résistivité (a) et en Bakélite (b) pour le mélange de gaz CMS. Le taux de bruit de la chambre de basse résistivité pour le mélange à 5% de SF_6 est également donné (rouge). Le seuil appliqué est de 72 fC. 124
(a) Efficacité et taux de bruit pour la chambre en verre de basse résistivité. 124
(b) Efficacité et taux de bruit pour la chambre en Bakélite. 124
5.95 Les nouvelles chambres à *strips* sur leur bâti. 125
5.96 Distribution du nombre de *hits* en fonction du numéro du *strip*, pour divers temps avant le signal de la coïncidence des scintillateurs, reçue dans les données LCIO. 125
(a) 0,8 µs 125
(b) 1 µs 125
(c) 1,2 µs 125
(d) 1,4 µs 125
(e) 1,6 µs 125
(f) 1,8 µs 125
(g) 2 µs 125
5.94 Nouvelle chambre 32 cm×30 cm. 125

5.97 Distribution du nombres de *runs* en fonction du nom de la configuration dans la *database*. 126
5.98 Corrélation entre le statut du faisceau et le statut de la source pour les 126 *runs* ayant été inscrits dans le bon elog. 30 *runs* ont été écrits dans le mauvais elog (M3) suite à une erreur de configuration. . . . 126
5.99 Nombre de *runs* en fonction du seuil, l'axe z étant le nombre d'atténuateurs de la source pour les seuils correspondants. Un exemple avec "PAD1(3,250L)" qui représente le nom de la chambre (PAD1), le numéro du seuil (i' =1,2 ou 3) et la valeur $\mathrm{DAQ}_{i=i'-1}$ appliquée (250) (cf.Eq 5.2). 127
5.100 Valeur de l'atténuateur de la source en fonction du seuil, la couleur (le numéro) de l'axe z représente le nombre de valeurs d'atténuateur prises (de *runs* pris avec cette valeur d'atténuateur). Un exemple avec "PAD1(3,250L)" qui représente le nom de la chambre (PAD1), le numéro du seuil (i' =1,2 ou 3) et la valeur $\mathrm{DAQ}_{i=i'-1}$ appliquée (250) (cf.Eq 5.2). 127
5.101 Efficacité en fonction du seuil appliqué pour la chambre en verre de basse résistivité. La tension appliquée est fixée à 6800 V. 128
5.102 Efficacité en fonction du seuil appliqué pour la chambre en Bakélite. La tension appliquée est fixée à 9300 V. 128

6.1 Schéma du PCB permettant la lecture des deux côtés des *strips*. . . 131
6.2 Photo du PCB avec lecture des *strips* des deux côtés. 132
6.3 Un TDC fourni par nos collègues de Tsinghua. 132
6.4 Schéma électronique du PETIROC2. 133
6.5 Schéma simplifié du PETIROC2. 133
6.6 Gigue en fonction de la tension injectée. Le seuil est fixé à 0,5 mV. Dans notre cas, la gigue est donnée par la courbe verte. 133
6.7 Résolution temporelle d'un *strip* du PCB. Le signal est un échelon de tension d'amplitude 10 V et de durée 10 ns. Le signal traverse un condensateur de 1 pF. 134
6.8 Les deux chambres en Bakélite posées sur la table de positionnement. 135
6.9 Les différents PM placés d'un côté des chambres. 135
6.10 Distribution des T^n pour une chambre et ajustement par une fonction Gaussienne de la zone proche du premier pic. 136
6.11 Distribution des $T_2^{n,21}$ de la chambre en Bakélite 1,4 mm. 136
6.12 Différences de courants parcourant les chambres entre les périodes sans faisceaux et avec faisceaux en fonction de la haute tension appliquée. 137
(a) chambre 1,4 mm. 137
(b) chambre 1,6 mm. 137
6.13 Distribution des $T_2^{n,21} - T_1^{n,21}$ pour différentes positions de la table. 138
(a) Distribution des $T_2^{n,21} - T_1^{n,21}$ lorsque le faisceau est à une distance 25,5 cm des mezzanines. 138
(b) Distribution des $T_2^{n,21} - T_1^{n,21}$ lorsque le faisceau est à une distance 17,5 cm des mezzanines. 138
(c) Distribution des $T_2^{n,21} - T_1^{n,21}$ lorsque le faisceau est à une distance 5,5 cm des mezzanines. 138
6.14 $< \Delta T > = < T_2 - T_1 >$ en fonction de la position Y du détecteur. . . 138

7.1 Schéma de principe et diagramme temporel du principe des TDC utilisant le principe de Vernier. Le temps calculé par le TDC est donné par $T = N_0 T_{slow} - N_1 T_{fast}$ avec N_0 (N_1) le nombre d'oscillations de l'oscillateur lent (rapide). 142
(a) Schèma de principe du TDC de type Vernier. 142
(b) Diagramme temporel du principe de Vernier. 142
7.2 Schéma d'une chambre iRPC avec l'électronique PETIROC2. La mezzanine est en vert. Les câbles coaxiaux venant des deux côtés des *strips* (en violet et en rouge) sont connectés à la mezzanine par des cartes adaptatrices d'impédance (en orange). Le détecteur et le PCB avec les *strips* sont à l'intérieur de la mécanique et ne sont pas visibles. 142
7.3 Schéma du système DAQ des nouvelles chambres. 142
7.4 Le prototype de PCB avec lecture des *strips* des deux côtés. 143

Liste des tableaux

1.1 Fermions : Quarks et Leptons. 8
1.2 Bosons : Interactions. 9
1.3 Doublets et singulets pour $SU(2)_L$; $i = \{1,\ 2,\ 3\}$ couleurs, $\alpha = \{1,\ 2,\ 3\}$ familles, $\beta = \{u,\ d,\ s,\ c,\ t,\ b\ \}$, $\gamma = \{e,\ \mu,\ \tau,\ (\nu_e,\ \nu_\mu,\ \nu_\tau)\}$. 11

2.1 Liste des principaux paramètres du faisceau du HL-LHC. La colonne intitulée "standard" est le design pris comme objectif, les deux autres colonnes représentent des variantes de ce design. Pour comparaison, les paramètres du faisceau du LHC dans son design nominal sont reportés dans la première colonne [8]. 31

5.1 Caractéristiques du verre dopé. 72
5.2 Valeur des paramètres λ et piédestaux pour les trois seuils. 78
5.3 Encodage des seuils sur 2 bits. 78
5.4 Contenu d'un événement de HARDROC et sa taille en octets. 79
5.5 Tableau des valeurs des filtres des atténuateurs. 93
5.6 Résistivité des différentes chambres. 103

6.1 Contenu d'un événement et sa taille en octets. 135

A.1 Table répertoriant les différents tests en faisceaux. 145

Table des matières

Remerciements **1**

Introduction **3**

1 Le vademecum du Modèle Standard **5**
1 Un bref historique . . . 5
2 Le Modèle Standard de la physique des particules . . . 7
2.1 Les particules élémentaires . . . 7
Les fermions . . . 8
Les bosons . . . 9
Le boson de Higgs . . . 9
2.2 Le formalisme du Modèle Standard . . . 10
2.3 Lagrangien du Modèle Standard . . . 11
Le terme de Yang-Mills (secteur de jauge) . . . 11
Le secteur de Dirac . . . 11
Le secteur de Higgs . . . 12
Le secteur de Yukawa . . . 14
3 Les succès du Modèle Standard . . . 15
4 Les faiblesses du Modèle Standard . . . 16
5 Au-delà du Modèle Standard . . . 18
Les modèles de grande unification . . . 18
Modèles à dimensions supplémentaires . . . 18
La supersymétrie . . . 18

2 Le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC) **19**
1 Le complexe d'accélérateurs du CERN . . . 19
2 Le Large Hadron Collider . . . 21
2.1 Luminosité des faisceaux . . . 24
2.2 Collisions proton-proton . . . 26
Collisions inélastiques . . . 26
2.3 Collisions proton-proton inélastiques . . . 28
2.4 L'empilement en temps et hors-temps . . . 29
2.5 Vers le High Luminosity LHC (HL-LHC) . . . 29
Le HL-LHC . . . 30

3 Le détecteur Compact Muon Solenoid (CMS) **33**
1 Le détecteur Solénoïde compact à muons (CMS) . . . 33
1.1 Systèmes de coordonnées conventionnels . . . 34
1.2 Description générale de CMS . . . 34
2 Les sous-détecteurs de CMS . . . 36
2.1 Le trajectographe . . . 36
Le détecteur à pixels . . . 37
Le détecteur à pistes . . . 38

2.2 Le calorimètre électromagnétique 39
2.3 Le calorimètre hadronique 41
2.4 L'aimant supraconducteur 42
2.5 Le spectrographe à muons 43
3 Le système de déclenchement et d'acquisition de données 48
3.1 Le déclenchement de niveau I (L1) 49
3.2 Le déclenchement de haut niveau (HLT) 50
4 Mises à niveau et amélioration de CMS 50

4 Les Chambres à plaques résistives de CMS 53
1 Les chambres à plaques résistives (RPC) 53
1.1 Les détecteurs gazeux 54
Naissance des RPC 55
1.2 Principes de fonctionnement d'une RPC 56
1.3 Les modes de fonctionnement des RPC 58
Le mode avalanche 58
Le mode *streamer* 58
Le mode éclair (*spark*) 59
1.4 Étude théorique du mode avalanche 60
Ionisation primaire 60
Distance entre les amas de l'ionisation primaire 60
Nombre d'électrons dans les amas primaires 61
1.5 Le facteur de multiplication 61
1.6 Charges créées par l'avalanche 62
1.7 Signal induit sur l'électronique 63
2 Les Resistive Plate Chambers de CMS 64
2.1 Le mélange gazeux 64
2.2 Disposition des chambres RPC dans les secteurs des bouchons de CMS 65
2.3 Électronique de lecture des chambres dans les bouchons 65
2.4 Point de fonctionnement des RPC 67
3 Mise à niveau des RPC pour la Phase-2 de CMS 68
3.1 Les iRPC retenues par le TDR 70

5 Les plaques résistives de verre de basse résistivité 71
1 Le verre dopé de basse résistivité 72
2 Caractérisation des Glass Resistive Plate Chamber (GRPC) 73
3 Électronique "semi-digitale" 73
3.1 La puce de lecture HARDROC 74
Le préamplificateur 75
Miroir de courant à 8 bits 76
Les trois traitements de mise en forme rapide (FSB) 76
Discriminateurs et bascules 77
Le registre de contrôle lent (*slow control*) 78
La mémoire du HARDROC 79
3.2 L'acquisition des données 79
3.3 Format de données LCIO 81
4 Programme d'analyse pour les chambres à élecronique HARDROC . . 81
4.1 Les processeurs MARLIN 81
Test des processeurs par une simulation du SDHCAL 82
5 Tests en faisceaux 84
5.1 Tests en faisceaux à DESY 84

5.2 Tests en faisceaux au PS . . . 85
5.3 Tests en faisceaux au SPS . . . 89
6 Tests au Gamma Irradiation Facility (GIF++) . . . 91
6.1 Le GIF++ . . . 91
6.2 Tests en faisceaux (août 2015) . . . 94
7 Création du Electronic LOGbook (ELOG) . . . 97
8 Vieillissement des chambres au GIF++ . . . 97
8.1 Tests en faisceaux (mai-juin 2016) . . . 100
Étude des courants des chambres . . . 101
Estimation de la résistivité des életrodes . . . 102
8.2 Causes connues du vieillissement des RPC . . . 104
La contamination par l'eau . . . 104
La polymérisation de l'isobutane . . . 105
L'attaque du verre par l'acide fluorhydrique HF . . . 105
9 Les chambres de basse résistivité de taille RE1/1 . . . 106
9.1 Les différentes méthodes d'assemblage . . . 106
Méthode par collage . . . 106
Méthode par fixation mécanique . . . 107
9.2 Comparaison des deux méthodes de construction . . . 108
Le banc de test cosmique . . . 108
Comparaison des efficacités des deux méthodes de construction 109
10 Tests en faisceaux au SPS (mai–juin 2016) . . . 110
11 Programme d'analyse pour les chambres à électronique CMS . . . 114
11.1 Sélection de la zone temporelle du signal . . . 114
11.2 Contamination de l'efficacité par les *hits* de bruit . . . 115
12 Tests au GIF++ . . . 118
12.1 Amélioration de la chambre RE1/1 . . . 118
12.2 Résultats du test en faisceaux d'octobre 2016 . . . 119
13 Étude du bruit et du courant en fonction du pourcentage de SF_6 . . . 121
14 Tests en faisceaux au GIF++ des chambres $32 \times 30\,\mathrm{cm}^2$ à *strips* . . . 125
14.1 Efficacité en fonction du seuil . . . 128
15 Conclusion . . . 129

6 Électronique des improved Resistive Plate Chamber 131
1 Principe de fonctionnement . . . 131
2 Le Prototype . . . 132
2.1 Le TDC . . . 132
2.2 L'ASIC PETIROC2 . . . 133
3 Résolution temporelle du PCB . . . 134
4 Test en faisceaux au SPS (mai 2017) . . . 134
4.1 Format de données . . . 135
4.2 Programme d'analyse . . . 136
4.3 Résultats . . . 137
Courants . . . 137
Résolution spatiale . . . 138
5 Conclusion . . . 139

7 Conclusion et perspectives 141

A Table récapitulative des tests en faisceaux 145

B elogd.cfg pour le logbook du GIF++ 151

Bibliographie 155

Table des figures 162

Liste des tableaux 177

Table des matières 179

Acronymes 183

Acronymes

ALICE A Large Ion Collider Experiment.
APD Avalanche PhotoDiode.
ASIC Application-Specific Integrated Circuit.
ASU Active Sensor Unit.
ATLAS A Toroidal LHC ApparatuS.

BCID Bunch Crossing ID.
BPIX Barrel PIXel detector.

CALICE CAlorimeter for LInear Collider Experiment.
CBM Compressed Baryonic Matter.
CERN Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire.
CKM Cabibbo–Kobayashi–Maskawa.
CMOS Complementary Metal Oxide Semiconductor.
CMS Compact Muon Solenoid.
CSC Cathode Strip Chamber.
CSV Comma-separated values.

DAC Digital to Cnalog Converter.
DAQ Data AcQuisition.
DB Distribution Board.
DESY Deutsches Elektronen-Synchrotron.
DIF Detector InterFace.
DM Digital Memory.
DT Drift Tube.
DTTF Cathode Strip Chamber Track Finder.
DTTF Drif Tube Track Finder.

EB Electromagnetic Barrel.
ECAL Electromagnetic CALorimeter.

EE Electromagnetic End-cap.
ELOG Electronic LOGbook.
EYETS Extended Year-End Technical Stop.

FEB Front End Board.
FPGA Fiel-Programmable Gate Array.
FPIX Forward PIXel detector.
FSB Fast Shaper.

GALLEX GALLium EXperiment.
GCT Global Calorimeter Trigger.
GEM Gaz Electron Multiplier.
GIF++ Gamma Irradiation Facility.
GMT Global Muon Trigger.
GRPC Glass Resistive Plate Chamber.
GT Global Trigger.
GTC Global Trigger Counter.
GUT Grand Unified Theories.

HARDROC HAdronic Rpc Detector ReadOut Chip.
HB Hadronic Barrel calorimeter.
HCAL Hadronic CALorimeter.
HDMI High-Definition Multimedia Interface.
HE Hadronic End-cap calorimeter.
HERA Hadron-Elektron-RingAnlage.
HF Hadronic Forward calorimeter.
HGC High Granularity Calorimeter.
HL-LHC High Luminosity Large Hadron Collider.
HLT High-Level Trigger.
HO Hadronic Outward calorimeter.
HPD Hybrid PhotoDiode.
HPL High Pressure Laminate.
HTML HyperText Markup Language.

ILC International Linear Collider.
ILD International Large Detector.
IP Interaction Point.
IPNL Institut de Physique Nucléaire de Lyon.
iRPC improved Resitive Plate Chamber.
ISR Intersecting Storage Rings.

K2K KEK to Kamioka.
KEK Kō Enerugī Kasokuki Kenkyū Kikō.

L1 Level-1 Trigger.

LAPP Laboratoire d'Annecy de Physique des Particules.
LCIO Linear Collider I/O.
LEIR Low Energy Ion Ring.
LEP Large Eectron Positron collider.
LHC Large Hadron Collider.
LHCb Large Hadron Collider beauty experiment.
LIGO Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory.
LINAC2 LINear particle Accelerator 2.
LINAC3 LINear particle Accelerator 3.
LO Leading Order.
LpGBT Low power GigaBit Transceiver.
LS Long Shut-down.

MARLIN Modular Analysis & Reconstruction for the LINear collider.
MPPC Multi-Pixel Photon Counter.
MS Modèle Standard.
MSTW Martin-Stirling-Thorne-Watt Parton Distribution Functions.

NNLO Next to Next Leading Order.

OPERA Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus.

PCB Printed Circuit Board.
PFA Particle Flow Algorithm.
PM Photomultiplier.
PMT PhotoMultiplier Tube.
PS Proton Synchrotron.
PSB Proton Synchrotron Booster.

QCD Quantum ChromoDynamics.

RCT Regional Calorimeter Trigger.
RF Radio Fréquence.
ROC Read Out Chip.
RPC Resistive Plate Chamber.

SDCC Synchronous Data Concentrator Card.
SDHCAL Semi-Digital Hadronic CALorimeter.
SLAC Stanford Linear Accelerator Center.
SPS Super Proton Synchrotron.
SUSY SUperSYmmetry.

TCP/IP Transmission Control Protocol/Internet Protocol.
TDC Time-to-Digital Converter.
TDR Technical Design Report.
TEC Tracker End-Cap.

TIB Tracker Inner Barrel.

TID Tracker Inner Disk.

TOB Tracker Outer Barrel.

TSMC Taiwan Semiconductor Manufacturing Company.

UA1 Underground Area 1.

UA2 Underground Area 2.

USB Universal Serial Bus.

VEV Vacuum Expectation Value.

VME VERSAModule Eurocard.

VPT Vacuum PhotoTriode.

WLS WaveLength Shifting.

XML Extensible Markup Language.