



Etude de détecteurs à micropistes avec électronique rapide et violation CP dans le système B^0 - B^0 bar pour l'expérience CMS au LHC

Julien Croix

► To cite this version:

Julien Croix. Etude de détecteurs à micropistes avec électronique rapide et violation CP dans le système B^0 - B^0 bar pour l'expérience CMS au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 1999. Français. NNT : . tel-00001408

HAL Id: tel-00001408

<https://theses.hal.science/tel-00001408>

Submitted on 14 Jun 2002

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

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

THESE

présentée par

Julien CROIX

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

Spécialité : Physique des Particules

**Etude de détecteurs à micropistes
avec électronique rapide
et violation CP dans le système $B^0 - \bar{B}^0$
pour l'expérience CMS au LHC.**

THESE

présentée par

Julien CROIX

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

Spécialité: Physique des Particules

**Etude de détecteurs à micropistes avec électronique rapide
et violation CP dans le système $B^0 - \bar{B}^0$
pour l'expérience CMS au LHC.**

Soutenue le 9 septembre 1999 devant la commission d'examen composée des membres:

M. Daniel DENEGRÉ

M. Louis FAYARD

M. Ulrich GOERLACH Directeur de thèse

M. Jean-Louis RIESTER Président et rapporteur interne

M. Gérard SMADJA Rapporteur externe

M. Guy WORMSER Rapporteur externe

Remerciements

Je remercie Monsieur Ulrich Goerlach pour m'avoir accueilli dans son équipe de recherche.

Je tiens à remercier messieurs Riester, Smadja et Wormser d'avoir été rapporteurs de ce travail, et messieurs Denegri et Fayard d'avoir accepté de participer au jury.

La partie technique de ce travail n'aurait jamais pu être réalisée sans la compétence de nombreuses personnes. Je remercie donc l'ensemble de l'équipe technique, et en particulier mesdames Coffin et Sigward et monsieur Helleboid pour la réalisation et les tests des détecteurs, messieurs Eberlé, Wortman et Krauth pour la mécanique, Madame Hu et messieurs Le et Hoffman pour l'électronique. J'adresse un remerciement particulier à Philippe Schmitt pour ses nombreuses explications sur l'électronique.

L'indispensable soutien informatique a été en grande partie assuré par messieurs Michallon et Maazouzi, je les remercie sincèrement.

Je remercie l'ensemble du groupe CMS de Strasbourg-Mulhouse.

En particulier Yann Benhamou et Jean-Charles Fontaine, leurs nombreux conseils et leur soutien sans faille m'ont été très utiles durant ces trois années. Je tiens à remercier également Isabelle Ripp et Pascal Van Laer pour leur grande disponibilité et l'aide qu'ils m'ont apportée.

Je veux adresser un grand merci à François Charles qui a accepté de mener l'étude de physique du b avec moi. Grâce à sa disponibilité et sa gentillesse j'ai réalisé ce travail avec beaucoup de plaisir.

J'ai une pensée amicale pour les collègues thésards que j'ai côtoyés Yadh, Pawel, Christophe, Nathalie, Valérie, Pascal, Susana, Tzvet et Arnould; courage pour ceux qui n'ont pas encore fini.

Fabien et Marc ont supporté mes doutes et mes fluctuations de moral tout au long de ces trois années...*Hookay Hey!*.

Stéphanie et Véronique se sont attaquées avec courage à l'éradication des fautes de français: merci beaucoup.

Enfin je remercie ma famille pour des raisons qu'il n'est pas utile de préciser.

Table des matières

Introduction	5
1. Introduction au cadre théorique	7
1.1 Le modèle standard	7
1.1.1 Introduction	7
1.1.2 Les symétries	8
1.1.3 Les théories de jauge	9
1.1.4 L'interaction forte	11
1.1.5 Unification électrofaible et Mécanisme de Higgs	12
1.1.6 Les paramètres du Modèle Standard	13
1.2 Matrice CKM et violation de CP	14
1.2.1 Paramétrisation de Wolfenstein	15
1.2.2 Les invariants	15
1.2.3 Le triangle d'unitarité	16
1.2.4 Connaissances actuelles	17
1.3 Violation de CP dans le système des mésons beaux	18
1.3.1 Introduction: pourquoi les mésons B	18
1.3.2 Formalisme du mélange $B^0 - \bar{B}^0$	19
1.3.3 Evolution temporelle du méson B^0	20
1.3.4 Désintégration et violation CP	22
1.3.5 Mesure de la violation CP dans le système des mésons B	25
1.4 Production des mésons B au LHC	27
1.4.1 Production des quarks $b\bar{b}$	27
1.4.2 Des partons aux hadrons: hadronisation du quark beau	27
2. Le collisionneur LHC et l'expérience CMS	31
2.1 Le collisionneur de protons LHC	31
2.1.1 L'accélérateur	31
2.1.2 La physique	33
2.2 L'expérience CMS	36
2.2.1 Le détecteur de traces ou trajectomètre	36
2.2.2 Les calorimètres	41
2.2.3 L'aimant	44
2.2.4 Le détecteur de muons	44
2.2.5 Déclenchement et acquisition	47

3. Les chambres gazeuses à micropistes	51
3.1 Détection des particules chargées	
dans les détecteurs à gaz	51
3.1.1 Interaction primaire et secondaire	51
3.1.2 Transport des électrons et des ions dans le gaz	52
3.1.3 Multiplication et phénomène d'avalanche	53
3.1.4 Les différents régimes de fonctionnement:	
les compteurs proportionnels	54
3.2 Les MSGC	55
3.2.1 Principe de fonctionnement	55
3.2.2 Formation du signal	56
3.2.3 Mélange gazeux	56
3.2.4 Substrat	58
3.2.5 Métallisation des pistes	59
3.2.6 Influence d'un champ magnétique	60
3.2.7 Tenue aux radiations	60
3.3 Les MSGC dans CMS	61
3.3.1 les bouchons	61
3.3.2 le baril	63
4. Electronique de lecture pour les détecteurs à micropistes de CMS	65
4.1 Description du système de lecture	65
4.1.1 Introduction	65
4.1.2 Fonctionnement du circuit APVx	66
4.1.3 Le système de lecture	67
4.2 Le circuit pour les détecteurs silicium à micropistes	68
4.2.1 Fonctionnement d'un détecteur silicium à micropistes	68
4.2.2 Principe de la déconvolution	69
4.2.3 Effets de la déconvolution sur le bruit	70
4.2.4 Les circuits APV6 et APVD	71
4.3 Le circuit MSGC	72
4.3.1 Vers un circuit pour les MSGC	72
4.3.2 Difficulté du traitement du signal des MSGC dans CMS	72
4.3.3 Algorithmes de traitement du signal	73
5. Etude des méthodes de traitement du signal des MSGC dans CMS	75
5.1 Simulation des détecteurs MSGC pour l'étude du traitement du signal . . .	75
5.1.1 Simulation de la réponse d'une MSGC à une particule au minimum	
d'ionisation	75
5.1.2 Génération des échantillons d'événements simulés	79
5.2 Les méthodes	82
5.2.1 Introduction	82
5.2.2 Estimation du déficit balistique	82
5.2.3 Contribution au bruit apportée par chaque algorithme	84
5.2.4 Fonctions caractéristiques	84
5.3 Performances des méthodes	85
5.3.1 Variables utilisées pour évaluer les méthodes	85

5.3.2	Choix des méthodes	86
5.3.3	Traces perpendiculaires	87
5.3.4	0 - 45 degrés	87
5.3.5	Effet du signal sur bruit et du nombre de traces initiales	88
5.3.6	Comparaison des méthodes	88
5.3.7	Choix pour le circuit APVD-MSGC	90
5.4	Conclusion	90
6.	Tests de détecteurs à micropistes lus par des circuits APVD	103
6.1	Introduction: présentation du circuit APVD	103
6.2	Dispositif expérimental	105
6.2.1	Le détecteur MSGC	105
6.2.2	Les détecteurs micropistes silicium	105
6.2.3	Le banc de test	106
6.3	Analyse	108
6.3.1	Des données brutes au signal	108
6.3.2	Formation et position des amas	109
6.3.3	Alignement du télescope et reconstruction des traces	110
6.3.4	Résolution	112
6.4	APVD couplés à des détecteurs à micropistes au silicium	114
6.4.1	Introduction	114
6.4.2	Etude en mode pic	115
6.4.3	Etude en mode déconvolution	125
6.5	APVD couplé à une MSGC	131
6.5.1	Introduction	131
6.5.2	Traces perpendiculaires	131
6.5.3	Traces inclinées	136
6.6	Conclusion	138
7.	Etiquetage par la désintégration des mésons B^{**} pour la mesure de l'angle β dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$	139
7.1	Introduction	139
7.1.1	Principe de l'étiquetage	139
7.1.2	Mesure de $\sin 2\beta$ avec le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$	141
7.1.3	Spectroscopie des mésons B	142
7.2	Simulation des événements	144
7.2.1	Le générateur PYTHIA	144
7.2.2	Production des événements	145
7.2.3	Simulation du détecteur CMS	146
7.3	Analyse	149
7.3.1	Sélection des événements	149
7.3.2	Estimation et soustraction statistique du bruit de fond	153
7.4	Résultats	156
7.4.1	Sensibilité sur $\sin 2\beta$	156
7.4.2	Les incertitudes systématiques	156
7.4.3	Comparaison et perspectives	157

7.4.4	Les expériences futures	158
7.5	Conclusion	158
	Conclusion	159
	Bibliographie	161

Introduction

La physique des particules a pour objectif de comprendre les constituants élémentaires de la matière et les interactions auxquelles ils sont soumis. Les connaissances théoriques sont regroupées dans le Modèle Standard qui décrit les interactions électromagnétiques, faible et forte. Ce modèle a été vérifié avec une grande précision grâce aux expériences situées auprès du collisionneur électron-positron LEP (Large Electron Positron collider) au CERN, mais plusieurs questions fondamentales comme l'origine des masses des particules ou la compréhension de l'asymétrie matière-antimatière ne sont pas résolues.

Le collisionneur proton-proton LHC (Large Hadron Collider) dont la mise en fonctionnement est prévue pour 2005 a pour objectif de répondre en partie à ces questions.

Cette thèse s'inscrit dans la préparation d'une des expériences installées auprès du LHC; l'expérience CMS (Compact Muon Solenoid). Ce travail est divisé en trois parties. Les deux premières concernent l'électronique de lecture des détecteurs à micropistes et l'adaptation de cette électronique aux détecteurs MSGC (MicroStrips Gas Chamber). La troisième partie concerne la mesure de la violation de la symétrie CP dans le système des mésons beaux.

Les parties externes du trajectomètre de CMS seront composées de détecteurs silicium à micropistes et de chambres gazeuses à micropistes. Ces détecteurs sont prévus pour fonctionner dix ans sous un haut flux de particules (entre 10^3 et 10^4 particules chargées par mm^2 et s). Les données analogiques en provenance de chaque piste seront lues et traitées par le système de lecture électronique. Le but de ce système est d'assurer une bonne efficacité de détection des particules au minimum d'ionisation et une bonne identification du croisement de faisceaux durant lequel les particules détectées ont été produites.

La capacité des pistes des détecteurs silicium et MSGC, ainsi que l'amplitude des signaux produits par des particules au minimum d'ionisation sont comparables. C'est pourquoi une architecture commune pour l'électronique de lecture de ces deux types de détecteurs est envisagée. Cependant le temps de formation du signal et les fluctuations entre les événements diffèrent et donc chaque type de détecteur bénéficiera d'un circuit spécifique. La différence majeure entre les deux circuits concerne le traitement du signal plus difficile dans le cas des MSGC.

Un premier chapitre présente les bases théoriques du Modèle Standard. Le formalisme de la violation CP dans le système $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ est explicité.

Le collisionneur LHC et l'expérience CMS sont décrits dans le chapitre deux. Les différents constituants du détecteur sont détaillés et une large partie est réservée à la description du trajectomètre.

Le fonctionnement des MSGC et leurs caractéristiques sont décrits dans le troisième chapitre. Les différents problèmes de fonctionnement rencontrés et les solutions actuellement proposées sont évoqués.

Le chapitre quatre décrit l'ensemble du système de lecture des détecteurs à micropistes. Le circuit pour les détecteurs silicium à micropistes et notamment les caractéristiques du traitement du signal sont détaillés. Les particularités du circuit pour les MSGC sont données et les difficultés pour le traitement du signal de ces détecteurs dans CMS sont expliquées.

Le chapitre cinq concerne le traitement du signal des MSGC pour CMS en vue d'adapter l'électronique au signal produit dans ces détecteurs. Plusieurs méthodes ont été étudiées grâce à des simulations de manière à sélectionner un traitement performant. Les performances de chaque méthode sont comparées.

Le chapitre six présente les premiers tests en faisceau de détecteurs lus par des circuits APVD. Ces circuits, conçus pour la lecture des détecteurs silicium, sont réalisés en technologie DMILL (Durci Mixte sur Isolant Logico-Linéaire) résistante aux radiations. En septembre 1998 deux détecteurs micropistes au silicium et une MSGC lus par des circuits APVD ont été testés en faisceau au CERN. Le fonctionnement des circuits, le dispositif expérimental, la procédure d'analyse et les résultats des mesures sont détaillés.

Le dernier chapitre concerne la mesure de la violation de la symétrie CP dans le système des mésons beaux. Une nouvelle méthode d'étiquetage pour la mesure l'angle β du triangle d'unitarité dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ est présentée. La connaissance de la nature des mésons B (B_d^0 ou $\bar{B}_d^0$) est obtenue grâce au signe du pion dans la désintégration des mésons excités orbitalement $B^{**\pm} \rightarrow \pi^\pm B_d^0$. La sensibilité du détecteur CMS pour la mesure de l'angle β par cette méthode est estimée.

Chapitre 1.

Introduction au cadre théorique

1.1 Le modèle standard

1.1.1 Introduction

La physique des particules a pour but de comprendre les constituants élémentaires de la matière et les interactions auxquelles ils sont soumis.

Le Modèle Standard est le cadre théorique de la physique des particules actuelle [1]. Il décrit trois interactions fondamentales, électromagnétique, faible et forte (la gravitation n'est pas prise en compte dans ce modèle) dans le cadre de la théorie quantique des champs, où les particules sont modélisées par des champs. C'est un modèle de la matière et des interactions basé sur le principe d'invariance de jauge avec le groupe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Dans ce modèle trois types de particules (champs) apparaissent:

- Les bosons de jauge de spin un qui représentent les médiateurs des interactions,
- Les fermions de spin demi-entier qui constituent la matière,
- Une particule de spin zéro qui permet de réaliser l'unification électrofaible et la génération des masses: le boson de Higgs.

La matière est donc composée de fermions, ils se rangent en trois générations de leptons et de quarks. L'ensemble des fermions connus sont représentés dans le tableau 1.1. Les leptons sont de deux types, les particules massives de charge électrique $\pm |e|$ qui sont sensibles aux interactions électromagnétique et faible, et, les particules de masse nulle (où très faible) et de charge nulle qui sont uniquement sensibles à l'interaction faible. Les quarks sont des particules massives sensibles à toutes les interactions. Ils possèdent des charges fractionnaires.

L'ensemble des phénomènes physiques observés jusqu'à présent peut être décrit grâce à quatre interactions fondamentales. Le tableau 1.2 résume les propriétés de ces interactions.

Fam.	Quarks			Leptons		
	nom	charge	masse	nom	charge	masse
1	u	$+\frac{2}{3}$	1.5 à 5 MeV	électron (e)	-1	0,511 MeV
	d	$-\frac{1}{3}$	3 à 9 MeV	neutrino e (ν_e)	0	< 17 eV
2	c	$+\frac{2}{3}$	1.1 à 1.4 GeV	muon (μ)	-1	105 MeV
	s	$-\frac{1}{3}$	60 à 170 MeV	neutrino μ (ν_μ)	0	< 170 keV
3	t	$+\frac{2}{3}$	173.8 ± 5.2 GeV	tau (τ)	-1	1,78 GeV
	b	$-\frac{1}{3}$	4.1 à 4.4 GeV	neutrino τ (ν_τ)	0	< 18.2 MeV

TAB. 1.1: *L'ensemble des douze fermions connus qui composent la matière se répartissent en trois familles de deux quarks et deux leptons [2].*

Forces	Bosons médiateurs	Particules sensibles	Masse (GeV/c^2)	Intensité relative	portée (cm)
couleur	gluons(g)	quarks, gluons	0	1	10^{-14}
électromagnétique	photon(γ)	particules chargées	0	$\sim 10^{-2}$	∞
faible	$W^\pm$ Z^0	quarks, leptons	80.2 91.2	$\sim 10^{-6}$	$< 10^{-14}$
gravitationnelle	graviton (G)	particules massives	0	$\sim 10^{-39}$	∞

TAB. 1.2: *Les quatre forces fondamentales.*

1.1.2 Les symétries

L'une des idées les plus fécondes en physique est que les lois de la physique sont liées à des principes de symétrie. A toute loi de conservation correspond une propriété de symétrie et vice versa. Ainsi les lois de conservation sont associées à des principes d'invariance:

- invariance par translation dans le temps $\leftrightarrow$ conservation de l'énergie
- invariance par translation dans l'espace $\leftrightarrow$ conservation de la quantité de mouvement
- invariance par rotation dans l'espace $\leftrightarrow$ conservation du moment angulaire

D'autres lois associées à la dynamique des interactions sont reliées à des transformations discrètes telles que la conjugaison de charge, la parité et le renversement du temps.

a) la conjugaison de charge C

L'opération conjugaison de charge, appliquée à une particule décrite par une fonction d'onde $|\Psi(\vec{p}, \vec{s})\rangle$ où $\vec{p}$ et $\vec{s}$ sont respectivement l'impulsion et le spin de cette particule, transforme cette particule en son antiparticule sans modifier son impulsion et son spin:

$$C |\Psi(\vec{p}, \vec{s})\rangle = \eta_C |\bar{\Psi}(\vec{p}, \vec{s})\rangle \quad (1.1)$$

où η_C est un facteur de phase.

b) la parité P

L'opération P change le vecteur d'espace $\vec{r}$ en son opposé $-\vec{r}$:

$$P |\Psi(\vec{p}, \vec{s})\rangle = \eta_P |\Psi(-\vec{p}, \vec{s})\rangle \quad (1.2)$$

où η_P est un facteur de phase appelé parité intrinsèque de la particule.

c) le renversement du temps T

L'opération T consiste à inverser le temps et par conséquent renverse toutes les directions du mouvement incluant le spin:

$$T |\Psi(\vec{p}, \vec{s})\rangle = \eta_T^s |\Psi(-\vec{p}, -\vec{s})\rangle^* \quad (1.3)$$

où η_P^s est un facteur de phase qui dépend du spin.

Une interaction conserve une de ces transformations ou un produit de celles-ci si elle agit de manière identique sur un système quelconque de particules et son symétrique par rapport à la transformation considérée.

Les symétries discrètes C, P et T et leurs produits sont conservés par l'interaction forte et l'interaction électromagnétique. L'interaction faible viole les symétries C et P. Jusqu'en 1964 et la découverte de la violation CP dans le système des mésons étranges on pensait que les symétries CP et T étaient conservées par toutes les interactions. Depuis il est admis que l'interaction faible viole les symétries CP et T. Le produit CPT est en revanche conservé par toutes les interactions.

1.1.3 Les théories de jauge

Les interactions étant liées à des principes de symétrie, le formalisme du lagrangien permet d'unir ces symétries aux lois de conservations de la nature et ainsi de décrire les interactions.

Dans le cas d'une particule libre de spin 1/2 et de masse m, le lagrangien $\mathcal{L}_0$ s'écrit:

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi}(x)(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\psi(x)$$

où le champ quantique $\psi(x)$ décrit la particule au point x de l'espace temps.

Ce lagrangien est invariant sous une transformation de jauge globale où la phase θ ne dépend pas de la position de la particule:

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{iq\theta} \psi(x)$$

Dans le cas d'une transformation de jauge locale la phase dépend de la position de la particule,

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{iq\theta(x)} \psi(x)$$

et le lagrangien $\mathcal{L}_0$ n'est plus invariant. En fait, le champ $\psi(x)$ ne doit pas dépendre du choix de la phase $\theta(x)$, le lagrangien doit donc être invariant sous une transformation locale. Pour conserver cette invariance, on introduit une dérivée covariante:

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu(x)$$

où $A_\mu(x)$ est un champ vectoriel.

Le lagrangien $\mathcal{L}_0$ est invariant si la transformation de jauge vérifie:

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \partial_\mu \theta(x)$$

La particule ψ n'est plus libre, la symétrie locale implique qu'elle doit interagir avec le champ A_μ . Il faut également introduire une partie cinétique pour A_μ qui permet de retrouver les équations de Maxwell:

$$\mathcal{L}_{cin} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

Ainsi grâce à l'invariance de jauge sous le groupe $U(1)$ on a obtenu une description de l'interaction électromagnétique où q est la charge du champ de fermions ψ . Le champ A_μ est un boson vectoriel de masse nul: le photon qui est le médiateur de l'interaction.

L'invariance de jauge locale peut se généraliser aux groupes $SU(2)$ et $SU(3)$, et ainsi permettent de décrire les interactions faibles et fortes:

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{i\sum_{j=0}^N \theta_j(x) T_j} \psi(x)$$

où le lagrangien ne dépend pas du choix des N phases $\theta_j(x)$. Les matrices T_j , générateurs du groupe obéissent aux relations de commutation: $[T_i, T_j] = ic_{ijk} T_k$. Dans le cas de $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$, les c_{ijk} sont différents de zéro, les groupes sont donc non abéliens. Les bosons de jauge de chaque interaction peuvent se coupler entre eux.

1.1.4 L'interaction forte

L'interaction forte, décrite par la chromodynamique quantique (QCD), est véhiculée par l'intermédiaire de huit bosons de jauge, les gluons qui échangent une charge dite de couleur entre les quarks. La description de cette interaction par une théorie de jauge non abélienne satisfait l'invariance sous $SU(3)_{couleur}$. La théorie postule l'existence de quarks, objets ponctuels de spin 1/2, et dont les états liés reproduisent les hadrons connus. De plus chaque quark est un triplet de $SU(3)_C$ et se décline en trois couleurs:

$$q_i = \begin{pmatrix} r_i \\ b_i \\ v_i \end{pmatrix}$$

où q_i désigne le triplet de couleur du quark de saveur i .

Pour $SU(3)_C$ les générateurs T_i sont au nombre de huit et sont des matrices 3×3 notées λ . La transformation de jauge locale s'écrit:

$$q \rightarrow q' = e^{i\lambda_j\theta_j(x)} q$$

Pour conserver l'invariance de jauge locale du lagrangien, on introduit une dérivée covariante:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \sum_j \lambda_j G_\mu^j$$

où G_μ^j désigne les huit champs de jauge et g est la constante de couplage de QCD. Les champs de jauge se transforment suivant:

$$G_\mu^j \rightarrow \delta G_\mu^j + \frac{1}{g} \partial_\mu \theta_j(x) + c^{jkl} \theta_k(x) G_\mu^l$$

Le lagrangien QCD s'écrit alors:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_{i=1}^{n_s} \bar{q}_i (i\gamma_\mu D^\mu - m_i) q_i + \mathcal{L}_{cin}$$

où n_s est le nombre de saveurs de quarks. Le terme cinétique s'écrit $\mathcal{L}_{cin} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}$ où le tenseur $G_{\mu\nu}$ est:

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g c_{abc} G_\mu^b G_\nu^c$$

Une des conséquences remarquables du caractère non abélien est qu'il y a interaction des champs de jauge entre eux dans le terme cinétique. Les couplages à trois et quatre gluons sont respectivement d'ordre g et g^2 .

La constante de couplage de l'interaction forte, α_s est liée à celle de QCD par $\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}$. Celle-ci s'exprime en fonction du quadri-moment transféré Q^2 . Ce quadri-moment permet de caractériser l'échelle d'énergie du processus considéré:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{A \times \ln(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2})}$$

où A est une constante qui dépend du nombre de saveur de quark et Λ_{QCD} est le paramètre d'échelle. Le fait que la constante de couplage devienne faible pour les processus avec de grands moments transférés est appelé liberté asymptotique et correspond aux interactions à courte distance. A grande distance, le couplage devient fort, et ne permet plus de calcul perturbatif. Ce phénomène permet d'expliquer le confinement des quarks et des gluons à une échelle de $R_{hadron} \sim \frac{1}{\Lambda_{QCD}} \sim 1$ fm qui détermine la taille des hadrons. A l'échelle qui sépare les régions de forte et faible constante de couplage $\Lambda_{QCD} \sim 200$ MeV.

1.1.5 Unification électrofaible et Mécanisme de Higgs

Le modèle standard décrit de façon similaire les interactions électromagnétique et faible en termes de nombre quantique d'isospin faible (groupe $SU(2)_L$) et d'hypercharge (groupe $U(1)_Y$). L'interaction électrofaible est donc basée sur le groupe de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Les champs de fermions gauches sont regroupés en doublets et les champs de fermions droits en singulets:

$$\psi_{iL} = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L \text{ et } \psi_{iR} = l_{iR} \text{ pour les leptons, et,}$$

$$\psi_{iL} = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L \text{ et } \psi_{iR} = u_{iR}, d_{iR} \text{ pour les quarks.}$$

L'indice i représente les trois familles de fermions.

Le lagrangien s'écrit:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{cin} + \mathcal{L}_{int} = \mathcal{L}_{cin} + i \sum_i \bar{\psi}_i(x) i\gamma^\mu D_\mu \psi_i(x)$$

où la dérivée covariante vaut: $D_\mu = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu - ig_2 \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^j$
 g_1 et g_2 sont les constantes de couplage et B_μ et $W_\mu^{1,2,3}$ sont les champs de jauge correspondant au deux groupes respectivement $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$. Le terme $\mathcal{L}_{int}$ décrit donc les fermions libres sans masse et leurs interactions avec les bosons de jauge.

A ce stade les champs B_μ et $W_\mu^{1,2,3}$ sont de masse nulle. Or, expérimentalement, les bosons médiateurs de l'interaction faible sont massifs. C'est le mécanisme de Higgs qui permet de générer les masses. On introduit un doublet de champs scalaires complexes qui peuple le vide:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$$

et dont le lagrangien invariant de jauge est:

$$\mathcal{L}_H = \mathcal{L}_{cin} - V(\Phi) = (D_\mu \Phi^\dagger D^\mu \Phi) - V(\Phi)$$

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi)^2$$

où $V(\Phi)$ est le potentiel d'interaction, avec $\lambda > 0$ et $\mu^2 > 0$.

On calcule l'état d'énergie minimum et on obtient une infinité d'états. La nature en choisit un, c'est la brisure spontanée de symétrie. Par convention on choisit pour le vide:

$$\Phi_{vide} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \text{ avec } v = \frac{2\mu}{\sqrt{\lambda}}.$$

Le développement de Φ autour de cet état s'écrit: $\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}$

où $H(x)$ est le champ de Higgs.

En introduisant ce doublet dans le lagrangien, on obtient une particule massive, le boson de Higgs, et un terme de masse pour les bosons de jauge. On peut alors définir le photon (champ A_μ) de masse nulle et le boson massif Z^0 à partir de B_μ et W_μ^3 :

$$\begin{aligned} A_\mu &= \frac{g_2 B_\mu + g_1 W_\mu^3}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} & \text{avec} & \quad M_A = 0 \\ Z_\mu &= \frac{-g_1 B_\mu + g_2 W_\mu^3}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} & \text{avec} & \quad M_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \end{aligned}$$

Les bosons $W^\pm$ quant à eux sont définis à partir de W_μ^1 et W_μ^2 :

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp i W_\mu^2}{\sqrt{2}} \quad \text{avec} \quad M_W = \frac{g_2 v}{2}$$

Il y a unification des interactions électromagnétique et faible dans le sens où le photon et le Z^0 ont une origine commune.

Les leptons et les quarks acquièrent également une masse en introduisant dans le lagrangien un terme d'interaction invariant de jauge entre les champs de fermions et le champ de Higgs. Ce lagrangien appelé terme de Yukawa prend la forme:

$$\mathcal{L} = \sum_{j,k} c_{jk} (\bar{\psi}_{iL}(x) \Phi(x) \psi_{iR}(x) + \bar{\psi}_{iR}(x) \Phi^\dagger(x) \psi_{iL}(x))$$

où les paramètres c_{jk} sont reliés aux masses des fermions par $m_f = -c_{jk} \frac{v}{\sqrt{2}}$.

1.1.6 Les paramètres du Modèle Standard

Le Modèle Standard, bien qu'il décrive les interactions fondamentales, est loin d'être satisfaisant. En effet il n'explique pas la hiérarchie des masses et possède 18 paramètres libres.

Les trois premiers paramètres sont les constantes de couplage des groupes de jauge: g_1 , g_2 , et α_s .

La génération des masses ajoute 15 paramètres libres au modèle:

- M_H et v la masse du Higgs et sa valeur moyenne dans le vide,
- Les 9 masses des fermions,
- Les 4 paramètres de la matrice de mélange des quarks V_{CKM} qui fait l'objet de la section suivante.

1.2 Matrice CKM et violation de CP

Expérimentalement on observe que la saveur des quarks n'est pas conservée par interaction faible à courant chargé. Il en résulte que, dans le cas des quarks, les états propres de l'interaction faible ne sont pas états propres de masse. Les termes de masses des quarks *up* et *down* apparaissent de manière indépendante dans le lagrangien de Yukawa. Par convention on choisit une base telle que les quarks *up* soient à la fois états propres de masse et états propres de l'interaction faible. Dans cette base les quarks *u*, *c* et *t* ne se mélangent pas entre eux. Pour passer des quarks *down* états propres de l'interaction faible aux quarks *down* états propres de masse, la transformation à appliquer est représentée par la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [3]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Les états q' représentent les états propres de l'interaction faible et les états q , les états propres de masse.

Le lagrangien d'interaction, $\mathcal{L}_{cc}^{quark}$, qui décrit ce processus de désintégration des quarks en émettant un boson chargé $W^\pm$ s'écrit:

$$\mathcal{L}_{cc}^{quark} = -\frac{g_1}{\sqrt{2}} (\bar{u} \ \bar{c} \ \bar{t}) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} W_\mu^\pm$$

Les éléments de la matrice représentent la probabilité de transition d'un quark de saveur i vers un quark j . Ainsi l'amplitude de transition de i vers j lors d'une interaction faible par courant chargé est proportionnelle à V_{ij} (figure 1.1). A chaque vertex $W^\pm \rightarrow i\bar{j}$ intervient un coefficient V_{ij} .

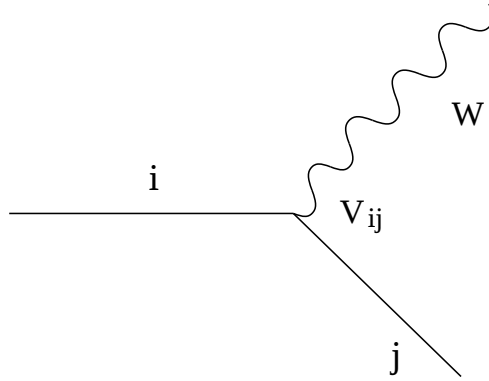


FIG. 1.1: L'amplitude de transition d'un quark i vers un quark j par l'interaction faible à courant chargé est proportionnelle à l'élément de matrice V_{ij} .

La matrice CKM est la représentation d'une rotation des états propres de masse vers les états propres de l'interaction faible. Pour un modèle avec trois générations de quarks, la rotation la plus générale possède quatre paramètres: trois angles et une phase. Cette phase est irréductible, et donc pour certaine transition de quark on aura $V_{ij} \neq V_{ij}^*$, et donc violation de la symétrie CP.

Dans le modèle Standard, la somme des probabilités de transition d'un quark donné vers les autres quarks est égale à un; la matrice est donc unitaire.

$$V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = 1 \quad (1.4)$$

1.2.1 Paramétrisation de Wolfenstein

Une des paramétrisations couramment utilisée est celle donnée par Wolfenstein [4]. Elle exploite le fait empirique que les éléments de matrices deviennent plus petits en s'éloignant de la diagonale.

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + o(\lambda^4)$$

où λ , A , η et ρ sont les quatre paramètres réels de la matrice.

Les termes diagonaux sont d'ordre 1. Les désintégrations avec saut de générations sont plus faibles d'un facteur λ pour les quarks légers et d'un facteur λ^2 pour les quarks lourds. La figure 1.2 montre la hierarchie entre les familles.

Les seuls termes complexes, à l'ordre λ^3 , sont V_{ub} et V_{td} . Une violation de CP faisant intervenir d'autres éléments de matrices sera donc au plus de l'ordre λ^4 .

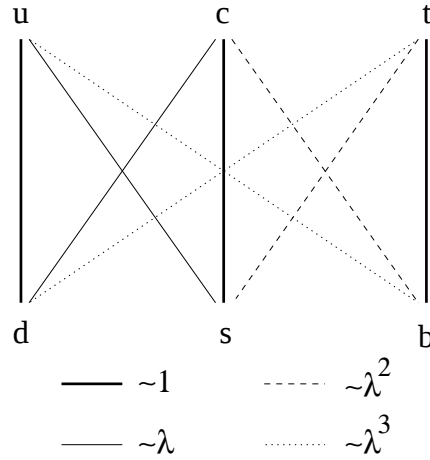


FIG. 1.2: Relations entre les trois familles dans les désintégrations faibles.

1.2.2 Les invariants

Le déterminant de la matrice CKM est une estimation du taux de violation de CP. En effet, une partie imaginaire dans les éléments de matrice V_{ij} peut conduire à la violation de CP. Plus précisément la violation a lieu si le déterminant de la matrice possède une partie imaginaire. A l'ordre λ^3 la partie imaginaire de ce déterminant s'écrit:

$$| \text{Im}(\det V_{CKM}) | = \eta A^2 \lambda^6$$

De plus, le lagrangien doit être invariant sous une transformation de jauge globale $U(1)$, la matrice de CKM doit, elle aussi, être invariante. Avec cette condition, on obtient les invariants de la matrice, qui sont de deux types:

- les modules des éléments de la matrice V_{ij}
- le produit des quatre éléments de matrice $V_{ki}V_{kj}^*V_{li}V_{li}^*$ avec $k \neq l$ et $i \neq j$.

1.2.3 Le triangle d'unitarité

En développant la relation d'unitarité (équ.1.4) avec les éléments de matrices, on obtient 6 équations indépendantes:

$$\sum_{i=1}^3 V_{ij}^* V_{ik} = 0 \quad \text{avec } i \neq j \neq k$$

Ces six équations comportent une information sur la phase. On peut les représenter comme des triangles dans le plan complexe (η, ρ) . L'aire de ces triangles est identique, $A_\Delta = \eta A^2 \lambda^6$. Cette aire est égale à la partie imaginaire du déterminant de la matrice CKM, c'est donc une mesure quantitative de la violation de CP.

$$d - s : \quad \frac{V_{ud}V_{us}^*}{o(\lambda)} + \frac{V_{cd}V_{cs}^*}{o(\lambda)} + \frac{V_{td}V_{ts}^*}{o(\lambda^5)} = 0 \quad (1.5)$$

$$b - d : \quad \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{o(\lambda^3)} + \frac{V_{cd}V_{cb}^*}{o(\lambda^3)} + \frac{V_{td}V_{tb}^*}{o(\lambda^3)} = 0 \quad (1.6)$$

$$s - b : \quad \frac{V_{us}V_{ub}^*}{o(\lambda^4)} + \frac{V_{cs}V_{cb}^*}{o(\lambda^2)} + \frac{V_{ts}V_{ts}^*}{o(\lambda^2)} = 0 \quad (1.7)$$

$$u - c : \quad \frac{V_{ud}V_{cd}^*}{o(\lambda)} + \frac{V_{us}V_{cs}^*}{o(\lambda)} + \frac{V_{ub}V_{cb}^*}{o(\lambda^5)} = 0 \quad (1.8)$$

$$t - c : \quad \frac{V_{td}V_{cd}^*}{o(\lambda^4)} + \frac{V_{ts}V_{cs}^*}{o(\lambda^2)} + \frac{V_{tb}V_{cb}^*}{o(\lambda^2)} = 0 \quad (1.9)$$

$$t - u : \quad \frac{V_{td}V_{ud}^*}{o(\lambda^3)} + \frac{V_{ts}V_{us}^*}{o(\lambda^3)} + \frac{V_{tb}V_{ub}^*}{o(\lambda^3)} = 0 \quad (1.10)$$

Les relations 1.8, 1.9 et 1.10 correspondent aux triangles up , les trois autres aux triangles $down$. Parmi ces trois triangles, seul le 1.6 possède ses trois côtés du même ordre de grandeur. Ce triangle concerne le système des mésons B_d^0 , les autres triangles sont pratiquement plats.

En représentant chaque terme de l'équation 1.6 par un vecteur dans le plan complexe, on construit le triangle d'unitarité (figure 1.3). Le côté BC est normalisé à 1 et on définit les autres côtés et les angles du triangle comme:

$$R_b = \left| \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right| = \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| \quad \text{et} \quad R_t = \left| \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right| = \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{tb}}{V_{cb}} \right|$$

$$\alpha = \pi - \beta - \gamma = \arg \left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right) \quad \text{et} \quad \beta = \arg \left(\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right) \quad \text{et} \quad \gamma = \arg \left(\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right)$$

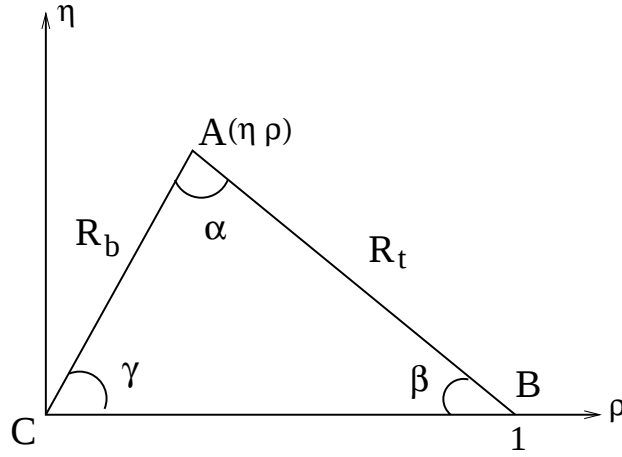


FIG. 1.3: *Le triangle d'unitarité.*

1.2.4 Connaissances actuelles

La valeur de chaque élément de la matrice peut en principe être déterminé à partir de la désintégration par interaction faible des quarks. Les valeurs des modules des éléments de la matrice avec un niveau de confiance de 90% sont [2]:

$$\begin{pmatrix} 0.9745 - 0.9760 & 0.217 - 0.224 & 0.0018 - 0.0045 \\ 0.217 - 0.224 & 0.9737 - 0.9753 & 0.036 - 0.042 \\ 0.004 - 0.013 & 0.035 - 0.042 & 0.9991 - 0.9994 \end{pmatrix}$$

Les paramètres A et λ sont maintenant bien mesurés [10]:

$$\lambda = 0.2205 \pm 0.0018$$

$$A = 0.831 \pm 0.035$$

Les angles α , β et γ sont une conséquence directe de la présence d'une phase dans la paramétrisation de Wolfenstein. Ils peuvent être mesurés expérimentalement par une mesure d'asymétrie dans la décroissance des mésons B, comme nous le verrons dans la section suivante.

Les contraintes actuelles à 95% de niveau de confiance sont [10]:

$$\begin{aligned} \sin 2\alpha &= -0.26^{+0.29}_{-0.28} \\ \sin 2\beta &= 0.725^{+0.50}_{-0.60} \\ \gamma &= (59.5^{+8.5}_{-7.5})^\circ \end{aligned}$$

Une première mesure de l'angle β à partir de la décroissance $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ par l'expérience CDF au Tevatron donne [11]:

$$\sin 2\beta = 0.79^{+0.41}_{-0.44}$$

1.3 Violation de CP dans le système des mésons beaux

La violation de CP fut tout d'abord observée dans le système des mésons K neutres [7], et à ce jour il n'y a pas eu d'autre observation directe de ce phénomène. Comme nous le verrons dans cette section, il devrait être possible d'observer cette violation dans la désintégration des mésons beaux dans les futures expériences.

1.3.1 Introduction: pourquoi les mésons B

On appelle mésons de saveur les mésons comprenant au moins un quark s, c ou b . Les propriétés de ces mésons en font des particules idéales pour observer la violation de CP. En effet, comme ils sont constitués de deux quarks de saveur différentes, ils ne peuvent se désintégrer que par une interaction qui viole la saveur; l'interaction faible.

Pour les mésons K, la différence entre les temps de vie du K_S^0 et du K_L^0 a permis de mettre en évidence les désintégrations violant CP en utilisant un faisceau composé essentiellement de K_L^0 . Si CP est conservé, les K_L^0 qui sont états propres de CP avec pour valeur propre -1 ne peuvent se désintégrer qu'en état propre de CP de même valeur propre. Or, il a été observé en 1964 [7] la désintégration des K_L^0 en deux pions, état de valeur propre +1.

A ce jour la violation de CP n'a été observée que dans le système des mésons K. Les autres systèmes de mésons de saveur étant similaires, il devrait être possible d'y observer un phénomène de violation CP.

Nous avons vu que tout effet de violation de CP dans le Modèle Standard sera proportionnel à l'aire du triangle d'unitarité. En comparant cette quantité à la largeur de désintégration dominante des mésons de saveur, on peut déduire une estimation du taux de violation de CP dans la désintégration de ces mésons. Le tableau 1.3 donne un résumé des effets attendus. On constate de façon générale, que les effets les plus importants sont attendus dans le système du méson B.

Les mésons neutres de saveur peuvent se changer en leur antiparticule par interaction faible en échangeant une paire de bosons W. On doit donc s'attendre à un effet de la violation de CP se manifestant à travers les oscillations.

Mésons	Désintégration dominante au niveau des quarks	facteur venant de CKM	Effet de la violation CP
K	$s \rightarrow u$	$ V_{us} ^2 = \lambda^2$	$\propto \eta A^2 \lambda^4$
D	$c \rightarrow s$	$ V_{cs} ^2 = 1$	$\propto \eta A^2 \lambda^6$
B	$b \rightarrow c$	$ V_{cb} ^2 = A \lambda^4$	$\propto \eta \lambda^2$

TAB. 1.3: *Effet de la violation CP attendue dans la désintégration des mésons de saveurs.*

Nous développons maintenant le formalisme utilisé pour modéliser le mélange $B^0 - \bar{B}^0$.

1.3.2 Formalisme du mélange $B^0 - \bar{B}^0$

Dans la base formée par les états $|B^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle$, l'hamiltonien effectif total $\mathcal{H}$ peut s'écrire comme la somme des hamiltoniens des différentes interactions:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{faible} + \mathcal{H}_{e.m.} + \mathcal{H}_{fort} \quad (1.11)$$

Seul l'hamiltonien faible n'est pas diagonale dans la base ($|B^0\rangle$, $|\bar{B}^0\rangle$) et donc autorise la transformation de l'état $|B^0\rangle$ en $|\bar{B}^0\rangle$. Si on considère que l'hamiltonien faible peut être traité de manière perturbative par rapport aux hamiltoniens électromagnétique et fort, on peut écrire:

$$\mathcal{H}_{faible} = \mathcal{M} - \frac{i}{2}\Gamma = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{21} & \Gamma_{22} \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

$\mathcal{M}$ et Γ sont des matrices hermitiques 2×2 . $\mathcal{M}$ est la partie conservative de l'hamiltonien appelée matrice de masse, Γ est la partie absorptive appelée matrice de désintégration. La conservation de la symétrie CPT implique que $M_{11} = M_{22}$, $M_{12} = M_{21}^*$, $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$ et $\Gamma_{12} = \Gamma_{21}^*$. D'autre part, si la symétrie CP était conservée, on aurait alors $M_{12} = M_{21}$ et $\Gamma_{12} = \Gamma_{21}$ et les deux matrices seraient réelles.

L'évolution dans le temps des états $|B^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle$ est décrit par l'équation de Schrödinger:

$$i\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a(t)|B^0\rangle \\ b(t)|\bar{B}^0\rangle \end{pmatrix} = \mathcal{H}_{faible} \begin{pmatrix} a(t)|B^0\rangle \\ b(t)|\bar{B}^0\rangle \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

En diagonalisant l'hamiltonien, on obtient les deux états propres de masse du système:

$$|B_L^0\rangle = \frac{p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{p^2 + q^2}} \quad (1.14)$$

$$|B_H^0\rangle = \frac{p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle}{\sqrt{p^2 + q^2}} \quad (1.15)$$

où p et q sont des paramètres complexes avec $|p|^2 + |q|^2 = 1$. Ces états propres de masses sont un mélange des états B^0 et $\bar{B}^0$.

Les équations aux valeurs propres sont:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}|B_L^0\rangle &= (m_L - \frac{i}{2}\Gamma_L)|B_L^0\rangle \\ \mathcal{H}|B_H^0\rangle &= (m_H - \frac{i}{2}\Gamma_H)|B_H^0\rangle \end{aligned} \quad (1.16)$$

Les états propres $|B_L^0\rangle$ et $|B_H^0\rangle$ ont des masses et des largeurs bien définies:

$$m_L = M_{11} - \text{Re} \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)} \quad (1.17)$$

$$\Gamma_L = \Gamma_{11} + \text{Im} \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)} \quad (1.18)$$

$$m_H = M_{11} + \text{Re} \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)} \quad (1.19)$$

$$\Gamma_H = \Gamma_{11} - \text{Im} \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)} \quad (1.20)$$

L'oscillation des mésons beaux est liée à la différence de masse des états physiques. Cette différence de masse Δm et la différence de temps de vie $\Delta \Gamma$ s'écrivent:

$$\Delta m = m_H - m_L = 2\text{Re} \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)} \quad (1.21)$$

$$\Delta \Gamma = \Gamma_H - \Gamma_L = -2\text{Im} \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)} \quad (1.22)$$

La masse (m) et le temps de vie moyen (Γ) des états physiques sont donnés par:

$$m = \frac{m_L + m_S}{2} \quad (1.23)$$

$$\Gamma = \frac{\Gamma_L + \Gamma_S}{2} \quad (1.24)$$

On utilisera dans la suite le rapport q/p (défini à une phase près) que l'on peut exprimer en fonction des éléments de matrice M_{12} et Γ_{12} et des grandeurs Δm et $\Delta \Gamma$:

$$\left| \frac{q}{p} \right|^2 = \left| \frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{\Delta m - \frac{i}{2}\Delta \Gamma} \right| \quad (1.25)$$

On utilise souvent x_d comme paramètre quantifiant l'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$:

$$x_d = \frac{\Delta m}{\Gamma} = \frac{\Delta m}{\Gamma} \frac{\Delta m \tau(B^0)}{\hbar}$$

1.3.3 Evolution temporelle du méson B^0

Les diagrammes de Feynman permettant de décrire les oscillations des mésons $B^0 - \bar{B}^0$ sont montrés sur la figure 1.4.

Avec les équations 1.16, on obtient l'évolution en fonction du temps des états propres de masse:

$$|B_L^0(t)\rangle = e^{-(im_L + \frac{1}{2}\Gamma_L)t} |B_L^0(0)\rangle \quad (1.26)$$

$$|B_H^0(t)\rangle = e^{-(im_H + \frac{1}{2}\Gamma_H)t} |B_H^0(0)\rangle \quad (1.27)$$

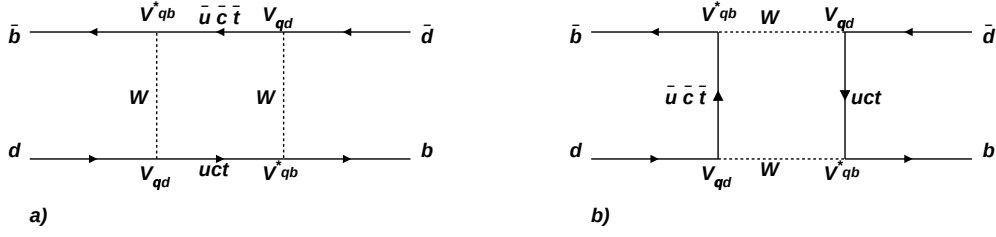


FIG. 1.4: Les diagrammes de Feynmann de l'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$ à l'ordre le plus bas; celui mettant en jeu le quark top est dominant.

Les solutions de l'équation 1.13 peuvent se décomposer sur ces états propres:

$$|B^0(t)\rangle = \frac{1}{2p} (|B_L^0(t)\rangle + |B_H^0(t)\rangle) \quad (1.28)$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = \frac{1}{2q} (|B_L^0(t)\rangle - |B_H^0(t)\rangle) \quad (1.29)$$

En remplaçant par leur expression 1.14 dans l'équation 1.28, on obtient l'équation d'évolution temporelle pour un méson dans un état B^0 à l'instant $t=0$:

$$|B^0(t)\rangle = e^{-(im + \frac{\Gamma}{2})\frac{t}{\hbar}} \left\{ \cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) |B^0\rangle + \left|\frac{q}{p}\right| e^{-2i\Phi_M} \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) |\bar{B}^0\rangle \right\} \quad (1.30)$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = e^{-(im + \frac{\Gamma}{2})\frac{t}{\hbar}} \left\{ \cos\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) |\bar{B}^0\rangle - \left|\frac{p}{q}\right| e^{2i\Phi_M} \sin\left(\frac{\Delta mt}{2}\right) |B^0\rangle \right\} \quad (1.31)$$

En utilisant la prédiction du Modèle Standard $\Delta\Gamma \ll \Delta m$, on peut finalement calculer la probabilité de transition $B^0(t) \rightarrow f$, que l'on note $|\langle f|\mathcal{T}|B^0(t)\rangle|$ où $\mathcal{T}$ représente la matrice de transition d'un état à un autre.

mélange	oscillation	désintégration
$ \langle f \mathcal{T} B^0(t)\rangle ^2 = e^{-\Gamma\frac{t}{\hbar}} \left\{ \right.$	$\cos^2 \frac{\Delta m}{2} t$	$ \langle f \mathcal{T} B^0\rangle ^2$
$+ \left \frac{q}{p}\right ^2$	$\sin^2 \frac{\Delta m}{2} t$	$ \langle f \mathcal{T} \bar{B}^0\rangle ^2$
$- \frac{i}{2} \left \frac{q}{p}\right $	$\sin \Delta m t e^{2i\Phi_M}$	$\langle f \mathcal{T} B^0\rangle \langle f \mathcal{T} \bar{B}^0\rangle^*$
$+ \frac{i}{2} \left \frac{q}{p}\right $	$\sin \Delta m t e^{-2i\Phi_M}$	$\langle f \mathcal{T} B^0\rangle^* \langle f \mathcal{T} \bar{B}^0\rangle$
$\left. \right\} \quad (1.32)$		

Un calcul similaire permet d'obtenir une équation équivalente dans le cas où le méson initial est le $\bar{B}^0$:

$$| \langle f | \mathcal{T} | \bar{B}^0(t) \rangle |^2 = e^{-\Gamma \frac{t}{\hbar}} \left\{ \begin{array}{lll} \text{mélange} & \text{oscillation} & \text{désintégration} \\ & \cos^2 \frac{\Delta m}{2} t & | \langle f | \mathcal{T} | \bar{B}^0 \rangle |^2 \\ & + \left| \frac{p}{q} \right|^2 \sin^2 \frac{\Delta m}{2} t & | \langle f | \mathcal{T} | B^0 \rangle |^2 \\ + \frac{i}{2} \left| \frac{p}{q} \right| \sin \Delta m t e^{2i\Phi_M} & & \langle f | \mathcal{T} | B^0 \rangle \langle f | \mathcal{T} | \bar{B}^0 \rangle^* \\ - \frac{i}{2} \left| \frac{p}{q} \right| \sin \Delta m t e^{-2i\Phi_M} & & \langle f | \mathcal{T} | B^0 \rangle^* \langle f | \mathcal{T} | \bar{B}^0 \rangle \end{array} \right\} \quad (1.33)$$

La comparaison des probabilités de transition $| \langle f | \mathcal{T} | B^0(t) \rangle |^2$ et $| \langle \bar{f} | \mathcal{T} | \bar{B}^0(t) \rangle |^2$ ou $| \langle f | \mathcal{T} | \bar{B}^0(t) \rangle |^2$ et $| \langle \bar{f} | \mathcal{T} | B^0(t) \rangle |^2$ permettra d'observer les effets de la violation de CP.

Les termes de la première colonne sont dus au mélange des mésons neutres, les termes de la seconde à l'oscillation et les termes de la troisième à la désintégration des mésons. Si les deux probabilités de désintégration $| \langle f | \mathcal{T} | B^0(t) \rangle |^2$ et $| \langle \bar{f} | \mathcal{T} | \bar{B}^0(t) \rangle |^2$ sont différentes, alors il y a violation de la symétrie CP. Nous décrivons maintenant les diverses sources de la violation CP.

1.3.4 Désintégration et violation CP

a) amplitude de désintégration

En supposant que deux amplitudes A_1 et A_2 contribuent au processus $B \rightarrow f$, ces amplitudes de transition des mésons B^0 et $\bar{B}^0$ s'écrivent:

$$\langle f | \mathcal{T} | B^0 \rangle = A_1 e^{i(\alpha_1 + \Phi_1)} + A_2 e^{i(\alpha_2 + \Phi_2)} \quad (1.34)$$

$$\langle \bar{f} | \mathcal{T} | \bar{B}^0 \rangle = A_1 e^{i(\alpha_1 - \Phi_1)} + A_2 e^{i(\alpha_2 - \Phi_2)} \quad (1.35)$$

où les phases α_i et Φ_i des amplitudes A_i se transforment sous l'opérateur CP de la façon suivante:

$$\alpha_i \xrightarrow{CP} \alpha_i \quad (1.36)$$

$$\Phi_i \xrightarrow{CP} -\Phi_i \quad (1.37)$$

Les phases α_i sont invariantes sous CP, elles proviennent de l'interaction forte ou électromagnétique. Les phases Φ_i violent CP, elles sont issues de la matrice de mélange des quarks.

La probabilité de désintégration des mésons B s'écrit alors:

$$| \langle f | \mathcal{T} | B^0(t) \rangle |^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2A_1 A_2 \cos(\alpha_1 - \alpha_2 + \Phi_1 - \Phi_2) \quad (1.38)$$

$$| \langle \bar{f} | \mathcal{T} | \bar{B}^0(t) \rangle |^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2A_1 A_2 \cos(\alpha_1 - \alpha_2 - \Phi_1 + \Phi_2) \quad (1.39)$$

Le terme d'interférence fait intervenir les phases α_i et Φ_i ; c'est ce terme qui est la cause de la violation de CP directe

b) violation de CP directe

Si le méson ne s'est pas transformé en son anti-particule, on a:

$$Pr(B^0(t) \rightarrow f) = |\langle f|\mathcal{T}|B^0(t) \rangle|^2 = e^{-\Gamma \frac{t}{\hbar}} \cos^2 \frac{\Delta m}{2} t |\langle f|\mathcal{T}|B^0 \rangle|^2 \quad (1.40)$$

$$Pr(\bar{B}^0(t) \rightarrow \bar{f}) = |\langle \bar{f}|\mathcal{T}|\bar{B}^0(t) \rangle|^2 = e^{-\Gamma \frac{t}{\hbar}} \cos^2 \frac{\Delta m}{2} t |\langle \bar{f}|\mathcal{T}|\bar{B}^0 \rangle|^2 \quad (1.41)$$

Si $Pr(B^0(t) \rightarrow f) \neq Pr(\bar{B}^0(t) \rightarrow \bar{f})$ alors les probabilités de transition $|\langle f|\mathcal{T}|B^0(t) \rangle|^2$ et $|\langle \bar{f}|\mathcal{T}|\bar{B}^0(t) \rangle|^2$ sont différentes. Dans ce cas le processus de désintégration du méson B est responsable de la violation de CP et ceci indépendamment du mélange $B^0 - \bar{B}^0$. C'est la violation de CP directe. Notons que cette mesure peut être faite aussi bien pour les mésons neutres que pour les mésons chargés, puisqu'elle est indépendante de l'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$.

c) violation de CP dans le mélange $B^0 - \bar{B}^0$

Si le mélange n'est pas homogène, et que $|\frac{q}{p}| \neq |\frac{p}{q}|$ c'est à dire si $|\frac{q}{p}| \neq 1$, alors une violation de CP peut provenir de l'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$. Dans le cas d'un méson B^0 à l'instant $t = 0$ ayant oscillé en un méson $\bar{B}^0$ à l'instant t , et qui se désintègre dans un état $\bar{f}$. Si cet état final $\bar{f}$ ne peut pas être produit que par un méson $\bar{B}^0$, alors le méson B^0 a oscillé. Alors les équations 1.32 et 1.33 se réduisent à:

$$Pr(B^0(t) \rightarrow \bar{f}) = |\langle \bar{f}|\mathcal{T}|B^0(t) \rangle|^2 = e^{-\Gamma \frac{t}{\hbar}} \sin^2 \frac{\Delta m}{2} t \left| \frac{q}{p} \right|^2 |\langle \bar{f}|\mathcal{T}|\bar{B}^0 \rangle|^2 \quad (1.42)$$

$$Pr(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) = |\langle f|\mathcal{T}|\bar{B}^0(t) \rangle|^2 = e^{-\Gamma \frac{t}{\hbar}} \sin^2 \frac{\Delta m}{2} t \left| \frac{p}{q} \right|^2 |\langle f|\mathcal{T}|B^0 \rangle|^2 \quad (1.43)$$

Si aucun effet de la violation de CP directe n'a été observée alors $|\langle \bar{f}|\mathcal{T}|\bar{B}^0 \rangle| = |\langle f|\mathcal{T}|B^0 \rangle|$ et l'asymétrie s'écrit alors:

$$\mathcal{A}_f = \frac{Pr(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) - Pr(B^0(t) \rightarrow \bar{f})}{Pr(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) + Pr(B^0(t) \rightarrow \bar{f})} = \frac{1 - |\frac{q}{p}|^4}{1 + |\frac{q}{p}|^4} \quad (1.44)$$

Cette asymétrie vient donc purement du mélange $B^0 - \bar{B}^0$.

d) violation de CP dans l'association entre le mélange et la désintégration

Dans le cas d'un état final accessible à partir d'un méson B^0 ou d'un $\bar{B}^0$, une phase $2\Phi_M = \arg(\frac{q}{p})$ provient du mélange et une phase $\Phi_D = \arg(\langle f|\mathcal{T}|B^0 \rangle \langle f|\mathcal{T}|\bar{B}^0 \rangle^*)$ de la désintégration (figure 1.5). Ces phases viennent des éléments de la matrice CKM mis en jeu lors de l'oscillation et de la désintégration. Il y a interférence entre les amplitudes d'oscillation et de désintégration.

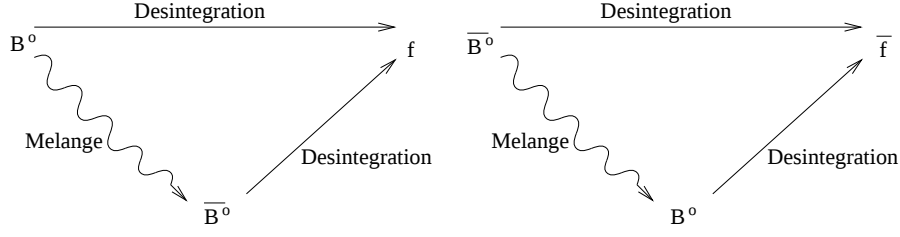


FIG. 1.5: Violation de CP dans l'association du mélange et de la désintégration.

On a

$$CP|f_{CP} > = \eta_{CP}|f_{CP} >$$

S'il existe une phase violant CP dans la désintégration, alors:

$$e^{i\Phi_D} < f_{CP}|\mathcal{T}|B^0 > \rightarrow \eta_{CP}e^{-i\Phi_D} < f_{CP}|\mathcal{T}|\bar{B}^0 >$$

où Φ_D est une phase issue de la désintégration. Avec $|\frac{p}{q}| \simeq 1$ on obtient:

$$\begin{aligned} Pr(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) &= | < f_{CP}|\mathcal{T}|B^0(t) > |^2 = \\ e^{-\Gamma \frac{t}{\hbar}} &\{ 1 - \eta_{CP} \sin 2(\Phi_M + \Phi_D) \sin \Delta mt \} | < f_{CP}|\mathcal{T}|B^0 > |^2 \end{aligned} \quad (1.45)$$

$$\begin{aligned} Pr(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) &= | < f_{CP}|\mathcal{T}|\bar{B}^0(t) > |^2 = \\ e^{-\Gamma \frac{t}{\hbar}} &\{ 1 + \eta_{CP} \sin 2(\Phi_M + \Phi_D) \sin \Delta mt \} | < f_{CP}|\mathcal{T}|\bar{B}^0 > |^2 \end{aligned} \quad (1.46)$$

Avec l'hypothèse $| < f_{CP}|\mathcal{T}|\bar{B}^0 > | \simeq | < f_{CP}|\mathcal{T}|B^0 > |$, on peut calculer l'asymétrie dépendante du temps:

$$\mathcal{A}_f(t) = \frac{Pr(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - Pr(B^0(t) \rightarrow f_{CP})}{Pr(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + Pr(B^0(t) \rightarrow f_{CP})} = \eta_{CP} \sin 2\Phi \sin \Delta mt \quad (1.47)$$

avec $\Phi = \Phi_M + \Phi_D$. Cette asymétrie est due à la violation de CP indirecte, avec interférence entre l'oscillation et la désintégration.

L'intégration sur le temps de cette asymétrie donne:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_f &= \frac{\int_{t_0}^{\infty} Pr(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \int_{t_0}^{\infty} Pr(B^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\int_{t_0}^{\infty} Pr(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \int_{t_0}^{\infty} Pr(B^0(t) \rightarrow f_{CP})} \\ &= \eta_{CP} \sin 2\Phi \frac{\sin x_d \frac{t_0}{\tau} + x_d \cos x_d \frac{t_0}{\tau}}{1 + x_d^2} \end{aligned} \quad (1.48)$$

1.3.5 Mesure de la violation CP dans le système des mésons B

Le système des mésons B est très prometteur pour l'observation de la violation de CP dans les années à venir. En effet, les désintégrations des mésons beaux et l'oscillation des mésons B^0 mettent en jeu les quarks t et b . L'étude de ce système permettra donc de mesurer les modules des paramètres de la matrice CKM mettant en jeu les quarks t et b et les angles du triangle d'unitarité.

a) Mesure des paramètres du triangle d'unitarité

- $|V_{ub}|$ intervient dans les transitions $b \rightarrow u$. On peut donc le mesurer grâce aux canaux $B \rightarrow \pi\pi$, $B \rightarrow \rho\pi$ et dans les désintégrations semi-leptoniques $B \rightarrow \pi l\nu$.
- $|V_{cb}|$ intervient dans les transitions $b \rightarrow c$. Sa mesure peut être effectuée dans les canaux $B \rightarrow D\pi$ et dans les désintégrations semi-leptoniques $B \rightarrow Dl\nu$.
- $|V_{tb}|$ et $|V_{td}|$ peuvent être déterminés à partir de la mesure de Δm_d dans l'oscillation des mésons B_d^0 . Dans les canaux rares comme $B_d^0 \rightarrow \mu\mu\rho\pi$ on mesure $\frac{|V_{tb}|^2}{|V_{ts}|^2}$ et donc $|V_{tb}|$.
- $|V_{ts}|$ pourrait être mesuré à partir des oscillations des mésons B_s^0 .

b) Mesure de l'angle β à l'aide du canal $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$

Le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ est un canal de violation CP indirecte dans l'interférence entre le mélange et la désintégration. La désintégration des mésons B fait intervenir la transition $b \rightarrow c\bar{c}s$. C'est un canal privilégié aussi bien au niveau expérimental que théorique (état final propre de CP).

La phase faible provenant des oscillations Φ_M peut être calculée à partir des diagrammes de Feynman qui sont représentés sur la figure 1.4. Celui faisant intervenir le quark top étant dominant, on a :

$$2\Phi_M = \arg\left(\frac{q}{p}\right) = \arg\left(\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*}\right) = -2\beta \quad (1.49)$$

Pour la désintégration, les diagrammes de Feynmann des différents processus sont montrés sur la figure 1.6. Il s'agit de diagrammes en arbre et de Pingouins. La phase faible Φ_D de tous ces diagrammes est nulle, on a donc

$$\Phi_D = 0 \quad (1.50)$$

Or, comme $\eta_{CP} = -1$, on obtient pour les asymétries définies dans les équations 1.47 et 1.48 :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_f(t) &= -\sin \Delta m t \sin 2\beta & \text{et} \\ \mathcal{A}_f &= -D_{int} \sin 2\beta & \text{avec} \quad D_{int} = \frac{\sin(x_d \frac{t_0}{\tau}) + x_d \cos(x_d \frac{t_0}{\tau})}{1 + x_d^2} \end{aligned} \quad (1.51)$$

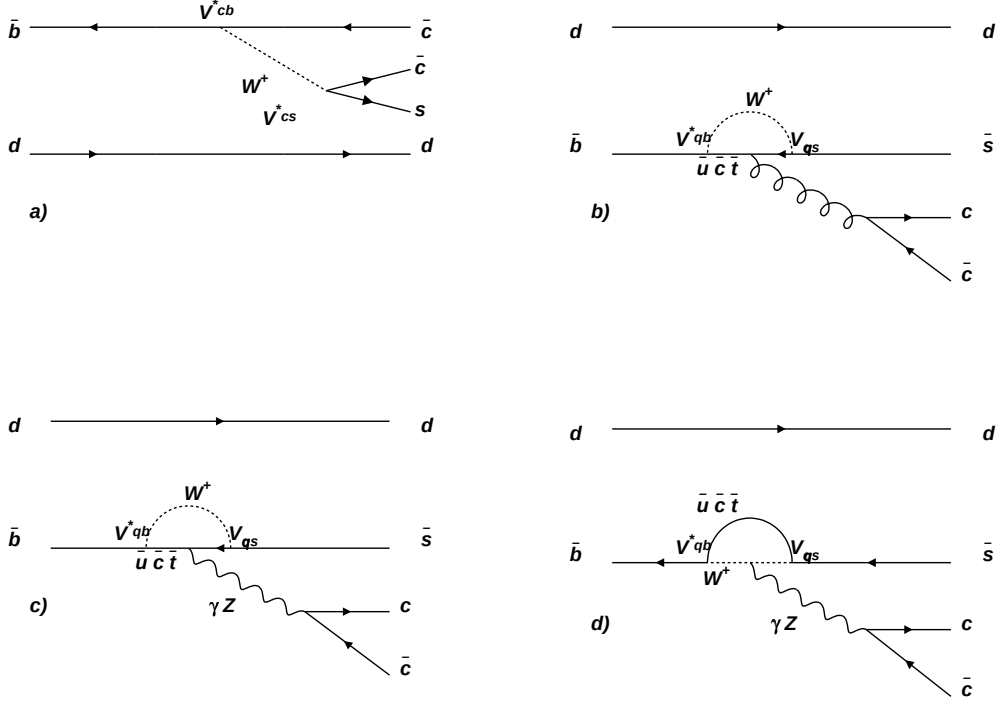


FIG. 1.6: *Diagrammes de Feynman pour la réaction $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$, a en arbre, b pingouin QCD, c et d pingouin électromagnétique.*

c) Mesure de l'angle α

Une mesure de l'angle α peut être effectuée grâce aux désintégrations mettant en jeu des transitions $b \rightarrow u$ où la phase faible Φ_D est égale à γ . Si $\beta + \gamma + \alpha = \pi$ l'asymétrie mesurée est alors sensible à $\sin 2((- \beta) + (- \gamma)) = \sin 2\alpha$. C'est le cas des canaux $B^0 \rightarrow \pi\pi$ et $B^0 \rightarrow \rho\pi$. Toutefois l'importance relative des diagrammes pingouins par rapport au diagrammes en arbre dans ces canaux posent des problèmes.

d) Mesure de l'angle γ

La mesure de l'angle γ est plus problématique et elle peut en principe être obtenue à partir des canaux de décroissance du mésons B_s^0 comme $B_s^0 \rightarrow KK$.

1.4 Production des mésons B au LHC

Les collisions proton-proton peuvent être considérées comme une somme de collisions entre constituants élémentaires des protons appelés partons, qui sont en fait les quarks et les gluons. On peut donc décrire les interactions proton-proton comme une somme de processus élémentaires parton-parton.

1.4.1 Production des quarks $b\bar{b}$

Lors d'une collision proton-proton, la section efficace $\sigma_{b\bar{b}}$ de production d'une paire $b\bar{b}$ est pour un quadri-moment transféré Q^2 (avec Q^2 de l'ordre de la masse du quark b) [9]:

$$\sigma_{b\bar{b}} = \sum_{i,j} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \times F_i^A(x_1, Q) \times F_j^B(x_2, Q) \times \hat{\sigma}_{ij \rightarrow b\bar{b}}(p_1, p_2, Q^2) \quad (1.52)$$

où $F_i^A(x_1, Q)$ et $F_j^B(x_2, Q)$ sont les fonctions de distribution des partons dans les protons A et B , c'est-à-dire la densité de probabilité de trouver un parton $i(j)$ à l'intérieur du proton $A(B)$ de quantité de mouvement $p_1(p_2) = x_1(x_2)\sqrt{s}/2$; $\sqrt{s}$ est l'énergie dans le centre de masse de la collision; $\hat{\sigma}_{ij}$ est la section efficace ponctuelle des partons i et j .

Les différentes sections efficaces des processus responsables de la production des paires $b\bar{b}$ sont calculées à l'aide de QCD perturbative et seulement pour les deux premiers ordres en α_s :

$q + \bar{q} \rightarrow b + \bar{b}$	α_s^2, α_s^3	(a)
$g + g \rightarrow b + \bar{b}$	α_s^2, α_s^3	(b)
$q + \bar{q} \rightarrow b + \bar{b} + g$	α_s^3	(c)
$g + g \rightarrow b + \bar{b} + g$	α_s^3	(d)
$g + q \rightarrow b + \bar{b} + q$	α_s^3	(e)
$g + \bar{q} \rightarrow b + \bar{b} + \bar{q}$	α_s^3	(f)

Au LHC, les processus de fusion de gluons (b) et de scissions de gluons (e et f) sont favorisés. Les estimations de la section efficace totale $\sigma_{b\bar{b}}$ souffrent d'une incertitude importante, liée d'une part à la méconnaissance de la fonction de structure du gluon à très petit x , et d'autre part aux difficultés prédictives de QCD dans le domaine d'énergie à la limite de validité des calculs perturbatifs. La valeur utilisée est $\sigma_{b\bar{b}} = 500 \pm 150 \mu\text{ b}$. Il s'agit donc d'une production très importante avec environ 5.10^{12} paires de quarks b par an à basse luminosité.

1.4.2 Des partons aux hadrons : hadronisation du quark beau

Dans la phase d'hadronisation, les partons se transforment en hadrons. Le calcul perturbatif n'est plus possible et on utilise des modèles phénoménologiques. Le plus couramment utilisé est le modèle des cordes (dit de Lund [12]).

Le couplage par gluons qui confine les quarks $q\bar{q}$ est représenté par une corde ou tube de flux de couleur. L'énergie potentielle accumulée dans la corde croît linéairement avec

sa longueur. Les partons s'éloignant, la corde peut se rompre et une nouvelle paire $q_1\bar{q}_1$ se crée de manière que le système se sépare en deux mésons ($q\bar{q}_1$) et ($q_1\bar{q}$). Ce processus continue tant que les cordes ont des énergies suffisantes. La production des baryons est modélisée par la combinaison d'un quark avec deux quarks appartenant à une paire de diquarks qui conduit à la formation d'un baryon et d'un anti-baryons.

L'énergie potentielle accumulée dans la corde doit être suffisante pour à la fois générer la masse m_q du nouveau quark et lui céder de l'impulsion. Les quarks lourds ont de ce fait une probabilité faible d'être créés par ce mécanisme:

$$P_{u,d} : P_s : P_c : P_b \sim 1 : 0.3 : 10^{-11} : 0$$

et donc seuls les quarks lourds c et b issus directement des interactions parton-parton contribuent à la formation des hadrons charmés et beaux.

La fraction d'énergie z du quark que le hadron formé à partir d'un quark c ou b emporte est modélisé par la fonction de Peterson [8]. La figure 1.7 montre la distribution de l'énergie emportée par ces deux quarks, leur masse élevée impose une dépendance en saveur pour la fragmentation; plus le quark est lourd, plus la fraction z d'énergie qu'emporte le hadron est élevée.

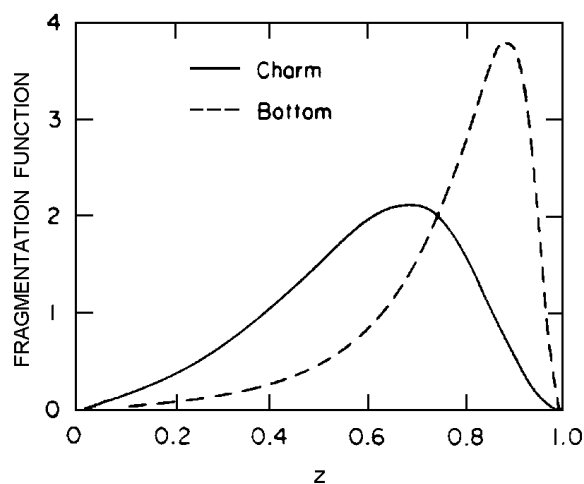


FIG. 1.7: *Fonctions de fragmentation de Peterson [8].*

A ce jour, quatre hadrons beaux ont été observés expérimentalement; les mésons B^+ , B_d^0 et B_s^0 et le baryon $\Lambda_b^0(bud)$. Le tableau 1.4 donne leurs propriétés.

Hadrons	Masse (MeV/c^2)	$\tau(ps)$	Production (%)
B^+	5278.9	1.62	39.7
B_d^0	5279.2	1.56	39.7
B_s^0	5369.3	1.61	10.5
Λ_b^0	5641	1.14	10.1

TAB. 1.4: *Les hadrons beaux mis en évidence expérimentalement.*

Dans le chapitre 7 nous étudions les performances du détecteur CMS pour la mesure de l'angle β dans le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ en utilisant une nouvelle technique d'étiquetage des mésons B_d^0 . Cette technique est basée sur la désintégrations des mésons excités orbitalement B^{**} .

Dans le chapitre suivant l'expérience CMS auprès du collisionneur LHC est décrite. Cette expérience n'est pas optimisée pour la physique de la violation CP mais est dédiée à la recherche du boson de Higgs dans un large domaine de masse.

Chapitre 2.

Le collisionneur LHC et l'expérience CMS

La compréhension du mécanisme à l'origine des masses des particules est l'un des enjeux de la physique du LHC. L'explication théorique actuelle repose sur le mécanisme de Higgs qui met en jeu une particule expérimentalement inobservée. Pour espérer la découvrir, il faut tenir compte des faibles sections efficaces de production attendues et des taux de branchement de ses différents canaux de désintégration. De plus, la théorie admet un boson de Higgs jusqu'à environ 1 TeV. Il devient impératif d'utiliser un collisionneur doté d'une luminosité élevée et permettant de couvrir ce large domaine de masse. Dans ce but, la construction d'un nouveau grand accélérateur de protons a été décidée.

2.1 Le collisionneur de protons LHC

Le futur collisionneur de protons (Large Hadron Collider) du CERN, dont la mise en service est prévue pour 2005, représente un formidable outil de recherche pour la physique des particules. Le vaste domaine d'énergie disponible dans le centre de masse doit permettre l'étude de questions cruciales de la physique moderne.

2.1.1 L'accélérateur

Dans son mode principal de fonctionnement, le LHC produira des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV et une luminosité maximale L_0 de $10^{34} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. La fréquence de collisions des paquets de protons sera de 40 MHz, soit un croisement de faisceaux toutes les 25 ns.

La luminosité permet de calculer le nombre d'événements attendus par unité de temps (N) et pour un processus donné: $N = \sigma L_0$ où σ est la section efficace du processus. Elle

s'exprime de la façon suivante:

$$L_0 = \frac{n_1 n_2 f B}{4\pi \sigma_x \sigma_y}$$

Les définitions de $n_1, n_2, \sigma_x, \sigma_y, f$ et B sont données dans le tableau 2.1.

Circonférence		26.7 km
Energie par faisceau		7 TeV
Luminosité nominale	L_0	$10^{34} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$
Durée de vie du faisceau		10 heures
Nombre de protons par paquet dans chaque faisceau	n_1, n_2	10^{11}
Extensions horizontale et verticale des paquets	$\sigma_x \sigma_y$	$15 \mu\text{m}$
Extension suivant l'axe z	σ_z	5cm
Fréquence de révolution des paquets	f	11.25 kHz
Espacement des paquets		7.5 cm 25 ns
Nombre de paquets par faisceau	B	2835
Angle de croisement		200 μrad

TAB. 2.1: *Quelques caractéristiques du LHC pour les collisions p-p.*

La luminosité nominale ne sera atteinte qu'après une période de un à deux ans de prise de données à plus faible luminosité ($10^{33} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$). Cette période temporaire sera mise à profit pour la mise en route des détecteurs et leur étalonnage, mais également pour étudier la physique des quarks b et t .

L'accélérateur pourra également opérer en effectuant des collisions d'ions lourds avec une énergie de 2.76 TeV/nucléon pour la recherche du plasma de quarks et de gluons. La luminosité prévue pour les collisions Pb-Pb est de $10^{27} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

La machine sera installée dans le tunnel du LEP dont la circonférence est de 26.7 km. Elle bénéficiera donc de la chaîne d'accélérateurs du CERN pour l'injection: le LINAC2 accélère les protons jusqu'à 50 MeV, puis le Booster jusqu'à 1 GeV, le PS jusqu'à 26 GeV, et enfin le SPS jusqu'à 450 GeV. La figure 2.1 montre l'ensemble du dispositif de la chaîne d'injection.

Les aimants utilisés pour courber les trajectoires des protons sont composés de deux bobines supraconductrices travaillant dans de l'hélium superfluide sous pression, à une température inférieure à 2 K. Ils entourent deux tubes à vide parallèles et partagent la même culasse magnétique. Chaque aimant fournit un champ dipolaire de 8.4 T sur les 14 mètres de sa longueur.

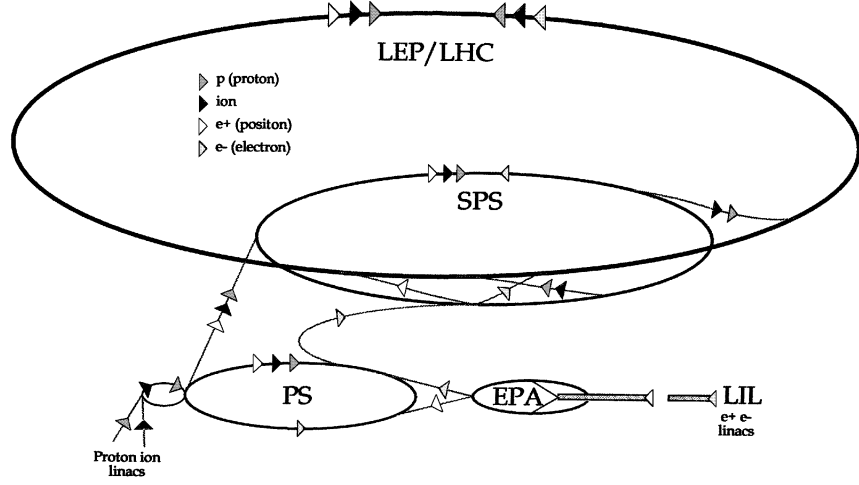


FIG. 2.1: *La chaîne d'injection du LHC.*

Deux expériences polyvalentes dédiées principalement à la recherche de l'origine de la brisure de symétrie, ATLAS (A Toroidal Lhc Apparatus) et CMS (Compact Muon Solenoid) et deux détecteurs spécifiques, LHCb pour la physique du quark b et ALICE (A Large Ion Collider Experiment) pour la recherche du plasma quarks-gluons, sont prévus autour de ce collisionneur.

L'expérience CMS qui est le cadre de cette thèse est décrite dans la section 2 de ce chapitre.

2.1.2 La physique

Pour une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$ de 14 TeV, la section efficace totale des collisions proton-proton σ_{totale} est estimée à 110 ± 20 mb [13]. Une partie de ces collisions sont purement élastiques et ne présentent donc pas d'intérêt pour la production de particules massives. La section efficace 'utile' est donc d'environ 70 mb.

a) Haute luminosité

Avec une luminosité de $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$, 25 interactions p-p sont produites en moyenne à chaque croisement de faisceaux, soit 10^9 événements par seconde. Dans la plupart de ces événements l'impulsions transverses des partons interagissant est faible et ils ne sont pas utiles pour la recherche de nouvelles particules. Les événements recherchés au contraire résultent d'un processus de diffusion dure entre partons caractérisé par de grands transferts d'impulsion transverse.

Le principal but du LHC est la recherche du boson de Higgs postulé par le Modèle Standard. Le domaine des recherches permis par le LHC s'étend sur une domaine de masse M_H compris entre 80 GeV et 1 TeV. Les limites actuelles sur la masse du Higgs

sont plus restreintes; en effet, les mesures du LEP et du Tevatron donnent avec un niveau de confiance à 95% 95 GeV comme limite inférieure.

Les canaux de décroissance les plus favorables pour la détection du Higgs sont montrés dans le tableau 2.2. Ces canaux contraignent les performances requises pour les détecteurs, c'est à dire une mesure très précise des photons, muons et électrons.

$H \rightarrow \gamma\gamma$	$80\text{GeV} \leq M_H \leq 150\text{GeV}$
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l^\pm$	$120\text{GeV} \leq M_H \leq 180\text{GeV}$
$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm$	$180\text{GeV} \leq M_H \leq 650\text{GeV}$
$H \rightarrow ZZ \rightarrow 2l^\pm 2\nu$	$500\text{GeV} \leq M_H \leq 1\text{TeV}$
$H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$	$M_H \sim 1\text{TeV}$
$H \rightarrow ZZ \rightarrow 2l^\pm 2\nu$	

TAB. 2.2: *Les états finaux favorables pour la découverte du boson de Higgs.*

La figure 2.2 montre quelques sections efficaces pour des processus caractéristiques dans les collisions proton-proton. Pour une énergie dans le centre de masse de 14TeV la section efficace de production du boson de Higgs dont la masse serait d'environ 500 GeV est ~ 1 pb, soit un taux de production de 10^{-2} Hz.

Les signatures d'autres scénarios permettant d'expliquer la brisure de symétrie et la génération des masses comme la supersymétrie seront également recherchés.

b) Basse luminosité

Comme nous l'avons vu, durant les premières années de fonctionnement la luminosité sera plus faible ($10^{-33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Dans ces conditions le nombre d'interactions proton-proton produites par croisement se réduit à 2 ou 3. Cette période sera donc favorable à des études en physique de la beauté et du top grâce à des sections efficaces de production élevées et à l'isolation des particules issues de la décroissance des hadrons.

Le programme de la physique du quark top se concentre sur la mesure précise de sa masse et l'étude des ses modes de désintégration. Le programme de la physique du quark b concerne essentiellement l'étude de la violation de CP.

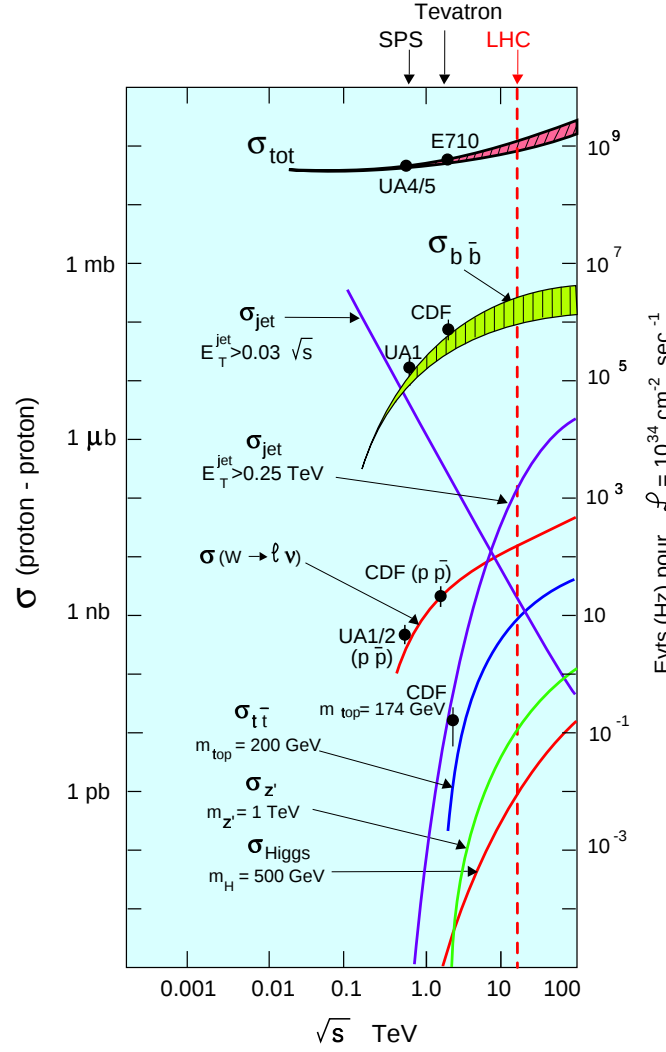


FIG. 2.2: Sections efficaces de quelques processus en fonction de l'énergie dans le centre de masse de la collision $\sqrt{s}$ pour des collisions proton-proton et taux de production correspondant pour une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les lignes pleines représentent les extrapolations à partir des données actuelles pour les énergies du LHC [14].

2.2 L'expérience CMS

CMS est une des quatre expériences qui ont été approuvées pour fonctionner auprès du LHC. Ce détecteur est conçu pour rechercher de nouvelles particules à haute luminosité. Sa conception est optimisée pour une bonne identification et une bonne mesure de l'impulsion des muons qui seront parmi les plus importantes signatures. Pour améliorer le potentiel de découverte, un soin important est donné pour une mesure précise des électrons et photons. Un fort champ magnétique fourni par un solénoïde a été choisi pour courber la trajectoire des particules chargées et permettre la mesure de leurs impulsions dans tout le domaine cinématique accessible au LHC (jusqu'à environ 2 TeV).

CMS est un détecteur de la forme d'un volume cylindrique fermé qui se compose d'un baril central et de deux bouchons latéraux. La longueur totale est de 21.6 m, le rayon externe de 7.5 m et le poids est estimé à 12500 tonnes. La figure 2.3 montre une représentation du détecteur.

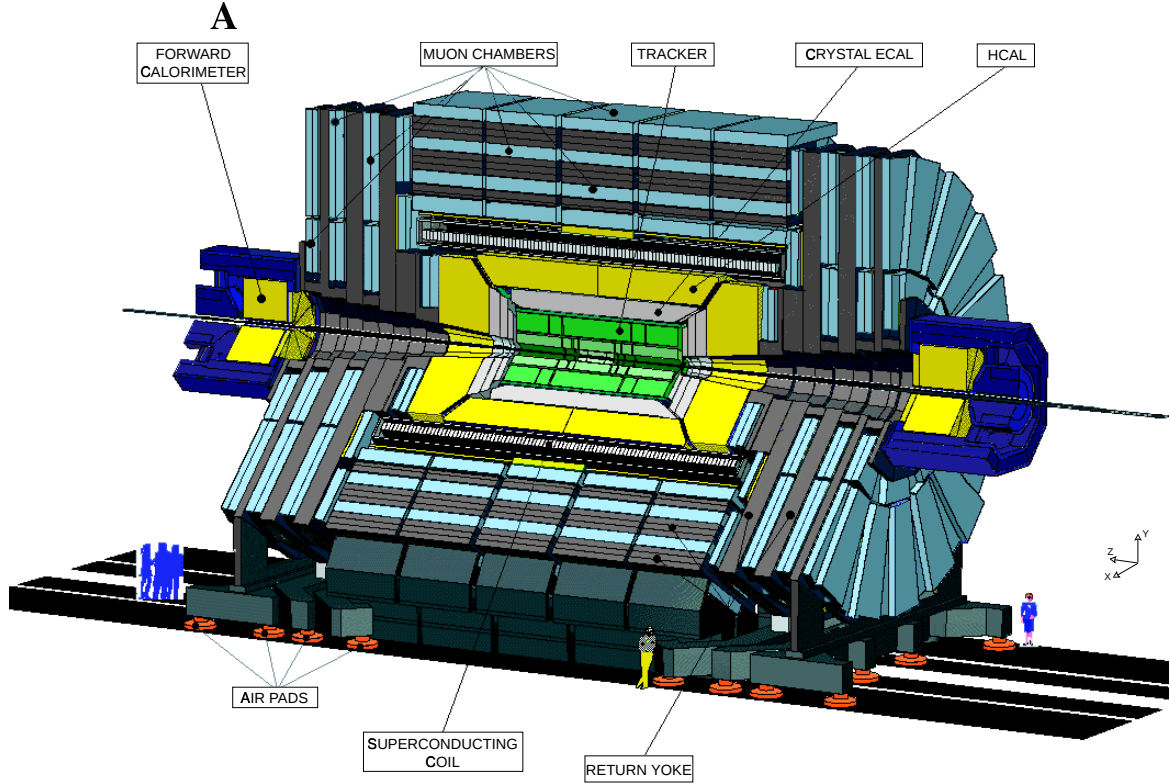


FIG. 2.3: *Vue en trois dimensions du détecteur CMS.*

2.2.1 Le détecteur de traces ou trajectomètre

Le détecteur de traces est destiné à la reconstruction des trajectoires et à la mesure de l'impulsion des particules chargées d'impulsions transverses supérieures à 0.7 GeV/c. La reconstruction détaillée de toutes les traces est pratiquement impossible car la plupart d'entre elles correspondent à des particules de faibles impulsions transverses confinées dans des trajectoires autour de la ligne de faisceau. De plus comme au LHC, le point de collision

des faisceaux est étalé sur quelques centimètres en z , le trajectomètre doit permettre de reconstruire avec précision les vertex primaires et secondaires des interactions.

Les dimensions des éléments de détection sont choisis de manière à atteindre un taux d'occupation faible (1-2%) pour permettre la reconstruction des traces. Au moins 12 points de mesures sont effectués pour chaque particule. Les performances demandées au trajectomètre sont [15]:

- une résolution en impulsion sur les traces isolées à forte impulsion transverse de:
 - $\delta p_t/p_t \sim (15p_t \oplus 0.5)\%$ (p_t en TeV) pour $|\eta| < 1.6$,
 - $\delta p_t/p_t \sim (80p_t \oplus 0.5)\%$ pour $1.6 < |\eta| < 2.5$,
- 95% d'efficacité sur la reconstruction des hadrons chargés dont l'impulsion transverse est supérieure à 10 GeV, et mieux que 85% si elle est comprise entre 1 et 10 GeV,
- 98% d'efficacité sur la reconstruction des muons dont l'impulsion transverse est supérieure à 1 GeV,
- la résolution spatiale pour des traces avec $p_t > 10$ GeV doit être de 35 μm dans le plan $r - \phi$, et d'environ 75 μm suivant l'axe z .

CMS a choisi trois technologies pour équiper son trajectomètre: les détecteurs à pixels au silicium seront installés au plus proche du faisceau, puis des détecteurs à micropistes au silicium et dans la partie la plus externe des chambres gazeuses à micropistes. La figure 2.4 montre la disposition des différents sous-détecteurs à l'intérieur du trajectomètre.

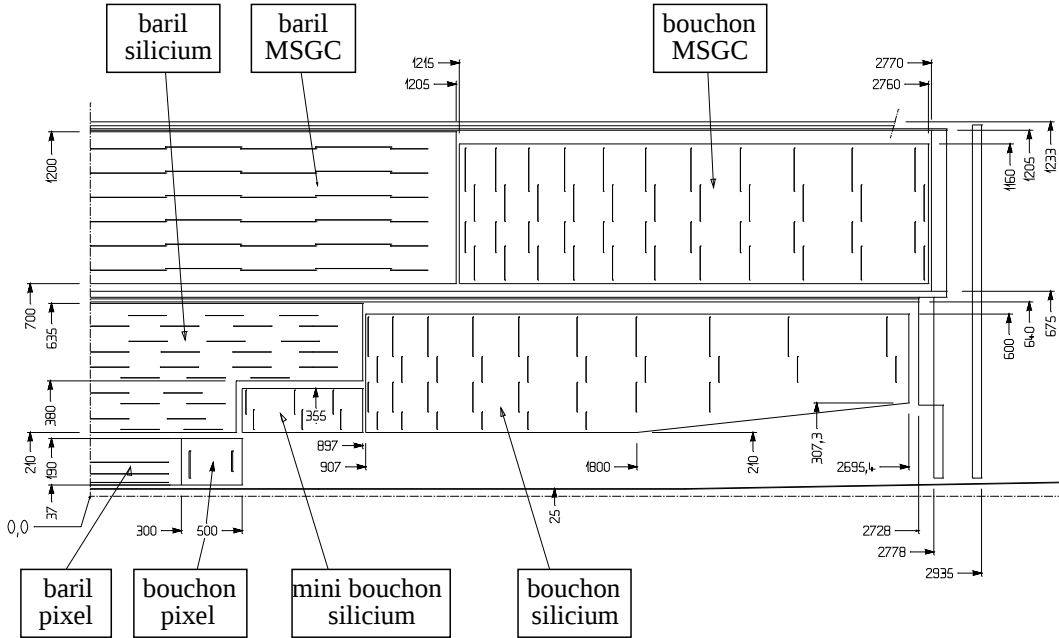


FIG. 2.4: Coupe longitudinale du détecteur de traces. La disposition des différents sous-détecteurs dans la partie centrale (baril) et les parties latérales (bouchons) est représentée [15].

a) Les pixels au silicium

Le système de détecteurs à pixels est la partie du détecteur la plus proche du faisceau. Il permet d'obtenir deux ou trois points dans l'espace le long de la trajectoire des particules et ainsi la reconstruction des vertex primaires et secondaires. Il se compose de deux plans cylindriques dans la région centrale et de deux disques dans les parties latérales.

Chaque pixel est constitué d'une cellule carrée de silicium de $150\ \mu\text{m}$ de côté et de $250\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les résolutions attendues sont de $10\ \mu\text{m}$ dans le plan $r - \phi$ et $15\ \mu\text{m}$ suivant l'axe z . La figure 2.5 montre le principe de fonctionnement de ces détecteurs.

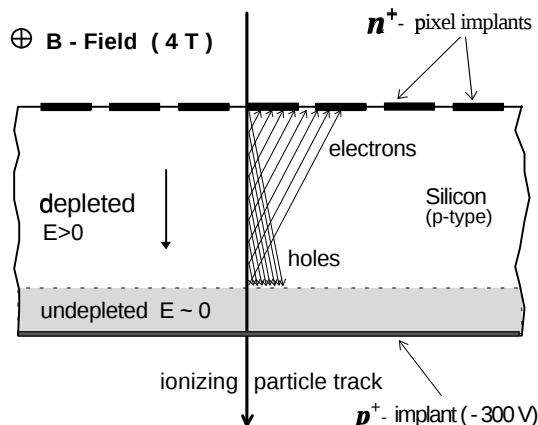


FIG. 2.5: Les détecteurs pixels au silicium [15].

L'ensemble du système de pixels représente 80 millions de canaux électroniques. Chaque pixel est connecté via une microsoudure à son propre circuit électronique de lecture. Le faible signal provenant du capteur est d'abord amplifié par un bloc analogique. Puis si le signal est au dessus d'un certain seuil réglable, alors le croisement de faisceaux correspondant est enregistré. Si un croisement de faisceaux est sélectionné par le premier niveau de déclenchement, alors l'adresse et le signal analogique de chaque pixel touché sont transmis pour être numérisés puis traités.

b) Les détecteurs à micropistes au silicium

Cette partie du trajectographe couvre une surface d'environ $70\ \text{m}^2$. Elle se compose d'une partie centrale comprenant 6 mini-disques et 5 couches cylindriques et de deux parties latérales constituées de 10 disques chacune. Les couches du baril sont équidistantes entre des rayons de 235 et 583 mm. Les plans 1, 2, 5 et les minidisques sont équipés de pistes disposées avec un léger angle entre elles ce qui permet la mesure de la coordonnée z en plus de r et ϕ . Les bouchons couvrent la région en $|\eta|$ compris entre 1.2 et 2.5. Chaque disque est composé d'anneaux concentriques, les pistes des détecteurs pointant vers le centre.

L'épaisseur des détecteurs est $300\ \mu\text{m}$. La longueur des pistes est comprise entre 7 et 12.5 cm et leur espacement varie de $60\ \mu\text{m}$ et $270\ \mu\text{m}$ suivant la position dans le détecteur.

L'ensemble représente $5.4 \cdot 10^6$ canaux d'électronique. Celle-ci est décrite au chapitre 4 consacrée à l'électronique de lecture des détecteurs MSGC et silicium à micropistes de CMS.

c) Les MSGC

La partie la plus externe du trajectographe est équipée de détecteurs MSGC. Le chapitre 3 leur est consacré.

d) Quantité de matière dans le trajectomètre

Le trajectomètre ne doit pas contenir trop de matière sous peine de dégrader les performances des calorimètres et notamment la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique. De plus, compte tenu de la faible section efficace de désintégration du boson de Higgs en deux photons, il faut éviter de perdre des événements. La conversion des photons issus de la désintégration du Higgs en deux photons dans le trajectomètre ne doit pas dépasser 50%. La figure 2.6 montre la distribution de la quantité de matière exprimée en longueur de radiation en fonction de la pseudorapidité apportée par chaque sous-détecteur.

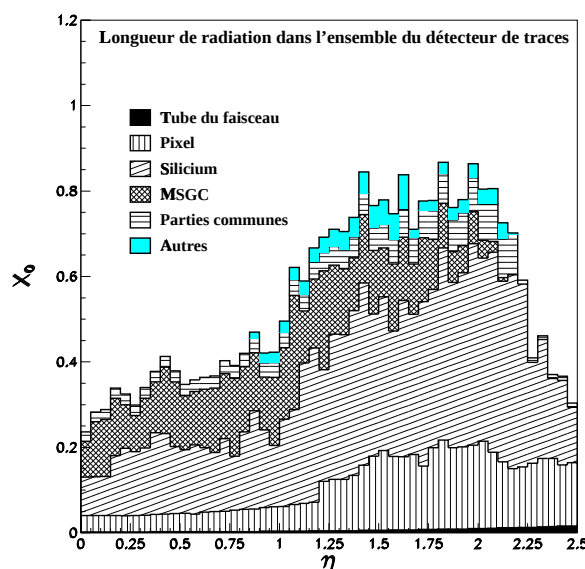


FIG. 2.6: *Nombre de longueurs de radiations en fonction de la pseudorapidité apportée par le détecteur de traces [15].*

e) Taux de radiations

Les radiations subies par le trajectomètre ont deux sources principales. La première vient des particules produites par les interactions p-p et les réactions secondaires de ces particules avec le trajectomètre. La seconde vient des neutrons rétrodiffusés produits par réactions nucléaires dans le calorimètre électromagnétique.

La figure 2.7 montre la dose et les flux de neutrons et de hadrons chargés dans le trajectomètre. Le flux de particules chargées est approximativement constant avec z et décroît à peu près comme $1/r^2$. En revanche, le flux de neutrons augmente avec z c'est à dire à l'approche des bouchons du calorimètre électromagnétique.

Le comportement à long terme des détecteurs et de l'électronique est une question capitale pour CMS. Les circuits électroniques sont construits dans des technologies résistantes

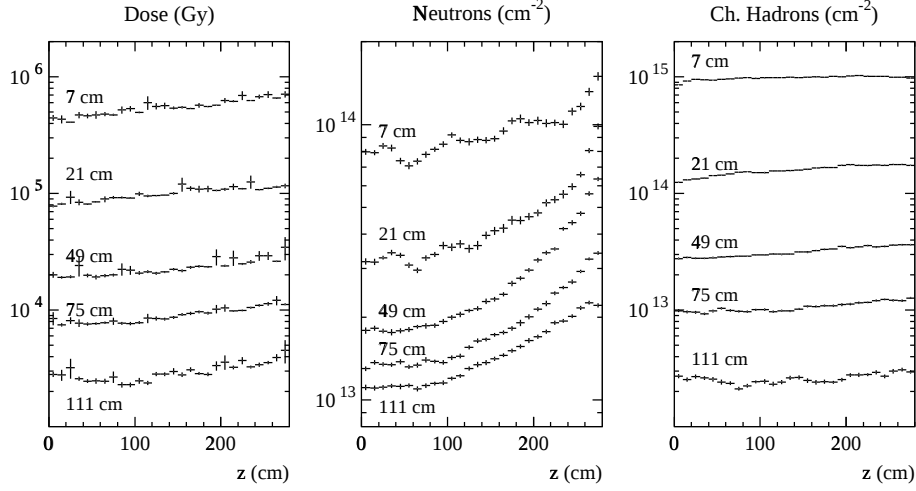


FIG. 2.7: Niveau des radiations dans le trajectomètre en fonction de z et de la distance par rapport à l'axe du faisceau pour une luminosité intégrée sur 10 ans.

aux radiations qui devraient leur permettre de fonctionner pendant les 10 années de fonctionnement du LHC. Les effets dans les détecteurs au silicium sont principalement une augmentation du courant de fuite et un changement de la concentration des dopants dans le substrat qui nécessite une augmentation de la tension de polarisation. L'augmentation de tension nécessaire au fonctionnement des détecteurs peut devenir supérieure à la tension de claquage de la jonction et ce qui détruirait le détecteur. Pour limiter ces effets les détecteurs au silicium fonctionneront à une température de -10^0C .

La résolution en impulsion de l'ensemble du trajectomètre dépend de la résolution intrinsèque de chaque détecteur et de la précision de l'alignement. L'alignement final sera effectué en utilisant des traces de particules et l'erreur d'alignement attendue est inférieure à $15\text{ }\mu\text{m}$. Les résolutions spatiales des détecteurs, erreurs d'alignement non incluses, sont résumées dans le tableau 2.3.

Détecteurs	Nombre de canaux d'électronique	Résolution $r - \phi$ (μm)	Résolution z (μm)
Pixel	$77 \cdot 10^6$	10	15
Micropistes silicium	$5.4 \cdot 10^6$	40	500
MSGC	$6.6 \cdot 10^6$	40	1000

TAB. 2.3: Résolutions attendues pour l'ensemble du trajectomètre.

2.2.2 Les calorimètres

Les électrons, photons et hadrons seront absorbés par le système de calorimètres permettant ainsi la mesure de leur énergie. La première couche de ce système est le calorimètre électromagnétique destiné à mesurer l'énergie des électrons et des photons avec une grande précision. Quant aux hadrons, ils déposeront la plus grande partie de leur énergie dans la seconde couche, le calorimètre hadronique.

a) Le calorimètre électromagnétique

Cette partie du spectromètre CMS jouera un rôle essentiel pour la recherche du Higgs, notamment pour sa mise en évidence dans le canal de désintégration en photons. Pour l'exploitation de ce canal, d'excellentes résolutions en énergie et angulaire sont nécessaires.

Le calorimètre électromagnétique est composé de cristaux de tungstate de plomb ($PbWO_4$). Ce cristal a été choisi car il possède une faible longueur de radiation et un petit rayon de molière, de plus c'est un scintillateur rapide et sa production est relativement facile. Le tableau 2.4 donne quelques caractéristiques de ce cristal [16].

Densité	g/cm ³	8.28
Longueur de radiation X_0	cm	0.89
Longueur d'interaction	cm	22.4
Rayon de Molière	cm	2.19
Temps pour l'émission de la lumière	ns	5 (39%) 15 (60%) 100 (1%)

TAB. 2.4: *Caractéristiques du cristal $PbWO_4$.*

La couverture géométrique des cristaux s'étend jusqu'à $|\eta| = 3$. La granularité dans le tonneau sera de $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.0175 \times 0.0175$, ce qui correspond à une section de cristal de 22×22 mm². Dans les bouchons ($1.48 < |\eta| < 3.0$) la granularité augmente jusqu'à $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.05 \times 0.05$ car la section des cristaux ne change pas. Une épaisseur d'environ 26 longueurs de radiations est nécessaire à $|\eta| = 0$ pour conserver de bonnes performances avec des gerbes électromagnétiques très énergétiques. Ceci correspond à des cristaux de 23 cm de long dans le baril. La figure 2.8 montre une coupe du calorimètre et la disposition des cristaux.

Pour la gamme d'énergie comprise entre 25 et 500 GeV, typiquement celle des photons provenant de la désintégration du Higgs, la résolution en énergie de ECAL est:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_n}{E}\right)^2 + c^2$$

où l'énergie E est exprimée en GeV, σ_n est le bruit dû à l'électronique et aux événements de biais minimum, c est un terme constant incluant les pertes de signal dues aux fuites du volume et les erreurs de calibration et a un terme stochastique qui inclut les fluctuations statistiques sur la mesure de l'énergie de la gerbe (voir tableau 2.5).

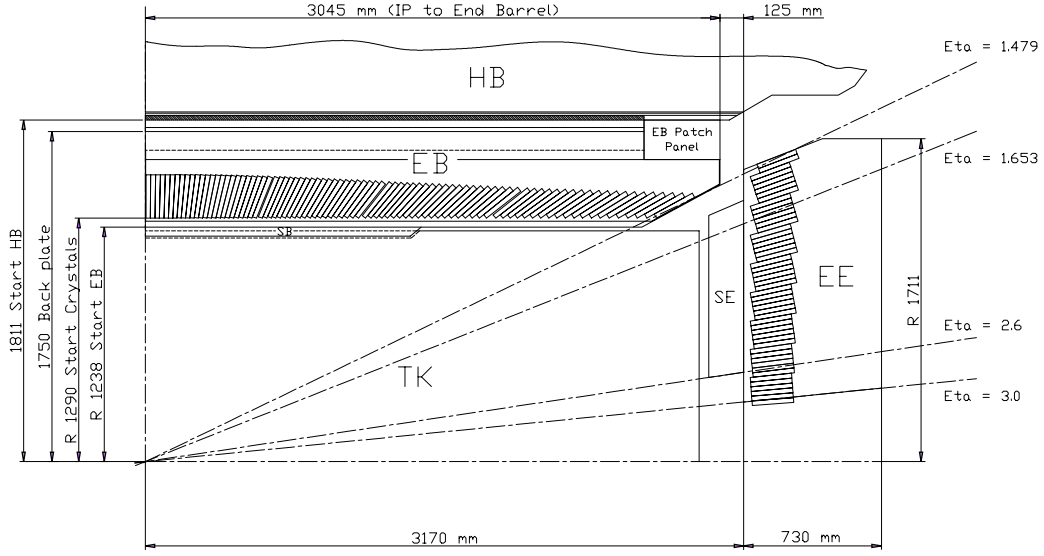


FIG. 2.8: Coupe longitudinale du calorimètre électromagnétique [16].

Termes	Baril ($ \eta =0$)	Bouchon ($ \eta =2$)
Stochastique	$2.7\% / \sqrt{E}$	$5.7\% / \sqrt{E}$
Constant	0.55%	0.55%
Bruit (basse luminosité)	155 MeV	205 MeV
Bruit (haute luminosité)	210 MeV	245 MeV

TAB. 2.5: Contributions des différents termes à la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique. Les valeurs pour le terme de bruit correspondent à une énergie reconstruite avec un réseau de 5×5 cristaux [16].

La lumière produite dans le cristal est lue par une photodiode à avalanche (APD). Cette APD est une jonction PN, les photons sont convertis en électrons dans la couche p++. Les photoélectrons produits sont ensuite accélérés par un champ électrique intense, et il se produit une avalanche. Cette amplification est nécessaire pour compenser le faible nombre de photons de scintillations produits dans les cristaux. Une électronique de lecture placée après les APD numérise l'information et l'envoie vers les fibres optiques. La figure 2.9 présente une description de la chaîne de lecture du calorimètre électromagnétique.

Pour améliorer la résolution en masse sur les photons dans le cas de $H \rightarrow \gamma\gamma$ un détecteur de pied de gerbe est ajouté devant le calorimètre. Sa fonction principale est de permettre la séparation des π^0 et des γ . Il consiste dans le baril en une fine couche de plomb ($\approx 2.5X_0$) suivie d'une couche de micropistes au silicium positionnées devant les cristaux. Dans les bouchons, deux couches de plomb de $\approx 2 X_0$ et $\approx 1 X_0$ sont utilisées.

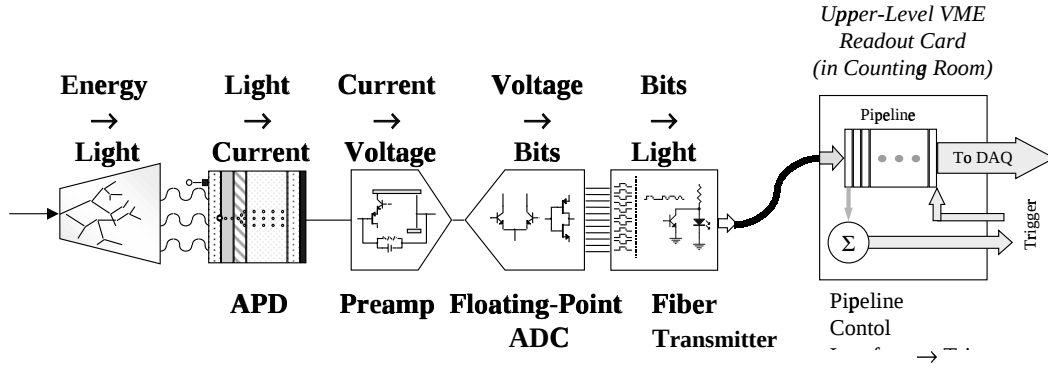


FIG. 2.9: Chaîne de lecture du calorimètre électromagnétique [16].

b) Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est installé à l'intérieur du solénoïde où il entoure le calorimètre électromagnétique. Son but est de permettre la mesure de l'énergie et de la direction des jets. Grâce à une bonne herméticité jusqu'à $|\eta| = 3$, et avec l'aide des calorimètres très à l'avant, il permet également la mesure de l'énergie transverse manquante dans les événements.

C'est un calorimètre à échantillonnage, composé alternativement de couches de matériaux absorbants (cuivre et acier) et de scintillateurs plastiques. L'épaisseur des plaques d'absorbants varie de 5 cm dans le tonneau à 8 cm dans les parties latérales, celle du scintillateur est fixée à 4 mm [17].

Dans le tonneau, la profondeur est d'environ 79 cm, ce qui correspond pour $|\eta| = 0$ à 5.15λ . Pour absorber toute l'énergie des gerbes très énergétiques, des couches supplémentaires de scintillateurs sont placées juste après le solénoïde. La longueur d'absorption totale obtenue est alors d'environ 11λ . La granularité transverse est de $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.87 \times 0.87$, elle est compatible avec celle du calorimètre électromagnétique et celle des chambres à muons et permet également une bonne séparation des jets.

c) Le calorimètre très à l'avant

Pour étendre l'herméticité du calorimètre hadronique jusqu'à des rapidités de 5, CMS utilise un calorimètre dit très à l'avant, localisé 6 m en aval de la partie latérale du calorimètre hadronique. Ce système couvre la région $3 < |\eta| < 5$. Il est composé de fibres de quartz comme milieu actif encastré dans une matrice de cuivre. Les deux objectifs principaux de ce détecteur sont d'améliorer la mesure de l'énergie transverse manquante et de permettre l'identification et la reconstruction des jets très à l'avant.

2.2.3 L'aimant

L'aimant est l'élément principal de CMS en terme de taille et poids, il est utilisé comme structure principale de support pour tous les autres détecteurs. La figure 2.10 présente un schéma du système. Il consiste en une bobine supraconductrice, d'un bâti en fer, et de systèmes annexes tels que l'alimentation et la cryogénie. L'ensemble pèsera 12000 tonnes et fournira un champ magnétique de 4 T à l'intérieur du solénoïde. Ce solénoïde long de 12 mètres et de diamètre interne de 5,9 mètres est composé de quatre couches de conducteur enroulées, le courant dans chacune d'elle est de 20 kA. L'énergie stockée dans la bobine est de 2.7 GJ [18].

Le champ magnétique généré par le solénoïde est retourné par des anneaux de retour de flux en fer où le champ magnétique est de 1.8 T, et qui supportent les chambres à muons. Ces anneaux forment dans le baril un cylindre entourant le solénoïde et dans les bouchons des disques qui ferment magnétiquement les anneaux du baril.

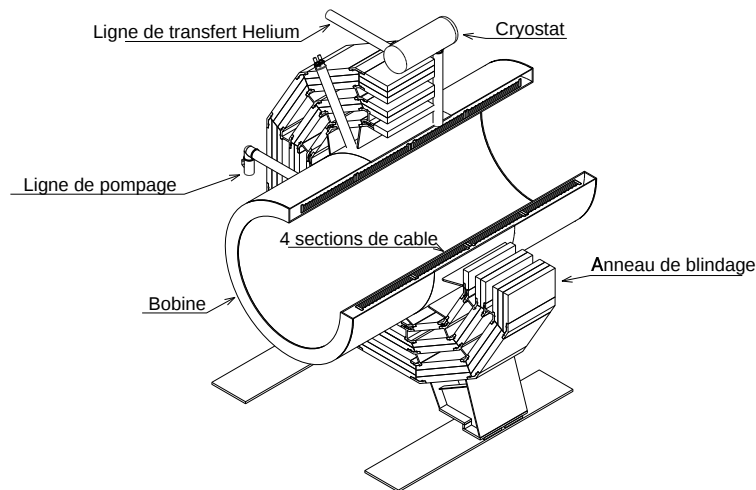


FIG. 2.10: *Le système d'aimant [18].*

2.2.4 Le détecteur de muons

Les muons fourniront des signatures claires pour un grand nombre de processus. Le but de ce détecteur est d'identifier les muons, et en association avec le trajectomètre de mesurer précisément leurs impulsions.

Ce détecteur est placé à l'extérieur des calorimètres et du solénoïde. Il consiste en quatre stations à muons placées en alternance avec les plans de la culasse en fer de l'aimant. Elles sont réparties en couches concentriques dans la partie centrale ($|\eta| < 0.8$) et en disques perpendiculaires à l'axe du faisceau dans les parties latérales ($0.8 < |\eta| < 2.4$) (figure 2.11) [19].

L'identification des muons est assurée par la grande quantité de matériaux absorbants des calorimètres que les autres particules ne peuvent pas traverser (au moins 16λ sont présents avant la dernière station). La mesure de leur impulsion peut être effectuée indépendamment du trajectomètre grâce au champ de retour de l'aimant. Cette mesure

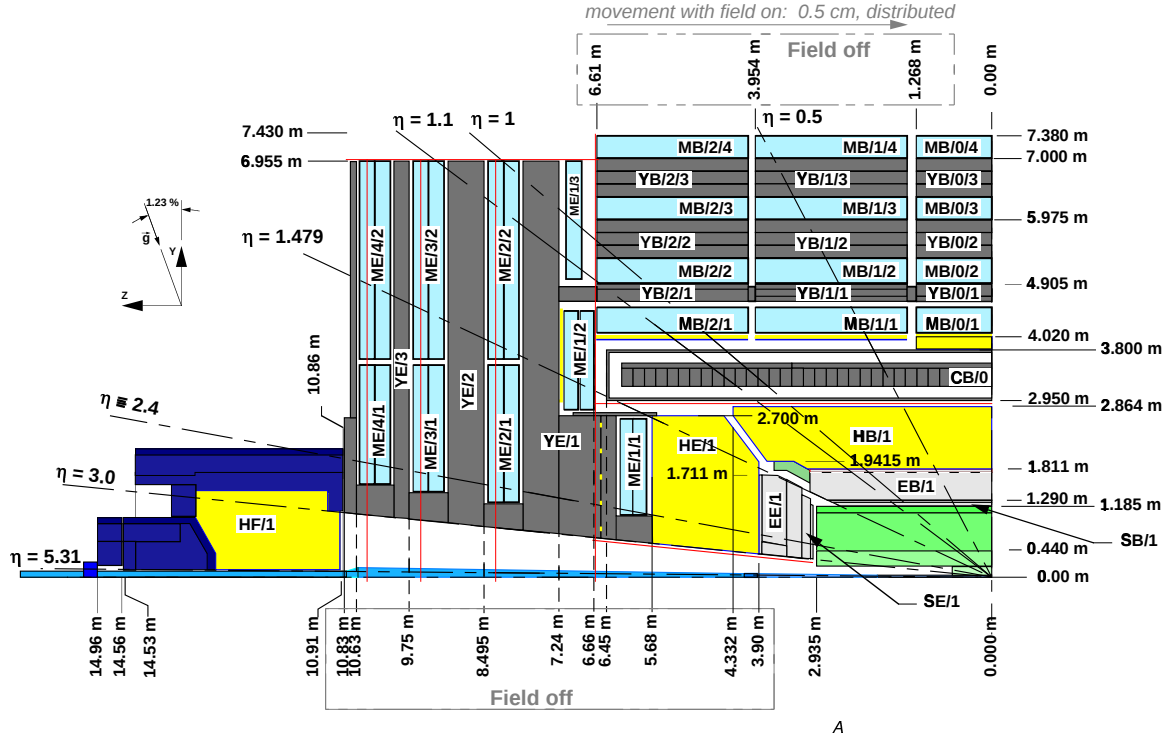


FIG. 2.11: Disposition des stations à muons dans le baril (MB) et dans les bouchons (ME) et des anneaux de blindage (YB et YE) [19].

est ensuite complétée avec le trajectomètre. Cette capacité à estimer indépendamment et rapidement l'impulsion des muons est utilisée pour le système de déclenchement.

CMS utilisera trois types de détecteurs gazeux pour le système de muons. Des tubes à dérive dans la partie centrale du tonneau (DT), des chambres à pistes cathodiques (CSC) dans les bouchons et des chambres à plaques résistives (RPC) dans le tonneau et les bouchons. L'ensemble de ces détecteurs couvrent une région en $|\eta|$ de 0 à 2.4. Les DT et CSC sont utilisés pour obtenir une mesure de la position et donc de l'impulsion des muons, les RPC fourniront une information rapide pour le premier niveau de déclenchement.

a) Les tubes à dérive (DT)

Les tubes à dérive sont utilisés dans le tonneau où le champ magnétique est constant et le taux de particules faible. Chaque tube contient un fil d'anode. Seul le signal provenant des anodes est lu. La coordonnée dans le plan perpendiculaire au fil est obtenue à partir du temps de dérive des électrons produits dans le gaz lors du passage de la particule. Chaque station comprend 12 couches de DT. Ils sont arrangés en quatre couches de trois tubes; deux mesurent l'angle polaire ϕ et un mesure la coordonnée z .

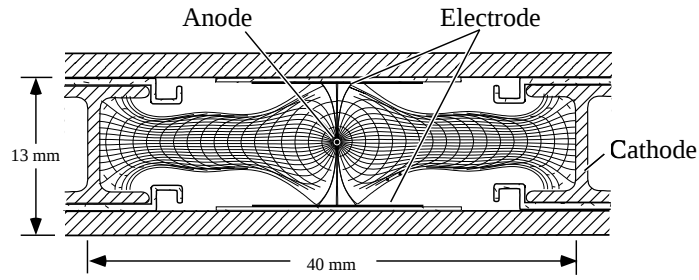


FIG. 2.12: *Schéma d'un tube à dérive (DT).*

b) Les chambres à pistes cathodiques (CSC)

Les chambres à pistes cathodiques sont utilisées dans les régions latérales où le champ magnétique est très intense et inhomogène. Les CSC sont des chambres proportionnelles multifils où un plan de cathodes est segmenté en pistes. Une avalanche qui se développe autour d'un fil induit une charge sur le plan de cathodes, et permet une lecture en deux dimensions. Un module de CSC contient six chambres séparées par une structure en nid d'abeille. Chacune des quatre stations est composée de 6 couches de ces chambres.

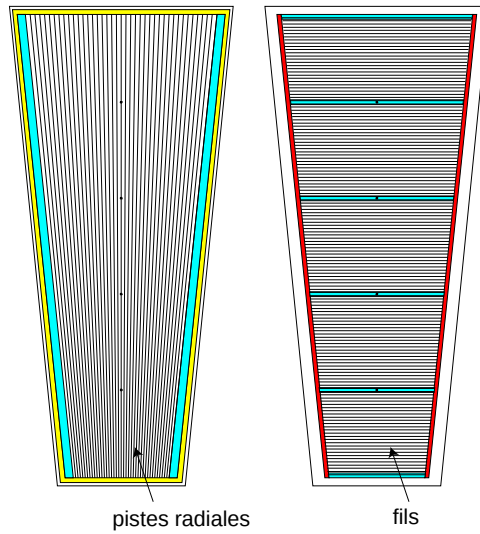


FIG. 2.13: *Schéma d'une chambre à pistes cathodiques (CSC).*

c) Les chambres à plaques résistives (RPC)

Les chambres à plaques résistives sont des détecteurs à gaz qui combinent une résolution spatiale raisonnable avec une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde. Ils sont à la base du système de déclenchement.

Ces chambres couvrent approximativement la même surface que les tubes à dérive et les chambres à pistes cathodiques. Une RPC consiste en deux plaques de plastique parallèles, très résistantes et séparées par quelques millimètres de gaz. Les surfaces de la chambre externe sont recouvertes d'un matériau conducteur sur lequel est appliqué une forte tension électrique. Un plan contenant une rangée de pistes de cathodes est situé entre les deux chambres RPC. L'ensemble est entouré d'une fine couche de métal qui permet de former une cage de Faraday et donc la création d'une étincelle lors du passage d'une particule chargée. Dans chaque station, deux couches de ces détecteurs sont installées.

2.2.5 Déclenchement et acquisition

Le rôle du système de déclenchement est de sélectionner parmi les 40 millions de croisements de faisceaux produits chaque seconde, les 100 plus intéressants, et de les stocker sur des bandes magnétiques pour les analyser. Pour être sélectionné, un croisement de faisceaux doit passer trois types de tests successifs. Le premier niveau de déclenchement est rapide et simple alors que les niveaux deux et trois sont plus sophistiqués et demandent plus de temps.

a) Les trois niveaux de déclenchement

- Premier niveau: dans un premier temps, seules les informations provenant des stations à muons et du calorimètre électromagnétique sont regardées. Des algorithmes simples situés au niveau de ces détecteurs déterminent les événements candidats. Le premier niveau est très rapide, la décision de garder un événement est prise en environ 3 μ s, et il conserve environ 100000 événements par seconde.
- Le second niveau utilise des informations provenant de plusieurs sous-détecteurs. A ce stade, les données provenant des sous-parties sont assemblées pour former un événement. Ce niveau possède plus de temps et d'informations pour décider de la conservation d'un événement.
- Troisième niveau: l'ensemble de l'événement étant assemblé, des algorithmes sophistiqués peuvent être utilisés pour chercher des signatures complexes. Après ce dernier niveau seulement 100 événements par seconde sont conservés et écrits sur bande.

b) Déclenchement sur les muons

Un aspect fondamental du système de muons de CMS est qu'il permet l'identification et l'estimation de leur impulsion transverse en temps réel, ce qui est utilisé pour le déclenchement.

Les données provenant des stations RPC sont comparées avec des références prédéfinies qui correspondent à différentes impulsions transverses (figure 2.15). Dans le cas des DT et des CSC une précision plus grande est obtenue car la résolution est meilleure. Une technique analogue de comparaison permet de définir une impulsion transverse et également une mesure de l'angle polaire.

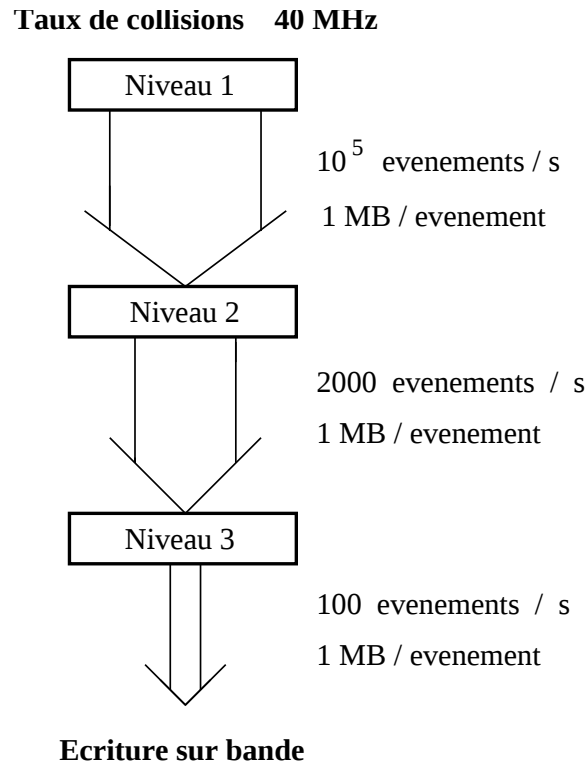


FIG. 2.14: *La sélection des événements grâce aux trois niveaux de déclenchement.*

Le centre de décision reçoit en parallèle les informations provenant des RPC et des DT/CSC. Il les combine et effectue la sélection en fonction des différents modes de déclenchement prédéfinis. Il envoie alors l'impulsion estimée d'un muon candidat et le croisement de faisceaux au premier niveau de déclenchement. Cette information est combinée avec celle provenant du calorimètre électromagnétique pour décider de la sélection de l'événement.

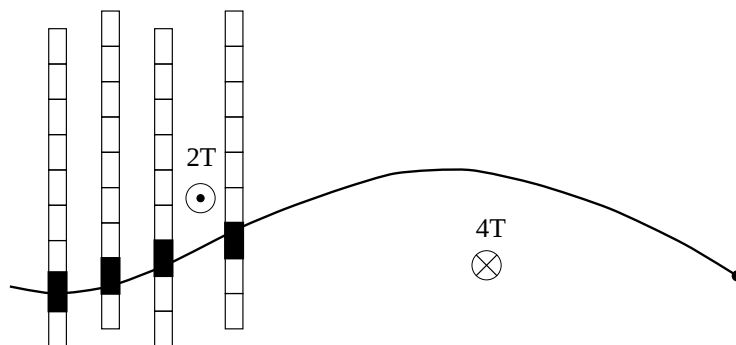


FIG. 2.15: *Principe de la reconstruction des trajectoires dans le système à muons.*

A faible luminosité les modes de déclenchement sur les muons sont optimisés pour les besoins de la physique du b , de manière à sélectionner principalement les événements $pp \rightarrow b\bar{b} + X$. Les modes principaux sont un déclenchement sur un seul ou deux muons dans l'événement. Dans le cas du déclenchement à un muon, la limitation vient du taux d'événement alloué à ce canal qui doit être inférieur à 5 kHz, ce qui impose une coupure en impulsion transverse supérieure à 5 GeV [20]. Pour le déclenchement à deux muons la performance est limitée par la possibilité pour les muons de pénétrer dans au moins quatre stations. Les limites inférieures de l'impulsion transverse des muons sont donc d'environ 4 GeV dans le baril et environ 2 GeV dans les bouchons.

c) Déclenchement sur les électrons

De manière analogue un algorithme simple est défini pour sélectionner les électrons et les photons en exploitant uniquement les informations des calorimètres électromagnétique et hadronique. L'énergie est collectée dans une cellule de déclenchement correspondant à une tour pour HCAL et une matrice de 6×6 cristaux pour ECAL. Les critères de sélection sont basés sur les propriétés de développement des gerbes électromagnétiques et sur l'isolement des particules candidates.

La suite est en grande partie consacrée aux détecteurs MSGC et à leur électronique de lecture. Le chapitre suivant décrit leur fonctionnement et leur installation dans l'expérience CMS et le chapitre 4 présente le système de lecture des détecteurs à micropistes de CMS.

Chapitre 3.

Les chambres gazeuses à micropistes

Les détecteurs à ionisation furent les premiers instruments électriques développés pour la détection des radiations. Ils sont basés sur la collection des électrons et ions produits par le passage de particules chargées dans un gaz. Les chambres proportionnelles multifils inventées par G.Charpack en 1964 [22] fonctionnent selon ce principe. Ces détecteurs permettent de localiser le passage d'une particule avec moins d'un millimètre de précision et ont été très utilisés dans les expériences de physique des particules.

Les progrès technologiques liés à la micro-électronique ont permis la naissance d'un nouveau type de détecteur à gaz. Les chambres gazeuses à micropistes (MSGC) mises au point pour la première fois en 1988 par A.Oed [23] ont été les premiers détecteurs bénéficiant de ces progrès. Ces détecteurs ont une résolution spatiale meilleure et un temps de formation du signal plus rapide.

Ce chapitre décrit dans un premier temps le principe de détection des particules chargées dans des compteurs à gaz puis le fonctionnement des MSGC et leurs applications dans l'expérience CMS.

3.1 Détection des particules chargées dans les détecteurs à gaz

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu gazeux elle ionise le gaz. Sous l'action d'un champ électrique les paires électrons-ions créées dérivent vers les électrodes sur lesquelles un signal électrique peut être recueilli.

3.1.1 Interaction primaire et secondaire

La perte d'énergie d'une particule chargée dans la matière est essentiellement due à deux phénomènes: l'excitation et l'ionisation. Lors de l'excitation des atomes du mélange

gazeux, la particule incidente ne perd pas suffisamment d'énergie pour qu'un électron du cortège atomique soit éjecté. En revanche lorsque l'énergie perdue par la particule incidente est supérieure ou égale à l'énergie de liaison des électrons du cortège atomique, il y a ionisation des atomes gazeux. L'électron ainsi produit est appelé électron primaire. Le nombre moyen n_p de paires électrons-ions créées lors du passage d'une particule incidente dans le gaz suit une distribution de Poisson. La probabilité d'obtenir k électrons primaires est donc:

$$P_k^{n_p} = \frac{(n_p)^k}{k!} e^{-n_p}$$

L'électron primaire émis emporte une fraction d'énergie qui peut être supérieure au potentiel d'ionisation du gaz. Il peut donc produire de nouvelles ionisations. On appelle électrons secondaires les électrons produits de cette manière.

On connaît alors le nombre total de paires électrons-ions créées durant l'interaction de la particule avec le milieu gazeux:

$$n_t = n_p \times n_s = \frac{\Delta E}{W_i}$$

où n_t est le nombre total de paires électrons-ions produites, n_s le nombre d'électrons secondaires, ΔE l'énergie perdue par la particule dans le volume de gaz considéré et W_i l'énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire électron-ion.

3.1.2 Transport des électrons et des ions dans le gaz

Sous l'action d'un champ électrique, les électrons et les ions libérés par le passage de la particule sont accélérés en suivant les lignes de champ. Les électrons se dirigent vers l'anode et les ions vers la cathode. Leurs trajectoires sont gouvernées par des phénomènes de diffusion, de dérive et d'absorption.

a) diffusion

Au cours de la dérive, les charges diffusent transversalement (perpendiculairement au champ $\vec{E}$) et longitudinalement (le long du champ $\vec{E}$). La diffusion longitudinale a pour effet de décaler l'arrivée en temps des électrons dans la zone proche des électrodes, ce qui dégrade la résolution temporelle du détecteur. La diffusion transverse influence la résolution spatiale du détecteur en élargissant la trace laissée par la particule.

La distribution des charges le long d'un axe x après un temps t de diffusion peut être décrit par une gaussienne:

$$\frac{dn}{dx} = \frac{n_0}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right)$$

où n_0 est le nombre totale de charges, x la distance au point de création et D le coefficient de diffusion.

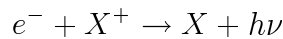
b) dérive

L'accélération des charges est interrompue par les collisions avec les molécules du gaz qui limitent la vitesse moyenne maximale que peuvent atteindre les charges le long des lignes de champ. Cette vitesse moyenne atteinte est appelée vitesse de dérive des charges considérées, elle s'ajoute au mouvement de diffusion.

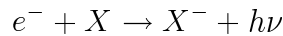
c) absorption

Le nombre de paires électrons-ions créées par le passage d'une particule chargée est un facteur important pour les caractéristiques du détecteur, mais ces charges et notamment les électrons ne doivent pas être absorbées trop rapidement. Deux processus peuvent arrêter la progression des électrons dans le gaz:

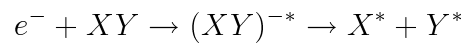
- La recombinaison des électrons: si en dérivant, les électrons traversent une région avec une forte densité d'ions X^+ , ils peuvent interagir suivant la réaction



- La capture électronique: un électron peut être absorbé par un atome électronégatif et former un ion négatif suivant le processus:



ou encore provoquer la dissociation d'une molécule de gaz XY:



les composés X et Y se dés excitent en émettant un photon ou un électron.

3.1.3 Multiplication et phénomène d'avalanche

Lorsque l'intensité du champ électrique augmente, les électrons acquièrent suffisamment d'énergie pour provoquer de nouvelles ionisations dans le gaz. Ils provoquent alors une réaction en chaîne aboutissant à une multiplication du nombre d'électrons. Ce phénomène est appelé avalanche.

Le nombre moyen de paires électrons-ions créées par unité de longueur dans l'avalanche pour un électron primaire est le coefficient de Townsend α (cm^{-1}):

$$\alpha = \frac{1}{\lambda}$$

où λ est le libre parcours moyen entre deux ionisations.

Pour caractériser le détecteur on utilise un facteur de multiplication ou gain G . Il est obtenu en intégrant le nombre d'électrons produits sur le parcours de l'électron primaire. Soit n le nombre d'électrons dans une position donnée. Après un parcours dx leur nombre sera augmenté selon:

$$dn = n\alpha(x)dx$$

En intégrant entre les positions de l'électron primaire au début de l'avalanche, x_d , et au moment de la collection sur l'anode, x_f , on obtient:

$$G = \frac{n}{n_0} = \exp \int_{x_d}^{x_f} \alpha(x) dx$$

où n_0 est le nombre initial d'électrons. En pratique, le gain d'un détecteur possède une limite supérieure dont la valeur est de l'ordre de 10^8 . Au-delà de cette limite, un régime de décharges continues s'établit comme cela est décrit dans le paragraphe suivant.

3.1.4 Les différents régimes de fonctionnement: les compteurs proportionnels

Selon l'intensité du champ électrique appliqué au volume gazeux, c'est-à-dire selon la tension appliquée entre l'anode et la cathode, on peut distinguer différents modes de fonctionnement d'un détecteur gazeux (figure 3.1).

- Recombinaison avant collection: l'énergie des électrons n'est pas suffisante, quelques paires électron-ion se recombinent, et seule une partie des charges est collectée sur l'anode.
- Chambre d'ionisation: pour des tensions plus élevées tous les produits de l'ionisation primaire sont collectés.
- Compteur proportionnel: en augmentant encore la tension, les charges peuvent acquérir suffisamment d'énergie pour initier des avalanches. Le signal recueilli sur l'anode est proportionnel au nombre de charges initiales, c'est-à-dire à l'énergie déposée dans le gaz par la particule incidente.
- Compteur Geiger-Muller: les phénomènes comme l'émission de photons entraînent une superposition d'avalanches dans tout le volume du détecteur. Le signal est très important mais indépendant de l'ionisation initiale.
- Décharges continues: à partir d'une certaine tension on observe des décharges continues entre anode et cathode.

Dans la section suivante nous appliquons ces résultats aux détecteurs MSGC.

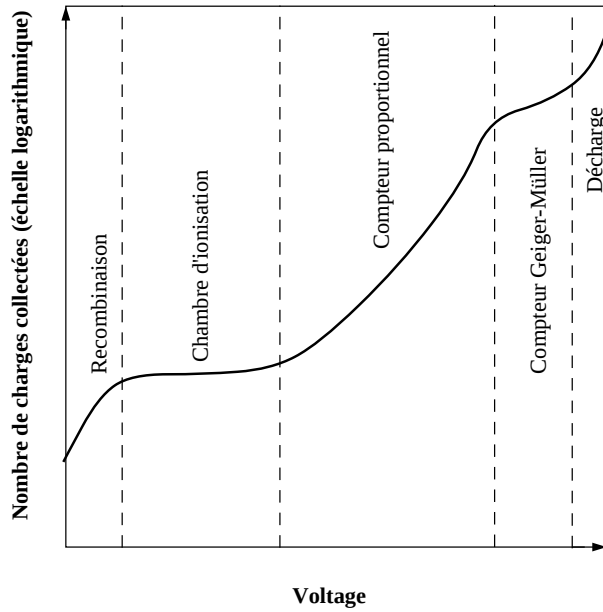


FIG. 3.1: *Evolution du nombre de charges collectées en fonction de la tension pour un détecteur donné. Les différents modes de fonctionnement d'un détecteur gazeux.*

3.2 Les MSGC

Les MSGC sont des détecteurs de traces fonctionnant en régime proportionnel. Elles sont prévues pour équiper la partie externe du trajectomètre. Leur utilisation dans l'expérience CMS impose qu'elles conservent leur performance durant la dizaine d'années de fonctionnement prévue et malgré de hautes doses de radiations.

3.2.1 Principe de fonctionnement

Une chambre gazeuse à micropistes est composée d'un substrat en verre sur lequel sont gravées des pistes, alternativement cathodes et anodes (voir figure 3.2). Un plan conducteur, dit de dérive, est placé à quelques millimètres au dessus de ces électrodes. L'ensemble est fermé par un cadre mécanique qui délimite le volume de gaz de la chambre. Le plan de dérive et les cathodes sont portés à des tensions négatives et les anodes sont au potentiel zéro. Les électrons produits lors du passage d'une particule chargée dans le détecteur dérivent en suivant les lignes de champ. A proximité des anodes, le champ est suffisamment grand pour initier une avalanche. Le déplacement des charges ainsi créées provoque un courant induit sur les électrodes lu par de l'électronique de lecture.

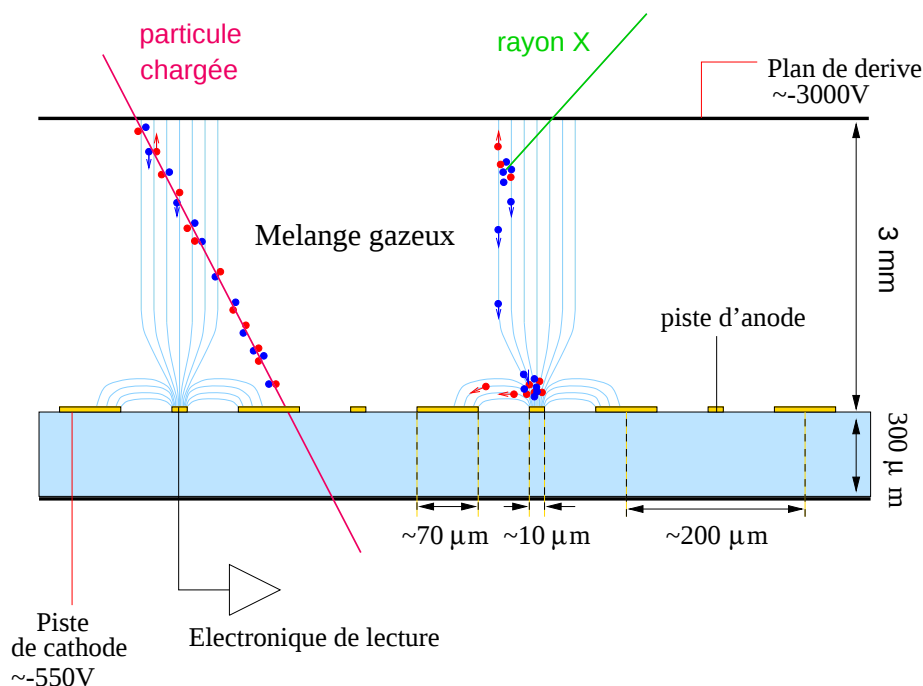


FIG. 3.2: *Principe de fonctionnement d'une MSGC.*

3.2.2 Formation du signal

Le phénomène de multiplication nécessite un champ électrique élevé. Il débute à quelques dizaines de microns de la surface de l'anode, et l'avalanche a lieu en quelques nanosecondes. Les électrons sont collectés par l'anode tandis que les ions positifs dérivent vers la cathode.

Toutes les charges se déplaçant dans le détecteur induisent un signal sur les électrodes qui est détecté sous forme de courant. Ce signal détecté est la somme du signal produit par les électrons et de celui produit par les ions, il est dû au mouvement des charges dans le gaz.

Les électrons sont produits près de l'anode en conséquence leur contribution au signal est faible et correspond à environ 10% de la charge totale déposée. Les ions génèrent donc la majeure partie du signal.

La résolution spatiale obtenue avec ce type de détecteur est de l'ordre de $40\ \mu\text{m}$, et environ 80% du signal total produit par une avalanche sur l'anode est induit dans les 50 premières nanosecondes qui suivent l'avalanche [27].

La suite de cette section est un résumé des efforts de recherche et développement et des choix de la collaboration CMS pour obtenir des détecteurs performants, capables de fonctionner de façon stable et à long terme dans l'environnement du LHC.

3.2.3 Mélange gazeux

Le phénomène d'avalanche peut se produire dans tout mélange gazeux. Toutefois le mélange doit satisfaire certaines exigences comme un fort gain à faible tension appliquée et une stabilité du gain.

Pour répondre à ces exigences les compteurs proportionnels utilisent en général un mélange de deux types de gaz :

- Gaz rare: le phénomène d'avalanche a lieu dans les gaz rares à des champs plus faibles que pour les molécules plus complexes. En conséquence, un gaz rare, le plus souvent de l'argon ou du néon, est généralement utilisé comme base du mélange gazeux d'un compteur proportionnel. Leur utilisation présentent toutefois un inconvénient: la desexcitation a lieu par un processus radiatif et les photons ainsi émis ont une énergie suffisante pour ioniser les particules de métal des électrodes. Ces électrons générés à proximité de l'anode peuvent ensuite induire de nouvelles avalanches.
- Gaz extincteur: pour parer à ces problèmes, on ajoute un autre gaz pour absorber les photons UV. Ces gaz ont des modes de desexcitation non radiatif, et la dissipation de l'énergie se fait par collision ou dissociation en radicaux.

Le choix final du mélange gazeux se fait de manière empirique en comparant les performances du détecteur avec différents mélanges. Pour l'application dans l'expérience CMS, les détecteurs devront déterminer avec précision et efficacité la position des particules sous un flux très intense, le mélange gazeux doit donc avoir les propriétés suivantes:

- Un nombre d'électrons primaires élevé pour obtenir un signal et une efficacité suffisants,
- Un fonctionnement en régime proportionnel avec un gain permettant d'atteindre un signal sur bruit suffisant,
- Une vitesse de dérive des électrons rapide pour permettre une collection rapide du signal,
- Une diffusion transverse modérée pour obtenir une bonne résolution spatiale,
- Une faible réactivité au contact des éléments qui composent le détecteur.

Dans ce but la collaboration CMS a choisi d'équiper ses détecteurs MSGC avec un mélange de néon et de DiMéthyl-Ether (DME, $(CH_3)_2O$) dans les proportions 40/60. Les caractéristiques de ces deux gaz sont données dans le tableau 3.1. Ce mélange permet d'obtenir en moyenne 38 électrons primaires par cm, la figure 3.3 montre l'efficacité obtenue avec différents mélange gazeux en fonction de la tension appliquée aux cathodes. La figure 3.4 montre la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ $\vec{E}$ dans des mélanges gazeux Ne/DME.

Gaz	$\rho(g.cm^{-3})$	$I_0(eV)$	$W_i(eV)$	$\frac{dE}{dx}(keV.cm^{-1})$	$n_p(cm^{-1})$	$n_t(cm^{-1})$
Ne	0.84	21.6	36	1.41	12	39
DME	2.09	10.0	28	4.20	55	150

TAB. 3.1: *Caractéristiques du néon et du DME pour des particules au minimum d'ionisation traversant un gaz à la pression atmosphérique; I_0 énergie d'ionisation, W_i énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire électron-ion, $\frac{dE}{dx}$ perte d'énergie par unité de longueur, n_p nombre d'ionisations primaires, n_t nombre d'ionisations totales.*

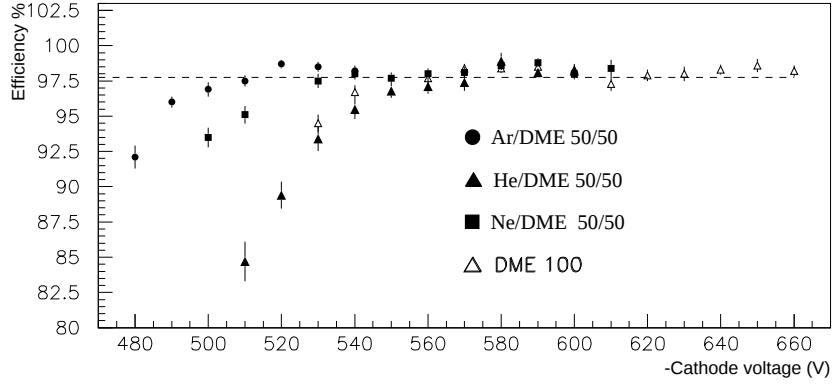


FIG. 3.3: Efficacité de détection en fonction de la tension pour différents mélange gazeux [15].

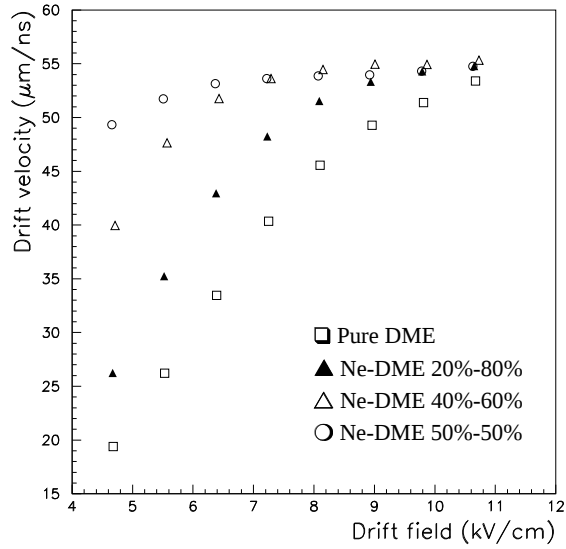


FIG. 3.4: Vitesse de dérive des électrons en fonction du champ de dérive pour des mélanges gazeux Ne/DME [24].

3.2.4 Substrat

Le choix du matériau utilisé comme substrat dans la réalisation des MSGC est essentiel pour maintenir des performances stables à long terme et dans l'environnement du LHC. Les propriétés suivantes sont requises:

- Une bonne qualité de surface pour permettre une bonne adhésion du métal des électrodes,
- Une résistivité de surface modérée ($\sim 10^{16} \Omega/\square$) pour limiter l'accumulation de charges à la surface du substrat à haut flux de particules qui modifierait le champ $\vec{E}$,

- Une épaisseur et une densité faible pour minimiser les interactions des particules avec la matière et éviter les diffusions multiples et la conversion de photons.

Les substrats isolants utilisés dans l'industrie ont des résistivités supérieures à $10^{18}\Omega/\square$ pour une épaisseur de $100\ \mu\text{m}$. Ces valeurs élevées entraînent des instabilités du gain des détecteurs. Ces effets sont attribués à une polarisation du substrat à la suite de l'application des tensions et à l'accumulation de charges produites dans les avalanches à sa surface modifiant le champ électrique.

Pour éviter ces phénomènes d'accumulation de charges, la collaboration CMS a décidé d'utiliser la technique des couches minces. En effet le dépôt d'une fine couche semi-conductrice (d'épaisseur $1\ \mu\text{m}$) à la surface du substrat avant la gravure des pistes, permet d'obtenir la conductivité souhaitée.

Le choix de CMS est donc un substrat en verre D263 de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur sur lequel est déposé $1\ \mu\text{m}$ d'un verre de Pestov qui permet d'obtenir une résistance de surface de $10^{16}\Omega/\square$. La figure 3.5 montre la tenue au flux d'un détecteur dont le substrat a subi un tel dépôt.

Le principal désavantage de cette solution est qu'il faut appliquer une tension plus élevée pour obtenir le même gain qu'avec un substrat sans dépôt de verre de Pestov. La probabilité de décharge dans le détecteur augmente donc en conséquence.

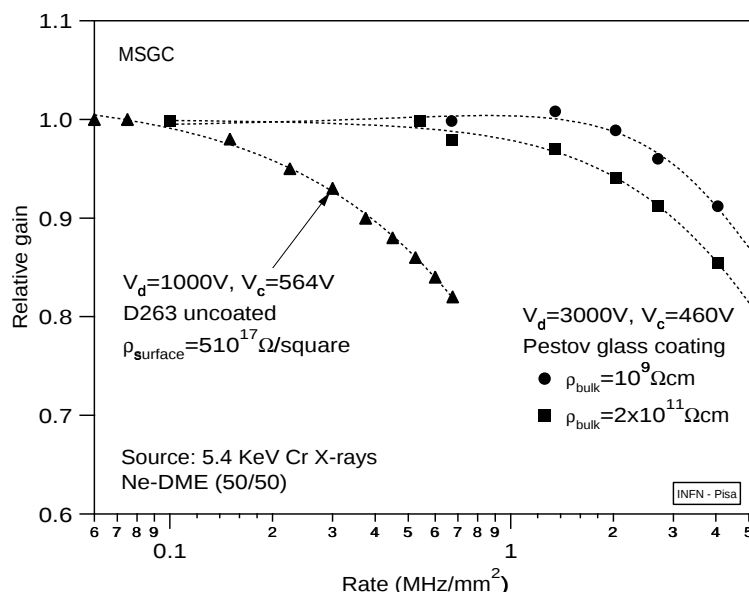


FIG. 3.5: Tenue au flux de MSGC avec et sans dépôt de verre Pestov [15].

3.2.5 Métallisation des pistes

Le métal constituant les électrodes doit présenter une résistance faible ($< 40\ \Omega/\text{cm}$), en particulier lorsqu'on travaille avec des pistes longues et avec de l'électronique rapide. Il faut en effet éviter que l'atténuation du signal et le bruit soient dépendant de la position de création du signal. D'autre part, le métal sélectionné ne doit pas réagir avec le gaz. L'aluminium est un métal couramment utilisé en microélectronique mais il présente

l'inconvénient de réagir avec les éléments chimiques créés dans l'avalanche, ce qui modifie les performances à long terme des détecteurs. L'or a été choisi car il présente une faible résistivité et est chimiquement inerte.

3.2.6 Influence d'un champ magnétique

Les détecteurs MSGC de CMS devront fonctionner dans un champ magnétique de 4 T. Ce champ $\vec{B}$ sera perpendiculaire au champ de dérive $\vec{E}$ pour les détecteurs du baril, tandis qu'il sera parallèle pour les détecteurs des bouchons.

Il a été montré qu'un champ magnétique parallèle à la direction du champ électrique ne modifie pas les performances des MSGC [26]. Par contre un champ magnétique perpendiculaire à la direction du champ électrique modifie la trajectoire des électrons primaires d'un angle α_L , appelé angle de Lorentz, dégradant les performances du détecteur [26].

Une inclinaison des détecteurs d'un angle égal à l'angle de Lorentz permet de corriger cet effet et de retrouver les résolutions et les efficacités mesurées en l'absence de champ magnétique.

3.2.7 Tenue aux radiations

Les MSGC de CMS subiront un flux intense de particules au minimum d'ionisation (MIP) et également un flux plus faible de particules hautement ionisantes (HIP) produites par réactions nucléaires des hadrons avec les matériaux de l'expérience. Ces particules sont des alphas, des noyaux ou des protons de basse énergie, elles peuvent produire 1000 fois plus d'ionisation dans le gaz qu'une MIP et cette grande charge libérée peut déclencher des décharges entre les électrodes. Ces décharges peuvent produire des dommages dans les détecteurs car l'énergie libérée est suffisamment importante pour fondre le métal des pistes.

Une solution proposée est la passivation des cathodes [15]: le bord des pistes des cathodes est recouvert par une fine couche de diélectrique de manière à supprimer le fort champ électrique sur le bord des cathodes et à éviter les décharges.

Une seconde solution est également à l'étude. Elle consiste à utiliser une grille de préamplification (GEM) disposée entre le substrat et le plan de dérive [25]. La GEM fournit un gain d'environ 100 et donc un facteur de 10 ou 100 seulement doit être fourni par la MSGC ce qui peut être obtenu avec des tensions plus faibles (~ 400 V). Ce dispositif permet de travailler avec des tensions plus faibles et de conserver une zone de sûreté avant l'apparition des décharges.

Des tests de tenue aux radiations sont actuellement en cours pour évaluer la résistance des deux techniques.

3.3 Les MSGC dans CMS

Dans cette section nous décrivons la disposition actuelle des détecteurs MSGC à l'intérieur du trajectomètre de CMS. Cette partie du trajectomètre couvre une surface de détection de l'ordre de 225 m^2 , représentant environ 6.6 millions de canaux d'électronique.

3.3.1 les bouchons

Dans chaque bouchon les MSGC sont réparties sur 11 roues occupant une région radiale entre 700 et 1160 mm et s'étendant sur l'axe z entre 1215 et 2760 mm (voir figure 3.6). Les substrats sont de forme trapézoïdale et sont groupés en modules de 4 substrats. Les modules sont disposés sur les roues en 4 anneaux concentriques. La figure 3.7 montre la disposition des anneaux sur une roue.

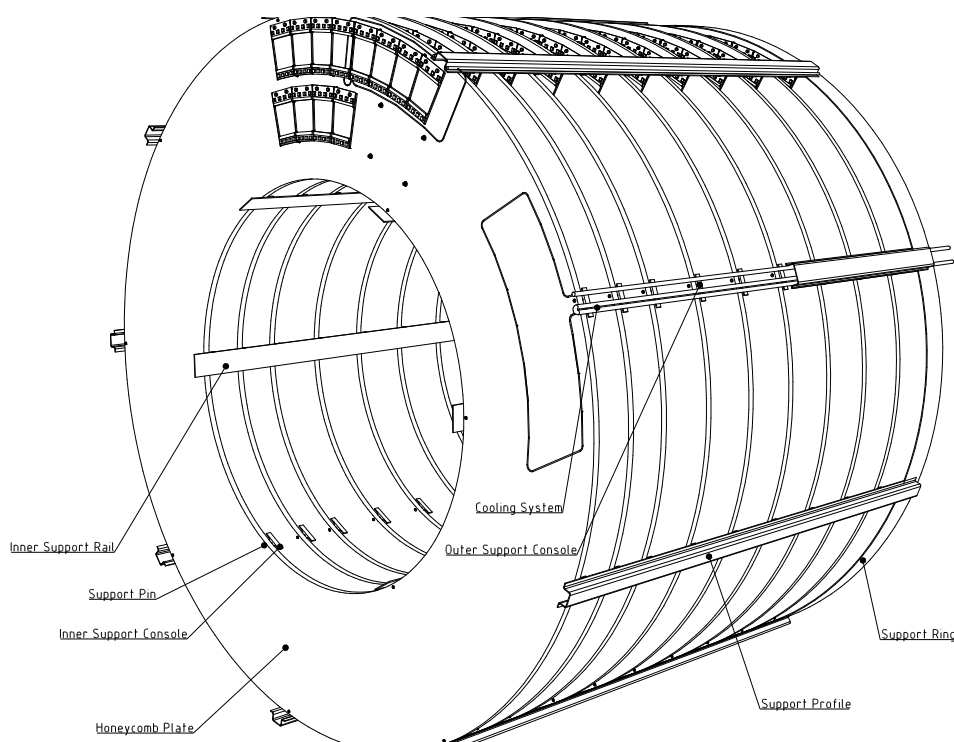


FIG. 3.6: Les 11 roues d'un des bouchons [15].

Les modules des anneaux 2 et 3 sont simples faces et mesurent les coordonnées $r - \phi$ transverses au faisceau avec une précision de $40 \mu\text{m}$. Les modules 1 et 4 consistent en deux détecteurs montés dos à dos, les pistes formant un angle stéréo. Il est ainsi possible d'obtenir une coordonnée supplémentaire avec une résolution de 1 mm.

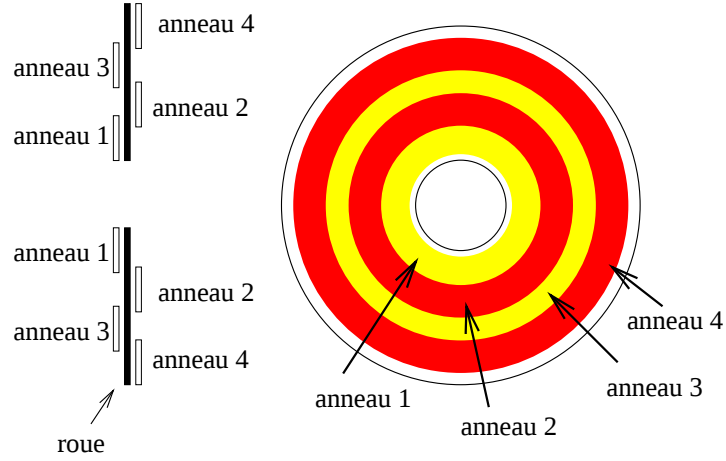


FIG. 3.7: *Disposition des anneaux sur une roue, vue de profil et de face [15].*

Pour conserver un gain constant le long des pistes avec des substrats trapézoïdaux, le pas p entre les anodes et la largeur des cathodes varient suivant une formule empirique [29]:

$$G = \frac{p}{8} + 20$$

où G est la distance en microns entre les cathodes et les anodes. La figure 3.8 montre la géométrie des pistes dans les détecteurs des bouchons.

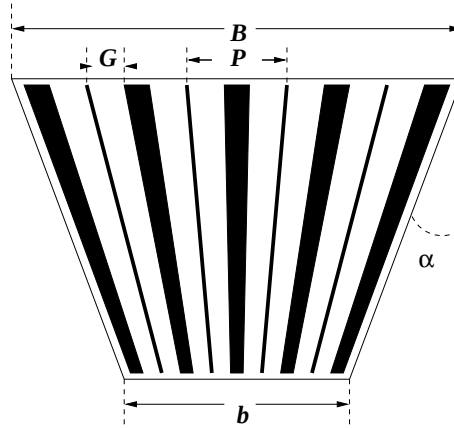


FIG. 3.8: *Vue schématique d'un substrat trapézoïdal [15].*

3.3.2 le baril

Dans le baril, les MSGC sont disposées en six couches concentriques situées entre des rayons de 700 et 1200 mm par rapport à l'axe du faisceau. Les couches sont équidistantes et espacées de 80 mm. Sur chaque couche les détecteurs sont groupés en modules de la forme d'une baguette contenant chacune 5 substrats. La figure 3.9 montre la disposition des détecteurs dans une baguette. La longueur des pistes est de 125 ou 250 mm. Les détecteurs des couches 1, 4 et 6 fournissent des coordonnées dans l'espace ($r - \phi - z$) alors que les autres couches mesurent uniquement les coordonnées $r - \phi$.

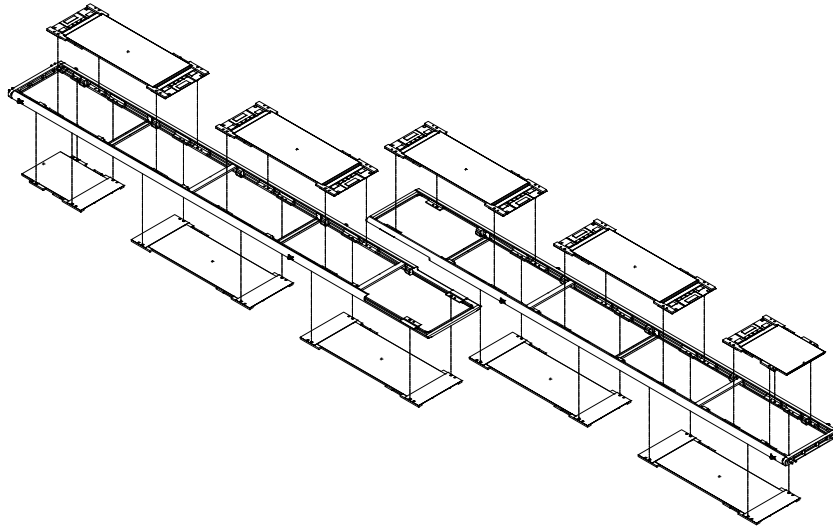


FIG. 3.9: Deux baguettes de MSGC du baril. Chacune contient 5 détecteurs MSGC pour une lecture des coordonnées $r - \phi - z$ ou pour les chambres dos-à-dos une lecture stéréo [15].

Chapitre 4.

Electronique de lecture pour les détecteurs à micropistes de CMS

Le système de lecture des détecteurs à micropistes lit les données analogiques provenant d'environ 12 millions de pistes. Le but est d'assurer une bonne efficacité et une bonne identification du croisement de faisceaux. Les principes de fonctionnement des circuits de lecture des pistes des détecteurs silicium à micropistes et des MSGC sont identiques, mais chaque détecteur bénéficiera d'un circuit spécifique.

La section 1 décrit l'architecture du système de l'électronique de lecture, la section 2 explique la méthode du traitement de signal des détecteurs à micropistes au silicium et la section 3 expose les caractéristiques du circuit pour les MSGC.

4.1 Description du système de lecture

Les signaux de chaque piste sont lus et traités par un circuit électronique de lecture nommé APVx¹ directement connecté au détecteur avant d'être envoyés dans les salles d'acquisition. Nous décrivons dans cette section le principe de fonctionnement des circuits de lecture puis l'architecture globale de l'électronique de ces détecteurs.

4.1.1 Introduction

La lecture de détecteurs à haut flux de particules, en conservant une bonne efficacité pour les vrais événements et un bon rejet du bruit, nécessite d'atteindre plusieurs objectifs en même temps. D'une part le bruit doit être suffisamment bas pour obtenir une bonne discrimination du signal. Le but pour les deux types de détecteurs est d'avoir une charge

1. Analogue Pipeline Voltage

équivalente au bruit inférieure à 2000 électrons pendant toute la durée de l'expérience, en maintenant une consommation d'environ 2 mW/voie dans les circuits.

D'autre part, la collection des charges et la résolution temporelle qui associe un signal observé à un croisement de faisceaux doivent être maximales. Ces performances sont limitées par la vitesse et l'amplitude du signal fourni par les détecteurs et par les dommages causés par les radiations.

Le principe de lecture des détecteurs à micropistes adopté par la collaboration CMS est une lecture analogique de l'ensemble des pistes sans suppression de zéro. Le temps de mise en forme est plus long que le temps entre deux croisements de faisceaux et un traitement du signal doit permettre de retrouver l'amplitude du signal présente lors du croisement sélectionné.

Tous les circuits équipant les détecteurs à micropistes de CMS fonctionneront selon ce principe. Cette idée a été développée dans un premier temps pour les détecteurs micropistes au silicium et est à la base de la méthode de déconvolution. La sélection d'une méthode de traitement du signal dans le cas des MSGC fait l'objet du chapitre 5.

4.1.2 Fonctionnement du circuit APVx

Le système de l'électronique de lecture pour le traitement des signaux délivrés par les détecteurs silicium à micropistes et les MSGC est représenté sur la figure 4.1.

Chaque circuit est composé de 128 voies d'entrées analogiques et d'une seule sortie analogique. Chaque micropiste est lue par un préamplificateur de charge suivi d'un étage de mise en forme. A la sortie de cet étage le signal est échantillonné à la fréquence du LHC, soit 40 MHz. Les échantillons sont stockés dans une mémoire analogique (ADB ²) en attendant l'arrivée du premier niveau de déclenchement (T1). Si un croisement de faisceaux est sélectionné, les échantillons correspondants sont traités par un processeur analogique (APSP ³) pour obtenir l'amplitude initiale du signal correspondant à ce croisement de faisceaux. Ce signal est ensuite envoyé à la sortie par l'intermédiaire d'un multiplexeur.

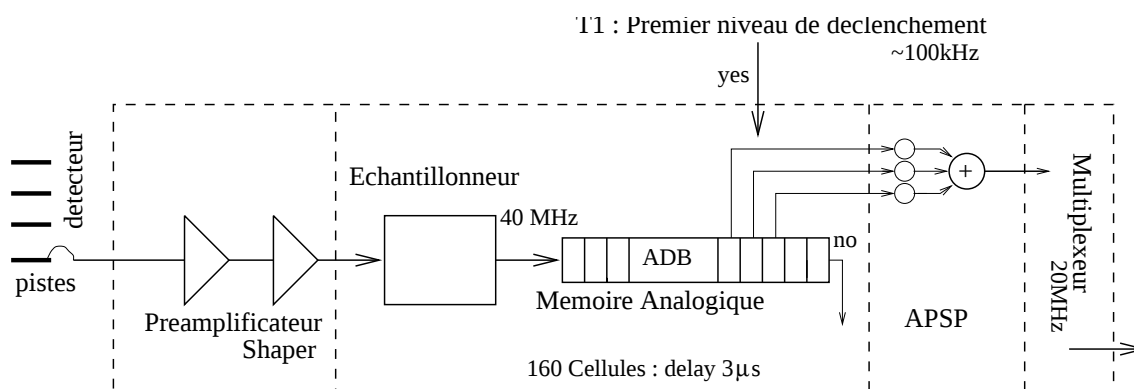


FIG. 4.1: Vue schématique du système de lecture prévu pour l'ensemble des détecteurs à micropistes.

2. Analogue Delay Buffer

3. Analogue Pulse Shape Processor

4.1.3 Le système de lecture

A la sortie des circuits de lecture, les données sont assemblées par groupe de deux APVx grâce à un circuit spécifique (APV Mux), et transférées jusqu'à une diode laser qui convertit le signal électrique en un signal lumineux. Ce signal est alors transmis aux salles d'acquisition situées en dehors de l'expérience par l'intermédiaire d'une fibre optique.

Le système d'acquisition des détecteurs à micropistes est basé sur des modules VME localisés dans les salles d'acquisition. Le signal provenant de chaque micropiste est reçu par une photodiode qui amplifie et convertit le signal lumineux en signal électrique. Les données analogiques sont alors numérisées par le module Front End Driver. Ce module initie également le traitement des données comme la soustraction des piédestaux et le réarrangement, puis les stocke dans une mémoire locale jusqu'à l'arrivée d'un niveau de déclenchement supérieur.

Le module Front End Controller situé dans les salles d'acquisition est responsable du contrôle des circuits APVx. Il sert également d'interface avec le système global TTC (Timing Trigger & Command) qui distribue l'horloge du LHC et le signal du premier niveau de déclenchement aux circuits APVx. Ces signaux sont envoyés à l'intérieur de l'expérience grâce à d'autres fibres optiques, d'où la carte CCU (Communication and Control Unit) les distribue aux détecteurs.

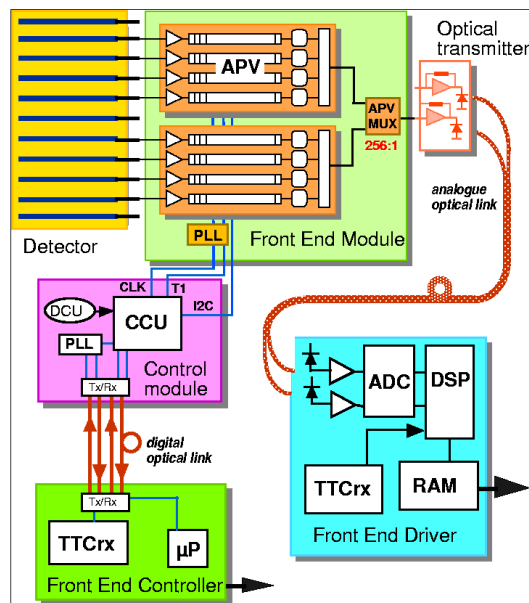


FIG. 4.2: Schéma du système électronique pour la lecture des détecteurs à micropistes.

4.2 Le circuit pour les détecteurs silicium à micropistes

Le système de lecture des détecteurs silicium à micropistes doit permettre d'obtenir sous de hauts flux de particules une efficacité élevée pour les vrais événements et une excellente réjection du bruit. Pour cela le circuit devra être à faible bruit de manière à conserver une bonne discrimination du signal, il devra permettre une collection des charges maximales et une résolution temporelle suffisante pour associer le signal observé au croisement de faisceaux dans lequel il a été généré.

Dans ce but la méthode choisie pour CMS consiste à conserver une mise en forme du signal plus longue que le temps entre deux croisements de faisceaux et à retrouver l'amplitude de l'impulsion initiale. Cette méthode est appelée déconvolution dans le cas des détecteurs silicium et son formalisme est décrit dans cette section.

4.2.1 Fonctionnement d'un détecteur silicium à micropistes

La figure 4.3 montre le principe de fonctionnement d'un détecteur silicium à micropistes. Un détecteur est composé d'un substrat de silicium dopé n, sur lequel des pistes p+ sont implantées, une couche fine n+ est également implantée sur la face arrière.

Lorsqu'une particule chargée pénètre dans le détecteur, elle produit des paires électrons-trous. Le nombre de paires créées est proportionnel à l'énergie perdue par la particule. La tension appliquée entre les deux faces maintient la zone de déplétion. Sous l'action du champ électrique les charges dérivent; les électrons vers les anodes et les trous vers les cathodes. Ces charges sont collectées par les électrodes où elles produisent un courant qui peut être lu une électronique spécifique. Le temps de réponse de ces détecteurs est inférieur à 5 ns.

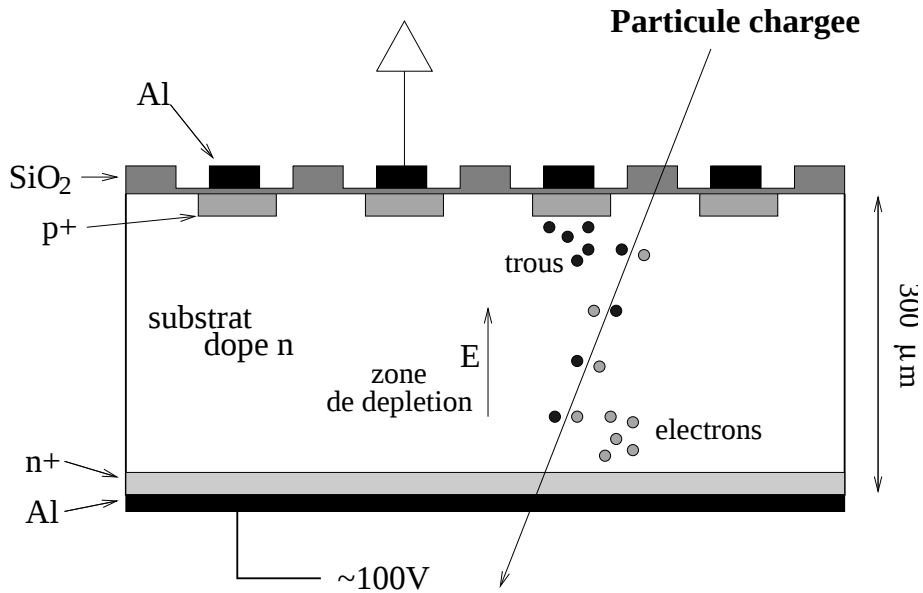


FIG. 4.3: *Fonctionnement d'un détecteur silicium à micropistes à couplage alternatif.*

4.2.2 Principe de la déconvolution

Dans un système d'amplification linéaire avec une réponse impulsionnelle $h(t)$, le signal de sortie $v(t)$ (figure 4.4) généré par un signal d'entrée $s(t)$ s'écrit:

$$v(t) = \int_{-\infty}^t h(t-t')s(t')dt' \quad (4.1)$$

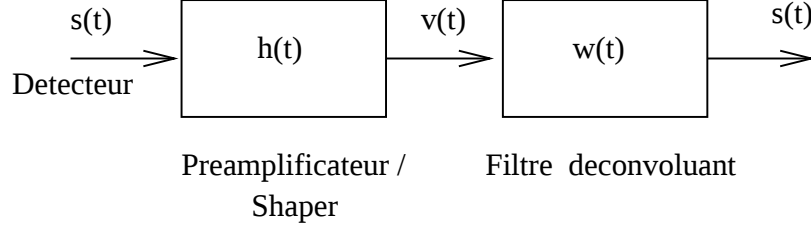


FIG. 4.4: Schéma de la chaîne de conditionnement.

Avec un système discret on peut écrire l'équation 4.1 sous forme de matrice:

$$V_i = \sum_j H_{ij} S_j \quad \text{où} \quad \mathbf{V} = \mathbf{H}\mathbf{S} \quad (4.2)$$

En inversant l'équation 4.2 on peut retrouver le signal original $\mathbf{S}$:

$$\mathbf{S} = \mathbf{W}\mathbf{V} = \mathbf{H}^{-1}\mathbf{H}\mathbf{S} \quad (4.3)$$

Les éléments de la matrice de poids $\mathbf{W}$ peuvent être calculés en inversant la matrice $\mathbf{H}$, en général le vecteur $\mathbf{W} = (w_1 w_2 w_3 \dots)$ possède une infinité de poids.

Pour un pulse CR-RC idéal, on montre ([30], [31]) que seulement trois poids non nuls sont nécessaires, et un tel filtre peut être construit en effectuant la somme pondérée de trois échantillons successifs du signal, on a donc:

$$s_k = w_1 v_k + w_2 v_{k-1} + w_3 v_{k-2} \quad (4.4)$$

avec

$$w_1 = \frac{e^{x-1}}{x}, \quad w_2 = \frac{-2e^{-1}}{x}, \quad w_3 = \frac{e^{-x-1}}{x}, \quad \text{et} \quad x = \frac{\Delta t}{\tau}$$

où Δt est le temps entre deux échantillons et τ la constante de temps du bloc de préconditionnement.

Cette méthode est bien adaptée aux détecteurs à micropistes au silicium car ils délivrent un signal très bref avec peu de fluctuations en amplitude et en temps. Donc après convolution avec $h(t)$ le signal de sortie $v(t)$ a la forme d'un CR-RC idéal. La figure 4.5 montre la forme du signal après déconvolution pour une mise en forme de 50 ns et un échantillonnage de 40 MHz. L'amplitude est maximale au moment du déclenchement et décroît en 25 ns.

La méthode de déconvolution permet de retrouver l'amplitude initiale et de confiner le signal dans un seul croisement de faisceaux; l'origine temporelle de deux événements consécutifs peut donc être identifiée.

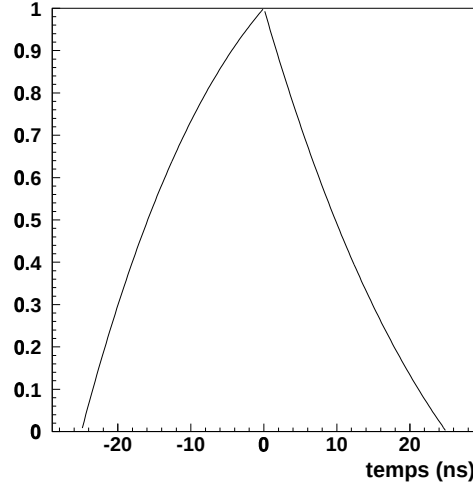


FIG. 4.5: *Forme du signal après déconvolution.*

4.2.3 Effets de la déconvolution sur le bruit

Le signal d'un détecteur après amplification contient du bruit. Ce bruit interfère avec la mesure et peut cacher ou imiter un vrai signal. Un détecteur à micropistes peut être très simplement modélisé comme une source de courant et une capacité. De même l'étage de préconditionnement peut être modélisé comme un préamplificateur non bruyant avec une source de bruit en parallèle et une source de bruit en série (on néglige le bruit fréquentiel). La figure 4.6 montre le schéma de cette modélisation, où C_{in} est la somme de la capacité du détecteur (C_{det}) et de la capacité de l'amplificateur (C_{ampl}).

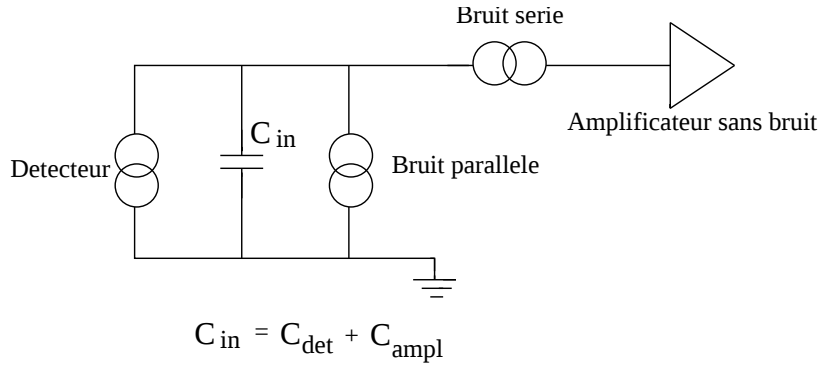


FIG. 4.6: *Source de bruit dans un système détecteur-amplificateur [32].*

En général le signal après déconvolution, à un temps arbitraire et en présence de bruit uniquement, est donné par:

$$s_k = \sum_i w_i v_{k+1-i} \quad (4.5)$$

où les v_i sont les échantillons et les w_i les poids.

Les valeurs moyennes de s_k et v_k sont nulles. Le bruit après déconvolution est donc donné par:

$$\sigma^2(s_k) = \langle s_k^2 \rangle + \langle s_k \rangle^2 = \langle s_k^2 \rangle \quad (4.6)$$

Le bruit après préconditionnement dans un préamplificateur-shaper de type CR-RC peut être traité comme la somme décorélée du bruit série et du bruit parallèle, chaque contribution pouvant s'écrire:

$$\sigma^2(s_k) = (w_1^2 + w_2^2 + w_3^2)\sigma^2 + 2w_1w_2C(\Delta t) + 2w_2w_3C(\Delta t) + 2w_1w_3C(2\Delta t) \quad (4.7)$$

avec:

$$C(y) = \sigma_p^2 (1 + y) e^{-y} \quad \text{pour la composante parallèle} \quad (4.8)$$

$$C(y) = \sigma_s^2 (1 - y) e^{-y} \quad \text{pour la composante série} \quad (4.9)$$

où $y = \frac{\Delta T}{\tau}$ et ΔT est le temps entre les deux échantillons pris en compte. Le bruit après déconvolution peut alors s'écrire:

$$\sigma^2(s) = \sigma_p^2(s) + \sigma_s^2(s) \quad (4.10)$$

avec:

$$\sigma_p^2(s) = \sigma_p^2 \frac{e^{-2}}{x^2} (e^{2x} - 4x - e^{-2x}) \quad (4.11)$$

$$\sigma_s^2(s) = \sigma_s^2 \frac{e^{-2}}{x^2} (e^{2x} + 4x - e^{-2x}) \quad (4.12)$$

En général, en fonction de la valeur de x , la déconvolution tend à réduire le bruit parallèle et à augmenter le bruit série. Dans les systèmes que nous utilisons la composante du bruit parallèle est négligeable devant celle du bruit série, et globalement la déconvolution augmente le bruit d'un facteur correspondant à la composante série (SNF) [30].

4.2.4 Les circuits APV6 et APVD

La méthode de déconvolution a été intégrée dans deux circuits conçus pour lire les détecteurs à micropistes au silicium de CMS. Ces deux circuits possèdent un préamplificateur de charge suivi d'un système de mise en forme CR-RC avec une constante de temps de 50 ns. La fréquence d'échantillonnage étant de 40 MHz, les poids du filtre APSP sont:

$$w_1 = 1.213, \quad w_2 = -1.472 \quad \text{et} \quad w_3 = 0.446,$$

et le facteur de bruit série théorique est 1.53. Le premier circuit, APV6 [34], est réalisé en technologie Harris résistante aux radiations. Le second (APVD [33]) est réalisé en technologie DMILL⁴ également résistante aux radiations. Ces deux circuits présentent les mêmes fonctions et peuvent donc être utilisés de manière identiques.

Le chapitre 6 est consacré aux premiers tests en faisceau avec des détecteurs lus par des circuits APVD.

4. Durci Mixte sur Isolant Logico-Linéaire

4.3 Le circuit MSGC

4.3.1 Vers un circuit pour les MSGC

Le circuit pour les détecteurs silicium existant, il va servir de base pour le circuit MSGC. Les principales modifications sont:

- l’augmentation des protections d’entrées pour protéger le circuit en cas de décharges dans les détecteurs,
- l’ajout d’un système de détection de courant pour repérer d’éventuels court-circuits entre les pistes,
- l’ajout d’un système de compensation de courant,
- l’adaptation de la méthode de traitement du signal aux caractéristiques des signaux des MSGC.

Parmi ces modifications, celle qui concerne la méthode de traitement du signal est la plus critique. En effet le traitement du signal des MSGC dans CMS doit permettre d’identifier au mieux dans quel croisement de faisceaux, toutes les 25 ns, les particules observées ont été produites. Il s’agit pour chaque canal de réduire l’information à une seule amplitude significative du passage ou non d’une particule dans la chambre à l’instant du déclenchement de l’acquisition.

Ce traitement du signal présente des difficultés supplémentaires par rapport aux détecteurs silicium. En effet la forme du signal, son amplitude et la position du pic varient d’un signal à l’autre après mise en forme et il n’existe plus de modèle théorique permettant de déterminer le nombre et la valeur des poids.

4.3.2 Difficulté du traitement du signal des MSGC dans CMS

L’information délivrée par une MSGC apparaît sous forme d’un signal de courant dont la forme et l’amplitude sont gouvernées par les processus physiques à l’intérieur du détecteur. Le courant induit par le passage d’une particule est la superposition du courant produit par plusieurs avalanches. En effet, chaque avalanche est initiée par un seul électron, donc le nombre d’avalanches dans un événement dépend du nombre d’électrons primaires et secondaires produits lors du passage de la particule dans le détecteur. De plus suivant la position où ils ont été produits dans l’espace gazeux, le temps de dérive de ces électrons, et donc leur temps d’arrivée sur une anode, varie. Le temps de dérive pour un électron produit à 3 mm du substrat est d’environ 50 ns. Par ailleurs, la distribution spatiale des électrons et des ions à proximité de l’anode varie d’une avalanche à l’autre. En conséquence des avalanches successives donnent lieu à de grandes variations du courant induit sur l’anode.

La précision maximale de mesure est évidemment atteinte quand l’ensemble des charges collectées est utilisé. C’est le cas avec un élément de préconditionnement dont la constante de temps est très supérieure au temps de collection des charges. Dans CMS ce temps de mise en forme (~ 50 ns) est plus court que le temps de formation du signal dans le détecteur. Ce temps court entraîne d’une part un déficit balistique, c’est-à-dire une perte d’une proportion du signal créé dans le détecteur. D’autre part il entraîne des fluctuations de la position temporelle du pic et de la forme du pulse à la sortie du préconditionnement.

La figure 4.7 illustre l'effet des fluctuations en temps et en amplitude du développement de la charge dans les MSGC. Elle montre les courants produits sur les anodes et les signaux résultant après convolution avec la réponse impulsionnelle d'un étage de préconditionnement de type CR-RC ayant une constante de temps de 50 ns.

Par ailleurs, si les détecteurs sont soumis à un flux de particules important comme ce sera le cas au LHC, il se produit des empilements ou recouvrements des signaux en sortie des blocs de préconditionnement, c'est-à-dire une altération de l'information amplitude par les signaux précédents.

Ces fluctuations intrinsèques aux MSGC, la nécessité d'une électronique rapide et le phénomène d'empilement augmentent la difficulté pour mettre au point un traitement du signal performant.

4.3.3 Algorithmes de traitement du signal

a) Objectif

L'algorithme doit fournir une bonne efficacité une augmentation du taux d'occupation restant faible. Le but est de mesurer le signal d'une piste touchée avec une ambiguïté ne dépassant pas un interval entre deux croisements de faisceaux.

b) Historique

De nombreuses études ont été menées pour trouver le meilleur algorithme possible ([35], [36], [37]). Deux types d'algorithmes ont été étudiés; les algorithmes linéaires effectuant des sommes pondérées d'échantillons du signal et les non-linéaires basés sur des comparateurs.

La principale objection concernant les algorithmes non-linéaires concerne la suppression des données qui ne passent pas les critères de sélection. Cette suppression complique l'estimation du bruit des pistes et le suivi des différents paramètres de contrôle des détecteurs et de l'électronique, et rend la suppression du bruit de mode commun extrêmement difficile.

En revanche un algorithme linéaire devrait permettre la correction du bruit de mode commun et minimise les modifications par rapport au circuit silicium. De plus des données analogiques permettent d'obtenir de meilleures résolutions spatiales et un suivi du bon fonctionnement des détecteurs.

Le choix est donc d'utiliser un algorithme linéaire effectuant une somme pondérée d'échantillons du signal.

Le but du chapitre suivant est de déterminer la méthode de traitement du signal des MSGS la plus performante tout en respectant les contraintes fixées.

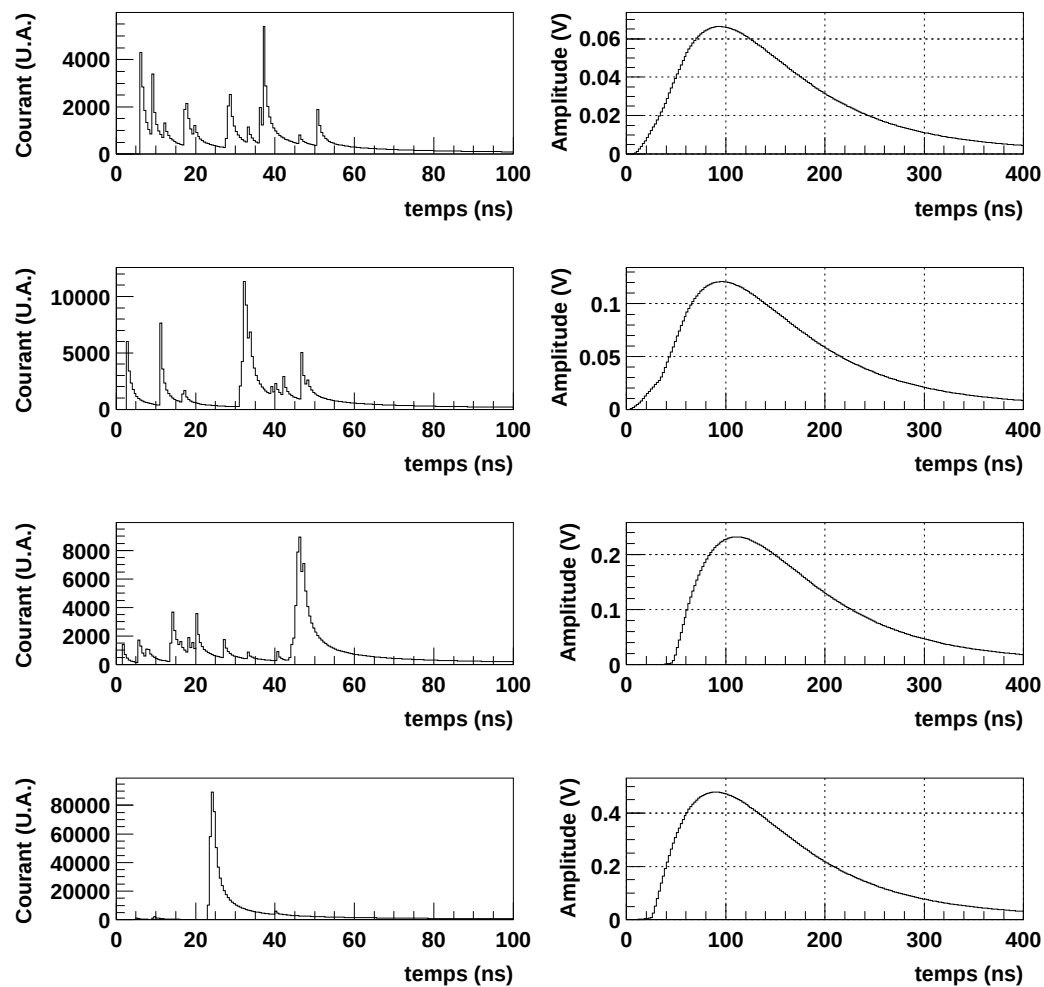


FIG. 4.7: *Exemple de courant produit sur une piste MSGC et amplitude correspondante après mise en forme avec un bloc de préconditionnement CR-RC de $\tau = 50$ ns.*

Chapitre 5.

Etude des méthodes de traitement du signal des MSGC dans CMS

L'architecture globale de l'électronique de lecture des détecteurs à micropistes de CMS étant fixée, il est nécessaire d'adapter cette électronique au signal produit dans les MSGC. Une partie importante de cette adaptation concerne le choix de la méthode de traitement du signal.

Comme nous l'avons vu au chapitre 4, de nombreuses études ont été menées sur ce sujet et l'algorithme retenu est une pondération d'échantillons du signal. Le but de ce chapitre est donc de sélectionner la méthode de traitement du signal la plus performante tout en respectant les contraintes déjà fixées. Ce travail est la continuité du travail du groupe de l'IPN de Lyon où une partie du programme de simulation a été développée.

La première partie décrit la simulation du signal délivré par une MSGC et les différentes quantités introduites pour l'évaluation et la comparaison des algorithmes. La section 2 donne les différentes méthodes qui ont été étudiées et les résultats sont détaillés dans la troisième section.

5.1 Simulation des détecteurs MSGC pour l'étude du traitement du signal

5.1.1 Simulation de la réponse d'une MSGC à une particule au minimum d'ionisation

Cette partie décrit les processus physiques pris en compte pour simuler le signal produit dans un détecteur MSGC lors du passage d'une particule au minimum d'ionisation. Les paramètres du gaz correspondent au mélange gazeux choisi pour les MSGC dans l'expérience CMS.

a) Géométrie

La géométrie des détecteurs est à deux dimensions (voir figure 5.1). L'espace de dérive est de 3 mm et le pas entre les anodes de 200 μm . Les particules pénètrent dans les détecteurs avec un angle d'incidence α dans le plan de projection perpendiculaire aux pistes et par rapport à la normale qui est compris entre 0 et 45 degrés. Le passage de particules avec un angle d'incidence élevé peut générer du signal sur un grand nombre de pistes. De manière à lire le signal produit sur toutes les pistes un ensemble de 19 pistes consécutives est lu pour chaque particule.

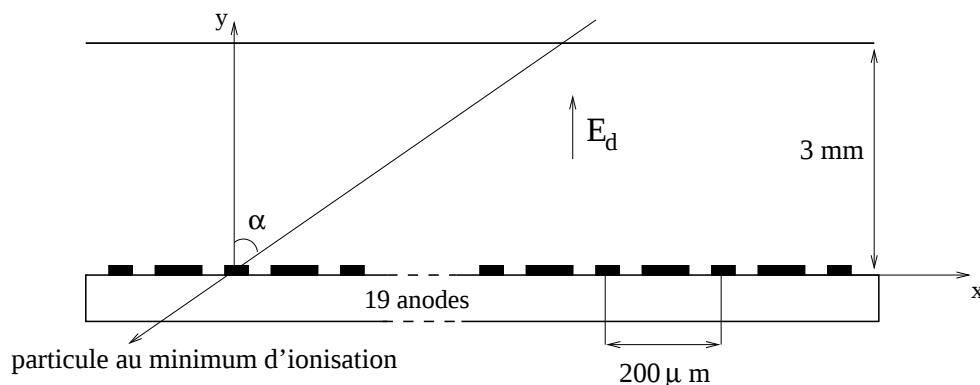


FIG. 5.1: *Géométrie des détecteurs simulés.*

b) Ionisation

Une particule chargée ionise le gaz qu'elle traverse, la probabilité d'obtenir k électrons primaires est:

$$P_k^{n_p} = \frac{(n_p)^k}{k!} e^{-n_p}$$

Dans la simulation, les k électrons primaires sont produits aléatoirement le long de la trajectoire de la particule incidente.

Dans la plupart des cas les électrons libérés ont une énergie E suffisante pour produire de nouvelles paires électrons-ions.

Par ailleurs ces électrons primaires sont émis dans le plan perpendiculaire à la trajectoire de la particule avec une énergie E . Dans la plupart des cas E est suffisante pour produire de nouvelles paires électrons-ions. La probabilité pour que cette énergie soit comprise entre $(n - 1)W_i$ et nW_i peut être paramétrisée comme [39]:

$$P(n) = \frac{P_1}{n^\lambda}$$

où W_i est l'énergie moyenne pour produire une paire électrons ions, P_1 est la probabilité d'obtenir une énergie entre 0 et W_i , et λ est un paramètre égal à 2; $P(n)$ est donc la probabilité de produire n électrons secondaires. Les valeurs des paramètres donnant le nombre d'électrons produits dans l'espace de dérive sont données dans les tableaux 5.1 et 5.2.

Gaz	Fraction en volume	W_i (eV)	λ	P1 (%)
Ne	0.33	36	2.15	65.632
DME	0.67	28	2.23	68.044

TAB. 5.1: Valeurs des paramètres donnant le nombre d'électrons produits dans l'espace dérive.

Espace de dérive mm	E_d (kV.cm ⁻¹)	n_p (cm ⁻¹)	n_t (cm ⁻¹)	W_i (eV)	σ_T ($\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$)	v_D ($\mu\text{m}.\text{ns}^{-1}$)	G
3	8	41	113	30.6	120	55	2000

TAB. 5.2: Valeurs des paramètres pour les conditions expérimentales simulées.

En fonction de leur énergie les électrons primaires parcourent une distance R_p dans le gaz [28]:

$$R_p = \frac{0.71}{\rho} E^{1.72}$$

ou ρ est la densité du gaz et E l'énergie en MeV. Les $n-1$ électrons secondaires sont distribués aléatoirement le long du parcours R_p .

c) Dérive et diffusion

La vitesse de dérive moyenne des électrons (v_D) lors de leur mouvement vers les anodes est de $55 \mu\text{m}.\text{ns}^{-1}$. Elle correspond à un champ de dérive de $8 \text{ kV}.\text{cm}^{-1}$ dans le mélange gazeux considéré.

La diffusion longitudinale est simulée par une approximation qui donne à la vitesse de dérive une forme gaussienne de valeur moyenne v_D et d'écart-type 1.

La diffusion transverse des électrons lors de leur dérive vers les anodes est simulée par une gaussienne:

$$P(x, h) = \frac{1}{\sigma_T \sqrt{\pi h}} \exp\left(\frac{-x^2}{\sigma_T^2 h}\right)$$

où h est la distance au plan de détection, x est la distance de diffusion transverse et σ_T ($\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$) caractérise la diffusion dans le gaz.

d) Amplification

Chaque électron qui arrive à proximité d'une anode, déclenche une avalanche. Le nombre d'électrons créés dans l'avalanche est donné par la distribution de Polya. La probabilité d'obtenir n électrons dans l'avalanche est:

$$P_m(n) = G \frac{m(mn)^{m-1}}{\Gamma(m)} \exp(-mn)$$

où G est le gain moyen. La valeur moyenne de cette distribution est G et sa variance m^{-1} . Dans le cas d'une MSGC une valeur de m égale à deux permet de reproduire les fluctuations observées [27].

e) Courant induit

Chaque paire électron-ion de l'avalanche produit un courant sur l'anode de la forme [27]:

$$i(t) = \begin{cases} I_0 \left(\frac{1}{(1+\frac{t}{T_0})^{x_n}} - \alpha t \right) & \text{pour } 0 < t < t_{lim} \\ 0 & \text{pour } t > t_{lim} \end{cases}$$

Les paramètres T_0 , α , x_n et t_{lim} sont issus de la référence [38]. On a $T_0 = 0.463$, $\alpha = 3.71 \cdot 10^{-7}$, $x_n = 1.155$ et $t_{lim} = 1000$ ns. La figure 5.2 montre la forme du courant ainsi produit sur une anode. Le pic correspond à la composante électronique du signal et la queue au signal produit par la dérive des ions dans le détecteur.

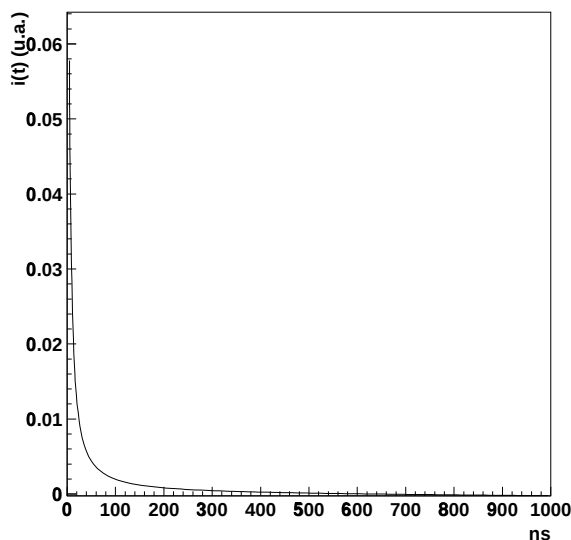


FIG. 5.2: *Courant produit sur une anode par une paire électron-ion de l'avalanche.*

Le signal $s(t)$ produit par un électron à la sortie du bloc de préconditionnement est le résultat de la convolution du courant $i(t)$ produit par cet électron avec la réponse impulsionnelle $h(t)$ de ce bloc:

$$s(t) = \int_0^t i(t')h(t-t')dt'. \quad (5.1)$$

Dans le cas d'un bloc de préconditionnement CR-RC la réponse impulsionnelle $h(t)$ s'écrit:

$$h(t) = G_2 \frac{t}{\tau} \exp(-\frac{t}{\tau}) \quad (5.2)$$

où τ est la constante de temps de la mise en forme du circuit.

Le signal perçu étant la somme des signaux produits par chaque électron arrivant sur la piste, on a donc:

$$S(t) = \sum_i s(t - t_i)$$

où t_i est l'instant d'arrivée de l'électron i sur le plan d'anodes.

5.1.2 Génération des échantillons d'événements simulés

a) Génération des impulsions

Les signaux provoqués par le passage de particules au minimum d'ionisation traversant les détecteurs ont été générés. Pour un angle fixé 10000 traces ont été simulées. De plus une série de 45000 traces ont été générées avec un angle tiré aléatoirement entre 0 et 45 degrés. Les courants associés à ces traces sont convolués à la réponse impulsionnelle des préamplificateurs étudiés.

Cette simulation ne représente donc que partiellement les conditions expérimentales au LHC où les détecteurs seront traversés par des particules de basse énergie produisant des signaux très importants, où l'angle d'incidence des particules sera compris entre 0^0 et 90^0 et où le taux d'occupation dans les détecteurs dépendra de leur position dans le trajectomètre. Mais le but de ce travail est de déterminer une option pour l'électronique de lecture des MSGC en comparant les performances des différentes méthodes, et non d'effectuer une simulation détaillée des conditions expérimentales au LHC.

b) Choix du gain moyen dans le détecteur

Le signal est représenté par l'amplitude maximale la plus probable, pour la piste de l'amas collectant le plus de signal. Il est représenté en nombre d'électrons arrivant sur une piste, donc avant convolution du courant avec le préamplificateur, de manière à tenir compte du déficit ballistique.

Plusieurs amplitudes de signaux dans les détecteurs sont étudiées. Pour des traces perpendiculaires deux cas sont montrés: 30000 et 24000 électrons ce qui correspond à des gains de respectivement 2000 et 1600.

Pour des traces inclinées la charge totale générée dans le détecteur est en moyenne plus élevée mais elle se répartie sur un plus grand nombre de pistes, le signal reçu par piste est donc en moyenne plus faible que pour des traces perpendiculaires. La figure 5.3.a montre l'évolution de la charge moyenne sur la piste collectant le plus de signal avec l'angle d'incidence des particules, cette charge décroît lorsque l'angle d'incidence augmente jusqu'à une valeur minimum. La figure 5.3.b montre que la charge totale produite dans le détecteur augmente proportionnellement avec l'angle d'incidence, c'est à dire avec la distance parcourue par la particule dans l'espace gazeux et donc du nombre d'ionisations primaires.

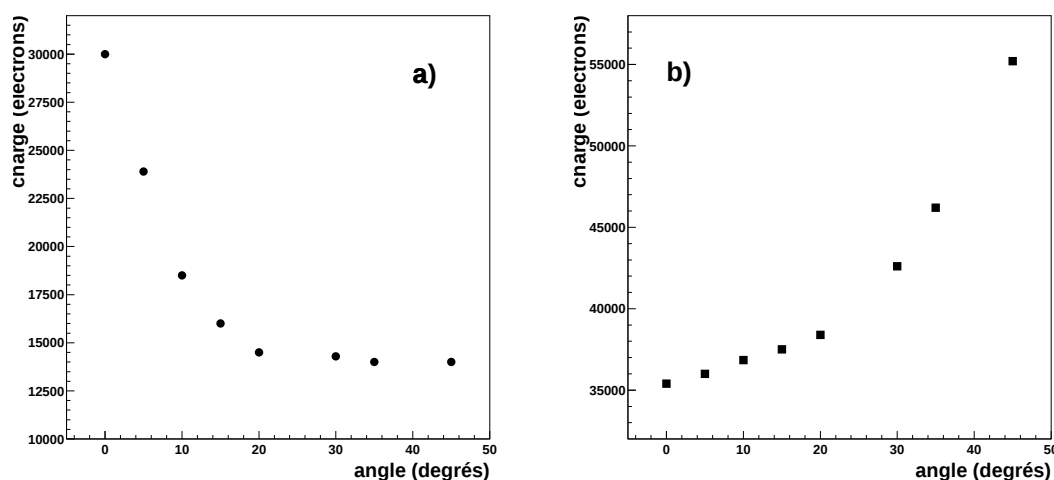


FIG. 5.3: Charge moyenne sur la piste collectant le plus de signal (a) et charge totale produite dans le détecteur (b) en fonction de l'angle d'incidence des particules.

Quatre amplitudes de signaux ont été étudiées pour les traces inclinées: 19500, 17000, 14000, et 12000 électrons ce qui correspond à des gains de respectivement 2300, 2000, 1600 et 1400.

c) Empilement des impulsions

L'empilement est la superposition dans le temps et dans l'espace des impulsions produites à chaque croisement de faisceaux. Il faut donc prendre en compte dans la simulation les impulsions produites par les traces associées aux croisements de faisceaux ayant déclenché l'acquisition ainsi que la superposition avec celles provenant des croisements précédents et suivants.

Sur une portion de trajectomètre comprenant 200000 pistes les impulsions correspondant au passage des particules sont réparties aléatoirement pour chaque croisement de faisceaux simulé. 35 croisements de faisceaux avant et 35 après celui associé au déclenchement de l'acquisition sont cumulés avec un écart entre croisements de 25 ns.

De plus le nombre de particules incidentes par croisement de faisceaux est pris en compte. Cette *densité initiale de traces* est définie comme le nombre de particules incidentes à chaque croisement de faisceaux divisé par le nombre de pistes dans le trajectomètre (200000). Quatre cas de densité initiale (0.25%, 0.50%, 1.% et 2.%) sont étudiés.

d) Bruit électronique

Le bruit électronique est ajouté sur chacune des 200000 pistes après l'empilement des signaux des différents croisements de faisceaux. Il a été mesuré sur un circuit Preshape32 [38] et donc l'évolution temporelle est prise en compte. Ce circuit est un préamplificateur de charge de type CR-RC dont la constante de temps a été réglée à 40ns pour ces mesures. La distribution du bruit obtenue est montrée sur la figure 5.4. Le bruit est défini à un écart type soit 1400 électrons pour tous les préamplificateurs.

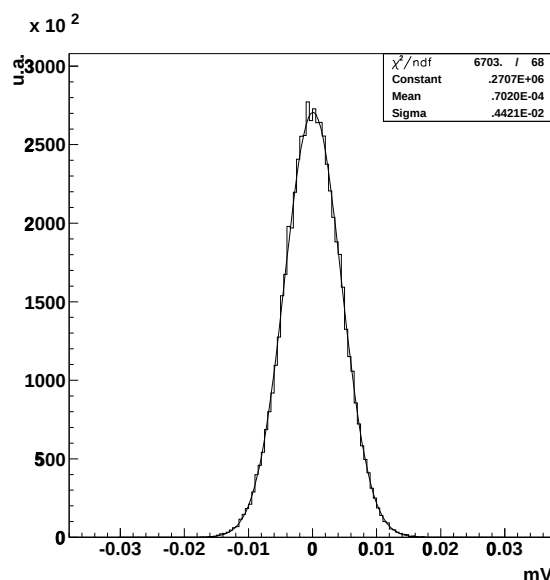


FIG. 5.4: *Distribution du bruit à la sortie des blocs de préconditionnement.*

e) Formation des amas

Au croisement de faisceaux correspondant au temps de déclenchement de l'acquisition les échantillons des $2 \cdot 10^5$ canaux sont traités par les algorithmes. A partir des amplitudes transmises les amas de signaux sont formés. Un amas est une suite de pistes consécutives dont l'amplitude du signal de chaque piste est supérieure à un seuil th . L'amas est conservé si son amplitude totale est supérieure à $1.5 \times th$.

5.2 Les méthodes

5.2.1 Introduction

Comme nous l'avons expliqué au chapitre 4, l'algorithme retenu pour le traitement du signal des MSGC est une somme pondérée d'échantillons.

Il reste donc à déterminer le nombre d'échantillons, leur écart en temps, la valeurs des poids et le temps de mise en forme pour obtenir un traitement performant.

Nous avons sélectionné les méthodes performantes proposées par les travaux antérieurs ([36], [37], [41]). Le but de ce travail est donc de comparer les différentes méthodes de manière à déterminer la meilleure option pour l'électronique de lecture des MSGC.

Ces travaux ont montrés que l'utilisation de plus de trois échantillons du signal ne contribue pas à améliorer les performances, par contre les échantillons peuvent être espacés de 25 ns ou 50 ns.

Une méthode avec trois échantillons espacés de 50 ns semble mieux adaptée aux MSGC car elle correspond mieux aux temps de développement du signal dans ces détecteurs. Mais elle présenterait l'inconvénient d'augmenter le temps mort du détecteur. De plus prendre les échantillons espacés de 25 ns comme pour la déconvolution du silicium assure la compatibilité des circuits et évite de modifier la logique de contrôle du processeur et de la mémoire analogique.

Les blocs de préconditionnement sont de types CR-RC, leurs temps de montée est un paramètre important. Une mise en forme courte (typiquement $\tau = 30$ ns) diminuera l'amplitude du signal mais également le taux d'occupation des pistes. Tandis qu'avec une mise en forme plus longue ($\tau = 50$ ns) le déficit balistique sera moins important et donc le rapport signal sur bruit sera meilleur, mais en contrepartie le taux d'occupation sera plus important. D'autre part le bruit dans les blocs de préconditionnement avec une constante de temps courte est supérieur à celui dans un bloc avec une constante plus longue.

Dans la suite nous appelons algorithme un ensemble de poids correspondant à une fréquence d'échantillonnage et méthode un ensemble composé d'un algorithme et d'un temps de mise en forme. Les différentes méthodes étudiées sont résumées dans le tableau 5.3.

5.2.2 Estimation du déficit balistique

La forme du courant et l'espacement dans le temps de l'arrivée des électrons sur le plan de détection introduisent une perte de la charge intégrée par un préamplificateur rapide, en comparaison à celle qui serait mesurée avec un préamplificateur ayant une constante de temps grande par rapport au temps de développement du signal. Cette perte s'appelle le déficit balistique. Ce déficit balistique d'un préamplificateur peut être calculé en comparant l'amplitude du signal obtenu avec ce préamplificateur avec celle obtenue avec un préamplificateur de référence ayant un long temps de montée qui lui permet d'intégrer l'ensemble du signal.

Pour estimer le déficit balistique d'un préamplificateur, le courant produit sur les pistes est convolué au préamplificateur étudié et au préamplificateur de référence. Le temps de monté du bloc de référence est de 1200 ns de manière à prendre en compte le temps de

Méthodes				Bruit série	Déficit Balistique $D_{meth}(\%)$
Préconditionnement	Algorithmes				
CR-RC τ (ns)	Δt (ns)	Valeurs des poids $w_1/w_2/w_3$	Nom		
50	25	-0.858/-0.172/1.202	WS3	1.475	26
50	25	-1.0/0.0/1.0	DCS	1.414	34
30	25	-0.858/-0.172/1.202	WS3	1.569	27
30	25	-1.0/0.0/1.0	DCS	1.501	35
30	50	-0.8/ 1.00 /0.2	LY3	1.363	22
30	50	-1.0/ 1.25 /-0.25	LY1	1.704	26
50	50	-0.8/ 1.00 /0.2	LY3	1.313	19
50	50	-1.0/ 1.25 /-0.25	LY1	1.641	34

TAB. 5.3: *Les méthodes de traitement du signal des MSGC qui ont été testées.*

dérive des électrons dans l'espace gazeux et le signal produit par la dérive des ions. Pour chaque événement le déficit balistique D se calcule:

$$D = \frac{S(1200) - S(\tau)}{S(1200)}$$

où $S(1200)$ est l'amplitude obtenue avec le préamplificateur de référence et $S(\tau)$ celle obtenue avec le préamplificateur étudié. Pour chaque préamplificateur étudié 5000 événements MSGC ont été simulés, et le déficit balistique est la moyenne du déficit calculé à chaque événement. Le tableau 5.4 résume les résultats obtenus; les déficits pour des préamplificateurs avec des temps de mise en forme de 50 et 30 nanosecondes sont respectivement de 23% et 31%.

De la même manière le déficit balistique de chaque méthode est estimé en comparant l'amplitude du signal en sortie du préamplificateur de référence avec celle obtenue après traitement par chacune des méthodes:

$$D_{meth} = \frac{S(1200) - S(meth)}{S(1200)}$$

Les résultats sont donnés dans le tableau 5.3. La perte de signal est la plus importante pour les méthodes utilisant l'algorithme DCS.

Préamplificateur		Déficit balistique $D(\%)$
type	τ (ns)	
CR-RC	50	23
CR-RC	30	31

TAB. 5.4: *Déficit balistique pour plusieurs blocs de préconditionnement de type CR-RC.*

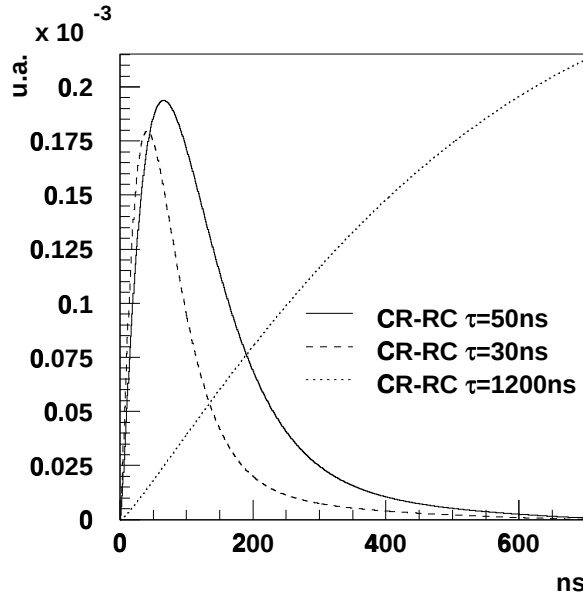


FIG. 5.5: *Déficit balistique pour des blocs de préconditionnement de type CR-RC avec des temps de mise en forme de 30 et 50 ns.*

5.2.3 Contribution au bruit apportée par chaque algorithme

La figure 5.4 montre la distribution du bruit à la sortie des blocs de préconditionnement. Comme nous l'avons vu au chapitre 4, l'utilisation d'algorithmes basés sur des sommes pondérées d'échantillons augmente le bruit. Le facteur quantifiant cette augmentation est appelé facteur de bruit série (SNF), il dépend des poids, de leur nombre, de la fréquence d'échantillonnage et du temps de montée du bloc de préconditionnement. Les valeurs calculées de ce facteur SNF sont données dans le tableau 5.3 pour chaque méthode. L'algorithme LY1 est celui qui ajoute le plus de bruit quelque soit le temps de mise en forme, alors que l'algorithme LY3 est celui dont le SNF est le plus faible.

La figure 5.8 montre les distributions du bruit obtenues après traitement par les différents algorithmes. Le bruit ajouté dans la simulation étant le même pour les deux préamplificateurs étudiés, ces distributions ne dépendent que des algorithmes. Les écarts-types de ces distributions permettent de retrouver le facteur de bruit série de chaque algorithme dans l'approximation d'un bruit identique pour tous les préamplificateurs.

5.2.4 Fonctions caractéristiques

Les algorithmes basés sur des sommes pondérées sont des filtres dont la réponse dépend de la relation entre le temps d'arrivée du signal t et le temps auquel le signal est mesuré. La fonction caractéristique d'une méthode exprime le signal à la sortie du filtre en fonction du temps de déclenchement de l'analyse. Elle exprime donc la forme des impulsions après traitement.

Pour chaque méthode étudiée, 5000 évènements MSGC ont été générés, et une fonction caractéristique moyenne a été calculée pour chaque méthode. La figure 5.9 montre les fonctions ainsi obtenues.

Le temps d'analyse sera fixé à l'instant où l'amplitude transmise par l'algorithme est maximale. C'est dans ces conditions que l'efficacité sur l'ensemble des traces analysées doit être maximale. La sélection des traces dépendra évidemment du niveau de seuil appliqué sur l'amplitude transmise par l'algorithme. Le niveau de seuil choisi déterminera l'élimination des canaux présentant uniquement du bruit électronique ou une amplitude résiduelle provenant d'une trace produite dans un croisement de faisceaux différent. En particulier la largeur de la fonction caractéristique donne une indication sur l'efficacité de rejection de ces traces. Plus elle est large et moins l'algorithme est sélectif.

Mais la comparaison détaillée des performances de chaque méthode doit être examinée sur l'ensemble des traces, où l'ensemble des paramètres (bruit, empilement) sont rajoutés.

5.3 Performances des méthodes

5.3.1 Variables utilisées pour évaluer les méthodes

Au croisement de faisceaux correspondant au temps de déclenchement de l'acquisition, trois échantillons des 2.10^5 canaux sont traités par l'algorithme. A partir des amplitudes transmises, les amas sont construits en fonction des seuils appliqués. Chaque amas reconstruit est considéré comme un impact de particule. En réalité il peut s'agir d'une trace produite dans le croisement de faisceaux déclenchant l'acquisition, dans un croisement de faisceaux voisin, ou du bruit électronique. De plus, dans le cas de traces inclinées, le passage d'une particule peut générer plusieurs amas voisins.

Pour caractériser la performance du traitement deux variables sont utilisées:

- *La densité de traces finale* dans le détecteur est le nombre d'amas reconstruits sur le nombre de pistes de détection,

- *L'efficacité ε* est le nombre d'amas reconstruit correspondant au passage d'une particule dans le croisement de faisceaux déclenchant l'acquisition divisé par le nombre de particules incidentes.

Les résultats des performances de chaque méthode sont représentés sur une courbe d'efficacité en fonction de la densité de traces finale où chaque point représente le résultat obtenu pour un seuil th appliqué lors de la sélection des amas. La figure 5.6 montre un exemple dans le cas de traces perpendiculaires, d'un signal de 30000 électrons et d'une densité initiale de 1%. Les résultats pour quatre méthodes sont représentés, la méthode la plus performante pour les conditions étudiées est celle qui a la meilleur efficacité de reconstruction pour la densité de traces la plus faible.

Une partie des amas reconstruits sont dûs au bruit électronique, le nombre de ces amas dépend du seuil appliqué. Le tableau 5.5 donne la densité de traces finales due au bruit électronique pour chaque algorithme. Comme pour le facteur de bruit série, l'algorithme LY1 est le plus bruyant alors que LY3 est celui qui ajoute le moins de bruit.

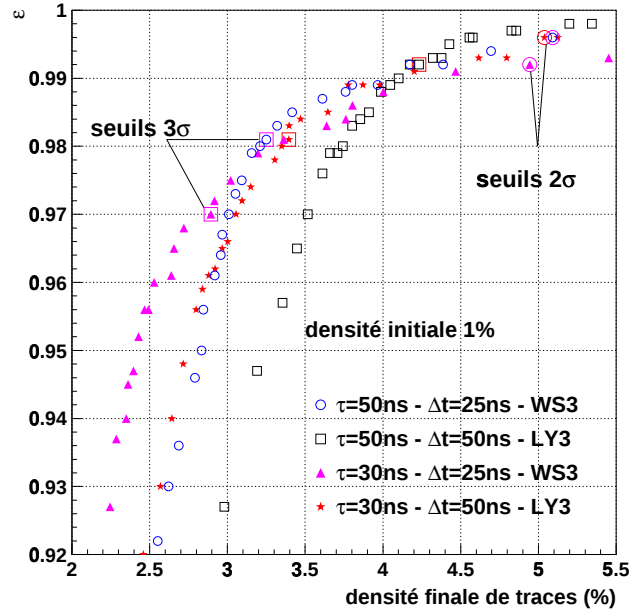


FIG. 5.6: Performances obtenues avec des traces perpendiculaires pour les quatre méthodes et pour différentes valeurs du seuil th . Dans ce cas la densité initiale est de 1% et le signal de 30000 électrons. Si un symbole représentant une méthode est entouré d'un $\square$ alors le seuil th est à 3 sigma du bruit, s'il est entouré d'un $\bigcirc$ alors le seuil est à 2 sigma du bruit.

seuils	Densité finale de traces (%)			
	WS3	DCS	LY1	LY3
1σ	13.0	12.4	15.0	10.9
2σ	2.7	2.16	3.6	1.4
3σ	0.32	0.16	0.52	0.08
4σ	0.08	0.	0.12	0.
5σ	0.	0.	0.	0.

TAB. 5.5: Densité de traces finale due au bruit électronique après chaque algorithme en fonction du seuil th appliqué pour la sélection des amas.

5.3.2 Choix des méthodes

Les figures 5.10 et 5.11 montrent les performances des 8 méthodes dans le cas de traces inclinées et pour un signal de 17000 électrons. Lorsque les échantillons sont espacés de 25 ns (figure 5.10) l'algorithme WS3 semble plus performant que le DCS quel que soit le temps de mise en forme et la densité de traces. Dans le cas d'échantillons espacés de 50 ns (figure 5.11) l'algorithme LY3 est plus performant que LY1 pour les deux temps de mises en forme et quelle que soit la densité de traces.

Dans la suite nous présentons donc les résultats uniquement pour les algorithmes LY3 ($\Delta t = 50$ ns) et WS3 ($\Delta t = 25$ ns), chacun traitant le signal issu de préamplificateurs ayant un temps de montée de 30 ns et 50 ns. Nous comparons ainsi les quatre méthodes susceptibles d'être les plus performantes.

5.3.3 Traces perpendiculaires

Les figures 5.12 et 5.13 montrent les résultats obtenus avec des traces perpendiculaires, pour des densités de traces initiales de 0.25, 0.5, 1 et 2% et pour un signal respectivement de 30000 et 24000 électrons.

On obtient globalement des efficacités de 97-98% pour un seuil de 3σ avec un signal de 30000 électrons et 95-97% avec un signal de 24000 électrons. Lorsque les densités de traces initiales sont élevées (1% et 2%) les méthodes avec préamplificateurs rapides semblent plus performantes que celles avec les préamplificateurs avec $\tau = 50$ ns.

5.3.4 0 - 45 degrés

La figure 5.14 montre les performances des quatre méthodes pour une densité de trace initiale de 1%, dans les cas où les détecteurs ne seraient traversés que par des particules dont les angles avec la normale seraient fixes. Les angles d'incidences étudiés sont 0° , 15° , 30° et 45° . Ces performances sont comparées à celles obtenues lorsque l'angle des traces est tiré aléatoirement entre 0° et 45° .

L'effet global d'une augmentation de l'angle d'incidence des particules est une augmentation de la densité de trace pour une efficacité constante.

Lorsque l'angle d'incidence augmente la charge totale déposée dans le détecteur augmente, mais cette charge se répartie sur un nombre de pistes plus important. Le signal reçu en moyenne par chaque piste est donc plus faible. D'autre part la charge générée par le passage d'une particule peut se répartir sur plusieurs pistes qui ne sont pas voisines et dans ce cas il y a création de plusieurs amas et donc augmentation du taux d'occupation. Cet effet augmente avec l'angle d'incidence des particules. Les figures 5.7 montrent les évolutions du nombre de pistes par amas et du nombre d'amas par trace en fonction de l'angle d'incidence et lorsque les signaux sont mesurés à la sortie des blocs de préconditionnement.

La baisse de performance due à l'angle d'incidence est identique pour les quatre méthodes, et aucune des méthodes ne semblent mieux résister à l'effet des traces inclinées.

Evidemment le cas d'angle fixe n'est pas réaliste mais il permet d'appréhender l'effet des traces inclinées sur les performances des méthodes.

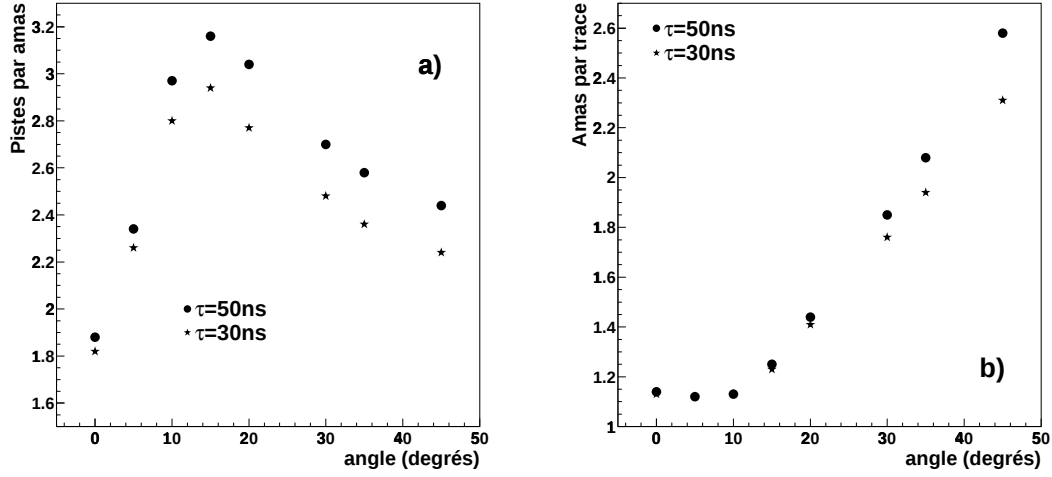


FIG. 5.7: Nombre de pistes par amas (a) et nombre d'amas par trace (b) en fonction de l'angle d'incidence pour un seuil fixé à 3σ et lorsque le signal est mesuré à la sortie des blocs de préconditionnement ($\tau = 30ns$ et $\tau = 50ns$).

5.3.5 Effet du signal sur bruit et du nombre de traces initiales

Les figures 5.15, 5.16, 5.17 et 5.18 montrent les résultats obtenus pour des traces inclinées et pour un signal respectivement de 19500, 17000, 14000 et 12000 électrons.

On constate qu'une augmentation de la multiplicité initiale des traces induit une perte d'efficacité de détection plus ou moins importante suivant les méthodes. Cette perte d'efficacité est liée à l'empilement des signaux sur un même canal de détection plus fréquent quand la densité de traces initiale dans les détecteurs augmente. Cet empilement conduit à une modification de l'amplitude à la sortie des blocs de préconditionnement qui se traduit par une perte d'efficacité. Les méthodes avec mise en forme rapide sont moins sensibles à cet effet et sont donc plus performantes lorsque les densités de traces sont élevées.

On constate également une chute globale de l'efficacité de détection avec la diminution du signal.

5.3.6 Comparaison des méthodes

Globalement on remarque que les méthodes utilisant une mise en forme de 30 ns sont moins sensibles au nombre de traces initiales que celle avec un mise en forme de 50 ns.

Les méthodes à échantillonnage de 50 ns permettent de traiter l'ensemble du signal issu du préamplificateur mais elles subissent l'influence de la densité initiale. A l'opposé celles avec un échantillonnage de 25 ns conduisent à une perte du signal car une partie de celui-ci n'est pas utilisée par l'algorithme. Mais ces méthodes dépendent moins de la multiplicité des traces.

Il est difficile de déterminer laquelle des méthodes est la mieux adaptée au traitement des signaux des MSGC, car chacune d'elles présente des avantages et des désavantages

suivant les conditions de fonctionnement et des performances souhaitées.

Nous tentons dans la suite de dégager les principales caractéristiques de chaque méthode en fonction des divers paramètres.

a) $\tau = 50\text{ns} + \Delta t = 25\text{ns} + \text{WS3}$

Globalement cette méthode est peu performante. Pour un signal de 12000 électrons son efficacité pour une densité de traces fixée est toujours inférieure aux autres méthodes. De plus pour des densités de traces initiales de 0.25% et 0.5%, quel que soit le signal elle est la moins performante.

b) $\tau = 50\text{ns} + \Delta t = 50\text{ns} + \text{LY3}$

Lorsque la densité initiale reste faible (0.25% et 0.5%) et pour des signaux de faible amplitude cette méthode est la plus performante. Par contre dès que la densité initiale augmente (1% et 2%) on observe une chute de l'efficacité par rapport aux autres méthodes. Avec une densité initiale de 0.5% on atteint une efficacité de 98% pour des densités de 2.5% pour un signal de 12000 électrons et de 2% pour un signal de 14000 électrons.

Par ailleurs on s'approche du maximum d'efficacité avec une coupure sur le seuil th plus élevée qu'avec les autres méthodes.

c) $\tau = 30\text{ns} + \Delta t = 25\text{ns} + \text{WS3}$

Lorsque la densité initiale est 2% cette méthode est la plus performante quel que soit le signal. Mais on observe une chute de l'efficacité par rapport aux autres méthodes lorsque la multiplicité des traces initiales est de 0.25% et 0.5%.

Avec une densité initiale de 2% et pour des densités de 6% on atteint une efficacité de 94% pour un signal de 12000 électrons et de 97% pour un signal de 19500 électrons.

Par contre pour obtenir une efficacité de 98% il est nécessaire d'appliquer une coupure sur le bruit faible c'est à dire proche de deux sigma.

d) $\tau = 30\text{ns} + \Delta t = 50\text{ns} + \text{LY3}$

Cette méthode est la moins sensible aux diverses variations des paramètres. Sur l'ensemble des conditions étudiées elle est la plus performante.

Avec une densité initiale de 2%, on atteint une efficacité de 97% avec une densité de traces de 6% pour un signal de 19500 électrons et de 6.5% pour un signal de 17000 électrons.

L'effet de la perte de signal dûe à une mise en forme courte est compensée par un traitement du signal qui utilise l'ensemble de l'information issue du bloc de préconditionnement.

5.3.7 Choix pour le circuit APVD-MSGC

Les meilleurs résultats sur l'ensemble des paramètres étudiés ont été obtenus avec une mise en forme de 30 ns suivi d'un échantillonnage de $\Delta t = 50$ ns.

Un circuit avec un échantillonnage de 50 ns pour les MSGC impliquerait une modification de la logique de contrôle des circuits et n'assurerait plus une compatibilité parfaite avec le circuit silicium. Les difficultés des modifications nécessaires pour obtenir un tel échantillonnage ne justifient pas le gain de performance apporté.

Le choix a donc porté vers un raccourcissement de la constante de temps, en conservant un échantillonnage à 25 ns. Cette méthode est plus performante que celle avec une mise en forme de 50 ns.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons évalué et comparé plusieurs méthodes pour le traitement du signal des MSGC dans CMS. Les meilleurs résultats sur l'ensemble des paramètres étudiés ont été obtenus avec une mise en forme de 30 ns suivi d'un échantillonnage de $\Delta t = 50$ ns.

De manière à étudier la faisabilité d'un circuit avec un bloc de préconditionnement rapide, deux petits circuits de test comprenant uniquement des préamplificateurs shapers avec une constante de temps de 25 ns ont été fabriqués et testés. Les résultats satisfaisants obtenus avec ces circuits permettent d'envisager la fabrication d'un circuit complet de 128 voies équipées de préamplificateurs rapides.

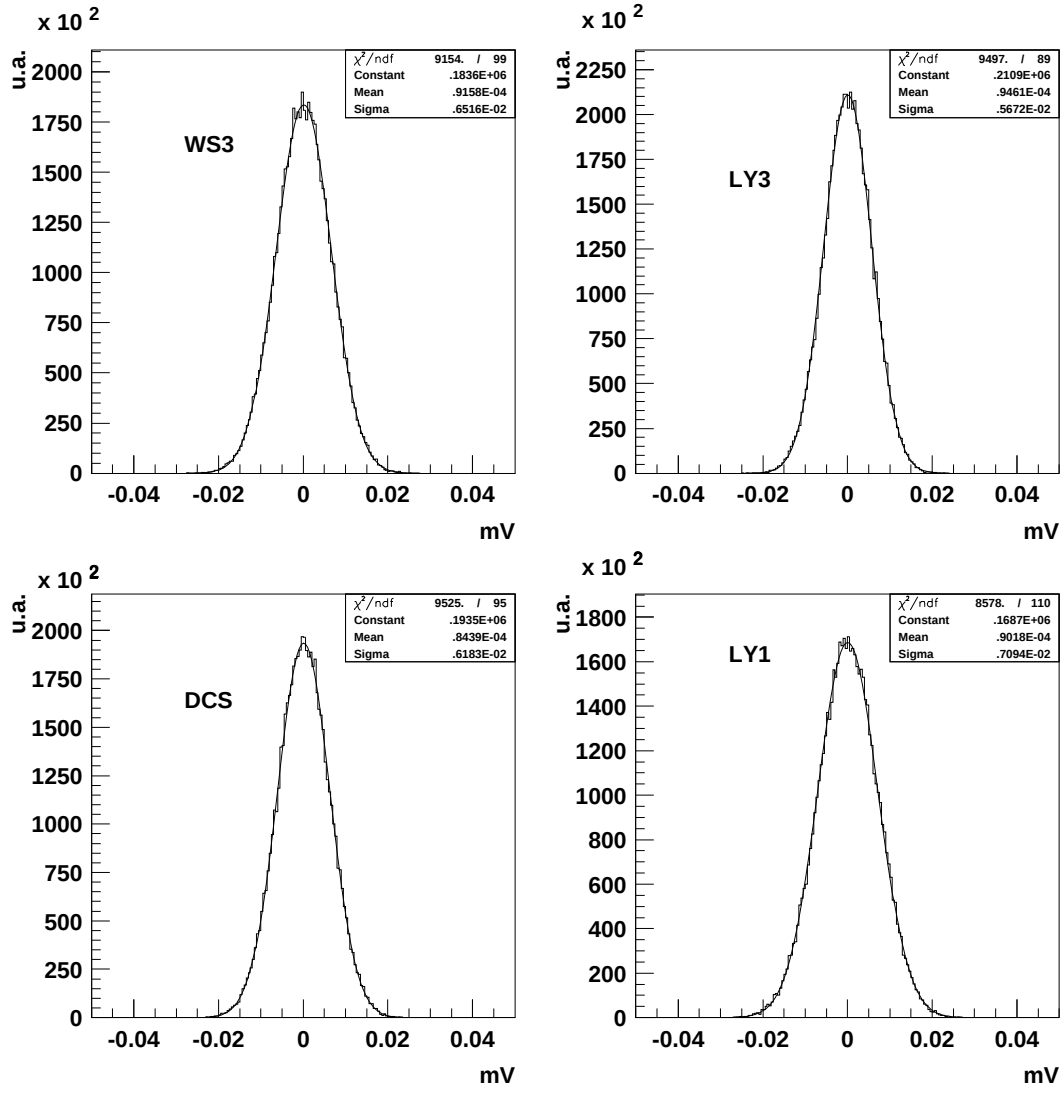


FIG. 5.8: *Bruit après traitement par les différents algorithmes.*

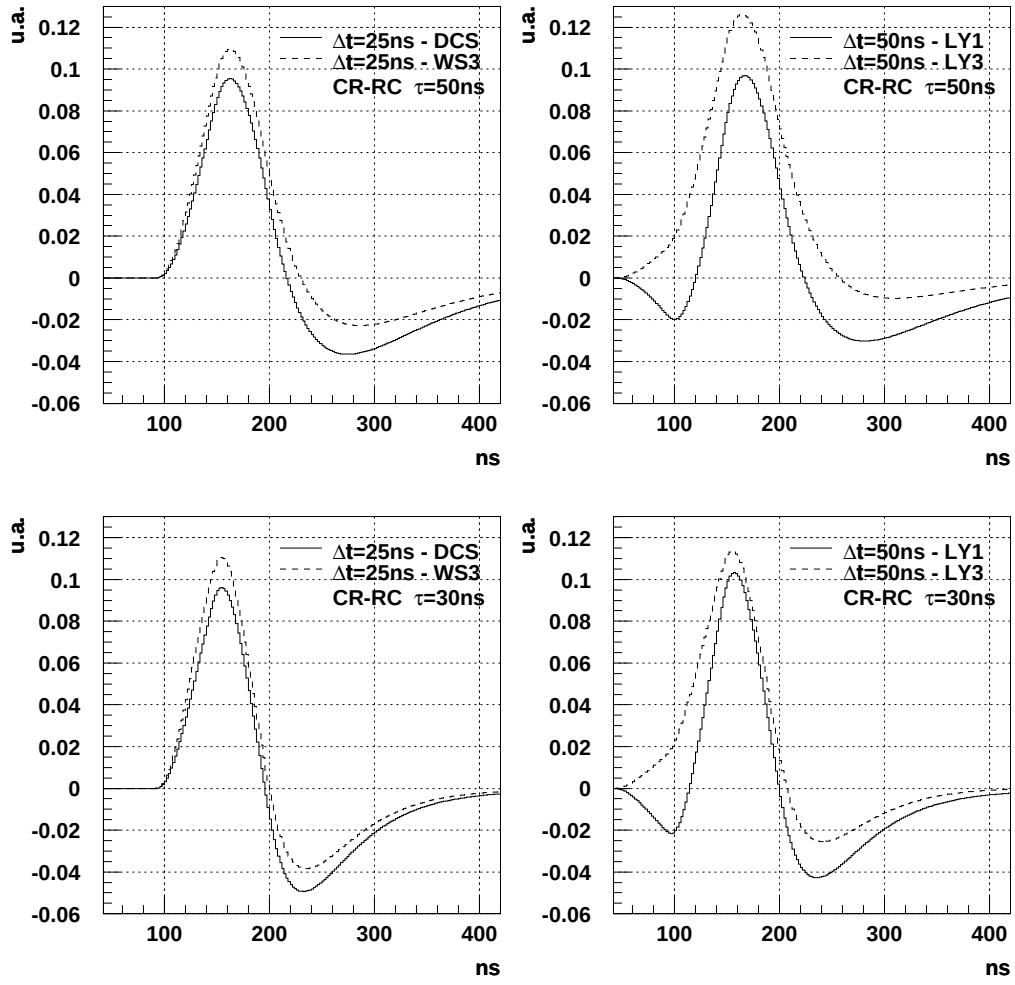


FIG. 5.9: Impulsion après traitements par chacun des algorithmes dans le cas d'une mise en forme de 50ns et de 30ns.

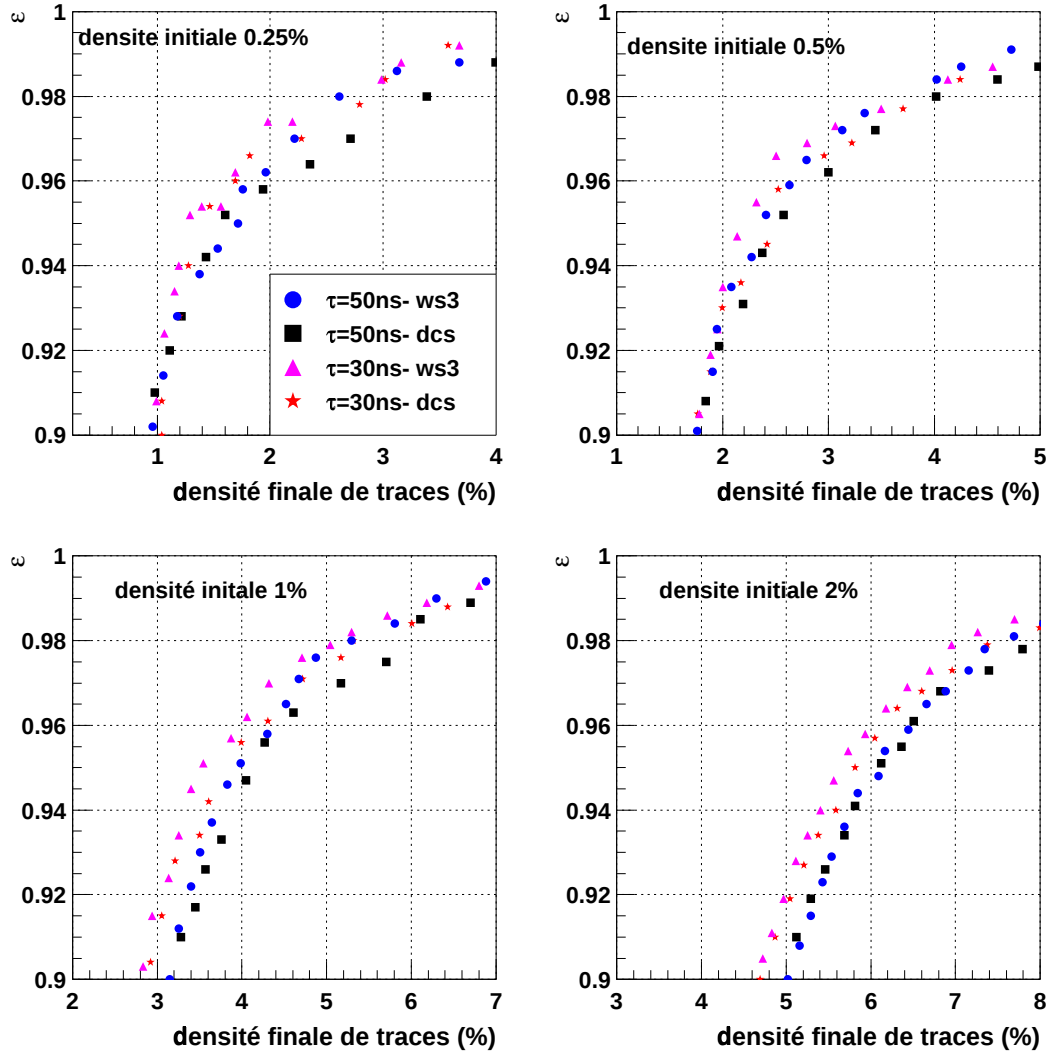


FIG. 5.10: Comparaison des algorithmes avec échantillonnage à 25ns (DCS et WS3) dans le cas de traces ayant un angle compris entre 0° et 45° et pour un signal de 17000 électrons.

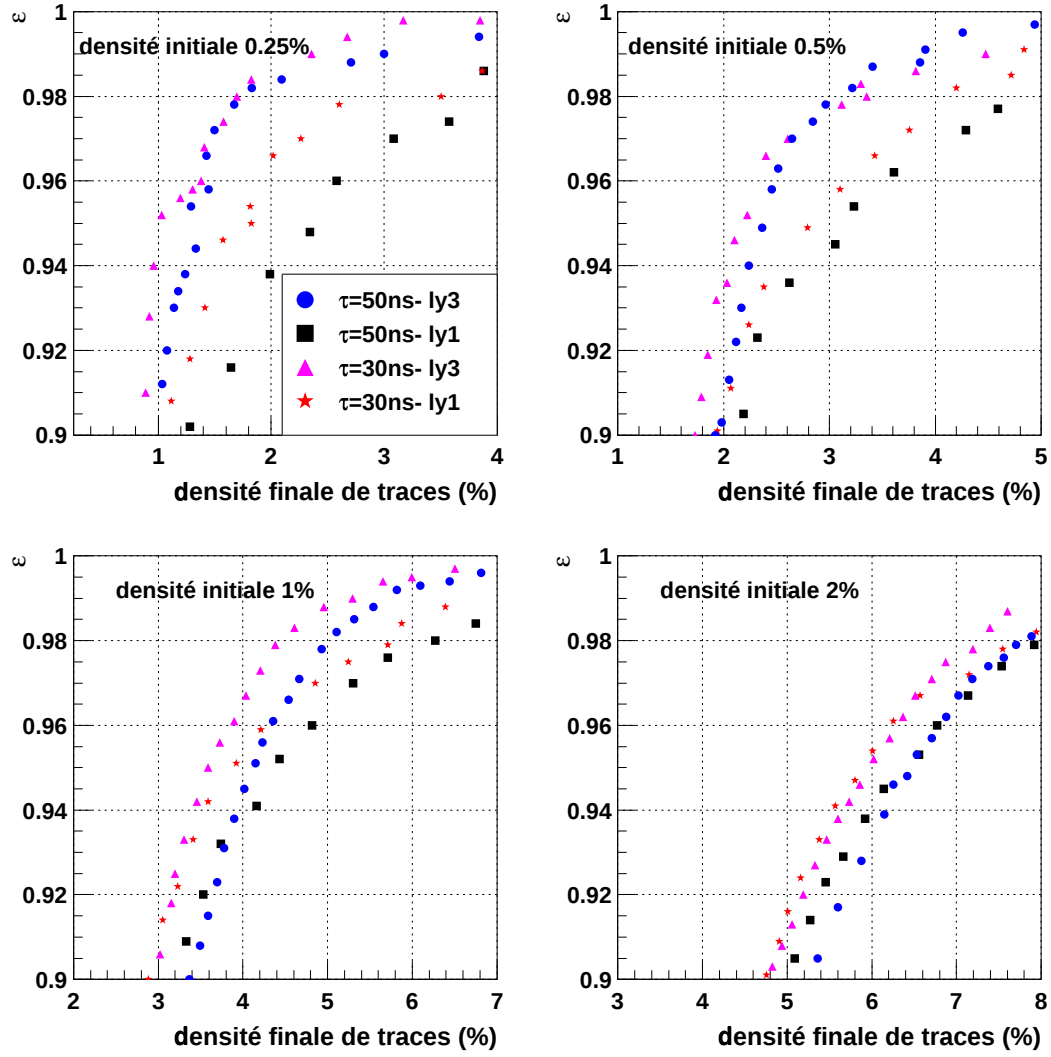


FIG. 5.11: Comparaison des algorithmes avec échantillonnage à 50ns (LY1 et LY3) dans le cas de traces ayant un angle compris entre 0° et 45° et pour un signal de 17000 électrons.

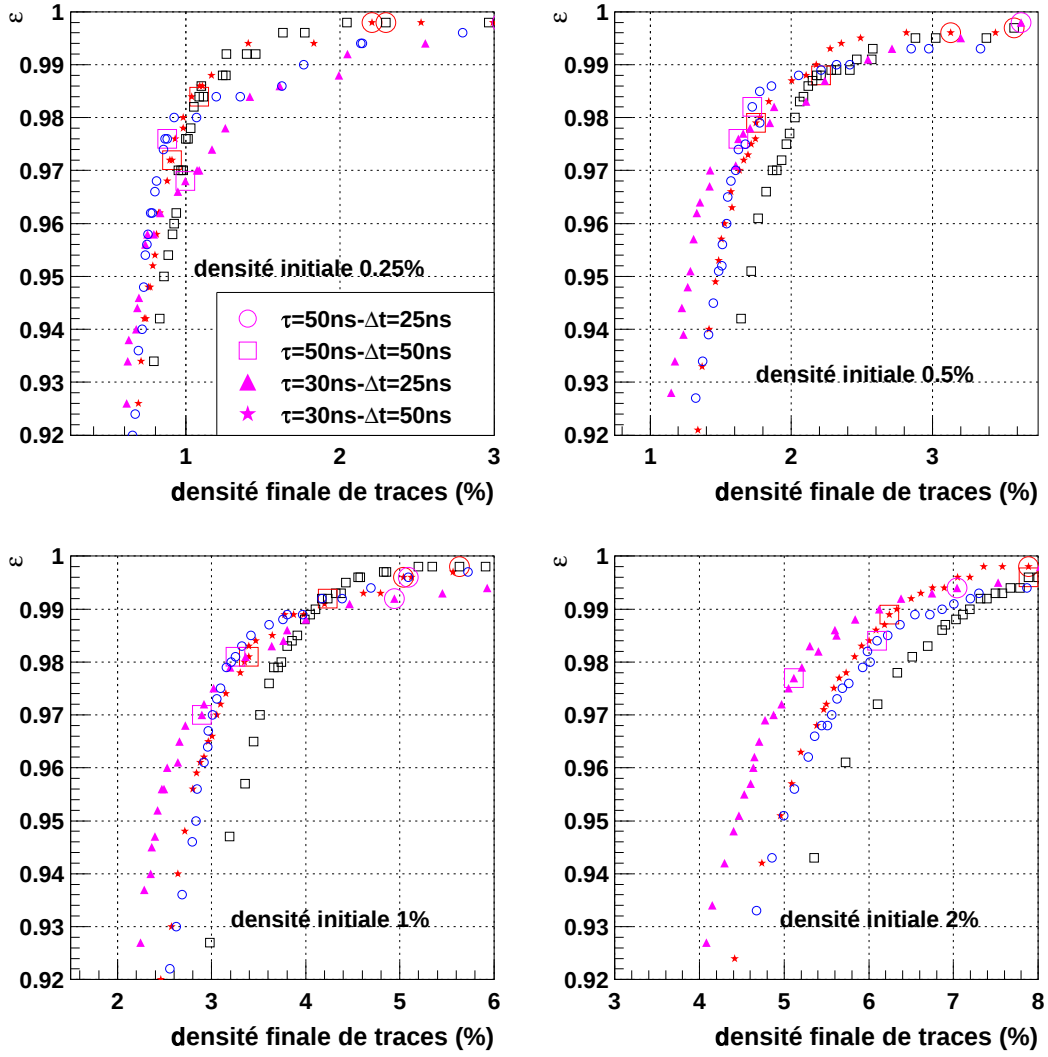


FIG. 5.12: Influence de la densité de traces initiale sur les performances des méthodes avec des traces perpendiculaires et un signal de 30000 électrons.

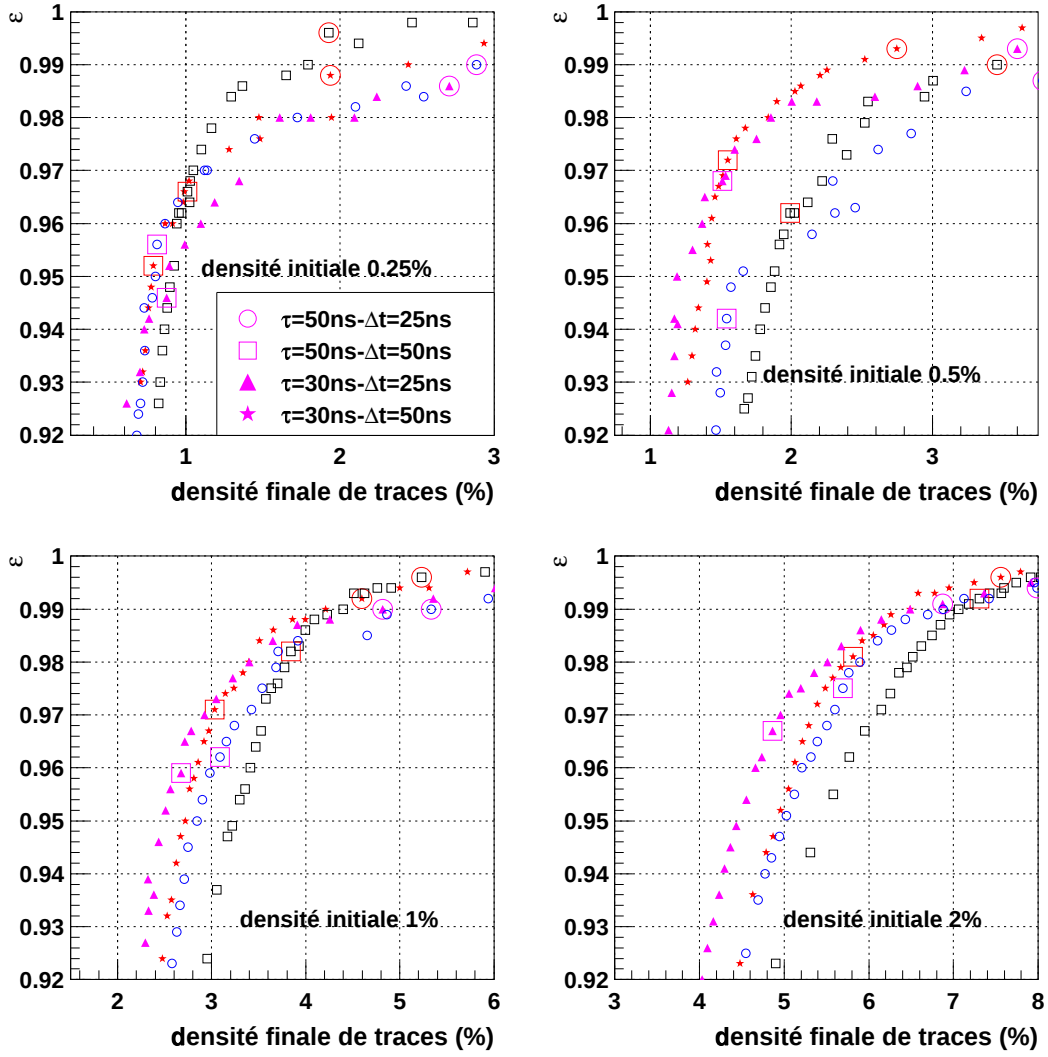
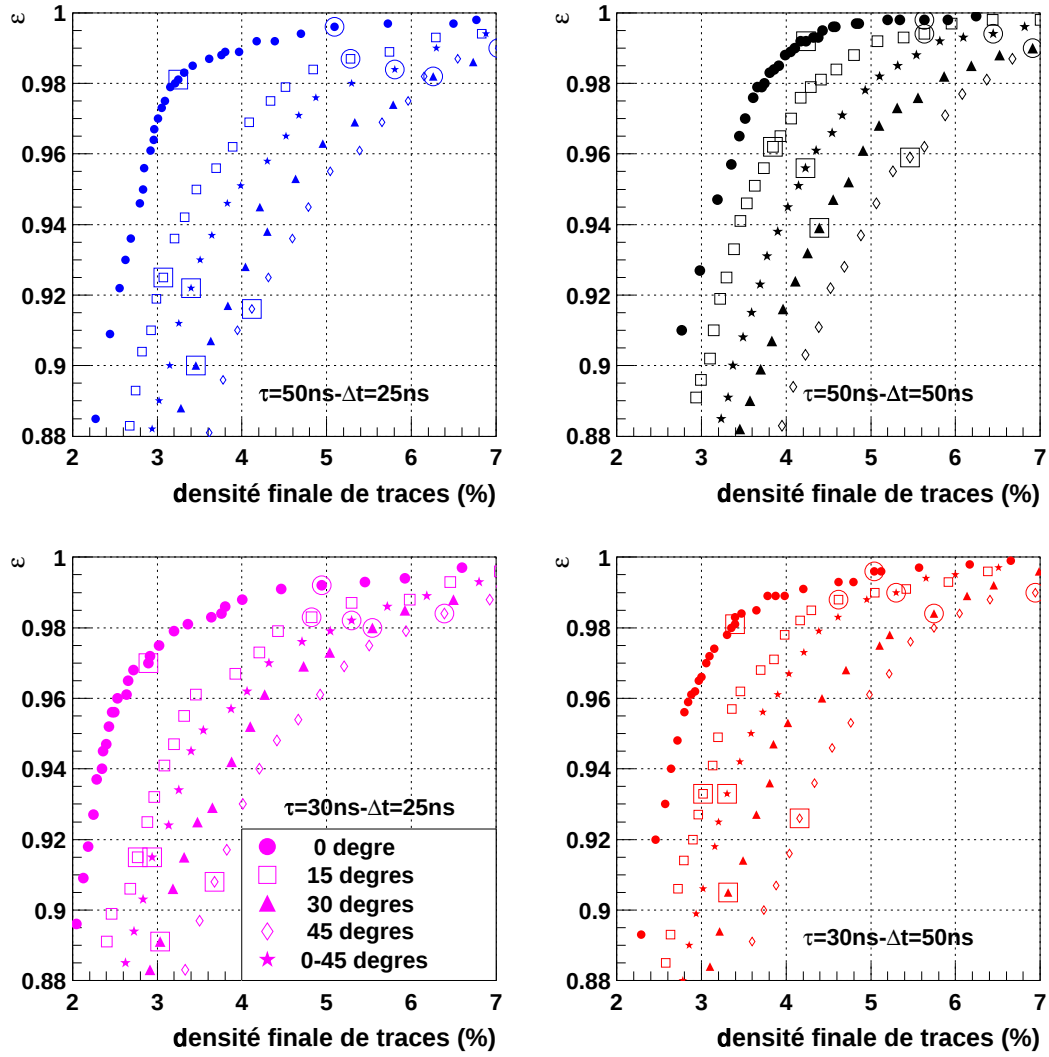


FIG. 5.13: Influence de la densité de traces initiale sur les performances des méthodes pour des traces perpendiculaires et un signal de 24000 électrons.



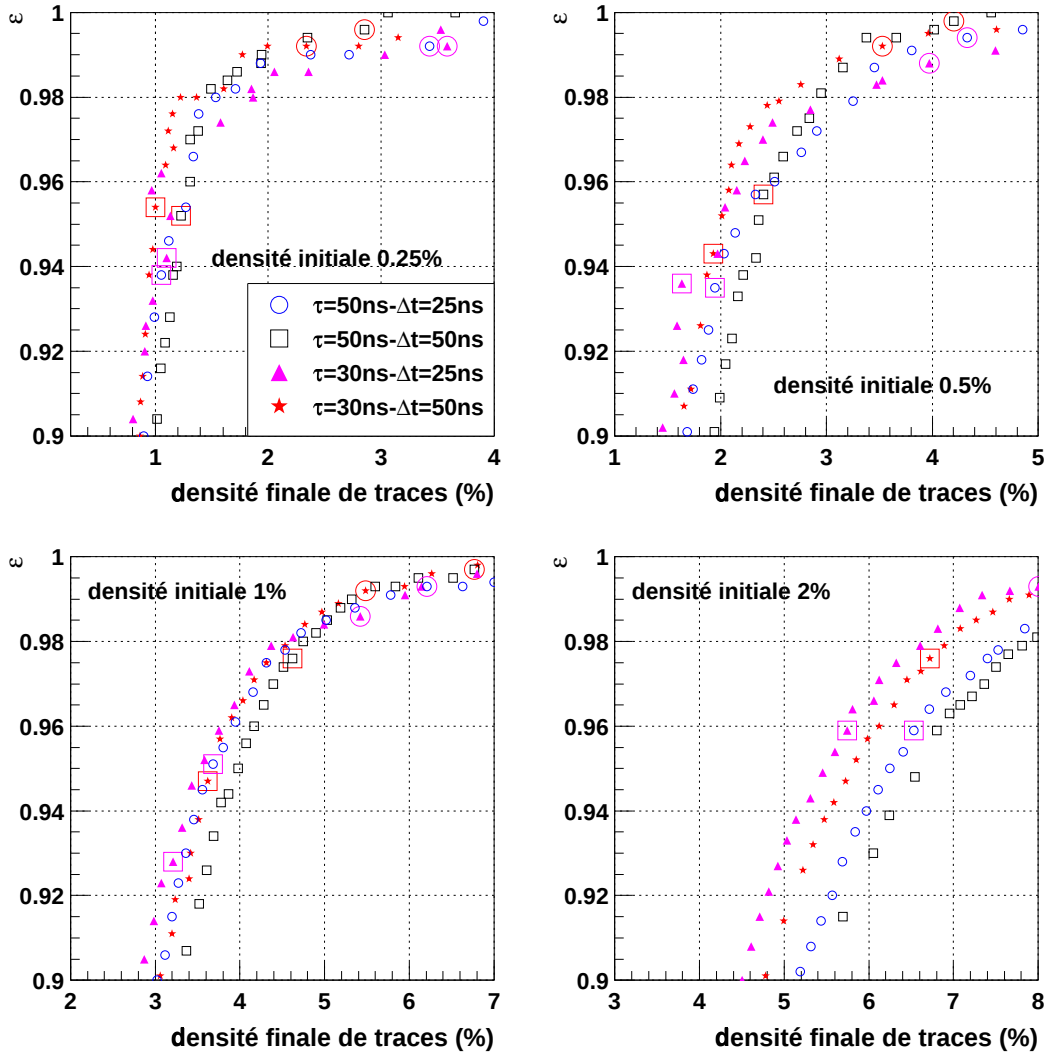


FIG. 5.15: Influence de la densité de traces initiale sur les performances des méthodes pour des traces ayant un angle compris entre 0^0 et 45^0 et un signal de 19500 électrons.

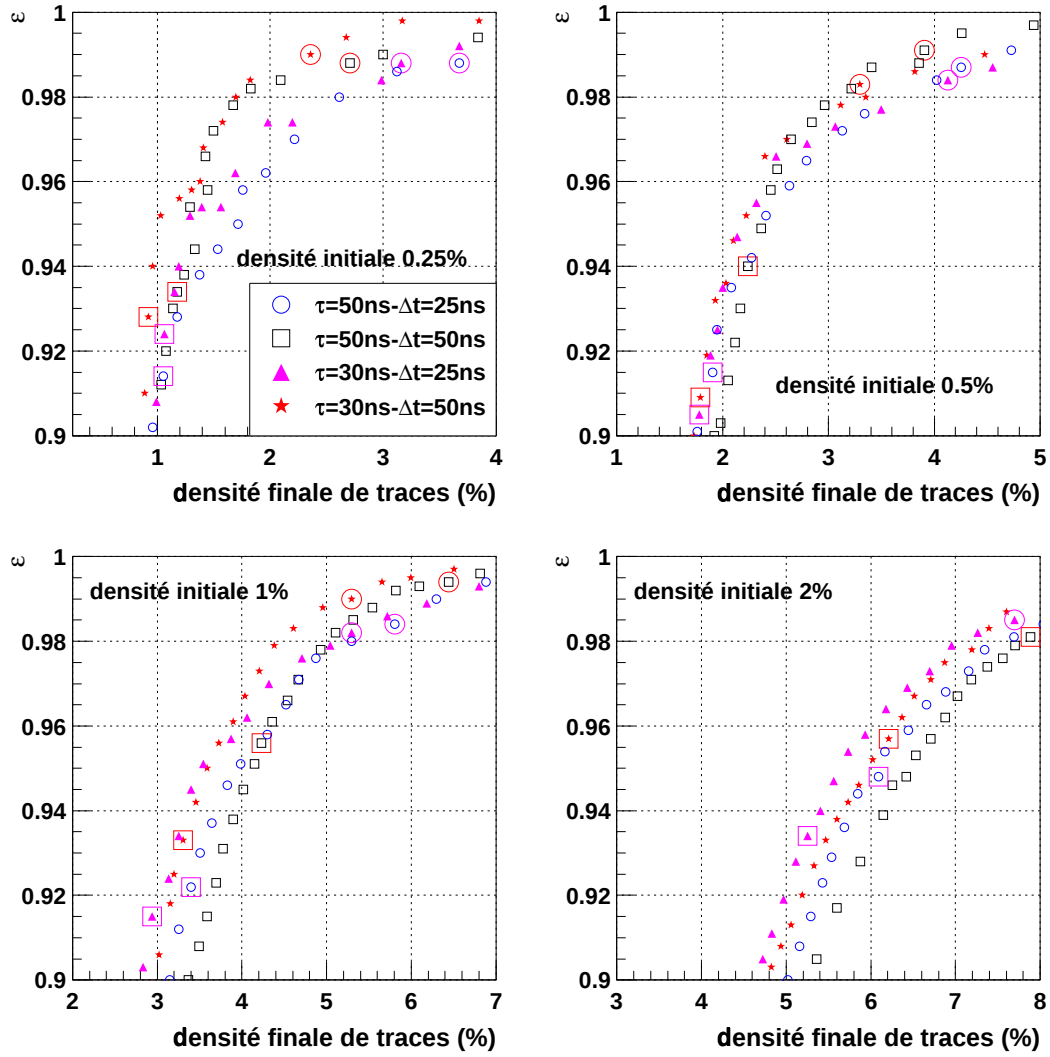


FIG. 5.16: Influence de la densité de traces initiale sur les performances des méthodes pour des traces ayant un angle compris entre 0^0 et 45^0 et un signal de 17000 électrons.

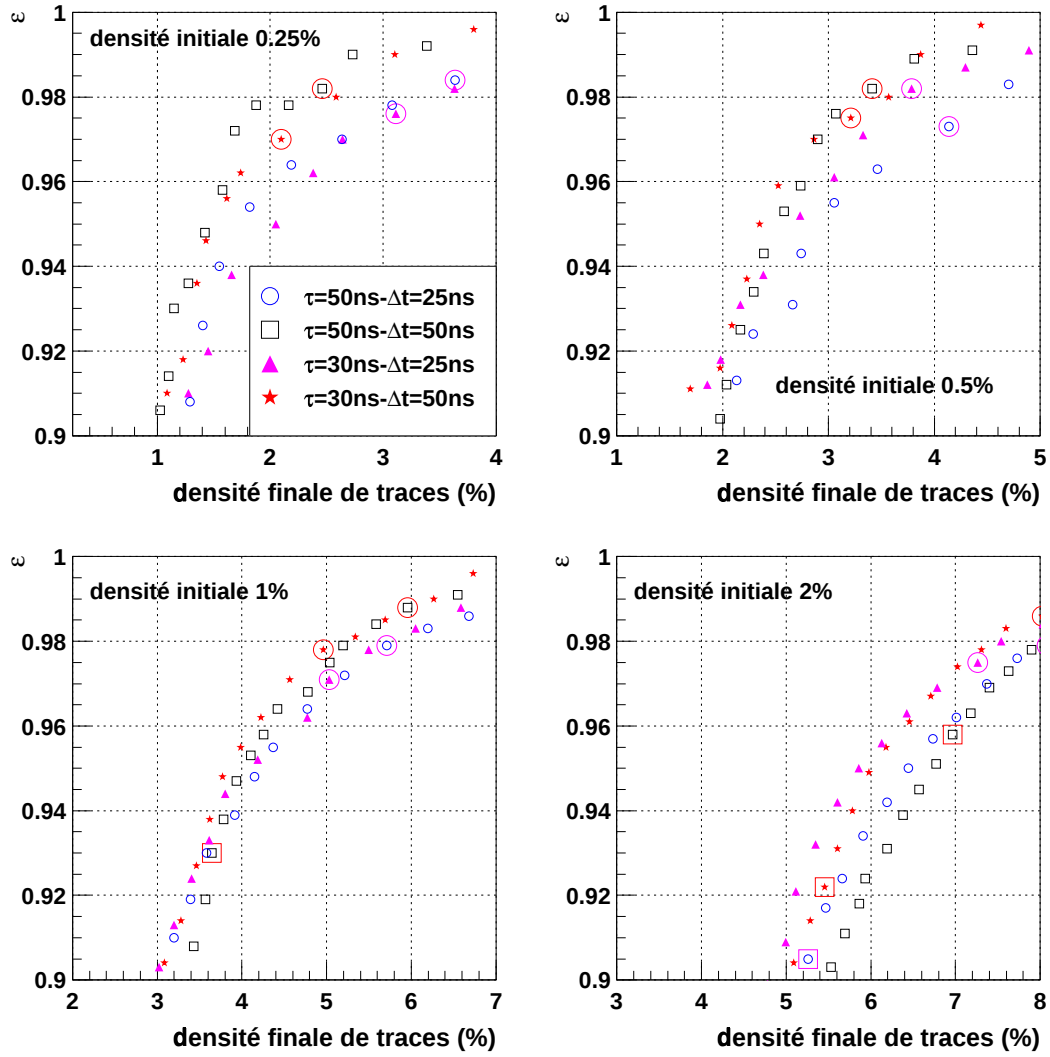


FIG. 5.17: Influence de la densité de traces initiale sur les performances des méthodes pour des traces ayant un angle compris entre 0° et 45° et un signal de 14000 électrons.

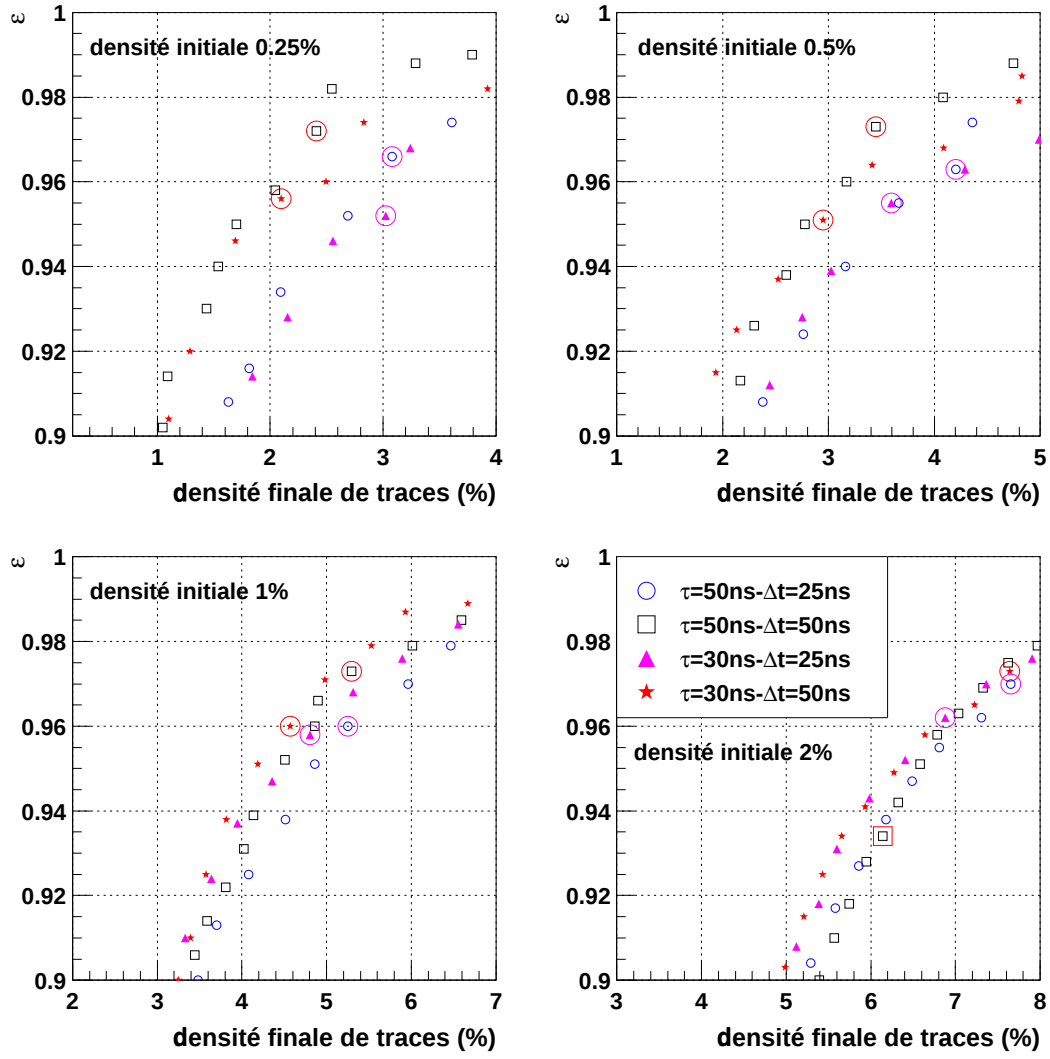


FIG. 5.18: Influence de la densité de traces initiale sur les performances des méthodes pour des traces ayant un angle compris entre 0^0 et 45^0 et un signal de 12000 électrons.

Chapitre 6.

Tests de détecteurs à micropistes lus par des circuits APVD

6.1 Introduction: présentation du circuit APVD

Le circuit APVD dédié à la lecture des détecteurs micropistes au silicium de CMS a été développé autour de l'algorithme de déconvolution pour le traitement du signal de ces détecteurs. Il est fabriqué dans la technologie résistante aux radiations DMILL.

Le circuit est composé de 128 voies analogiques identiques. Des protections ESD¹ réduites au tiers de leur taille standard ont été ajoutées sur les plots d'entrées. Pour chaque voie le signal de charge est transformé en un échelon de tension par un préamplificateur de charge puis mis en forme avec un temps de montée de 50 ns. A la sortie de cet étage le signal est échantillonné à une fréquence de 40 MHz et les échantillons sont stockés dans une mémoire analogique (ADB) de 160 cellules. Si un événement est sélectionné, alors un signal T1 de premier niveau de déclenchement est envoyé à l'APVD et les cellules correspondant à cet événement sont lues par le processeur analogique (APSP) qui traite les informations analogiques. Le processeur possède deux modes de fonctionnement. En mode pic, seule la cellule correspondante à la valeur maximale du signal à la sortie du circuit de mise en forme est lue. En mode déconvolution, trois cellules consécutives sont lues par le processeur et traitées par l'algorithme de déconvolution.

Les valeurs analogiques à la sortie du processeur sont multiplexées à 20 MHz sur une seule sortie série. Ce système de multiplexage s'effectue en plusieurs étapes en regroupant les voies par lot de quatre. Dans la trame de sortie les pistes ne sont donc plus ordonnées.

Sur la figure 6.1 on peut voir les différents blocs intégrés pour le contrôle du circuit. Le bloc de polarisation permet de générer les tensions et les courants nécessaires au fonctionnement des différents étages de conditionnement du signal. Le bloc de génération d'impulsion permet de générer un signal à l'entrée des 128 préamplificateurs pour le test de la chaîne analogique. Le bloc de contrôle de la mémoire analogique gère l'écriture et la lecture des cellules de l'ADB. Le dernier bloc permet de contrôler le processeur analogique et de communiquer avec le monde extérieur par l'intermédiaire du protocole I2C².

1. Electro-Static Discharge
2. Inter-Integrated Circuit

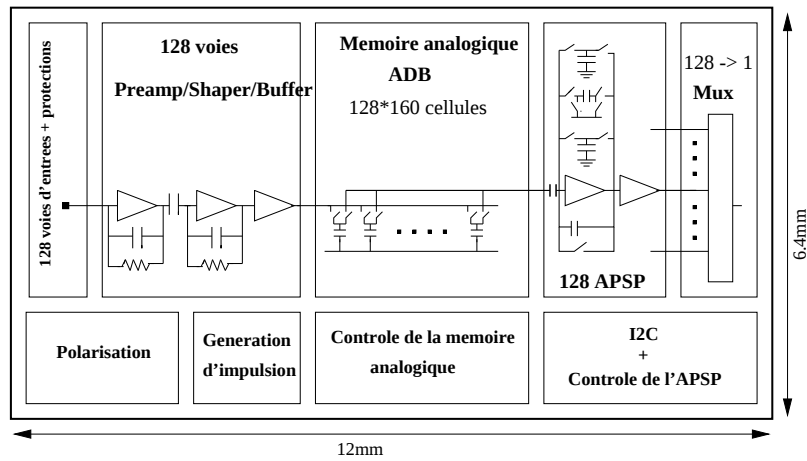


FIG. 6.1: *Vue schématique du circuit APVD.*

La figure 6.2 montre la forme des données telles qu'elles sont fournies à la sortie du circuit. La trame de sortie se compose de trois parties. La première est un ensemble de quatre bits qui indiquent la présence d'une erreur. Ensuite viennent huit bits qui définissent l'adresse de la colonne de la mémoire analogique qui stocke les 128 échantillons que l'on veut lire. La troisième partie est une succession des 128 niveaux analogiques représentant toutes les voies du circuit.

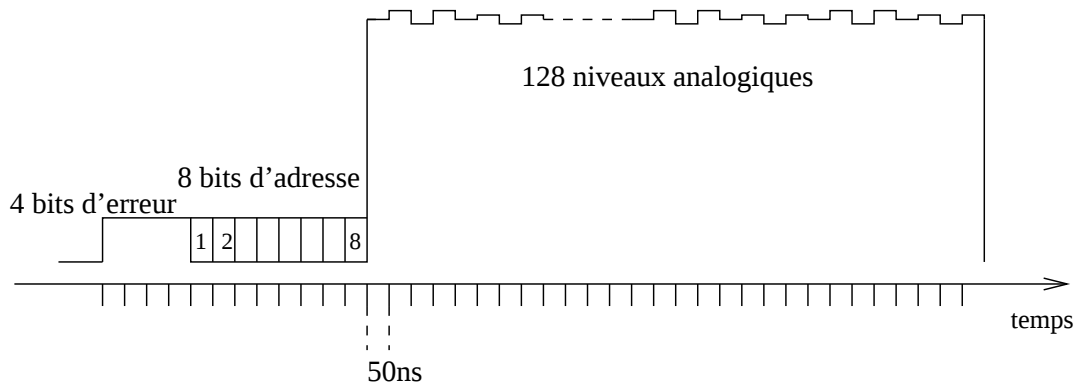


FIG. 6.2: *Trame de sortie du circuit APVD.*

En septembre 1998 deux détecteurs micropistes au silicium et un détecteur MSGC lus par des circuit APVD ont été testés en faisceau au CERN.

Le dispositif expérimental est décrit dans la section 2, la section 3 détaille la procédure d'analyse qui a été utilisée. Enfin les deux dernières sections donnent les résultats obtenus avec les détecteurs silicium et MSGC.

6.2 Dispositif expérimental

Ces tests ont été effectués auprès de l'accélérateur PS du CERN qui délivrait un faisceau de pions au minimum d'ionisation d'énergie 200 GeV/c.

6.2.1 Le détecteur MSGC

Le substrat utilisé est en verre D263 de 300 μm d'épaisseur sur lequel sont lithographiées des pistes en aluminium. Il est de forme trapézoïdale et sa géométrie correspond à celle des détecteurs utilisés pour les tests MF1 de CMS (Milestone Forward 1) [29]. La gravure a été effectuée par la société Optimask³.

La mécanique est de type fermée, c'est à dire que les extrémités du substrat, et donc les zones d'alimentation haute tension et de lecture des anodes ne sont pas dans l'enceinte gazeuse mais à l'air.

Une plaque de dural sur laquelle est collée le substrat sert de support mécanique. Le dural est un alliage composé d'aluminium, de cuivre et de magnésium. Un premier cadre sur lequel est tendue une feuille d'aluminium de 20 μm d'épaisseur sert de plan de dérive. Un deuxième cadre est utilisé pour fermer le détecteur. Deux feuilles, l'une en kapton cuivré et l'autre en mylar aluminisé ferment hermétiquement l'enceinte gazeuse.

Les différentes pièces de supports mécaniques sont collées avec de la colle 505 de la société Epotechny⁴. Le collage du substrat et l'étanchéité ont été effectués avec une colle isolante qui polymérise à froid (E302).

Un seul circuit (APVD-6) a été connecté à cette chambre (figure 6.3). De manière à protéger ce circuit en cas de décharges à l'intérieur de la chambre nous avons utilisé un adaptateur de pas dont chaque piste possède par une résistance de 400 Ω .

Les connexions entre le circuit et l'adaptateur, et celles entre l'adaptateur et le détecteur, sont réalisées par micro-soudures à ultrasons.

6.2.2 Les détecteurs micropistes silicium

Les deux détecteurs silicium utilisés pour ces tests sont identiques. Ce sont des détecteurs micropistes simples faces à couplage capacitif. Ils sont composés de 64 pistes de lectures de 5 cm de long, espacées de 50 μm . Une piste intermédiaire est présente entre deux pistes de lecture.

Les détecteurs sont directement collés sur les cartes électroniques supportant les puces. Les 64 pistes sont connectées aux entrées centrales des circuits par micro-soudures à ultrasons.

3. Société OPTIMASK: Morangis, France

4. Société Epotechny: Vélizy, France

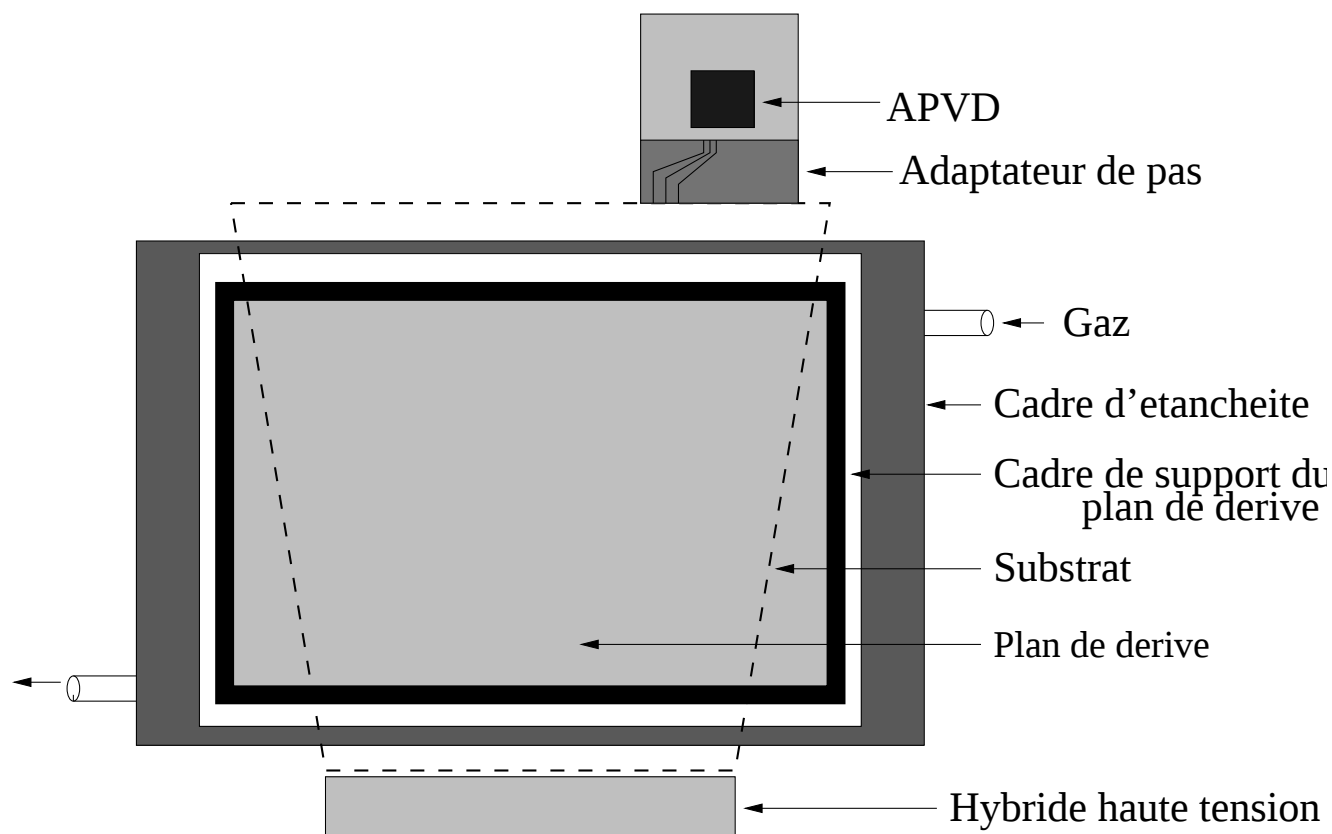


FIG. 6.3: Mécanique du détecteur MSGC utilisé.

6.2.3 Le banc de test

a) Le télescope

La figure 6.4 montre la géométrie du banc de test. Il est constitué de huit détecteurs micropistes au silicium simples faces servant de référence. Quatre de ces détecteurs sont orientés suivant l'axe X et quatre suivant l'axe Y. Ceci permet d'obtenir quatre points dans l'espace et donc de reconstruire les trajectoires des particules.

Un système de scintillateurs équipés de photomultiplicateurs est utilisé pour le déclenchement.

b) L'acquisition

Le fonctionnement du système d'acquisition est décrit dans la référence [43]. Nous décrivons uniquement les parties spécifiques à la lecture de l'APVD. La figure 6.5 montre les cartes électroniques nécessaires à la lecture d'un APVD ainsi que le chemin des principaux signaux.

Le séquenceur utilisé (SEQSI pour Sequencer for use in Silicon readout Investigation) est un générateur de données multi-voies qui peut être utilisé pour fournir des signaux de contrôle et de lecture des circuits électroniques. Dans notre application il distribue l'horloge à 40 MHz aux autres cartes et envoie un signal T1 après réception d'un signal de déclenchement provenant des scintillateurs.

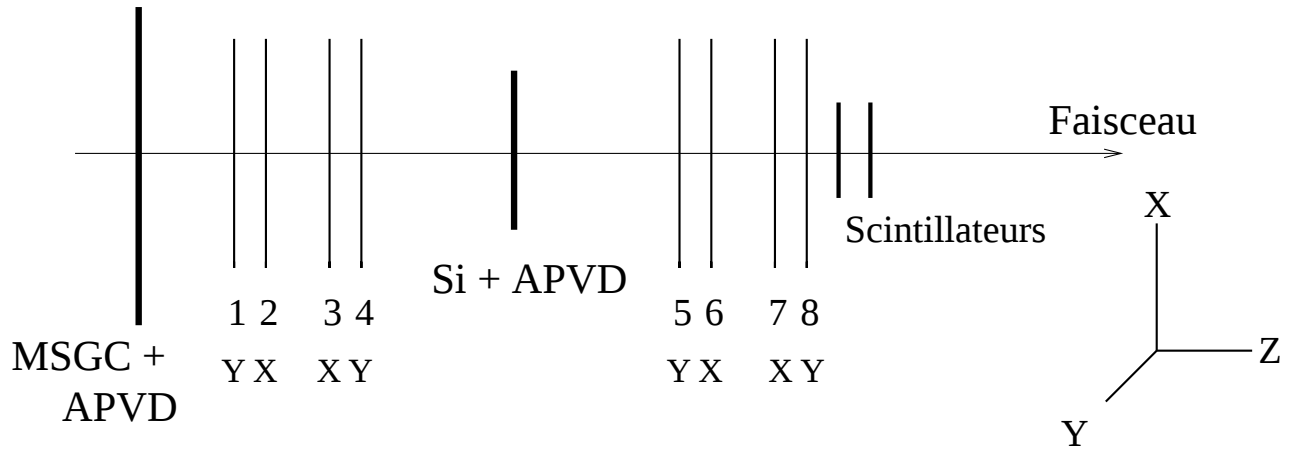


FIG. 6.4: Géométrie du banc de tests, les détecteurs de références sont numérotés de 1 à 8, les pistes des numéros 2,3,6 et 7 sont orientées suivant l'axe X et celles des numéros 1,4,5 et 8 sont orientées suivant l'axe Y.

Les convertisseurs analogiques numériques (ADC) sont des Sirocos (Silicon strip Read Out Camac COntrollers) développés au LEPSI⁵. La fréquence d'échantillonnage de celui utilisé pour convertir les données provenant de l'APVD étant de 40 MHz, les signaux de chaque piste sont échantillonnés deux fois.

Un convertisseur temps-numérique (TDC) est utilisé pour mesurer le temps entre l'arrivée d'un signal de déclenchement et le front montant de l'horloge. Cette information permet de connaître le temps de passage de la particule à l'intérieur d'un cycle d'horloge.

Le module I2C permet de contrôler et de configurer avec le circuit, il permet en particulier de sélectionner le mode de fonctionnement et de choisir les valeurs des polarisations du circuit.

5. Laboratoire d'Electronique et de Physique des Systèmes Instrumentaux, Strasbourg

Le calcul des piédestaux est effectué dans un premier temps en prenant la moyenne arithmétique des données brutes $ADC_{i,k}$ sur un nombre N_1 d'événements:

$$P_i = \frac{1}{N_1} \sum_{k=1}^{N_1} ADC_{i,k} \quad (6.2)$$

Pour une piste donnée i le bruit est supposé gaussien et peut donc être calculé comme la moyenne quadratique de la distribution $S_{i,k}$ cumulé sur un nombre N_2 d'événements. Une première estimation du bruit de chaque piste avant soustraction du mode commun est obtenu en calculant:

$$B_i^2 = \frac{1}{N_2} \sum_{k=1}^{N_2} (ADC_{i,k} - P_i)^2 \quad (6.3)$$

Le calcul du déplacement commun de la ligne de base $CM_{groupe,k}$ s'effectue à chaque événement en deux étapes. Pour un groupe de pistes on calcule la moyenne de la distribution $(ADC_{i,k} - P_i)$, on obtient alors une valeur préliminaire CM_{temp} de ce déplacement commun. Ensuite on calcule la moyenne de la distribution $(ADC_{i,k} - P_i)$ restreinte aux seuls canaux i qui n'ont pas reçu de signal, c'est à dire pour lesquels:

$$ADC_{i,k} - P_i - CM_{temp} < 3B_i \quad (6.4)$$

La hauteur d'impulsion est alors donnée par:

$$S_{i,k} = ADC_{i,k} - P_i - CM_{groupe,k} \quad (6.5)$$

elle est la somme du signal et du bruit.

Enfin on détermine les vraies valeurs du bruit et du piédestal de chaque piste en effectuant un ajustement avec une gaussienne sur la distribution $S_{i,k}$ pour N_3 événements, l'écart quadratique de cet ajustement donne le bruit de la piste et la moyenne donne la nouvelle valeur du piédestal (figure 6.6).

6.3.2 Formation et position des amas

Un amas est un groupe de pistes adjacentes ayant reçues du signal généré par le passage d'une particule.

a) Formation

La méthode de formation des amas est différentes de celle utilisée au chapitre 5 pour l'étude du traitement du signal des MSGC.

Maintenant, pour former les amas on recherche d'abord une piste pour laquelle le rapport signal sur bruit est supérieur à un certain seuil T_1 . Si pour plusieurs pistes voisines, le S/B est supérieur à T_1 , on choisit la piste avec le meilleur S/B. Cette piste est dite racine. L'amas de pistes est alors construit avec cette piste racine et toutes les pistes voisines pour lesquelles le S/B est supérieur à un second seuil T_2 (avec $T_2 < T_1$). De plus le nombre de pistes présentes dans un amas est limité à T_a .

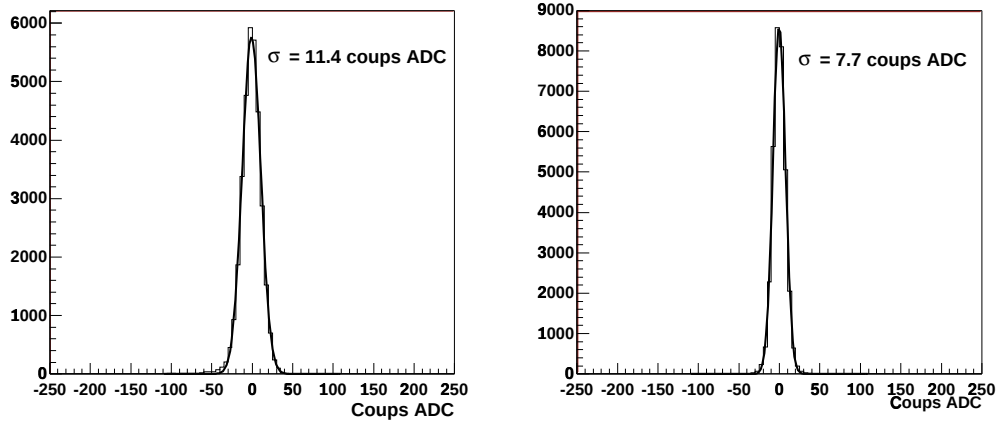


FIG. 6.6: *Distributions des hauteurs d'impulsion $S_{i,k}$ après soustraction des piédestaux et du déplacement commun de la ligne de base pour deux pistes du circuit APVD-6, les écarts types des ajustements à une gaussienne de ces distributions donnent le bruit de chaque piste B_i .*

b) Calcul de la position

Pour estimer la position d'un amas on calcule son centre de gravité. Sa position dans le plan d'un détecteur est donnée par :

$$u_{amas} = \frac{\sum_{i \in amas} S_{i,k} \times u_i}{\sum_{i \in amas} S_{i,k}} \quad (6.6)$$

où $S_{i,k}$ est la hauteur d'impulsion et u_i la coordonnée suivant l'axe u dans le plan du détecteur de la piste numéro i .

6.3.3 Alignement du télescope et reconstruction des traces

a) Nombre de paramètres libres

En général, pour un solide il y a 6 paramètres de désalignements, 3 translations et 3 angles de rotation. L'influence des différents désalignements dépend des détecteurs et de la géométrie des traces. L'énergie des pions issus du faisceau étant de 200 GeV/c, on peut négliger la diffusion multiple et considérer les traces comme des droites perpendiculaires à la surface des détecteurs. Seuls les mouvements dans le plan perpendiculaire au faisceau ont une influence sur l'alignement. Le nombre de paramètres de désalignements se réduit donc à deux : une translation dans la direction perpendiculaire aux pistes et un angle de rotation dans le plan.

b) Reconstruction des traces

Les traces sont donc des droites d'équation:

$$U = a + bz \quad (6.7)$$

les coefficients a et b de chaque droite sont obtenus en minimisant la quantité [44]:

$$\chi^2 = \sum_p \left(\frac{u_{p,h_p} - a - bz_p}{\sigma_p} \right)^2 \quad (6.8)$$

où u_{p,h_p} est la position de l'amas h_p sur le détecteur p , z_p la position de ce plan sur l'axe z et σ_p sa résolution spatiale.

c) Alignement du télescope

Pour aligner les détecteurs de références on considère quatre plans comme fixes (les numéros 1, 2, 5 et 6), et les quatre autres (3, 4, 7 et 8) comme étant à aligner. Pour cela on forme une droite avec les quatre plans fixes, et pour chaque plan p à aligner on considère un ajustement à cette ligne droite:

$$u_{res} = u_p + \alpha_p v_{rec} \quad (6.9)$$

où α_p est la rotation, u_p est le déplacement dans la direction perpendiculaire aux pistes, et v_{rec} l'ordonnée du point d'impact dans le repère du plan à aligner. De plus on a défini le résidu u_{res} comme la différence entre la position de l'amas mesuré sur le plan p et la position de passage de la particule extrapolée avec la droite:

$$u_{res} = u_{p,h_p} - u_{p,rec} \quad (6.10)$$

avec $u_{p,rec} = a + bz_p$ où z_p est la position du détecteur p le long du faisceau.

En appliquant la méthode des moindres carrés, la quantité à minimiser est:

$$\chi^2 = \sum_{k \text{ evts}} (u_{res} - u_p - \alpha_p v_{rec})^2 \quad (6.11)$$

ce qui permet de calculer les paramètres d'alignement u_p et α_p (figure 6.7) [45].

L'alignement se fait de manière itérative. On calcule les paramètres d'alignement sur un nombre k d'événements puis on corrige la position des détecteurs. On recalcule ensuite les paramètres d'alignement sur un même nombre k d'événements. La procédure est répétée jusqu'à ce que les paramètres u_p et α_p soient suffisamment petits. La figure 6.8 montre les résultats de l'alignement pour les détecteurs de références.

Une fois les détecteurs de références alignés on utilise l'information provenant des huit plans pour reconstruire les traces.

En général on retient une trace si elle satisfait les critères suivants:

- les 8 détecteurs sont utilisés dans le calcul de la trace
- le χ^2 de la trace est inférieur à un seuil W_{χ^2}

Après avoir reconstruit les traces, un événement est accepté si une seule trace a été reconstruite. De plus dans le cas des tests avec détecteurs silicium, ceux-ci étant plus petit que la taille des scintillateurs l'événement est conservé si la trajectoire de la particule traverse le détecteur sous test.

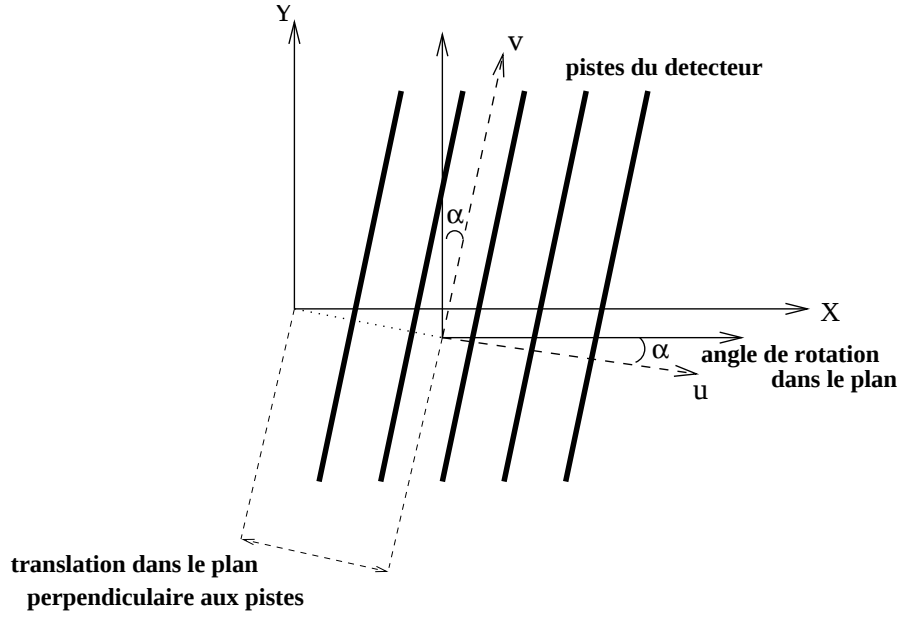


FIG. 6.7: *Principes de l'alignement des détecteurs.*

d) Alignement des détecteurs sous test

L'alignement des détecteurs sous test est effectué selon la même procédure itérative que pour les détecteurs de références.

6.3.4 Résolution

Le résidu u_{res} défini par l'équation 6.10 est la différence de deux quantités. La largeur $\sigma_{res,p}$ de sa distribution pour le détecteur p est donnée par:

$$\sigma_{res,p}^2 = \sigma_p^2 + \sigma_{rec}^2 \quad (6.12)$$

où σ_p est la résolution intrinsèque du détecteur et σ_{rec} l'erreur sur le point d'impact reconstruit. Avec la loi de propagation des erreurs on peut calculer σ_{rec} :

$$\sigma_{rec}^2 = \sigma_a^2 + 2 \text{cov}(a, b) z + \sigma_b^2 z_p^2 \quad (6.13)$$

où σ_a et σ_b sont les erreurs sur les paramètres a et b de la droite reconstruite.

La résolution spatiale du détecteur sous test est alors donnée par:

$$\sigma_p^2 = \sigma_{res,p}^2 - \sigma_{rec}^2 \quad (6.14)$$

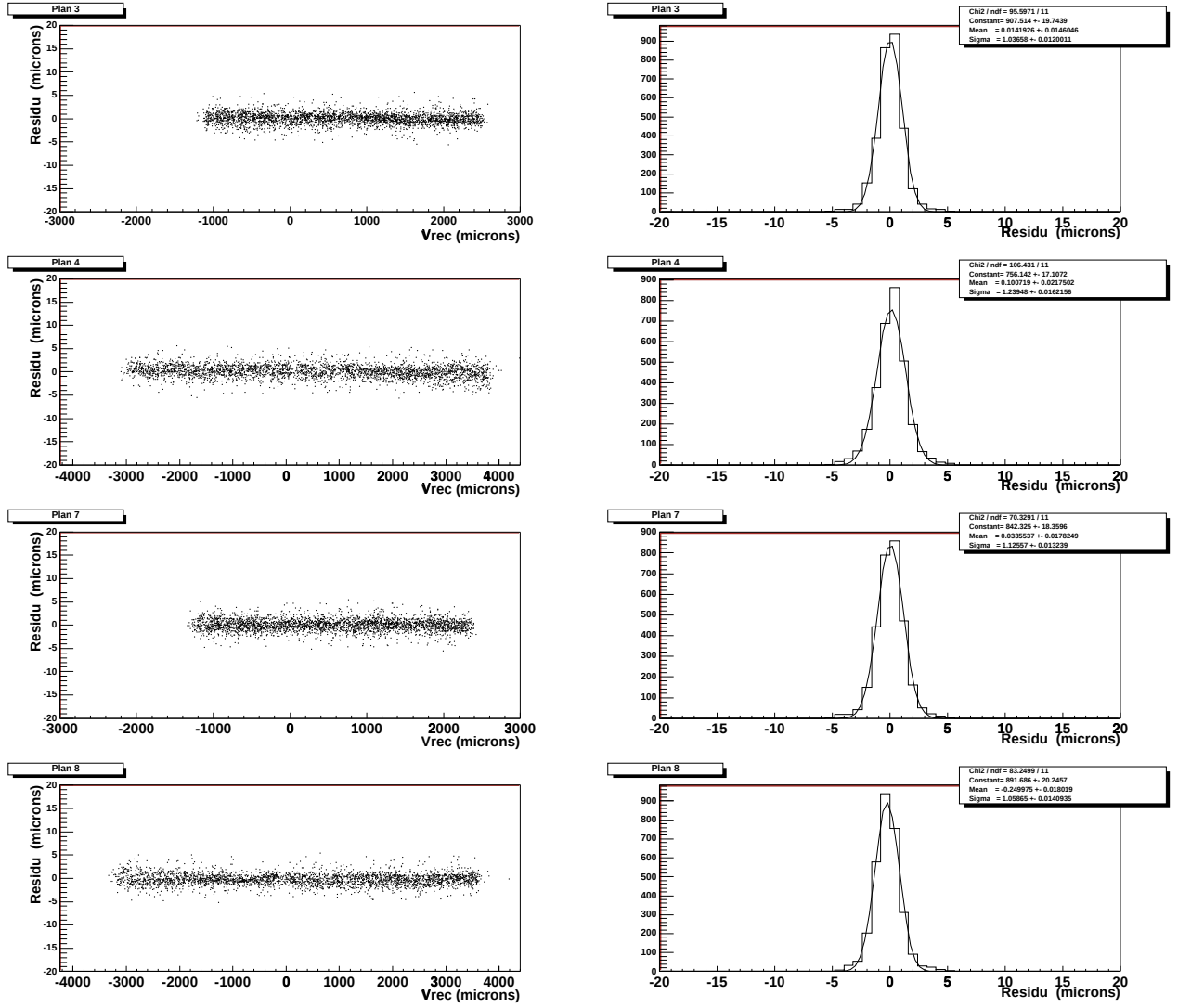


FIG. 6.8: Résultats de l'alignement des détecteurs de références.

6.4 APVD couplés à des détecteurs à micropistes au silicium

6.4.1 Introduction

Deux circuits (nommés APVD-3 et APVD-9) couplés à des détecteurs à micropistes au silicium ont été testés. Des mesures ont été effectuées en mode pic et en mode déconvolution. Le tableau 6.1 donne les valeurs des polarisations des différents étages des circuits qui ont été appliquées pendant ces tests. Le circuit APVD-9 a été testé en mode pic avec les polarisations a, et en mode déconvolution avec les polarisations a et b.

Les valeurs des tensions de contre réaction du préamplificateur (VPRE) et de l'étage de mise en forme (VSHA) ne sont connues qu'avec une précision de ± 0.1 V. Cette imprécision est due à une erreur lors de la micro-soudure des plots de lecture des tensions qui empêche la mesure des valeurs VSHA et VPRE réelles appliquées aux circuits.

La sortie analogique de l'APVD est multiplexée à 20 MHz et la numérisation par l'ADC se fait à 40 MHz, chaque voie d'un circuit est donc numérisée deux fois. Pour l'analyse des données nous avons utilisé uniquement le premier de ces deux échantillons car le réglage en temps étant imparfait le second échantillon était bruyant. La figure 6.9.a montre la trame de sortie du circuit obtenue en utilisant le système de calibration interne sur deux groupes de 16 voies chacun. La figure 6.9.b montre les 128 voies de sortie que l'on obtient après sélection des canaux ADC et réarrangement des voies électroniques.

Circuits	IPRE (μ A)	ISHA (μ A)	IPSP (μ A)	ISFB (μ A)	VPRE (V)	VSHA (V)
APVD-3	224	114	53	42	~ -1	~ 0
APVD-9						
polarisations a	200	83	49	49	~ -1	~ 0
polarisations b	260	108	63	53	~ -1	~ 0

TAB. 6.1: Valeurs des polarisations utilisées pour alimenter les circuits durant les tests. Le circuit APVD-9 a été testé en mode pic avec la série de polarisations a, et en mode déconvolution avec les séries de polarisations a et b.

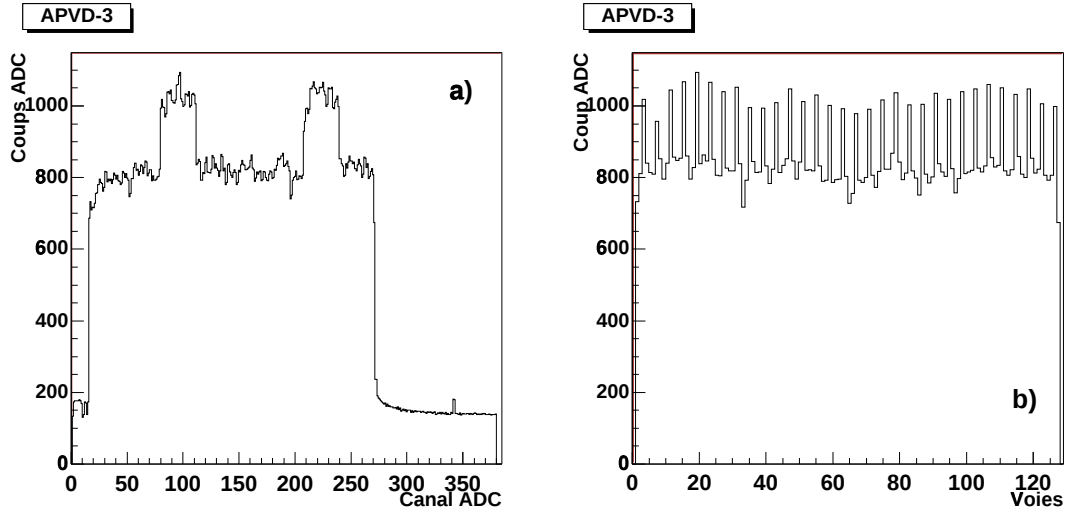


FIG. 6.9: Trame de sortie du circuit APVD en mode pic lorsque le système de calibration injecte un signal sur deux groupes (a) et niveaux des 128 voies correspondantes après sélection des canaux ADC et arrangement des voies électroniques (b).

6.4.2 Etude en mode pic

Cette section donne les résultats des tests obtenus avec les circuits fonctionnant en mode pic. Les coupures utilisées pour cette analyse sont résumées dans le tableau 6.2.

a) Calibration de la chaîne

Pour une particule au minimum d'ionisation qui traverse $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur de silicium la valeur la plus probable de la charge déposée est $4\ \text{fC}$ soit 25000 électrons [2]. Une fois les amas reconstruits et à l'aide de la distribution des charges déposées dans le détecteur, il est possible de calibrer la chaîne d'acquisition. La figure 6.10 montre cette distribution, la valeur la plus probable est de 113 coups ADC, on a donc $1\ \text{coup ADC} \sim 220\ \text{électrons}$. La précision de cette méthode est d'environ 15%, elle ne permet donc que d'estimer un ordre de grandeur de la charge déposée.

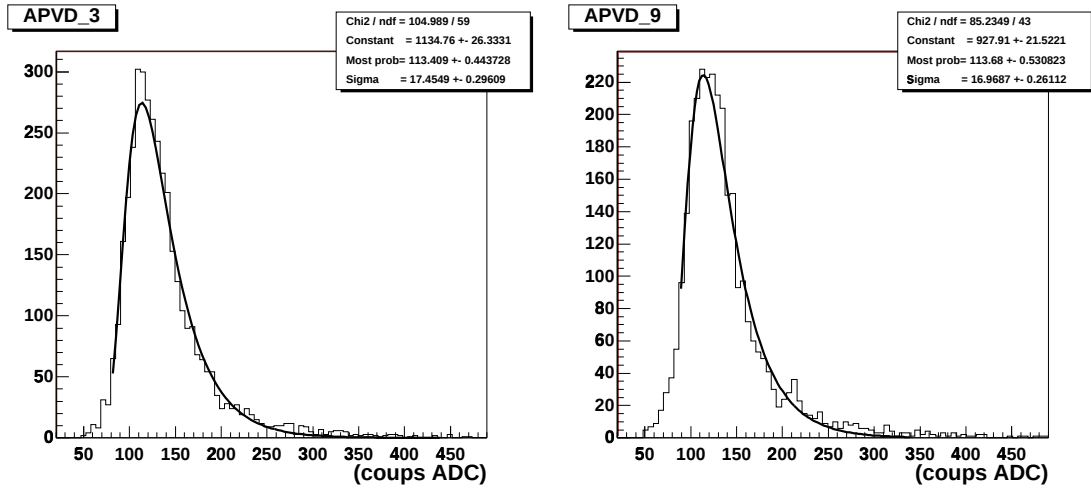


FIG. 6.10: *Distribution de la charge des amas en mode pic.*

b) Bruit et phénomène d'oscillation

La figure 6.11 montre le bruit mesuré sur les circuits APVD en laboratoire c'est à dire sur un banc de caractérisation électronique, sans détecteur connecté. Le bruit moyen dépend de la capacité à l'entrée du circuit et du mode de fonctionnement, on mesure;

505 ± 43 électrons/pF	en mode pic
870 ± 53 électrons/pF	en mode déconvolution

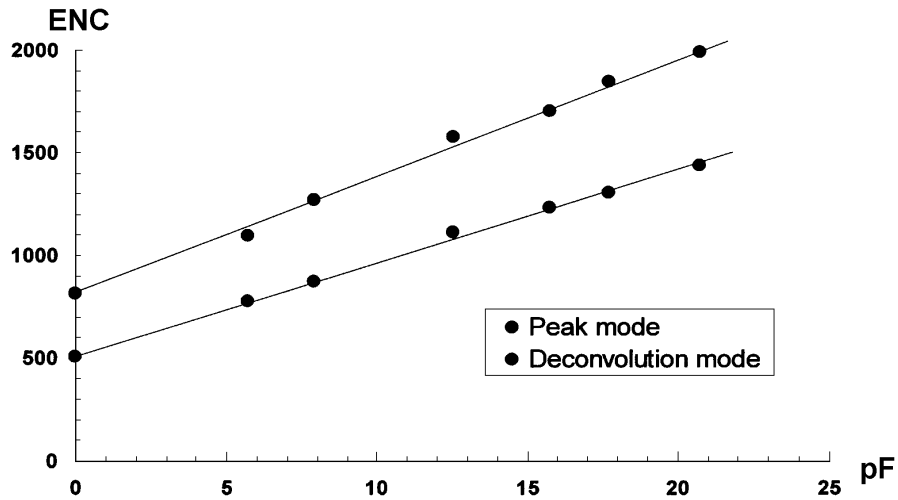


FIG. 6.11: *Bruit du circuit APVD mesuré sur un banc de caractérisation électronique [46].*

Pour les données des tests en faisceau, la soustraction du bruit de mode commun a été effectuée en considérant sur chaque circuit 4 groupes de 32 voies voisines. La figure 6.12 montre la distribution de ce bruit de mode commun pour les 4 groupes. Les écarts types de ces distributions sont de 30 coups ADC, ce qui est très élevé. Ce bruit très important est dû à des phénomènes d'oscillations à l'intérieur du circuit.

Ces oscillations sont une instabilité de la partie analogique du signal de sortie. Elles sont dues à une boucle de réaction à travers une connection de masse trop résistive au niveau des étages de préconditionnement du circuit. Ces oscillations entraînent de grandes fluctuations de la ligne de base d'un événement à l'autre, qui sont en partie traitées comme du bruit de mode commun, mais également des variations plus petites entre chaque piste qui augmentent le bruit. Les oscillations ont une fréquence d'environ 30 MHz, elles apparaissent dès que les courants de polarisations dépassent un certain seuil, et leur amplitude augmente avec ces courants.

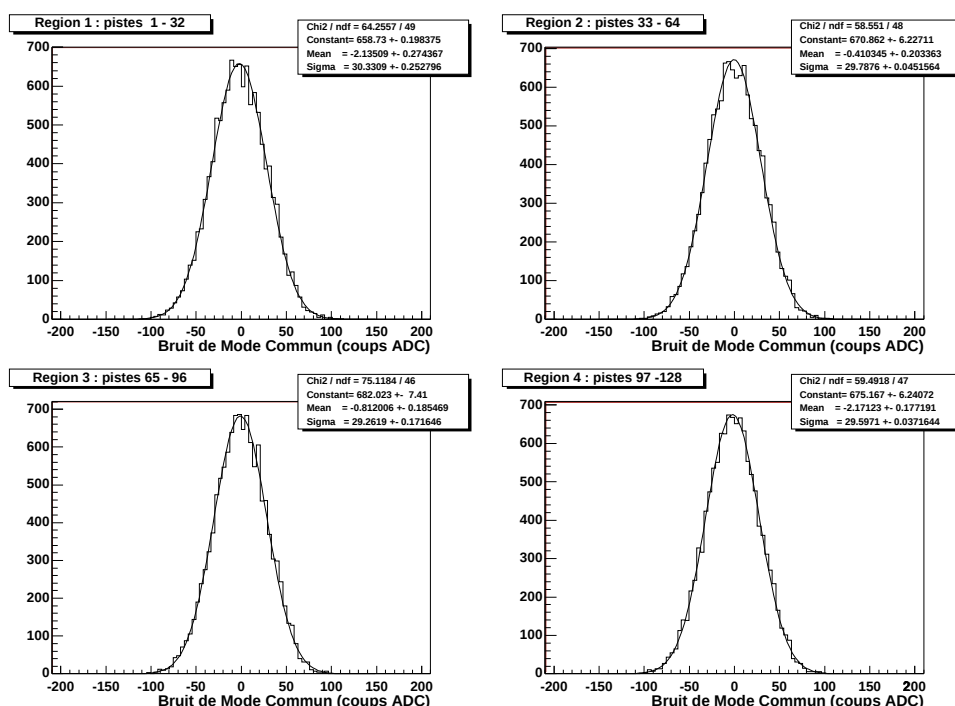


FIG. 6.12: *Bruit de mode commun pour les 4 régions et pour le circuit APVD-3 fonctionnant en mode pic.*

La conséquence de ces oscillations est donc un bruit durant les tests en faisceau important et supérieur aux valeurs mesurées en laboratoire sur l'APVD. La figure 6.13 montre le niveau du bruit de chaque piste pour les deux détecteurs. Il est d'environ 1100 électrons pour les pistes en l'air et d'environ 2000 électrons pour les pistes connectées.

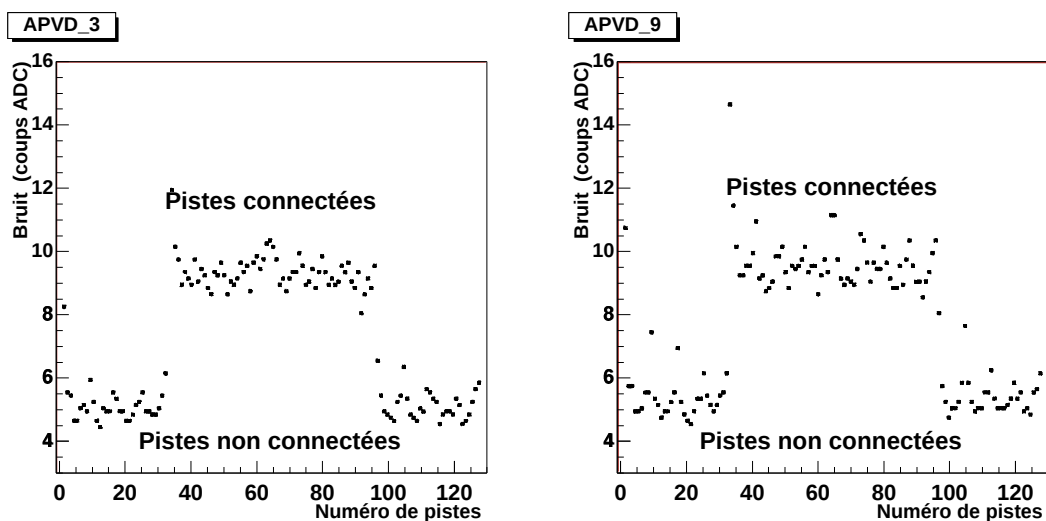


FIG. 6.13: *Bruit sur chaque piste en mode pic.*

Une seconde source de bruit plus faible que les oscillations vient du transport du signal analogique dans un câble de 40 mètres utilisé pour véhiculer les signaux de la zone du faisceau vers notre système d'acquisition. Cet effet de "filtrage" provoque la présence d'une proportion du signal d'une voie sur la voie suivante. Cette atténuation peut être quantifiée grâce à la partie numérique de la trame de sortie du circuit. La figure 6.14 illustre ce phénomène en montrant l'influence d'un niveau haut ou bas d'un bit d'adresse sur le niveau haut ou bas du bit suivant. Les moyennes des distributions du bit numéro 8 sont différentes si le bit numéro 7 est sur un niveau haut ou bas. Mais cette différence (4 coups ADC) est négligeable comparée au bruit généré par les oscillations.

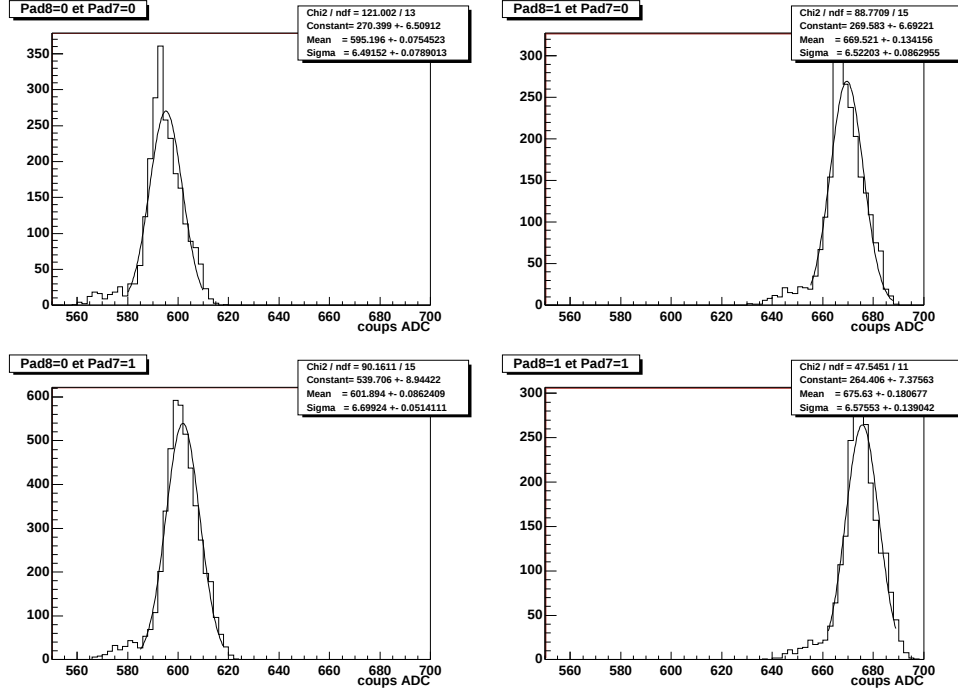


FIG. 6.14: Conséquence de l'atténuation du signal, influence du niveau haut ou bas du bit d'adresse numéro 7 sur le niveau haut ou bas du bit d'adresse numéro 8.

c) Signal sur bruit

Pour exclure les amas qui auraient été générés par du bruit, on reconstruit la position du point d'impact de la particule sur le détecteur sous test, puis on définit une fenêtre de largeur d_f de 40 μm autour de ce point et on rejette les amas qui se trouvent hors de cette fenêtre. Par ailleurs l'information provenant du TDC permet de mesurer le temps de passage des particules avec précision. On effectue donc une mesure de S/B en considérant les traces appartenant à la même tranche de temps de 5ns à l'intérieur d'un coup d'horloge.

Le tableau 6.2 détaille les valeurs des paramètres utilisés pour la sélection des amas des détecteurs sous tests.

Circuits	Piste racine T_1	Pistes voisines T_2	Nombre de pistes dans l'amas T_a	d_f μm	d_e μm
APVD-3	5.	2.8	4	40	100
APVD-9	5.	2.8	4	40	100

TAB. 6.2: Coupures utilisées pour l'analyse des détecteurs sous tests en mode pic.

Dans l'étude avec les détecteurs silicium le rapport S/B est défini par:

$$\frac{S}{B} = \frac{\sum_{i \in \text{amas}} S_{i,k}}{\sigma_{\text{racine}}} = \frac{\text{Charge de l'amas}}{\text{Bruit de la piste racine}} \quad (6.15)$$

La figure 6.15 montre les distributions du S/B obtenues avec les deux détecteurs. Les valeurs les plus probables et donc les rapports signal sur bruit mesurés sont de 12 pour les deux détecteurs. Ces résultats sont inférieurs aux valeurs attendues et la différence s'explique par le bruit des pistes durant les tests.

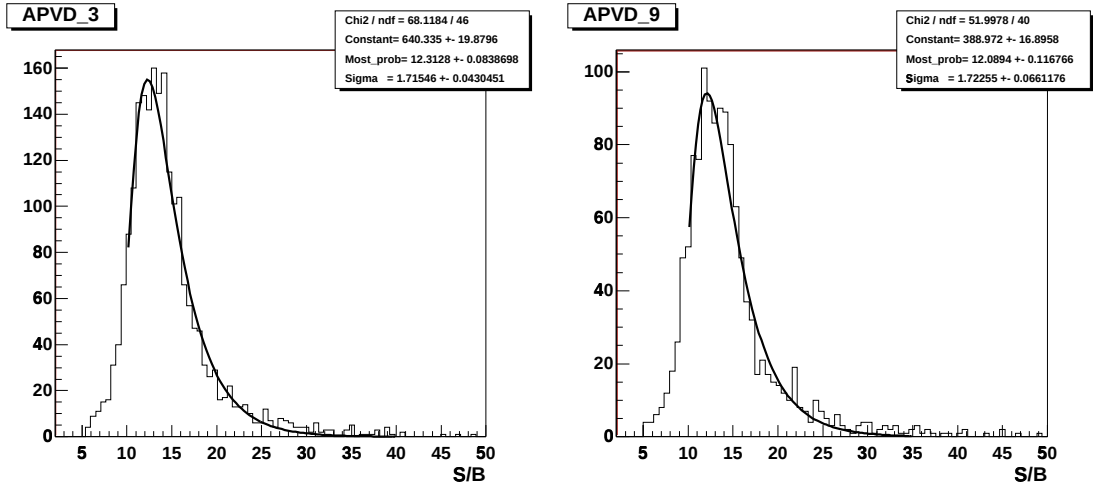


FIG. 6.15: *Distribution de landau et rapport signal sur bruit en mode pic.*

La figure 6.16 montre les distributions du nombre de pistes par amas pour les deux détecteurs. La forme de ces distributions dépend des coupures appliquées et principalement de celle sur les pistes voisines (T_2). Les valeurs moyennes sont 1.6 pistes pour les deux détecteurs.

Les distributions du nombre d'amas reconstruits pour chaque trace sont montrées sur la figure 6.17. Les moyennes sont de 1.01 et 1.02 pour les détecteurs lus respectivement par l'APVD-3 et l'APVD-9.

En mode pic la courbe de retard permet de mesurer la forme du signal à la sortie du bloc de préconditionnement. Les courbes de retards mesurées sont représentées sur la figure 6.19. Elles sont comparées à la forme du signal à la sortie d'un étage de préconditionnement CR-RC idéal. Les différences observées s'expliquent par la valeur de la tension appliquée à l'étage de mise en forme (VSHA).

La valeur de cette tension joue sur la forme du signal en sortie de cet étage et notamment sur sa partie décroissante. La figure 6.18 montre l'influence de cette tension sur le signal. Dans notre cas la valeur de VSHA utilisée conduit à une forme de signal en sortie du bloc de préconditionnement qui n'est plus celle d'un CR-RC idéal.

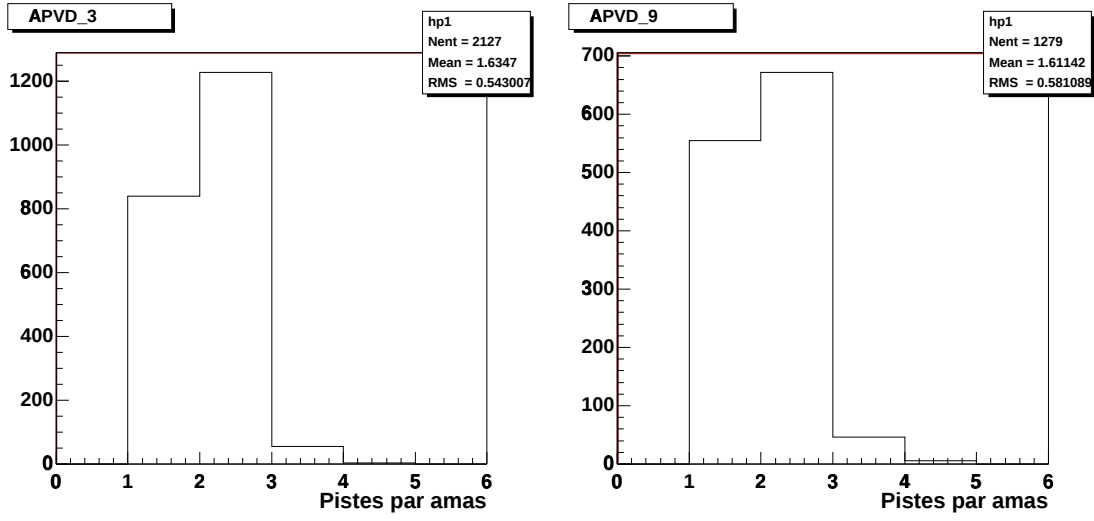


FIG. 6.16: *Distributiom du nombre de pistes par amas en mode pic.*

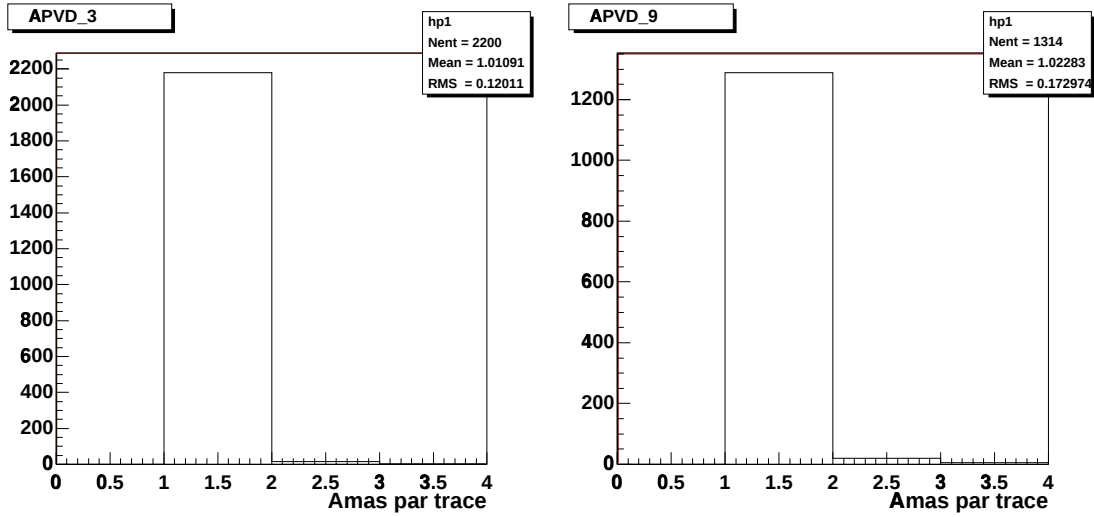


FIG. 6.17: *Distribution du nombre d'amas par trace en mode pic.*

Par ailleurs la forme du signal de sortie a été mesurée en laboratoire sur un circuit APVD du même lot de fabrication et avec des polarisations similaires à celles utilisées pendant les tests en faisceau. Ces mesures sont représentées sur la figure 6.19; la forme du signal correspond à celle obtenue durant les tests en faisceau.

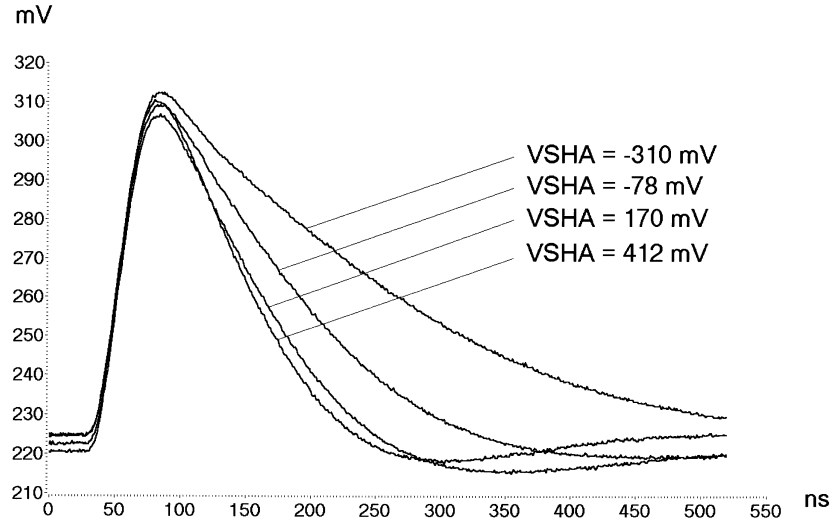


FIG. 6.18: *Forme du signal en sortie du préamplificateur-shaper en fonction de la tension VSHA, ces mesures ont été effectuées sur un banc de caractérisation électronique.*

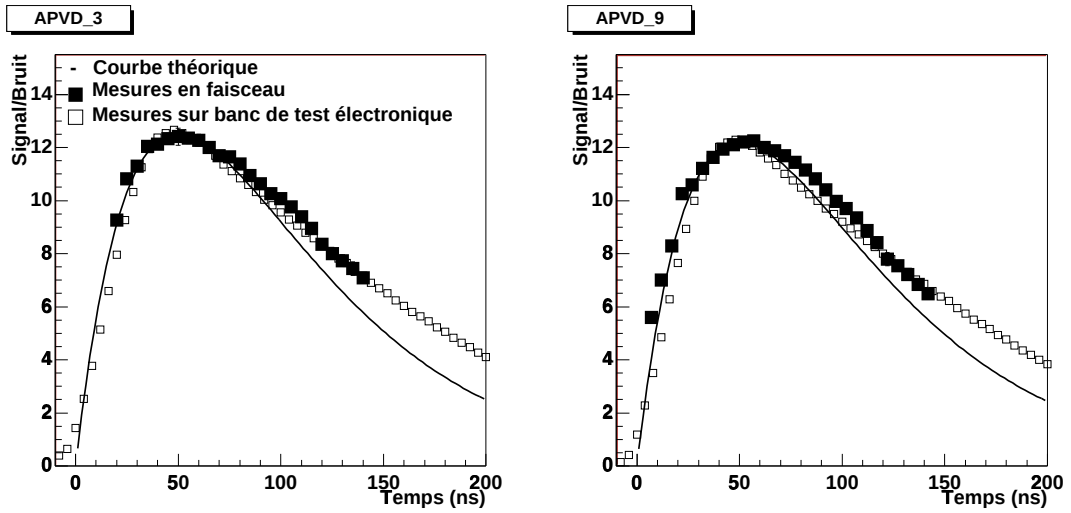


FIG. 6.19: *Courbe de retard en mode pic. Le trait plein représente la forme du signal à la sortie d'un bloc de préconditionnement CR-RC idéal, les ■ montrent les mesures effectuées durant les tests en faisceau, et les □ représentent les mesures effectuées sur un banc de caractérisation électronique sur un circuit APVD polarisé comme durant les tests en faisceau.*

d) Résolution

Compte tenu des résolutions des détecteurs de références l'erreur sur le point d'impact reconstruit σ_{rec} est inférieure au micron, on peut donc négliger cette quantité dans le calcul de la résolution. On a donc:

$$\sigma_p^2 = \sigma_{res,p}^2 \quad (6.16)$$

La figure 6.20 montre les distributions des résidus. Ces distributions sont ajustées à une gaussienne, les écarts types et donc les résolutions sont de $7 \mu\text{m}$ pour les deux détecteurs.

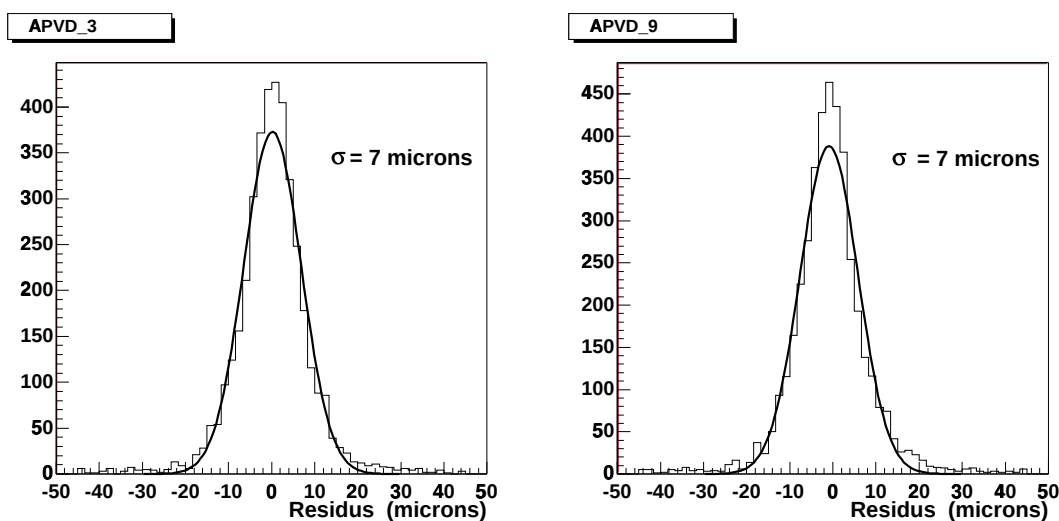


FIG. 6.20: *Distribution des résidus avec ajustement à une gaussienne en mode pic.*

e) Efficacité

Pour le calcul de l'efficacité on considère un ensemble d'événements pour lesquels une trace a été reconstruite. On conserve uniquement les traces qui sont passées dans la période de temps correspondant au meilleur rapport signal sur bruit mesuré avec le détecteur sous test. On calcule les coordonnées du point d'impact sur ce détecteur et on regarde si dans une zone d_e de $100 \mu\text{m}$ autour de ce point un amas a été reconstruit. L'analyse exige qu'aucune piste bruyante ou morte ne soit dans cette zone. Le nombre de trace traversant le détecteur est N_{tot} et le nombre d'amas identifiés sur le détecteur sous test est N_{DUT} . On définit alors l'efficacité par:

$$\varepsilon = \frac{N_{DUT}}{N_{tot}} \quad (6.17)$$

Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 6.3, on obtient une efficacité de 98.7% avec le détecteur lu par l'APVD-3 et de 98.3% avec celui lu par l'APVD-9.

Le nombre d'amas fantômes $N_{\mathfrak{m}}$ dans l'ensemble des détecteurs, c'est à dire les amas qui proviennent du bruit et qui sont décorrélés du passage d'une particule, a été évalué. Pour cela seuls les amas en dehors de la fenêtre d_e sont comptés. Le nombre de ces amas est donné dans le tableau 6.3. Leur nombre est faible et les résultats sont en accord avec le nombre d'amas reconstruit en moyenne à chaque trace (figure 6.17).

Circuits	N_{tot}	N_{DUT}	ε	$N_{\mathfrak{m}}$
APVD-3	1350	1332	98.7	15
APVD-9	1413	1437	98.3	14

TAB. 6.3: *Efficacités et nombre d'amas fantômes en mode pic.*

La figure 6.21.a montre l'évolution de l'efficacité du détecteur lu par l'APVD-3 en fonction du temps où la mesure est effectuée. L'efficacité est maximale pour une fenêtre temporelle d'environ 25 ns.

La figure 6.21.b représente l'évolution de l'efficacité avec le même détecteur en fonction du seuil T_1 appliqué pour la sélection de la piste racine. Pour des seuils de 3 et 4 l'efficacité est de 100%, puis elle diminue.

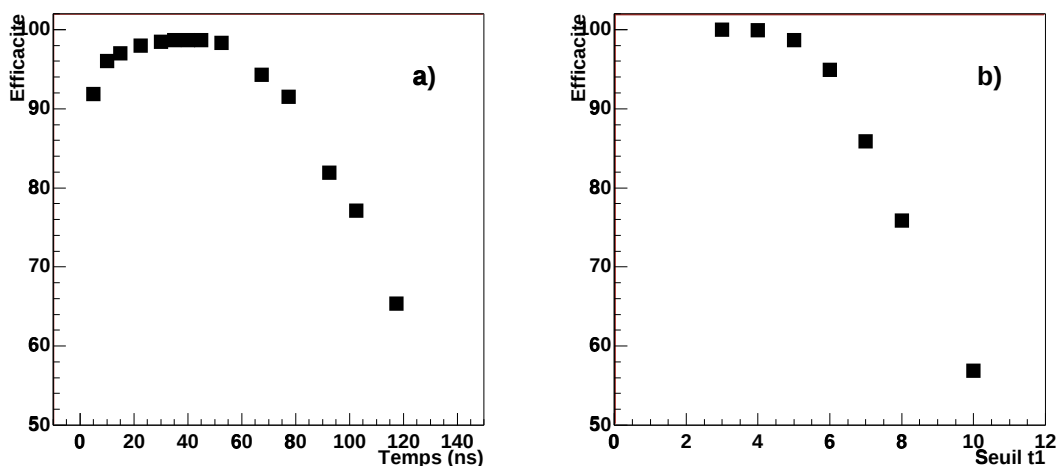


FIG. 6.21: *Evolution de l'efficacité du détecteur lu par l'APVD-3 fonctionnant en mode pic en fonction du temps de déclenchement (a) et en fonction du seuil T_1 (b).*

6.4.3 Etude en mode déconvolution

Les coupures appliquées pour l'analyse des détecteurs sous tests lorsque les circuits fonctionnent en mode déconvolution sont résumées dans le tableau 6.4. Les résultats obtenus avec les deux polarisations utilisées sur le circuit 9 sont identiques, nous ne présentons donc que ceux de la série a.

Circuits	Piste racine T_1	Pistes voisines T_2	Pistes dans l'ama T_a	d_f μm	d_e μm
APVD-3	3.	2.8	4	40	100
APVD-9	3.	2.8	4	40	100

TAB. 6.4: *Coupures utilisées pour l'analyse des détecteurs sous tests en mode déconvolution.*

a) Bruit

Comme nous l'avons vu au chapitre 4 l'algorithme de déconvolution effectue une somme pondérée de trois échantillons et entraîne donc une augmentation du bruit. En présence des oscillations cette augmentation est plus importante. En effet ce phénomène ayant lieu dans la partie de préconditionnement des circuits c'est à dire avant l'échantillonnage, les différents échantillons sont à des niveaux de bases différents et l'algorithme de déconvolution ne fonctionne plus avec autant d'efficacité.

La soustraction du bruit de mode commun a été effectuée comme pour l'analyse en mode pic en divisant chaque circuit en 4 groupes de 32 pistes. La figure 6.22 montre les distributions pour les quatre groupes, les écart types des distributions sont d'environ 90 coups ADC.

Le niveau du bruit de chaque piste est montré sur la figure 6.23, il est d'environ 2400 électrons pour les pistes connectées et d'environ 1500 électrons pour les pistes en l'air.

Ce comportement oscillant du circuit entraîne un bruit élevé qui dégrade fortement les performances de l'algorithme de déconvolution et donc des détecteurs.

b) Rapport signal sur bruit

Le calcul du rapport signal sur bruit est effectué de la même manière qu'en mode pic. La figure 6.24 montre les distributions du S/B, le niveau de bruit élevé sur chaque piste entraîne un rapport signal sur bruit faible. Les valeurs les plus probables sont 6.9 pour le détecteur avec l'APVD-3 et 6.8 pour celui avec l'APVD-9.

Les distributions du nombre de pistes par amas sont montrées sur la figure 6.25. Les moyennes de ces distributions sont 1.4 pour les deux détecteurs. Elles sont plus faibles qu'en mode pic malgré une coupure T_1 sur la piste racine plus faible et une coupure T_2 sur les pistes voisines égale, parce que le niveau de bruit élevé permet à moins de pistes de passer ces coupures.

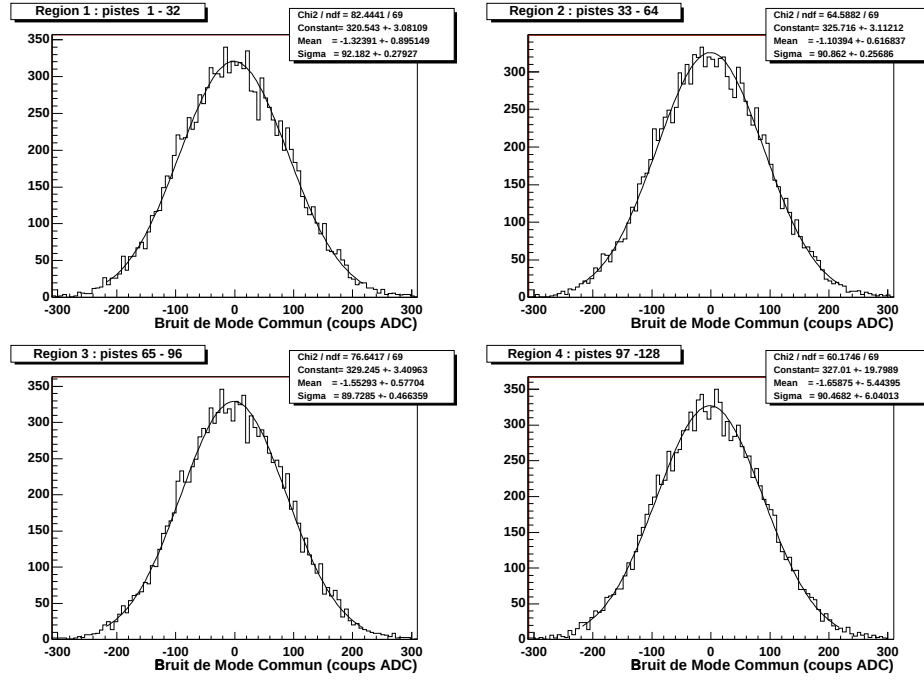


FIG. 6.22: *Bruit de mode commun pour les 4 groupes du circuit APVD-3 en mode déconvolution.*

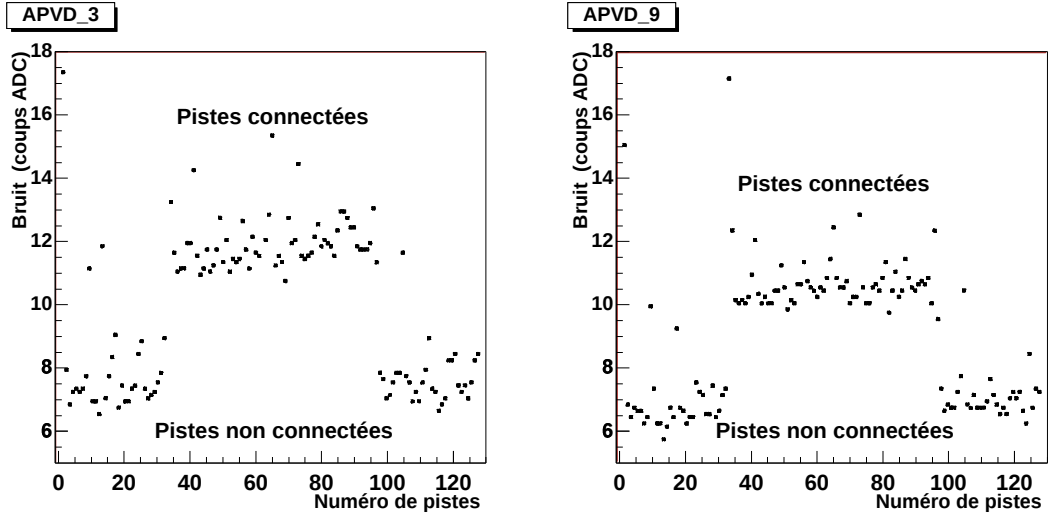


FIG. 6.23: *Bruit sur chaque piste en mode déconvolution.*

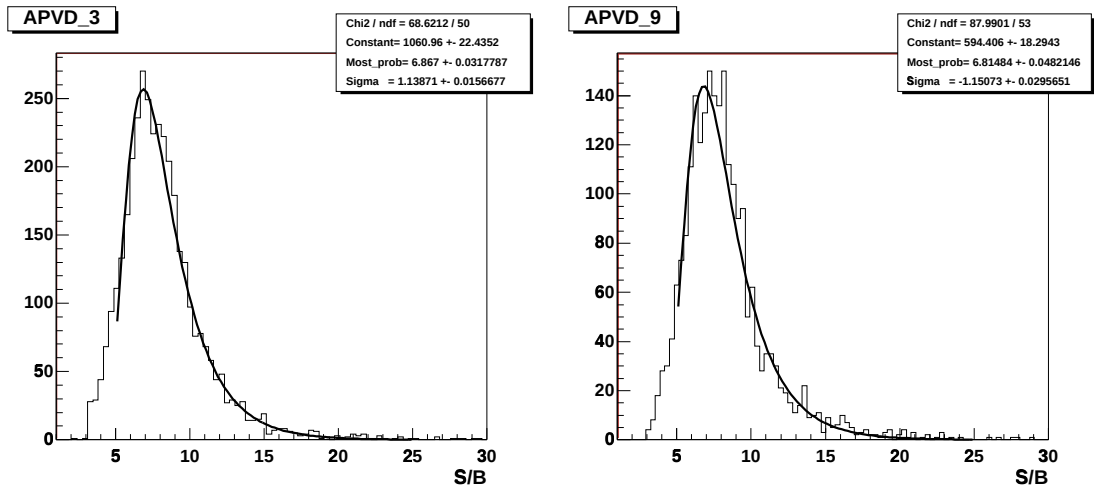


FIG. 6.24: *Distribution du rapport signal sur bruit en mode déconvolution.*

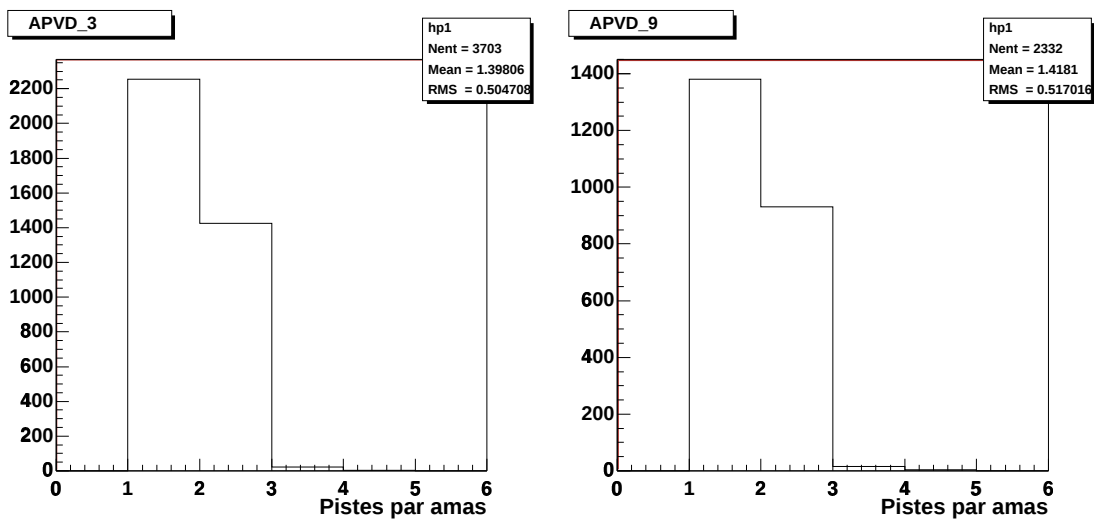


FIG. 6.25: *Distribution du nombre de pistes par amas en mode déconvolution.*

En mode déconvolution la courbe de retard doit permettre de retrouver la forme théorique de la fonction caractéristique de l'algorithme déconvolution. Cet algorithme est prévu pour un signal de la forme d'un CR-RC idéal. Si la forme du signal à la sortie du bloc de préconditionnement s'éloigne de celle du cas idéal, la déconvolution ne fonctionne plus correctement et une partie du signal est perdu.

La courbe de retard mesurée est montrée sur la figure 6.26, elle est comparée à la forme théorique de la déconvolution et à la forme mesurée en laboratoire en l'absence d'oscillation. La forte différence peut avoir plusieurs origines.

D'une part le signal issu des détecteurs silicium peut modifier la forme du signal à la sortie du bloc de préconditionnement, et dans ce cas l'algorithme ne fonctionne plus correctement. Ce n'est pas le cas avec les tests en laboratoire où le courant injecté à l'entrée du circuit est suffisamment bref (~ 100 ps) pour ne pas modifier la forme du signal.

D'autre part comme nous l'avons vu précédemment, la présence des oscillations perturbent l'algorithme de déconvolution, car même sans signal les échantillons peuvent avoir des valeurs sensiblement différentes.

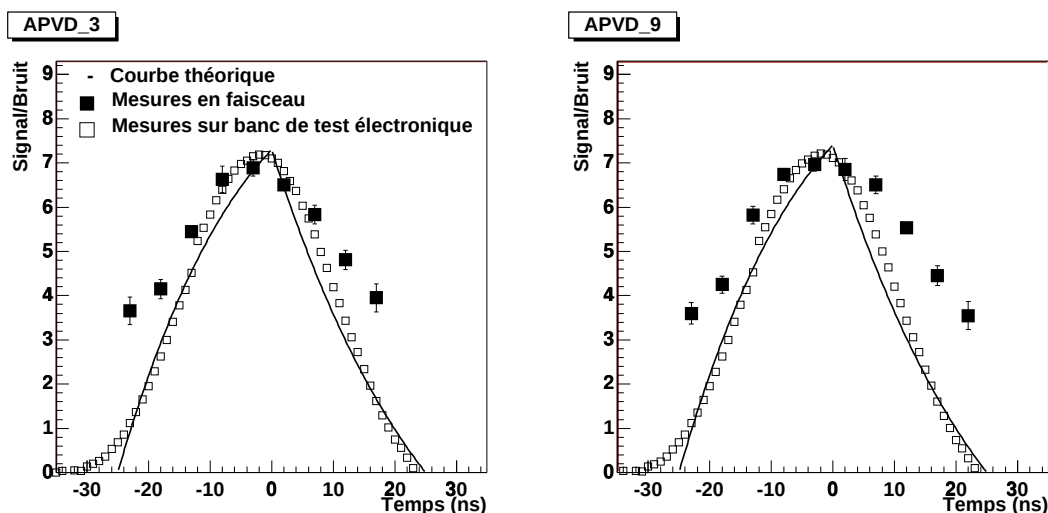


FIG. 6.26: Courbe de retard en mode déconvolution, le trait plein représente la forme de la courbe théorique de l'algorithme de déconvolution, les ■ représentent les valeurs mesurées pendant les tests en faisceau et les □ représentent les mesures effectuées en laboratoire.

c) Résolution et Efficacité

La résolution et l'efficacité sont calculées de la même manière qu'en mode pic.

Les distributions des résidus sont montrées sur la figure 6.27, elles s'éloignent d'une distribution gaussienne. Cet effet est dû à la présence plus nombreuse d'amas à une seule piste qui dégradent la résolution. Les résolutions sont de $11 \mu\text{m}$ pour les deux détecteurs.

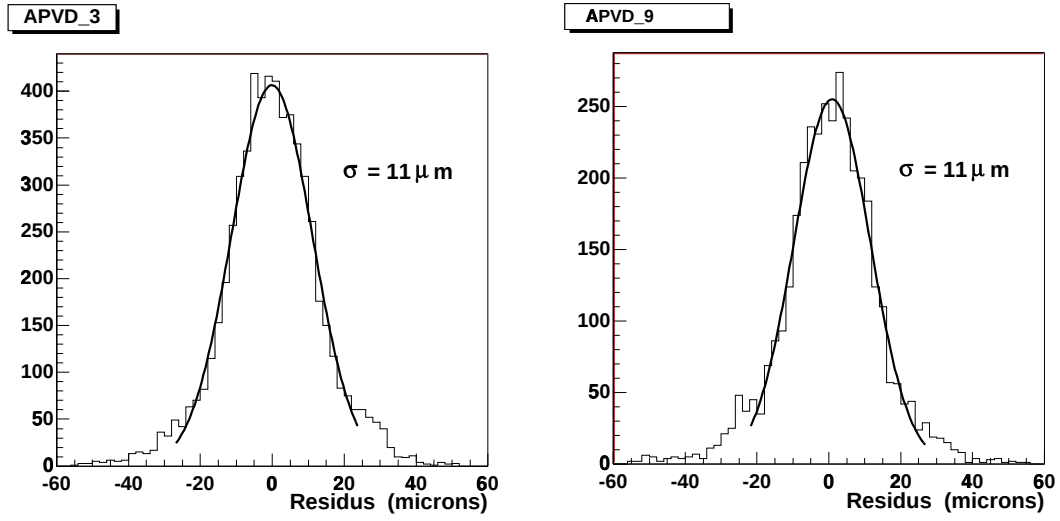


FIG. 6.27: *Distribution des résidus avec ajustement à une gaussienne en mode déconvolution.*

Les résultats de la mesure d'efficacité sont résumés dans le tableau 6.5, on obtient une efficacité de 93.5% avec le détecteur lu par le circuit APVD-3 et 93.9% avec celui lu par le circuit APVD-9. Cette chute de l'efficacité par rapport au mode pic est due au faible rapport signal sur bruit obtenu avec le mode déconvolution.

Le nombre important d'amas fantômes (tableau 6.5) s'explique par le faible niveau de la coupure T_1 qui permet la création d'un grand nombre d'amas. La figure 6.28 montre les distributions d'amas reconstruits à chaque passage de particule pour les deux détecteurs. Les moyennes sont 1.19 et 1.24 pour les détecteurs lus respectivement par l'APVD-3 et l'APVD-9, elles sont dues aux grand nombre d'amas fantômes.

Circuits	N_{tot}	N_{DUT}	ε	N_{m}
APVD-3	1722	1610	93.5	130
APVD-9	1743	1637	93.9	110

TAB. 6.5: *Efficacités en mode déconvolution.*

La figure 6.29.a montre l'évolution de l'efficacité du détecteur lu par l'APVD-3 en fonction du temps de déclenchement de la mesure. Elle est maximale pour une fenêtre temporelle plus courte qu'en mode pic et d'environ 10ns.

La figure 6.29.b montre l'évolution de l'efficacité en fonction du seuil T_1 . A cause du faible rapport S/B l'efficacité baisse rapidement avec ce seuil.

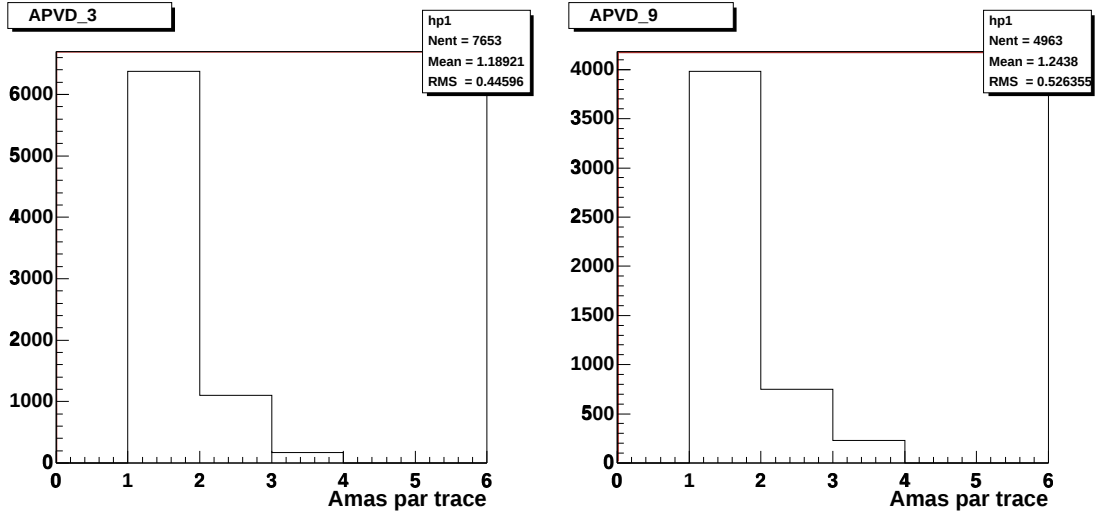


FIG. 6.28: *Distribution du nombre d'amas par trace en mode déconvolution.*

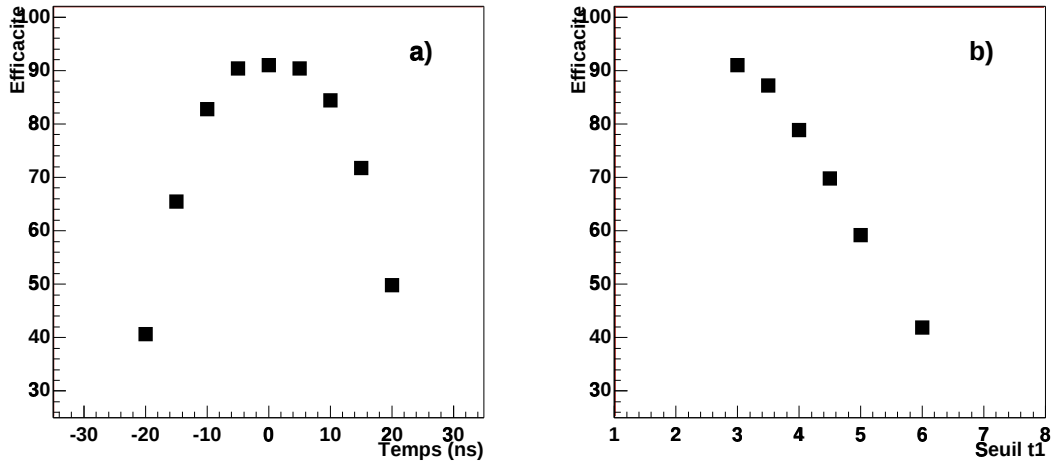


FIG. 6.29: *Evolution de l'efficacité du détecteur lu par l'APVD-3 en fonction du temps de déclenchement (a) et en fonction du seuil T_1 (b).*

6.5 APVD couplé à une MSGC

6.5.1 Introduction

La lecture de 128 pistes du détecteur MSGC a été effectuée par un circuit APVD (APVD-6). Le gaz est un mélange de Néon et de DME dans des proportions 40%-60%, la tension appliquée sur l'électrode de dérive (V_d) est de 2900 V, et celles sur les cathodes (V_c) de 530 V.

Le circuit a fonctionné en mode pic, les valeurs des polarisations appliquées sont détaillées dans le tableau 6.6.

Circuits	IPRE (μA)	ISHA (μA)	IPSP (μA)	ISFB (μA)	VPRE (V)	VSHA (V)
APVD-6	242	98	53	42	~ -1	~ 0

TAB. 6.6: Valeurs des polarisations utilisées pour alimenter le circuit APVD-6.

Un premier ensemble de mesures a été effectué avec des traces qui forment un angle de 0 degré avec la normale à la surface du détecteur. Puis l'orientation de la chambre a été modifiée pour que les particules y pénètrent avec un angle déterminé. De cette manière trois angles d'incidences des particules par rapport à la normale du détecteur ($\theta = 15^\circ, 30^\circ$ et 45°) ont été étudiés.

Angle	Piste racine T_1	Pistes voisines T_2	Nombre de pistes dans l'amas T_a	d_f μm	d_e mm
0°	5.	3.	4	80	0.2
15°	3.	2.8	8	800	0.9
30°	3.	2.8	14	2500	2.7
45°	3.	2.8	19	5000	6.0

TAB. 6.7: Coupures utilisées pour l'analyse avec le détecteur MSGC.

Nous donnons dans un premier temps les résultats des mesures avec des traces perpendiculaires puis ceux avec des traces inclinées.

6.5.2 Traces perpendiculaires

a) Signal sur bruit

Comme précédemment la soustraction du bruit de mode commun est effectué en considérant 4 groupes de 32 pistes voisines. La figure 6.30 montre les quatre distributions ainsi obtenues. Les polarisations appliquées aux circuits, proches de celles utilisées sur les circuits APVD-3 et APVD-9 génèrent le phénomène d'oscillations dans le circuit.

On s'attend donc à un niveau de bruit élevé sur chaque piste. La figure 6.31.a montre ce niveau de bruit.

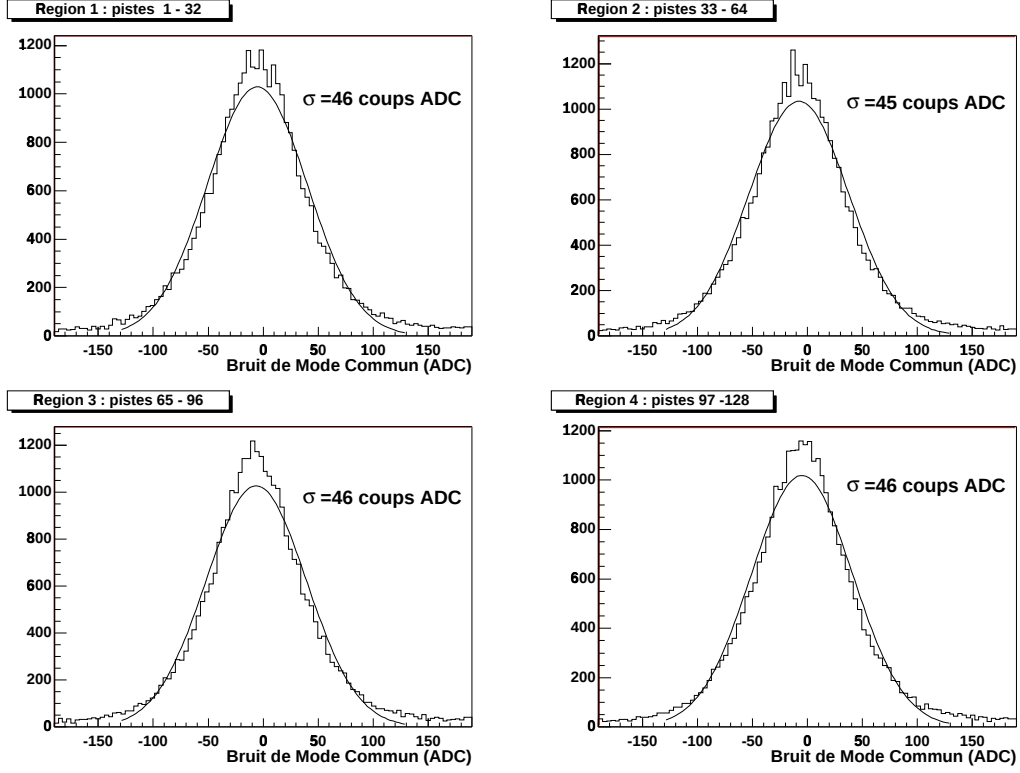


FIG. 6.30: *Bruit de mode commun.*

La figure 6.31.b montre le profil du faisceau sur la chambre. La piste numéro 46 était coupée et les pistes voisines ont été supprimées lors de l'analyse.

L'algorithme de sélection des événements pour le calcul du rapport signal sur bruit est le même que précédemment. Par contre la définition du rapport S/B pour l'étude avec le détecteur MSGC est différente, il est maintenant défini comme:

$$\frac{S}{B} = \frac{\sum_{i \in \text{ama}} S_i}{\sqrt{\sum_{i \in \text{ama}} \sigma_i^2}} \quad (6.18)$$

La figure 6.32.a montre la distribution du S/B obtenue après sélection. La valeur la plus probable est 17. Cette faible valeur est due au bruit important, car pour des tensions et des mélange de gaz équivalents le S/B généralement obtenu avec une MSGC est supérieur à 20 [29]. La figure 6.32.b montre la distribution du nombre de pistes par amas, la valeur moyenne est 1.7.

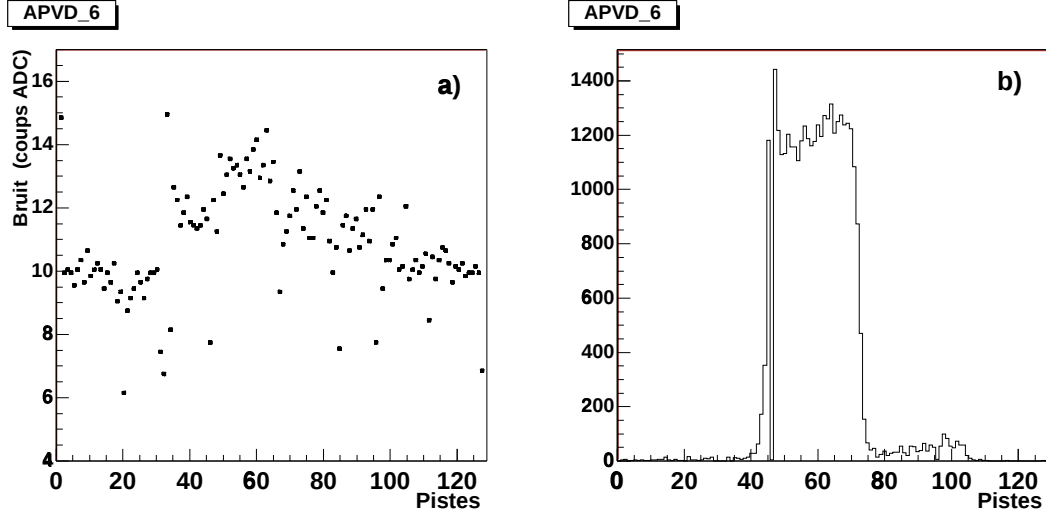


FIG. 6.31: *Bruit sur chaque piste (a), et profil du faisceau dans la chambre(b).*

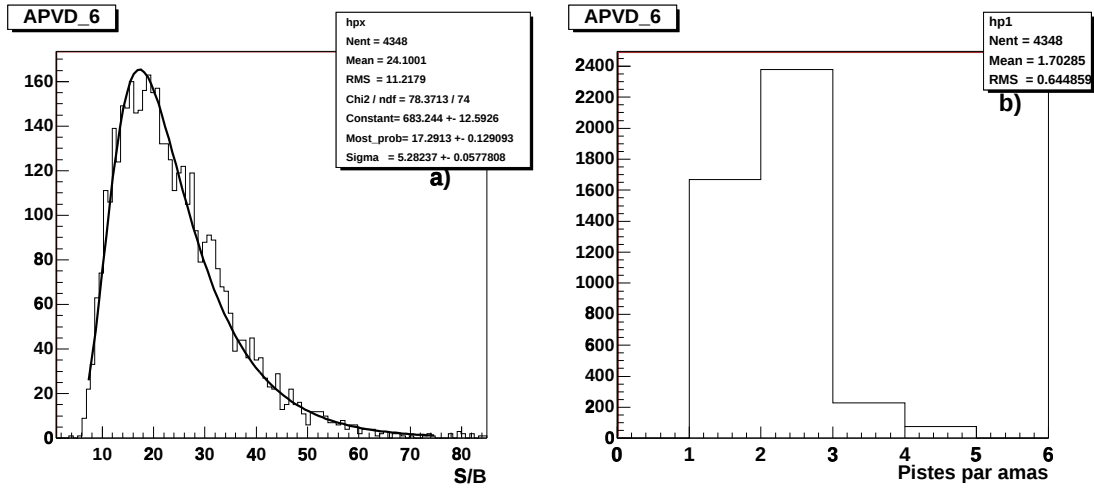


FIG. 6.32: *Distributions du rapport signal sur bruit (a) et du nombre de pistes par amas (b).*

La courbe de retard permet de mesurer la forme du signal à la sortie du bloc de préconditionnement, et donc de mesurer également le résultat de la convolution du courant produit dans la chambre avec la fonction de transfert de ce bloc. La figure 6.33 montre la courbe de retard que l'on a mesurée pendant ces tests. Elle est comparée à la forme du signal à la sortie de deux étages de préconditionnements différents calculés par simulation. Dans un cas le courant simulé dans une MSGC est convolué avec la fonction de transfert d'un CR-RC idéal ayant un temps de montée de 50ns. Dans le second cas ce courant est convolué avec la fonction de transfert mesurée en laboratoire d'un circuit APVD alimenté avec les valeurs du tableau 6.6. On remarque que comme avec les circuits 3 et 9 les données s'éloignent de la forme d'un CR-RC idéal dans la partie décroissante mais s'ajustent correctement à la forme mesurée en laboratoire. Cette différence avec un CR-RC idéal s'explique comme pour les circuits 3 et 9 par la tension VSHA qui modifie le signal de sortie.

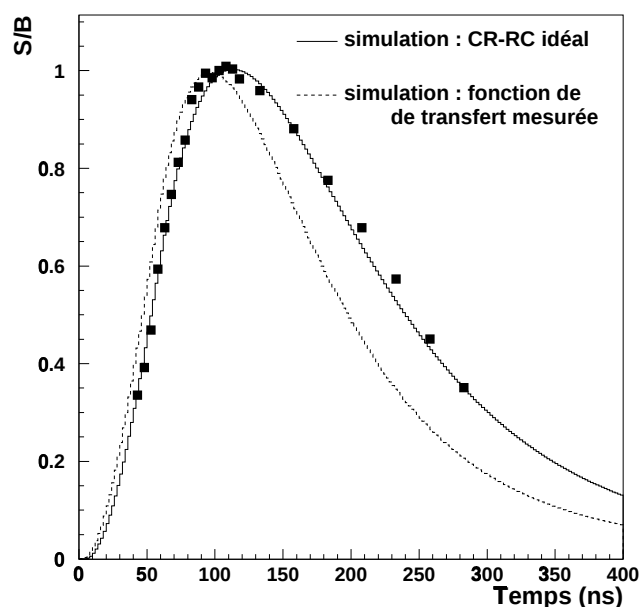


FIG. 6.33: Courbe de retard; les ■ représentent les données, la courbe en trait pointillé le résultat des simulations avec un bloc de préconditionnement CR-RC idéal avec un temps de montée de 50 ns, le trait plein le résultat des simulations avec un bloc dont la fonction de transfert a été mesurée sur un banc de caractérisation électronique avec les polarisations du tableau 6.6.

b) Résolution et efficacité

Pour le calcul de la résolution on a considéré le réseau de pistes comme droit et non pas trapézoïdal. Cette approximation se justifie par la taille de la fenêtre de déclenchement le long de l'axe Y qui est de 10 mm. A l'intérieur de cette fenêtre la variation du pas entre les pistes du détecteur est de $2.5 \mu\text{m}$. On a donc fixé un pas moyen entre les pistes de $231 \mu\text{m}$ pour le calcul de l'extrapolation du point de passage de la particule. Cette erreur peut être négligée comparée à la résolution attendue d'une MSGC.

On a donc:

$$\sigma_p^2 = \sigma_{res,p}^2 \quad (6.19)$$

La figure 6.34 montre la distribution des résidus; on trouve $40 \mu\text{m}$ de résolution.

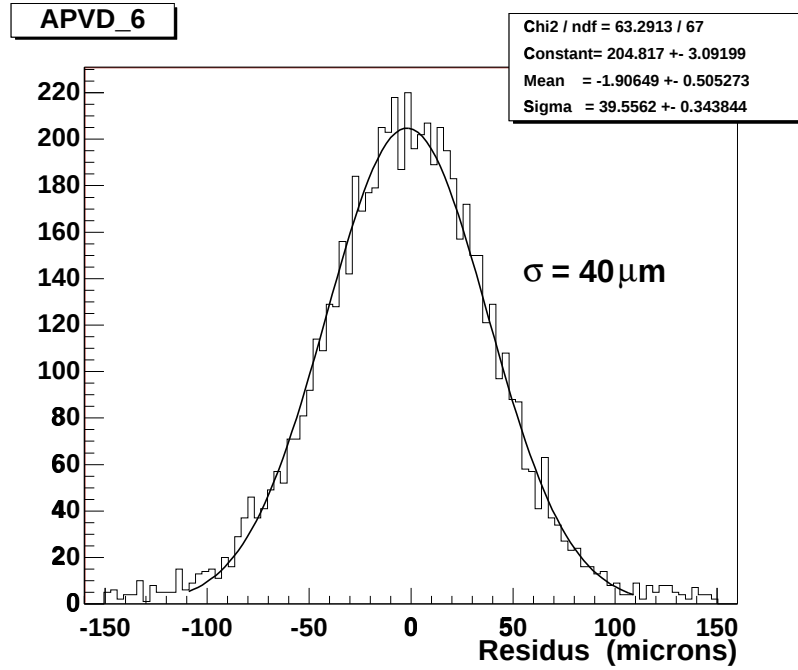


FIG. 6.34: Distribution des résidus avec ajustement à une gaussienne.

L'efficacité a été calculé sur un échantillon N_{tot} de 4256 évènements; on trouve une efficacité de 97.2 %.

6.5.3 Traces inclinées

Cette partie décrit les résultats des tests en faisceau pour des traces qui forment un angle θ avec la normale à la surface du détecteur. Ces résultats sont comparés à ceux issus des simulations.

Lorsque l'angle d'incidence des particules augmente, la charge totale déposée dans le détecteur augmente, mais cette charge est distribuée sur un plus grand nombre de pistes. D'autre part les fluctuations des différents processus physique qui ont lieu pendant la formation du signal dans une MSGC font que toutes les pistes ne reçoivent pas de signal et qu'il peut apparaître des trous entre deux pistes qui ont reçues du signal. Dans ce cas il y a création de deux amas distincts.

Les coupures utilisées pour l'analyse avec des traces inclinées sont détaillées dans le tableau 6.7 .

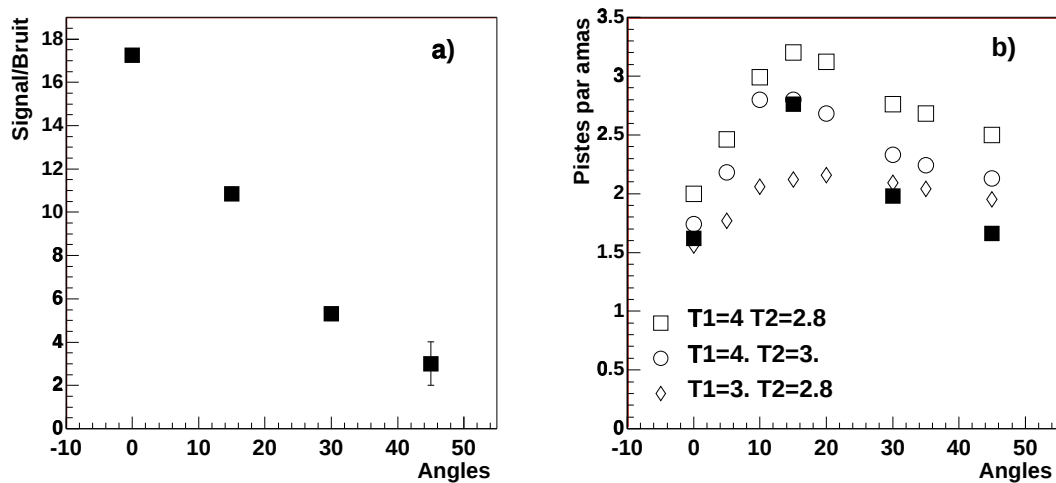


FIG. 6.35: *Evolution du rapport signal sur bruit (a) et du nombre de pistes par amas (b) en fonction de l'angle d'incidence des particules. Les ■ montrent les résultats des tests qui sont comparés aux simulations pour plusieurs séries de seuils.*

Le calcul du S/B est effectué comme précédemment. Seule la fenêtre d'ouverture d_f est élargie en fonction de l'angle. La figure 6.35.a montre l'évolution du S/B mesurée en fonction de l'angle d'incidence. On obtient un rapport signal sur bruit de 11, 5 et 3 respectivement pour les angles 15° , 30° et 45° .

Le bruit des pistes est constant et indépendant de la position du détecteur. Cette chute est donc due à une baisse de la charge collectée par les pistes, qui s'explique par une répartition de la charge totale produite dans le détecteur sur un plus grand nombre de pistes.

Le nombre moyen de pistes par amas est montré sur la figure 6.35.b, ce nombre augmente dans un premier temps avec l'angle, mais lorsque l'angle devient trop grand, le passage d'une particule conduit à la formation de plusieurs amas, et donc le nombre moyen

de pistes par amas diminue. Ces mesures sont comparées aux résultats des simulations pour un gain du détecteur fixé à 1700 et pour trois série de seuils T_1 et T_2 .

La forme de l'évolution correspond aux résultats obtenus avec la simulation pour les seuils $T_1 = 4$ et $T_2 = 3$. Le nombre de pistes moyen par amas simulé est supérieur à celui obtenu avec les tests en faisceau. On peut expliquer ce décalage par le niveau de bruit important durant les tests et donc moins de pistes qui ont reçues du signal passent les coupures.

Dans le cas de $T_1 = 3$ et $T_2 = 2.8$ le nombre de pistes par amas simulé varie peu et reste faible, les coupures étant faibles le nombre d'amas formés est plus grand.

Cette hypothèse est confirmée par la figure 6.36.a qui montre le nombre moyen d'amas formé pour chaque trace reconstruite. Ce nombre est égal à 1.1 pour des traces perpendiculaires et augmente avec l'angle d'incidence.

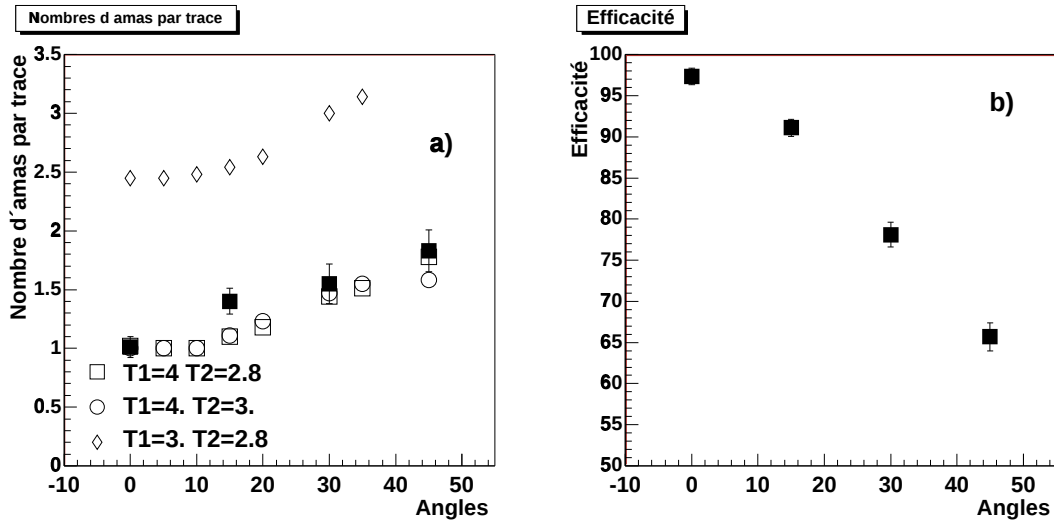


FIG. 6.36: *Nombre d'amas par trace (a), et efficacité (b) en fonction de l'angle d'incidence.*

La figure 6.37 montre les distributions des résidus pour les quatre angles d'incidences. Les résolutions sont de $170 \mu\text{m}$, $530 \mu\text{m}$ et 1.15 mm respectivement pour les angles de 15° , 30° et 45° . Ces résultats sont compatibles avec des études précédentes pour les angles de 15 et 30 degré [47].

La figure 6.36.b résume les efficacités obtenues pour les différents angles. Pour les angles d'incidence de 15° , 30° et 45° , on obtient respectivement une efficacité de 91%, 77% et 65%. Cette baisse de l'efficacité du détecteur en fonction de l'angle d'incidence est directement liée à la baisse du rapport signal sur bruit.

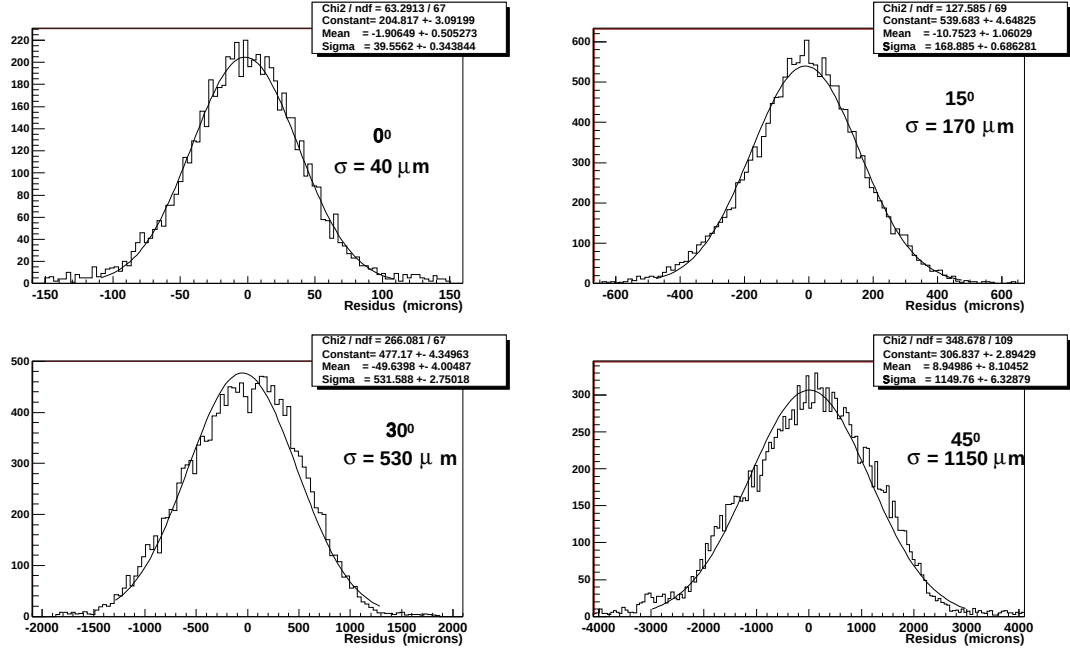


FIG. 6.37: Résolution mesurée avec les 4 angles d'incidences.

6.6 Conclusion

Ces premiers tests de détecteurs lus par des circuits APVD ont montré un bon fonctionnement global du circuit.

Les deux circuits testés avec des détecteurs à micropistes au silicium donnent des résultats identiques aussi bien en mode pic qu'en mode déconvolution et aucun problème provenant des parties logiques ni des différents blocs de contrôle n'a été observé.

Bien que ce circuit ne soit pas dédié à la lecture de détecteur MSGC, les résultats obtenus avec la chambre sont satisfaisants.

Néanmoins la présence des oscillations entraîne un bruit important qui détériore les performances du circuits. En mai 1999 un nouveau circuit APVD pour détecteur silicium a été soumis, les corrections nécessaires pour supprimer les oscillations ont été effectuées.

La soumission du circuit pour MSGC en technologie DMILL (APVD-M) comprenant l'ensemble des modifications, est prévue pour l'automne 1999.

Chapitre 7.

Etiquetage par la désintégration des mésons B^{**} pour la mesure de l'angle β dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$

Au LHC un grand nombre de paires de quarks b seront produites. L'expérience CMS grâce à la très bonne résolution de son trajectomètre et à son champ magnétique de 4T prévoit un large programme de physique du b . En particulier la recherche de la violation CP et les mesures des angles α (avec les canaux $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $B_d^0 \rightarrow \rho\pi$) et β (avec le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$) sont prévues. D'autres sujets comme la mesure du paramètre de mélange des mésons B_s^0 (x_s), la recherche de désintégrations rares ($B_s \rightarrow \mu\mu$ ou $B_d \rightarrow K^*\mu\mu$) et la spectroscopie des hadrons beaux seront abordés.

Nous avons vu au chapitre 1 qu'il est possible de mesurer l'angle β du triangle d'unitarité à partir de l'asymétrie des taux de décroissances $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ intégrées sur le temps. Ce chapitre présente une analyse dont le but est d'évaluer les possibilités de mesurer le paramètre β avec le détecteur CMS en utilisant la décroissance $B^{**+} \rightarrow B_d^{0(*)}\pi^+$ où le signe du quark b (c'est à dire la nature du méson B_d^0) est identifiée grâce au signe du pion.

7.1 Introduction

7.1.1 Principe de l'étiquetage

Le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ est un canal privilégié pour la mesure de l'angle β du triangle d'unitarité. Pour mesurer l'asymétrie dans la désintégration des mésons B_d^0 il faut distinguer la nature du quark b (b ou $\bar{b}$) qui compose le méson B (B_d^0 ou $\bar{B}_d^0$). Les méthodes généralement utilisées consistent à étiqueter la nature du méson B grâce aux produits de désintégration du second quark b dans la paire $b\bar{b}$ produite.

Pour cette étude, l'idée est d'utiliser la désintégration des mésons chargés et excités

orbitalement $B^{**\pm}$ pour étiqueter la charge du quark b [48]. En effet ces mésons se désintègrent en B_d^0 ou $\bar{B}_d^0$ en émettant un pion chargé dont le signe de la charge permet de connaître la nature du quark b d'origine (figure 7.1).

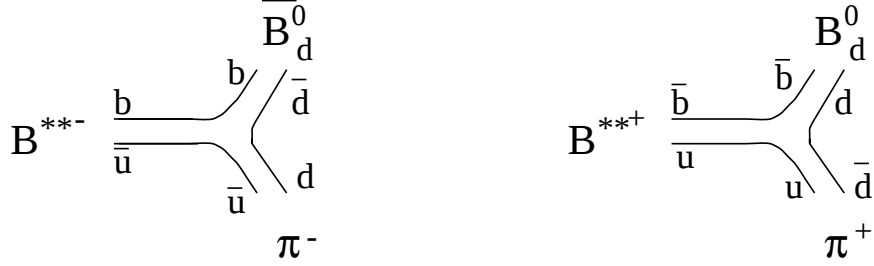


FIG. 7.1: Désintégration des mésons chargés et orbitalement excités $B^{**\pm}$: $B^{**+} \rightarrow B_d^0 \pi^+$ et $B^{**-} \rightarrow \bar{B}_d^0 \pi^-$.

a) signal : $B^{**\pm} \rightarrow B_d^0 \pi^\pm \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+ \mu^-) K_s^0(\rightarrow \pi^+ \pi^-) \pi^\pm$

Pour identifier le J/ψ et le K_s^0 nous utilisons leur désintégration en respectivement deux muons et deux pions chargés. Les rapports de branchement des différents canaux sont [2]:

$$\begin{aligned} Br(b \rightarrow B^{**\pm}) &= 0.12 \\ Br(B^{**\pm} \rightarrow B_d^0(\bar{B}_d^0)\pi^\pm) &= 0.67 \\ Br(B_d^0(\bar{B}_d^0) \rightarrow J/\psi K_s^0) &= 3.75 \cdot 10^{-4} \\ Br(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) &= 0.06 \\ Br(K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) &= 0.68 \end{aligned}$$

En considérant une section efficace de production des quarks b de $\sigma_{b\bar{b}} = 500 \mu\text{b}$ et pour une année de prise de données à faible luminosité (soit 10^4pb^{-1}), le nombre d'événements de ce type produits au LHC est de 12.24 millions.

b) estimation du bruit de fond : $B \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-) + X$

Pour estimer le bruit de fond nous utilisons les désintégrations des mésons B (B_d^0 , B^+ et B_s^0) vers un état final contenant au moins une particule J/ψ . Le bruit de fond sous le J/ψ provenant de muons décorélés (par exemple $b, c \rightarrow \mu$ et $\bar{b}, \bar{c} \rightarrow \mu$) est considéré comme très faible.

Les différents rapports de branchement sont [2]:

$$\begin{aligned} Br(B_d^0 \rightarrow J/\psi + X) &= 3.43 \cdot 10^{-3} \\ Br(B^+ \rightarrow J/\psi + X) &= 4.55 \cdot 10^{-3} \\ Br(B_s^0 \rightarrow J/\psi + X) &= 1.0 \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

Environ $1.28 \cdot 10^9$ événements de ce type sont attendus pour un an de prise de données à faible luminosité.

7.1.2 Mesure de $\sin 2\beta$ avec le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$

L'asymétrie théorique intégrée sur le temps qui permet d'extraire le paramètre β dans la décroissance $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ s'écrit (voir chapitre 1):

$$\mathcal{A}_{theorique} = -D_{int} \times \sin 2\beta \quad (7.1)$$

En pratique cette asymétrie est diluée. Les causes principales de cette dilution sont liées à la résolution du détecteur, la qualité de l'étiquetage et au niveau du bruit de fond. De plus des erreurs systématiques peuvent également être sources d'asymétrie comme des biais dans les étapes de reconstruction et d'étiquetage des événements. L'asymétrie s'écrit alors:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{exp} &= \frac{N(\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0) - N(B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0)}{N(\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0) + N(B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0)} \\ &= A_0 + D_{S/B} \times D_{int} \times \eta_{CP} \times \sin 2\beta \end{aligned} \quad (7.2)$$

où

- $A_0 \sim 1\%$ tient compte de l'asymétrie de production des mésons $B_d^0/\bar{B}_d^0$ dans les collisions protons-protons.
- $D_{int} = \frac{\sin(x_d \frac{t_0}{\tau}) + x_d \cos(x_d \frac{t_0}{\tau})}{1+x_d^2}$ est le facteur d'intégration, il dépend du temps t_0 où la mesure débute. La figure 7.2 montre l'évolution de la sensibilité sur $\sin 2\beta$ en fonction de la coupure appliquée sur le temps propre du B_d^0 . En tenant compte d'une décroissance exponentielle du nombre d'événements, on obtient une valeur optimale de la sensibilité pour une valeur de t_0/τ de 0.5. Dans ce cas la valeur du facteur d'intégration vaut $D_{int}=0.67$.
- $D_{S/B} = \frac{N_S}{N_S+N_B}$ est le facteur de dilution dû à la contamination des N_S événements signal par les N_B événements bruit de fond.

A partir de l'équation 7.2 l'incertitude statistique sur la mesure de $\sin 2\beta$ prend la forme:

$$\delta(\sin 2\beta) = \frac{1}{D_{int} \times D_{S/B} \times \sqrt{N_S + N_B}} = \frac{\sqrt{N_S + N_B}}{D_{int} \times N_S} \quad (7.3)$$

La suite de ce chapitre est consacrée à la détermination des différents paramètres permettant d'estimer $\delta(\sin 2\beta)$.

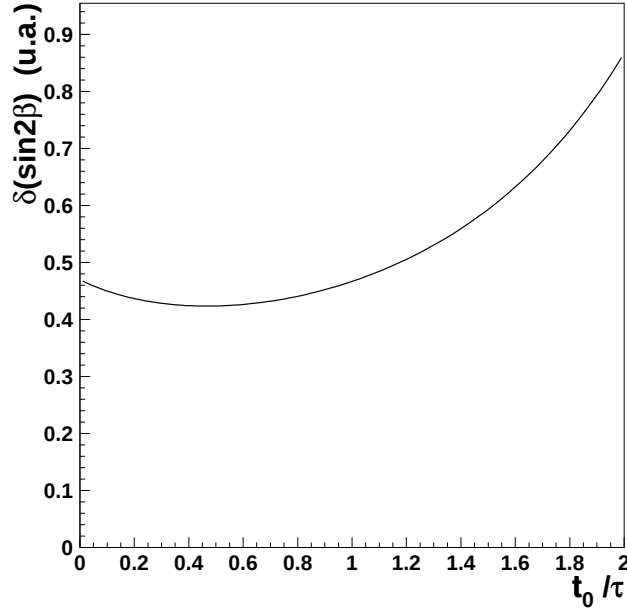


FIG. 7.2: Sensibilité de l'angle β en fonction de la coupure t_0/τ appliquée pour l'asymétrie intégrée sur le temps.

7.1.3 Spectroscopie des mésons B

Il a déjà été question au premier chapitre des limites des calculs de QCD où les développements perturbatifs en α_s sont possibles uniquement à haute énergie. À faible énergie transférée, la résolution analytique des équations de QCD est difficile et on fait plutôt appel à de nouvelles symétries.

La symétrie des quarks lourds (HQS) [55] prédit les spectres des mésons lourds-légers, c'est à dire des mésons contenant un quark lourd Q (dans notre cas le quark b) dont la masse m_Q est très supérieure au facteur d'échelle Λ_{QCD} . Ces mésons sont composés d'un quark lourd et d'une pelote de quarks et de gluons appelée degrés de libertés légers, qui contient le quark léger spectateur. À cause de sa lourde masse, le quark lourd dans le méson n'est pas affecté significativement par le quark léger et le nuage de gluon associé. Il est donc traité comme statique à l'origine, et les équations de QCD sont résolues dans son champ de couleur. Cette théorie n'est réaliste que dans la limite où $m_Q \rightarrow \infty$, et en pratique il faut tenir compte d'une correction Λ_{QCD}/m_Q .

Une des idées essentielles de cette théorie est que le spin du quark lourd et celui de la pelote sont conservés indépendamment. Le moment angulaire total de la pelote est $\vec{J}_q = \vec{L} + \vec{S}_q$, où $\vec{L}$ est le moment cinétique orbital de la pelote et $\vec{S}_q$ son spin. Le spin totale du méson est alors $\vec{J} = \vec{J}_q + \vec{S}_Q$, avec $\vec{S}_Q$ spin du quark lourd.

Dans l'état fondamental où $L=0$, les deux états dégénérés sont les mésons B et B^* avec pour moment angulaire respectivement 0 et 1.

Pour les états excités orbitalement avec $L=1$, la composition des moments cinétiques donne quatre états, généralement notés B^{**} , deux états dégénérés avec $J_q = 3/2$, B_1 et B_2^* et deux états dégénérés avec $J_q = 1/2$, B_0^* et B_1^* . La théorie HQS contraint également la

désintégration forte de ces états; les états avec $J_q = 1/2$ correspondent à une résonnance large et les états avec $J_q = 3/2$ à une résonnance étroite.

Tous ces états B^{**} se désintègrent en un état B ou B^* via l'émission d'un pion, le méson B^* se désexcite vers un méson B en émettant un photon d'environ 46 MeV. La figure 7.3 montre la différents états spectroscopiques des mésons B .

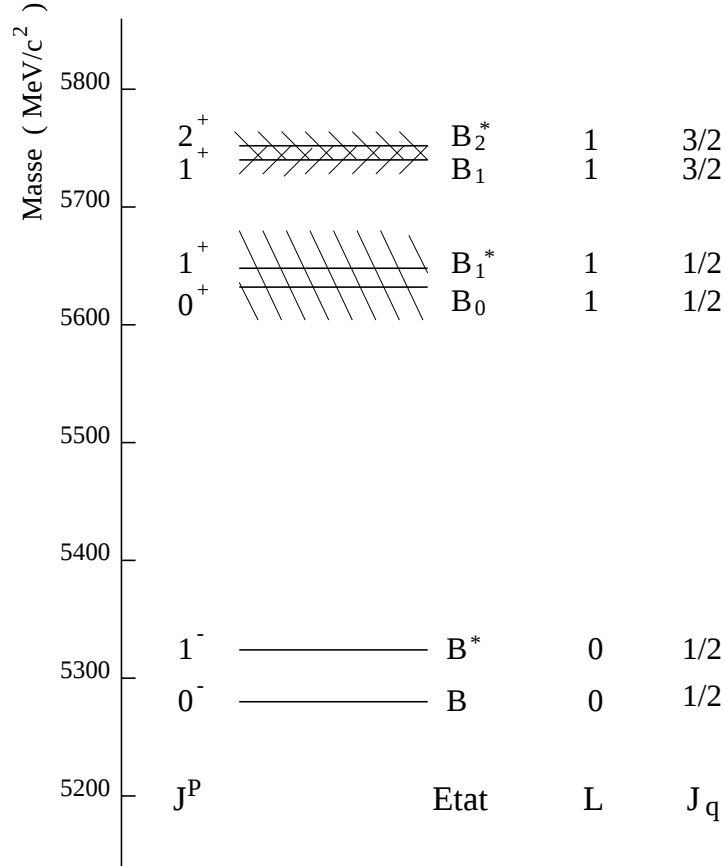


FIG. 7.3: Spectroscopie des mésons B . Les mésons $B^{**\pm}$ chargés se désintègrent vers un état B_d^0 ou B_d^{0*} via l'émission d'un pion chargé. Le méson B_d^{0*} se désexcite en B_d^0 en émettant un photon de 46 MeV.

Les premières prédictions sur les masses de ces états ont été effectuées grâce à la théorie HQS [55]. Des calculs plus récents utilisant l'approximation d'un quark de valence non relativiste [54] et le modèle d'un quark léger relativiste [53] ont été effectués. Le tableau 7.1 donne les prédictions de ces trois modèles et la figure 7.4 la distribution de la masse des mésons $B^{**\pm}$ obtenue au niveau générateur.

Les premières observations des mésons B^{**} ont été obtenues à LEP en 1994 ([50] [51], [52]). Le taux de mésons B provenant d'une décroissance d'un B^{**} est estimé par la collaboration ALEPH à $31 \pm 11\%$ [49]. De plus en suivant les prédictions de HQS la masse de l'état $B_2^{*\pm}$ a été estimée par la collaboration ALEPH à 5739^{+10}_{-12} MeV/ c^2 [49].

L'expérience CDF a également observé ces états excités. La fraction de quarks b qui s'hadronise en un méson B^{**} a été mesurée: $0.287^{+0.066}_{-0.066}$, et en suivant les prédictions de HQS la masse de l'état B_1 a été estimée à $m(B_1) = 5732 \pm 22$ MeV/ c^2 [56].

Nom	$\vec{J}$	J_q	Masse(GeV/c ²)			Largeur	Décroissance
			[55]	[54]	[53]		
$B_0^{*\pm}$	0	$\frac{1}{2}$	5.650	5.870	5.738	large	$B_d^0 \pi^\pm$
$B_1^{*\pm}$	1	$\frac{1}{2}$	5.650	5.875	5.757	large	$B_d^{0*} \pi^\pm$
$B_1^\pm$	1	$\frac{3}{2}$	5.759	5.700	5.719	étroit	$B_d^{0*} \pi^\pm$
$B_2^{*\pm}$	2	$\frac{3}{2}$	5.771	5.715	5.733	étroit	$B_d^{0*} \pi^\pm, B_d^0 \pi^\pm$

TAB. 7.1: Les états $B^{**\pm}$ prédits.

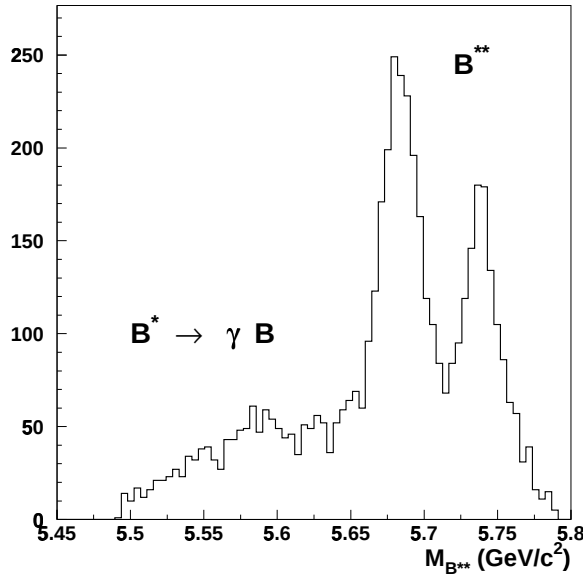


FIG. 7.4: Distribution de la masse des mésons $B^{**\pm}$ obtenue au niveau générateur. La queue de la distribution est due aux décroissances $B_d^{0*} \rightarrow \gamma B_d^0$.

7.2 Simulation des événements

Les événements signal et bruit de fond sont produits grâce au générateur d'événements PYTHIA puis reconstruits en simulant la réponse du détecteur aux particules qui le traversent.

7.2.1 Le générateur PYTHIA

La génération des événements $pp \rightarrow b\bar{b} + X$ est effectuée grâce au générateur d'événements PYTHIA [57]. Pour la simulation d'une collision proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV il procède en trois étapes:

- génération des événements pp : pour cette étape une connaissance détaillée de la fonction de structure du proton $F_2(x, Q^2)$ est requise. Son calcul est basé sur QCD

perturbatif et sur les prédictions des équations d'évolution dans le parton; les résultats sont ajustés aux données expérimentales. L'incertitude principale réside dans le comportement de cette fonction à faible x où la contribution des gluons est dominante. L'ensemble de fonctions de structure CTEQ2L qui tient compte des résultats récents dans ce domaine apporté par les expériences Zeus et H1 [ref] est utilisé.

Aucune coupure cinématique n'est effectuée à la production.

- fragmentation des quarks: les quarks et les gluons sont générés à l'aide de QCD perturbatif, puis l'hadronisation est effectuée en utilisant le modèle des cordes (de Lund [12]) et la fragmentation de Peterson ([8]).
- désintégrations des particules: la désintégration des particules issues de la fragmentation est simulée en utilisant les rapports de branchement et les temps de vie mesurés et prédis.

A la fin du processus complet de génération on obtient un ensemble de particules finales stables ou quasi stables composé essentiellement de pions et de photons.

7.2.2 Production des événements

a) Signal

Les événements $b\bar{b}$ utilisés pour la génération des événements signal sont issus du programme de simulation de physique du b de CMS [58]. Un ensemble d'un million d'événements contenant chacun une paire de quarks b avant fragmentation sont disponibles.

Ces événements ont été générés en prenant en compte les processus de production principaux des hadrons beaux comme la fusion et la scission de gluon (grâce à MSEL=1 dans PYTHIA qui correspond à la production de tous les quarks). Pour cette production 130 millions de paires $q\bar{q}$ ont été générées pour obtenir 1 million de paires $b\bar{b}$.

Le tableau 7.2 donne le détail de ces processus ainsi que leurs sections efficaces.

processus	sections efficaces (mb)
$qq \rightarrow qq$	1.5
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$	$o(10^{-2})$
$q\bar{q} \rightarrow gg$	$o(10^{-2})$
$qg \rightarrow qg$	16.6
$gg \rightarrow q\bar{q}$	0.9
$gg \rightarrow gg$	36.2

TAB. 7.2: *Processus pris en compte pour la production des quarks b dans les événements signaux.*

Il faut donc forcer les désintégrations dans les canaux souhaités pour obtenir une statistique suffisante. Les masses des mésons B^{**} utilisés sont ceux donnés par la collaboration ALEPH [49], et les rapports de branchement sont donnés dans la section 1. De cette manière $1.1 \cdot 10^6$ événements ont été générés.

b) Bruit

Le nombre d'événements bruit de fond à produire est trop important pour pouvoir être générés avec les paires $b\bar{b}$ fournies par le programme de CMS, la quantité de paires de quarks b disponibles étant trop faible. Pour ces événements la production de quark b a donc été forcée (MSEL=5), chaque collision pp produit une paire de quarks b . La contre partie à forcer la production de quarks b est que le processus de production par scission de gluons n'est plus pris en compte. Les processus utilisés sont: $gg \rightarrow q\bar{q}$ et $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$. 24.3 millions d'événements ont ainsi été générés.

c) Empilement des événements

A faible luminosité on attend environ 2 ou 3 interactions protons-protons par croisement de faisceaux. A chaque événement contenant des quarks b des événements dits de biais minimum, correspondant à l'interaction de deux protons, ont été ajoutés. Pour la simulation de ces événements les processus de diffusion élastique et de diffraction sont pris en compte. Le tableau 7.3 donne les processus et les sections efficaces utilisés pour la production de ces événements. En considérant la section efficace de collision pp ; $\sigma_{pp} = 100$ mb, le nombre d'événements moyen est de 2.5. Ces événements sont donc ajoutés en suivant une distribution de poisson de moyenne 2.5.

processus	sections efficaces (mb)
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$	1.5
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$	$o(10^{-2})$
$q\bar{q} \rightarrow gg$	$o(10^{-2})$
$qg \rightarrow qg$	16.6
$gg \rightarrow q\bar{q}$	0.9
$gg \rightarrow gg$	36.2
Diffusion élastique	22.2
Diffraction simple	14.3
Diffraction double	9.79

TAB. 7.3: *Processus pris en compte pour la production des événements de biais minimum.*

7.2.3 Simulation du détecteur CMS

Il existe deux types de simulation du détecteurs CMS, une détaillée mais lente et une basée sur des paramétrisation et donc rapide:

- La simulation complète (CMSIM) basée sur le programme GEANT simule l'interaction des particules avec les matériaux des sous-détecteurs. On obtient alors des impacts indépendants à partir desquels la réponse des détecteurs est modélisée. Ces impacts sont ensuite assemblés en amas puis en traces comme pour des données réelles.

- La simulation rapide est une simulation paramétrée des performances du détecteur CMS. Pour chaque particule générée on convolue ses paramètres physiques par la résolution expérimentale des sous-détecteurs. De même les efficacités de reconstruction des particules pour les différents canaux étudiés sont représentées par des fonctions qui reproduisent les résultats attendus dans CMS. Cette simulation permet de produire des événements en grand nombre, et donc de simuler le nombre important d'événements attendus dans CMS, et ainsi d'être capable d'étudier les sources de bruits de fond.

Cette étude est réalisée avec la simulation rapide du détecteur. Nous décrivons maintenant les outils utilisés pour cette simulation.

a) déclenchement

Le déclenchement utilisé est celui sur les deux muons issus du J/ψ . Les performances des chambres à muons sont paramétrées comme cela est détaillé dans la référence [59]. Un événement est conservé si les deux muons passent les critères d'acceptance et de déclenchement correspondants à ceux décrits au chapitre 2.

b) efficacité de reconstruction

Les efficacités de reconstruction de chaque canal sont estimées à partir de la simulation GEANT du détecteur CMS puis paramétrées en fonction des impulsions transverses et des rapidités des particules reconstruites.

La reconstruction du K_s^0 est effectuée à partir de la masse invariante des deux pions issus de sa désintégration. Les coupures appliquées pour cette reconstruction sont:

- une impulsion transverse des deux pions supérieure à 0.7GeV,
- une distance de vol dans le plan transverse du K_s^0 supérieure à 1cm,
- une différence entre la masse reconstruite et celle du K_s^0 inférieure à 15MeV.

Une efficacité de reconstruction du canal $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ est alors obtenue en fonction du p_t et η du K_s^0 ($\varepsilon^{K_s^0}(\eta, p_t)$). L'efficacité globale est de 37.4 %, la figure 7.5 donne la distribution des efficacités.

De même l'efficacité de reconstruction du J/ψ a été obtenue après les coupures $|\eta| < 2.4$ et $|M_{\mu\mu} - M_{J/\psi}| < 2\sigma_{M_{J/\psi}}$ pour les muons, et après avoir appliqué le déclenchement sur deux muons. L'efficacité globale est de 95.6%

Dans le cas d'un pion isolé les efficacités de reconstruction en fonction de η et de 6 valeurs de p_t sont montrées sur les figures 7.6.

c) mesure des impulsions

Pour simuler la sensibilité sur la mesure des impulsions de CMS dans le trajectomètre, les résolutions expérimentales sont paramétrées. Une fonction (TSMEAR [60]) qui interpole sur une table de valeurs données par la simulation GEANT, permet à partir de l'impulsion des particules chargées générées d'obtenir une impulsion "expérimentale".

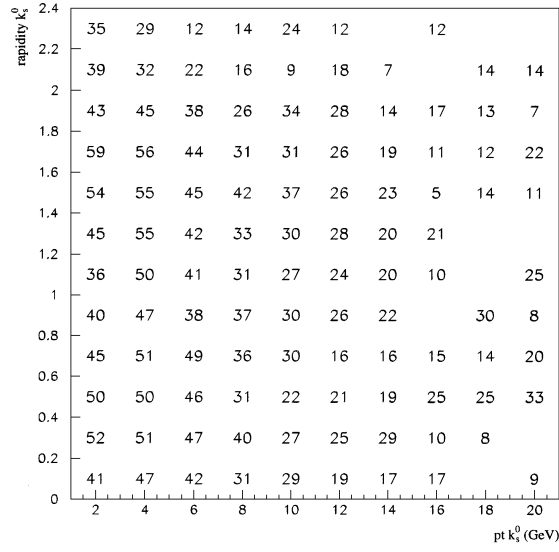


FIG. 7.5: Efficacité de reconstruction (en pourcentage) du K_s^0 , $\varepsilon^{K_s^0}(\eta, p_t)$, en fonction de sa pseudo-rapidité et son impulsion transverse [62].

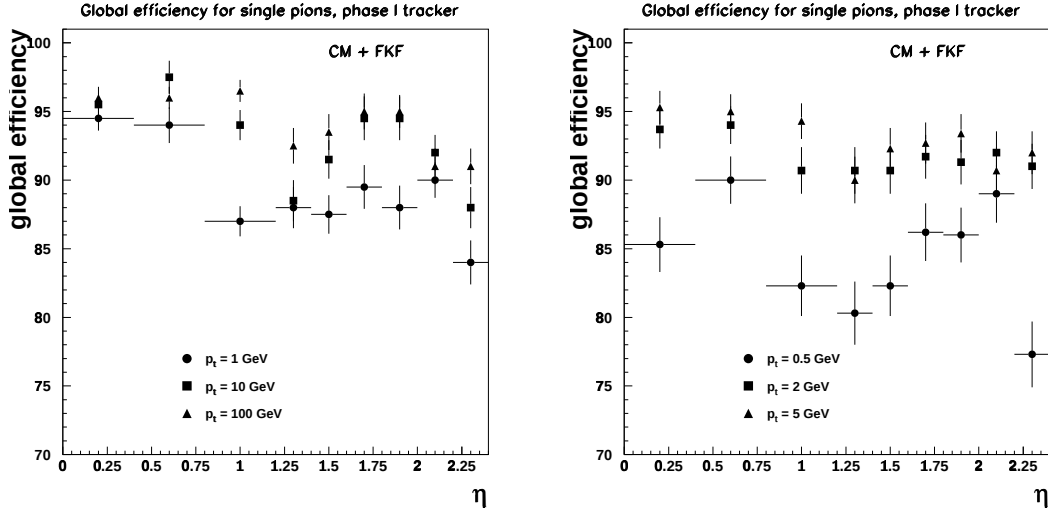


FIG. 7.6: Efficacité de reconstruction d'un pion isolé $\varepsilon^\pi(\eta, p_t)$ en fonction de sa rapidité et de son impulsion transverse [61].

d) préselection des événements

Avant l'analyse une première sélection des événements est effectuée. Un événement est conservé si:

- $|\eta| < 2.4$ pour les pions issus du K_s^0 et du B^{**} et pour les muons, ce qui correspond à la couverture géométrique du trajectomètre,
- $p_t > 0.5$ GeV/c pour les pions, ce qui correspond à la limite cinématique du trajectomètre,
- les muons passent les coupures du système de déclenchement.

7.3 Analyse

L'analyse et la sélection des événements sont effectuées en plusieurs étapes. Le système $B_d^0 \pi_{**}$ est d'abord reconstruit. Le nombre de pions candidats étant à ce stade très élevé, un ensemble de coupures cinématiques sont appliquées, puis un algorithme de sélection d'un seul pion est utilisé. Enfin une estimation et une soustraction statistique du bruit de fond sont effectuées.

7.3.1 Sélection des événements

a) reconstruction du système $B \pi_{**}$

Dans un premier temps le K_s^0 et le J/ψ sont reconstruits (figure 7.7) puis le méson B_d^0 est reconstruit à partir de la masse invariante du K_s^0 et du J/ψ (figure 7.8). On suppose alors une efficacité de 100%, et on exige que la différence entre la masse du B_d^0 reconstruit et la masse du B_d^0 soit inférieure à $2\sigma_{M_{B_d^0}}$.

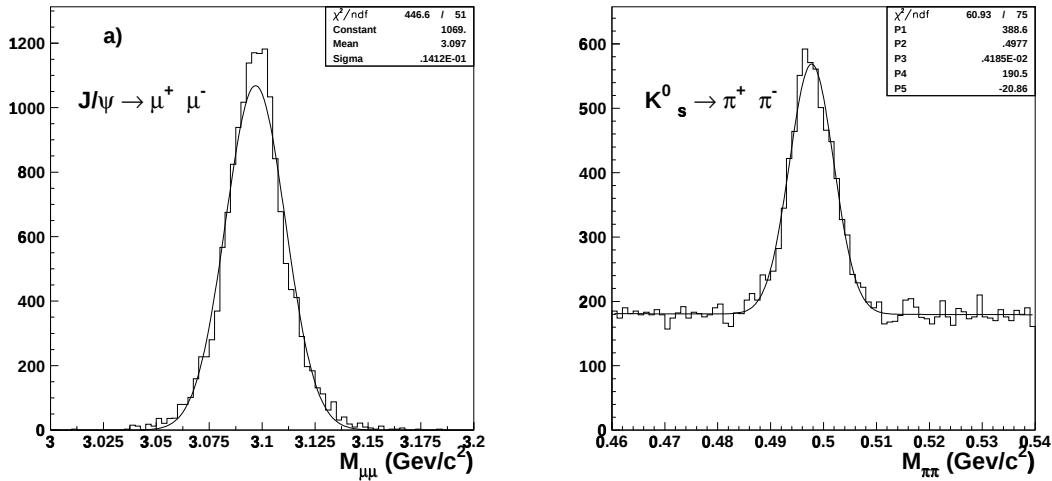


FIG. 7.7: Reconstruction du J/ψ dans la décroissance $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (a) et du K_s^0 dans la décroissance $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (b).

Parmi tous les pions chargés produits lors des interactions pp au LHC il faut maintenant sélectionner celui qui provient de la désintégration des B^{**} . CMS ne dispose pas de système d'identification des hadrons, tous les protons, les pions et les kaons chargés doivent donc être considérés comme candidats potentiels pour le pion issu du B^{**} (noté π_{**}). On impose donc la masse du pion à tous les hadrons pour obtenir leur énergie à partir de la mesure de leur impulsion. Seuls les pions utilisés pour reconstruire le K_s^0 sont exclus.

Pour être candidat un hadron doit remplir les conditions suivante: $p_t > 0.5$ GeV/c, $|\eta| < 2.4$ et la masse $M_{B\pi_{**}}$ doit être comprise entre 5.4 et 7.4 GeV/c². A ce stade en moyenne 12 pions π_{**} sont déclarés candidats; la figure 7.9.a montre la multiplicité de ces pions candidats.

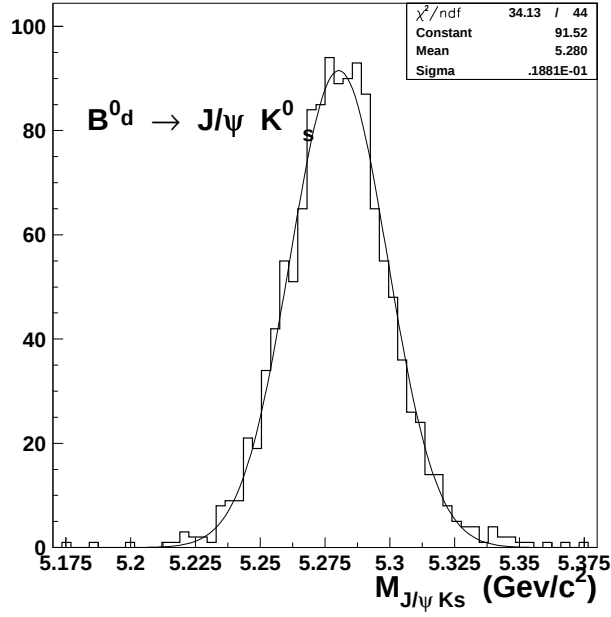


FIG. 7.8: Reconstruction du B_d^0 dans la décroissance $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$.

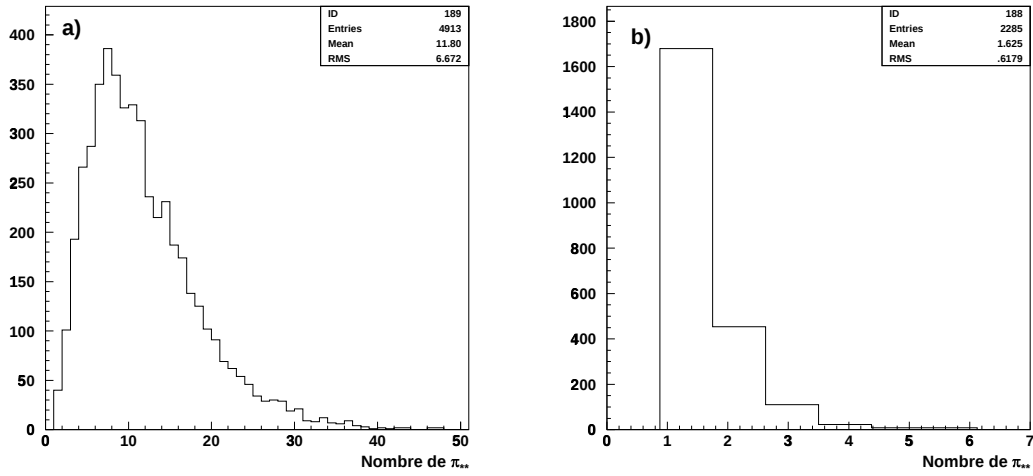


FIG. 7.9: Multiplicité des pions π_{**} avant les coupures cinématiques (a) et après (b).

b) variables cinématiques

Pour sélectionner le pion provenant de la résonance on estime que lors de la fragmentation le méson B^{**} doit conserver la plus grande partie de l'impulsion. En conséquence le pion associé doit avoir en moyenne une impulsion plus grande que les autres et être plus collimé avec le B_d^0 .

Pour la sélection des événements plusieurs variables cinématiques sont définies:

- $\Delta R = \sqrt{\Phi^2 + \Delta\eta^2}$ où Φ est l'angle entre le B_d^0 et le pion associé; ΔR représente un cône entre la direction du B_d^0 et celle du π_{**} ,
- $\cos\theta$ où θ est l'angle entre la direction du pion et celle du boost, après avoir appliqué un boost de Lorentz dans le référentiel au repos du système $B_d^0\pi_{**}$,
- P_L qui est la projection de l'impulsion du pion sur la direction du B_d^0 .

Les figures 7.10 montrent les distributions de ces variables cinématiques et de l'impulsion transverse des pions candidats, dans le cas des vrais pions issus du signal, de tous les pions candidats présents dans le signal, et des pions candidats présents dans le bruit de fond.

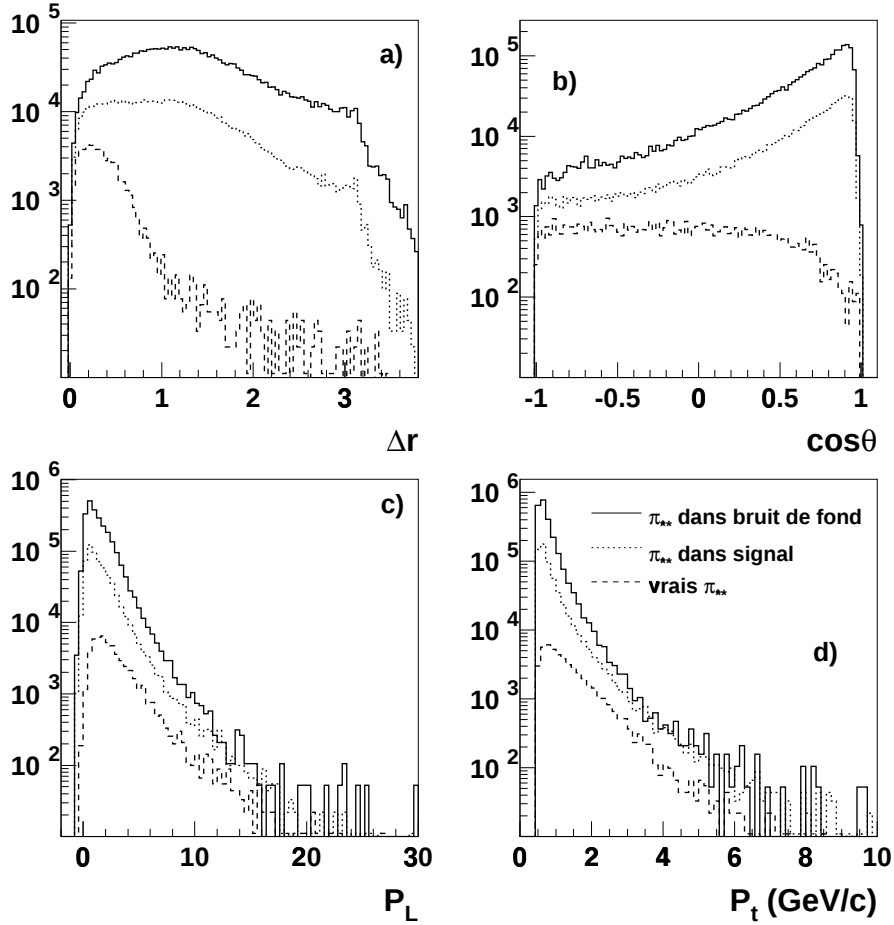


FIG. 7.10: Distributions des variables cinématiques ΔR (a), $\cos\theta$ (b) et P_L (c) et de l'impulsion transverse (d) des pions candidats (π_{**}); les distributions sont montrées pour les vrais pions issus du B^{**} dans le signal, tous les candidats avant coupures présents dans le signal et tous les candidats présents dans le bruit.

c) coupures utilisées

Les pions provenant des événements minimum bias ont une impulsion transverse qui décroît rapidement. De plus 95% des vrais pions issus du signal ont un $\Delta R < 1$ et 89% ont $\cos \theta < 0.5$. Pour sélectionner le bon pion parmi tous les candidats nous imposons donc:

- $\Delta R < 1$, $\cos \theta < 0.5$, $P_L < 10$, $p_t^\pi > 1.5$ GeV
- un paramètre d'impact du B^{**} reconstruit inférieur à $500\mu\text{m}$. Cette dernière coupure a pour but d'éliminer les candidats provenant de particules issues de désintégration de particules ayant volées dans le détecteur et qui ne peuvent pas provenir d'un B^{**} ; elle est effectuée au niveau générateur.

d) algorithmes de sélection

La figure 7.9.b montre la multiplicité des pions candidats après avoir appliqué les coupures cinématiques mentionnées précédemment. Dans certains cas celles-ci n'ont pas permis de sélectionner un seul pion π_{**} . Si après ces coupures cinématiques il reste quatre pions candidats ou plus, alors l'événement est rejeté. Si deux ou trois π_{**} sont encore candidats, alors différents algorithmes pour la sélection du bon candidat ont été testés:

- $\min(\Delta R)$ qui consiste à conserver le pion le plus proche du B_d^0 c'est à dire celui qui a le plus petit ΔR ,
- $\max(P_L)$ qui consiste à conserver le pion qui emporte la plus grande fraction d'impulsion c'est à dire celui qui a le plus grand P_L ,
- $\min(\cos \theta)$ qui sélectionne le pion dont la variable $\cos \theta$ est la plus petite.

La figure 7.11 montre les distributions du signal obtenues avec les trois algorithmes lorsque 2 ou 3 pions candidats sont présents. Le signal obtenu avec l'algorithme $\min(\Delta R)$ est plus important et la contamination moins grande. Dans la suite nous utiliserons donc cet algorithme.

e) résultats

La figure 7.12 montre la distribution de la somme du signal et du bruit de fond, et celle du bruit de fond seul pour le système $B\pi_{**}$ reconstruit dans une fenêtre de masse comprise entre 5.4 et 7.4 GeV/c². La résonance du B^{**} se situe bien dans une fenêtre de masse de 5.6 et 5.8 GeV/c². Les pions présents dans la queue de la distribution du signal sont dus à des combinaisons aléatoires.

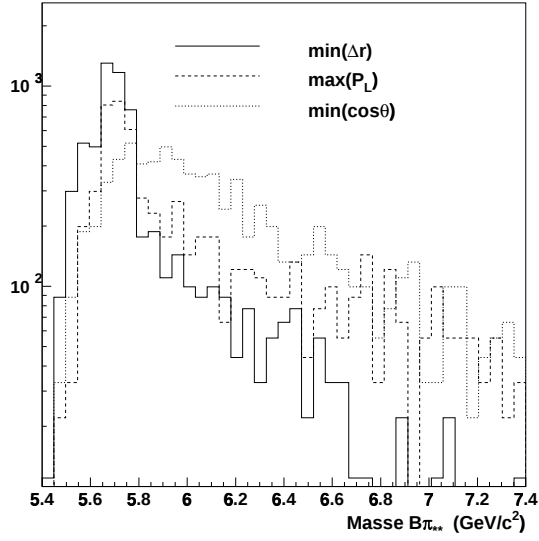


FIG. 7.11: *Signal obtenu avec les 3 algorithmes dans le cas où 2 ou 3 pions sont encore candidats après les coupures cinématiques.*

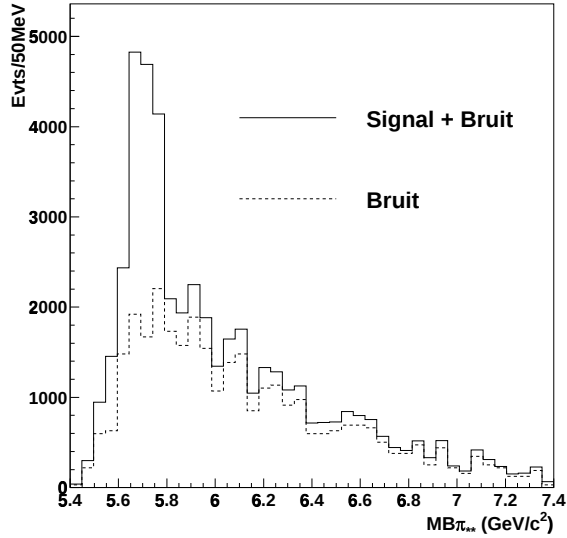


FIG. 7.12: *Distribution du signal+bruit de fond et du bruit seul obtenu après sélection des événements.*

7.3.2 Estimation et soustraction statistique du bruit de fond

Le but est d'estimer la quantité de bruit de fond présent sous le pic. Pour cela on utilise un canal similaire à celui à étudier c'est à dire qui a la même cinématique mais qui n'a pas de résonance. Ce canal devrait nous permettre d'estimer les combinaisons aléatoires des pions avec les mésons B qui forment un B^{**} . Nous utilisons la décroissance $B^+ \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-) + K^+$. Le bruit de fond n'a pas été étudié pour ce canal.

On associe donc un pion chargé avec un méson B^+ de manière à former un B^{**} . Pour cela on effectue une combinaison d'un B^+ avec un π^+ et d'un B^- avec un π^- et on applique les mêmes critères de sélection que précédemment. La figure 7.13.a montre la distribution ainsi obtenue, elle suit approximativement celle du bruit de fond (figure 7.13.b).

On normalise donc cette distribution sur la queue de celle du signal, c'est à dire en dehors de la fenêtre de la résonnance, pour obtenir la valeur correcte du nombre d'événement de bruit de fond sous le pic du signal. Après soustraction des deux distributions on obtient le nombre d'événements signal sous le pic, on conserve les événements la masse du système $B\pi_{**}$ est comprise entre 5.6 et 5.78 GeV/c^2 , la figure 7.15 montre la distribution ainsi obtenue.

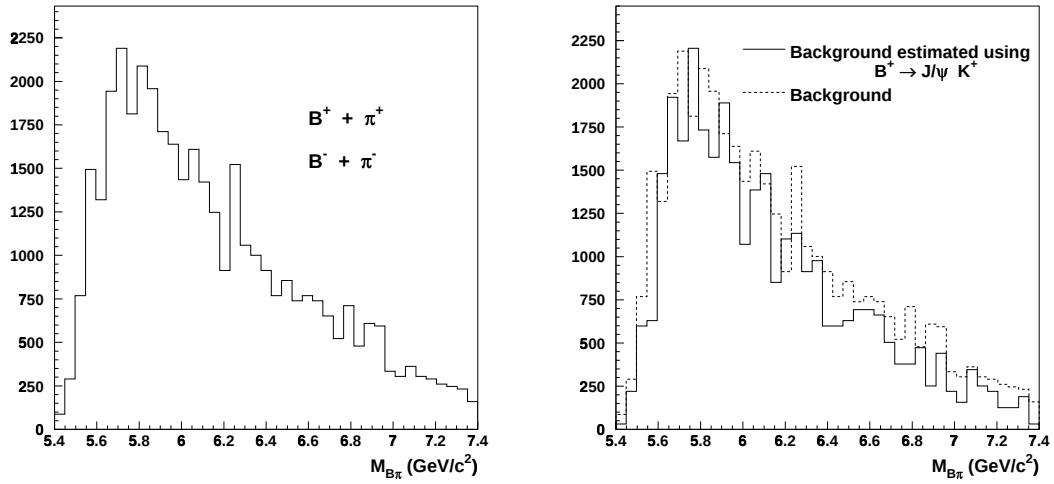


FIG. 7.13: Distribution obtenue dans le canal $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ en associant un pion $\pi^\pm$ avec un méson $B^\pm$.

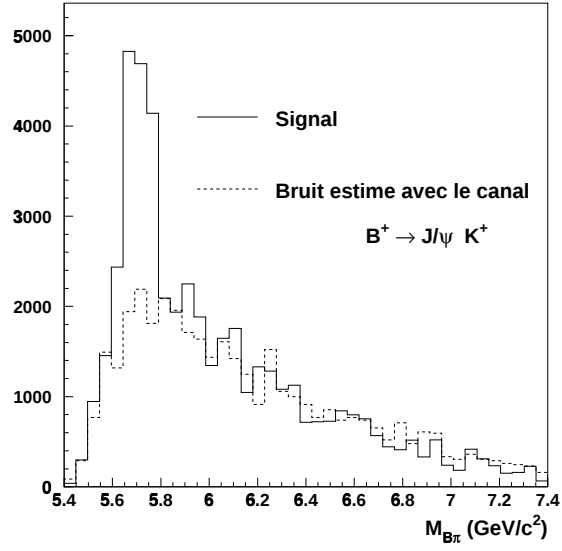


FIG. 7.14: *Ajustement des distributions.*

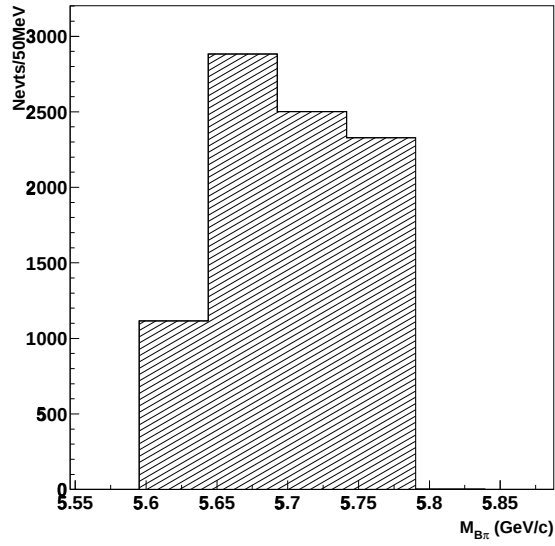


FIG. 7.15: *Signal après soustraction du bruit.*

7.4 Résultats

7.4.1 Sensibilité sur $\sin 2\beta$

Un nombre $N_S = 8788$ de décroissances $B^{*\pm} \rightarrow B_d^0 \pi^\pm \rightarrow J/\psi K_s^0 \pi^\pm$ reconstruites sont attendues après analyse, pour un nombre $N_B = 7264$ d'événements bruit de fond.

La valeur attendue pour la sensibilité sur l'angle β par cette méthode est alors: $\delta(\sin 2\beta) = 0.022$.

7.4.2 Les incertitudes systématiques

Plusieurs paramètres peuvent modifier la valeur de $\delta(\sin 2\beta)$ trouvée, nous étudions ici la stabilité des résultats en fonction des différentes hypothèses faites pour cette analyse. Le tableau 7.4 présente les incertitudes estimées sur chaque paramètre. Les incertitudes peuvent avoir deux origines: théoriques, et dans ce cas les paramètres seront mieux connus lors du démarrage de l'expérience, où expérimentales.

a) incertitudes d'origine théorique

- La section efficace de production des paires $b\bar{b}$ au LHC est connue de manière imprécise: on a $\sigma_{b\bar{b}} = 500 \pm 150 \mu\text{b}$ soit une incertitude de 30% sur le nombre de quark b qui seront produits.
- Le taux de production des mésons B^{**} est encore mal connu. Il est actuellement de $30\% \pm 15\%$ [49]. Il devrait être mieux mesuré lors du démarrage du LHC.
- Le facteur de dilution D_{int} et la coupure sur le temps propre du B_d^0 : la figure 7.2 montre que la valeur attendue pour $\delta(\sin 2\beta)$ est peu sensible à une variation sur la valeur de t_0/τ de l'ordre de 15%.

b) incertitudes expérimentales

- Les efficacités de reconstruction des traces et l'identification du K_s^0 , J/ψ , des pions isolés. L'erreur sur l'efficacité du K_s^0 est de 10%, et de 5% pour celles des pions isolés et des J/ψ .
- Paramètre d'impact: un des critères de sélection pour le B^{**} est une coupure sur son paramètre d'impact. La précision attendue sur cette variable est inférieure à $100 \mu\text{m}$ et donc l'influence attendue sur $\delta(\sin 2\beta)$ est négligeable.

D'autres incertitudes peuvent provenir de l'estimation du bruit de fond pris en compte dans l'analyse, de la qualité de l'estimation et de la soustraction statistique du bruit de fond, de l'asymétrie potentielle de charges entre les traces chargées dans le bruit de fond et de l'asymétrie due à la violation CP elle-même dans le bruit de fond. Elles ne sont pas prises en compte.

origine	erreur sur $\delta(\sin 2\beta)$
Section efficace de production $\sigma_{b\bar{b}}$	0.007
Taux de production des mésons B^{**}	0.003
Efficacité de reconstruction du K_s^0	0.003
Efficacité de reconstruction du π isolé	0.002
total	0.009

TAB. 7.4: *Principales contributions aux erreurs systématiques pour l'estimation de $\delta(\sin 2\beta)$ sommées quadratiquement.*

7.4.3 Comparaison et perspectives

Une étude comparable a été effectuée pour l'expérience ATLAS, la sensibilité sur la mesure de $\delta(\sin 2\beta)$ est de 0.030 [63].

Pour les autres techniques d'étiquetage permettant la mesure de l'angle β dans la décroissance $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$, la connaissance de la nature du méson B_d^0 se fait en utilisant le signe du lepton venant de la décroissance du quark b associé. Le tableau 7.5 donne les différentes techniques et les sensibilités attendues pour chacune d'elles.

Les deux méthodes sont complémentaires car les sources d'erreur sont différentes. Avec les méthodes d'étiquetage leptonique il apparaît une dilution due à la qualité de l'étiquetage et une autre due à l'oscillation des mésons avant leur désintégration leptonique.

canal	$\delta(\sin 2\beta)$
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu) K_s^0 \oplus \mu^{tag}$	0.046
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu) K_s^0 \oplus e^{tag}$	0.048
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(ee) K_s^0 \oplus \mu^{tag}$	0.08
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(ee) K_s^0 \oplus e^{tag}$	0.11
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu\mu) K_s^0 \oplus B^{**}$	0.022
résultats combinés	0.018

TAB. 7.5: *Sensibilité attendue sur la mesure de $\sin 2\beta$ en utilisant le canal de décroissance $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ pour une luminosité intégrée de 10^4 pb^{-1} .*

D'autre part une augmentation du nombre d'événements mesurés par cette technique peut être obtenue en utilisant la décroissance du J/ψ en e^+e^- . Ce canal pourrait permettre d'augmenter la statistique d'environ 15%.

7.4.4 Les expériences futures

Avant la mise en fonctionnement du LHC plusieurs expériences chercheront à mettre en évidence puis à mesurer les effets de la violation de CP dans le système des mésons beaux.

Trois de ces expériences dédiées à la mesure et à l'étude de la violation CP dans le système des mésons B ont commencées à prendre des données. Deux sont installées auprès d'accélérateurs e^+e^- asymétriques produisant des $\Upsilon(4S)$; BaBar auprès de l'accélérateur PEP-II (faisceaux de 9 et 3.1 GeV/c) à SLAC et Belle auprès de KEKB (faisceaux de 8 et 3.5 GeV/c) à KEK. La troisième HERA-B est une expérience sur cible fixe auprès de l'accélérateur HERA à DESY.

Les expériences auprès du run2 du collisionneur $p\bar{p}$ TEVATRON à Fermilab CDF, D0 et BTeV débiteront leur prise de données en 2001. Durant la première phase de prise de données l'expérience CDF a montrée ses capacités pour reconstruire les canaux $B_d^0 \rightarrow J/\psi + X$. D0 et CDF modifient actuellement une partie des détecteurs pour améliorer leurs capacités de mesure des paramètres de la violation de CP.

Les expériences au LHC (ATLAS, CMS et LHC-b) commenceront à prendre des données après 2005. Contrairement à LHC-b qui possède un système d'identification des particules, ATLAS et CMS ne sont pas optimisées pour la physique du b, mais le grand nombre d'événements produits devraient leur permettre d'améliorer la précision des mesures et de compléter les résultats obtenus par les expériences qui prennent des données avant le début du LHC.

Les sensibilités attendues sur la mesure de $\sin 2\beta$ au démarrage du LHC et pour chacune des trois expériences du LHC sont données dans le tableau 7.6.

Expériences	$\delta(\sin 2\beta)$
à l'aube du LHC [64] [65] [66]	0.05
ATLAS	0.017
CMS	0.018
LHCb [67]	0.017

TAB. 7.6: *Sensibilité attendue sur la mesure de $\sin 2\beta$ au démarrage du LHC et pour les trois expériences du LHC.*

7.5 Conclusion

Une nouvelle technique pour l'extraction du paramètre β du triangle d'unitarité dans la décroissance $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ a été étudiée. Elle consiste à identifier la nature du méson B grâce à la désintégration des mésons B^{**} . La sensibilité attendue par cette méthode est de 0.022.

Conclusion

Le cadre de ce travail de thèse a été la préparation de l'expérience CMS qui sera installée auprès du futur collisionneur proton-positon LHC au CERN.

Le travail a concerné d'une part l'électronique de lecture des détecteurs à micropistes et son adaptation aux MSGC, et d'autre part, la mesure de la violation de la symétrie CP dans le système des mésons B .

Dans un premier temps une étude concernant le traitement du signal et l'adaptation de l'électronique aux détecteurs MSGC a été effectuée. Le but du traitement du signal est de réduire l'information délivrée par ces détecteurs à une amplitude significative ou non du passage d'une particule avant l'enregistrement des données. Il doit permettre d'éliminer au mieux l'empilement de signaux produits dans différents croisements de faisceaux. Plusieurs méthodes ont été étudiées et comparées à partir de simulations. La simulation a permis d'étudier les effets de la mise en forme du signal, du rapport signal sur bruit, du temps d'échantillonnage et de la multiplicité initiale des traces, ceci pour chaque algorithme. Les meilleurs résultats sont obtenus avec une méthode basée sur une somme pondérée de trois échantillons espacés de 50 ns associée à une mise en forme de 30 ns.

D'autre part les premiers tests en faisceau de détecteurs silicium à micropistes et d'une MSGC lus par des circuits APVD ont été réalisés. Ces circuits, fabriqués en technologie DMILL résistante aux radiations, sont conçus pour la lecture des détecteurs silicium à micropistes de CMS. Des mesures ont été effectuées dans les deux modes de fonctionnement des circuits (pic et déconvolution) et ces tests ont montré un bon fonctionnement global des circuits malgré un niveau de bruit élevé dû à un phénomène d'oscillations à l'intérieur du circuit. Le rapport signal sur bruit mesuré avec les détecteurs silicium est de 12 en mode pic et de 6 en mode déconvolution, il est de 16 avec la MSGC en mode pic. L'efficacité pour les détecteurs silicium est supérieure à 98% en mode pic et supérieure à 93% en mode déconvolution, et elle est de 97.2% avec la MSGC.

La dernière partie de ce travail concerne la mesure de la violation de la symétrie CP dans le système des mésons beaux. Dans le Modèle Standard, les effets les plus importants de la violation de CP sont attendus dans ce système, et les angles du triangle d'unitarité de la matrice CKM sont obtenus à partir de la différence entre les deux largeurs de

désintégration $\Gamma(B_d^0 \rightarrow f)$ et $\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{f})$. Une nouvelle méthode d'étiquetage pour l'identification de la nature des mésons B (B_d^0 ou $\bar{B}_d^0$) a été développée. La connaissance de la nature du quark b d'origine est obtenue grâce au signe du pion dans la désintégration des mésons excités orbitalement $B^{**\pm} \rightarrow \pi^\pm B_d^0$. Cette méthode a été appliquée à la mesure de l'angle β du triangle d'unitarité dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi (\mu^+ \mu^-) K_s^0 (\pi^+ \pi^-)$. La capacité du détecteur CMS à mesurer cet angle par cette méthode a été évaluée et finalement la sensibilité obtenue sur $\sin 2\beta$ est: $\delta(\sin 2\beta) = 0.022$.

Bibliographie

- [1] O. Nachtmann, *Elementary Particle Physics*, Springer-Verlag.
- [2] C.Caso et al., *Review of particle physics*, The European Physical Journal C3 (1998) 1.
- [3] N.Cabibbo, *Unitarity symmetry and leptonic decays*, Phys. Rev. Letters. 10 (1963), 531.
M.Kobayashi et T.Maskawa, *CP violation in the renormalisable theory of weak interaction*, Prog. Theor. Phys. 49 (1973), 652.
- [4] L.Wolfenstein, *Parametrisation of the Kobayashi-Maskawa matrix*, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1945.
- [5] M.Neubert, *B decays and CP violation*, International Journal of Modern Physics A, Vol.11, No23 (1996), 4173-4239.
- [6] R.Aleksan, *La violation de CP*, Ecole d'été de physique des particules, GIF 1991.
- [7] J.H.Christenson et al., *Evidence for the 2π decay of the K_2^0* , Phys.Rev.Lett. 13 (1964),138.
- [8] C.Peterson et al., *Scaling violations in inclusive e^+e^- annihilation spectra*, Physical Review D vol.27, No1 (1983), 105.
- [9] P.Nason et al., *The total cross section for the production of heavy quarks in hadronic collisions*, Nuclear Physics B303 (1988), 607.
- [10] F.Parodi et al., *Constraints on the parameters of the CKM matrix by End 1998*, HEP-EX/9903063.
- [11] CDF collaboration, *A measurment of $\sin 2\beta$ from $B \rightarrow J/\psi K_s^0$ with the CDF detector*, CDF/PUB/BOTTOM/CDF/4855.
- [12] B.Anderson et al., *Parton fragmentation and string dynamics*, Phys. Rep. 97 (1983), 33.
- [13] UA4/2 Collaboration, *Predictions on the total cross section and real part at LHC and SSC*, Phys. Letters B315 (1993) 503.
- [14] D.Denegri, *Standard Model physics at the LHC (pp collisions)*, Proceedings of the Large Hadron Collider Workshop, Vol.I(1990) 55, CERN 90-10.

- [15] CMS Collaboration, *The tracker project, Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-6.
- [16] CMS Collaboration, *The electromagnetic calorimeter project, Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-33.
- [17] CMS Collaboration, *The hadron calorimeter project, Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-31.
- [18] CMS Collaboration, *The magnet project, Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-10.
- [19] CMS Collaboration, *The muon project, Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-10.
- [20] G.Wrochna, *CMS level-1 trigger*, NIM A 384 (1996) 143.
- [21] *CMS the compact muon solenoid*, Technical proposal CERN/LHCC 94-38.
- [22] G.Charpak et al., *The use of mutliwire proportional counters to select and localize charged particles*, N.I.M. 62, 262.
- [23] A.Oed *Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases*, NIM 1 263 (1988) 161.
- [24] O.Bouhali et al., *Operation of micro-strip gas counters with DME-based gas mixtures*, NIM A 413 (1998) 105.
- [25] R.Bouclier et al., *The gas Electron Multiplier*, CERN-PPE-96-177.
- [26] F.Angelini et al., *Behaviour of microstrip gas chamber in strong magnetic field*, NIM A 343 (1994) 441.
- [27] R.Bellazini et al., *Electric field, avalanche growth and signal development in Micro-Strip Gas Chamber and Micro-Gap Chamber*, Rivista del Nuovo Cimento vol.17, n.12 (1994)
- [28] F.Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*, CERN 77-09.
- [29] M.Ackermann et al, *Large scale of wedge shaped Micro Strip Gas Counters*, NIM A
- [30] S.Gadomski et al, *The deconvolution method of fast pulse shaping at hadron collider*, NIM A 320 (1992) 217.
- [31] N.Bingefors et al, *A novel technique for fast-pulse using a slow amplifier at LHC*, NIM A 326 (1993) 212.
- [32] V.Radeka, *Low-noise techniques in detectors*, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci (1988) 38-217.
- [33] F.Anstotz et al., *APVD: a CMOS mixed analogue-digital Circuit for the Silicon Tracker in CMS*, Proceedings of the third workshop on electronics for the LHC experiments, Londres, September 1997.

- [34] M.French et al., *APV6-RH A 128 Channel Read-out Chip For The Silicon Tracker In CMS*, Proceedings of the? workshop on electronics for the LHC experiments, .
- [35] R.Sachdeva, *Signal processing for MSGC's at CMS*, CMS TN/94-215.
- [36] J.F.Clergeau et al , *Proposal for the read-out electronics of gas micro-strip detectors in the CMS tracker*, CMS note 1997/013.
- [37] F.G.Sciacca, *Study of analogue signal processing algorithms for MSGC signals in CMS*, CMS note 1997/022.
- [38] J.F.Clergeau, *Etude d'un détecteur gazeux à micropistes pour l'expérience CMS*, Thèse de doctorat, Université C.Bernard Lyon-1, 139-97.
- [39] H.Fischle et al., *Experimental determination of ionisation cluster size distributions in counting gases*, NIM A 301 (1991) 202.
- [40] J.Schmitz, *Results on Monte Carlo simulations of microtstrip gas counter*, NIM A 323 (1992) 638-644.
- [41] F.G.Sciacca, *Definition of the front-end signal processing algorithm for MSGCs in CMS*, CMS note 1997/021.
- [42] F.G.Sciacca, *Impact of fast shaping at the front-end on signals from MSGC*, CMS note 1997/105.
- [43] C.Colledani et al, *A submicron precision silicon telescope for beam test purposes*, NIM A 372 (1996) 379.
- [44] R.Turchetta, *Développement de détecteurs silicium double face a résolution spatiale élevée lecture projective*, Thèse de doctorat CRN/HE 91-07.
- [45] W.R.Leo, *Techniques for nuclear and particle experiments*, Springer-Verlag.
- [46] F.Anstotz et al, *Performance of a CMOS mixed analogue-digital circuit (APVD) for the silicontracker of CMS*, Proceedings of the fourth workshop on electronics for the LHC experiments, Rome, September 1998.
- [47] F.D.v.d. Berg et al, *Study of inclined particle tracks in micro strip gas counters*, NIM A 349 (1994) 438-446.
- [48] M.Gronau, *Identification of neutral B mesons using correlated hadrons*, Phys. Rev. D, Vol.49 N.1 (1994), 254.
- [49] ALEPH Collaboration, *Resonant structure and flavour tagging in the $B\pi^\pm$ system using fully reconstructed B decays*, CERN EP/98-107.
- [50] ALEPH Collaboration, *Resonant structure and flavour tagging in the $B\pi^\pm$ system using fully reconstructed B decays*, contribution to the international europhysics conference on high energy physics, Brussels, Belgium 1995.
- [51] DELPHI Collaboration, *Observation of orbitally excited B mesons*, CERN PPE/94-210.

- [52] OPAL Collaboration, *Observations of $\pi - B$ charge flavour correlations and resonant $B\pi$ and BK production*, CERN PPE/94-206.
- [53] D.Ebert et al., *Mass spectrum of orbitally and radially excited heavy-light mesons in the relativistic quark model*, HUB-EP-97/90.
- [54] N.Isgur, *Spin-Orbit Inversion of Excited Heavy Quark Mesons*, JLAB-THY-97-26.
- [55] E.Eichten et al., *Properties of Orbitally Excited Heavy-Light ($Q\bar{q}$) mesons*, Phys. Rev. Letters Vol.71, n.25 (1993) 4116.
- [56] D.Vucinic, *Observation of Excited B Mesons in $p - \bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$* , CDF Ph.D Thesis, Massachusetts Institute of Technology.
- [57] T.Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4, Physics and Manual*, CERN TH/93-7112.
- [58] M.Konecki et A.Staroudumov, *$b\bar{b}$ Events Simulation Package Users Manuel*.
- [59] M.Konecki et al, *Parametrisation functions of the RPC based muon trigger*, CMS TN/96-104.
- [60] V.Karimaki, *Fast Tracker Response Simulation*, CMS TN/94-275.
- [61] N.Stepanov, *Communication privée*.
- [62] J.Stefanescu, *thèse à paraître*.
- [63] P.Jonsson, *A study of the use of the decay $B^{**+} \rightarrow B^{0(*)}\pi^+$ for $B^0 - \bar{B}^0$ tagging in ATLAS*, ATLAS Internal Note, PHYS-NO-073.
- [64] BaBar Collaboration, *The BaBar Physics Book: Physics at an Asymmetric B Factory*, SLAC-R-0504, Oct.1998.
- [65] Belle Collaboration, *Progress Report to LCPAC*, (1996).
- [66] Hera-B Collaboration, *Technical Design Report*, (1995).
- [67] LHCb Collaboration, *Technical Proposal*, CERN/LHCC/98-4 (1998).