N° d'ordre : 4233
N° IReS : 02-21

Thèse

présentée

devant l'Université Louis Pasteur de Strasbourg
U.F.R. de sciences physiques

pour obtenir

le grade de : Docteur de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg

Mention : *Physique des particules*

par

Stéphanie Moreau

Conception d'un algorithme de reconstruction de vertex pour les données de CMS Etude de détecteurs gazeux (MSGC) et silicium à micropistes.

---

soutenue à Strasbourg le 20 décembre 2002 devant la commission d'examen :

Composition du Jury :

Président :	Luigi ROLANDI
Rapporteurs :	François CHARLES Jacques CHAUVEAU Daniel HUSS
Directeur de thèse :	Jean-Marie BROM
Co-Directeur de thèse :	Ulrich GOERLACH

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier Jean-Marie Brom et Ulrich Goerlach de m'avoir accueilli dans l'équipe CMS et d'avoir bien voulu me diriger et de m'avoir soutenue durant ces 3 années de thèse.

J'aimerais aussi remercier Daniel Huss de m'avoir à la fois accueilli au sein de l'IReS et d'avoir bien voulu faire partir de mon jury en tant que rapporteur interne. Et toute ma gratitude à Luigi Rolandi d'avoir accepté d'être le président de mon jury ainsi qu'à Jacques Chauveau et François Charles d'avoir bien voulu être mes rapporteurs externes.

Je voulais aussi remercier toute l'équipe CMS avec qui j'ai travaillé durant ces 3 années de thèse et en particulier Isabelle Ripp-Baudot de m'avoir aider dans l'analyse des données MSGC. J'aimerais aussi remercier l'équipe d'analyse MF2 (Catherine Vander Velde, Fred Udo, Pascal Vanlaer, Olivier Devroede, Gilles De Lentdecker, Andreas Nowack, Anette Zander, Valeri Zhukov, etc...).

Je remercie l'équipe avec laquelle j'ai participé au test M200 : Patrice Siegrist, Pierro Gieorgio Verdini, Nancy Marinelli, Andromachi Tsirou, Gabriella Pasztor, Roberto Chierricci, Ian Tomalin, Laurent Mirabito, Rob Bainsbridge, Philippe Gras, Frédéric Drouhin, Laurent Gross, Valeri Zhukov, etc...

J'aimerais remercier le groupe b/τ de CMS avec lequel j'ai travaillé sur la reconstruction de vertex, et tout particulièrement Pascal Vanlaer, Teddy Todorov, Lucia Silvestris et Marcello Mannelli.

Un grand merci à Roger Strub, Pierre Juillot, Abdenour Lounis, Frédéric Drouhin, Pierre Van Hove, Auguste Besson ainsi que Jean-Pierre Engel de m'avoir gentillement aider à corriger mon mémoire de thèse et de m'avoir conseillé pour ma soutenance.

D'autre part, je remercie ma famille et mes amis de m'avoir soutenu et supporter durant ces 3 années de thèse et en particulier mes parents, mon frère Alex, ma soeur Géraldine, Philou, Céline d'O, Philippe, Nico, Céline, Martin, Jean-Claude, Alain, Stephan, Davos, Chev', Bebert, Bob, YanniX, Yannick et tous les autres qui se reconnaîtront.

Et pour finir je voudrais souhaiter bon courage à ceux qui n'ont pas encore soutenu : Céline d'O, Philippe, Yannick, Anne-Catherine, Sophie, Nicolas, Arnaud, Eric, David, Benjamin, Noël, Hugo, Julien, Damien, Sébastien, Paul, Frédéric Perrot, Jérôme, Renaud, etc...

Table des matières

Introduction

La physique des particules a pour objet d'étudier les constituants élémentaires de la matière et les interactions auxquelles ils sont soumis. Ces connaissances théoriques sont regroupées sous la théorie du nom de "modèle standard". Ce modéle standard a été vérifié avec une grande précision auprès des expériences du LEP (Large Electron Prositon collider) au CERN et du Tevatron à Fermilab. Mais plusieurs questions fondamentales, comme l'origine des masses des particules, ne sont pas résolues.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de la conception et du développement du détecteur CMS (Compact Muon Solenoid), une des quatre expériences associées au collisionneur de protons LHC (Large Hadron Collider). Le LHC sera mis en route à l'été 2007. Au départ, ma thèse avait pour cadre les détecteurs MSGG et leur électronique. Mais le remplacement dans le trajectographe de CMS des détecteurs gazeux à micropistes par des détecteurs silicium à micropistes (fin décembre 1999) a conduit à l'abandon de ce sujet. Cette thèse s'est alors organisée autour de trois projets :

- l'étude sous faisceau hautement ionisant de détecteurs gazeux à micropistes initialement prévue dans le trajectographe de CMS (chapitre 3) ;
- l'étude sous un faisceau échantillonné à 25 ns de détecteurs silicium à micropistes (chapitre 4) ;
- la conception et le développement d'un algorithme de reconstruction de vertex, dans le cadre d'ORCA (Object-oriented Reconstruction for CMS Analysis), permettant l'identification de jets contenant des quarks b (chapitre 5).

Le premier chapitre abordera quelques objectifs de physique du détecteur CMS auprès du LHC comme

- la recherche du boson de Higgs,
- l'existence de particules supersymétriques,
- l'étude de la violation de la symétrie CP
- et la recherche du plasma quark-gluon grâce aux collisions d'ions lourds.

Le deuxième chapitre a pour objet de présenter le CERN (l'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire), le collisionneur proton-protons LHC et les différents constituants du détecteur CMS. La suite de cette thèse est consacrée à mon travail durant ces trois années de thèse au sein du groupe "trajectographe du détecteur CMS".

Le chapitre 3 est consacré aux détecteurs gazeux à micropistes (MSGC) conçus en 1988. Après un bref historique et avoir rappelé le principe de fonctionnement de ces détecteurs gazeux, je présenterai les principales caractéristiques de ces détecteurs MSGC initialement prévus pour le trajectographe du détecteur CMS. Je détaillerai ensuite le dispositif de test sous faisceau à haute intensité du PSI entre le 19 octobre et le 23 novembre 1999. Durant ce test, j'ai participé à l'acquisition des données de 18 modules MSGC ainsi qu'à l'étude du nombre de pistes perdues. Ce test a permis de conclure que la résistance des détecteurs MSGC permettait de les inclure dans le trajectographe du détecteur CMS. Après ce test et l'annonce du remplacement des détecteurs MSGC, j'ai continué l'étude de ces détecteurs en analysant :

- la stabilité temporelle du rapport signal sur bruit à haute intensité,
- l'influence de la pression sur ce rapport
- et les variations temporelles du rapport signal sur bruit à basse intensité caractérisant la polarisation du substrat.

Le chapitre 4 est consacré aux détecteurs silicium à micropistes qui ont été choisis pour remplacer les MSGC du trajectographe de CMS. Après un bref rappel historique et avoir résumé le principe de fonctionnement des détecteurs silicium à micropistes, je présenterai les principaux choix technologiques de ces détecteurs silicium. Je détaillerai ensuite le dispositif de test sous un faisceau du CERN échantillonné à 25 ns (comme celui du futur LHC) lors d'une campagne de prise de donnes entre le 17 octobre et le 3 novembre 2001. Durant ce test, j'ai participé à l'acquisition des données de 6 modules et j'ai conçu un programme C++ permettant l'extraction des données brutes (au format Zebra) pour être traitées et analysées dans le cadre d'O.R.C.A. Les analyses de délai et d'efficacité de reconstruction seront exposées dans cette thèse.

Le dernier chapitre a pour objectif de présenter différents algorithmes de reconstruction de traces, de vertex primaires et secondaires inclus dans le programme officiel de reconstruction et d'analyse de CMS : O.R.C.A. Une grande partie de ma thèse a porté sur la conception et le développement de l'algorithme "Elastic Arms" (EA) consacré à la reconstruction de vertex secondaires. Après avoir longuement optimisé les paramètres de cet algorithme, j'ai pu déterminer la résolution et l'efficacité de la reconstruction des vertex et évaluer leur temps de reconstruction. L'analyse d'événements $b\bar{b}$ a permis une estimation du nombre de jets pouvant contenir des quarks b et identifiables par cet algorithme. D'autre part, j'ai conçu et développé une série de programmes permettant la visualisation de la position de vertex simulés et reconstruits (primaires et secondaires).

De plus, j'ai déterminé la résolution et l'efficacité de la reconstruction de vertex primaires par trois différentes méthodes. J'ai aussi brièvement évalué les effets de l'empilement d'événements sur la reconstruction de vertex primaires.

Cette thèse a permis de contribuer au développement du trajectographe du détecteur CMS, autant pour l'évaluation des perfomances techniques des modules de détection que pour la reconstruction des futures données recueillies par ces modules.

CHAPITRE 1 La physique des particules

La physique des particules est une des branches de la physique fondamentale. Elle étudie les constituants élémentaires de la matière, leurs propriétés fondamentales, ainsi que la nature des forces qui les gouvernent. Ces connaissances théoriques sont regroupées sous la théorie du nom de "modèle standard".

1.1 Le modèle standard

1.1.1 Particules et interactions

Le modèle standard décrit les trois interactions fondamentales : la force électromagnétique et les forces nucléaires forte et faible (la gravitation n'est pas prise en compte) dans le cadre de la théorie quantique des champs dans lequel les particules sont modélisées par des champs. Cette théorie est basée sur le principe d'invariance de jauge avec le groupe $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ qui décrit trois des interactions fondamentales (forte, faible et électromagnétique) et prévoit l'unification des constantes de couplage de ces trois interactions à haute énergie ($10^{14} - 10^{15}$ GeV). De plus, dans le modèle standard trois types de particules (champs) apparaissent :

- les fermions :
  Ce sont des particules de spin 1/2 qui constituent la matière (tableau 1.1) ;
- les bosons de jauge :
  Ce sont des particules de spin 1 et l'échange de boson de jauge permet de transmettre les forces (tableau 1.2) ;
- le boson de Higgs :
  La particule de spin nul qui réalise l'unification électrofaible et la génération des masses.

QUARKS			LEPTONS			
nom	charge	masse $\times c^2$	nom		charge	masse $\times c^2$
u	$+\frac{2}{3}$	1,5 - 4,5 MeV	électron	e^-	-1	0,511 MeV
d	$-\frac{1}{3}$	5 - 8,5 MeV	neutrino d'électron	ν_e	0	$\leq$ 3 eV
c	$+\frac{2}{3}$	1 - 1,4 GeV	muon	μ^-	-1	105,658 MeV
s	$-\frac{1}{3}$	80 - 155 MeV	neutrino de muon	ν_μ	0	$\leq$ 0,19 MeV
t	$+\frac{2}{3}$	174,3±5,1 GeV	tau	τ	-1	$1776{,}99^{+0{,}25}_{-0{,}26}$ MeV
b	$-\frac{1}{3}$	4 - 4,5 GeV	neutrino de tau	ν_τ	0	$\leq$ 18,2 MeV

Tableau 1.1 – Les douze fermions constituant la matière [PDG02].

forces	bosons médiateurs	particules sensibles	masses (GeV/c^2)	intensité relative	portée (cm)
nucléaire forte	gluons (g)	quarks, gluons	0	1	$\leq 10^{-14}$
nucléaire faible	$W^\pm$ Z^0	quarks, leptons	80,423±0.039 91,1876±0.0021	$\simeq 10^{-6}$	$\leq 10^{-14}$
électromagnétique	photon (γ)	particules chargées	0	$\simeq 10^{-2}$	∞
gravitation	graviton (G)	particules massives	0	$\simeq 10^{-39}$	∞

Tableau 1.2 – Les quatre forces fondamentales [PDG02].

1.1.2 Les symétries

L'une des idées les plus fécondes en physique est que les lois sont liées à des principes de symétries et vice versa :

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

D'autres lois associées à la dynamique des interactions sont reliées à des transformations discrètes telles que :

- La conjugaison de charge C qui transforme une particule en son antiparticule (la particule de charge opposée par exemple) ;
- La parité P qui transforme le vecteur d'espace $\vec{r}$ en son opposé $-\vec{r}$;
- Le renversement du temps T qui inverse le sens de l'écoulement du temps.

Les symétrie C, P et T et leur produit CP est conservé par la force nucléaire forte et la force élsectromagnétique. La force nucléaire faible viole les symétries C et P. Jusqu'en 1964 et la découverte de la violation de CP dans un système de mésons étranges K^0, il est admis que la force nucléaire faible viole aussi les symétries CP et T. En revanche, la symétrie CPT est conservée par toutes les forces.

1.1.3 Les paramètres libres du modèle standard

Le modèle standard, bien qu'il décrive les forces fondamentales, est loin d'être satisfaisant. En effet, il n'explique pas la hiérarchie des masses et possède 18 paramètres libres :
- g_1, g_2 et α_s, les trois constantes de couplages des groupes de jauge (électromagnétique, faible et forte) ;
- M_H et v la masse du boson de Higgs et sa valeur moyenne dans le vide ;
- les masses des neuf fermions : six pour les quarks et trois pour les leptons (les neutrinos sont considérés de masse nulle) ;
- les quatre paramètres de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa de mélange des quarks V_{CKM} (paragraphe 1.4.1).

1.2 La physique du boson de Higgs

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.

1.2.1 Mécanisme de Higgs-Brout-Englert

Le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ du secteur de l'interaction électrofaible confère une masse aux bosons $W^{\pm}$ et Z^0 ainsi qu'aux particules décrivant la matière (tableau 1.1). Cette brisure de symétrie est provoquée par le mécanisme de Higgs : il doit exister au moins une particule neutre de spin nul, le boson de Higgs, qui permet l'identification d'une particule grâce à sa masse, l'amplitude de l'interaction avec le champ de Higgs étant proportionnelle à cette masse.

La masse du boson de Higgs est un paramètre arbitraire de la théorie, mais une limite supérieure a pu être fixée à 1 TeV/c^2 [GRO00]. La limite inférieure actuelle expérimentale est de 114,1 GeV/c^2 (pour un niveau de confiance de 95%) [EPS01] et si le boson de

Higgs n'est pas découvert au Tevatron (RUN II[1]), cette limite sera poussée à environ 120 GeV/c^2. D'autre part, l'ajustement global de l'ensemble des mesures de précision des observables électrofaibles privilégie un boson de Higgs de masse inférieure à 300 GeV/c^2 (pour un niveau de confiance de 99%).

Pour espérer découvrir le boson de Higgs, il faut tenir compte des faibles sections efficaces de production attendues et des taux d'embranchement de ses différents canaux de désintégration. 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 : le LHC (chapitre 2.2) au CERN (chapitre 2.1) a été décidée.

1.2.2 Modes de production du boson de Higgs

Il est intéressant de savoir comment le boson de Higgs est produit parmi les 800 millions de collisions par seconde prévues au LHC. Le boson de Higgs n'apparaîtra que dans une collision sur 70 000 milliards, soit une fois toutes les 90 s. Les cinq principaux modes de production du boson de Higgs (H) au LHC sont : [DEN95]

– le processus par fusion de gluons : $gg \to H$ donnant une boucle de quark (figure 1.1).

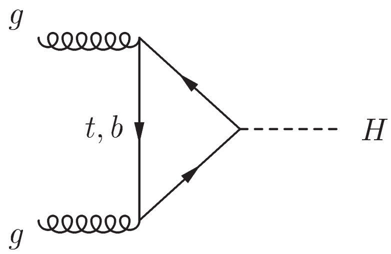

Figure 1.1 – Production du boson de Higgs par la fusion des gluons au premier ordre.

– le processus par fusion des bosons $W^{\pm}$ et Z^0 (figure 1.2) :

$$qq \to qqW^{\pm(\star)}W^{\mp(\star)} \to qqH$$

$$\text{et/ou } qq \to qqZ^{0(\star)}Z^{0(\star)} \to qqH$$

[1]Collision $p - \bar{p}$ avec une énergie de 2 TeV dans le centre de masse et $2,10^{32}$ $cm^{-2}s^{-1}$ de luminosité.

où $Z^{\star}$ représente un boson virtuel de Z hors de sa couche de masse.

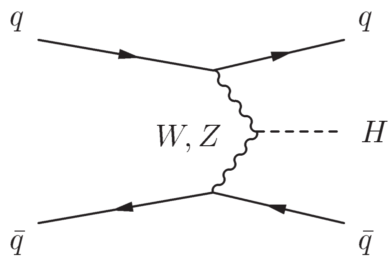

Figure 1.2 – Production du boson de Higgs par la fusion des bosons $W^{\pm}$ et Z^0 au premier ordre.

– le processus de production en association avec une paire $q\bar{q}$, $q\bar{q} \rightarrow Hq\bar{q}$ où les quarks de l'état initial sont majoritairement légers (figure 1.3).

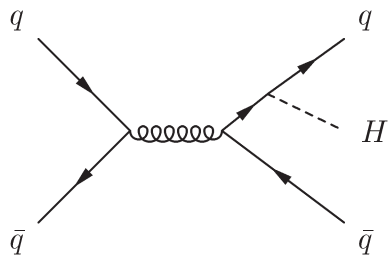

Figure 1.3 – Production du boson de Higgs en association avec une paire $q\bar{q}$ au premier ordre (les quarks légers).

– le processus de production en association avec une paire $q\bar{q}$, $gg \rightarrow Hq\bar{q}$ produit majoritairement des quarks lourds (figure 1.4).

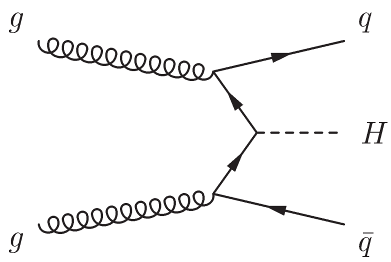

Figure 1.4 – Production du boson de Higgs en association avec $q\bar{q}$ au premier ordre (quarks lourds).

– le processus de production en association avec un boson de jauge $W^{\pm}$, Z^0(figure 1.5) :
$$q\bar{q} \to W^{\pm\star} \to W^{\pm}H$$
$$\text{et/ou } q\bar{q} \to Z^{0\star} \to Z^0 H.$$

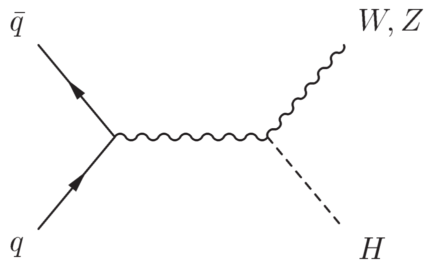

Figure 1.5 – Production du boson de Higgs en association avec un boson de jauge $W^{\pm}$, Z^0 au premier ordre.

Le processus par fusion de gluons : $gg \to H$ est le mode dominant jusqu'à environ 1 TeV (figure 1.6) et sa section efficace au premier ordre est plus importante que la section efficace du processus de production en association avec un boson de jauge $W^{\pm}$, Z^0 de deux ordres de grandeur pour une masse M_H = 200 GeV. Malgré cela, ce processus est à considérer dans la région de masse intermédiaire grâce à la présence d'un W ou d'un Z associé et identifié (l'étiquetage ou le "tagging") plus facilement détectable.

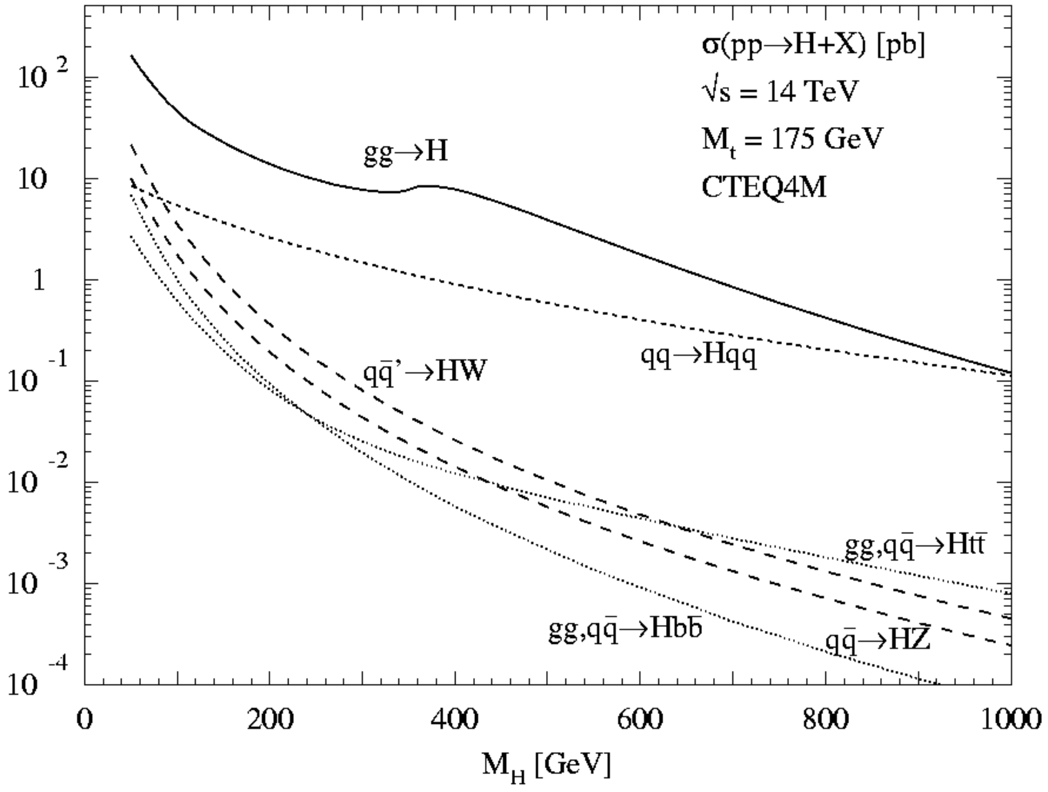

Figure 1.6 – Section efficace de production du boson de Higgs au premier ordre.

Le mode de production du boson de Higgs par la fusion des bosons $W^{\pm}$ et Z^0 devient de plus en plus important par rapport au mode de production du boson de Higgs par la fusion des gluons au fur et à mesure que la masse du Higgs augmente, pour atteindre des sections efficaces similaires pour $m_H \simeq 1$ TeV. Ce processus mène à la signature très distinctive de 2 jets de particules émis à petit angle par rapport à l'axe du faisceau. La section efficace de la production du boson de Higgs avec une paire de $t\bar{t}$ (processus 1.4) ou un boson $W^{\pm}$ ou Z^0 (processus 1.5) est bien plus faible mais donne néanmoins des états finaux qui sont relativement faciles à extraire du bruit de fond[2] grâce à la signature supplémentaire provenant de la desintégration des particules accompagnantes.

Néanmoins, un calcul à l'ordre supérieur de la section efficace, c'est-à-dire en tenant compte des corrections QCD (ChromoDynamique Quantique), nous donne une section efficace environ 15 à 40 % plus importante [SPI97].

[2]Le bruit de fond est l'ensemble des autres processus donnant le même état final.

1.2.3 Modes de désintégration du boson de Higgs

Comme l'observation du boson de Higgs au LHC ne peut être directe, on étudie les modes de désintégration de ce boson. Les couplages du boson de Higgs aux fermions sont proportionnels à la masse des fermions tandis que les couplages du boson de Higgs aux bosons $W^{\pm}$ et Z^0 sont proportionnels au carré de la masse de ces derniers. Cette loi se reflète dans les rapports d'embranchement des différents canaux de désintégration en fonction de la masse du boson de Higgs (M_H) présentés sur la figure 1.7 [GIA00].

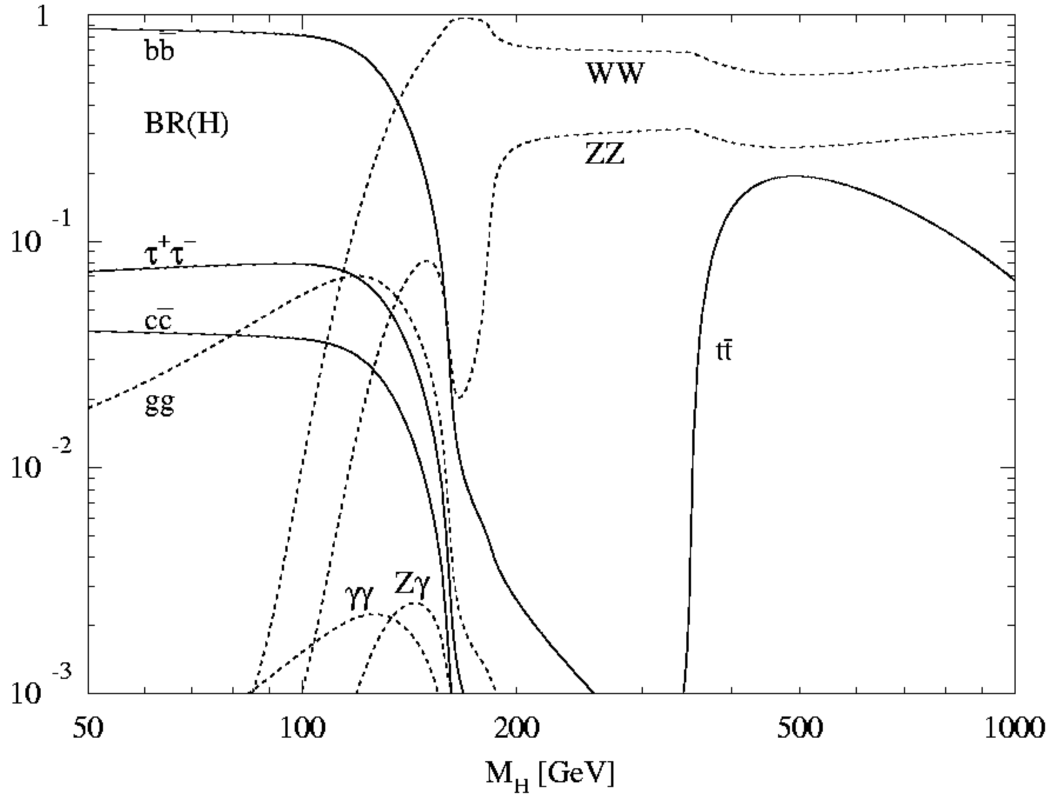

Figure 1.7 – Rapport d'embranchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs.

Les événements complètement hadroniques sont les états finaux les plus souvent issus de la production et de le désintégration d'un boson de Higgs du modèle standard, mais ce sont des canaux avec d'importants bruits de fond. On leur préfére les canaux avec les leptons et des photons même avec un rapport d'embranchement bien plus faible.

Les modes les plus facilement détectables peuvent être résumés de la façon suivante : [SPI98]

- $M_H < 130\ GeV/c^2$: $H \to \gamma\gamma$
  Malgré un faible rapport d'embranchement ($\simeq 10^{-3}$), ce canal a l'avantage d'avoir un rapport signal sur bruit ($\simeq 10^{-2}$) beaucoup plus favorable que les autres canaux (celui du canal $b\bar{b}$ est de $\simeq 10^{-5}$). L'état final de ce canal est de deux photons ayant une grande impulsion transverse ($\simeq$ 50 GeV/c) et avec une masse invariante compatible avec la masse du boson de Higgs. Mais malgré cette signature simple, c'est l'un des canaux les plus contraignant à cause de grands bruits de fond : $qq \to \gamma\gamma$, $gg \to \gamma\gamma$ et un signal en γj où le jet j simule l'interaction d'un photon.
- $130 < M_H < 2m_Z$: $H \to ZZ^* \to 2l^+2l^-$
  Ce canal donne lieu à une signature caractéristique en quatre leptons (électrons ou muons) dont la masse invariante devrait contribuer à un pic de masse dont la valeur centrale serait compatible avec la masse du boson de Higgs. Mais les bruits de fond sont importants : en plus du bruit de fond irréductible $pp \to ZZ^* \to 2l^+2l^-$, on en a deux autres réductibles $t\bar{t} \to 2l^+2l^- + X$ et $Zb\bar{b} \to 2l^+2l^- + X$.
- $M_H > 2m_Z$: $H \to ZZ \to 2l^+2l^-$
  C'est la meilleure région pour découvrir un signal de boson de Higgs au LHC car ce canal donne lieu a une signature "en or" (presque sans bruit de fond).
- $M_H > 500\ GeV/c^2$: $H \to ZZ \to l^+l^-\nu\bar{\nu}$,
  $H \to ZZ \to l^+l^-jj$
  et $H \to WW \to l^\pm\nu jj$
  Ces canaux ont de grands rapports d'embranchement qui peuvent compenser la diminution de la section efficace de production.

1.3 La supersymétrie

La SUperSYmétrie (SUSY) est l'un des scénarios les mieux motivés pour la physique au-delà du modèle standard se basant sur une symétrie entre les fermions et les bosons. Chaque particule du modèle standard a un partenaire supersymétrique dont le spin diffère de 1/2 unité par rapport à celui de son partenaire (tableau 1.3).

Particules MS	Particules SUSY	exemples d'états physiques
quarks	squarks	$\tilde{u}$, $\tilde{d}$, $\tilde{c}$, $\tilde{s}$, $\tilde{t}$, $\tilde{b}$
leptons	sleptons	$\tilde{e}$, $\tilde{\mu}$, ...
gluons	gluinos	$\tilde{g}$
Bosons W Bosons de Higgs chargés	winos Higgsinos chargés	mélanges en deux charginos $\chi^{\pm}_{1,2}$
Boson Z photon Bosons de Higgs neutres	zino photino Higgsinos neutres	mélanges en quatre neutralinos $\chi^{0}_{1,2,3,4}$

Tableau 1.3 – Les partenaires SUSY des particules du modèle standard.

De plus, SUSY permet d'expliquer la hiérarchie des masses ou l'unification des forces fondamentales à une echelle de 10^{16} GeV (figure 1.8), ce que le modèle standard ne peut faire.

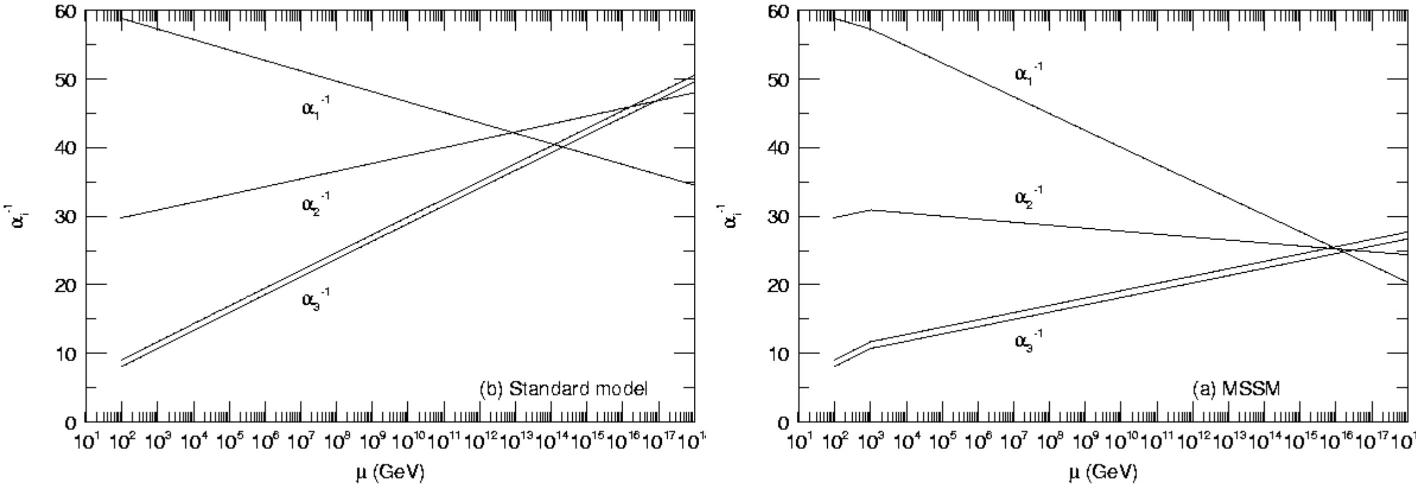

Figure 1.8 – Evolution des constantes de couplage des trois interactions fondamentales : l'interation électromagnétique (α_1^{-1}), l'interation nucléaire faible (α_2^{-1}), l'interation nucléaire forte (α_3^{-1}) pour le modèle standard (à gauche) et pour SUSY (à droite).

L'extension minimale supersymétrique du modèle standard (MSSM) est le modèle théorique introduisant le minimum de nouvelles particules et possède 124 paramètres indépendants dont 19 provenant du modèle standard. Le MSSM prédit l'existence de cinq bosons de Higgs (h, H, A, H^+, H^-).

La masse de ces particules supersymétriques n'est pas prédite, néanmoins les charginos et les neutralinos devraient être plus légers que les squarks et les gluinos. La particule supersymétrique la plus légère (LSP : Lightest Supersymetric Particle), identifiée dans la plupart des modèles comme le neutralino le plus léger χ_0^1, est stable et non détectable directement. Cette particule ne peut donc être détectée que par la mesure de l'énergie transverse manquante (comme pour le neutrino).

Aucune évidence expérimentale de SUSY n'a été observée jusqu'à présent. Mais comme SUSY à basse énergie prévoit un spectre complet de nouvelles particules ayant des masses de l'ordre de 1 TeV ou inférieures, le LHC pourrait être capable de valider ou d'exclure cette classe de théories.

1.4 La physique de la beauté

La violation de la symétrie CP, prédite en 1956 [YAN56] et découverte dans un système de kaons neutres (K^0 et $\overline{K^0}$) en 1964 [CHR64], est l'un des phénomènes les plus intrigants en physique des particules, mais c'est aussi l'une des propriétés du modèle standard la moins testée : la violation dans un système de mésons B ($B^0 - \overline{B^0}$) a été observée à l'été 2001 (expérience BABAR et Belle) [AUB01].

1.4.1 La matrice CKM

Dans le modèle standard, la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), unitaire et complexe, intervient dans l'expression des amplitudes de transition correspondant au changement de saveur d'un quark par émission d'un boson W.

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

Une paramétrisation phénomènologique de cette matrice est celle de Wolfenstein qui exploite le fait empirique que les éléments de matrice deviennent plus petits en s'éloignant de la diagonale :

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

Les termes diagonaux sont d'ordre 1. Les désintégrations avec saut de génération sont plus faibles d'un facteur λ pour les quarks légers et d'un facteur λ^2 pour les quarks lourds. Le fait que le paramètre η soit différent de zéro entraîne la brisure de la symétrie CP.

1.4.2 Le triangle de l'unitarité

Plusieurs relations découlent de l'unitarité de la matrice V_{CKM} dont la relation suivante où les trois termes sont du même ordre de grandeur :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$$

Cette équation dans le plan (ρ, η) est représentée sous la forme d'un triangle (figure 1.9) dont tous les paramètres (longueurs des côtés, angles) sont liés aux éléments de la matrice V_{CKM} et à des observables physiques.

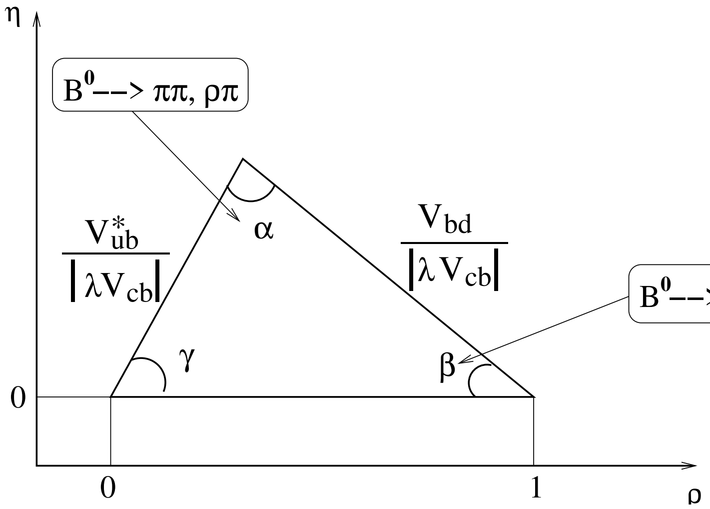

Figure 1.9 – Le triangle d'unitarité.

1.4.3 La physique de la beauté au LHC

La forte production des quarks b et t au LHC ($\sim 10^{12}$ paires de $b\,\bar{b}$ par an) va permettre de mener une étude plus précise des deux quarks les plus massifs de la troisième famille des fermions. Avec une statistique plus importante, leur masse et leurs modes de désintégration seront mesurés avec une meilleure précision. On devrait mettre en évidence expérimentalement une violation de la symétrie CP au LHC dans le cadre de la physique des mésons B.

Durant les premières années de fonctionnement du LHC, la luminosité sera de 10^{33} $cm^{-2}s^{-1}$ (basse luminosité) et le nombre d'interactions proton-proton produites par croisement se réduit à 2 ou 3 au lieu de 25 à $1,4 \times 10^{34}$ $cm^{-2}s^{-1}$ de luminosité (haute luminosité). 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 physique du quark top se concentre sur la mesure précise de sa masse et l'étude des ses modes de désintégration. Par ailleurs, le programme de physique du quark b concerne essentiellement l'étude de la violation de CP.

Une étude précise du quark b peut être menée au LHC grâce à certaines caractéristiques :
- pour une année à basse luminosité, le taux de production est de 5×10^{12} paires de b, ce qui permet l'étude des désintégrations rares des mésons B (comme $B_s^0 \to J/\psi K_s^0 \to \mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$) ;
- tous les types de mésons B seront accessibles, ce qui permet d'étudier à la fois les B étranges, les mésons B excités (comme le méson B^{**}) et les B charmés (comme le méson B B_c) ;
- l'excellente résolution spatiale des impulsions apportée par le trajectographe de l'expérience CMS compense le fait que CMS ne peut pas identifier directement ces particules (comme $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$).

Le programme de physique des mésons B offre la possibilité de tester le modèle standard par différentes voies et qui permettraient de confirmer ou d'infirmer le modèle standard :
- la violation CP, dans le cadre de la théorie du "Big-Bang", pourrait expliquer l'absence d'anti-matière dans l'Univers - mais le taux de violation de la symétrie CP observé pourrait être trop faible.
- dans le cadre de la théorie QCD de l'interaction forte, un terme supplémentaire dans le lagrangien QCD permettrait d'induire la violation du nombre baryonique B au LHC. Mais un tel terme contribuerait au moment dipolaire électrique du neutron et celui-ci n'a pas été observé à ce jour. La violation de la symétrie CP devrait être assez importante dans un système de mésons B au LHC pour (peut-être) lever l'ambiguïté.

1.5 La physique des ions lourds

Avec les collisions d'ions lourds, un autre domaine de la physique s'ouvre, celui de la recherche du plasma quarks-gluons (QGP). Le QGP est un état de la matière où les quarks ne sont plus confinés dans les hadrons. La densité d'énergie disponible dans les collisions au LHC est alors supérieure à la densité d'énergie seuil à laquelle est prévue une transition de phase entre la matière hadronique et le QGP. Le dispositif expérimental de CMS permettra de rechercher deux types de signatures de la formation de QGP dans la collision d'ions lourds. Le premier type de signature réside dans la mesure du taux de désintégrations en deux muons des résonances, ce qui permet d'étudier la suppression relative des Υ' et des Υ'' par rapport aux Υ. La seconde signature de la formation de plasma quarks-gluons consiste en une diminution de l'énergie des jets. En effet, les jets produits aux premiers instants de la collision vont se propager dans le plasma et interagir fortement avec les constituants.

CHAPITRE 2 Le CERN, le LHC et l'expérience CMS

L'un des thèmes majeurs de la décennie au Laboratoire Européen pour la Physique des Particules (le CERN) sera la recherche du boson de Higgs (H), la dernière pièce manquante du modèle standard et traduisant le mcanisme générant une masse à chaque particule du modèle standard. Une des quatre expériences associées au collisionneur de protons LHC (Large Hadron Collider) du CERN : l'expérience CMS (Compact Muon Solenoid) a, entre autre, pour objectif de découvrir ce boson de Higgs. Par ailleurs, ce détecteur permettra d'accéder à un domaine important de signatures provenant de mécanismes de la brisure de symétrie électrofaible et de la supersymétrie. L'expérience CMS est également bien adaptée à l'étude du quark top et du quark bottom et de leurs états associés, ainsi qu'à la physique du tau.

2.1 L'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire : le CERN

2.1.1 Présentation du CERN

Le CERN, l'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire, fut créé en 1954 par une convention entre 12 états européens. L'objectif de cette convention était de mettre en commun les moyens humains, techniques et financiers de chaque pays afin de concevoir et d'utiliser de grands instruments pour la physique nucléaire et la physique des particules. Le CERN compte aujourd'hui 20 états membres et 8 états observateurs.

Le CERN emploie aujourd'hui environ 2500 personnes qui couvrent un large éventail de compétences et de métiers : physiciens, ingénieurs, programmeurs, techniciens, ouvriers qualifiés, administrateurs, secrétaires, etc... D'autre part, environ 6500 scientifiques, soit la moitié des physiciens des particules au monde, viennent au CERN pour leur travail de recherche. Ils représentent 500 universités ou instituts et plus de 80 nationalités.

Parmi les avancées techniques que le CERN a permis, on trouve entre autre l'imagerie médicale et le World-Wide Web. Mais les scientifiques responsables de ces développements ne s'intéressaient pas prioritairement à la médecine et aux ordinateurs. Les chambres proportionnelles multi-fils inventées en 1968 (par Georges Charpak, prix Nobel de physique 1992) pour détecter des particules sont désormais utilisées en médecine et en biologie. Le World Wide Web a été originellement conçu et développé (à la fin de 1990 par Tim Berners-Lee) pour pouvoir partager à tout instant des informations entre physiciens travaillant dans différentes universités et instituts aux quatre coins du monde. Le Web a maintenant des millions d'utilisateurs aussi bien dans le milieu académique que commercial.

2.1.2 Les accélérateurs du CERN

Le CERN est situé sur la frontière franco-suisse aux environs de Genève (figure 2.1).

Les principaux accélérateurs du CERN sont le PS (Proton Synchrotron) mis en service en 1959, le SPS (Super Proton Synchrotron) mis en service en 1976 et pour finir le LEP (Large Electron-Positron collider) construit entre 1983 et 1988. Le SPS a produit les premiers bosons de jauge massifs ($W^{\pm}$ et Z^0) en 1983. Le LEP (Large Electron-Positron collider) a permis jusqu'en 2000 de tester le modèle standard et de mesurer ses paramètres avec une excellente précision. Le LEP a aussi ouvert la voie vers la découverte d'une nouvelle physique. Mais le LEP est resté limité en énergie (208 GeV dans le centre de masse atteint en octobre 2000) et en luminosité, alors que la nouvelle physique pourrait se situer, d'après la théorie, à une échelle d'énergie de l'ordre du TeV.

Il était donc naturel de ne pas s'arrêter là et de construire un nouvel accélérateur permettant d'atteindre ces énergies et d'accumuler suffisamment de statistique : le LHC (Large Hadron Collider). Le choix de faire des collisions hadroniques a été imposé par la contrainte suivante : dans l'optique de conserver le tunnel du LEP, la technologie actuelle ne nous permet pas de compenser les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron des électrons accélérés, le CERN a donc fait le choix d'utiliser des particules plus lourdes pour le LHC : les protons.

Les deux faisceaux de particules du LHC circulent chacun dans un sens de l'anneau souterrain du LEP/LHC. Cet anneau circulaire de 26,7 km de circonférence se situe en grande partie en France et les particules peuvent collisionner en huit points, points où sont situés les sites d'expériences : les quatre expériences du LEP (Delphi, L3, Opal et Aleph) et les quatre expériences du LHC (CMS, Atlas, Alice et LHCb) dont les puits sont en cours de construction.

Figure 2.1 – Vue du CERN, du LHC et de CMS.

2.2 L'accélérateur proton-proton : Le LHC

2.2.1 Les collisionneurs

Les collisions de particules sont un très bon moyen pour sonder la matière. L'étude des produits de ces collisions, à l'aide de détecteurs situés autour du point d'interaction, permet de mesurer précisément les caractéristiques des phénomènes physiques à l'origine de ces réactions.

Il existe deux types de collisions : les collisions sur cible fixe et les collisions faisceau contre faisceau. Afin de fournir toute l'énergie disponible à l'interaction, on utilise les collisions faisceau sur faisceau (comme pour le LHC), car les collisions sur cible présentent l'inconvénient majeur qu'une partie de l'énergie disponible est "perdue" dans le déplacement du centre de masse. La collision de deux faisceaux ayant la même énergie cinétique permet de s'affranchir de cette perte et de donner toute l'énergie à l'interaction. Actuellement, le seul collisionneur hadronique en service est le Tevatron à Fermilab aux Etats-Unis qui effectue des collisions proton contre anti-proton à une énergie d'un peu moins de 2 TeV dans le centre de masse. Le LHC [LhcTDR], schématisé par la figure 2.2, lorsqu'il sera opérationnel, fournira des paquets de protons d'une énergie de 7 TeV se croisant une fois toutes les 25 ns et chaque croisement produira en moyenne 20 collisions proton-proton, soit 800 millions de collisions par seconde. Il permettra aussi d'étudier la physique des ions lourds à l'aide de collisions plomb-plomb à l'énergie de 1300 TeV dans le centre de masse.

2.2.2 Le collisionneur LHC

Le collisionneur LHC sera installé dans le tunnel du LEP dont la circonférence est de 26,7 km et qui est enterré à une profondeur variant entre 50 et 170 m. Il bénéficiera de la chaîne d'accélérateurs du CERN (figure 2.2) : les protons sont accélérés par paquets dans l'accélérateur linéaire (LINAC2) jusqu'à 50 MeV, puis dans le Booster jusqu'à 1 GeV, ensuite dans le synchrotron à protons (PS) jusqu'à 26 GeV, et enfin dans le super synchrotron à protons (SPS) jusqu'à 450 GeV avant d'être injectés dans le LHC en deux faisceaux de sens contraire accélérés à une énergie de 7 TeV par proton, ce qui donne une énergie maximale dans le centre de masse de 14 TeV.

Les performances d'un tel accélérateur sont décrites par deux grandeurs caractéristiques : l'énergie dans le centre de masse et la luminosité. Pour atteindre des énergies et une luminosité jamais obtenues jusqu'à présent, le LHC fait appel à une technologie de pointe dans de nombreux domaines.

Il faut tout d'abord réussir le pari d'accélérer des particules à une énergie de 7 TeV, et de garder, à cette énergie, ces 2835 paquets de 10^{11} protons chacun pendant une dizaine d'heures. Ensuite, les deux faisceaux de protons sont accélérés, dans le même anneau, dans deux tubes à vide en acier inoxydable situés à quelques centimètres l'un de l'autre. L'une des premières prouesses technologiques est le vide extrême nécessaire afin d'éviter les collisions parasites de protons avec une molécule de gaz.

Il faut ensuite maintenir les paquets de particules sur la trajectoire de l'anneau. Pour cela, le LHC va utiliser environ 10 000 aimants supra-conducteurs afin de courber la trajectoire des particules, ainsi que des quadrupôles et octupôles pour focaliser les paquets dans le tube à vide. La totalité de la trajectoire des particules dans l'accélérateur doit être refroidi par de l'hélium liquide dont la température est de 1,9 K, destiné au refroidissement des aimants supraconducteurs.

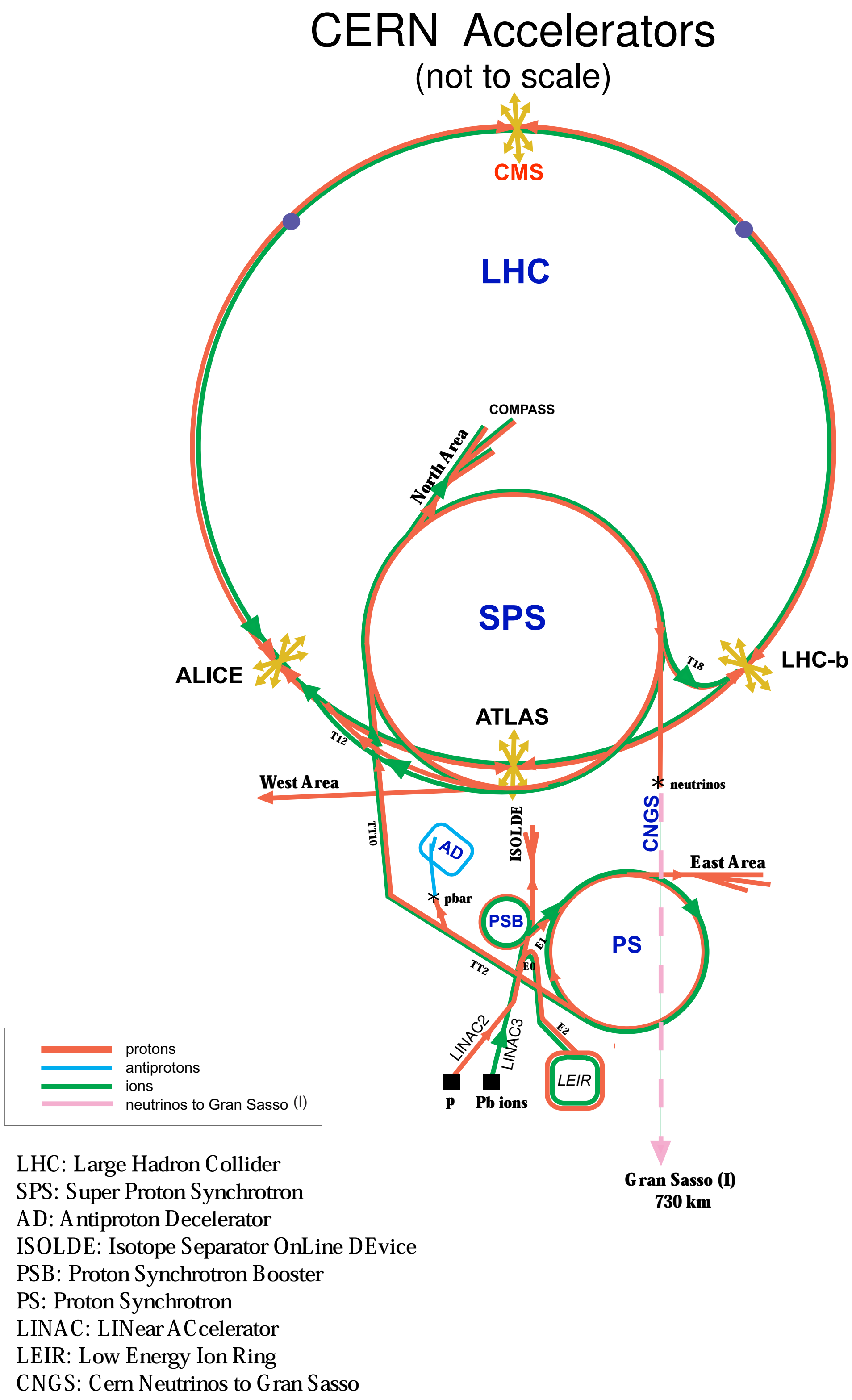

Figure 2.2 – La chaine d'accélération du LHC.

Le LHC va fonctionner à une fréquence de croisement des faisceaux de 40 MHz. Un système radio-fréquence accélère les faisceaux en leur appliquant des impulsions répétées à une fréquence de 400 MHz qui leur confère une structure en paquets. En utilisant un paquet sur 10, on obtient un intervalle entre les paquets de 25 ns, soit une fréquence de croisement de 40 MHz.

Dans son mode principal de fonctionnement, le LHC produira des collisions proton-proton avec une luminosité maximale, L_0. La luminosité permet de calculer le nombre d'événements attendus par unité de temps (N) et pour un processus donné : $N = L_0\sigma$ où σ est la section efficace du processus considéré. La luminosité s'exprime de la façon suivante :

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

Les définitions de n_1, n_2, σ_x, σ_y, f et B sont données dans le tableau 2.1.

Nombre de protons par paquet dans chaque faisceau	n_1, n_2	10^{11}
Extensions horizontale et verticale des paquets	σ_x, σ_y	15 μm
Extension suivant l'axe z	σ_z	5 cm
Fréquence de révolution des paquets		11,25 kHz
Espacement des paquets		7,7 m
fréquence de croisement	f	25 ns 40 MHz
Angle de croisement		200 μrad

Tableau 2.1 – Quelques caractéristiques du LHC pour les collisions p-p.

Le calcul pour le LHC donne dans les conditions optimales

$$L_0 = \frac{10^{11} \times 10^{11} \times 40\ 10^6}{4\pi \times 15\ 10^{-4} \times 15\ 10^{-4}} = 1,4\ 10^{34}\ cm^{-2}s^{-1}$$

La luminosité nominale ne sera atteinte qu'après une période de un à deux ans de fonctionnement à plus faible luminosité ($L_0 = 10^{33}\ cm^{-2}s^{-1}$). Cette période 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 fonctionner 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 $10^{27}\ cm^{-2}s^{-1}$.

Pour reconstruire les processus physiques qui surviennent lors d'une collision, il est nécessaire de déterminer les particules qui seront produites et de mesurer leur énergie.

2.3 Le détecteur CMS

L'expérience CMS (Compact Muon Solenoid) est une collaboration internationale regroupant plus de 2200 membres appartenant à quelques 147 instituts d'Europe, d'Amériques et d'Asie et dont la prise de données débutera à l'été 2007.

2.3.1 Principe

Pour l'identification des particules et la mesure de leur énergie, on utilisera sur le LHC deux types de détecteurs :
- les détecteurs de reconstruction de traces qui mesurent la position du point de passage de la particule chargée avec un minimum d'interaction ;
- les calorimètres qui mesurent l'énergie des particules qui y interagissent et s'y arrêtent.

De manière générale, la structure d'un ensemble de détection autour du point d'interaction est la suivante de l'intérieur vers l'extérieur : un premier ensemble de détecteur de reconstruction de traces puis des calorimètres et enfin un deuxième ensemble de détecteur de reconstruction de traces. Chaque particule laisse une signature différente dans cet ensemble de détection (figure 2.3). Les plus probables et les plus importantes sont :

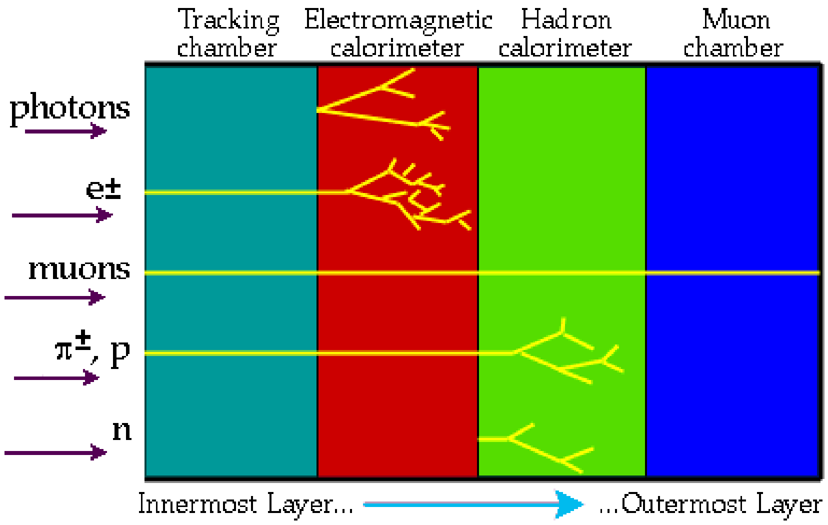

Figure 2.3 – Signatures de particules dans les différentes parties d'un détecteur des hautes énergies classique.

- les électrons (ou positons) qui laissent un signal dans les détecteurs internes puis qui déposent toute leur énergie dans le calorimètre électromagnétique ;
- les photons qui ne laissent aucune trace dans les détecteurs internes mais qui déposent toute leur énergie dans le calorimètre électromagnétique où ils sont convertis ;

- les hadrons chargés ($K^{\pm}$, $\pi^{\pm}$...) qui laissent un signal dans les détecteurs internes puis qui déposent toute leur énergie dans le calorimètre hadronique ;
- les muons qui traversent les calorimètres sans interagir mais qui laissent une trace de leur passage dans les détecteurs de traces internes et externes (pour cette raison, le détecteur externe est appelé détecteur à muons).

Relativement peu de neutrons sont produits dans les collisions proton proton mais leur flux provenant des interactions des particules dans le calorimètre électromagnétique n'est pas négligeable. Ils ne laissent pas de traces dans les détecteurs de traces mais peuvent induire un signal indirect par activation des matériaux.

Quatre expériences, construites sur le modèle précédent, ont été approuvées pour fonctionner auprès du LHC :
- ALICE (A Large Ion Collider Experiment) dédiée à la physique des ions lourds et à la recherche de plasma quarks-gluons ;
- LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment) dédiée à la physique du quark b et à la violation de CP ;
- ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) et CMS (Compact Muon Solenoid), deux expériences polyvalentes pour l'étude des interactions proton-proton.

L'expérience CMS (Compact Muon Solenoid) qui est le cadre de cette thèse est décrite plus en détail ci-dessous.

2.3.2 Vue d'ensemble

La conception de ce détecteur est optimisée pour une bonne identification et une bonne mesure de l'impulsion des muons qui fourniront des signatures claires pour un grand nombre de processus. Pour améliorer le potentiel de découverte, un soin important est néanmoins apporté à la mesure précise des électrons et photons. Par ailleurs, pour pallier la complexité des événements, le détecteur CMS comptera au total 16 millions de voies individuelles de détection.

Le détecteur CMS est un détecteur de forme cylindrique fermé (figure 2.4) qui se décompose en un tonneau central (où les plans de détecteur sont parallèles au faisceau) et en deux bouchons (où les plans de détecteur sont perpendiculaires au faisceau) aux extrémités du cylindre. La longueur totale est de 21,6 m, le rayon externe de 7,5 m et le poids est estimé à 14 500 tonnes.

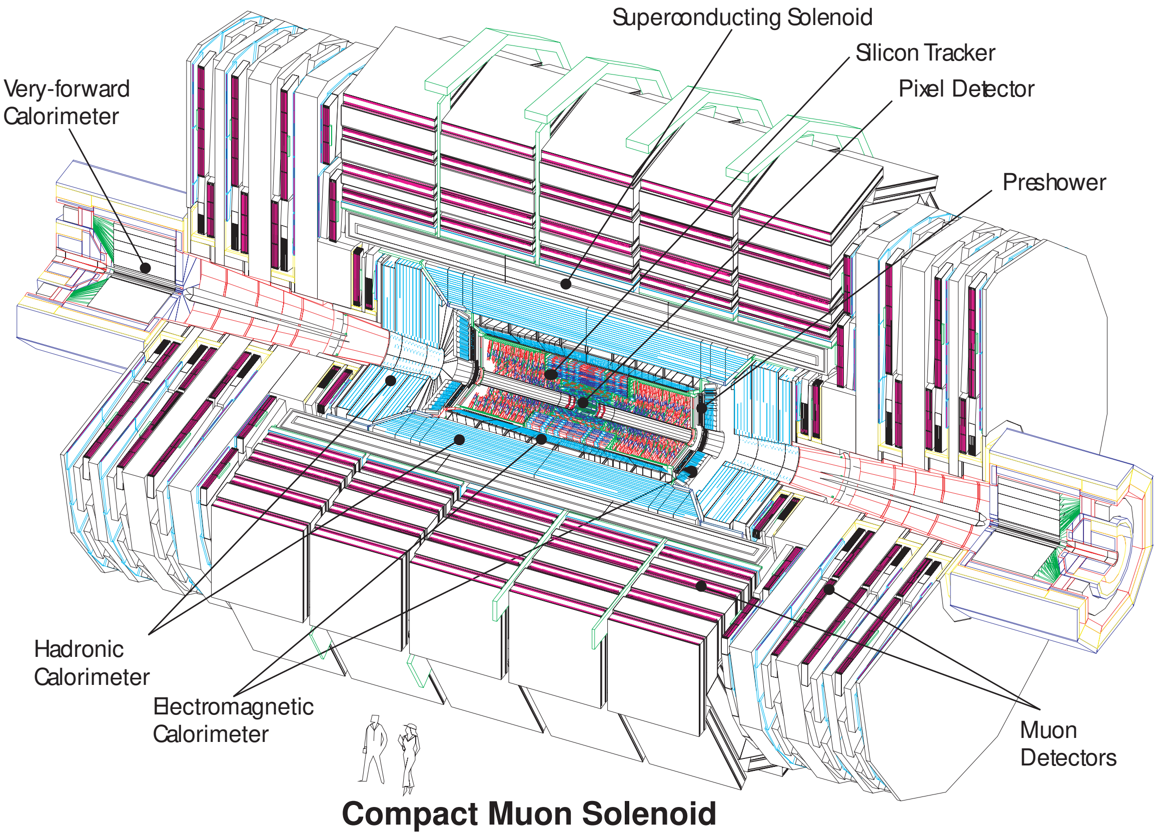

Figure 2.4 – Le détecteur CMS.

Le détecteur CMS présente la configuration suivante du point le plus éloigné de la zone d'interaction vers l'intérieur (figure 2.4) :

- un système de mesure des muons ("muon detectors") qui identifie les muons, et permet (en association avec le trajectographe) de mesurer précisément leur impulsion ;
- un aimant ("superconducting solenoid") générant un champ magnétique de 4 T qui permet de courber les trajectoires des particules chargées, inversement proportionnellement à la valeur du champ magnétique et proportionnellement à la valeur de l'impulsion de la particule ;
- un calorimètre hadronique ("hadronic calorimeter" et "very-forward calorimeter") qui permet la mesure de l'énergie et de la position des jets[(1)] de hadrons chargés ;
- un calorimètre électromagnétique ("electromagnetic calorimeter") qui permet la mesure de l'énergie et de la position des photons, des e^- et des e^+ grâce à un ensemble très compact de 80 000 cristaux scintillants ;
- et un trajectographe ("silicon tracker" et "pixel detector") destiné à la reconstruction des trajectoires et à la mesure de l'impulsion des particules chargées d'impulsion

[1]un jet est un ensemble collimé de particules très énergétiques.

transverse supérieure à 0,7 GeV/c.

Le tableau 2.2 résume les caractéristiques et performances attendues de chaque sous-détecteurs.

trajectographe	efficacité de reconstruction $\epsilon > 95\%$ (trace isolée) $\epsilon > 90\%$ (trace dans un jet) $\frac{\Delta p_T}{p_T} \sim 1\%$ (leptons)
calorimètre électromagnétique	granularité : $\Delta\eta \times \Delta\phi$ de $0,0175 \times 0,0175$ à $0,05 \times 0,05$ $\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{2{,}7\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{210}{E}\right)^2 + 0,55\%$ (tonneau) $\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{5{,}7\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{245}{E}\right)^2 + 0,55\%$ (bouchon)
calorimètre hadronique	couverture en 4π granularité : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,87 \times 0,87$ $\left(\frac{\sigma_e}{E}\right)^2 = \left(\frac{65\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + 4,5\%$ à $\eta = 0$
système de mesure des muons	16 longueurs d'interaction $\Delta p_T/p_T = 8$ à 15% pour $p_T(\mu) = 10$ GeV $\Delta p_T/p_T = 20$ à 40% pour $p_T(\mu) = 1$ TeV

Tableau 2.2 – Principales caractéristiques et performances attendues des sous-détecteurs de CMS (p_T en GeV).

2.3.3 Quelques définitions

La précision

La précision est définie comme l'écart entre la vraie valeur et la valeur mesurée. La précision d'un détecteur est la distance entre la position où la particule passe réellement et celle où elle est reconstruite.

La granularité

La granularité est la segmentation spatiale du détecteur, c'est-à-dire à la résolution minimale d'un hit(2) et correspond, par exemple, au nombre de cristaux par unité de surface dans le calorimètre électromagnétique.

[2] Un "hit" correspond à la position reconstruite du passage d'une particule à travers un détecteur.

L'herméticité

L'herméticité est définie comme la capacité à détecter une particule et elle est d'autant plus grande que la zone morte est faible. Une zone morte est définie comme le lieu où une particule mesurable peut passer sans être détectée. Un calorimètre hermétique permet la mesure de l'énergie dans toutes les directions et permet ainsi de déterminer l'énergie manquante due à un neutrino.

L'uniformité

L'uniformité est la similitude de réponse d'un détecteur pour le passage d'une particule identique. Par exemple, la réponse de chaque cristal du calorimètre électromagnétique doit être calibrée pour une réponse identique au passage d'une particule identique.

La longueur de radiation

La longueur de radiation d'un matériau (en g/cm^2) est définie comme la distance pour laquelle l'énergie de l'électron est réduite d'un facteur 1/e par perte radiative.

Le libre parcours moyen

Le libre parcours moyen dans un milieu donné est la distance moyenne parcourue par une particule entre deux interactions.

La longueur d'interaction

La longueur d'interaction dans un milieu donné est le libre parcours moyen d'une particule avant de subir une interaction qui ne soit ni élastique ni quasiélastique (diffractif), habituellement désignée par λ.

L'angle azimutal ϕ

Dans le système de coordonnées standard de CMS, l'axe z est confondu avec l'axe du faisceau, l'axe x pointe vers le centre du LHC et l'axe y vers le haut. Etant donné la géométrie cylindrique du détecteur CMS autour de l'axe z, on se repérera en coordonnées cylindriques ($r = \sqrt{x^2 + y^2}$, ϕ, z).

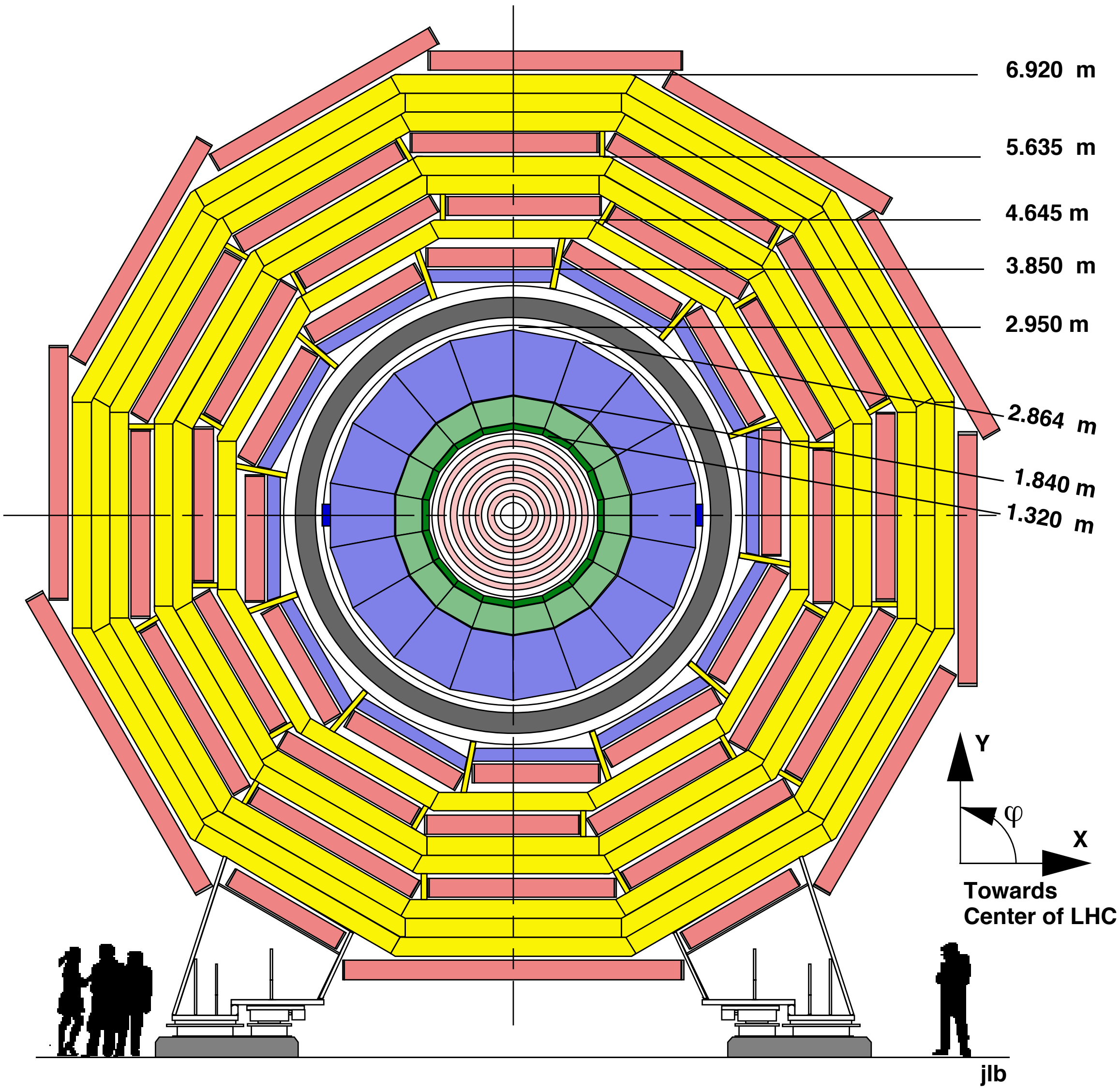

Figure 2.5 – Coupe transversale du détecteur CMS et définition de l'angle azimutal.

La pseudorapidité

La pseudorapidité η est une variable sans unité fréquemment utilisée pour décrire les caractéristiques géométriques d'une particule. Elle est définie par :

$$\eta = \frac{1}{2}ln(\frac{p+p_z}{p-p_z}) = -ln(tan[\frac{\theta}{2}])$$

où θ est l'angle polaire mesuré à partir de l'axe z positif, p et p_z étant respectivement l'impulsion totale de la particule et sa projection sur l'axe z ($\vec{p_z} = \vec{p}cos\theta$). Les limites en pseudorapidité η dans le détecteur CMS sont indiquées sur la figure 2.6.

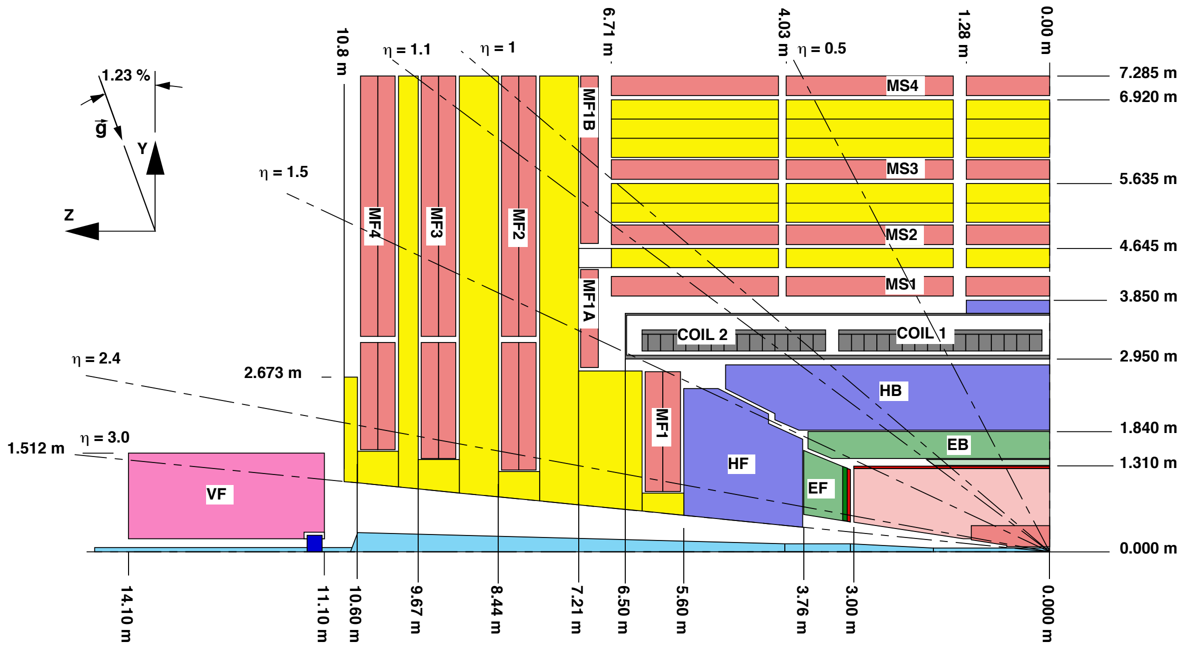

Figure 2.6 – Coupe longitudinale du détecteur CMS et différentes valeurs en pseudo-rapidité.

2.3.4 Le système de mesure des muons

2.3.4.1 Introduction

L'identification et la mesure de l'énergie des muons est l'un des atouts majeurs de CMS. Le système de muons est placé à l'extérieur des calorimètres et du solénoïde. Il consiste en chambres à muons placées en alternance avec les plans de la culasse en fer de l'aimant. Ces culasses sont des guides forçant les lignes de champ magnétiques, générées par l'aimant, à traverser longitudinalement les chambres à muons. Ces chambres sont réparties sur quatre couches concentriques dans le tonneau central ($|\eta| < 1,3$) et sur cinq disques perpendiculaires à l'axe du faisceau dans les parties latérales ($0,9 < |\eta| < 2,4$) [19]. L'ensemble de ces chambres à muons couvrent donc une région en $|\eta|$ de 0 à 2,4.

CMS utilisera trois types de détecteurs gazeux pour le système de mesure des muons. Des tubes à dérive (Drift Tubes ou DT) dans la partie centrale du tonneau, des chambres à pistes cathodiques ("Cathod Strips Chamber" ou CSC) dans les bouchons et des chambres à plaques résistives ("Resistive Parallel plate Chambers" ou RPC) dans le tonneau et les bouchons. Les DT et les CSC sont utilisés pour obtenir une mesure précise de la position et donc de l'impulsion des muons alors que les RPC fournissent une information rapide (en quelques nanosecondes) servant au premier niveau du système de déclenchement ou "trigger" (partie 2.3.9).

2.3.4.2 Les performances

Le détecteur de muons doit satisfaire les performances suivantes :

- Une bonne identification des muons :
  Au moins 16 longueurs d'interaction entre la zone d'interaction et le détecteur de muons pour $|\eta| \leq 2,4$ et sans perte d'acceptance; ce qui permet d'arrêter l'ensemble des particules non muoniques.
- Le déclenchement :
  Déclenchement sur des événements comportant des muons d'impulsion transverse supérieure à 100 GeV dans la région $|\eta| \leq 2,1$.
- Résolution en impulsion intrinsèque :
  $\Delta p_T/p_T$ de 8 à 15% pour des muons de 10 GeV et de 20 à 40% pour des muons de 1 TeV.
- Résolution en impulsion globale (avec recoupement avec le trajectographe) :
  $\Delta p/p$ de 1 à 1,5% pour des muons de 10 GeV et de 6 à 17% pour des muons de 1 TeV.
- Reconnaissance de la charge :
  99% d'efficacité avec une limite cinématique de 7 TeV.

Ces performances acquises induisent une efficacité de reconstruction des trajectoires supérieure à 90 % pour des muons d'impulsion transverse inférieure à 100 GeV. La résolution en impulsion transverse est entre 6 et 20% pour $p_T \leq 100$ GeV (pour $|\eta| \leq 2$) et entre 15 et 35% pour $p_T = 1$ TeV (pour $|\eta| \leq 2$). Ces résolutions peuvent être améliorées grâce à l'utilisation des informations du trajectographe : 1 à 8% pour $p_T \leq 100$ GeV et 2 à 18% pour $p_T =1$ TeV.

2.3.4.3 Les tubes à dérive (DT)

Ils constituent les détecteurs principaux des cinq couches du tonneau et ils ont été choisis en raison du faible flux attendu de particules (moins de 10 Hz/cm^2) et du champ magnétique de basse valeur de l'intensité ($\simeq$ 2 T). Chaque couche du tonneau comprend quatre modules de tubes à dérive, chaque module étant composé de douze couches de trois tubes à dérive.

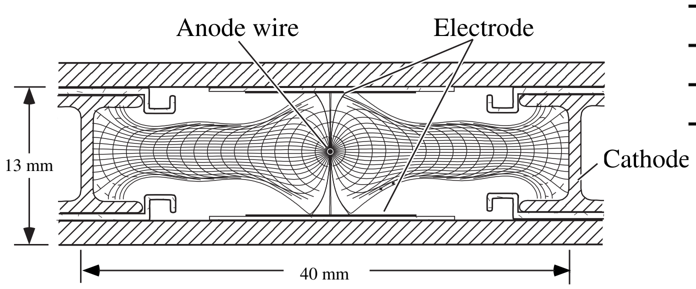

Figure 2.7 – Schéma d'un tube à dérive.

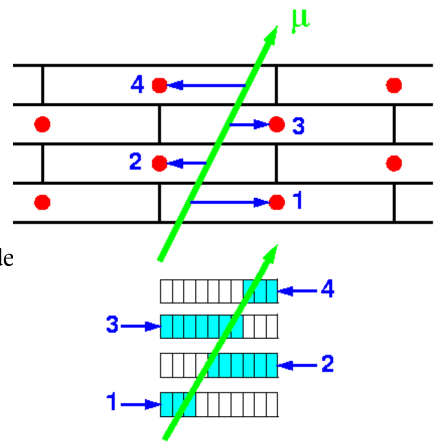

Figure 2.8 – Passage de particules dans quatre couches de tubes à dérive.

L'application de tensions adéquates sur la cathode, les électrodes et le fil d'anode permet de créer les lignes de champ (figure 2.7). Lorsqu'un muon ionise le mélange gazeux d'Ar-CO_2 le champ électrique permet alors l'amplification et la collection des électrons créés (figure 2.8). Les tubes à dérive présentent une section de 40 mm×13 mm, une longueur variant entre 2 à 4 m [(3)]. Le temps de dérive dans ces chambres est de l'ordre de 400 ns ce qui est suffisamment court vis-à-vis du flux de particules et permet d'obtenir un taux d'occupation négligeable.

2.3.4.4 Les chambres à pistes cathodiques (CSC)

Ces chambres de forme trapézoïdale, disposées en quatre disques, forment le système de détection principal des bouchons là où le champ magnétique est très intense et inhomogène. Chaque chambre est constituée de 6 plans trapézoïdaux d'une longueur maximale de 3,4 m pour une largeur maximale de 1,5 m.

[3]Cette longueur dépend de la longueur du fil d'anode tendu au centre de la cellule.

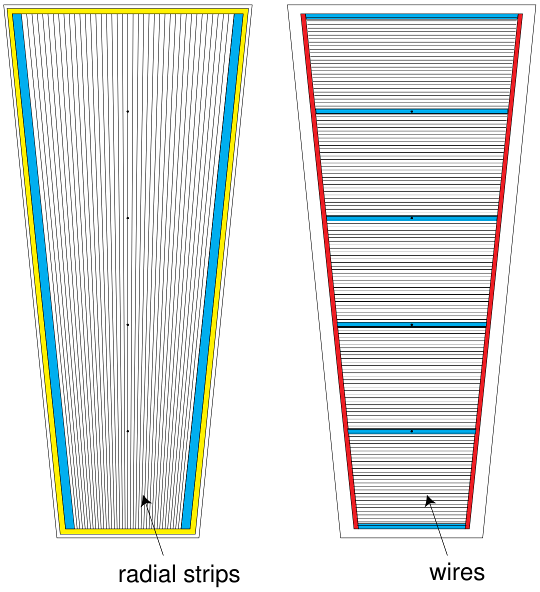

Figure 2.9 – Disposition des pistes (à gauche) et des fils (à droite).

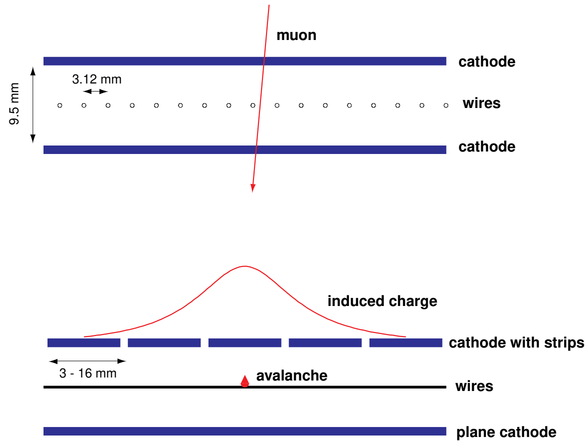

Figure 2.10 – Principe de mesure d'une CSC avec les fils (en haut) et les pistes (en bas).

Les CSC sont des chambres proportionnelles multifils où un plan de cathode est segmenté en pistes (figure 2.9). Lorsqu'un muon traverse la CSC, une avalanche se développe autour d'un fil et induit une charge sur le plan de cathode, ce qui permet une lecture en deux dimensions (figure 2.10). Les plans de cathode sont des panneaux en nid d'abeilles recouverts de cuivre sur lesquels sont gravées les pistes, dans la direction radiale, ce qui permet de mesurer la composante orthoradiale (ϕ) de la trajectoire des muons. Entre les plans sont tendus des fils orthogonaux aux pistes, baignant dans un mélange de $Ar - CO_2 - CF_4$ afin de mesurer la composante radiale de la trajectoire.

2.3.4.5 Les chambres à plaques résistives (RPC)

Les chambres à plaques résistives sont des détecteurs à gaz qui combinent une résolution spatiale raisonnable (de l'ordre du centimètre) avec une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde, ce qui les destine à servir pour le premier niveau du système de déclenchement. Ces détecteurs, présents dans les trois parties du détecteur, couvrent approximativement la même surface que les tubes à dérive et les chambres à pistes cathodiques.

Deux RPC encadrent chacune des CSC et des DT des deux premières couches du détecteur à muons. Pour les deux couches suivantes, une seule RPC est associée à chacune des CSC et des DT. L'ensemble est entouré d'une fine couche de métal qui permet de former une cage de Faraday et donc de créér d'une étincelle lors du passage d'une particule chargée.

Une RPC consiste en deux plaques de résine (bakélite) parallèles, très résistives (10^{10} à 10^{11} Ωm) séparées par un espace de quelques millimètres rempli d'un mélange gazeux de $C_2H_2F_4$ et $i - C_4H_{10}$. Les faces externes sont recouvertes d'électrodes de graphite conductrices qui servent à l'alimentation électrique. L'ionisation du gaz par le passage d'un muon crée des électrons collectés par des pistes en aluminium.

2.3.5 L'aimant

L'aimant facilite l'identification et la mesure de l'impulsion des particules en courbant leur trajectoire. De plus, il est utilisé comme structure principale de support pour tous les autres détecteurs. L'ensemble pèsera 12 000 tonnes et fournira un champ magnétique de 4 T à l'intérieur du solénoïde, soit $\sim 10^5$ fois le champ terrestre. Cet aimant (figure 2.11) est constitué de plusieurs parties :

- un câble conducteur composite (de 12,48 mètres de longueur) enroulé sur 4 couches (2112 tours) parcourue par un courant de 20 kA ;
- une structure constituée de 5 anneaux de 3 couches (culasses) en fer supportant les chambres à muons et canalisant le champ magnétique de retour de 1,8 T généré par la bobine ;
- des systèmes auxiliaires (systèmes cryogéniques, d'alimentation ou de contrôle).

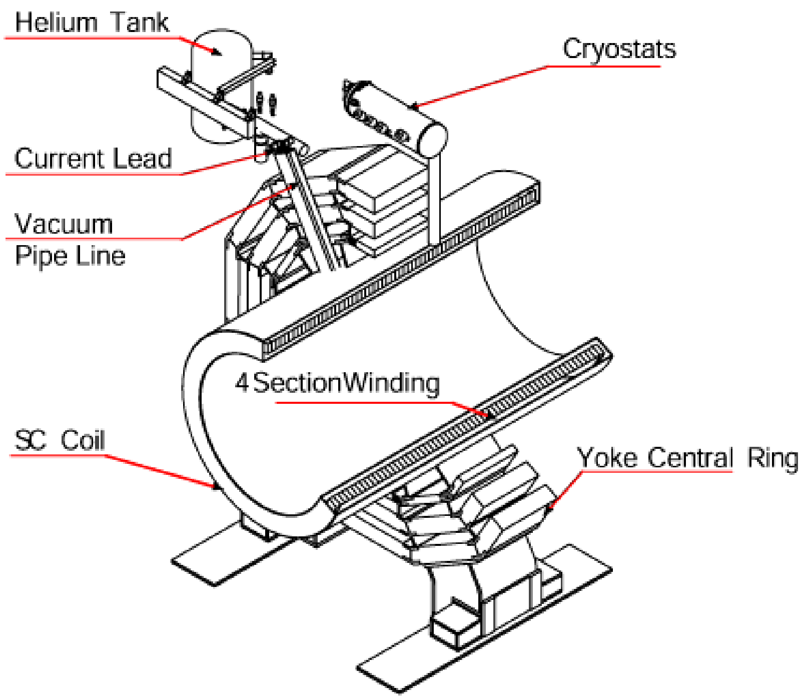

Figure 2.11 – Le système d'aimant.

L'énergie stockée dans la bobine est de 2,7 GJ et si elle était libérée, elle serait assez importante pour faire fondre 18 tonnes d'or [MagnetTDR].

2.3.6 Le calorimètre hadronique

2.3.6.1 Introduction

Le calorimètre hadronique permet de mesurer l'énergie et de déterminer la direction des jets créés par l'hadronisation des quarks, utile donc pour l'identification des quarks et des gluons. Il peut indirectement détecter la présence de particules n'interagissant pas avec le détecteur tel que le neutrino (par conservation de la quantité de mouvement dans le plan transverse) grâce à une bonne herméticité jusqu'à $|\eta| = 3$ et une couverture angulaire de 4π (grâce au calorimètre très à l'avant).

C'est un calorimètre à échantillonnage, composé alternativement de couches de matériaux absorbants (cuivre) et de scintillateurs plastiques. Les couches de matériaux absorbants ont pour rôle d'arrêter progressivement les particules par interactions multiples et les scintillateurs plastiques recueillent l'énergie déposée par le passage de la particule (ou des gerbes de particules) dans le matériau absorbant. Le calorimètre hadronique est aussi constitué, comme les autres éléments du détecteur, de trois parties : un tonneau central et deux bouchons.

2.3.6.2 Le calorimètre hadronique du tonneau central et des bouchons

L'épaisseur des plaques d'absorbeur varie de 5 cm (dans le tonneau) à 8 cm (dans les bonchons) et celle du scintillateur est fixée à 4 mm [HcalTDR]. De plus, à chaque extrémité du scintillateur se trouve un système électro-optique (fibres optiques et photodiodes hybrides) [HcalTDR] qui permet la conversion des photons émis par le scintillateur en signal électrique.

Chaque bouchon est formé de 18 modules de 14 tonnes composés d'une alternance de couches de cuivre et de scintillateurs perpendiculaires au faisceau.

Le tonneau central est constitué de 36 modules de 27 tonnes chacun. Ces modules sont formés d'un empilement de couches de cuivre et de scintillateurs parallèles à l'axe du faisceau et couvrant la zone de pseudo-rapidité $|\eta| \leq 3$.

Dans le tonneau, la profondeur est d'environ 79 cm, ce qui correspond à 5,15 longueurs d'interaction (à $|\eta| = 0$). Néanmoins, 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 11 longueurs d'interaction. La granularité transverse est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,87 \times 0,87$ et est compatible avec celle du calorimètre électromagnétique et des chambres à muons et permet également une bonne séparation des jets. La résolution en énergie pour un hadron isolé est paramètrée par :

$$\left(\frac{\sigma_e}{E}\right)^2 = \left(\frac{65\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + 4,5\% \qquad \text{à } \eta = 0$$

2.3.6.3 Le calorimètre hadronique très à l'avant

Pour étendre l'herméticité du calorimètre hadronique, CMS utilise un calorimètre dit "très à l'avant". Ce calorimètre est localisé à 11 m du point d'interaction et couvre la région en pseudo-rapidité comprise entre 3 et 5. La technologie choisie est basée sur la mesure de la quantité de lumière produite par effet Cerenkov dans des fibres de quartz. Ces fibres sont intégrées dans un matériau absorbant en cuivre. Ce détecteur a pour principal objectif d'améliorer la mesure de l'énergie transverse manquante et de permettre l'identification et la reconstruction des jets très à l'avant.

L'épaisseur du calorimètre varie entre 7,5 et 13 longueurs d'interaction suivant la valeur de η, ce qui permet de contenir presque entièrement les gerbes hadroniques. La granularité pour $|\eta| \leq 2$ est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,087 \times 0,087$. La résolution en énergie (en GeV) pour un hadron isolé (d'énergie entre 30 GeV et 1 TeV) est paramètrée par :

$$\left(\frac{\sigma_e}{E}\right)^2 = \left(\frac{100\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + 4,5\%$$

2.3.7 Le calorimètre électromagnétique

2.3.7.1 Introduction

Le calorimètre électromagnétique permet la mesure de l'énergie et de la position des photons, des pions et des e^-/e^+ grâce à 80 000 cristaux qui offrent une excellente résolution en énergie. De plus, ces cristaux permettent de constituer un calorimètre très compact grâce à leur grande densité et à leur courte longueur de radiation. Ce calorimètre jouera un rôle essentiel dans la mise en évidence du boson de Higgs par sa désintégration en deux photons ; ce qui nécessite d'excellentes résolutions en énergie et angulaire.

2.3.7.2 Le calorimètre électromagnétique du tonneau central et des bouchons

Le calorimètre électromagnétique est composé de 80 000 cristaux de tungstate de plomb ($PbWO_4$) de section rectangulaire, rassemblés en modules (de 400 à 500 cristaux) et présentant leur surface de section rectangulaire vers le point d'interaction. Ce cristal a été choisi car il possède une faible longueur de radiation (0,89 cm) et un petit rayon de Molière[(4)] (2,19 cm). De plus c'est un détecteur rapide ($\sim$ 25 ns) et de production relativement facile [EcalTDR].

La lumière produite dans le cristal est lue par une photodiode à avalanche (APD). Cette APD est constituée d'une jonction PN dans laquelle les photons sont convertis en électrons (dans la couche p^{++}), qui sont accélérés par un champ électrique intense, créant ainsi une avalanche. Cette amplification est nécessaire pour compenser le faible nombre de photons de scintillation produits dans les cristaux. Une électronique de lecture placée après les APD numérise l'information et l'envoie vers les fibres optiques (figure 2.12).

[4] Le rayon de Molière est une dimension caractéristique de l'étalement transverse d'une gerbe électromagnétique.

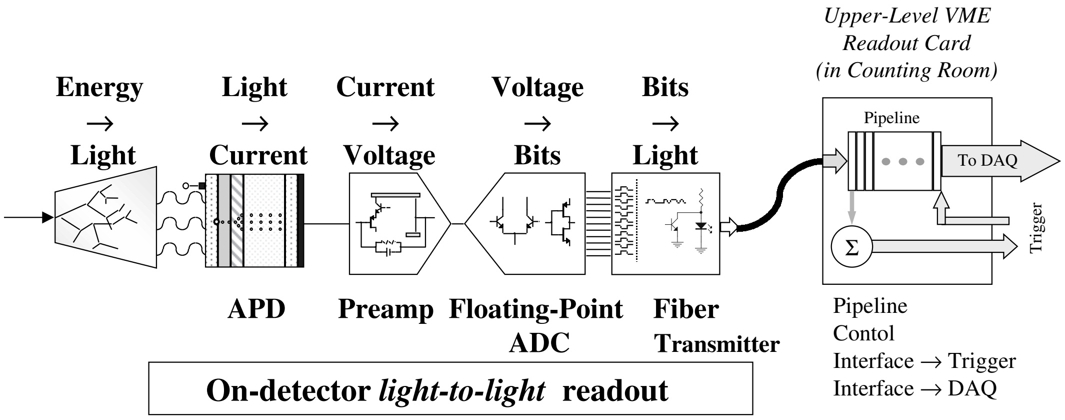

Figure 2.12 – Système de lecture des cristaux de l'ECAL.

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 $22 \times 22\ mm^2$. On peut, à l'aide de cette granularité, mesurer la position du départ de la gerbe électromagnétique avec une résolution de 400 μm pour une énergie de 50 GeV. Une épaisseur d'environ 26 longueurs de radiation 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 tonneau.

Dans les bouchons ($1,48 \leq \eta \leq 3$) la granularité va augmenter progressivement jusqu'à une valeur maximum de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,05 \times 0,05$ tout en conservant la même valeur pour la section du cristal. Pour compenser cette augmentation de la granularité, un détecteur de pied de gerbe (ou "preshower") a été placé en avant du calorimètre.

Pour une 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, a est un terme stochastique qui inclut les fluctuations statistiques sur la mesure de l'énergie de la gerbe et 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 (voir tableau 2.3).

Termes	tonneau ($\|\eta\| = 0$)	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

Tableau 2.3 – 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 [EcalTDR].

2.3.7.3 Le calorimètre électromagnétique de pied de gerbe

Pour améliorer la résolution en masse sur les paires de photons dans le canal de désintégration $H \to \gamma\gamma$, un détecteur de pied de gerbe est ajouté devant le calorimètre. Son autre fonction principale est de permettre la séparation des π^0 et des γ. Il est composé, dans le tonneau, d'une fine couche de plomb ($\sim 2,5$ Xo) suivie d'une couche de micropistes au silicium (d'un pas de 2 mm) positionnée devant les cristaux. Dans les bouchons, une couche de détecteurs au silicium (d'un pas de 2 mm) intercalée entre deux couches de plomb de $\simeq 2\ Xo$ et $\simeq 1\ Xo$ est utilisée. On peut, grâce à ce système, déterminer le point d'impact, origine du développement de la gerbe avec une résolution de 300 μm pour une énergie de 50 GeV et ainsi séparer un signal de π^0, deux départ de gerbe voisins, d'un signal de γ, un seul départ de gerbe associé à un dépôt d'énergie dans les cristaux.

2.3.8 Le trajectographe

2.3.8.1 Introduction

Le trajectographe permet d'identifier et de mesurer l'impulsion des muons, des électrons et des hadrons chargés pour permettre la reconstruction précise et efficace des traces et des vertex. Le trajectographe de CMS est constitué de 1424 détecteurs à pixels, 7888 détecteurs silicium simple face et de 4032 modules silicium double face. Un module double face est composé de deux détecteurs simple face montés dos à dos et chaque détecteur est incliné d'un angle faible (de 50 mrad) pour mesurer les coordonnées $r - \phi$. Les détecteurs silicium représentent près de 10 millions de canaux d'électronique et une surface de 223 m^2 de silicium.

Ces détecteurs sont répartis dans le trajectographe de la façon suivante (seuls les détecteurs silicium à micropistes sont représentés sur la figure 2.13) :

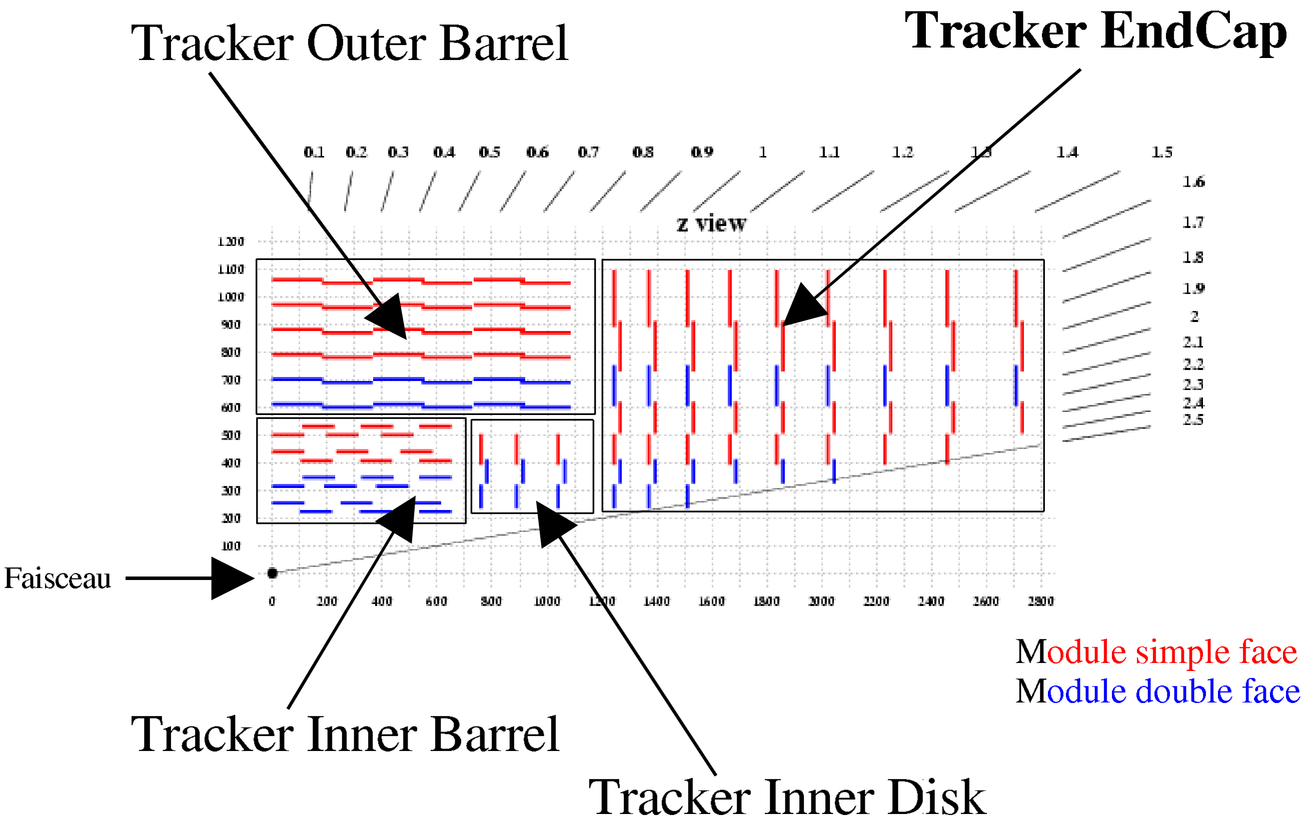

Figure 2.13 – Coupe du trajectographe silicium de CMS (sans les détecteurs silicium à pixels).

- le tonneau central est composé de
  - 3 couches de détecteurs silicium à pixels ;
  - 10 couches de détecteurs silicium à micropistes ("Tracker Inner Barrel" et "Tracker Outer Barrel", figure 2.13) ;
- chacun des deux bouchons est composé :
  - d'un mini bouchon de
    - 2 roues de détecteurs silicium à pixels ;
    - 3 roues de détecteurs silicium à micropistes ("Tracker Inner Disk", figure 2.13) ;
  - d'un bouchon externe de 4 à 7 couches concentriques réparties sur 9 roues ("Tracker EndCap", figure 2.13).

2.3.8.2 Performances

Le trajectographe joue un rôle essentiel puisque recueillant les premières informations sur l'interaction. Il doit aussi permettre une reconstruction très précise de la trajectoire des particules afin de pouvoir déterminer leur impulsion ainsi que la position des vertex d'où proviennent ces particules. Par exemple, dans le cadre de l'étude de la physique du B au LHC, la désintégration $B_d^0 \to J/\psi K_s^0 \to \mu\mu\pi\pi$ permet d'effectuer une mesure du paramètre $sin2\beta$ du triangle de l'unitarité, paramètre d'asymétrie traduisant la violation de CP ($sin2\beta > 0$). L'erreur sur les masses invariantes de cette désintégration dépend fortement de la précision sur la mesure de l'impulsion dans le cadre de la reconstruction complète qui tient compte de la géométrie du détecteur, des zones mortes. Mais compte tenu de la grande multiplicité des traces, on ne reconstruira que les traces des particules d'impulsion transverse supérieure à $0,7\ GeV/c$. Pour remplir toutes ces conditions efficacement, les détecteurs doivent satisfaire aux exigences suivantes :

- une efficacité de reconstruction supérieure à 95 % pour les traces isolées avec une grande impulsion transverse (p_T) et supérieure à 90% pour les traces à grand P_T dans un jet ;
- une résolution sur l'impulsion pour les leptons isolés dans la région centrale de $\frac{\Delta p_T}{p_T} = 0,5\% p_T$ avec p_T en GeV (avec une erreur attendue sur l'alignement des détecteurs inférieure à 15 μm) ;

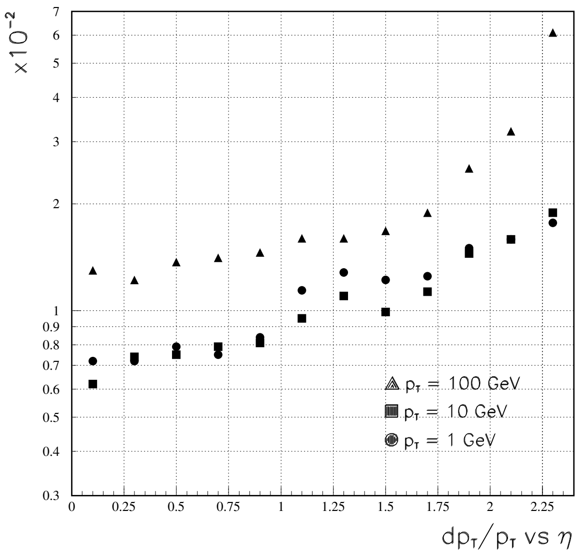

Figure 2.14 – La résolution obtenue par le trajectographe sur l'impulsion des leptons isolés en fonction de η, pour des muons de p_T=1, 10 et 100 GeV.

– une résolution sur le paramètre d'impact[5] de 35 μm dans le plan transverse[6] et de 75 μm dans la direction z[7].

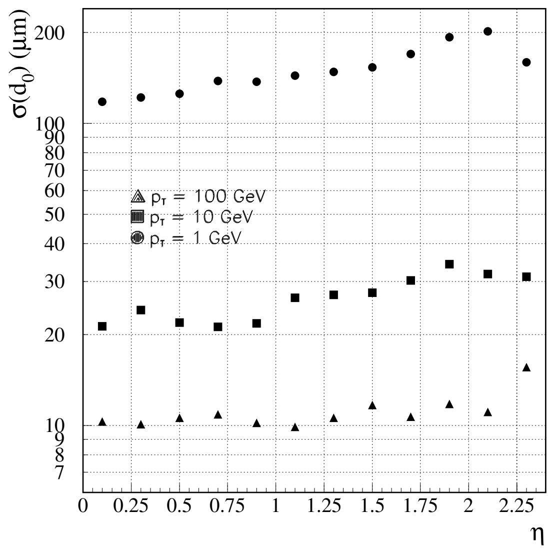

Figure 2.15 – La résolution obtenue par le trajectographe pour le paramètre d'impact transverse (dans le plan perpendiculaire au faisceau) en fonction de η, pour des muons de p_T=1, 10 et 100 GeV.

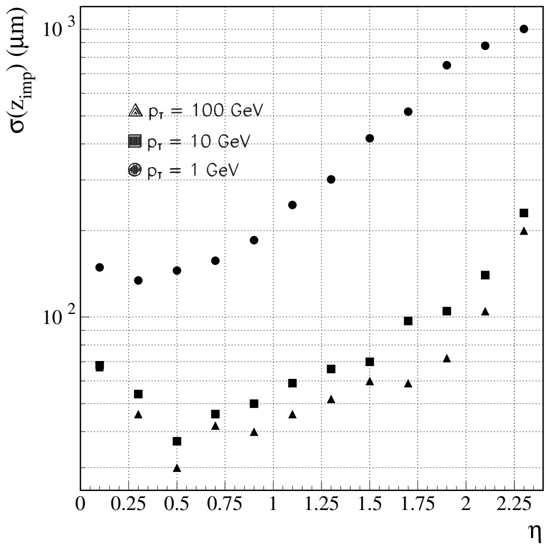

Figure 2.16 – La résolution obtenue par le trajectographe pour le paramètre d'impact longitudinal (parallèle à l'axe du faisceau) en fonction de η, pour des muons de p_T=1, 10 et 100 GeV.

D'autre part, le trajectographe ne doit pas contenir trop de matière sous peine de dégrader les performances des calorimètres et notamment la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique. En effet, compte tenu de la faible section efficace de désintégration du boson de Higgs en deux photons, la conversion des photons ne doit pas dépasser 50% (figure 2.17).

[5]le paramètre d'impact est la distance minimale entre la trace et l'axe du faisceau.
[6]Le plan transverse est le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau
[7]z est la coordonnée qui repère la position le long de l'axe du faisceau

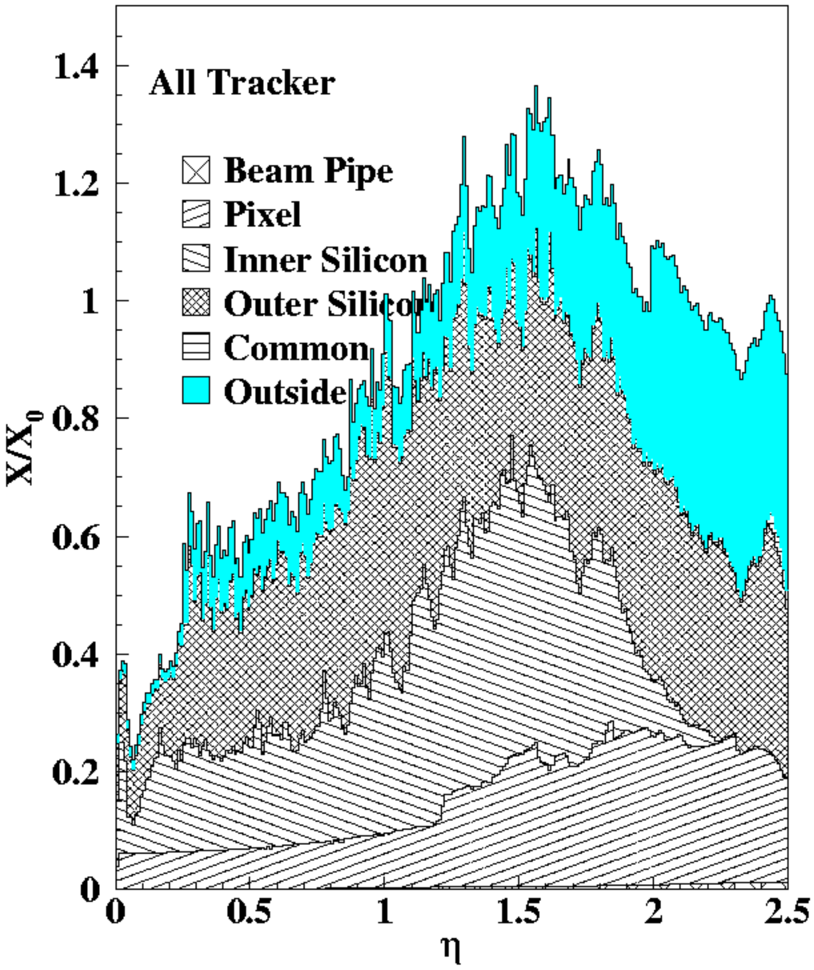

Figure 2.17 – Longueur de radiation dans le trajectographe en fonction des différents éléments du trajectographe.

2.3.8.3 Les détecteurs silicium à pixels

Le système de détecteurs à pixels est la partie du trajectographe située dans la zone proche du faisceau. Il permet d'obtenir deux ou trois points supplémentaires sur la trajectoire des particules et ainsi de reconstruire plus précisément les vertex primaire et secondaires.

Chaque pixel est constitué d'une cellule carrée de silicium de 150 μm de côté et de 250 μm d'épaisseur.

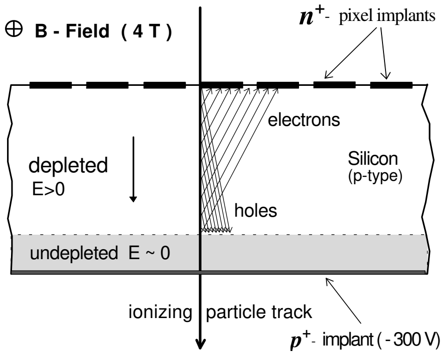

Figure 2.18 – Fonctionnement d'un détecteur silicium à pixels.

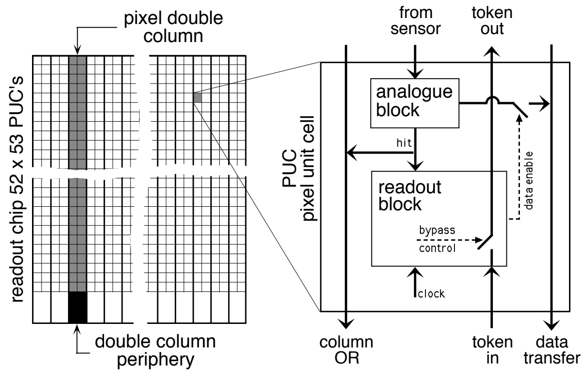

Figure 2.19 – Système de lecture des détecteurs silicium à pixels.

Chaque pixel est connecté via une microsoudure à son propre circuit électronique de lecture. Lors du passage d'une particule, le faible signal (figure 2.18) provenant du capteur est d'abord amplifié par un bloc analogique (figure 2.19). Puis si le signal est au-dessus d'un certain seuil réglable, le croisement de faisceaux correspondant est enregistré. Si un croisement de faisceaux est sélectionné par le premier niveau de déclenchement, l'adresse et le signal analogique de chaque pixel touché sont transmis pour être numérisés et traités.

L'ensemble du système de pixels représente 80 millions de canaux électroniques. Les résolutions attendues sont de 10 μm dans le plan $r - \phi$ et 15 μm suivant l'axe z.

2.3.8.4 Les détecteurs silicium à micropistes

Cette partie du trajectographe couvre une surface d'environ 200 m^2.Un angle entre les différentes couches du trajectographe permet de compenser partiellement la force de Lorentz générée par l'aimant.

Le tonneau central comprend six disques de six couches composées de détecteurs épais (de 500 μm d'épaisseur) et de quatre couches de détecteurs fins (de 300 μm d'épaisseur).

Les deux bouchons sont constitués de trois disques de trois couches composées de détecteurs fins ainsi que de neuf disques de sept couches composées de détecteurs fins (pour trois couches) et épais (pour quatre couches), et 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.

La longueur des pistes est comprise entre 7 et 12,5 cm et leur espacement varie entre 60 μm et 270 μm suivant la position dans le détecteur. L'ensemble représente $5,4\ 10^6$ canaux d'électronique, et la résolution est de 40 μm dans le plan transverse et de 500 μm selon l'axe z.

Le chapitre 4 est consacré à l'étude sous faisceau de ces détecteurs silicium à micropistes.

2.3.8.5 Taux de radiations

Les radiations subies par le trajectographe ont deux sources principales. La première est constituée par les particules produites par les interactions p-p et les réactions secondaires de ces particules avec le trajectographe. La seconde est composée des neutrons rétrodiffusés produits par réactions nucléaires dans le calorimètre électromagnétique. 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 r, c'est-à-dire à l'approche 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 aux radiations qui devraient leur permettre de fonctionner pendant les 10 à 15 années de période de prise de données au LHC. Les effets dans les détecteurs au silicium sont principalement un changement de la concentration des dopants dans le substrat et une augmentation du courant de fuite 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 constante de $-10\ ^0C$ et sous hygrométrie contrôlée.

2.3.9 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement a la tâche :

1. d'analyser 16 millions de canaux ;
2. de sélectionner parmi les 40 millions de croisements de faisceaux produits chaque seconde les 100 plus intéressants à analyser ;
3. de les stocker sur support magnétique.

Chaque événement stocké a une taille d'un Mégabyte, taille qui correspond à un volume total de données par an de l'ordre du Pétabyte (10^{12} bytes).

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 2 et 3 sont plus sophistiqués et demandent plus de temps.

2.3.9.1 Description succinte des trois niveaux de déclenchement

- Le premier niveau :
  Dans un premier temps, seules les informations provenant des chambres à muons et du calorimètre électromagnétique sont analysées en environ 3 μs et on ne conserve que $\sim$ 100 000 événements par seconde (un événement sur 400).

- Le second niveau :
  On utilise les informations provenant de plusieurs sous-détecteurs pour reconstruire un événement en une quinzaine de millisecondes.
- Le troisième niveau :
  L'ensemble de l'événement étant reconstruit, des algorithmes sophistiqués cherchent des signatures complexes en une soixantaine de millisecondes. Après ce dernier niveau seulement 100 événements par seconde seront conservés et écrits sur support magnétiques.

2.3.9.2 Exemple : le déclenchement sur les muons

Le centre de décision reçoit les informations du système de mesure des muons provenant des RPC et des DT/CSC, les combine et envoie alors l'impulsion estimée du muon candidat et le numéro du croisement de faisceaux au premier niveau de déclenchement. Puis cette information est combinée avec celle provenant du calorimètre électromagnétique pour décider de la sélection de l'événement.

A faible luminosité, les modes de déclenchement sur les muons sont optimisés pour les besoins de la physique de la beauté, de manière à sélectionner principalement les événements $pp \to b\bar{b} + X$. Les modes principaux sont un déclenchement sur un seul ou deux muons par événement. Dans le cas du déclenchement à un muon, la sélection a été déterminée par le fait que le taux d'événements alloué à ce canal doit être inférieur à 5 kHz, ce qui impose une coupure en impulsion transverse supérieure à 5 GeV [BOU95]. Pour le cas du déclenchement à deux muons, la sélection est limitée par la possibilité des muons à pénétrer dans au moins quatre chambres. Les limites inférieures de l'impulsion transverse des muons sont donc d'environ 4 GeV dans le tonneau et environ 2 GeV dans les bouchons.

CHAPITRE 3

Les détecteurs gazeux à micropistes de CMS

Conçus il y a une quinzaine d'années, les détecteurs gazeux à micropistes (MSGC) ont été utilisés comme détecteur de traces pour la première fois dans une expérience de physique des particules, NA12, en 1991 [ANG92]. Ces détecteurs ont également commencé à trouver des applications dans d'autres domaines de la physique comme l'astronomie [BUD91] et la radiologie [BAB95].

Une première version du trajectographe de CMS prévoyait d'inclure des MSGC sur une surface d'environ 120 m^2.

Après un bref historique et avoir rappelé le principe de fonctionnement des détecteurs gazeux, nous présenterons les détecteurs MSGC initialement prévus pour CMS. Enfin, nous détaillerons le dispositif de test sous faisceau à haute intensité que nous avons utilisé pour valider la technologie MSGC, laquelle était en concurence avec d'autres techniques jusqu'en 1999, et nous présenterons les résultats obtenus.

3.1 Historique

Le détecteur gazeux est l'un des plus anciens dispositifs de détection de particules ionisantes. Le premier, très populaire, était le compteur Geiger-Müller introduit en 1913.

Avec l'invention de la chambre proportionnelle multi-fils (MWPC) en 1968 par G. Charpak et son équipe au CERN [CHA68], ces types de détecteurs ont trouvé de nouvelles applications dans le domaine de la physique des hautes énergies. Les MWPC sont composées d'une série de fils métalliques parallèles, les anodes, mis à la masse et placés entre deux plans cathodiques portés à un potentiel négatif. Bien adaptés à la détection de particules chargées, ces détecteurs sont également utilisés pour des applications en imagerie X et gamma. Néanmoins, leur temps de réponse relativement élevé ($\sim$ 500 ns) et leur limitation en résolution spatiale (> 200 μm) ont fait obstacle à une utilisation soutenue en physique des particules avec la mise en service des collisionneurs à haute intensité.

L'utilisation de la photolithographie(1) pour la fabrication des pistes a permis de diminuer la taille des anodes d'un facteur de 10 à 100 ainsi que le pas entre les anodes (100-200 μm au lieu de 1 mm) et ainsi de concevoir les MSGC (détecteurs gazeux à micropistes). Depuis l'invention du détecteur MSGC en 1988 à l'Institut Laue-Langevin de Grenoble par A. Oed [OED92], les détecteurs MSGC ont fait l'objet de nombreux tests en laboratoire et en faisceaux afin d'améliorer leurs performances pour l'expérience NA12 [ANG92], pour la chambre à échantillonnage temporelle de TESLA, avec des MSGC à double GEM pour COMPASS ainsi que les MSGC+GEM anciennement prévues pour HERA-B et CMS [SAU98] [MAC97].

3.2 Les détecteurs gazeux à micropistes (MSGC)

3.2.1 Raisons de l'utilisation des détecteurs gazeux à micropistes au LHC

Une des difficultés expérimentales majeures du LHC est représentée par l'empilement de 25 événements (lié à la forte luminosité du LHC) pour un seul événemnt intéressant. Dans l'optique de l'utilisation des MSGC comme détecteur de traces auprès du LHC, ces détecteurs doivent répondre aux exigences suivantes :

- un temps de réponse rapide, de l'ordre de 50 ns afin de ne pas intégrer le signal des détecteurs sur trop de croisement, de faisceaux (un croisement toutes les 25 ns au LHC contre un toutes les 22,5 μs au LEP) ;
- une granularité très fine permettant de reconstruire précisèment toutes les traces des 25 événements empilés : les MSGC devraient permettre de reconstruire pratiquement 100 % des traces avec une résolution de $\sim$ 40 μm dans le plan transverse ;
- une bonne résistance aux radiations permettant de conserver les performances tout au long des 10 à 15 ans de fonctionnement du LHC (voir partie 3.4) ;
- une faible quantité de matériau utilisé pour présenter le moins de matière possible le long de la trajectoire des particules pour de ne pas perturber la mesure de l'énergie faite par le calorimètre électromagnétique.

Un autre argument en faveur des MSGC est leur faible coût en comparaison avec celui des détecteurs silicium à micropistes [LOI].

3.2.2 Description

Sur un substrat isolant (figure 3.1) de quelques centaines de micromètres d'épaisseur, on dépose alternativement des anodes et des cathodes (d'une longueur pouvant atteindre quelques dizaines de centimètres). Les anodes, d'une dizaine de micromètres de large, sont

[1] procédè utilisée pour la mise au point des masques de circuits imprimés.

espacées d'environ 200 μm, les cathodes ont une centaine de micromètres de large. Un plan de dérive placé à quelques millimètres au-dessus du plan des pistes définit le volume actif dans lequel circule le gaz.

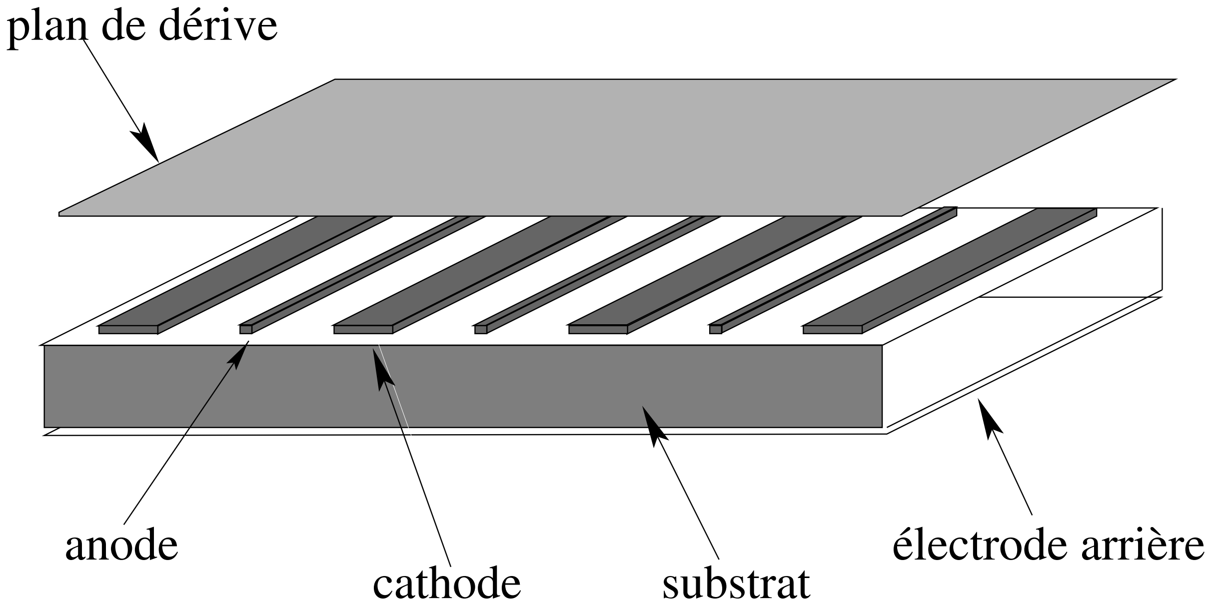

Figure 3.1 – Coupe d'une MSGC.

La face arrière du substrat peut être métallisée et généralement mise à un potentiel de 0 V. Les anodes sont reliées à la masse tandis que les cathodes et le plan de dérive sont portés à un potentiel négatif. Excepté au voisinage des pistes, les lignes de champ (crées par ces différences de potentiel) sont parallèles et le champ électrique est uniforme (figure 3.2).

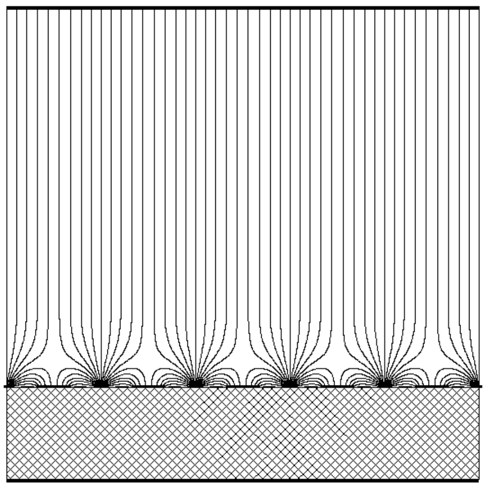

Figure 3.2 – Lignes de champ dans une MSGC.

3.2.3 Principe de fonctionnement

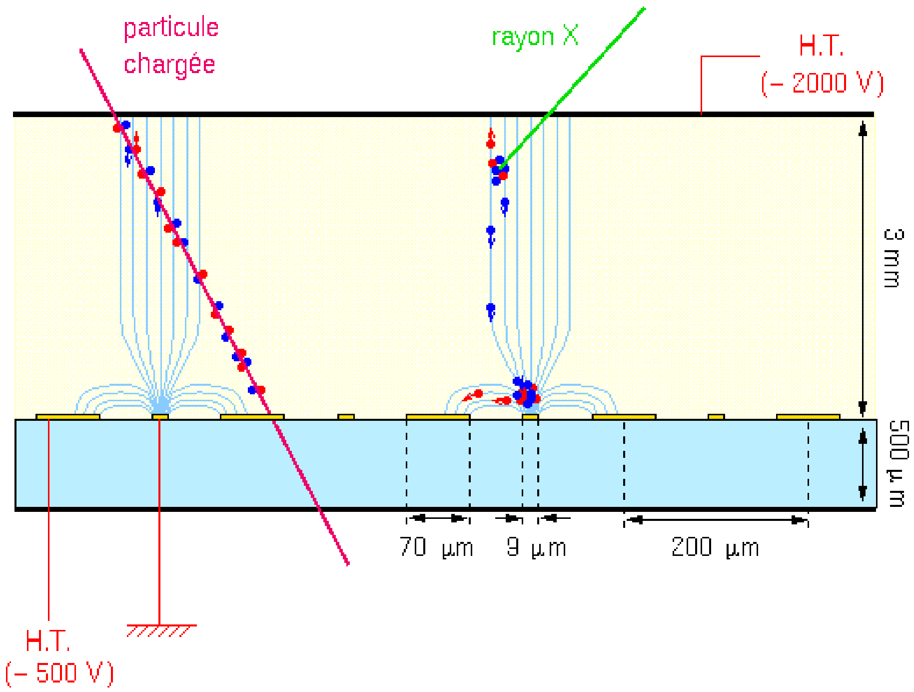

Figure 3.3 – Coupe d'une MSGC d'un substrat de 500 μm, d'anode de 9 μm de large, de cathodes de 70 μm et espacées de 200 μm.

Lorsqu'une particule chargée traverse une MSGC (voir figure 3.3), elle dépose une partie de son énergie le long de sa trajectoire, principalement par ionisation des molécules de gaz. Sous l'action du champ électrique (de quelques kV/cm), les ions positifs dérivent vers les cathodes (en quelques dizaines de nanosecondes) alors que les électrons dérivent vers les anodes (en quelques centaines de picosecondes).

A quelques dizaines de micromètres des électrodes, le champ est suffisamment intense (plusieurs centaines de kV/cm) pour initier une avalanche électronique (en quelques nanosecondes). Le déplacement des charges ainsi créées provoque un courant induit, à 10% par les électrons et à 90% par les ions [TkTDR98], sur les anodes pour être lu par l'électronique de lecture. La résolution spatiale obtenue est de l'ordre de 40 μm, et environ 80% du signal total produit par une avalanche sur l'anode est induit dans les 50 premières nanosecondes qui suivent l'avalanche [BEL94].

On définit le gain comme le rapport entre le nombre d'électrons collectés sur les anodes et le nombre d'électrons primaires produit le long de la trajectoire de la particule.

3.2.4 Effets des radiations

Dans le trajectographe de CMS, les MSGC devaient supporter à la fois un flux élevé de particules au minimum d'ionisation (MIPs) de $10^4 Hz.mm^{-2}$ ainsi qu'un flux plus faible (quelques $Hz.mm^{-2}$) de particules hautement ionisantes (HIPs). Les HIPs sont des particules produites par réactions nucléaires des hadrons sur les matériaux du trajectographe. Ces HIPs peuvent produire jusqu'à 1000 fois plus d'ionisation dans le gaz qu'une MIP et déclencher des décharges entre les électrodes, pouvant endommager les MSGC, l'énergie libérée étant suffisamment importante pour vaporiser le métal des anodes.

Ces décharges peuvent endommager les anodes parfois jusqu'à la coupure totale. Mais elles peuvent aussi entraîner des dépôts métalliques sur les cathodes et sur le substrat, des altérations du mélange gazeux (formation de polymères) ainsi qu'une accumulation de charges dans le substrat (la polarisation). Toutes ces détériorations se traduisent par une diminution irréversible de l'intensité du gain.

Toutes les caractéristiques d'une MSGC doivent donc être soigneusement choisies en tenant compte des effets néfastes dus aux radiations.

3.2.5 Choix du gaz

Le phénomène d'avalanche peut se produire dans tout mélange gazeux. Ce mélange doit cependant satisfaire certaines exigences pour le développement du signal :

- un nombre d'électrons primaires élevé pour réduire les fluctuations du signal ;
- une vitesse de dérive des électrons élevée pour permettre une collection rapide du signal ;

- un gain suffisamment élevé (dépassant 1000) pour obtenir une bonne efficacité de détection (figure 3.4) ;
- une diffusion transverse modérée pour obtenir une bonne résolution spatiale ;
- une faible émission de photons UV (par désexitation radiative) pour éviter l'apparition de décharges.

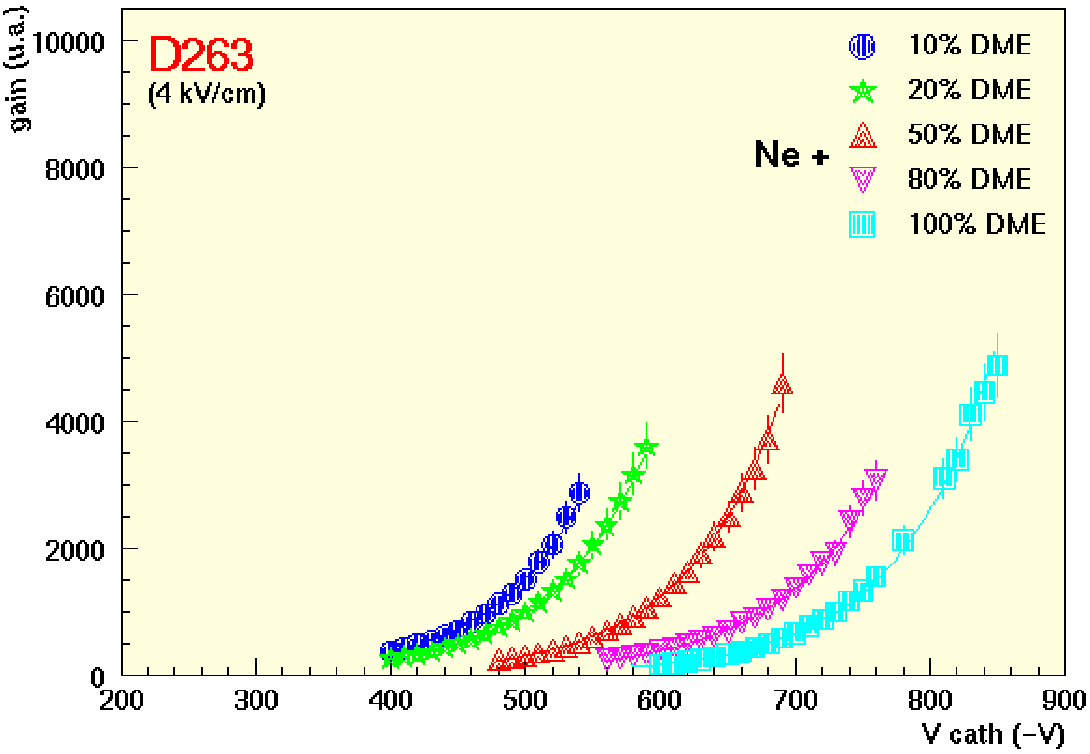

Figure 3.4 – Variation du gain en fonction de la tension cathodique d'une MSGC pour différents mélanges gazeux [MAC97].

Le mélange composé de 1/3 de DME (diméthyléther) et de 2/3 de néon semble un bon compromis à l'égard de ces exigences pour les MSGC de CMS. Le néon est un gaz rare qui émet peu de photons UV mais produit peu d'électrons primaires. Par contre, le DME produit un nombre élevé d'électrons primaires. En plus, le DME absorbe très bien les photons UV (c'est un gaz dit "quencher") et est très peu polymérisable, ce qui limite le phénomène de vieillissement du gaz.

Mais le désavantage majeur du DME est son incompatibilité avec certains matériaux employés dans la construction des détecteurs et des circuits d'alimentation en gaz. Par exemple, le DME est susceptible de réagir avec le téflon et de former des éléments électronégatifs à base de fluor, très néfastes pour le fonctionnement des MSGC [BOU02]. Dès lors, le choix des composants d'une MSGC devient crucial.

3.2.6 Choix des tensions

Pour minimiser le temps de réponse de la MSGC, on applique une forte tension ($\sim$ -1200 V) au plan de dérive, ce qui entraîne une migration rapide des charges vers les pistes alors peu influencée par le champ magnétique de l'aimant de CMS. Néanmoins lorsque le champ de 4 T de l'aimant de CMS n'est plus parallèle au champ électrique, la trajectoire des charges fait un angle α_L, appelé angle de Lorentz, avec la direction des lignes de champ. Cet angle entraîne la dégradation des performances des MSGC (essentiellement la résolution) [ANG94]. Une inclinaison maximum de 3,6^0/Tesla (pour 10 kV/cm) des MSGC permet de compenser les effets du champ magnétique de 4T et de retrouver les résolutions et efficacités mesurées en l'absence de champ magnétique [TkTDR98].

Le choix de la tension appliquée aux cathodes ($\sim$ quelques centqines de volts) est un compromis entre un faible taux de décharges et un fort gain.

3.2.7 Choix du substrat

Le choix du substrat des MSGC est essentiel pour assurer des performances stables à long terme sous haut flux de radiations. Les qualités recherchées pour ce substrat sont :
- un excellent état de surface pour assurer une bonne adhésion du métal des pistes ;
- une résistivité de surface modérée ($\simeq 10^{16}\ \Omega cm^{-2}$) pour limiter l'accumulation de charges à la surface de ce substrat ;
- une épaisseur et une densité suffisamment faible pour minimiser la perte d'énergie et la diffusion multiple des particules lorsqu'elles le traversent ;
- une bonne résistance mécanique ;
- un faible coût compte tenu du nombre élevé de modules de détection.

Mais les verres généralement utilisés ont une résistivité de $\simeq 10^{18}\ \Omega cm^{-2}$. Par contre, le dépôt d'une fine couche de matériau très légèrement conducteur permet d'obtenir la résistivité souhaitée mais une tension plus élevée doit être appliquée pour conserver le même gain (figure 3.5).

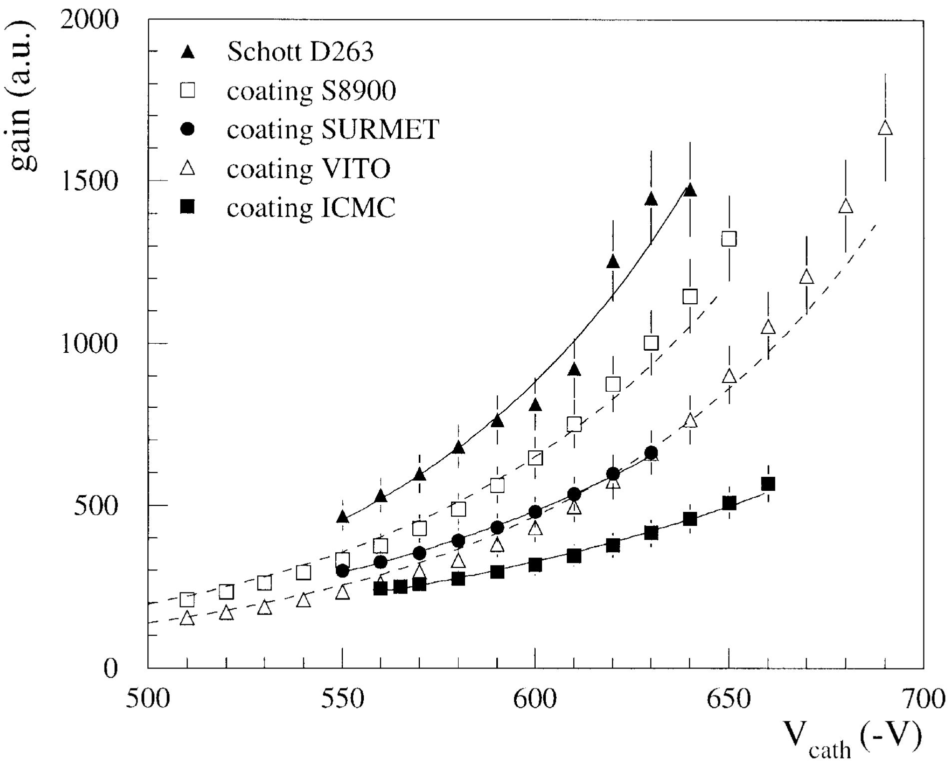

Figure 3.5 – Influence du dépôt de différents types de couche semiconductrice (coating S8900, coating SURMET, coating VITO, coating ICMC) ou aucune couche semiconductrice (Schott D263) en fonction du gain [MAC99].

Le choix de CMS est un substrat en verre D263 de 300 μm d'épaisseur recouvert d'une couche de $\sim 1\ \mu m$ de verre semiconducteur de Pestov (verre fortement dopé au Fer).

3.2.8 Métallisation des pistes

Les qualités recherchées pour le métal des pistes sont :
- un métal faiblement résistif ($\leq 40\Omega cm^{-1}$) pour une propagation rapide et efficace des charges vers l'électronique ;
- une absence de réactivité en contact du mélange gazeux utilisé.

Le choix de CMS s'est donc porté sur une couche de 0,6 μm d'or (40 Ωcm^{-1}). Une fine couche de Nickel-Chrome assure l'adhésion des pistes sur substrat. Mais ce choix n'empêche pas la détérioration des pistes (figure 3.7) lors de fortes décharges (paragraphe 3.2.4).

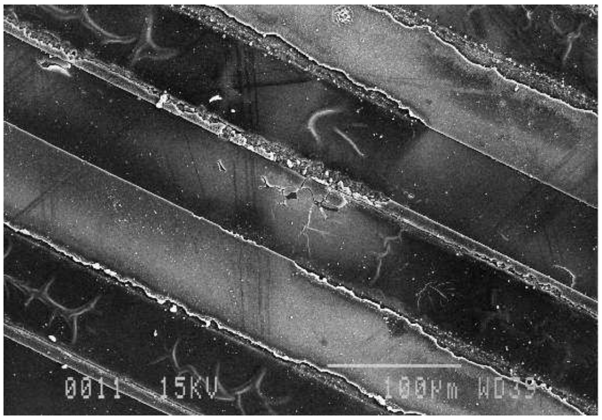

Figure 3.6 – Photographie au microscope électronique des pistes d'une MSGC avant une décharge.

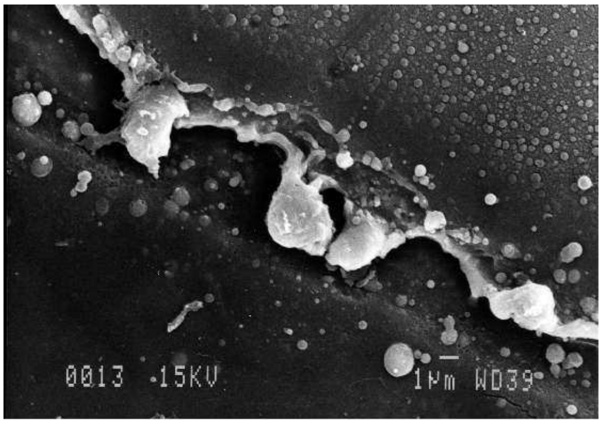

Figure 3.7 – Photographie au microscope électronique du bord d'une cathode après une décharge.

Pour limiter ces décharges, une première solution consiste à modifier les lignes de champ près des pistes grâce à une nouvelle géométrie, principalement aux extrémités et au bord des pistes [MAC97]. On peut aussi déposer une fine couche protectrice de matériau diélectrique, cette technique est appelée passivation.

Une autre solution réside dans l'utilisation d'une grille de préamplification (GEM) placée entre le substrat et le plan de dérive. Cette GEM a été introduite par F. Sauli et son équipe du CERN en 1997.

3.2.9 Avantages à l'utilisation d'une GEM

Une grille GEM (Gas Electron Multiplier) est une feuille de Kapton de 50 μm d'épaisseur, métallisée sur ses deux faces et percée de trous espacés d'un pas d'environ 200 μm (figure 3.8).

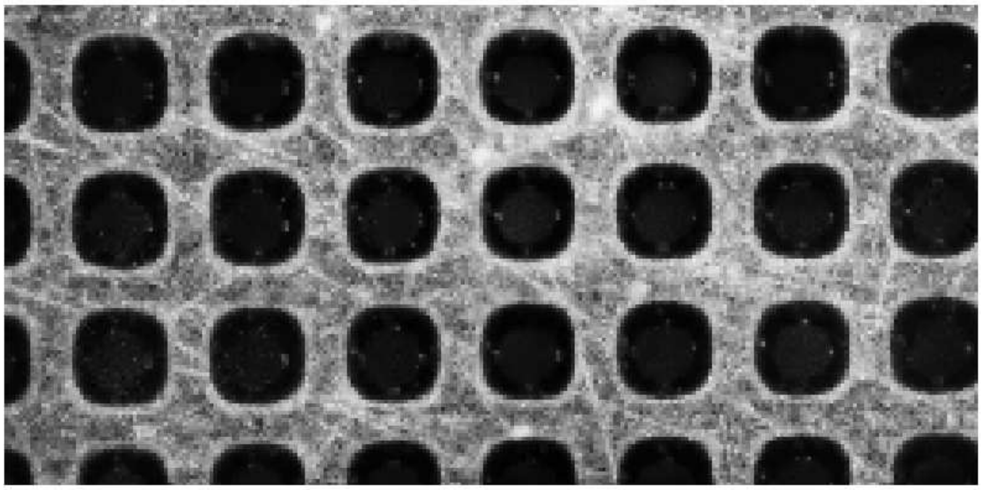

Figure 3.8 – Photographie d'une GEM.

L'application d'une différence de potentiel entre les deux faces de la grille GEM engendre un champ électrique (d'environ 50 kV/cm) dont les lignes de champ convergent dans les trous de la grille GEM (figure 3.9) et permettent une première amplification.

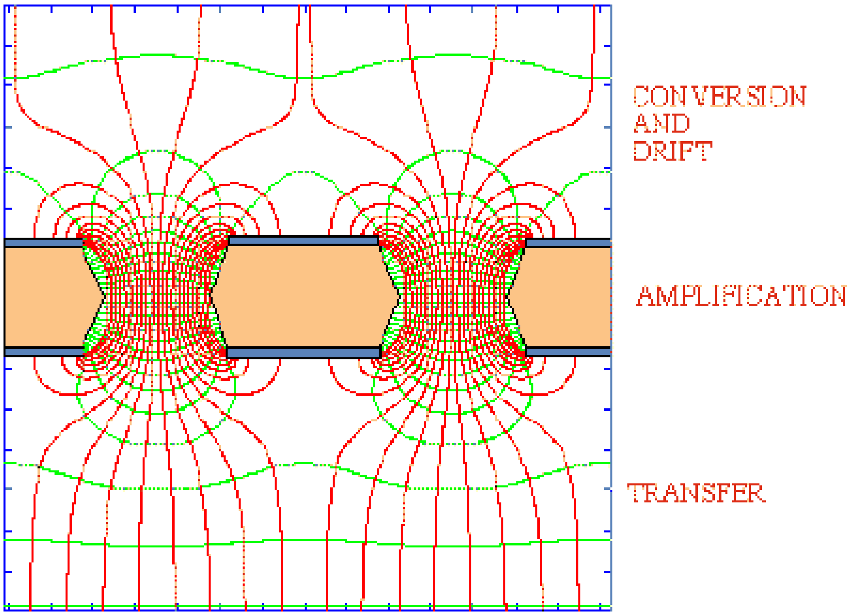

Figure 3.9 – Lignes de champ dans une GEM.

Grâce à l'utilisation de la GEM dans une MSGC (figure 3.10), l'amplification a lieu à la fois au niveau des trous de la GEM et au niveau des pistes du détecteur MSGC.

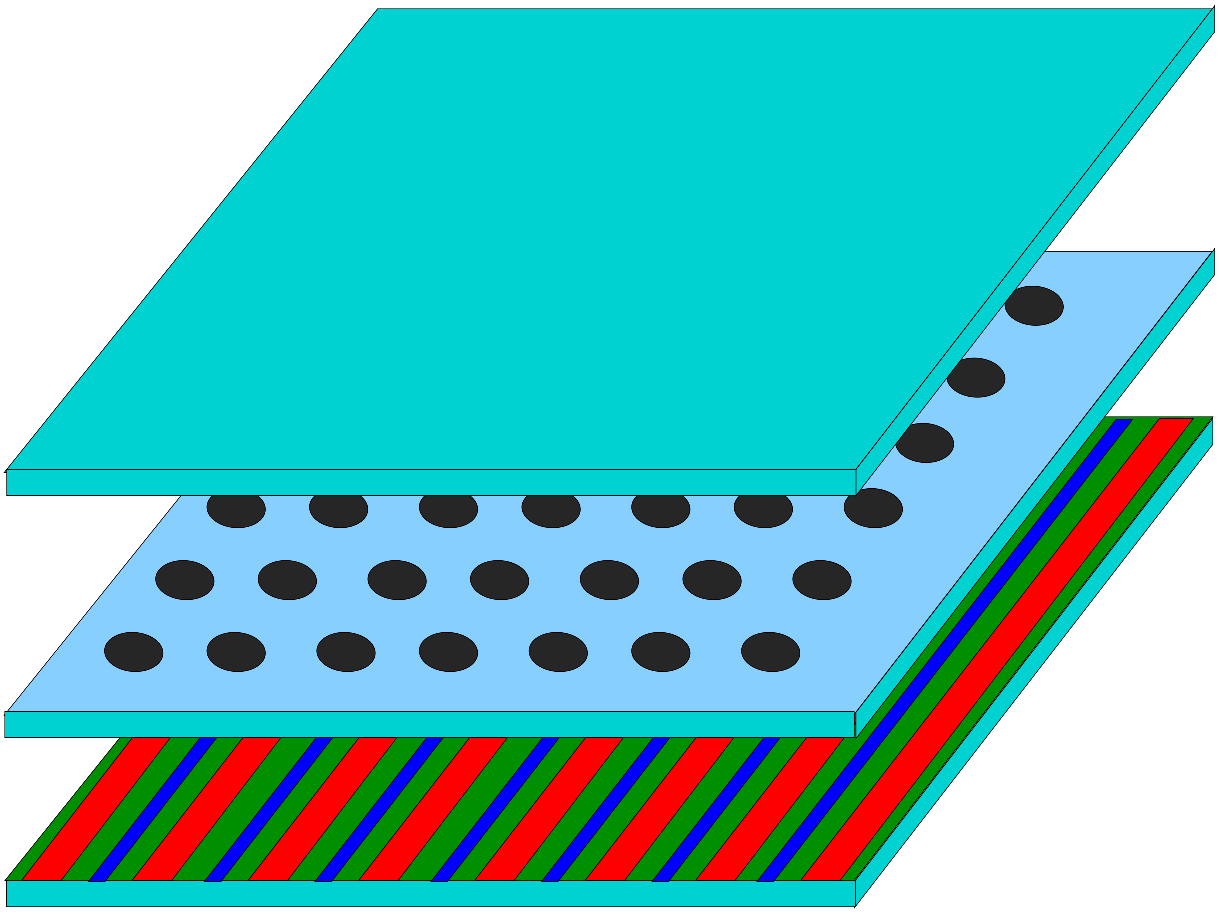

Figure 3.10 – Coupe d'une MSGC + GEM : du haut vers le bas, on a le plen de dérive, puis la GEM puis le substrat où les pistes sont déposées.

Cette double amplification permet de diminuer le champ au niveau des pistes, et donc les décharges, tout en gardant le même gain global et le même rapport signal sur bruit (figure 3.11). De plus, la présence de cette grille GEM ne détériore pas la résolution spatiale obtenue de 45 μm [BRO98]. Mais on observe un temps de réponse de 30 ns plus important dans une MSGC+GEM que dans une MSGC seule, ce qui est dû à une zone de dérive plus importante (5 mm au lieu de 3 mm dans les MSGC).

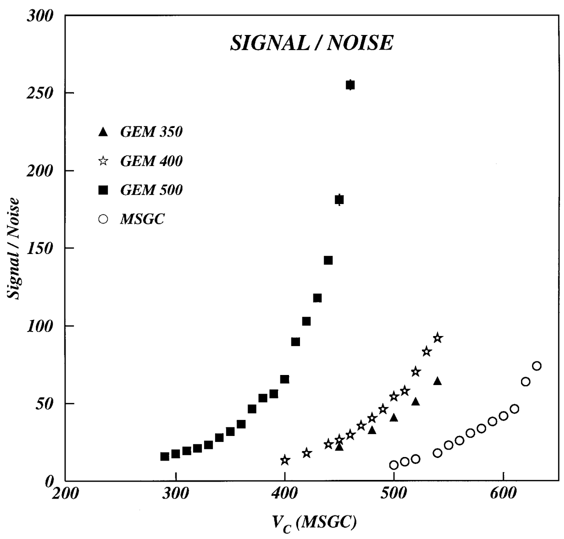

Figure 3.11 – Mesure du rapport signal sur bruit en fonction de la tension cathodique avec et sans GEM (avec différentes tensions d'alimentation) [BRO98].

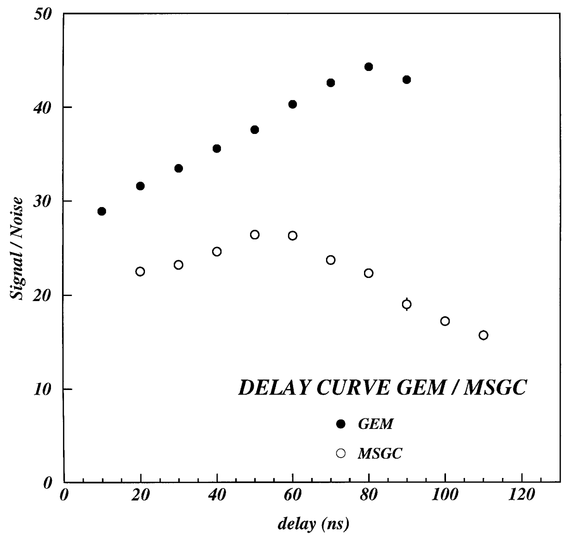

Figure 3.12 – Mesure du rapport signal sur bruit en fonction du temps de réponse avec et sans GEM (avec différentes tensions d'alimentation) [BRO98].

3.3 Les MSGC+GEM du trajectographe avant de CMS

3.3.1 Le trajectographe avant de CMS

L'ancienne version du trajectographe avant de CMS (avant décembre 1999) était composé de deux bouchons, chacun composé de onze disques (figure 3.13). Chaque disque était divisé en quatre couches concentriques et chacune de ces couches était constituée de douze à quinze modules MSGC. Chaque module est composé de quatre substrats MSGC (figure 3.14) dont les pistes sont perpendiculaires au faisceau et parallèles aux lignes du champ magnétique de l'aimant de CMS.

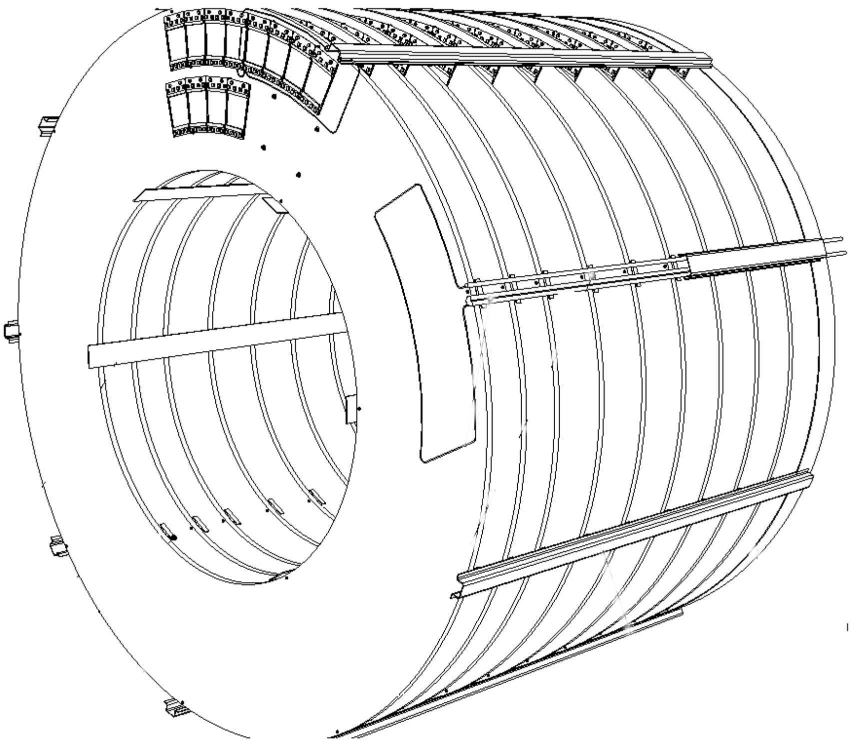

Figure 3.13 – Les 11 disques d'un des bouchons du trajectographe avant de CMS (avant 2000), chaque disque étant divisé en quatre couches concentriques mais dont seules deux sont représentées ici [TkTDR98].

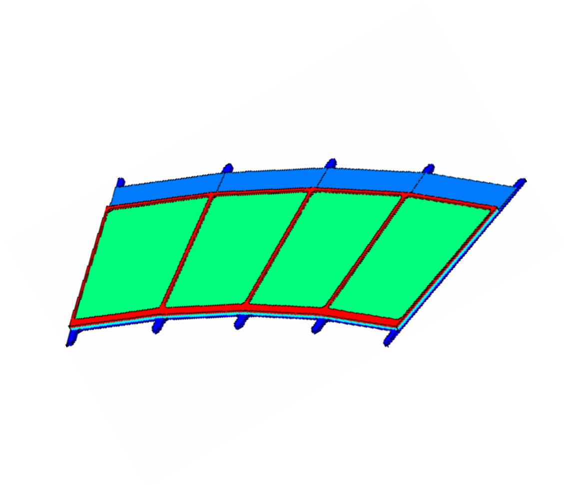

Figure 3.14 – Le module MSGC du trajectographe avant de CMS [TkTDR98].

Les couches deux et trois sont composées de modules MSGC simple face qui mesurent les coordonnées z et ϕ avec une résolution de 40 μm. Les couches un et quatre sont composées de modules MSGC double face, deux détecteurs montés dos à dos avec un angle de 50 mrad, qui mesurent les coordonnées z, ϕ et r avec une résolution de 1 mm en z.

3.3.2 Les MSGC+GEM

Les MSGC+GEM prévues pour le trajectographe avant de CMS ont les caractéristiques suivantes :

- un substrat trapézoïdal en verre D263 de 300 μm d'épaisseur recouvert d'une couche semiconductrice de verre Pestov de $\sim$ 1 μm d'épaisseur ;
- 512 anodes (entre 7 et 10 μm de large) et 513 cathodes ($\sim$ 90 μm de large) en or de 0,6 μm d'épaisseur et de longueur variant entre 8,7 et 14,5 cm ;
- la grille GEM (à 2 mm au-dessus du substrat) est une feuille de kapton métallisé avec de fines couches de nickel-cuivre de 18 μm d'épaisseur, percée avec des trous de 100 μm de diamètre et espacés de 200 μm ;
- un plan de dérive (à 3 mm au-dessus de la GEM) en aluminium de $\sim$ 25 μm d'épaisseur ;
- un mélange gazeux composé à 1/3 de néon et à 2/3 de DME ;
- des cathodes alimentées par groupe de 16 via une résistance de 1 $M\Omega$;

De plus, pour conserver un gain constant le long des pistes d'un substrat trapézoïdal (figure 3.15), le pas (P en μm) entre les anodes et le pas anode-cathode (G en μm) doivent satisfaire la relation "de Nikhef" [TP94] : $G = P/8 + 20$.

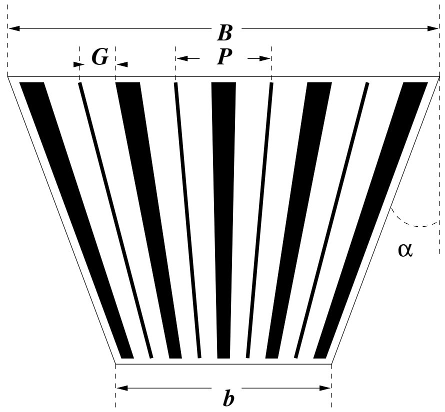

Figure 3.15 – Schéma d'un substrat MSGC trapézoïdal [TkTDR98].

3.3.3 Le système de lecture (du test MF2)

Les signaux de chaque piste d'un détecteur sont lus et traités par un circuit électronique : le PreMux (figure 3.16). Chaque PreMux lit 128 pistes : le signal provenant d'une piste est amplifié puis un échantillonneur transfert le signal à une fréquence entre 20 et 25 MHz. Le signal est gardé dans une mémoire analogique (ADB : Analogue Data Buffer) en attendant un signal du trigger de niveau 1 (T1) qui sélectionne l'événement, le signal échantillonné est ensuite traité et les signaux des 128 pistes sont multiplexés en un signal unique.

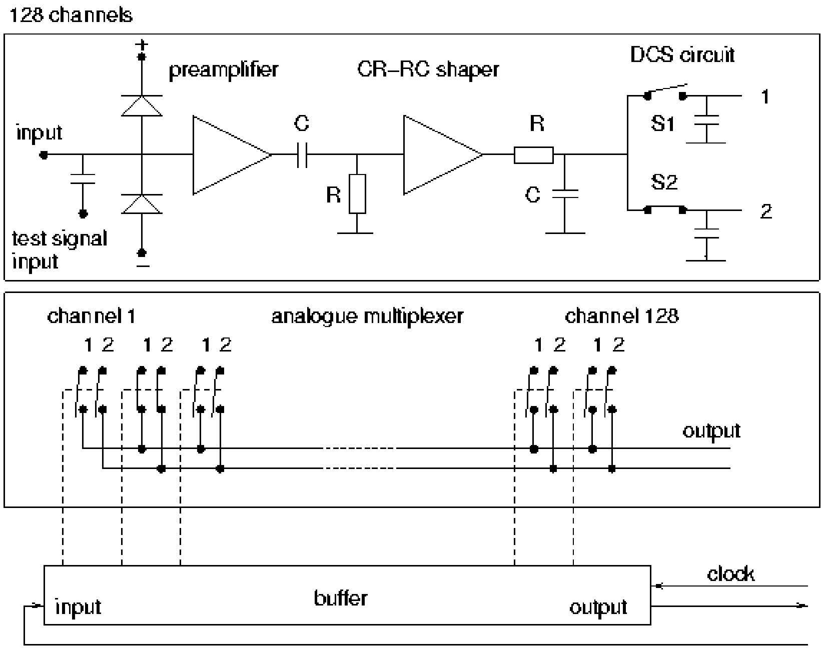

Figure 3.16 – vue schématique du fonctionnement du PreMux128.

Puis les sorties analogiques des PreMux sont multiplexées deux à deux grâce au MUX et transférées jusqu'au système d'acquisition.

3.4 Test sous faisceau : le test MF2

Dix-huit modules MSGC+GEM ont été placés sous un faisceau haute intensité au cyclotron du Paul Scherrer Institut à Villigen (Suisse) en novembre 1999, représentant une surface sensible de $0,72m^2$ ($\simeq 1\%$ de la surface totale initialement prévue). Ce test a permis de contrôler la résistance des pistes et de tester le comportement de ces modules dans les conditions du futur accélérateur LHC. Mais le but de ce test était avant tout de valider la technologie MSGC en vue de son intégration dans le trajectographe avant de CMS [TkTDR98].

3.4.1 Objectifs

Le but du test "milestone MF2" était de soumettre des MSGC équipées de leur électronique à un faisceau intense de pions de 350 MeV/c (proche des conditions du LHC), avant la production en masse des détecteurs. Les propriétés de ces détecteurs avaient déjà été étudiées lors des tests précédents mais leur résistance aux radiations n'avait pas encore été prouvée.

En particulier, la résistance aux radiations des pistes via la mesure du nombre de pistes coupées et du substrat via la mesure de la polarisation au début et en fin de test.

3.4.2 Faisceau du PSI

Le faisceau utilisé pour réaliser ce test est un faisceau de π^+ de basse impulsion (350 MeV/c) et de haute intensité. Ce faisceau produit un spectre d'énergie déposée dans une MSGC et un spectre de la charge d'ionisation des MSGC proche des conditions du LHC [HUH97].

Le faisceau est de forme gaussienne avec un étalement vertical de 90 mm et horizontal de 70 mm.

3.4.3 Dispositif expérimental

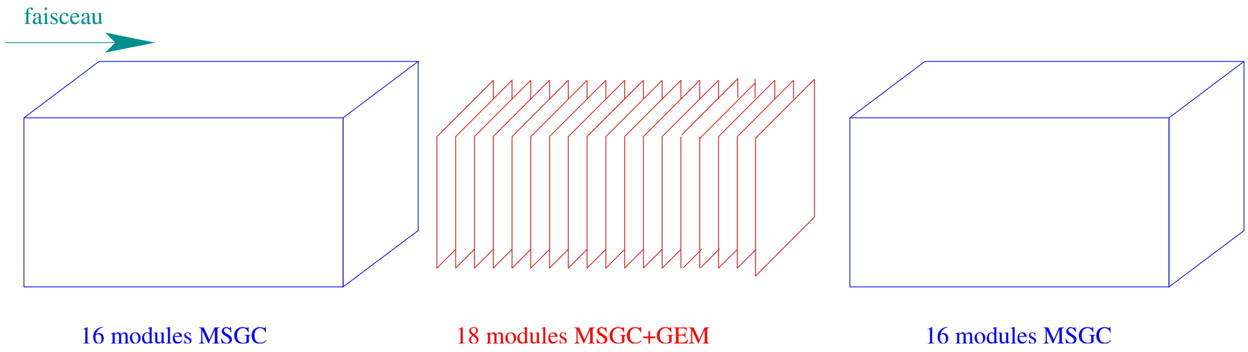

Figure 3.17 – Schéma des modules durant la campagne de test MF2.

Le faisceau traverse d'abord seize MSGC prévues pour le tonneau central du trajectographe de CMS avec un flux de $\sim$ 5,5 kHz/mm^2, puis dix-huit modules MSGC+GEM prévus pour le trajectographe avant de CMS (flux de $\sim$ 4 kHz/mm^2) et enfin seize autres MSGC prévues pour le bouchon central avec un flux de $\sim$ 1 kHz/mm^2 (figures 3.18 et 3.20). A titre comparatif, le flux attendu au LHC pour les MSGC les plus proches du faisceau est de 4 kHz/mm^2.

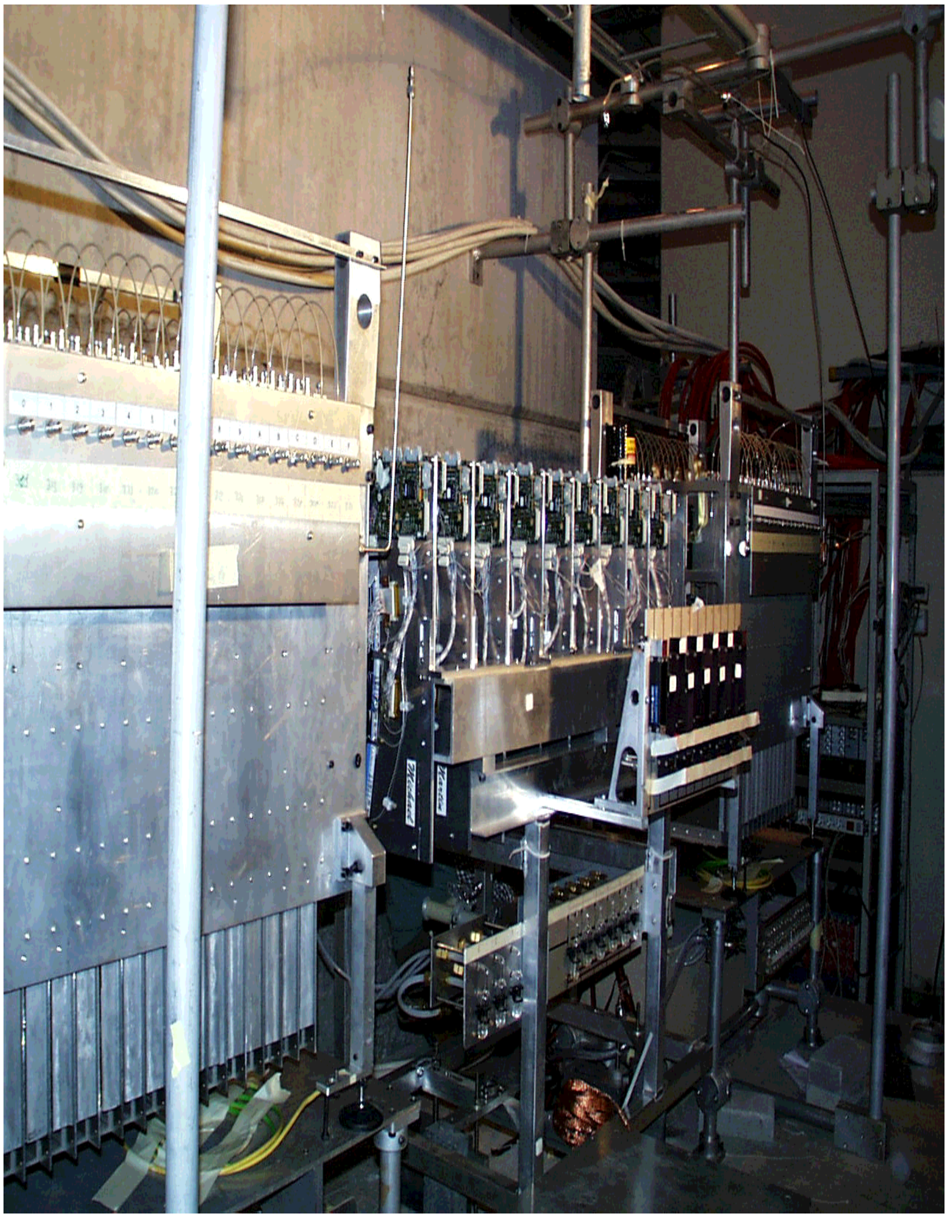

Figure 3.18 – Photographie de l'installation des modules non câblés au PSI.

Les modules MSGC+GEM du trajectographe avant (décrits partie 3.3.2) sont composés de 4 substrats trapézoïdaux sans couche semiconductrice, de 512 anodes longues de 10 cm et espacées de 200 μm du coté de la base la plus large (figure 3.15). Le mélange 2/3-1/3 néon-DME est partagé par les quatre substrats du module et est entièrement renouvelé toutes les 30 minutes (flux de 1 l/h). Les dix-huit modules sont montés par 2 dos à dos sur neuf supports en aluminium.

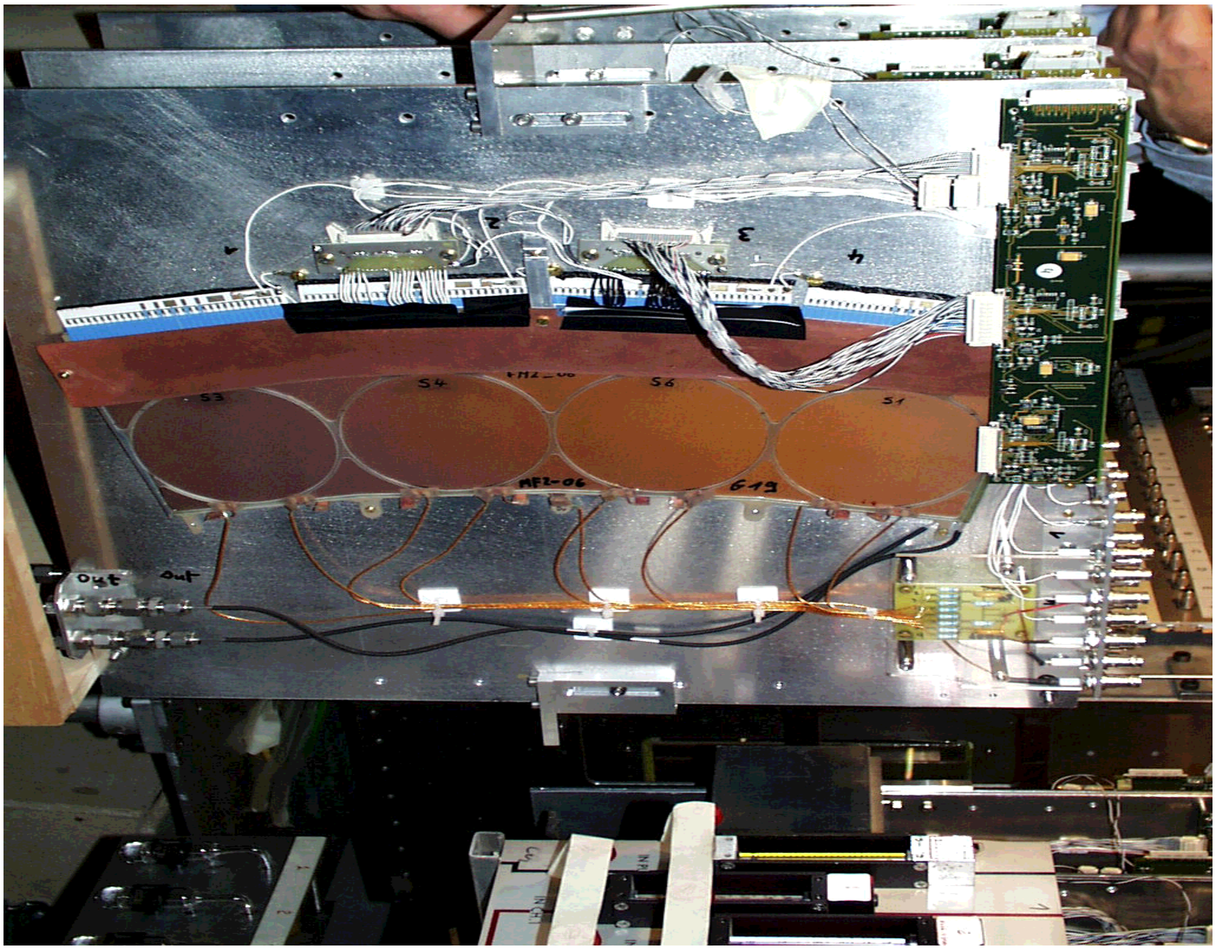

Figure 3.19 – Photographie des modules MSGC.

Compte tenu de l'étalement du faisceau, seuls les deux substrats centraux seront traversés par les particules et chacun équipés de quatre PreMux de 128 canaux. On aura donc un total de dix-huit modules représentant 36 substrats MSGC et 16 896 pistes dans le faisceau de pions du PSI.

Le système de déclenchement est constitué par des scintillateurs aux extrémités du banc de test. Ces scintillateurs donnent le flux de particules qui peut atteindre jusqu'à 10 kHz/mm^2 à haute intensité.

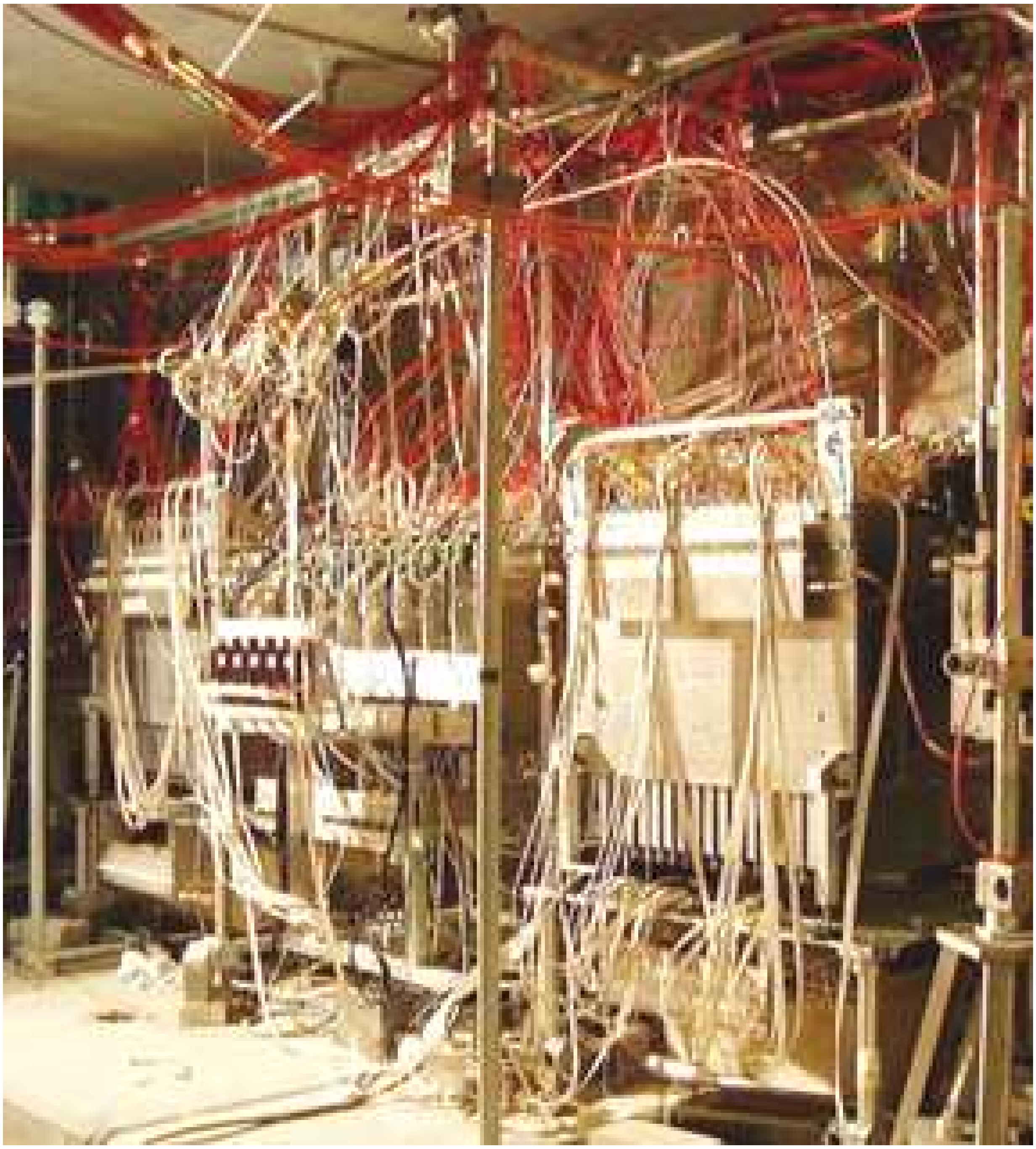

Figure 3.20 – Photographie de l'installation des modules câblés au PSI.

Les 5 semaines d'exposition au PSI ont été divisées en 4 phases :
– durant la 1ère phase de test, les modules ont été installés au cyclotron du Paul Scherrer

Institut (PSI) à Villigen (Suisse) ;
- les modules ont été conditionnés à haute intensité (HI) durant la 2ème phase, cette phase a permis de régler les différentes tensions pour pouvoir détecter plus de 98% des particules pour chacune des MSGC :
  - les tensions des cathodes varient entre -490 et -420 V,
  - la différence de tension au niveau de la GEM varie entre 320 et 410 V,
  - le champ entre la GEM et le plan des pistes varie entre 3,5 et 4,5 kV/cm,
  - le champ entre le plan de dérive et la GEM varie entre 3,5 et 4 kV/cm ;
- puis le test MF2 à haute intensité a duré 376 heures (troisième phase) ;
- et la 4ème phase a permis d'étudier les marges de sécurité, notamment les tensions maximales supportées par les détecteurs.

Durant les 376 heures du milestone MF2 (3ème phase), les dix-huit modules MSGC étaient sous un faisceau de haute intensité sauf lors des prises de données à basse intensité destinées à la calibration électronique des détecteurs (2 fois par jour). Ces prises de données à basse intensité permettaient de prendre des mesures de référence comme le piédestal et le gain des détecteurs à basse intensité et de vérifier leur stabilité d'une période sur l'autre.

3.4.4 Analyse des données

Les coupures sont choisises pour permettre une comparaison directe avec les précédentes études effectuées sous faisceau [BOU98] ainsi qu'avec les résultats déjà observés durant la première et deuxième période de la campagne de test.

3.4.4.1 Extraction du signal

3.4.4.1.1 Calcul du piédestal

Pour analyser les signaux propres à chaque piste, il est nécessaire de soustraire des données brutes la composante constante appelé piédestal de la piste, enregistré lors des prises de données à basse intensité.

Pour chaque piste i, on calcule la moyenne ($\overline{data_i}$) et l'écart-type (σ_{data_i}) des données brutes ($data_{i,k}$) sur tous les événements (k) de basse intensité de la demi-journée. Le piédestal d'une piste i (ped_i) est la moyenne arithmétique des données brutes recalculée sur les N événements de basse intensité en excluant les événements avec des données trop disparates (n événements) :

$$ped_i = \frac{1}{n}\Sigma_{k=1}^{n \leq N} data_{i,k} \text{ avec } -2 \times \sigma_{data_i} < data_{i,k} - \overline{data_i} < 4 \times \sigma_{data_i}$$

Bien que ce piédestal soit recalculé après chaque demi-journée (figure 3.21), il est resté stable tout au long du test MF2 avec moins de 0,01 ‰ de variation (figures 3.22 et 3.23).

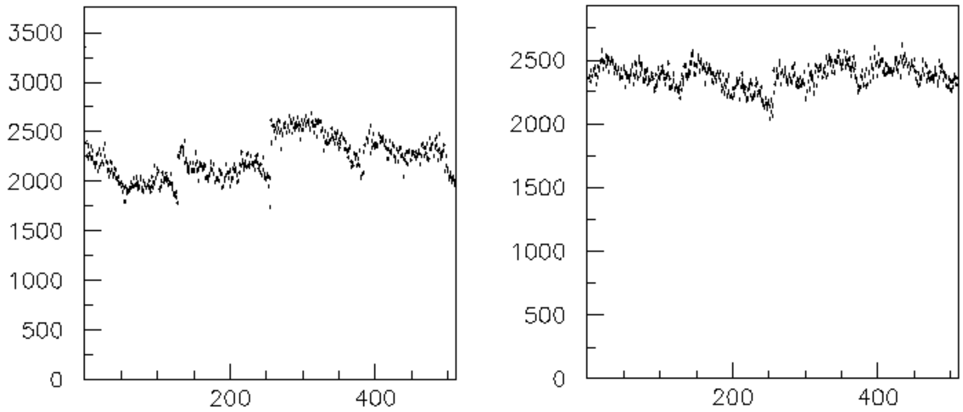

Figure 3.21 – Exemple de piédestal en nombre de coups ADC (en ordonnées) des 512 pistes (en abscisse) de deux modules MSGC.

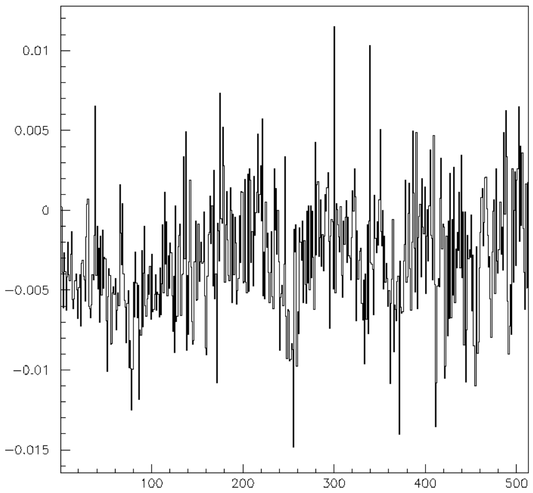

Figure 3.22 – Différence en nombre de coups ADC (en ordonnées) sur le piédestal des 512 pistes (en abscisse) d'une MSGC entre la prise de donnée basse intensité du matin et celle du soir.

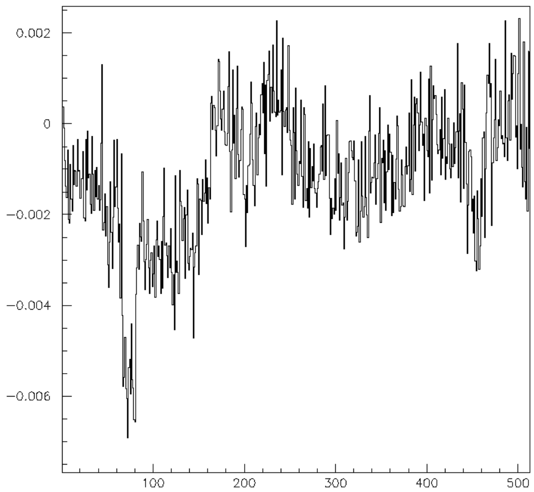

Figure 3.23 – Différence en nombre de coups ADC (en ordonnées) sur le piédestal des 512 pistes (en abscisse) d'une MSGC entre la première prise de donnée basse intensité de la troisième phase et la dernière 22 jours plus tard.

3.4.4.1.2 Calcul de la fluctuation du mode commun

Dans un premier temps, le signal ($S_{i,k}$) d'une piste i pour l'événement k est estimé par $S_{i,k} = data_{i,k} - ped_i$. Cette définition nous assure que le signal observé reste stable au cours du temps (dans les même conditions de test) et que la valeur moyenne du signal reste proche de zéro. Cependant un décalage dans la ligne de base du signal, attribué aux fluctuations des générateurs de tension continue [FEZ96], peut apparaître sur chaque ensemble de 16 pistes (les cathodes sont alimentées par groupe de 16) ou sur chaque ensemble de 128 pistes d'un même PreMux (graphique de gauche de la figure 3.21), voire à l'ensemble des pistes d'un détecteur. Cette composante, nommée fluctuation du mode commun peut être estimée en calculant, événement par événement, la moyenne ($\overline{S_{j,k}}$) et l'écart-type ($\sigma_{S_{j,k}}$) des signaux appartenant à un même groupe j de 16 pistes voisines. La fluctuation du mode commun d'un groupe j de 16 pistes voisines ($CM_{j,k}$) est la moyenne arithmétique du signal recalculée pour les m pistes en excluant des 16 pistes voisines de celles ayant reçu du signal :

$$CM_{j,k} = \frac{1}{m}\Sigma_{i=1}^{m \leq j} S_{i,k} \text{ avec } S_{i,k} - \overline{S_{j,k}} < 2 \times \sigma_{S_{j,k}}$$

3.4.4.1.3 Extraction du signal et du bruit

Le signal ($S_{i,k}$) d'une piste i pour l'événement k est défini comme

$$S_{i,k} = data_{i,k} - ped_i - CM_{i \in j,k}$$

La moyenne du signal pour chaque piste i est nulle et l'écart-type (évalué par un ajustement gaussien) représente le bruit ($N_{i,k}$) de la piste (figure 3.24).

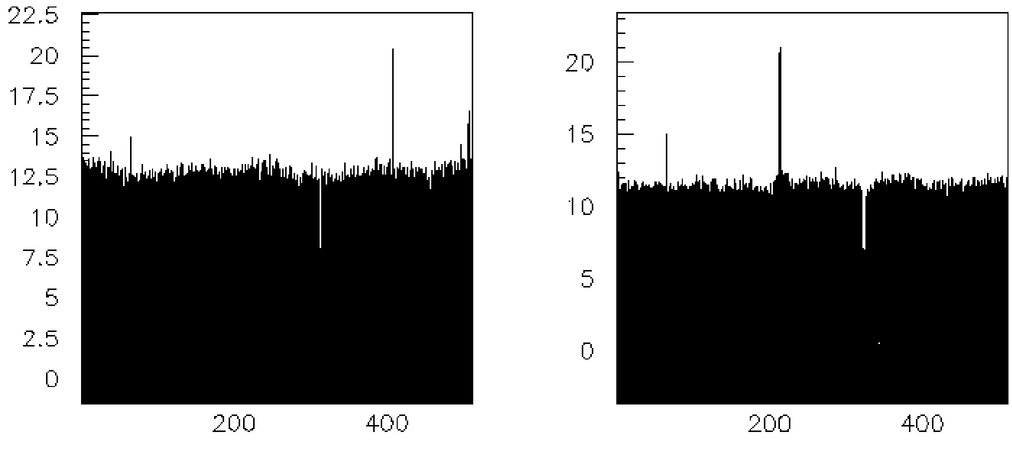

Figure 3.24 – Exemple de bruit en nombre de coups ADC (en ordonnées) des 512 pistes (en abscisse) de deux modules MSGC. On note la présence d'une piste bruyante (piste 402) et d'une piste morte (piste 328) pour le module de gauche et de deux pistes bruyantes (pistes 67) et de deux pistes mortes (pistes 311 et 312) pour le module de droite (paragraphe 3.4.4.3).

3.4.4.1.4 Construction des amas

Le passage d'une particule à travers une MSGC génère un signal sur une ou plusieurs pistes (trois pistes en moyenne). Cette piste ou l'ensemble de ces pistes constitue un amas (ou "cluster") que l'on sélectionne de la façon suivante :

1. Sélection des pistes :
   Pour chaque événement k, on sélectionne les pistes i tel que $S_{i,k} > 2 \times N_{i,k}$ et toutes les pistes voisines vérifiant cette condition forment un amas potentiel.
2. Calcul du signal et du bruit d'un amas potentiel :
   Le signal de l'amas potentiel A est défini comme la somme des signaux des pistes, et le bruit ($N_{A,k}$) comme la moyenne arithmétique du bruit des pistes de l'amas potentiel A :
   $$S_{A,k} = \Sigma_{i \in A} S_{i,k} \text{ et } N_{A,k} = \frac{\Sigma_{i \in A} N_{i,k}}{\text{Nombre de pistes } i \in A}$$
3. Sélection des amas :
   Pour chaque événement k, on ne sélectionne que les amas tel que $S_{A,k} > 4 \times N_{A,k}$.

3.4.4.2 Définition du rapport signal sur bruit (S/N)

3.4.4.2.1 Le rapport S/N

Pour chaque événement étudié, le rapport S/N est défini comme le rapport entre le maximum de probabilité du signal sur la piste collectant la plus importante fraction du signal (70%) et le bruit de cette piste [CLE97]. Cette définition a été adoptée pour permettre une comparaison directe avec les études précédentes.

Ce rapport S/N est calculé par deux méthodes différentes :
- la méthode par substrat :
  On sélectionne la piste collectant la plus importante fraction du signal pour chacun des deux subtrats centraux d'un module MSGC (les deux substrats externes n'étant pas pris en compte).
- la méthode par module (deux substrats joints) :
  On sélectionne la piste collectant la plus importante fraction du signal pour chaque module MSGC. Cette méthode permet de tenir entièrement compte des amas à la limite entre les deux substrats centraux d'un module MSGC et d'étudier la zone inactive entre ces deux substrats.

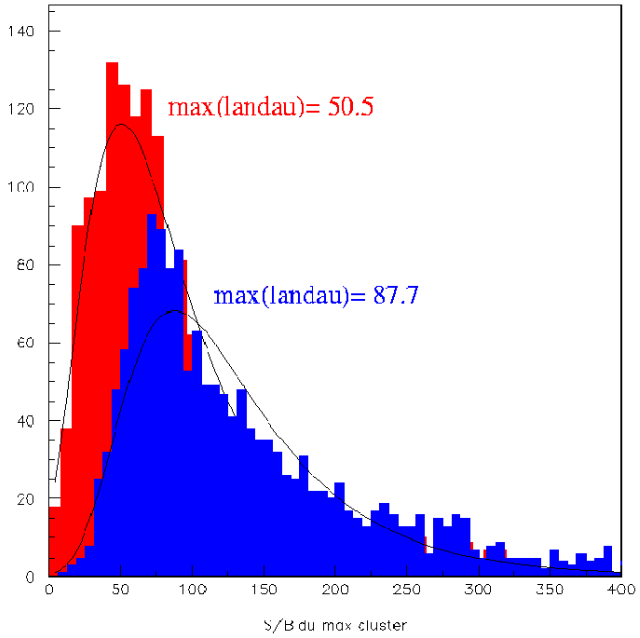

Figure 3.25 – Comparaison du rapport S/N évalué par la méthode "détecteur" (rapport S/N de 87,7) et par la méthode "substrat" (rapport S/N de 50,5).

Le rapport S/N (figure 3.29) calculé par la méthode par substrat (le rapport S/N est de 50,5) est plus faible que par la méthode par module (le rapport S/N est de 87,7) compte tenu de la plus grande multiplicité des amas. Le calcul du rapport S/N par module donne une valeur plus réaliste, compte tenu du fait que le faisceau du PSI était centré à la fontière des deux susbstrats.

3.4.4.2.2 L'efficacité

Les tensions, déterminées en phase 2 du test MF2, permettent d'obtenir un rapport S/N qui garantirait une efficacité de détection de 98% pour des MIPs [TkTDR98]. Un rapport S/N minimum de 18 a été mesuré au cours d'un précédent test sous faisceau au CERN [MAC00] mais ce rapport S/N a été réévalué pendant la phase 2 à basse intensité du faisceau de PSI.

A cette fin, l'efficacité de reconstruction des traces a été évaluée en fonction des tensions des deux modules en position 7 et 8 (figure 3.26) à l'aide des amas déterminés dans six modules placés avant et des huit modules placés après.

Une efficacité de 98% de détection est obtenu pour un S/N minimum de 17 (figure 3.26), ce qui confirme les résultats obtenu au CERN. Si on tient compte du bruit supplémentaire introduit par l'électronique finale(2) et de la fréquence d'échantillonnage différente, le SNR doit être multiplié par un facteur de 2,2 pour garantir 98% d'efficacité de détection des MIP au LHC [TkTDR98], ce qui induit un rapport S/N minimum de 37 à basse luminosité.

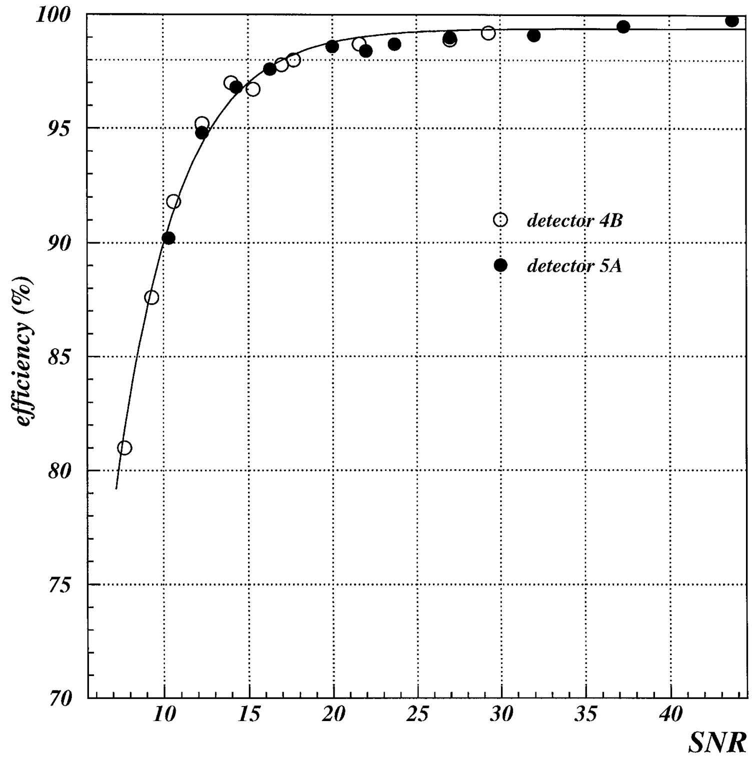

Figure 3.26 – L'efficacité de détection en fonction du rapport S/N pour deux modules centraux.

3.4.4.3 Caractérisation des pistes perdues

Une piste est dite perdue si le bruit de cette piste (à basse intensité) est à plus de 5 σ de la moyenne (M) du bruit des 512 pistes du substrat MSGC. On distingue sur la figure 3.27 deux pistes bruyantes : les pistes 129 et 180 (pistes ayant un bruit supérieur à $M + 5\sigma$) et deux pistes endommagées : les pistes 331 et 363 (pistes ayant un bruit inférieur à $M - 5\sigma$).

[2]L'amplification sera alors réalisée par des APV au lieu des PreMux128.

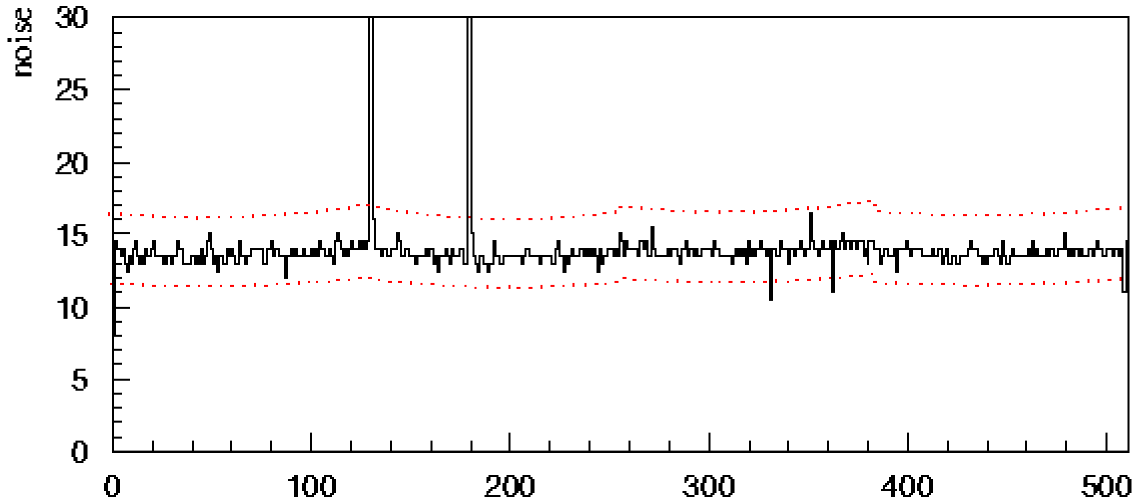

Figure 3.27 – Le bruit de 512 pistes d'un module MSGC avec 2 pistes bruyantes (les pistes 129 et 180) et 2 pistes endommagées (pistes 331 et 363) [NOW02].

La perte d'une piste ne conduit pas à une perte d'efficacité de détection car les charges se répartissent sur les anodes voisines (figure 3.28) mais cela implique malgré tout une dégradation de la résolution, l'amas étant plus large.

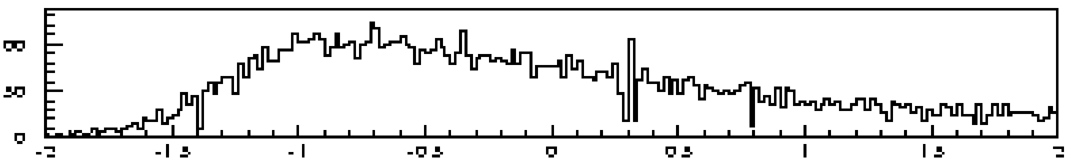

Figure 3.28 – Le profil du faisceau en fonction des 512 pistes d'une MSGC où le signal d'une piste endommagée se reporte sur ses voisines.

Un des objectifs de ce test était d'irradier des modules de détecteurs de type MSGC dans des conditions similaires à celle de CMS. Une limite du nombre de pistes perdues a été définie comme étant égal à moins de 10% de pistes perdues pour 10 ans de LHC, ce qui équivaut à 32 pistes perdues pour la phase 3 du test MF2. Ce plafond de 10% impliquait que sur 5% de l'aire de détection, la résolution spatiale de $\simeq 35\ \mu m$ aurait été dégradée au point d'atteindre la valeur de 60 μm en fonctionnement sur LHC [BOU95].

3.4.5 Résultats

3.4.5.1 Le rapport signal sur bruit

716 runs[3] de haute intensité et 96 runs[4] de basse intensité ont été analysés pour calculer le rapport S/N des 35 détecteurs.

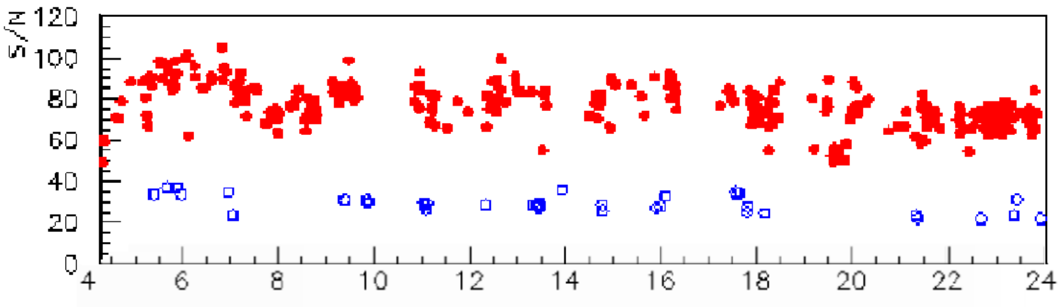

Figure 3.29 – La variation du rapport signal sur bruit (S/N) pendant les 20 jours de la phase 3 du test MF2.

Le rapport S/N à basse intensité (cercles creux de la figure 3.29) est proche de la limite MF2 de 37 à plus ou moins 10%. Le rapport S/N à haute intensité, d'environ 80 à plus ou moins 35 %, est 2 à 3 fois celui à basse intensité en raison de l'accumulation de particules à haute intensité. Les fortes variations du rapport S/N sont principalement dues à des chutes et remontées en tension suite à de fortes décharges.

Les faibles variations du rapport S/N (à basse et à haute intensité) mettent en évidence la stabilité des MSGC+GEM pendant les 20 jours de la phase 3 du test MF2.

3.4.5.2 Les pistes perdues

Après le montage et le conditionnement des modules en laboratoires et à la suite des phases 1 et 2 du test MF2, 1,7 % des pistes sont identifiées comme perdues. Ce taux initial est dû d'une part à des problèmes dans le processus de métallisation ($\simeq$ 1% d'anodes coupées) et d'autre part, dans le découpage des substrats. Ce taux de pistes perdues avant l'utilisation réelle des MSGC est considéré comme acceptable pour CMS.

[3]fichiers de données pouvant chacun contenir jusqu'à 30 000 événements dans le cas de MF2.
[4]fichiers de données pouvant chacun contenir 15 000 événements dans le cas de MF2.

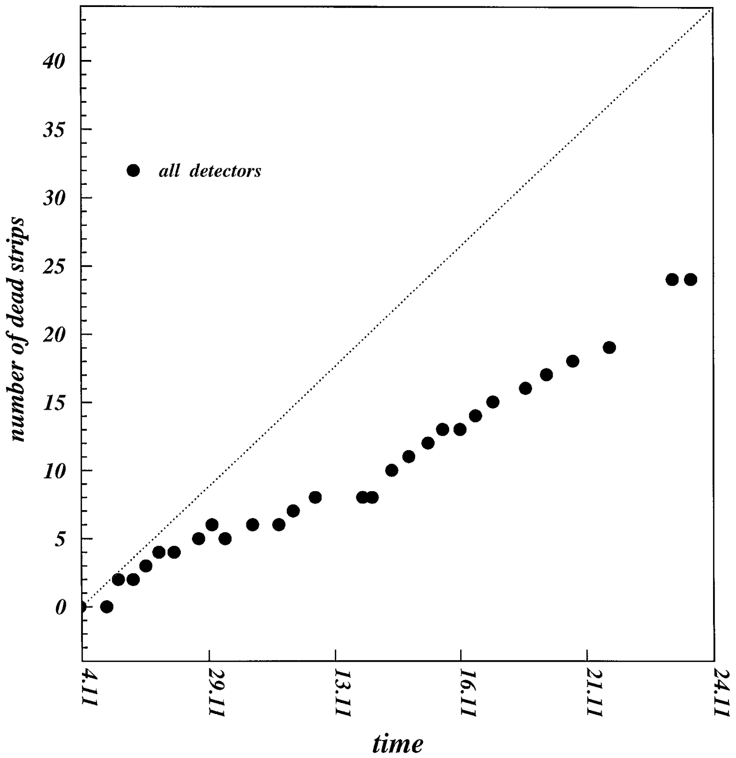

Figure 3.30 – Nombre cumulé de pistes endommagées pendant le test MF2 pendant les 20 jours de la phase 3 du test MF2 au regard de la limite requise de 10%.

Durant la phase 3 du test MF2, 24 anodes ont été perdues (figure 3.30) pour 33 substrats MSGC (soit un total de 16 896 anodes), ce qui correspond à 5,5 % de pistes perdues pendant 10 ans de fonctionnement au LHC (bien en dessous des 10% requis).

3.4.5.3 Influence de la pression sur le rapport signal sur bruit

Le rapport S/N des MSGC est stable au cours de la phase 3 du test MF2 mais des variations temporaires sont néanmoins visibles. Afin de vérifier si ces fluctuations sont dues à des variations de pression atmosphérique qui agiraient sur le gaz, et donc sur le gain des MSGC, nous avons comparé la moyenne des rapports S/N à haute intensité, jour par jour, aux mesures de la pression atmosphérique relevées à la station météorologique de Buchs-Suhr dans la même vallée et à 18 Km au sud-sud-ouest de Villigen.

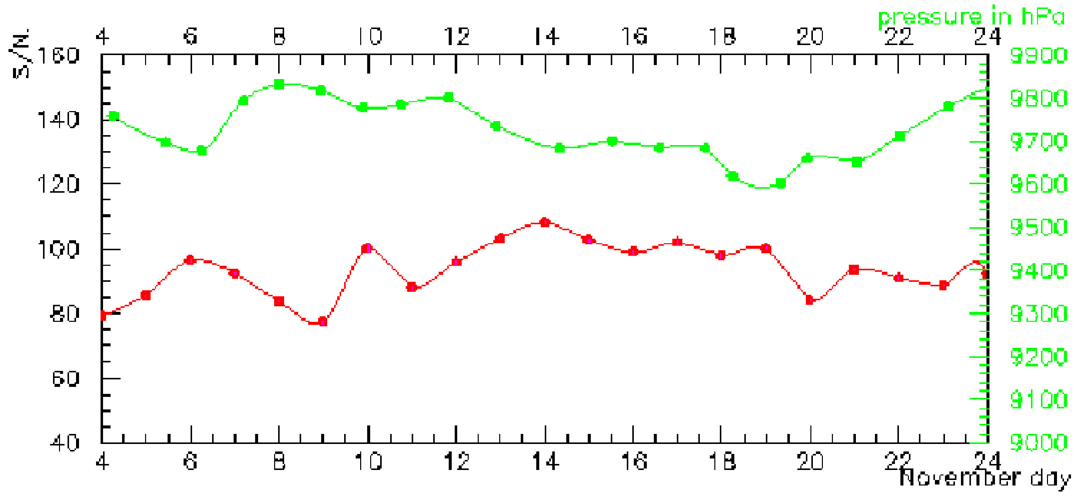

Figure 3.31 – Influence de la pression sur le rapport S/N pendant la campage de test MF2.

Nous remarquons sur la figure 3.31 une certaine anti-corrélation dans la partie centrale entre la courbe de la pression (en haut) et la courbe des rapports S/N (en bas). Cela est néanmoins insuffisant pour en déduire une influence quantifiable de la pression sur le rapport S/N. Mais d'autres paramètres comme la température ou l'intensité du faisceau peuvent produire des variations temporaires du rapport S/N.

L'étude de l'influence de la pression sur le rapport signal sur bruit à basse intensité aurait été plus significatif. Mais d'une part, le nombre de points de mesure à basse intensité est faible (2 fois par jour). Et d'autre part, la stabilité des détecteurs à haute intensité durant la phase 3 du test MF2 montrent que les variations temporaires du rapport S/N ne sont dues ni aux détecteurs, ni au faisceau mais à un paramètre extérieur.

Cependant, l'expérience CMS étant à plusieurs dizaines de mètres sous terre et le trajectographe étant climatisé, on peut penser que les variations en pression (et en température) seront négligeables.

3.4.5.4 La polarisation

En fonctionnement et sous radiation, il est possible que les modifications du substrat (parties 3.2.7 et 3.2.4) et son changement de résistance surfacique aient un effet non négligeable sur le comportement du détecteur : c'est ce qu'on appelle l'effet de polarisation. En effet, les charges peuvent s'accumuler à la surface du substrat provoquant une diminution de la résistance surfacique et entraînant une diminution du rapport S/N tant que ces charges ne sont pas évacuées.

Pour mesurer cet effet, nous calculons la variation relative du rapport S/N au début et à la fin d'une période HI (Haute Intensité) : $A = \frac{S/N(1)-S/N(2)}{S/N(1)}$ où $S/N(1)$ est le rapport S/N de basse intensité à la fin de la période HI et $S/N(2)$ le rapport S/N de basse intensité au début de la période HI.

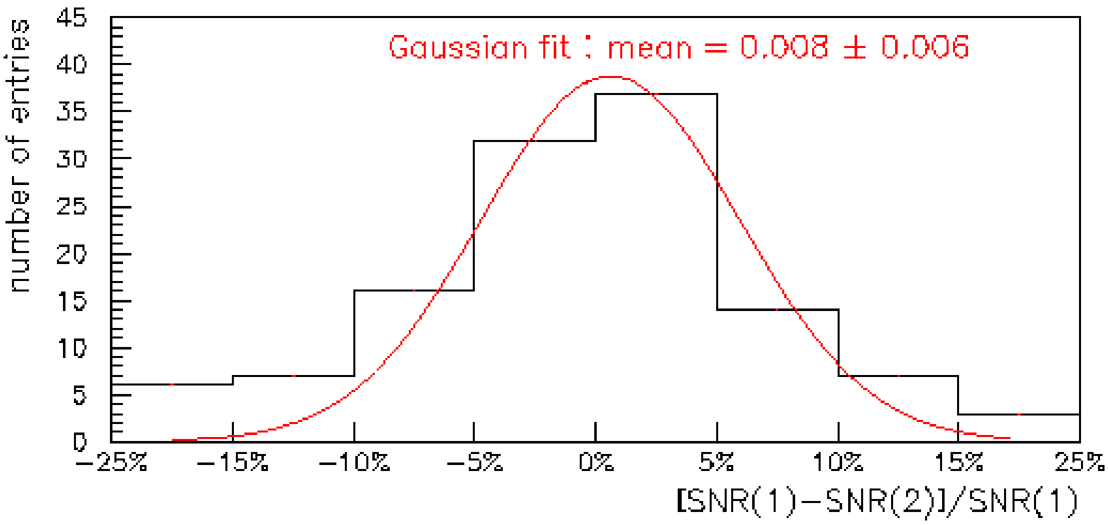

Figure 3.32 – L'effet de la polarisation durant la phase 3 du test MF2.

La figure 3.32 montre un effet quasi nul. S'il y avait eu un effet de polarisation, son amplitude moyenne se serait située autour de 50 à 60% [MAC97].

3.5 Conclusion

Le test MF2 a prouvé que les détecteurs MSGC+GEM ont un comportement stable dans un environnement radiatif intense et qu'ils répondaient à toutes les spécifications pour équiper le trajectographe de CMS :
- un fonctionnement stable dans le temps ;
- un nombre de pistes perdues inférieur à 10% ;
- une bonne tenue aux radiations.

Mais la collaboration a préférée opter pour un trajectographe entièrement équipé de détecteurs à volume sensible solide basé sur du silicium semiconducteur, remplaçant les détecteurs à volume sensible gazeux par des détecteurs à micro-pistes de silicium. Cette décision a été principalement justifiée par les progrès réalisés dans le domaine des technologies au silicium : fabrication de détecteurs de grande taille, disponibilité de grandes quantités dans l'industrie et réduction de leur coût.

Mentionnons enfin que si la mise en oeuvre des MSGC dans une expérience de type CMS peut être délicate, par contre leur excellente résolution spatiale en fait des détecteurs de position très précis avec de nombreuses applications possibles dans le domaine de la radiographie X par exemple.

CHAPITRE 4 Les détecteurs Silicium à micropistes de CMS

Ce chapitre est consacré aux détecteurs à micropistes de silicium qui ont été choisis pour remplacer les MSGC du trajectographe de CMS. En effet, avant décembre 1999, le trajectographe de CMS était sensé être constitué de détecteurs gazeux à micropistes, de détecteurs silicium à micropistes et de détecteurs silicium à pixel. Puis, la collaboration CMS a pris la décision d'abandonner le projet MSGC et fait le choix d'un trajectographe tout silicium.

A l'automne 2001, six détecteurs à micropistes silicium ainsi que l'électronique de contrôle et de lecture ont été testés en faisceau de pions et de muons échantillonné à 25 ns au CERN.

Après un bref rappel historique et avoir résumé le principe de fonctionnement des détecteurs silicium à micropistes, nous présenterons les choix technologiques des détecteurs silicium à micropistes de CMS. Enfin, nous détaillerons le dispositif de test sous faisceau et nous présenterons les résultats obtenus.

4.1 Historique

L'histoire de la physique des semiconducteurs commence en 1833 avec M. Faraday qui remarque que le pouvoir conducteur de certains matériaux augmente avec la température, contrairement à ce qui se passe habituellement pour les métaux. La même année, A. Becquerel constate qu'en éclairant le point de contact entre un conducteur et un électrolyte une différence de potentiel est détectable : c'est l'effet photovoltaïque. En 1879, E. H. Hall observe une différence de potentiel dans du cuivre dans la direction perpendiculaire au courant et au champ magnétique : c'est l'effet Hall. Mais c'est en 1931 que K. G. Wilson jeta les bases de la théorie moderne des semiconducteurs comme des isolants à faible bande interdite et introduisit la notion de trou. L'effet transistor fut découvert en 1948 par John Bardeen, William H. Brattain et William Shockley, les premiers transistors au silicium furent fabriqués en 1954 et dès février 1954, les premiers ordinateurs complètement transistorisés virent le jour.

En 1949, K. G. Mac Kay a observé la détection de particules alpha au moyen de jonction dans un cristal semi-conducteur de germanium. Dès lors, de nombreux laboratoires se sont intéressés au développement de détecteurs semi-conducteurs soit sous la forme de pixel, soit sous la forme de micropistes. Depuis, leur excellente résolution en énergie et en position ainsi que leur excellente réponse temporelle en ont fait des détecteurs populaires en physique des particules.

4.2 Les détecteurs silicium à micropistes

4.2.1 Raisons de l'utilisation des détecteurs silicium à micropistes au LHC

Environ mille fois plus denses que les détecteurs gazeux classiques, les détecteurs silicium à micropistes sont néanmoins d'excellents candidats pour la détection des particules de haute énergie. S'il faut environ 30 eV dans un gaz pour créer une paire électron-ion, environ 3 eV sont suffisants pour créer une paire électron-trou dans un semi-conducteur ce qui permet d'obtenir de très bon rapport signal sur bruit pour une faible tension d'alimentation (quelques centaines de volts). D'autre part, l'excellente résolution spatiale de ces détecteurs, de l'ordre de quelques dizaines de micromètres, est associée à un temps de réponse rapide proche d'une dizaines de nanosecondes.

Le silicium a aussi l'avantage d'avoir une faible masse atomique, ce qui minimise la contribution à la diffusion multiple avant le calorimètre, ainsi que d'excellentes propriétés mécaniques et une grande pureté possible.

A titre comparatif, le tableau 4.1 fournit les critères de l'utilisation de silicium dans le détecteur CMS et dans d'autres détecteurs de la physique des particules.

expérience	nb de détecteurs	nb de canaux	surface de silicium (en m^2)
CMS	$\simeq$ 16000	10 10^6	223
ATLAS	$\simeq$ 16000/2	6,15 10^6	60
CDF II	720	405 000	1,9
Aleph	144	95 000	0,49
L3	96	86 000	0,23

Tableau 4.1 – Comparaison de l'utilisation de silicium dans quelques grands détecteurs.

4.2.2 Description

La présence d'impuretés de substitution (le dopage), pentavalentes ou trivalentes, dans un cristal semiconducteur tétravalent (silicium, germanium) favorise la création de porteurs de charges : les électrons (pour un semiconducteur de type n) et les trous (pour un semiconducteur de type p). Lorsque deux zones de dopage différents (n et p) sont mises en contact (jonction pn), les charges diffusent d'une zone à l'autre en donnant naissance à un champ électrique. Il se crée alors une zone de transition désertée de porteurs libres (la zone désertée) où règne un champ électrique intense de quelques kilovolts/cm (figure 4.1).

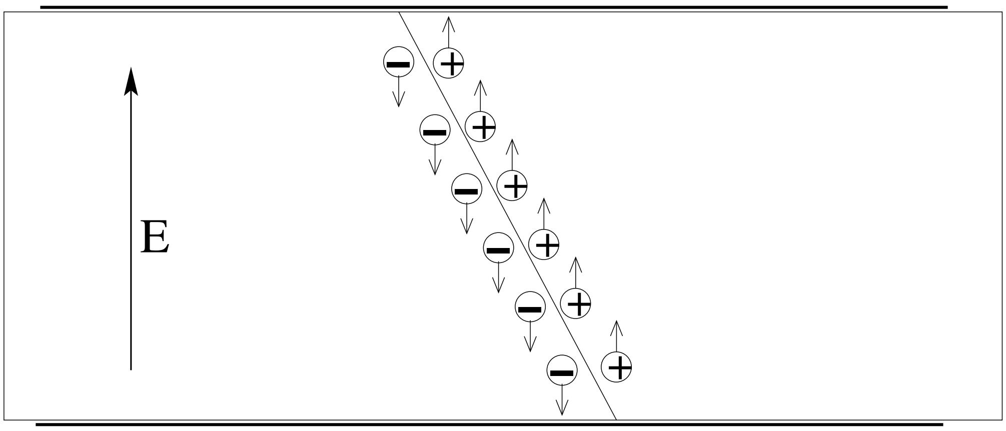

Figure 4.1 – Déplacement d'électrons et de trous dans un semiconducteur.

En augmentant le champ électrique, on confère aux électrons une énergie suffisante pour qu'ils créent des paires électron-trou et induisent une avalanche, donnant un détecteur plus rapide et plus efficace. Pour cela, on relie la face arrière du substrat à une tension positive (la tension de désertion) d'une centaine de volts à quelques centaines de volts.

Un détecteur silicium à micropistes est généralement composé d'un substrat silicium dopé n de quelques centaines de micromètres d'épaisseur sur lequel on implante des pistes fortement dopées p (par des atomes pentavalents de phosphore) d'une vingtaine de micromètres de large, espacés d'une centaine de micromètres et d'une dizaine de millimètres de long.

4.2.3 Principe de fonctionnement

Lorsqu'une particule (au minimum d'ionisation) traverse le détecteur silicium à micropistes (figure 4.2), elle perd de l'énergie par ionisation et crée au maximum 72 paires électrons-trous par micromètre le long de sa trajectoire, soit 22 000 paires électrons-trous pour un substrat de 300 μm. Sous l'action d'un champ électrique intense (de quelques kV/cm), les charges dérivent en quelques dizaines de nanosecondes vers la face arrière du substrat (zone n+ sur la figure 4.2) et les pistes (zone p+ sur la figure 4.2). C'est le déplacement de ces charges qui va induire un courant sur les pistes reliées à l'électronique de lecture.

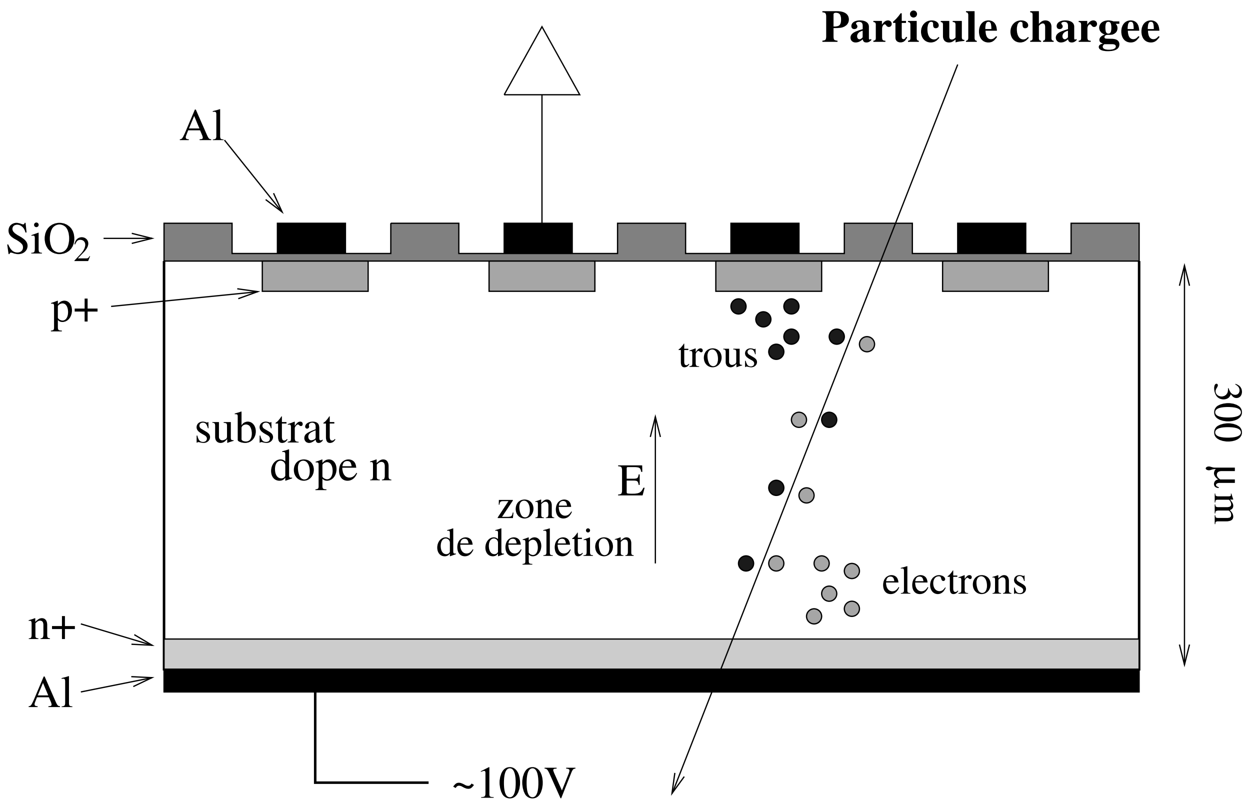

Figure 4.2 – Coupe d'une galette de silicium pour les détecteurs à micropistes du trajectographe.

Par ailleurs, un faible courant de fuite apparaît, principalement suite à la génération thermique de paires électrons-trous et contribue au bruit du détecteur.

4.2.4 Effets des radiations

Un fort taux de radiation peut détériorer le substrat à la fois en profondeur et en surface. Les détériorations en profondeur résultent du déplacement ou de l'éjection d'atomes du réseau cristallin suite à des collisions directes entre les hadrons ou les fragments nucléaires et les atomes de silicium. Les sites inoccupés et les atomes libérés modifient les propriétés du semiconducteur comme la durée de vie des porteurs, ce qui entraîne :

- une augmentation du courant dû à la génération thermique de porteurs de charges dans la zone désertée (le courant de fuite) qui se traduit par une amplification du bruit (figure 4.3) ;
- une réduction du nombre de porteur de charges ce qui peut entraîner une inversion du type de semiconducteur que l'on peut contrer par une augmentation de la tension de désertion mais qui implique une augmentation du risque de claquage ;
- un piégeage des charges qui conduit à un temps de collection plus long qui peut aboutir à une réduction de l'amplitude du signal.

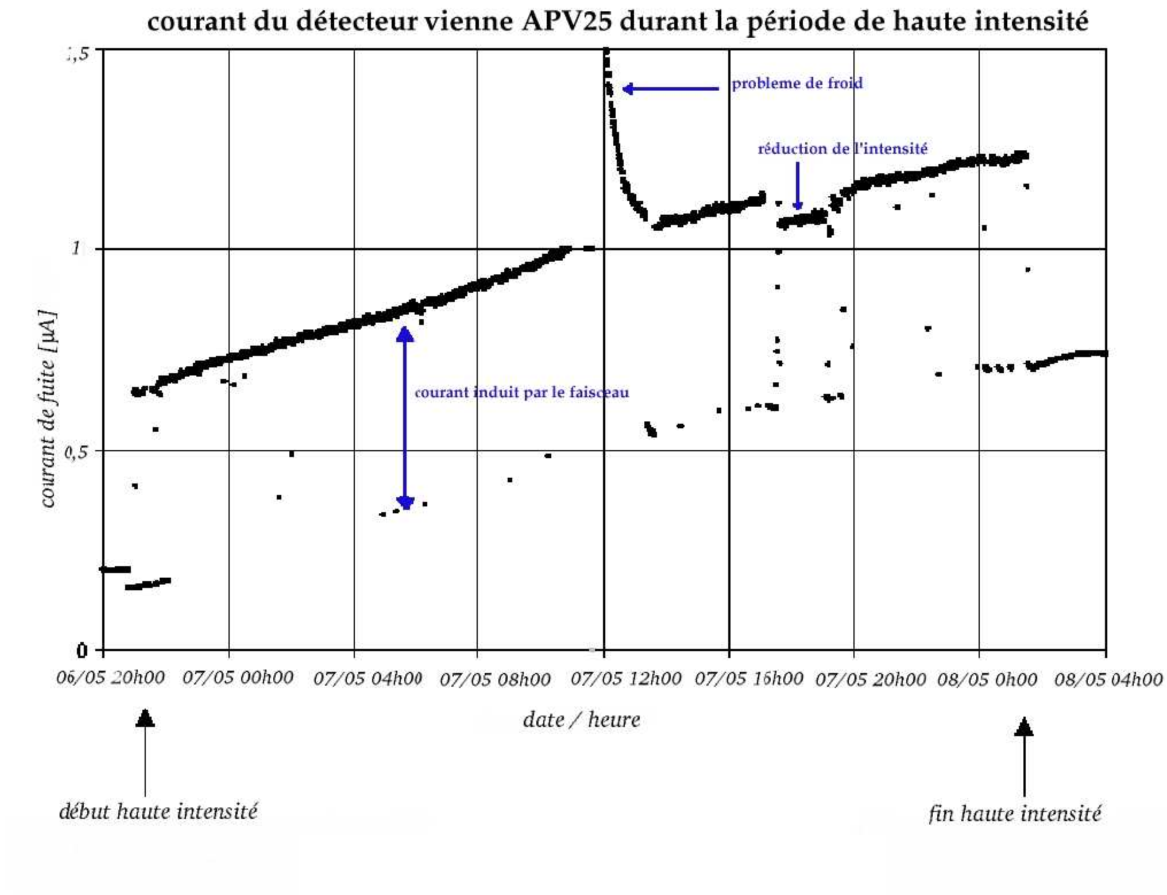

Figure 4.3 – Evolution du courant de fuite d'un détecteur type CMS durant un test haute intensité au PSI [ALB01a].

Quant aux détériorations surfaciques, elles sont principalement dues au piégage des charges à l'interface oxyde-silicium, ce qui provoque une augmentation de la capacité inter-piste et conduit donc à une augmentation du bruit.

Pour limiter les risques de claquage et réduire le courant de fuite, le trajectographe de CMS sera placé à -10 ^0C de façon permanente. La réduction du dopage entraînera une inversion du type de silicium (après ∼10 ans de LHC) et demandera l'utilisation de tension de plus en plus importante pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de volts (∼ 500 V).

4.2.5 Qualité du substrat

CMS utilise un substrat silicium de type n de grande pureté (produit par la métode de zone flottante) pour une grande uniformité de la concentration du dopant (le phosphore), ce qui réduit les risques de détérioration en profondeur dues aux radiations. Le choix de l'épaisseur du substrat est un compromis entre un fort rapport S/N, une faible tension de désertion et une faible quantité de matière présente dans le trajectographe. Une couche d'aluminium à l'arrière du substrat permet d'éviter l'accumulation de charges en les évacuant.

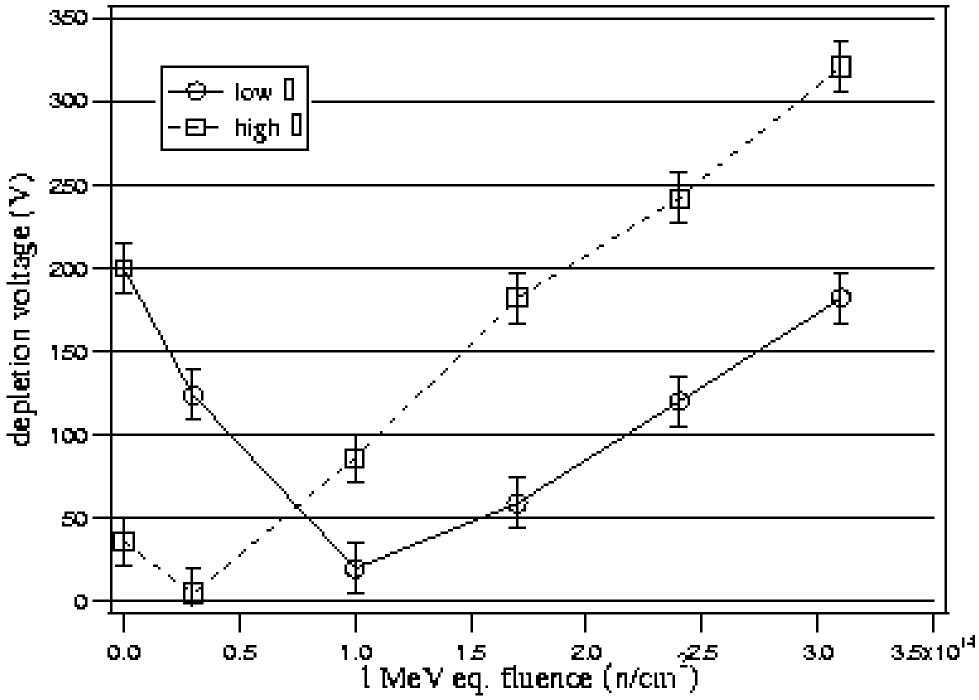

Figure 4.4 – La tension de désertion en fonction du flux de particules pour deux substrats de résistivités différentes [ANG02].

Une faible résistivité variant entre 1,5 et 8 kΩcm pour ce substrat permet d'obtenir une tension de désertion entre 50 et 200 V (figure 4.4). Après l'inversion de pente, un substrat de faible résistivité de ce type permet un fonctionnement à une tension de déplétion plus basse, ce qui limite les risques de claquage.

De plus une faible capacité entre les pistes (la capacité interpiste) permet un bon rapport S/N. Cette capacité interpiste augmente pour un cristal orienté <111> après irradiation alors qu'elle reste stable pour un cristal orienté <100> (figure 4.5).

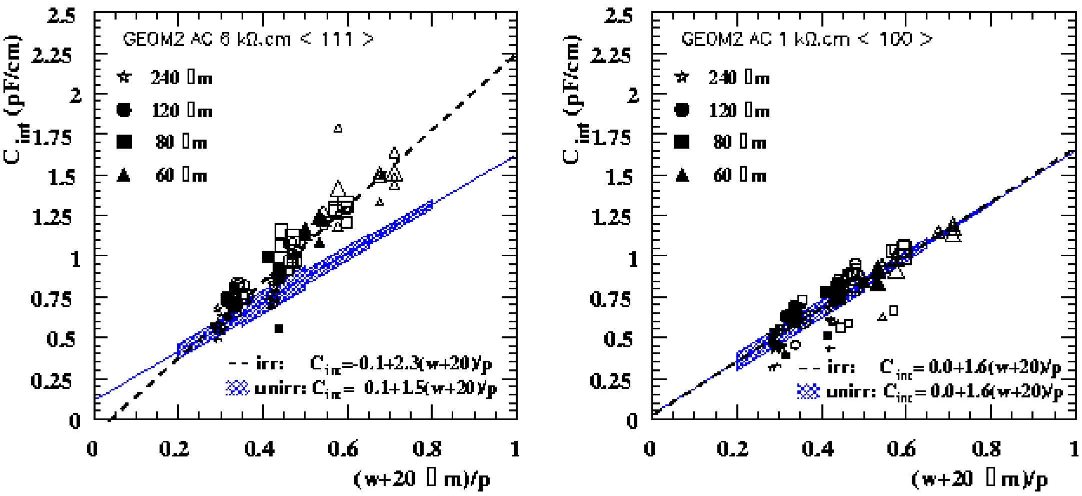

Figure 4.5 – Capacité interpiste avant et après irradiation d'un cristal <111> (à gauche) et <100> (à droite) [ANG02].

4.2.6 Caractéristiques des pistes

Le substrat est fortement dopé p au niveau des pistes pour une tension de désertion aussi faible que possible. Il est aussi fortement dopé n sur la face arrière (du substrat) de façon à minimiser le bruit. Les pistes sont recouvertes de un ou deux micromètres d'aluminium pour collecter rapidement et efficacement les charges, ce qui assure un bon contact entre ces pistes et l'électronique de lecture. Une couche d'oxyde de silicium de quelques micromètres d'épaisseur entre la zone p et le métal des pistes (le couplage AC) permet de réduire la capacité interpiste et d'augmenter la stabilité du détecteur pour une collection plus efficace des charges. Par ailleurs, une valeur de 0,25 pour le rapport largeur des pistes sur le pas des pistes permet un faible bruit.

Une résistance polysilicium de quelques MΩ entre les pistes et l'alimentation garantit une bonne uniformité et une chute de tension négigeable, ce qui contribue à minimiser le bruit.

4.3 Les détecteurs silicium à micropistes du trajectographe avant de CMS

4.3.1 Le trajectographe avant de CMS

Le nouveau trajectographe avant de CMS est composé de deux bouchons de neuf disques, chaque disque étant divisé en sept couches concentriques (à droite de la figure 4.6). Chacune de ces couches est constituée d'un certain nombre de modules de détecteurs silicium à micropistes allant de 144 à 1440 modules. Il existe différents types de module suivant les caractéristiques suivantes :

- le nombre et l'épaisseur du(des) substrat(s) (soit un substrat de 320 μm d'épaisseur, soit deux substrats de 500 μm d'épaisseur) ;
- le nombre d'APV relié au substrat (4 ou 6) ;
- si le module est simple face ou double face, le module double face est composé de deux substrats (ou deux couples de substrat) montés dos à dos, les pistes faisant un angle de 100 mrad.

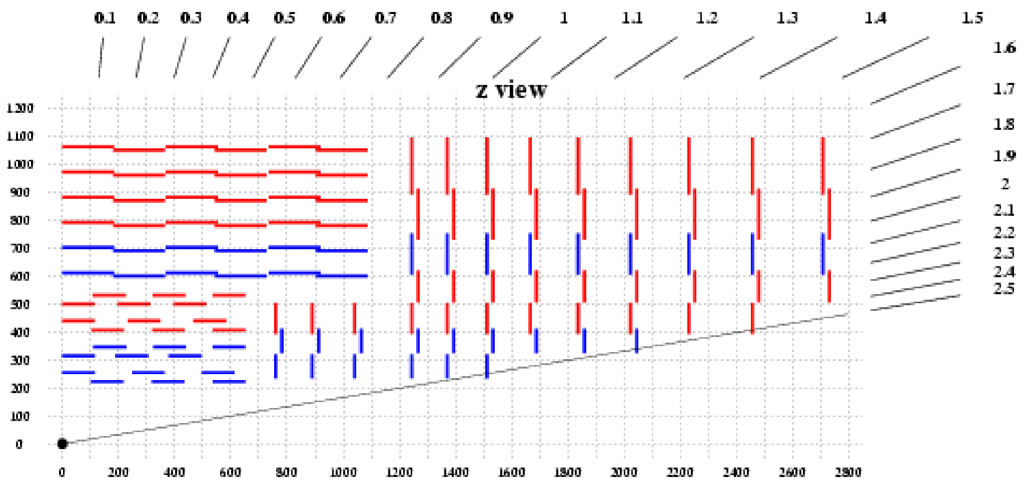

Figure 4.6 – Le trajectographe avant de CMS après 2000 : les modules en rouges représentent les modules doubles faces et les modules en bleus, les modules simple face [TkTDR00]. On numérote les couches de haut en bas.

Les couches un, deux, quatre et cinq sont composées de modules double face et les trois autres couches de modules simple face. Les trois couches extérieures (un, deux et trois) sont composées de substrats de 500 μm d'épaisseur permettant de réduire le nombre de canaux de lecture pour maintenir le rapport S/N dégradé par de longues pistes (jusqu'à 21 cm). Et les quatre autres couches sont composées de substrats de 320 μm d'épaisseur.

4.3.2 Les détecteurs silicium à micropistes

Les détecteurs silicium à micropistes du trajectographe avant de CMS ont les caractéristiques suivantes :

- un ou deux substrats trapézoïdaux en silicium de type n de 320 et 500 μm d'épaisseur, fortement dopé p (couche de 1 μm) au niveau des pistes et fortement dopé n (couche de 1 μm) sur toute le face arrière du substrat ;
- une basse résistivité (entre 1,5 et 3 kΩ cm) pour les substrats de 320 μm d'épaisseur et une résistivité légèrement plus élevée (entre 4 et 8 kΩ cm) pour les substrats de 500 μm d'épaisseur ;
- 512 ou 768 pistes (selon le type de module : simple ou double face) en aluminium de 18-35 μm de large, espacées de 89 à 205 μm et satisfaisant la condition $\frac{\text{largeur de la piste}}{\text{pas entre les pistes}} = 0,25$;
- la polarisation du détecteur se fait par l'intermédiaire d'une résistance implantée en polysilicium avec $R_{polysilicium} = 2,0 \pm 0,6 M\Omega$.

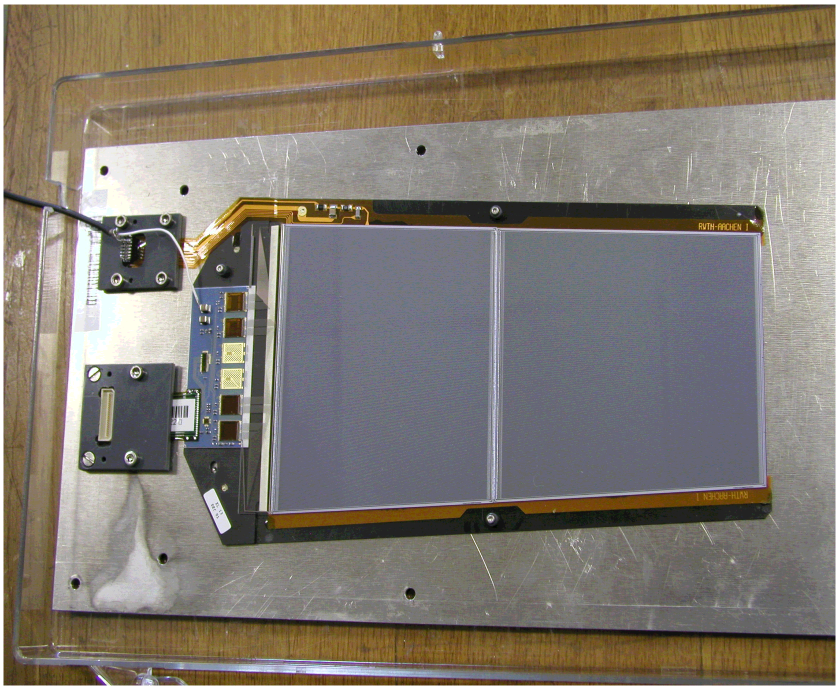

Figure 4.7 – Photographie d'un détecteur silicium.

4.3.3 L'hybride de lecture

Les pistes des substrats silicium sont lues par 4 ou 6 puces APV (Analogue Pipeline Voltage), chaque APV traitant 128 pistes. Chaque piste est lue par un préamplicateur de charge suivi d'un étage de mise en forme de 50 ns. Puis le signal est échantillonné à la fréquence du LHC (40 MHz) et stocké dans une mémoire analogique.

La figure 4.8 montre la forme des données à la sortie de l'APV. La trame se décompose en trois parties :

1. un ensemble de 3 bits généralement à 1 ;
2. un ensemble de 8 bits définissant l'adresse de la mémoire analogique stockant les 128 échantillons que l'on désire lire ;
3. un bit indiquant la présence d'une erreur ;
4. la sucession des 128 niveaux analogiques représentant les voies du circuit ;
5. et l'impulsion de synchronisation.

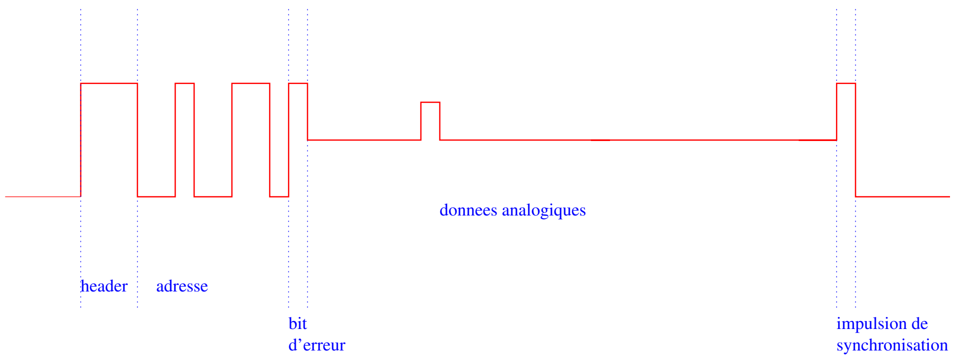

Figure 4.8 – Trame de sortie du circuit APV.

Les principales fonctions de l'hybride (figure 4.9) sont de supporter et de traiter la sortie des APV, de fournir un environnement peu bruyant, de contrôler le fonctionnement général du module. Trois ASICs (Application Specific Integrated Circuit) supplémentaires y sont intégrés :

- le circuit intégré PLL (Phase Locked Loop) décode le signal provenant du système de déclenchement du premier niveau sur un signal horloge à 40 MHz et synchronise la phase de l'horloge,
- le MUX multiplexe les signaux analogiques (à 20 MHz) provenant de 2 APV en un seul signal à 40 MHz,
- le DCU (Detector Control Unit) mesure la température de l'hybride, la puissance consommée par l'hybride et le courant de fuite du détecteur.

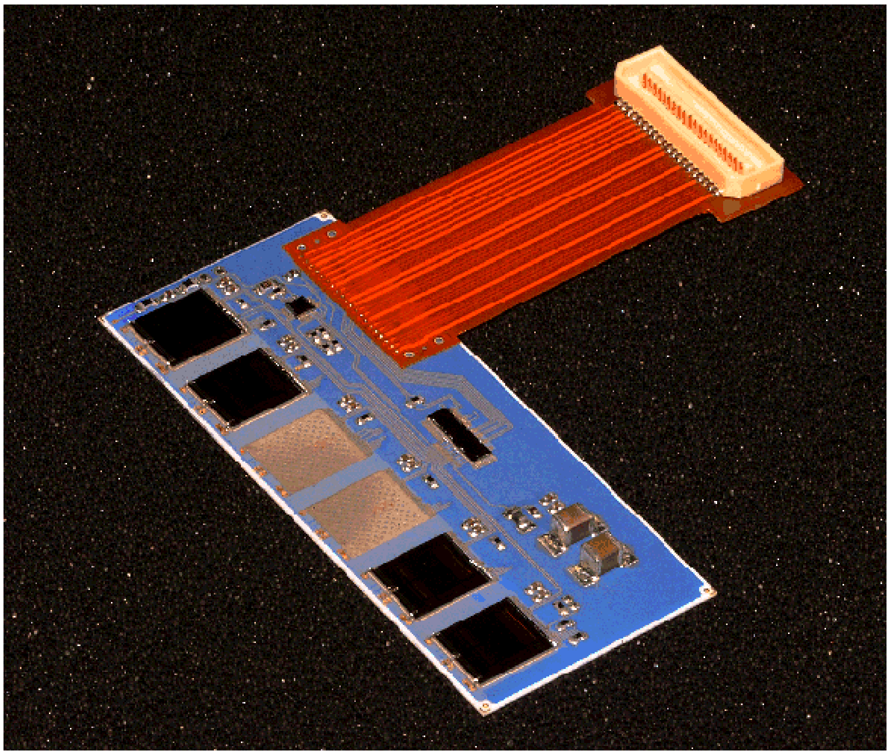

Figure 4.9 – Photographie d'un hybride supportant 4 APVs pour les détecteurs silicium à micropistes.

L'hybride a donc en charge le système de lecture. Il doit pouvoir supporter de fort taux de radiations et être suffisamment plat et rigide pour un assemblage automatique des modules de détection. De plus, il doit être thermo-mécaniquement compatible avec le cadre en fibre de carbone et pouvoir efficacement évacuer la chaleur due à l'électronique.

4.3.4 L'adaptateur de pas et le cadre

L'adaptateur de pas, en verre de 300 μm d'épaisseur, transmet les données analogiques des pistes aux APVs via 512 lignes en Chrome.

Les substrats, l'hybride et l'adaptateur de pas sont placés sur un cadre en fibre de carbone (figure 4.9) alliant légèreté, rigidité et forte conductivité thermique. Cette forte conductivité permet d'évacuer efficacement la chaleur due au fonctionnement des APV (60 mW) et de l'hybride (3 W) vers le système de refroidissement au C_4H_{16} liquide.

4.3.5 Le système de lecture

A la sortie des APV de lecture, les données analogiques des APV sont combinées deux à deux et transférées au FED (Front End Driver, figure 4.10) situé dans la salle d'acquisition ("test beam area", figure 4.10).

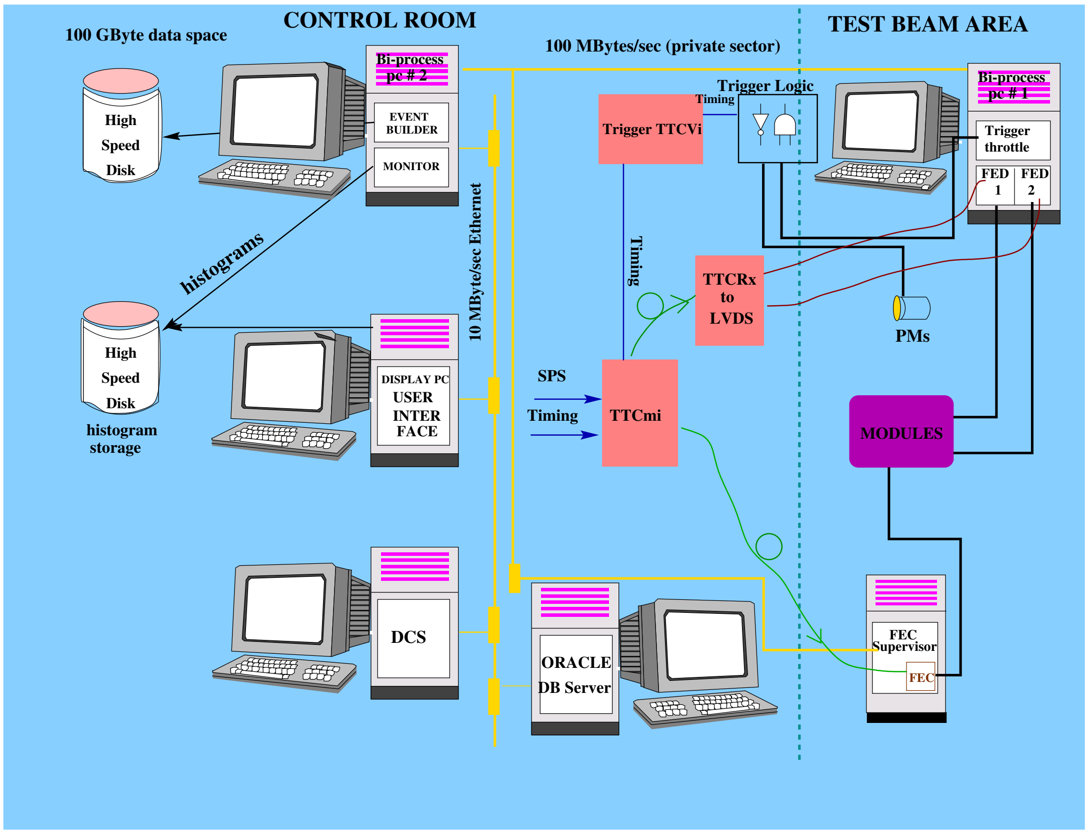

Figure 4.10 – Vue générale du test sous faisceau.

Les données analogiques sont alors numérisées par le module FED, chaque module FED pouvant traiter 4 modules de détection. Le FED 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 signal de déclenchement (Trigger throttle, figure 4.10).

Le module FEC (Front End Controller, figure 4.10) situé dans la salle d'acquisition est responsable du contrôle des circuits APV. Il sert également d'interface avec le système global TTC (Timing Trigger and Command) qui distribue l'horloge du LHC (TTCrx, figure 4.10) et le signal du premier niveau de déclenchement (TTCvi, figure 4.10) aux APV. Ces signaux sont envoyés au travers de fibres optiques, d'où la carte CCU (Communication and Control Unit) les distribue aux APV.

4.4 Test sous faisceau : le test M200

4.4.1 Objectifs

Le but de cette campagne de mesures était de tester à la fois l'électronique de lecture, l'électronique de contrôle, le système d'acquisition et les détecteurs silicium sous un faisceau échantillonné à 25 ns composé de π^+ ou de μ de 120 GeV/c d'impulsion.

4.4.2 Faisceau X5 du CERN

Le faisceau X5 du CERN du début novembre 2001 est un faisceau de π^+ ou de μ de 120 GeV/c d'impulsion avec un taux de particules de $\sim$ 100 kHz mm^{-2} et où les paquets de particules sont espacés de 25 ns comme pour le LHC.

Le faisceau est considéré de forme gaussienne avec un étalement de $10 \times 10\ cm^2$ et traverse généralement les pistes reliées au troisième APV.

4.4.3 Description

Après une semaine de mise au point de l'électronique et de conditionnement des détecteurs, six détecteurs silicium ont été testés (figure 4.11) durant 9 jours entre le 25 octobre et le 3 novembre 2001 à une température d'environ 16 ^0C et avec une humidité de 6 %.

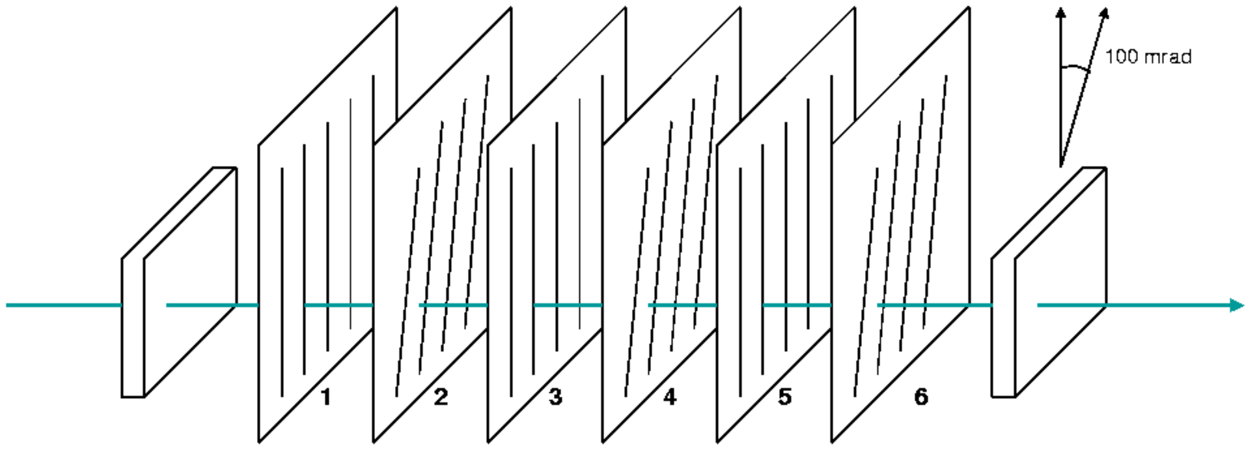

Figure 4.11 – Schéma des six modules sour le faisceau du CERN.

Figure 4.12 – Installation des modules au CERN.

Les 6 détecteurs sont des détecteurs à micropistes de silicium de type TOB (partie centrale externe du trajectographe silicium, figure 2.13), espacés de 50 mm. Un module sur deux est incliné d'un angle de 5 *degrés* avec la verticale dans le but de reconstruire les traces. Chacun de ces détecteurs est composé de 2 galettes rectangulaires de silicium (de 500 μm d'épaisseur) et d'un hybride de lecture à 4 APV25. La surface active pour un module est de $94 \times 86mm$ et l'espacement entre chacune des 512 pistes est de 183 μm. Ces détecteurs sont alimentés sous une tension de 300 V, ce qui donne une capacité interpistes entre 12 et 16 pF (piste de 12 cm de long). On lit au total 3072 canaux et durant ce test, on a accumulé 50 millions d'événements (340 GB de données).

Le système électronique de lecture utilisé pour ce test correspondait au système final prévu pour CMS excepté l'absence des liaisons optiques (figure 4.13).

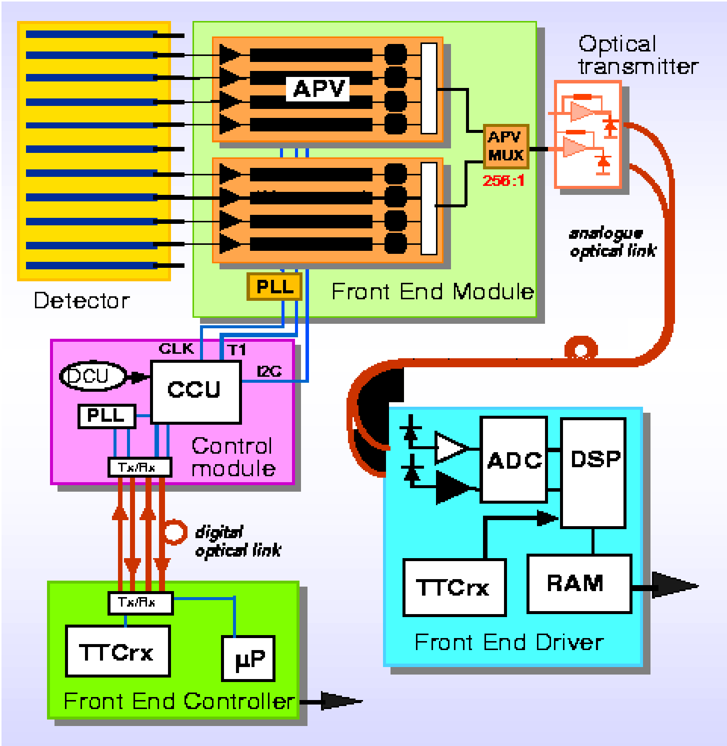

Figure 4.13 – Système électronique de lecture des 6 détecteurs. Durant la campagne de test M200, les liaisons optiques analogiques n'étaient pas encore opérationnelles.

4.4.4 Analyse des données

Les fichiers de données sont sauvegardés dans une base de données au format *Zebra* [ZEB]. Une fois les données extraites de cette base, le piédestal, le mode commun APV par APV et le bruit sont déterminés pour obtenir le signal de chacunes des pistes. Puis on reconstruit les traces des particules. Tous les programmes d'extraction du signal et de reconstruction ont été écrits en C++ et développés en se basant sur O.R.C.A., le programme officiel de reconstruction et d'analyse de CMS.

4.4.4.1 Extraction du signal

On sélectionne un certain nombre n_0 d'événements ($n_0 \sim 1000$), d'où on extrait les données APV par APV et piste par piste.

Pour chaque piste i, on calcule la moyenne ($\overline{data_i}$) et l'écart-type (σ_{data_i}) des données brutes ($data_{i,k}$) pour un certain nombre d'événements ($k \leq n_0$). Le piédestal d'une piste i (ped_i) est évalué comme la moyenne arithmétique des données brutes recalculée sur les n_0

événements en excluant les événements avec des données trop disparates (n_1 événements) et on calcule de même l'écart-type :

$$ped_i = \frac{1}{n_1}\Sigma_{k=1}^{n_1 \leq n_0} data_{i,k} \qquad \text{avec} \qquad data_{i,k} - \overline{data_i} < Th_0$$

$$\sigma_{ped,i} = \frac{1}{n_1}\Sigma_{k=1}^{n_1 \leq n_0}(data_{i,k} - \overline{data_i})^2 \qquad \text{avec} \qquad data_{i,k} - \overline{data_i} < Th_0$$

Ensuite, on évalue la moyenne et l'écart-type des données $data_{i,k} - ped_i$ pour chaque piste i (sans signal) et pour tous les événements (n_2) tels que $data_{i,k} - ped_i < Th_1 \times \sigma_{ped,i}$. La fluctuation du mode commun (cm_j) est évaluée comme la moyenne de $(data_{i,k} - ped_i)$ sur les 128 pistes i d'un APV et sur les n_2 événements :

$$cm_j = \frac{1}{128}\Sigma_{i=1}^{128}\left[\frac{1}{n_2}\Sigma_{k=1}^{n_2 \leq n_0}(data_{i,k} - ped_i)\right] \qquad \text{avec} \qquad data_{i,k} - ped_i < Th_1 \times \sigma_{ped,i}$$

Le bruit ($N_{i,k}$) est alors évalué comme l'écart-type des données $data_{i,k} - ped_i - cm_{i \in j}$ pour les n_2 événements et le piédestal est réévalué comme la moyenne des données $data_{i,k} - cm_{i \in j}$ pour les n_2 événements.

Une fois tous ces paramètres estimés et réévalués, on les recalcule plus précisément en éliminant toutes les pistes i ayant reçues du signal à l'événement k : $data_{i,k} - ped_i - cm_{i \in j} < Th_2 \times N_{i,k}$ (n_3 événements) :

- le piédestal d'une piste (Ped_i) est la moyenne sur les n_3 événements de $data_{i,k} - cm_{i \in j}$;
- la fluctuation du mode commun (CM_j) d'un groupe j de 128 pistes reliées au même APV est la moyenne sur les n_3 événements et sur les 128 pistes de $data_{i,k} - Ped_i$;
- le bruit d'une piste $N_{i,k}$ est l'écart-type de $data_{i,k} - Ped_i - CM_{i \in j}$.

Le signal $S_{i,k}$ d'une piste i et pour l'événement k est alors obtenu par la formule suivante $S_{i,k} = data_{i,k} - Ped_i - CM_{i \in j}$.

De plus, on élimine les pistes endommagées et les pistes trop bruyantes. Une piste est considérée comme bruyante si $N_{i,k}^2 > 1$ coup ADC. Une piste est considérée comme morte si $N_{i,k}^2 < 5\sigma_N$.

Le piédestal est relativement stable pour les 4 puces APV des 6 détecteurs silicium (figure 4.14) à la fois pour un faisceau composé de muons et pour un faisceau composé de pions. Les pistes mortes sont reconnaissables par un piédestal nul (piste 93 reliée à l'APV 2 du détecteur 2, figure 4.14).

De plus, le bruit N est très stable et reste en-dessous des 3 coups ADC que ce soit pour un faisceau composé de muons ou pour un faisceau composé de pions (figure 4.15). Les pistes mortes (déjà identifiées par un piédestal nul, figure 4.14) sont reconnaissables par un faible bruit. D'autre part, les pistes bruyantes sont facilement reconnaissables par un bruit plus important que la moyenne de 3 coups ADC (piste 102 reliée à l'APV 4 du détecteur 6, figure 4.15).

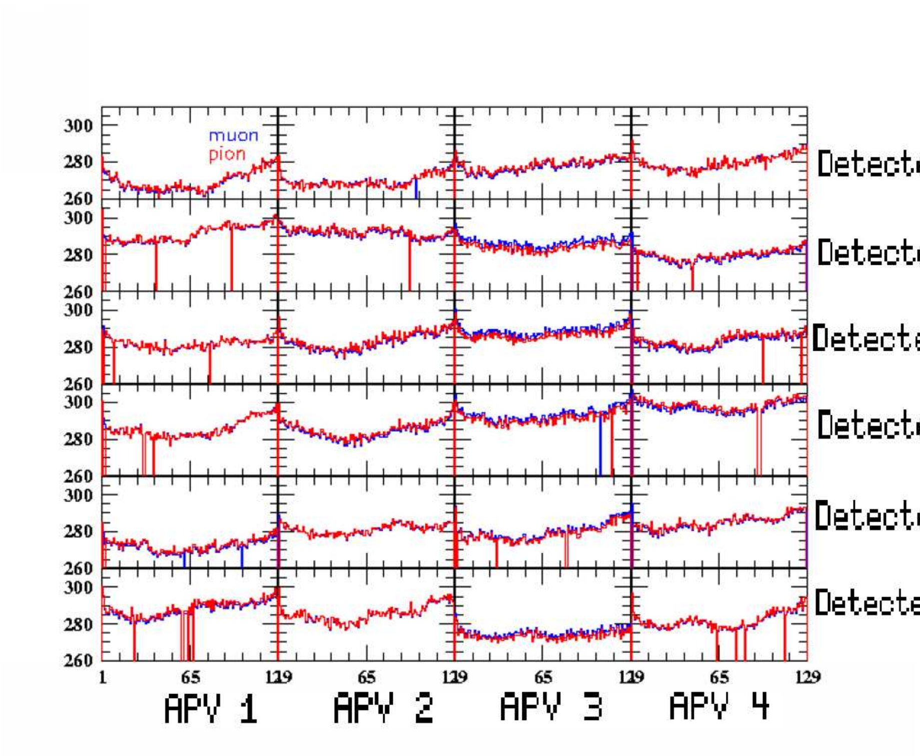

Figure 4.14 – Le piédestal pour les 128 pistes de chacun des 4 APV (en abscisse) des 6 détecteurs (en ordonnée) pour 100 événements muons (en bleu) et 100 événements pions (en rouge).

4.4.4.2 Reconstruction des amas

Avant de reconstruire les traces, on recherche, APV par APV, les pistes qui ont reçu un signal. On procède de la manière suivante :

1. on sélectionne toutes les pistes telles que $S/N > 2$ et toutes les pistes sélectionnées voisines forment un amas potentiel ;
2. Si l'amas potentiel ne contient qu'une piste, alors il n'est sélectionné que si $S_{clu}/N_{clu} > 5$;
3. Puis, le rapport signal sur bruit, S_{clu}/N_{clu}, d'un amas est calculé en fonction du signal S_i et du bruit N_i des pistes i par la formule : $S_{clu}/N_{clu} = \frac{\Sigma_i S_i}{(\Sigma_i N_i^2)^{1/2}}$.

Après analyse, la plupart des amas sélectionnés ont 2 ou 3 pistes et ces pistes sont, la plupart du temps, reliées au troisième APV (là où le faisceau est centré). Le rapport signal sur bruit S_{clu}/N_{clu} obtenu est d'environ 20 (figure 4.16). Le fait que le faisceau composé de muons est beaucoup moins collimé que le faisceau composé de pions induit un maximum plus important sur les APV 2 et 3, pour les événements muons que pour les événements pions (figure 4.16).

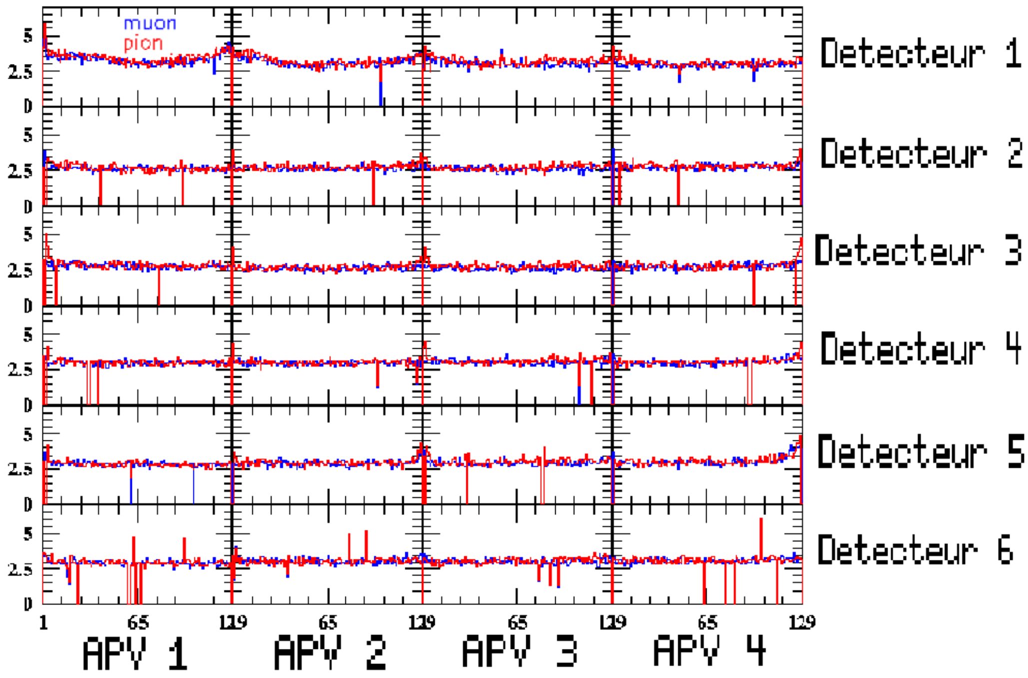

Figure 4.15 – Le bruit pour les 128 pistes de chacun des 4 APV (en abscisse) des 6 détecteurs (en ordonnée) pour 100 événements muons (en bleu) et 100 événements pions (en rouge).

4.4.4.3 Reconstruction des traces

Dans le but de déterminer l'efficacité de reconstruction des détecteurs 3 et 4, on se base sur les signaux des détecteurs 1, 5 et 2, 6 pour reconstruire les traces.

Une fois que les amas sont identifiés, on peut reconstruire les traces dans les six détecteurs dont certains ont des pistes qui font un angle de 5 *degrés* avec la verticale (figure 4.17). Les modules 4 et 6 (figure 4.17) sont alignés sur le module 2 grâce aux amas laissés par une même trace (les événements "muon" n'ont généralement qu'une seule trace, figure 4.17), puis on fait de même avec les modules 3, 5 et 1 (figure 4.17). Puis on recherche les amas en coïncidence d'une part avec les modules 1 et 5 puis d'autre part avec les modules 2 et 6 pour construire les traces. Enfin, on recherche s'il y a un amas à plus ou moins 10 pistes du passage des traces dans les modules 3 et 4 et on détermine l'efficacité de reconstruction $\epsilon_{3(4)}$ par :

$$\epsilon_{3(4)} = \frac{\text{Nombre de fois qu'un amas est trouvé dans le détecteur 3(4)}}{\text{Nombre de traces}}. \qquad (4.1)$$

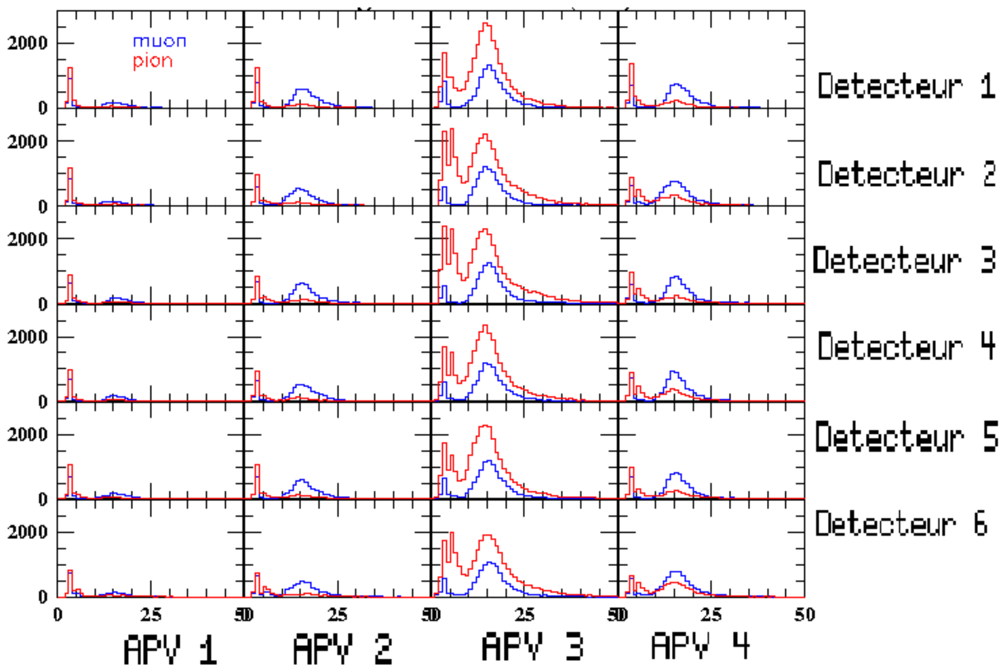

Figure 4.16 – Le rapport signal sur bruit pour les amas de chacun des 4 APV (en abscisse) des 6 détecteurs (en ordonnée) pour une centaine d'événements muons (en bleu) et une centaine d'événements pions (en rouge).

4.4.4.4 Etude du délai

Lorsqu'une particule traverse les six détecteurs et le scintillateur, celui-ci envoie un signal au système de déclenchement. Ce système de déclenchement traite ce signal puis l'achemine aux APVs des six détecteurs environ 850 ns (34 $\times$ 25 ns) après le passage de la particule. Ce délai peut être modifié en faisant varier le paramètre "délai" de l'APV (par pas de 25 ns) et de la PLL (par pas de 1 ns). Puis en calculant le rapport signal sur bruit pour un délai fixé, on peut en déduire l'influence du délai sur le rapport signal sur bruit (figure 4.18).

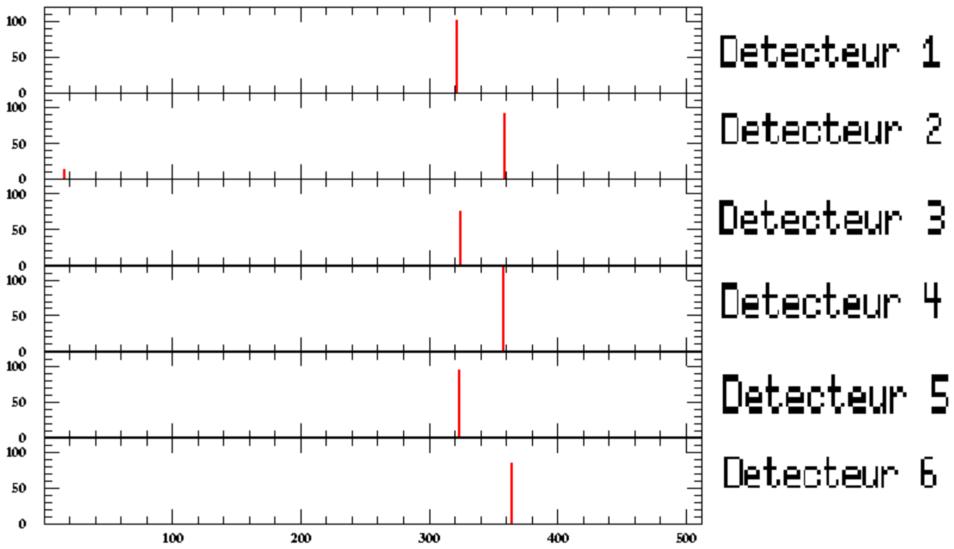

Figure 4.17 – Le signal des 512 pistes (en abscisse) des 6 détecteurs (en ordonnée) pour un événement "muon".

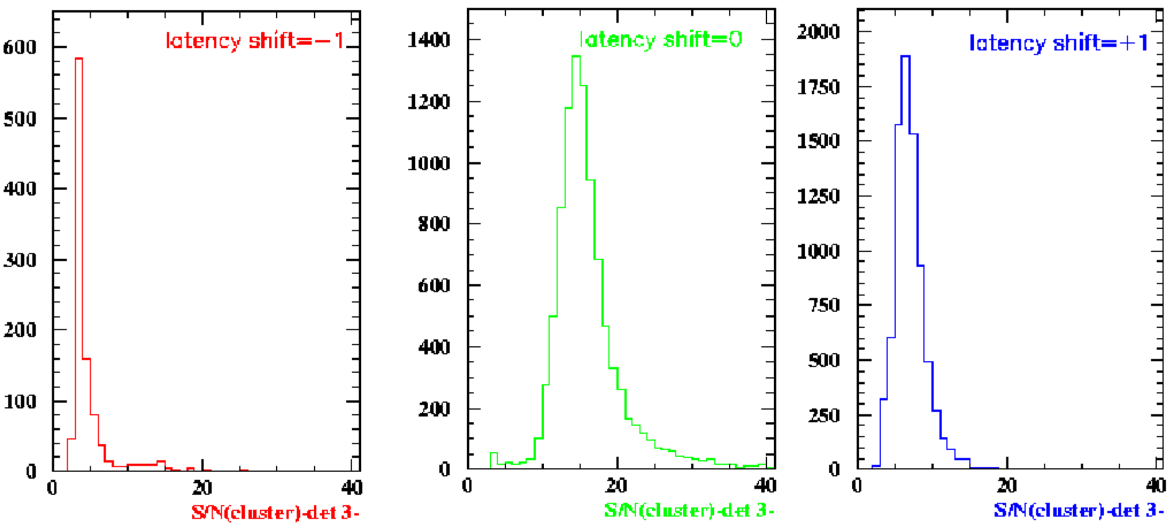

Figure 4.18 – Le rapport signal sur bruit (du détecteur 3) pour un déclenchement du système de lecture optimal (courbe au centre), pour un déclenchement 25 ns plus tôt (courbe à gauche) et pour un déclenchement 25 ns plus tard (courbe à droite).

Un délai mal réglé par rapport au passage de la particule entraîne une perte d'information et donc un rapport signal sur bruit plus faible (première et troisième courbes, figure 4.18).

4.4.5 Résultats

4.4.5.1 Etude du délai

Les courbes de délai (figure 4.19) montrent que le rapport signal sur bruit est maximum pour un délai de $\sim$ 75 ns. De plus, on observe une asymétrie des courbes de délai, ce qui traduit à la fois un couplage capacitif et un mauvais réglage de l'électronique de lecture dû à une mauvaise appréciation de l'influence de la température sur celle-ci. En effet, l'électronique de lecture avait été réglée pour une température différente de la salle de test. Mais étant donné la difficulté du réglage de ces paramètres et la courte période de temps de test sous ce faisceau, les détecteurs n'ont pas été reparamètrés.

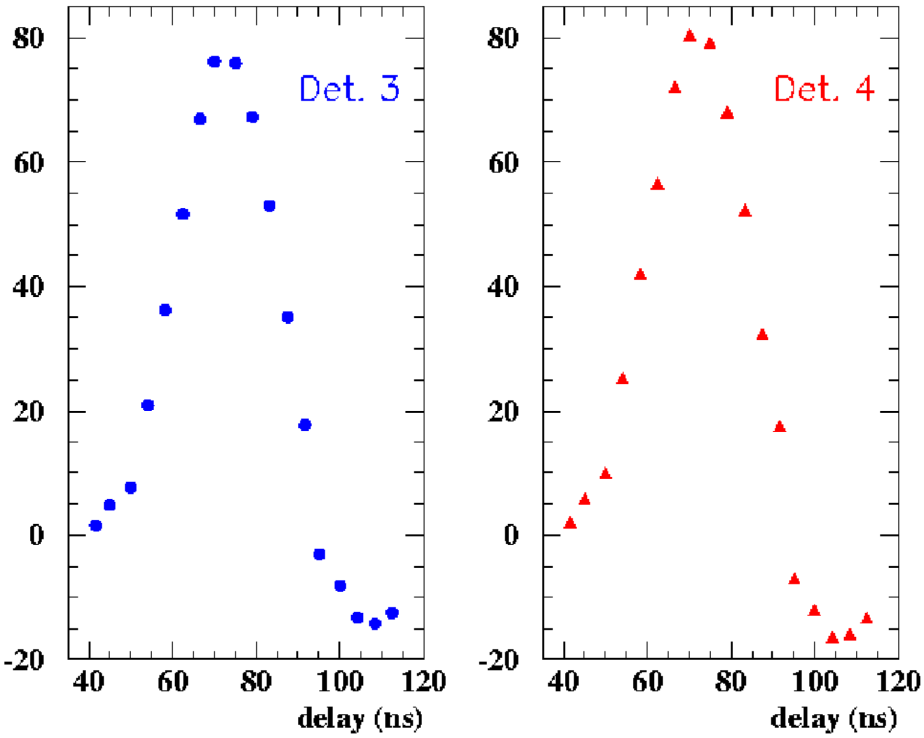

Figure 4.19 – Nombre moyen de coups ADC en fonction du délai pour le détecteur 3 (à gauche) et 4 (à droite).

De plus, on remarque un nombre moyen de coups ADC négatif ce qui semble difficilement explicable. En réalité, ceci est dû à la reconstruction du signal par l'algorithme de déconvolution qui est très sensible aux paramètres internes des puces APV. Si ces paramètres ne sont pas parfaitement réglés, cet algorithme peut produire des résultats semblables à une injection de charge "négative" car le filtre "digital" responsable de la déconvolution est optimisé pour une réponse CR-RC parfaite à une impulsion de Dirac mais la réponse des préamplificateurs est d'impulsion bien plus large ($\sim$ 10-20 ns pour collecter la charge).

4.4.5.2 Etude de l'efficacité de reconstruction

Pour évaluer les performances d'un détecteur, on détermine son efficacité, $\epsilon_{3(4)}$ (équation 4.1), c'est-à-dire sa capacité à détecter le passage d'une particule.

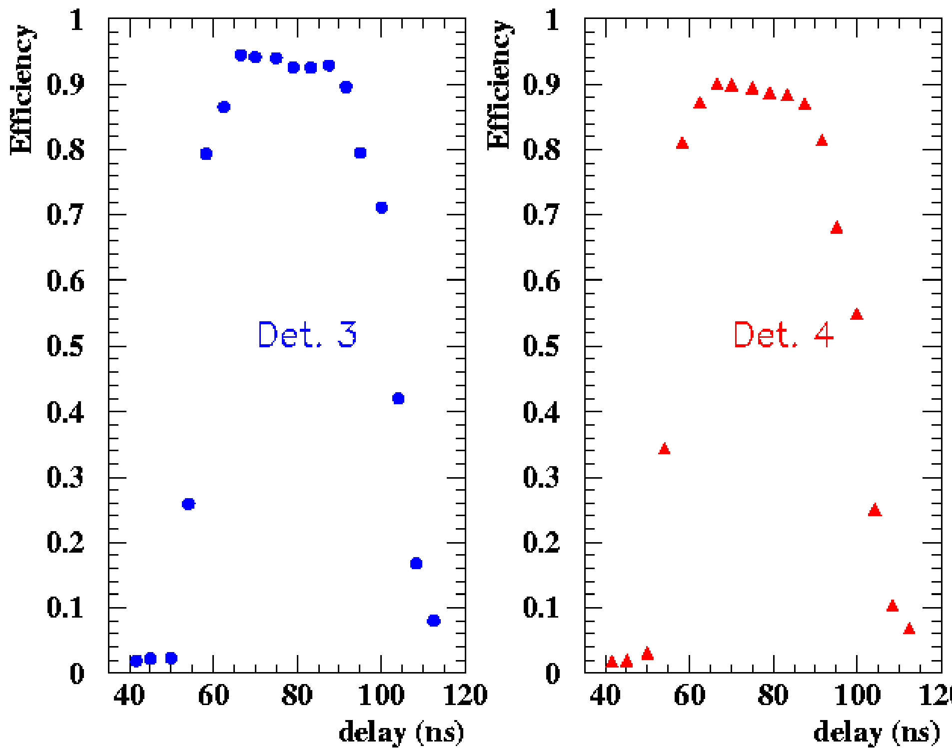

Figure 4.20 – Efficacité de recherche d'un amas en fonction du délai pour le détecteur 3 (à gauche) et 4 (à droite).

L'efficacité de reconstruction est du même ordre de grandeur pour le détecteur 4 que pour le détecteur 3 (figure 4.20). La perte d'efficacité s'explique par un algorithme d'alignement des détecteurs et de reconstruction des traces peu performant. De plus la différence d'efficacité de détection entre le détecteur 3 et 4 provient du fait que le détecteur 4 est légèrement incliné. D'autre part, le plateau d'efficacité à 95% est assez peu sensible au délai (figure 4.20) et indépendant du type de sélection des amas. Cette largeur du plateau d'efficacité d'environ 25 ns pourrait conduire à l'empilement de données provenant de plusieurs croisements de faisceau et doit être réduite.

4.5 Conclusion

Au regard de ces tests, l'électronique de contrôle et d'acquisition se sont bien comportées sous un faisceau échantillonné à 25 ns. Mais le système de lecture nécessite que ses différents paramètres soient exactement réglés et chaque problème a été étudié, compris et résolu. Ces test ont d'autre part permis d'évaluer les performances des détecteurs silicium sous un faisceau échantillonné à 25 ns, similaire au faisceau du LHC. Et, ni les détecteurs silicium à micropistes, ni l'électronique associée n'ont subi de fortes dégradations dues au taux de radiation.

La conception des détecteurs à micropistes est une première étape pour l'expérience CMS. La deuxième étape consiste à produire et tester 15 200 de ces détecteurs.

CHAPITRE 5 Reconstruction de vertex et identification de jets de quarks b

A partir de l'analyse des données recueillies par les détecteurs étudiés précédemment, nous pouvons reconstruire les trajectoires des particules, déterminer le vertex primaire de l'interaction proton-proton du faisceau ainsi que les vertex secondaires, points de désintégration des particules qui ont volé.

La reconstruction du vertex primaire est utile entre autre pour mesurer précisément l'énergie transverse manquante. La reconstruction des vertex secondaires peut permettre d'identifier les jets[1] issus de la fragmentation de quarks b.
Ce chapitre a pour objet la présentation de différents algorithmes de reconstruction de traces, de vertex primaires et secondaires inclus dans le programme officiel de reconstruction et d'analyse de CMS : O.R.C.A. (Object-oriented Reconstruction for CMS Analysis), et en particulier de l'algorithme "Elastic Arms" (EA) consacré à la recherche de vertex secondaires.

5.1 Motivation de la recherche de la position des vertex

La recherche de la position du vertex primaire joue un rôle déterminant pour identifier l'événement sélectionné par le système de déclenchement parmi les 25 événements empilés par croisement de faisceau. Mais la reconstruction du vertex primaire permet aussi d'améliorer des performances et de réduire le temps de calcul de la reconstruction, surtout dans les événements où le calcul de l'énergie transverse manquante est essentielle et où peu ou pas de traces pointent vers le vertex primaire ($H \rightarrow \gamma\gamma$). Par exemple, la mesure de l'impulsion des particules provenant du vertex primaire est réajustée avec la position du vertex primaire.

[1]un jet est un ensemble collimé de particules hadroniques secondaires très énergétiques.

La recherche de la position des vertex secondaires offre pour principal intérêt d'accéder à une information sur les particules à faible durée de vie (entre quelques picosecondes et plusieurs centaines). Avant leur désintégration, la distance parcourue par ces particules est insuffisante pour pouvoir reconstruire leur trajectoire. Certaines de ces particules peuvent également être neutres. Cependant si leurs produits de décroissance sont précisément mesurés, il est possible de déduire les caratéristiques cinématiques et physiques de ces particules qui se sont désintégrées au point du vertex secondaire. Par exemple, une des manières possibles de mettre en évidence la violation CP est d'observer une différence entre les produits de désintégration d'un B^0 et ceux d'un $\bar{B}^0$ dans le canal $B^0 \to J/\psi K_s^0$ donnant accès la mesure de $sin(2\beta)$.

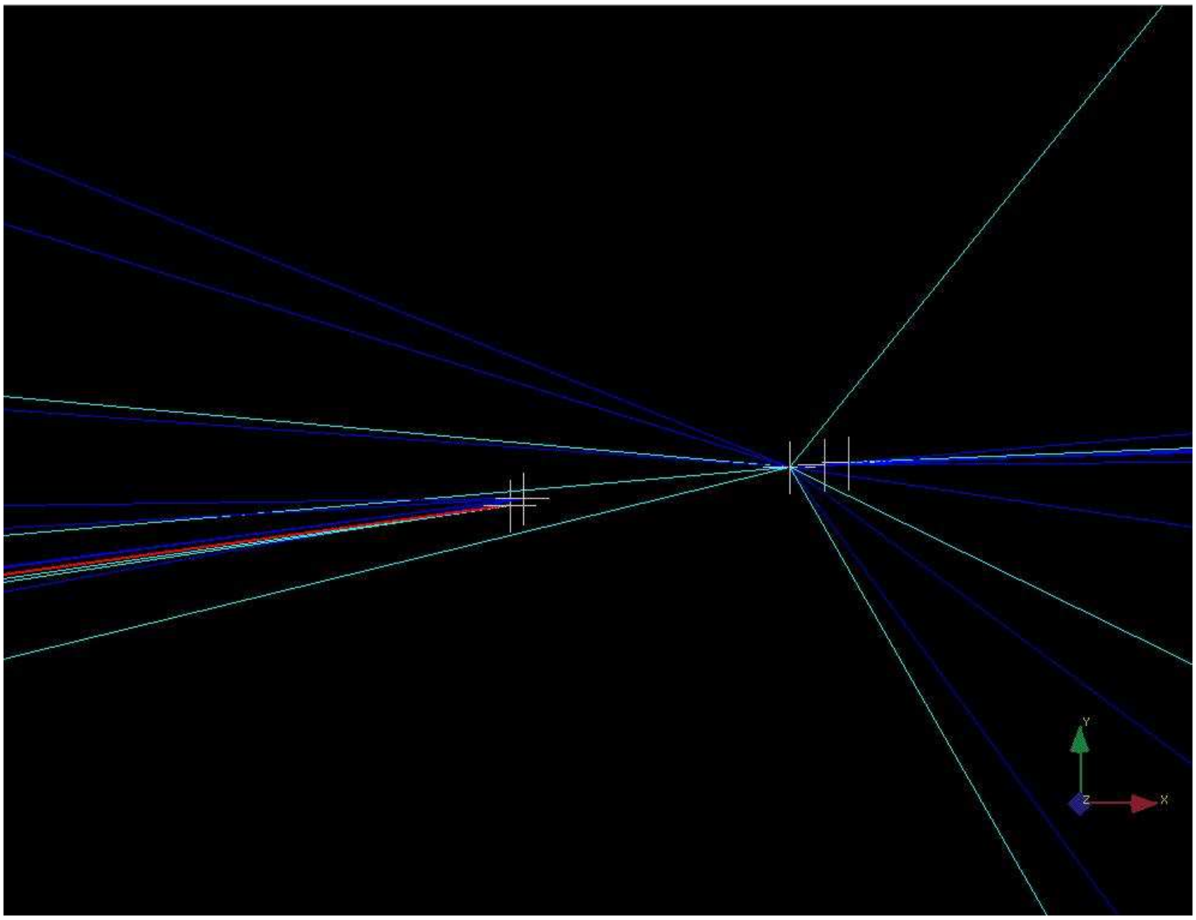

Figure 5.1 – Un événement $b\ \bar{b}$ composé de 21 traces (ligne de couleur), et de 5 vertex simulés dont deux vertex secondaires.

Afin d'aborder la violation CP dans les événements $b\bar{b}$ mais aussi reconnaître le quark top ou découvrir le boson de Higgs, il faut pouvoir identifier les jets issus de la fragmentation de quarks b. Presque toutes les signatures de jets de b ont au moins un vertex secondaire, du fait du temps de vie relativement long des particules contenant un quark b ($\sim 1,5$ ps) qui équivaut à un parcours de 2-3 mm au LHC (avec un facteur de Lorentz $\gamma \simeq 4$) comme le montrent les vertex secondaires (les 2 croix à gauche du vertex primaire) de la figure 5.1.

Certaines particules ont un temps de vie plus long ($\tau(\Lambda) = 2,6\ 10^{-10}s$ ou $\tau(K_s^0) = 0,9\ 10^{-10}s$) et les vertex secondaires peuvent être créés à plusieurs dizaines de centimètres dans le trajectographe (long de 5,4m), ce qui complique considérablement la reconstruction des traces à cause de la faible multiplicité des points de reconstruction des traces.

Pour chaque type de vertex : primaires, secondaires proches (à moins de 4 cm) et secondaires éloignés (à plus de 4 cm), différents algorithmes de reconstruction de vertex sont disponibles (tableau 5.1). Le choix de l'algorithme de reconstruction est à la fois basé sur le type de particules étudiées et les performances des différents algorithmes en fonction des performances requises (meilleure résolution possible, meilleure efficacité possible, meilleure pureté possible...).

<table>
<tr><td rowspan="2">type de vertex</td><td rowspan="2">primaires</td><td colspan="2">secondaires</td></tr>
<tr><td>proche</td><td>éloigné</td></tr>
<tr><td>particules</td><td>H, ...</td><td>B, τ, ...</td><td>Λ, K_s^0, V_0, ...</td></tr>
<tr><td>exemples de canaux de désintégration</td><td>$H \to ZZ^* \to 2l^+2l^-$</td><td>$\tau^- \longrightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$
$B_s^0 \to \mu^+\mu^-\phi \to \mu^+\mu^-K^+K^-$</td><td>$\Lambda \longrightarrow p\pi^-$
$K_s^0 \longrightarrow \pi^+\pi^-$</td></tr>
<tr><td rowspan="3">Algorithmes de reconstruction</td><td>Méthode des amas (partie 5.3.4.2)</td><td colspan="2">Méthode de l'"Elastic Arms" (partie 5.3.5.2)</td></tr>
<tr><td>"binning" (partie 5.3.4.1)</td><td colspan="2">Méthode de PrimaryVertexFinder (partie 5.3.6.1)</td></tr>
<tr><td>Méthode des gaussiennes (partie 5.3.4.3)</td><td colspan="2">Méthode de $D_0\phi$ (partie 5.3.6.2)</td></tr>
</table>

Tableau 5.1 – Choix entre plusieurs algorithmes de reconstruction en fonction du type de vertex.

La reconstruction de vertex secondaires est donc primordiale pour la physique du B à la fois pour caractériser les événements contenant des quarks b mais aussi pour mesurer précisément le temps de vol.

5.2 Le logiciel de reconstruction et d'analyse de CMS : O.R.C.A.

Le logiciel O.R.C.A. (Object-oriented Reconstruction for CMS Analysis) [ORC] reconstruit des événements à partir de données simulées ou réelles et les analyse. Les différentes parties d'O.R.C.A. doivent être développées en prenant en compte :

- les performances comme la précision, l'efficacité et la rapidité d'exécution des programmes,
- la modularité permettant l'ajout de nouvelles méthodes, comme par exemple, pour la reconstruction des traces,
- la flexibilité permettant de redéfinir ou d'ajouter des classes,
- et la facilité de maintenance.

Pour ces raisons, le langage orienté objets de programmation utilisé est le langage C++ et la base de données Objectivity [OBJ] permet de stocker les événements simulés ainsi que certaines informations des événements reconstruits.

5.2.1 Principe de la programmation orientée objet

Trois générations de langage se sont succédées et coexistent encore aujourd'hui : les langages dits linéaires, modulaires puis objets.

Tous les premiers langages s'exécutent de façon linéaire. Chaque ligne du programme est lue puis exécutée jusqu'à la dernière. Il est possible de faire des sauts ou des boucles mais le principe reste le même. Cette approche peut difficilement s'appliquer à des programmes complexes. De plus, les développeurs ne peuvent pas réutiliser des outils de programmation déjà écrits. Par exemple le fortran et l'assembleur sont des langages linéaires.

Afin, de réutiliser le code et d'éviter les redondances, les langages dits modulaires voient le jour. Le principe est de regrouper un ensemble d'instructions dans des fonctions ou procédures. En effet, chaque tâche exécutée par un programme représente un nombre variable d'instructions. Ces instructions sont réunies (en bibliothèques) afin de pouvoir segmenter le code et favoriser la réutilisation de celui-ci. Le langage C fait partie de ces langages.

Enfin, la méthode orientée objet est apparue. Elle est en fait une évolution de l'approche modulaire. Elle lui apporte principalement trois aspects primordiaux :

- *L'encapsulation* : cette technique permet de réunir des variables et des fonctions au sein d'une même entité nommée classe. Les variables sont appelées les données membres, les fonctions sont appelées les méthodes. L'accès aux données et méthodes peut être aussi réglementé.
- *L'héritage* : cette technique permet de définir une hiérarchie de classe. Chaque classe fille hérite des méthodes et des données de ses "mères". En pratique, la classe de base est une classe générique, ainsi plus on descend dans la hiérarchie, plus on spécialise cette classe.
- *Le polymorphisme* : ce nom vient du grec et signifie "qui peut prendre plusieurs formes". Cette caractéristique offre la possibilité de définir plusieurs fonctions de même nom mais possédant des paramètres différents. La bonne fonction est choisie en fonction de ses paramètres lors de l'appel.

5.2.2 Un exemple : la classe RecVertex

5.2.2.1 La notion d'encapsulation

Le choix des caractéristiques de chaque objet est aussi pertinent que le choix des objets eux-mêmes. Par exemple, les données caractérisant un vertex ne sont pas les mêmes que celles qui caractérisent une trace (tableau 5.2).

<table>
<tr><td>événements
physique</td><td colspan="2">$H \to ZZ \to l^+l^-jj$
$K_s^0 \to K\pi$</td></tr>
<tr><td>éléments
reconstruits</td><td>trace
trajectoire
...</td><td>vertex primaire
vertex secondaire
...</td></tr>
<tr><td>caratéristiques
principales</td><td>position
erreur sur la position
qualité de la reconstruction
paramètre d'impact
impulsion
...</td><td>position
erreur sur la position
qualité de la reconstruction
l'ensemble des traces associées
probabilité d'être un vertex primaire
...</td></tr>
<tr><td>classes
C++
associées</td><td>RecTracks
TrajectoryStateOnSurface
FreeTrajectoryState
...</td><td>RecVertex
LinearVertexFitter
VertexFinder (partie 5.3.5.4)
...</td></tr>
</table>

Tableau 5.2 – Association entre les événements physiques, la reconstruction et le code O.R.C.A.

Pour illustrer ces propos, la classe RecVertex associée à chaque vertex reconstruit par O.R.C.A. va être détaillée. Pour chaque information physique utile définissant un vertex reconstruit (position, qualité de la reconstruction, etc...), on lui associe un membre privé de la classe RecVertex. Ces membres sont les suivants :

- un objet GlobalPoint (nommé thePos) correspondant à un vecteur à 3 dimensions (x, y, z) définissant la position du vertex.
- un objet GlobalError (nommé thePosError) correspondant à une matrice 3×3 définissant l'erreur sur la position du vertex.
- un objet RecTrackContainer (nommé theAssociatedTracks) correspondant à l'ensemble des traces associées au vertex.
- un nombre réel (nommé theChi2) correspondant au χ^2 de la reconstruction du vertex.
- un nombre réel (nommé theProb) correspondant à la probabilité du vertex d'être un vertex primaire.
- une valeur booléenne (nommée theValid) précisant si le vertex est valide ou non (un

vertex est invalide en cas de mauvaise reconstruction) mais en réalité tous les RecVertex sont valides.

De plus, un constructeur portant le même nom que la classe est une fonction membre appelée automatiquement lors de la création d'un objet et permet l'initialisation des variables.

Afin d'accéder aux valeurs stockées dans ces variables ou pour les modifier, nous avons défini les méthodes suivantes :

	RecVertex () Le constructeur par défaut d'un objet RecVertex
	RecVertex (const GlobalPoint &pos, const GlobalError &posError, const vector< const RecTrack *> &tracks, float chi2) Le constructeur initialisant les membres privés de l'objet RecVertex lors de la création.
GlobalPoint	position () const Cette méthode retourne la position du vertex via l'objet "GlobalPoint".
GlobalError	positionError () const Cette méthode retourne l'erreur sur la position du vertex via l'objet "GlobalError".
Vertex : :TrackPtrContainer	tracks () const Cette méthode retourne l'ensemble des traces associées au vertex via l'objet "RecTrackContainer"
Les méthodes position,	positionError et tracks sont héritées de la classe Vertex.
int	degreesOfFreedom () const Cette méthode calcule et retourne le nombre de degrés de liberté.
float	totalChiSquared () const Cette méthode retourne le χ^2 de la reconstruction du vertex.

float normalisedChiSquared () const
Cette méthode retourne le χ^2 normalisé par le nombre de degrés de liberté.

bool isValid () const
Cette méthode retourne le booléen de validité du vertex.

vector <const RecTrack *> originalTracks () const
Cette méthode retourne l'ensemble des traces à l'origine de la création du vertex via un vecteur de traces reconstruites.

5.2.2.2 La notion d'héritage

Dans le logiciel O.R.C.A., trois types de vertex ont été définis :
- les vertex issus de la reconstruction des événements (RecVertex, figure 5.2),
- les vertex simulés servant à la simulation et à la validation des algorithmes (TkSimVertex, figure 5.2)
- et enfin un vertex possédant peu d'informations, pour des utilisations simples ou pour les premières phases de test de programmes (TrivialVertex, figure 5.2).

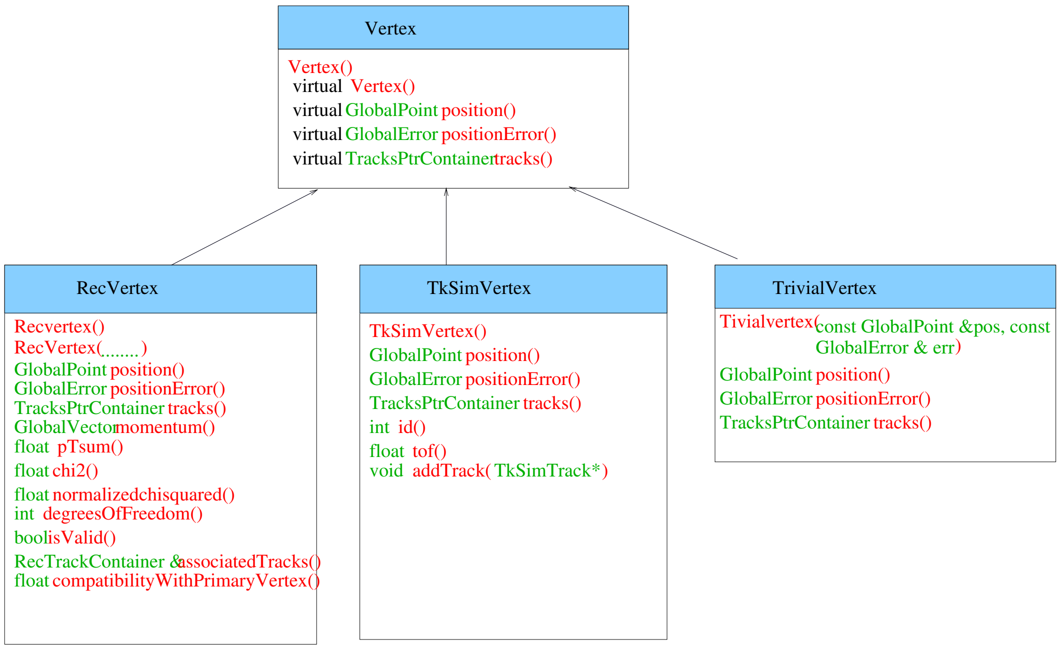

Figure 5.2 – Diagramme d'héritage de la classe Vertex.

Ces trois types de vertex possèdent certaines informations communes comme la position du vertex, l'erreur sur la position du vertex et la liste des traces qui lui sont associées et donc les mêmes méthodes pour y accéder. Il est alors intéressant de définir un type de vertex générique qui référence ces méthodes communes : il s'agit de la notion d'héritage.

Cette classe générique, la classe Vertex, est appelée classe mère et les classes RecVertex, TkSimVertex et TrivialVertex sont les classes filles qui héritent de la classe Vertex.

5.2.2.3 La notion de polymorphisme

Les méthodes de la classe mère peuvent avoir une implémentation mais si ce n'est pas le cas, ces méthodes sont dites virtuelles.

Si la méthode est virtuelle, il s'agit uniquement de définir un nom et une liste d'arguments pour la classe mère et l'action associée à cette méthode sera définie pour chaque classe fille.

Si la méthode n'est pas virtuelle, elle possède donc un ensemble d'actions pouvant être utilisé tel quel par les différentes classes filles, ou elle pourra être redéfinie en fonction des besoins dans chaque classe fille par polymorphisme. La figure 5.2 montre le diagramme d'héritage de la classe Vertex. Nous constatons que les trois méthodes filles possèdent les mêmes méthodes que la classe mère auxquelles s'ajoutent leurs propres méthodes.

5.2.3 Les différents modules d'O.R.C.A.

Ce logiciel se présente sous la forme d'un ensemble de modules et de sous-modules interagissant entre eux via un ensemble de classes. Les principaux modules de la version O.R.C.A_6_1_1 (figure 5.3) sont les suivants :

1. le module "C.A.R.F." (CMS Analysis Reconstruction Framework) décrit l'environnement de travail d'O.R.C.A. en incluant l'environnement de reconstruction, l'environnement d'analyse et la sauvegarde des données reconstruites lors de l'exécution d'un programme.
2. le module "GeneratorInterface" est dédié aux classes effectuant le lien entre les caractéristiques des particules données par le programme HEPEVENT et l'environnement C.A.R.F.
3. le module "Magnetic Field" décrit la cartographie du champ magnétique dans le détecteur.
4. le module "CommonDet" décrit les caractéristiques générales du détecteur comme sa géométrie et dispose de diverses classes utiles pour stocker des événements (simulés et reconstruits).

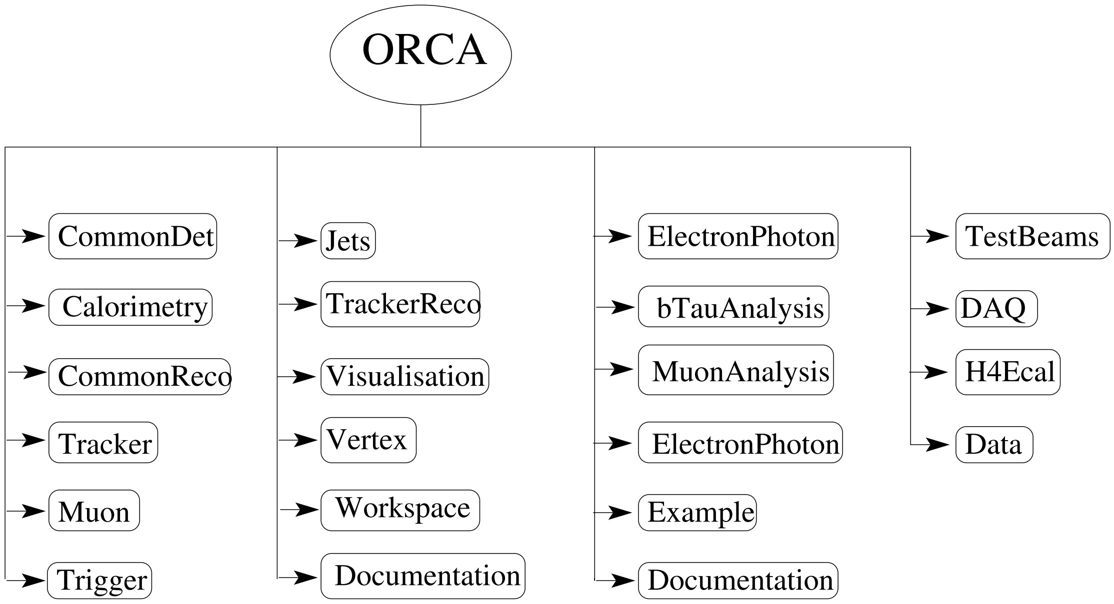

Figure 5.3 – La struture modulaire d'ORCA.

5. le module "Calorimetry" est dédié aux caractéristiques particulières des calorimètres hadronique et électromagnétique ainsi qu'à la reconstruction de traces et d'amas.
6. le module "Tracker" regroupe différents sous-modules dédiés aux caractéristiques particulières du trajectographe :
   (a) Les types de détecteurs :
   Un sous module décrit chaque type de détecteurs (détecteurs silicium à pixels et à micropistes). Les MSGC ne sont plus utilisées dans les dernières versions d'O.R.C.A..
   (b) Les générateurs :
   Ce sont des sous-modules permettant la génération de "hits"[(2)] à partir des fichiers de simulation, puis la génération de "digis"[(3)] à partir de ces "hits" et enfin la reconstruction des traces à partir de ces "digis".
   (c) Les interfaces :
   Des interfaces avec GEANT4 [GEA], CMSIM Magnetic Field [CMSIM] et CARF [CARF] ont aussi été implémentées sous forme de sous-modules.
7. le module "Muons" est dédié aux caractéristiques particulières des détecteurs de la chambre à muons.
8. le module "Trigger" décrit les conditions du déclenchement (de niveau 1) des calorimètres et des chambres à muons.

[2]Un "hit" correspond à la position reconstruite du passage d'une particule à travers un détecteur.
[3]Un "Digi" correspond au signal reçu par une piste à partir de données simulées.

9. le module "CommonReco" rassemble les classes génériques pour la reconstruction dans les chambres à muon et le trajectographe.
10. le module "TrackerReco" est dédié à la reconstruction des traces dans le trajectographe.
11. le module "Jets" est dédié à la recherche de jets à travers l'ensemble des détecteurs.
12. le module "Vertex" est dédié à la reconstruction des vertex.
13. le module "MuonReco" est dédié à la reconstruction de "hits" et de traces dans la chambre à muons.
14. le module "Visualisation" est dédié à la visualisation du détecteur et d'événements (simulés et reconstruits).
15. le module "ElectronPhoton" est dédié à la reconstruction d'électrons et de photons.
16. le module "bTauAnalysis" est dédié à la physique des B/τ.
17. le module "MuonAnalysis" est dédié à la physique des muons.
18. le module "HeavyIonAnalysis" est dédié à la physique des ions lourds.

Tous ces modules sont constitués de diverses classes C++ qui, une fois compilées, fournissent les librairies des classes utilisées lors de l'analyse des données.

5.3 Reconstruire les traces et les vertex au LHC

De façon simpliste, les informations extraites des données (réelles ou simulées) du détecteur CMS se regroupent ainsi :
- un ensemble de points obtenus dans les différents détecteurs de traces ;
- des gerbes développées dans les calorimètres ;
- un ensemble de points du passage de muons dans la chambre à muons.

A l'aide de ces différentes informations et à l'aide du logiciel O.R.C.A., on reconstruit les traces puis les vertex dont sont issues ces traces. L'analyse physique de l'événement reconstruit est alors possible.

5.3.1 Reconstruire au LHC

Lorsque le LHC sera à sa luminosité maximale, 25 interactions $p-p$ sont en moyenne attendues par croisement de faisceaux mais une seule de ces interactions est à l'origine du déclenchement et de la prise de données. Les autres interactions sont essentiellement constituées de collisions élastiques, diffractives, double diffractives et faiblement inélastiques ce qui complique considérablement la reconstruction des traces. En effet, même si l'on peut aisément supprimer, après reconstruction, les traces dont l'impulsion transverse est inférieure à 1 GeV, rien ne peut nous aider à éliminer les "hits" correspondants avant la reconstruction des traces.

Les figures 5.4 et 5.5 illustrent la multiplicité des traces pour un événement $H \rightarrow \mu\mu\mu\mu$ présenté dans le plan transverse (perpendiculaire à l'axe du faisceau).

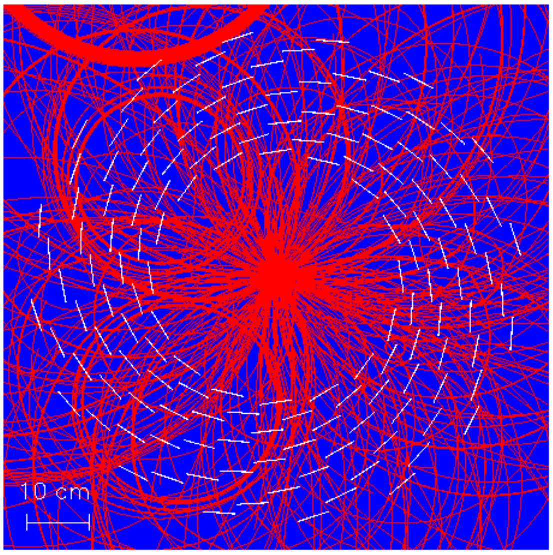

Figure 5.4 – avec les événements de pile-up superposés.

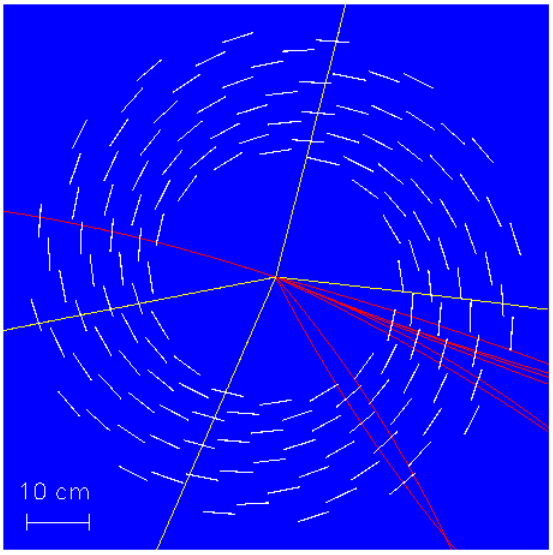

Figure 5.5 – sans les événements de pile-up superposés.

Figures 5.4 et 5.5 : Représentation dans le plan transverse (à l'axe du faisceau) de la multiplicité des traces lors d'une interaction produisant un $H \rightarrow \mu\mu\mu\mu$.

De plus, dans le cadre de la physique attendue au LHC, il est important de reconstruire de façon précise tous les vertex présents. Dans un premier temps, nous aurons à reconstruire le vertex primaire issu de l'interaction proton-proton puis les vertex secondaires plus éloignés de l'axe du faisceau. Ces deux types de vertex nécessitent des méthodes de reconstruction différentes. Les vertex primaires doivent être reconstruits de façon précise pour une bonne résolution sur le calcul de l'énergie transverse manquante. En effet sans une très bonne précision, la reconstruction des événements tels que $H \rightarrow \gamma\gamma$ où aucune trace ne pointe sur le vertex primaire (figure 5.6) est difficile.

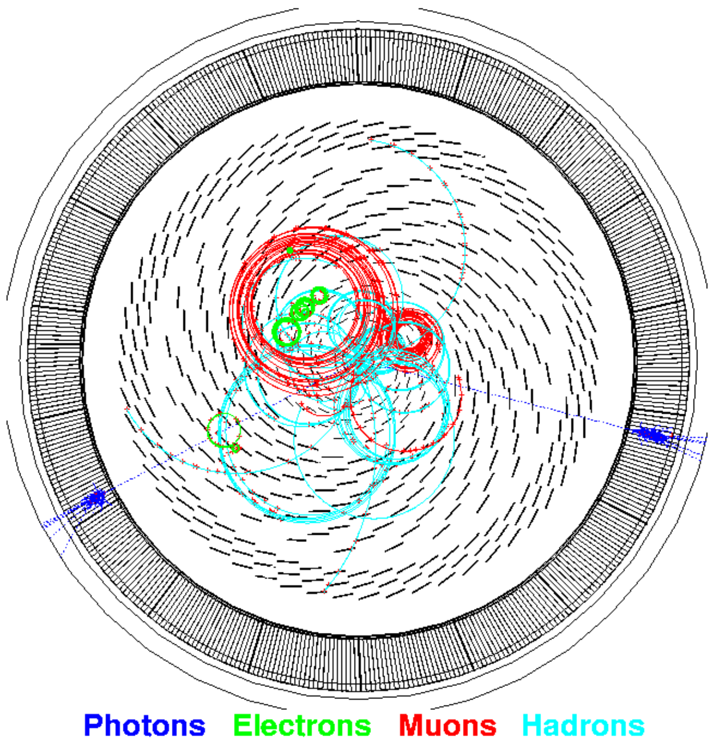

Figure 5.6 – Représentation dans le plan transverse du canal de désintégration du boson de Higgs en deux photons.

5.3.2 Reconstruire les traces

Le logiciel O.R.C.A. possède plusieurs méthodes de reconstruction de traces prenant en compte la diversité des événements et les besoins des utilisateurs.

Les différentes méthodes comporte deux tâches précises :

1. trouver la meilleure association de "hits" parmi les $4.10^3 - 5.10^4$ "hits" (par événement) répartis sur les différentes couches du trajectographe pour former une trajectoire dont voici quelques exemples de filtrage :
   - *Kalman Filter* : filtre classique pour la reconstruction des traces, détaillé ci-dessous (figure 5.7),
   - *GaussianSumFilter* : filtre où chaque paramètre des traces est décrit comme une somme de gaussiennes. Ce filtre est particulièrement bien optimisé pour des bruits non gaussien,
   - *DeterministicAnnealingFilter* : filtre itératif utilisant le *Kalman Filter*,
   - *MultiTrackFilter* : filtre particulièrement bien adapté aux jets de particules très denses.

2. reconstruire par lissage ("smoothing") la trace optimale correspondant aux "hits" précédemment associés.

En particulier, pour chaque "hit" des 3 couches de détecteurs silicium à pixels du trajectographe, on recherche tous les couples de "hits" compatibles (sur deux couches différentes). Ces couples constituent la base de la trajectoire.

Puis pour chaque couple de "hits", les paramètres de la trajectoire sont grossièrement estimés pour la recherche du "hit" de la couche suivante avec lequel il formera la trajectoire la plus compatible en impulsion et en position (figure 5.7).

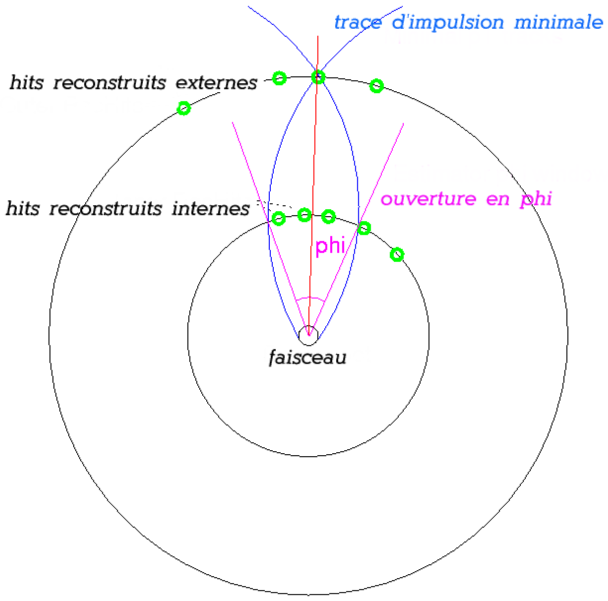

Figure 5.7 – Sélection des "hits" compatibles de la couche interne en fonction du "hit" de la couche externe et du faisceau.

On procède ainsi itérativement en propageant les paramètres de la trajectoire à la couche suivante tout en tenant compte du champ magnétique et de la perte d'énergie entre les couches de détecteurs. Chaque paramètre est réévalué en utilisant les informations relatives au nouvel "hit" trouvé et son estimation est alors de plus en plus précise au fur et à mesure que les couches sont analysées et les "hits" inclus à la trajectoire.

Ensuite, on procède dans le sens inverse des couches déjà analysées pour faire remonter l'information aux premières couches et ainsi améliorer l'estimation des paramètres sur chaque couche. La trace finale est l'ensemble des points moyens des deux trajectoires obtenues dans un sens et dans l'autre.

Enfin, les "hits" inutilisés sont récupérés pour essayer de compléter les traces partiellement reconstruites. De plus, toutes les traces d'impulsion inférieure à 1 GeV sont éliminées (environ 70% des traces) comme le nombre important de "hits" non utilisés pour la reconstruction des traces sur les figures 5.8 et 5.9.

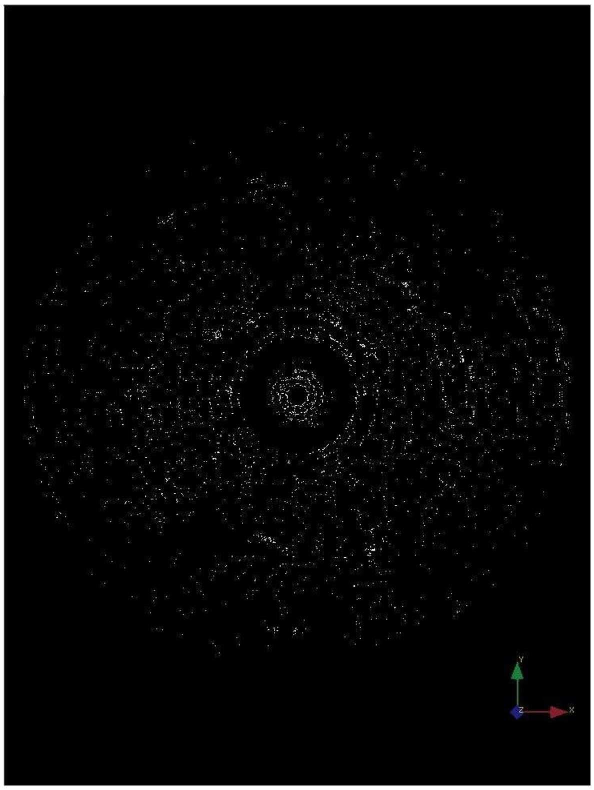

Figure 5.8 – Les 4209 "hits".

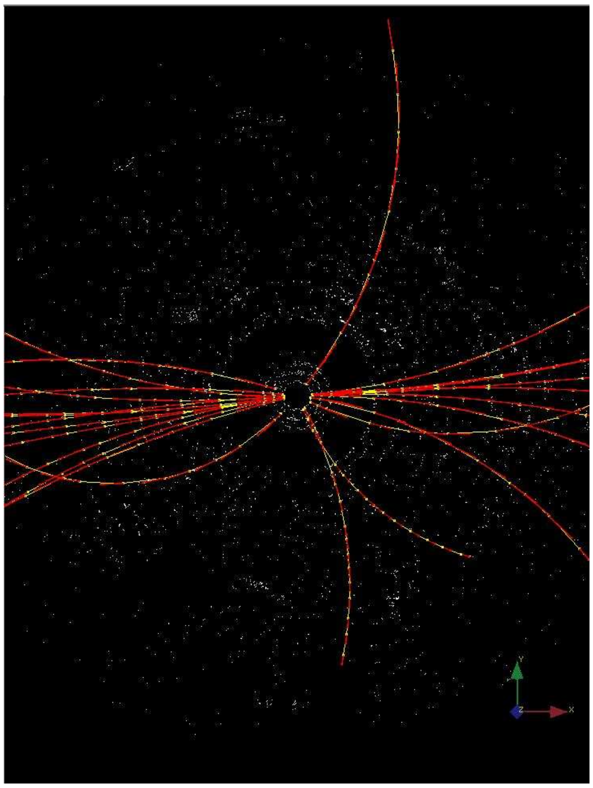

Figure 5.9 – Et les 25 traces reconstruites.

Figures 5.8 et 5.9 : Un événement $b\,\bar{b}$ de 50 GeV et avec une pseudo-rapidité $\eta < 1,4$ (sans empilement).

Après avoir obtenu l'ensemble des traces composant un événement, l'étape suivante est la reconstruction des vertex.

5.3.3 Reconstruire les vertex primaires

Pour reconstruire les vertex primaires, le plus simple est de sélectionner les traces en fonction de leur paramètre d'impact. Le paramètre d'impact correspond à la distance minimale entre la trace reconstruite et l'axe du faisceau (figure 5.10).

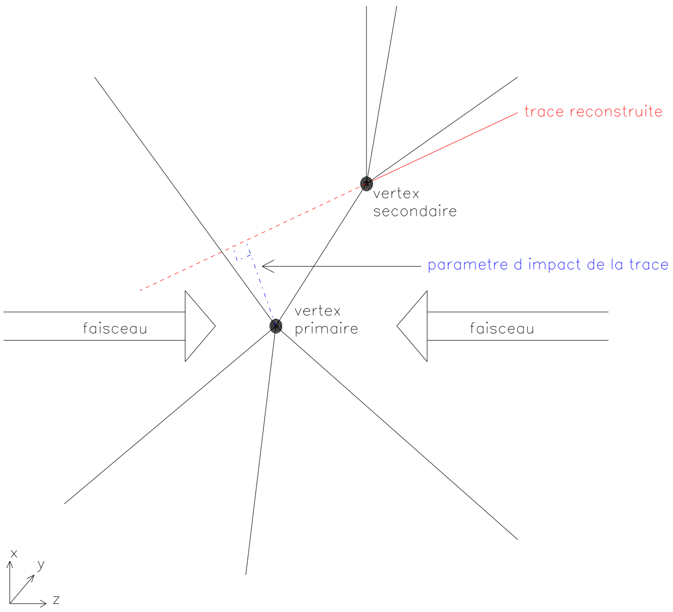

Figure 5.10 – Définition du paramètre d'impact et orientation du repère (x, y, z) par rapport au faisceau.

On ne conservera donc que les traces dont le paramètre d'impact dans le plan transverse(4) n'excède pas une valeur seuil de 5 σ [ALB01a] (où σ est l'erreur sur la position de la trace par rapport à l'axe du point d'impact). Toutefois on ne pourra jamais exclure toutes les traces provenant de vertex secondaires. De plus, on supposera que les coordonnées transverses (x, y) des vertex reconstruits sont nulles[5] (figure 5.10) et on se concentrera uniquement sur la reconstruction de la coordonnée z des vertex (z est la coordonnée qui repère la position le long de l'axe du faisceau). Trois méthodes de reconstruction de vertex primaires sont décrites ci-dessous [ALB01a].

5.3.4 Le type d'événements étudiés

L'algorithme EA a été utilisé pour l'analyse d'événements simulés disponibles dans la base de données O.R.C.A. Ces événements ont été générés par PYTHIA [PYT] pour différentes coupures en pseudorapidité η et en énergie E_t des partons à l'origine de l'événement :

[4]Le plan transverse est le plan (x, y), le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau.
[5]On considère que la taille du faisceau est telle que $\sigma_x = 15\ \mu m$ et $\sigma_y = 15\ \mu m$.

- 2500 événements $q\bar{q}$ avec $E_t = 50$ GeV, avec $\eta < 1,4$ et sans empilement (q représente un quark léger) ;
- 150 événements $q\bar{q}$ avec $E_t = 50$ GeV, avec $\eta < 1,4$ et avec empilement (q représente un quark léger) ;
- 2500 événements $b\bar{b}$ avec $E_t = 50$ GeV, avec $\eta < 1,4$ et sans empilement ;
- 2500 événements $b\bar{b}$ avec $E_t = 100$ GeV, avec $\eta < 1,4$ et sans empilement ;
- 2500 événements $b\bar{b}$ avec $E_t = 100$ GeV, avec $1,4 < \eta < 2,4$ et sans empilement.

5.3.4.1 Reconstruction par la méthode de "binning"

La reconstruction de vertex par la méthode de "binning" repose sur un principe simple : la zone d'interaction située entre -25 cm et +25 cm est divisée en sections de 1 mm. L'association de toutes les traces dont la coordonnée z du paramètre d'impact est située dans un même intervalle de segmentation permet d'obtenir l'ensemble des traces issues d'un même vertex (figure 5.11).

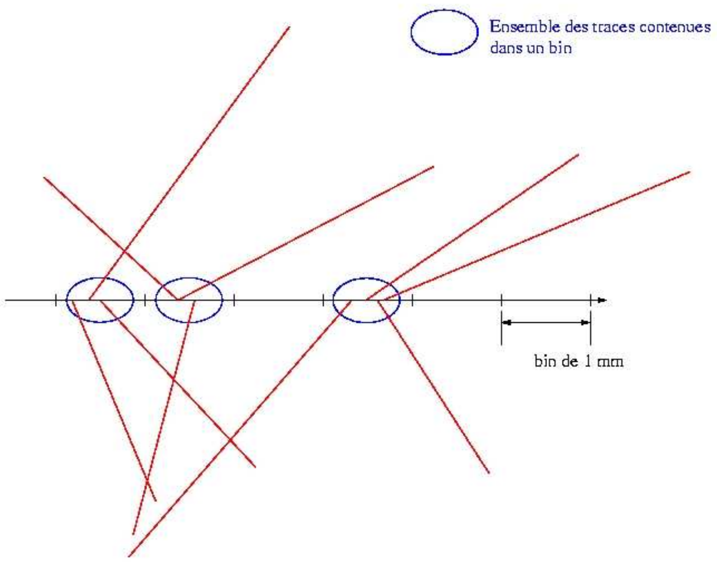

Figure 5.11 – Illustration de la sélection des traces par la méthode de "binning".

Puis une méthode barycentrique calcule, pour chaque ensemble de traces, la position du vertex et son erreur en utilisant la composante z des points d'impact des traces. Les poids utilisés pour ce calcul barycentrique sont définis comme l'inverse des erreurs sur la position en z du point d'impact des traces :

$$Z_{vertex} = \frac{1}{\Sigma_i 1/\sigma_i} \Sigma_i \frac{z_i}{\sigma_i} \qquad (5.1)$$

Enfin on recherche si deux vertex proches ne constituent pas un seul et même vertex.

Pour évaluer les performances de la reconstruction des vertex primaires, on calcule les deux paramètres suivants :

- la résolution :
  On associe chaque vertex primaire reconstruit au vertex simulé le plus proche et on calcule leur différence en z ($\Delta z = z_{rec} - z_{sim}$). La résolution est définie comme l'écart-type de la distribution des Δz (figure 5.12).
- l'efficacité à 5 σ :

$$\text{efficacité} = \frac{\text{Nombre de vertex primaire reconstruit à moins de 5 } \sigma \text{ du vertex primaire simulé}}{\text{Nombre total de vertex primaire reconstruit}}$$

où σ désigne la résolution.

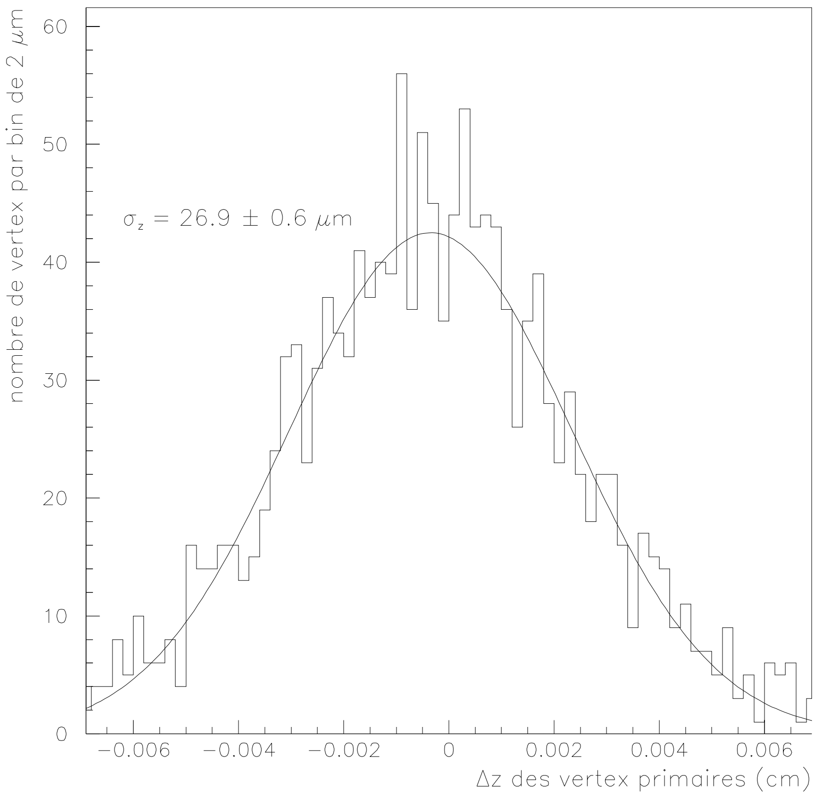

Figure 5.12 – Calcul de la résolution par la méthode de "binning" pour 2205 vertex primaires provenant d'événements $q\,\bar{q}$.

La résolution obtenue pour les événements $q\,\bar{q}$ et pour les événements $b\,\bar{b}$ n'est pas comparable à cause de la différence de multiplicité des traces pour chaque type d'événement mais fournit tout de même un ordre de grandeur. Pour les événements $b\,\bar{b}$, la résolution obtenue pour les événements avec $E_t = 100$ GeV est meilleure que pour les événements avec $E_t = 50$ GeV pour la même raison.

Type d'événements	$q\,\bar{q}$ 50 GeV $\eta < 1,4$	$b\,\bar{b}$ 50 GeV $\eta < 1,4$	$b\,\bar{b}$ 100 GeV $\eta < 1,4$	$b\,\bar{b}$ 100 GeV $\eta > 1,4$
Nombre de vertex reconstruits	2205	2130	1184	402
Résolution en z (μm)	$29,9 \pm 0,6$	$75,8 \pm 2,1$	$61,9 \pm 2,2$	$116,4 \pm 8,6$
Efficacité à 5 σ (%)	91,8	99,9	99,8	92,8

Tableau 5.3 – Résolution obtenue pour différents types d'événements.

Sur un ensemble de $\sim$ 2500 événements $q\,\bar{q}$ et $b\,\bar{b}$ (paragraphe 5.3.4), les résolutions obtenues par la méthode de "binning" sont comprises entre 26 et 120 μm, les efficacités à 5 σ sont comprises entre 91.8% et 99.9% (tableau 5.3), ce qui est assez précis pour une méthode aussi simple et aussi rapide.

Mais on obtient parfois plus d'un vertex primaire reconstruit par événement [ALB01a]. L'explication de cet excès de vertex provient de la segmentation : les traces appartenant à un même vertex se répartissent sur deux intervalles consécutifs, ce qui entraîne la création de deux vertex reconstruits. Pour pallier ce problème directement dans la méthode de reconstruction, une méthode de création des amas a été conçue.

5.3.4.2 Reconstruction par la méthode des amas

Cette méthode ordonne les traces en fonction de la coordonnée z de leur paramètre d'impact. La distance entre cette trace et la trace suivante est testée à l'aide du calcul de la valeur du χ^2 : tant que ce χ^2 est inférieur à 5 [ALB01a], nous ajoutons la nouvelle trace testée à l'ensemble des traces qui serviront à la reconstruction du vertex primaire. La méthode utilisée pour reconstruire la position du vertex est la même que dans le cas de la méthode du binning.

Type d'événements	$q\,\bar{q}$ 50 GeV $\eta < 1,4$	$b\,\bar{b}$ 50 GeV $\eta < 1,4$	$b\,\bar{b}$ 100 GeV $\eta < 1,4$	$b\,\bar{b}$ 100 GeV $\eta > 1,4$
Nombre de vertex reconstruit	2455	2208	1244	407
Résolution en z (μm)	$26,9 \pm 0,6$	$47,4 \pm 3,3$	$53,7 \pm 3,9$	$111,0 \pm 14,7$
Efficacité à 5 σ (%)	96,6	99,4	99,7	99,5

Tableau 5.4 – Résolution obtenue pour différents types d'événements.

Les résolutions et les efficacités obtenues avec cette méthode (tableau 5.4) sont légèrement meilleures à celles obtenues par la méthode de "binning".

5.3.4.3 Reconstruction par la méthode des gaussiennes

Cette méthode modélise les posistions des traces par des gaussiennes dont la valeur moyenne est leur position z (celle de la coordonnée z de leur paramètre d'impact) et dont l'écart-type est l'erreur sur cette position.

Les maximums de la fonction "somme des gaussiennes" de toutes les traces (figure 5.13) donnent la position z des vertex associés. Dans le cas de deux vertex distants de moins de $10\mu m$, ceux-ci sont fusionnés en un seul vertex. Remarquons que toute trace à plus de 6 σ d'un vertex ne contribue plus à la fonction "somme des gaussiennes". De plus, la présence de maxima locaux de la fonction "somme des gaussiennes" (figure 5.13) peut conduire à des vertex primaires excédentaires.

Type d'événements	$q\,\bar{q}$ 50 GeV $\eta < 1,4$	$b\,\bar{b}$ 50 GeV $\eta < 1,4$	$b\,\bar{b}$ 100 GeV $\eta < 1,4$	$b\,\bar{b}$ 100 GeV $\eta > 1,4$
Nombre de vertex reconstruits	1953	1963	1108	373
Résolution en z (μm)	$23,1 \pm 0,5$	$40,2 \pm 1,2$	$30,3 \pm 1,6$	$63,4\pm$ 9,4
Efficacité à 5 σ (%)	96.1	96.8	96.3	97.1

Tableau 5.5 – Résolution obtenue pour différents types d'événements.

Les résolutions obtenues avec cette méthode (tableau 5.5) sont bien meilleures que pour les deux autres méthodes mais en contrepartie l'efficacité est plus faible.

En comparant les performances de ces trois méthodes, la méthode des amas sera utilisée dans la suite de cette étude pour la reconstruction de vertex primaires.

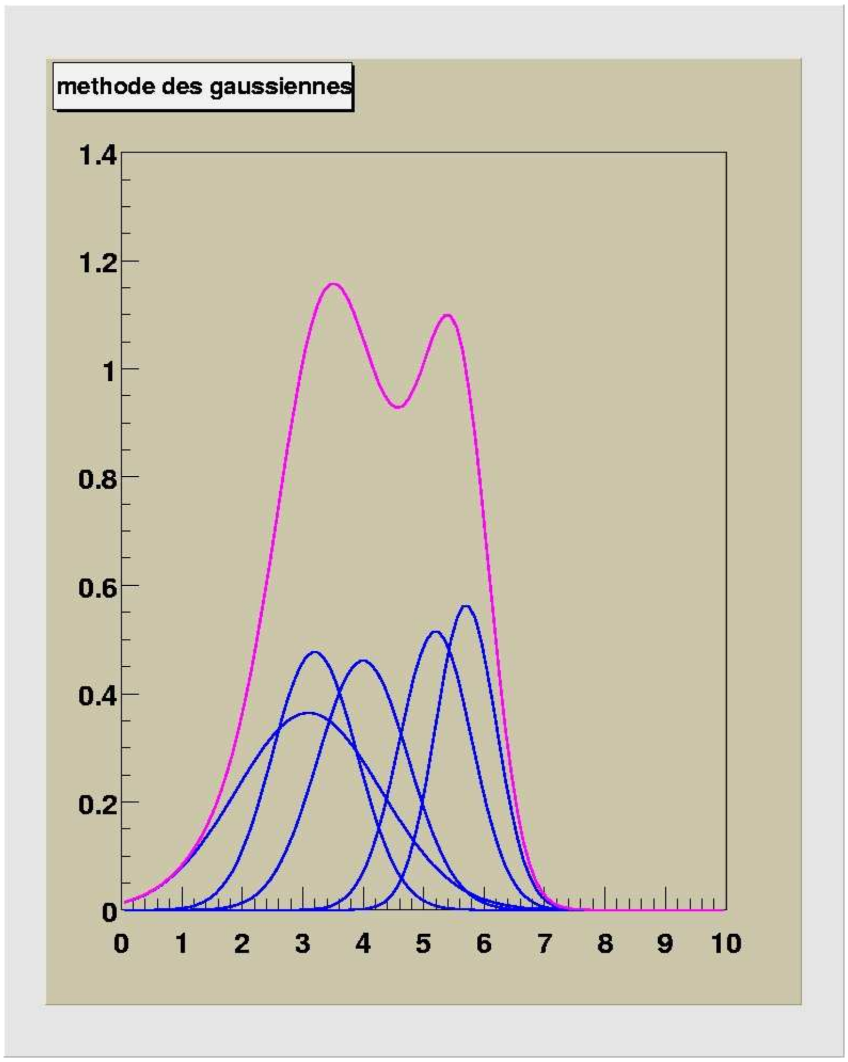

Figure 5.13 – Illustration de la reconstruction par la méthode des gaussiennes.

5.3.4.4 Reconstruction de vertex primaires et l'empilement d'événements

Une étude de reconstruction de vertex primaire par la méthode de "binning" (partie 5.3.4.1) a été faite pour 150 événements $q\ \bar{q}$ avec empilement d'événements. Dans notre cas, on définit l'événement "intéressant" comme l'événement qui a été sélectionné par le système de déclenchement et qui entraîne l'acquisition. Cet empilement d'événements sur l'événement "intéressant" (partie 5.3.1) apporte 15 fois plus de traces, mais la plupart de ces traces sont de faible impulsion. On peut alors distinguer facilement le vertex primaire associé à l'événement "intéressant" en choisissant le vertex primaire reconstruit ayant à la fois la plus grande impulsion transverse [6] et le plus grand nombre de traces associées (figures 5.14 et 5.15).

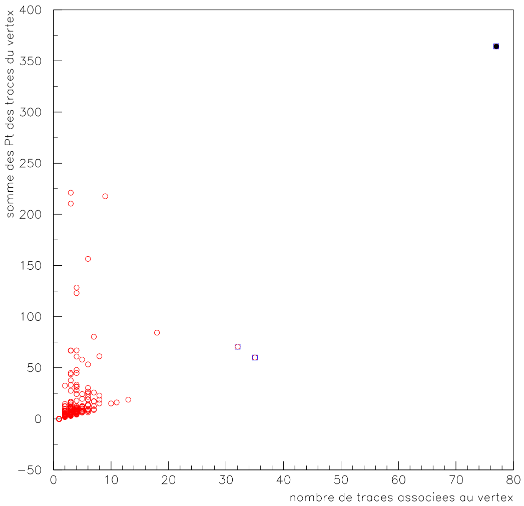

Figure 5.14 – Le nombre de traces associées à un vertex primaire en fonction de la somme des impulsions transverses des traces associées à ce vertex.

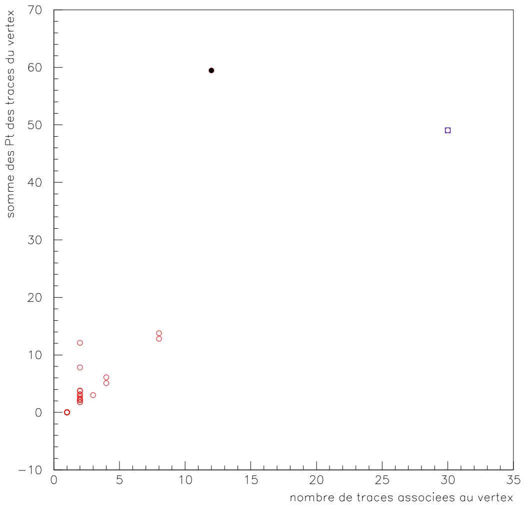

Figure 5.15 – Le nombre de traces associées à un vertex primaire en fonction de la somme des impulsions transverses des traces associées à ce vertex.

On se rend compte que ces deux conditions sont nécessaires car on reconstruit parfois des vertex primaires associés à un grand nombre de traces mais avec une impulsion transverse de quelques GeV au lieu des quelques dizaines de GeV attendus mais parfois le choix est plus complexe. Sur la figure 5.15, on observe deux vertex associés à un grand nombre de traces :

- un vertex associé à 30 traces et avec une impulsion transverse de $\sim$ 49,1 GeV, ce qui équivaut à 1,6 GeV/trace ;
- un vertex associé à 12 traces et avec une impulsion transverse de $\sim$ 59,5 GeV, ce qui équivaut à 5 GeV/trace.

Le vertex primaire de l'événement "intéressant" est le deuxième vertex car il est associé à des traces plus énergétiques.

Le fait de bien reconstruire la coordonnée z des vertex primaires est relativement simple. Mais reconstruire les trois coordonnées des vertex secondaires (associés à un nombre plus faible de traces) demande un algorithme de reconstruction plus complexe.

[6] L'impulsion transverse d'un vertex est la somme des impulsions transverses des traces qui lui sont associées.

5.3.5 Reconstruction de vertex secondaires par la méthode dite "Elastic Arms"

Le principe de cet algorithme appelé "Elastic Arms" (EA), est de reconstruire les vertex secondaires principalement dans le but de caractériser les jets issus de la fragmentation de quarks b. Cet algorithme se base sur le calcul d'un potentiel d'attraction des traces sur les vertex.

5.3.5.1 Généralités

L'enjeu de la reconstruction des vertex secondaires, déplacés par rapport à l'axe du faisceau, est à la fois d'associer les traces reconstruites d'un événement à un ensemble de $n+1$ vertex[7] et de positionner précisément ces vertex. Par exemple, pour un événement contenant une trentaine de traces et en considérant quatre vertex, le nombre de combinaisons possibles est de plus d'un milliard. Il est donc clair que nous n'avons pas le temps d'essayer toutes les combinaisons possibles et de comparer leur χ^2 (le χ^2 le plus faible donnant la meilleure combinaison possible).

Une autre solution consiste à associer chaque vertex à une paire de traces puis de calculer le χ^2 de chaque autre trace pour savoir avec quel vertex celle-ci doit être associée. Chaque décision d'association est alors prise localement (une trace à la fois) et on risque de trouver des solutions locales et non globales (figure 5.16).

Il y a fort longtemps, les alchimistes ont résolu ce problème en découvrant une façon intelligente d'éviter les minimums locaux. Leur métal devenait très cassant lorsqu'il refroidissait trop vite, mais un lent refroidissement (figure 5.17) laissait aux molécules le temps de s'installer niveau d'énergie global le plus bas (système pouvant être décrit par une distribution de Boltzman), ce qui a contribué à avoir une structure plus régulière et donc plus résistante. Cette technique est appelée "*Elastic Arms*" (EA) à cause de la relation d'association variable ("elastic") entre les vertex et les traces ("arms").

[7] où n est le nombre de vertex secondaires

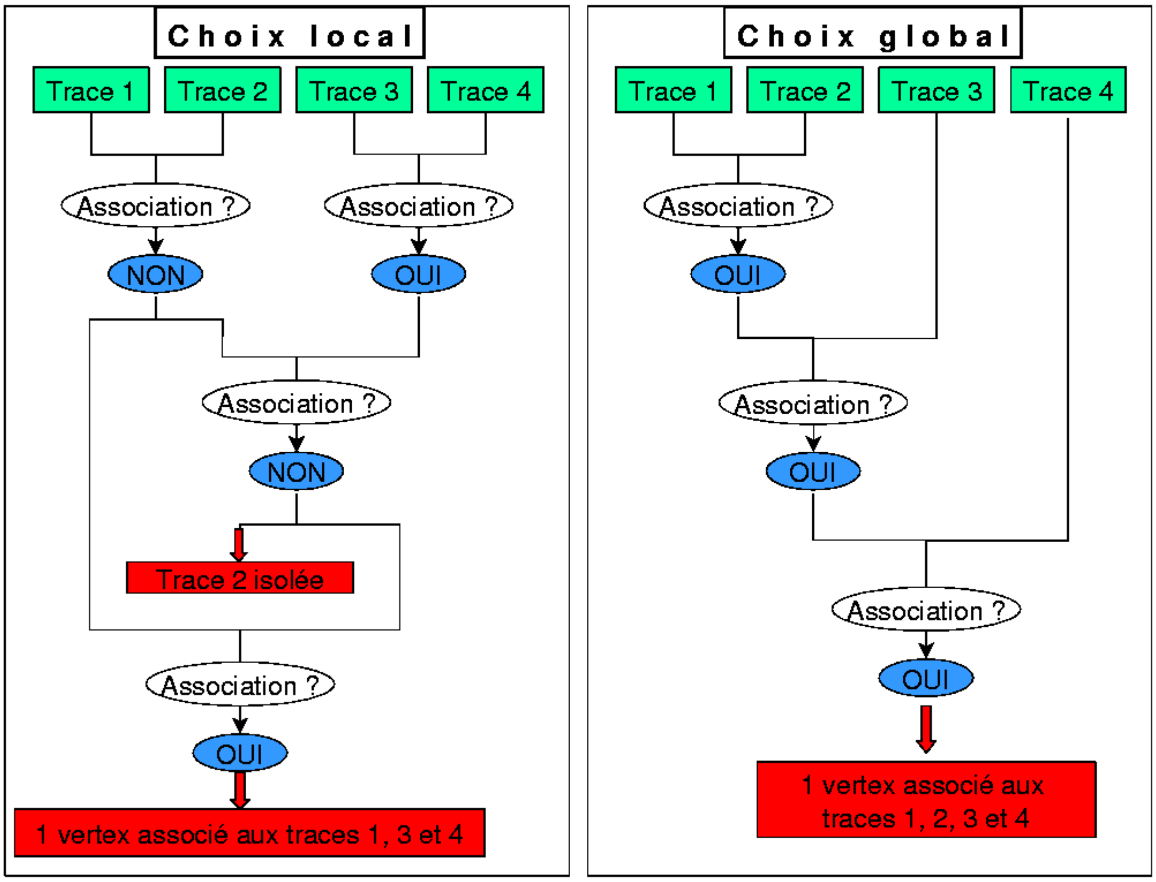

Figure 5.16 – A partir de 4 traces simulées provenant du même vertex primaire, on cherche à associer les traces reconstruites à un même vertex reconstruit. On remarque que le vertex reconstruit par la méthode locale (à gauche) n'est associé qu'á trois traces alors que le vertex reconstruit par la méthode globale (à droite) est bien associé aux quatre traces.

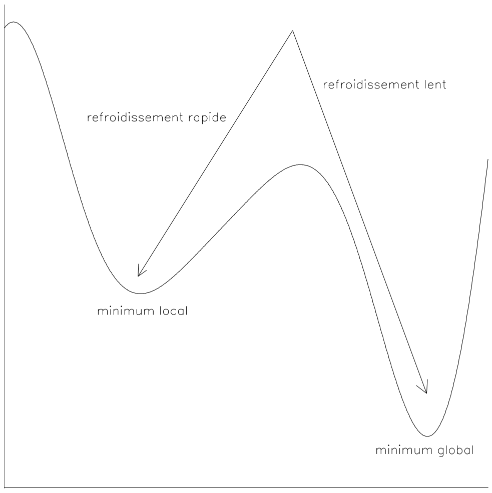

Figure 5.17 – Un refroidissement rapide conduit à un niveau d'énergie plus faible mais qui est minimum local alors qu'un refroidissement plus lent conduit au niveau d'énergie minimum qui est le minimum global.

Une façon d'appliquer cette idée d'EA à la recherche de vertex secondaires est de choisir une distribution de Boltzman en χ^2, contrairement à une simple coupure fixée en χ^2. En d'autres termes, de tester chaque solution possible à l'aide d'une série de solutions en requérant un χ^2 de reconstruction minimum et en abaissant petit à petit la température (celle de la distribution de Boltzman) jusqu'à un seuil. Ce χ^2 peut être considéré comme une énergie ; cette énergie est d'autant plus importante que les traces sont éloignées des vertex auxquels elles sont associées. Le but est donc de minimiser cette énergie. A l'aide d'itérations successives, ces multiples vertex reconstruits vont progressivement se déplacer vers leur véritable position (x, y, z) et lorsque la température du système s'est suffisamment abaissée, les paramètres devraient être proches des paramètres simulés.

L'algorithme EA a été développé au début des années 90 dans la cadre de l'expérience DELPHI par Ohlsson, Peterson et Yuille [OHL92] pour la reconstruction des traces en associant correctement les "hits" aux traces.

En s'appuyant sur ces idées, l'algorithme EA a pour objectif de trouver à la fois le nombre exact de vertex et de reconstruire précisément leur position à partir des traces reconstruites.

5.3.5.2 Description

Une démarche classique pour trouver plus facilement les vertex secondaires est de limiter la recherche en sélectionnant les traces qui passent loin du vertex primaire en établissant une coupure sur le paramètre d'impact. En réalité, l'idéal serait de reconstruire le vertex primaire avec les traces de faible paramètre d'impact (à moins de 5 σ, paragraphe 5.3.3) puis de reconstruire le vertex secondaire uniquement avec les traces incompatibles avec le vertex primaire. Dans notre cas, parmi toutes les traces reconstruites, seules les traces dont le paramètre d'impact dans le plan transverse (au faisceau) est supérieur à 3σ seront conservées (où σ est l'erreur sur la position par rapport à l'axe du point d'impact). Ce choix de coupure est justifié au paragraphe 5.3.5.3.1. Ces traces sélectionnées permettent de déterminer la position de l'ensemble des vertex candidats comme l'intersection de 2 traces sélectionnées. Chacun de ces vertex candidats est nécessaire comme point de départ à l'algorithme EA et est appelé "vertex seed". On conservera uniquement les "vertex seed" si leur χ^2 est inférieur à 20, sachant que le χ^2 est d'autant plus faible que la reconstruction est précise.

Ensuite, pour chaque itération en température T et pour chaque couple *(trace i, "vertex seed" j)*, l'agorithme itératif EA détermine le potentiel d'attraction $V_{i,j}$ (une distribution de Boltzman en χ^2) défini par

$$V_{i,j} = \frac{e^{-\chi^2_{i,j}/T}}{e^{-\Lambda/T} + \Sigma_j e^{-\chi^2_{i,j}/T}} \tag{5.2}$$

- où $\chi^2_{i,j} = P\ E^{-1}\ {}^TP$, avec E la matrice d'erreur en position de la trace i et le vecteur P la distance entre la trace i et le "vertex seed" j (${}^tP$ est le transposé du vecteur P) ;
- où $\Lambda = 4$ et permet le calcul du potentiel $V_{i,j}$ en tenant compte des traces isolées ;
- et où T est sans unité et $T = 200/k$ avec k l'indice itératif variant entre 1 et 50 par pas de 1. On remarque que la température T baisse fortement au départ (elle passe de 200 à 50 en 4 itérations) éliminant ainsi rapidement les "vertex seed" mal placés puis elle baisse plus progressivement pour laisser aux autres vertex trouver "naturellement" leur position.

En observant l'équation 5.2, on peut vérifier que plus les traces sont éloignées, plus le $\chi^2_{i,j}$ est important et moins le potentiel d'attraction $V_{i,j}$ est important. Mais ce potentiel varie assez peu en fonction de l'itération en température T.

L'objectif de ce potentiel d'attraction $V_{i,j}$ est de déterminer la valeur du déplacement de chaque "vertex seed". En effet, pour chaque température T et pour chaque trace i, les "vertex seed" j se déplacent de (Δx_j, Δy_j, Δz_j) définis par :

$$(\Delta x_j, \Delta y_j, \Delta z_j) = -\eta \times \Sigma_j V_{i,j} \times (\partial d_{i,j}/\partial x_j, \partial d_{i,j}/\partial y_j, \partial d_{i,j}/\partial z_j) \tag{5.3}$$

- où $\eta = 0,5 \times 10^{-4}/k^{0,8}$ détermine l'ordre de grandeur du déplacement ;
- et où les dérivées $(\partial d_{i,j}/\partial x_j, \partial d_{i,j}/\partial y_j, \partial d_{i,j}/\partial z_j) = (\partial \chi^2_{i,j}/\partial x_j, \partial \chi^2_{i,j}/\partial y_j, \partial \chi^2_{i,j}/\partial z_j)$ sont calculées numériquement par pas de 1 μm sur les axes x, y et z.

Toutes les traces i contribuent donc à déterminer la position de ces "vertex seed" j. De plus, on remarque que plus l'itération k augmente, plus la température T diminue ($T = 200/k$) et moins les "vertex seed" peuvent se déplacer. On dit que le système des "vertex seed" se refroidit peu à peu. La fonction de minimisation d'énergie est alors $E = \frac{1}{\beta}\Sigma_i log(e^{-\beta\Lambda + \sigma_j e - \beta\chi^2_{i,j}})$.

L'algorithme EA possède aussi une fonction de fusion des vertex très proches : si 2 "vertex seed" sont distants de moins de 100 μm, on ne garde qu'un seul "vertex seed". Ce processus de fusion est effectué à la fin de chaque itération en température.

L'algorithme EA arrête les itérations en température pour trois types de cas :
- Cas 1 : tous les "vertex seed" convergent en position (déplacement entre 2 itérations en température inférieur à 20 μm) après au moins 3 itérations en température,
- Cas 2 : tous les "vertex seed" divergent en position (déplacement entre 2 itérations en température supérieur à 500 μm) après au moins 3 itérations en température,
- dans tous les autres cas : arrêt à la 50^{eme} itération.

A la fin des itérations en température, chaque trace est associée au "vertex seed" le plus proche. Notons que les "vertex seed" associés à moins de 2 traces sont éliminés. Puis lorsque l'on a identifié toutes les traces provenant d'un même vertex, on utilise la *méthode de linéarisation* (la classe *LinearVertexFitter*). Cette méthode itérative est basée sur l'approximation des traces par des droites (au voisinage du vertex), et le point où la trace est tangente à cette droite est appelé point de linéarisation. La position du vertex est déterminé par l'intersection de ces droites (figure 5.18). Cette méthode très rapide fournit une estimation très précise de la position du vertex, avec une erreur de moins de 1 μm (si la distance entre le point de linéarisation et le vertex est de moins de 1 mm) [KAR97].

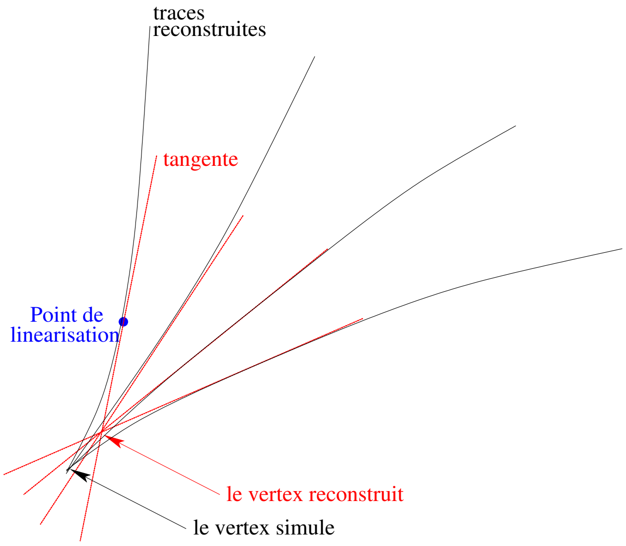

Figure 5.18 – Illustration de la méthode de linéarisation : les trajectoires sont approximées par des droites dont l'intersection fournit la position du vertex.

Cette méthode nous permet d'obtenir la position finale et le nombre final des vertex reconstruits par l'algorithme EA.

5.3.5.3 Choix des paramètres

Le but de l'algorithme EA est de faire converger la position des "vertex seed" vers la position des vertex simulés en un nombre minimum d'itérations en température. Les différents paramètres permettant d'améliorer les performances de l'algorithme EA pour un maximum d'événements sont :

- le paramètre η (équation 5.3) qui conditionne l'ordre de grandeur du déplacement en position des "vertex seed" ; il doit être suffisamment grand pour une convergence rapide tout en évitant la divergence en position des "vertex seed" ;
- le paramètre $\beta = \frac{1}{T}$ (équation 5.2) qui détermine la valeur du potentiel d'attraction entre un "vertex seed" et une trace ;
- le paramètre Λ (équation 5.2) qui doit être de l'ordre de grandeur du χ^2 pour une trace éloignée de l'ensemble des "vertex seed" et des autres traces ;
- le pas pour le calcul de la dérivée qui doit être assez petit pour un calcul précis ; dans notre cas, nous avons choisi un pas de 1 μm pour chaque axe x, y et z ;

– la distance limite de fusion entre deux vertex qui doit être harmonisée en fonction du déplacement moyen des "vertex seed" entre deux itérations en température.

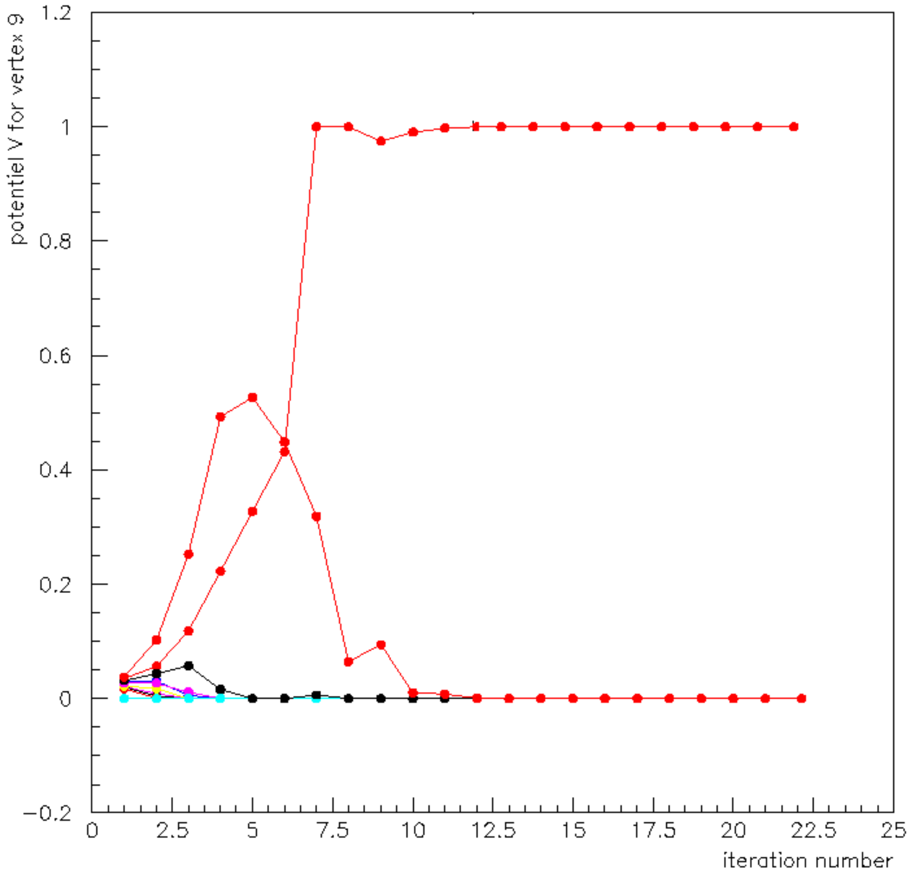

Figure 5.19 – Variation du potentiel d'attraction (équation 5.2) de chaque trace sur un "vertex seed" j en fonction des itérations en température.

Avant tout, le paramètre $\beta = \frac{1}{T}$ doit être relié à la distance entre le "vertex seed" j considéré et les traces. La figure 5.19 montre un vertex d'abord principalement attiré par 2 traces puis par une seule trace au fur et à mesure des déplacements de ce "vertex seed" à chaque nouvelle itération en température. L'attraction des autres traces reste négligeable pour ce "vertex seed" j.

Il faut de plus évaluer le paramètre η pour un déplacement de la position de chaque "vertex seed" qui ne soit ni trop grand, ni trop faible. Un déplacement trop important entraînerait une instabilité en position des "vertex seed" (figure 5.20). Ce phénomène de divergence est amplifié pour les "vertex seed" proches d'un grand nombre de traces qui attirent toutes ces "vertex seed". Et une valeur de η trop faible empêcherait les "vertex seed" de converger en une position unique (figure 5.21).

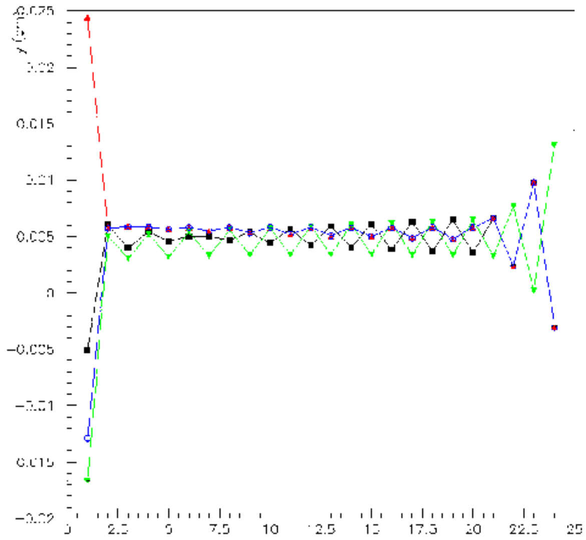

Figure 5.20 – Variation de la position y (en cm) des "vertex seed" (une couleur par "vertex seed") en fonction des itérations en température avec un paramètre η trop important.

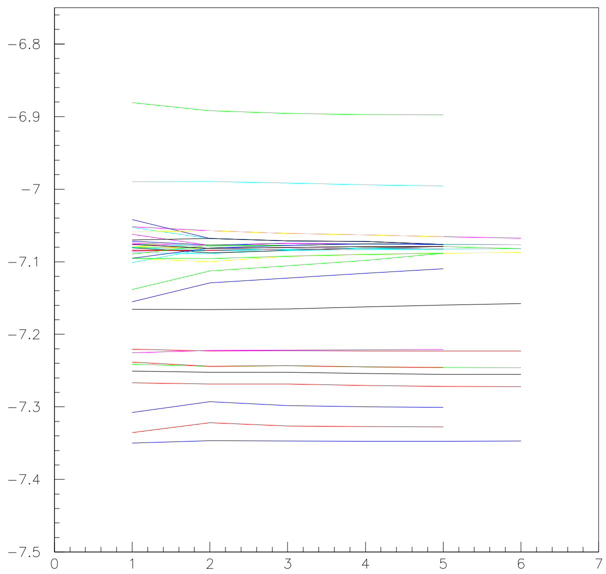

Figure 5.21 – Variation de la position z (en cm) des "vertex seed" en fonction des itérations en température avec un paramètre η trop faible.

Pour les traces (i) isolées, la valeur du $\chi^2_{i,j}$ avec les "vertex seed" j est faible et on a alors $\frac{e^{-\chi^2_{i,j}/T}}{\Sigma_j e^{-\chi^2_{i,j}/T}} \simeq \frac{1}{\text{Nombre de traces}}$. En revanche, grâce à l'introduction du terme $e^{-\Lambda/T}$ (avec $\Lambda = 4$), ces traces isolées n'attirent plus autant les "vertex seed". Néanmoins, ce terme ralentit la convergence en position de certains "vertex seed" éloignés (figure 5.22) et il apparaît nécessaire de redéterminer les paramètres η et β.

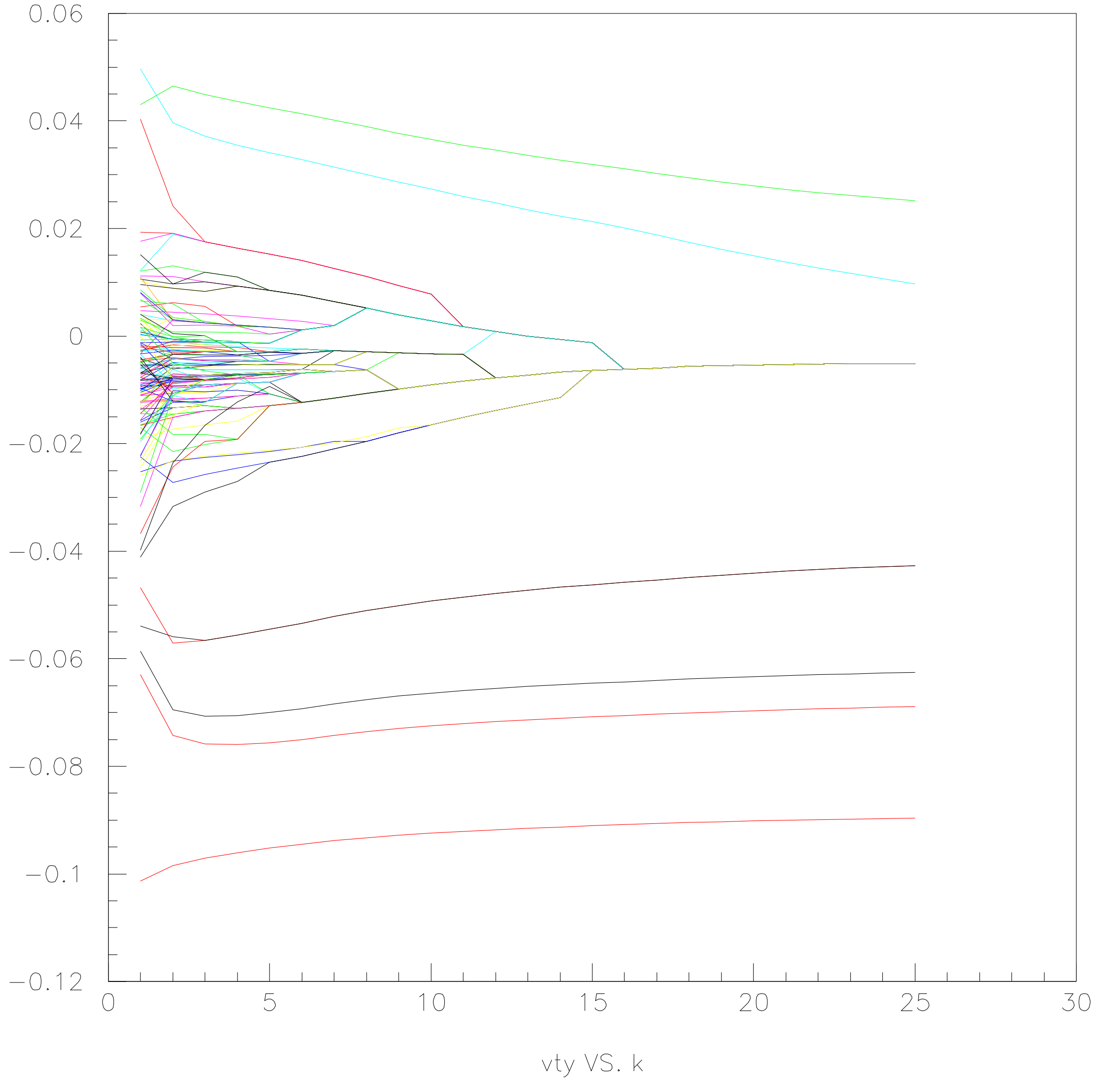

Figure 5.22 – Variation de la position y (en cm) des "vertex seed" en fonction des itérations en température après l'introduction du paramètre Λ.

De plus, pour certains événements, les "vertex seed" divergent spontanément en position (figure 5.23). Dans ce cas, soit on réévalue les paramètres η et β pour cet événement spécifique, soit on fixe une valeur maximale au nombre d'itérations en température (dans notre cas, nous choisissons un nombre d'itération maximale de 50).

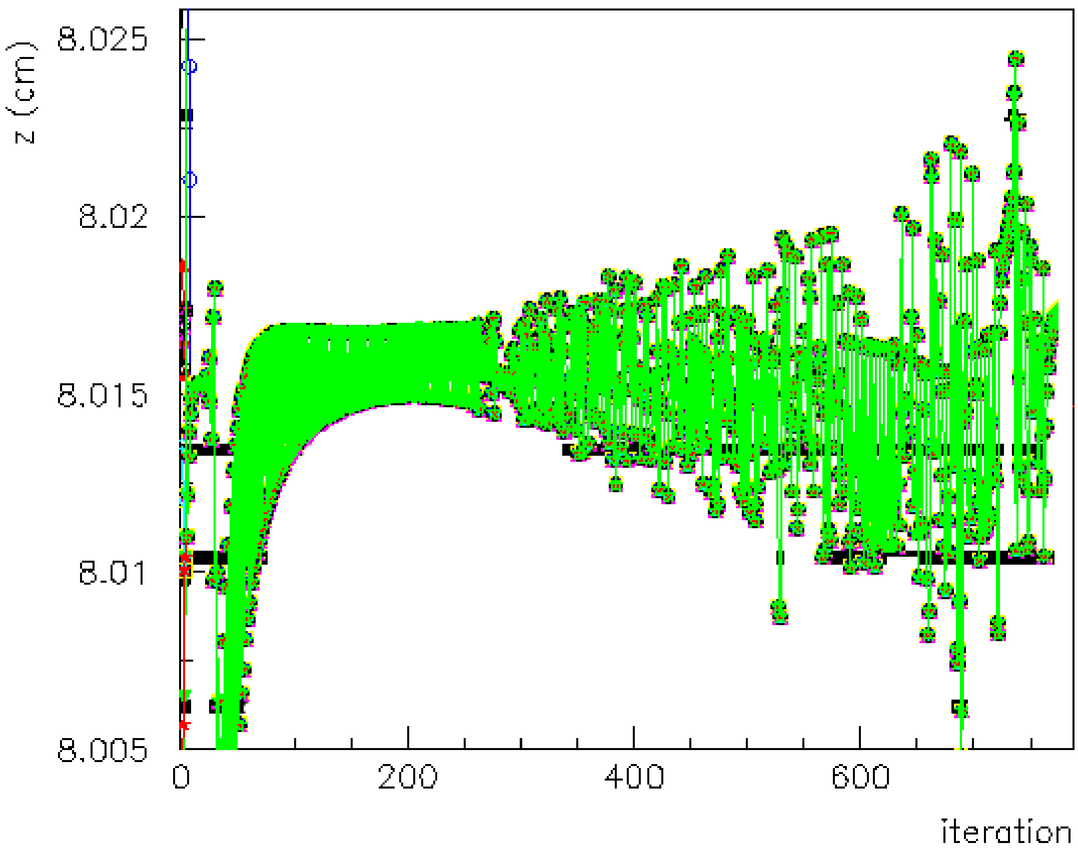

Figure 5.23 – Cas de divergence spontanée en position z (en cm) de "vertex seed" sans aucune constatation de convergence pendant 800 itérations en température.

Une fois tous ces paramètres évalués, les "vertex seed" peuvent alors se déplacer au fur et à mesure des itérations en température. Plus l'itération en température augmente, moins les "vertex seed" se déplacent pour converger vers une ou plusieurs positions finales (figure 5.24). De plus, on remarque le bon fonctionnement de la fusion des "vertex seed" proches (moins de 100 μm).

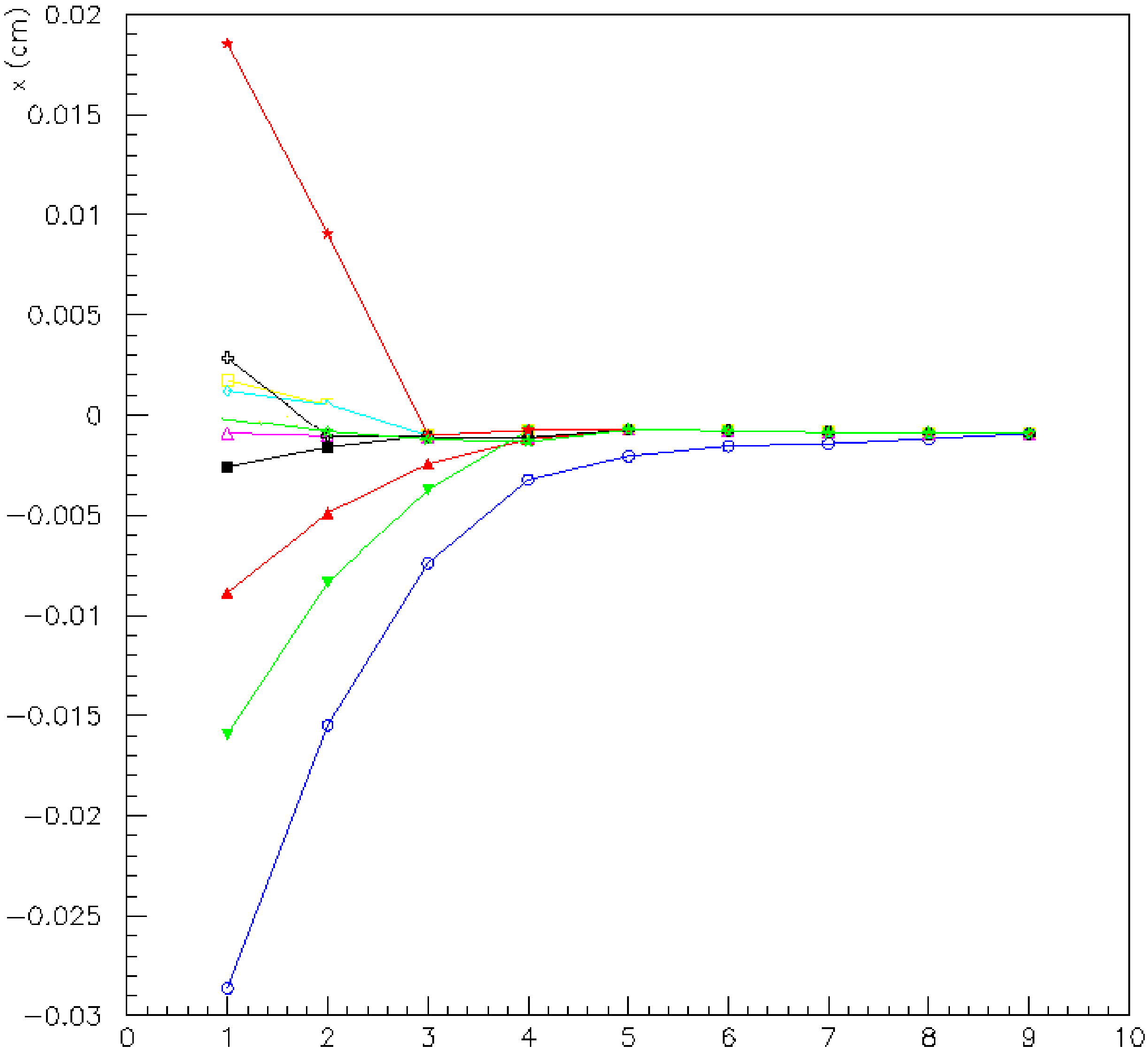

Figure 5.24 – Variation de la position x (en cm) de 10 "vertex seed" en fonction des itérations en température pour un événement contenant 5 traces.

Sur les figures 5.25 et 5.26, on visualise en 3 dimensions le pouvoir d'attraction des traces sur les "vertex seed" en direction du vertex primaire. Cette visualisation est rendue possible grâce au développement de programmes permettant la visualisation de la position de vertex simulés, de vertex reconstruits (avec accès à l'erreur sur la position) dans le cadre d'IGUANA (Interactive Graphical User ANAlysis) [IGU]. Ces programmes permettent aussi la visualisation du déplacement de "vertex seed" entre chaque itération en température de l'algorithme EA.

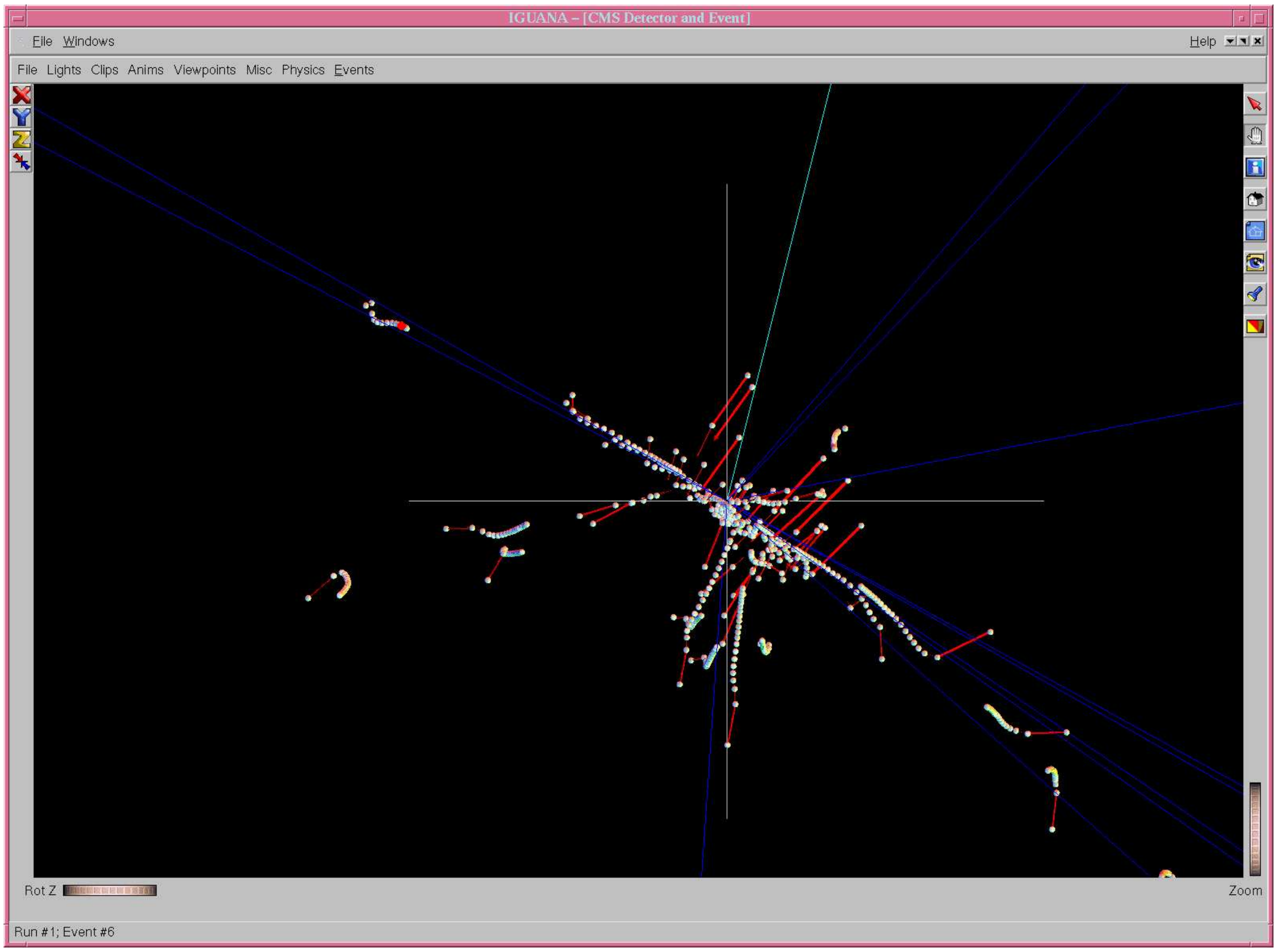

Figure 5.25 – Un événement $b\,\bar{b}$ contenant 48 traces simulées (ligne bleue) et 135 "vertex seed". Un "vertex seed" est representé par un ensemble de sphères (une sphère pour chaque itération) connectées entre elles par des lignes rouges.

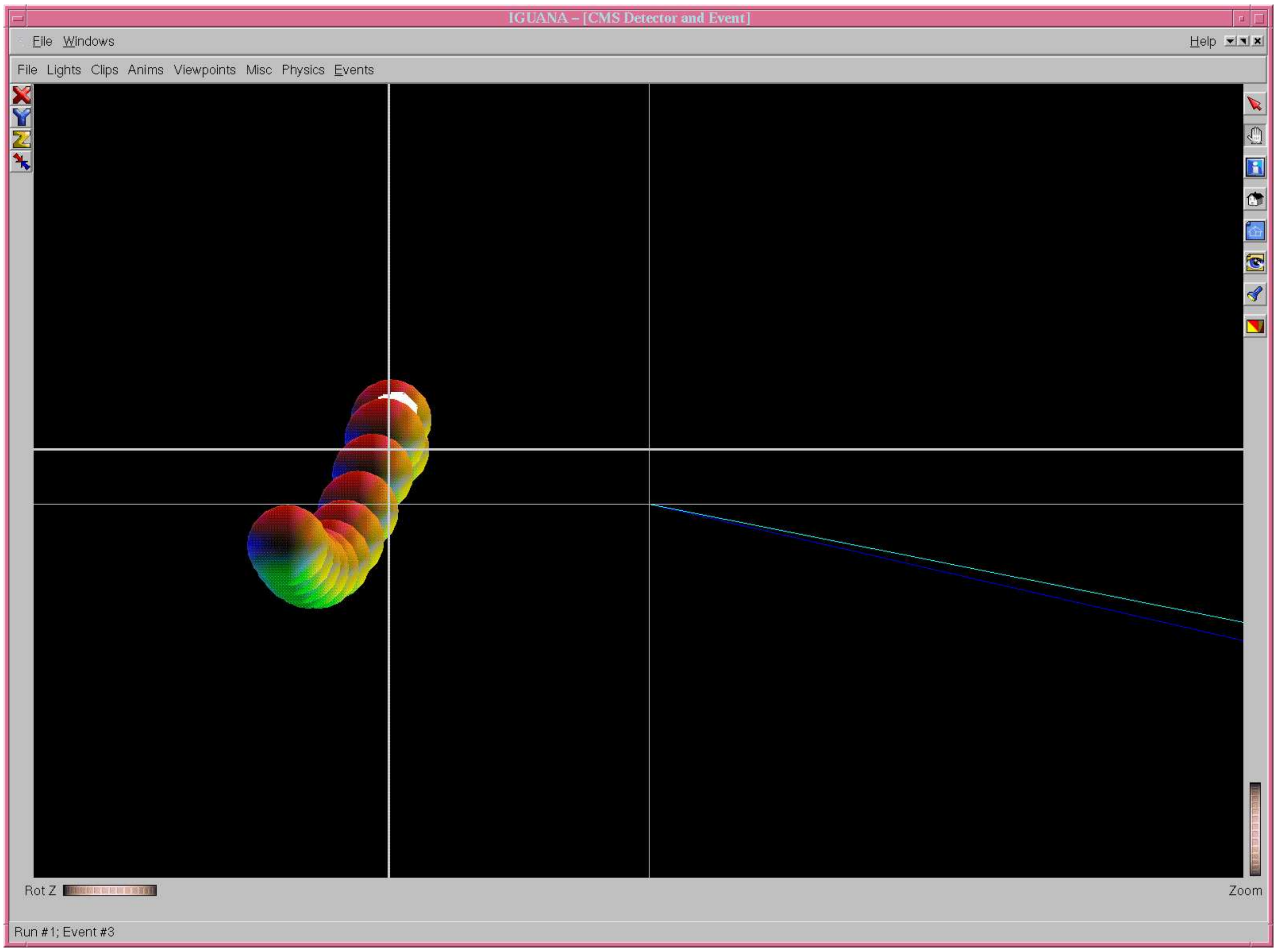

Figure 5.26 – Gros plan sur le déplacement d'un "vertex seed (representé par un ensemble de sphères, une sphère pour chaque itération, connectées entre elles par des lignes rouges) vers un vertex secondaire reconstruit (croix blanche épaisse) situé à 3.3 μm du vertex simulé (croix blanche fine) d'où partent deux traces (ligne bleue).

5.3.5.3.1 Effet de la coupure sur le paramètre d'impact

Le programme EA est consacré à la recherche de vertex secondaires en vue de l'identification de jets issus de la fragmentation de quarks b. Ainsi pour créer les "vertex seed", les vertex secondaires potentiels, on ne sélectionne que les traces avec un grand paramètre d'impact. Dans la table 5.6, le nombre de traces sélectionnées pour les événements $b\bar{b}^{(8)}$ et $q\bar{q}^{(8)}$ sont indiquées pour les différentes coupures sur la significance du paramètre d'impact transverse. La significance sur le paramètre d'impact transverse étant défini comme le rapport de la valeur du paramètre d'impact transverse sur son erreur. Cette coupure permet

[8]Evénements avec une coupure en énergie de 50 GeV, avec $\eta < 1,4$ et sans empilement.

d'éliminer un maximum de traces primaires reconstruites tout en gardant un maximum de traces secondaires reconstruites.

coupure sur la significance du paramètre d'impact transverse	2	3	4	5
nombre de traces sélectionnées pour les événements $b\bar{b}$	31,8%	24,7%	20,6%	17,2%
nombre de traces sélectionnées pour les événements $q\bar{q}$	13,0%	7,1%	5,1%	4,3%

Tableau 5.6 – Nombre de traces reconstruites ayant une significance du paramètre d'impact transverse plus importante que la coupure.

Les traces simulées des événements $q\bar{q}$ proviennent principalement des vertex primaires (90-95 %), et, les traces simulées des événements $b\bar{b}$ proviennent à la fois des vertex primaires ($\simeq$ 75 %) et secondaires ($\simeq$ 25 %). Le but de cette coupure sur le paramètre d'impact transverse est d'éliminer un maximum de traces des événements $q\bar{q}$ tout en gardant les traces des événements $b\bar{b}$ qui proviennent de vertex secondaires. La coupure sur le paramètre d'impact transverse à 3 σ semble être la coupure qui élimine le plus de traces $q\bar{q}$ sans trop éliminer de traces $b\bar{b}$.

5.3.5.4 Application à la reconstruction de vertex

Pour chaque événement, on détermine les traces reconstruites, les traces simulées, les vertex reconstruits et les vertex simulés. Les vertex primaires sont reconstruits par la méthode des amas (décrite chap 5.3.4.2) et dans le cas de plusieurs vertex primaires, on ne garde que le vertex associé à plus d'une trace et avec la plus grande impulsion transverse des traces associées au vertex. Les vertex secondaires sont reconstruits par l'algorithme EA (décrit chap 5.3.5.2). De plus, pour chaque trace reconstruite, on cherche la trace simulée associée puis on reconstruit le vertex simulé associé à chaque trace en ne gardant que les vertex simulés associés à un minimum de 2 traces.

5.3.6 Programmes alternatifs pour la reconstruction de vertex secondaires

Deux programmes alternatifs pour la reconstruction de vertex secondaires, la méthode de "PrimaryVertexFinder" et la méthode de $D_0\phi$, sont brièvement décrites ci-dessous. Les performances de reconstruction de ces deux programmes ont servi de comparaison à l'algorithme EA en terme d'efficacité, de taux de vertex fantômes (paragraphe 5.4.2.2) et de rapidité d'exécution (paragraphe 5.4.2.4). Les résolutions sur les vertex reconstruits ne sont pas connues pour ces programmes alternatifs.

5.3.6.1 La méthode de "PrimaryVertexFinder" (PVF)

Cette méthode a été conçue pour reconstruire le plus rapidement possible les vertex primaire et secondaires d'un jet issu de la fragmentation de quark b.

Cet algorithme récursif recherche le vertex associé à un ensemble de traces. D'abord on détermine la qualité de reconstruction du vertex reconstruit (par un calcul de χ^2) et si ce vertex est correctement reconstruit, les traces associées à ce vertex sont exclues du nouvel ensemble de traces (par un calcul de "compatibilité"). Une fois ces traces éliminées, on recherche un nouveau vertex avec un nouvel ensemble de traces. De nouveaux vertex sont recherchés tant qu'il reste des traces incompatibles avec les vertex progressivement trouvés [ORC].

L'optimisation de cet algorithme est simple car seulement deux paramètres peuvent être ajustés : la coupure sur la valeur du χ^2 de reconstruction du vertex et la coupure de "compatibilité" entre une trace et un vertex. Un vertex est considéré comme bien reconstruit si la valeur de son χ^2 de reconstruction est inférieur à 0,5 et une trace est dit "compatible" avec un vertex pour "probabilité de compatibilité" supérieure à 5%.

5.3.6.2 La méthode de $D_0\phi$

Cette méthode a déjà été utilisée par la collaboration CDF pour la découverte du quark top [ABE94]. Cet algorithme est basé sur l'existence d'une dépendance entre le paramètre d'impact transverse d'une trace (d_0) et son angle azimutal (ϕ) dans le plan transverse ($r-\phi$). En effet, si le paramètre d'impact transverse de la trace est du même signe que son moment angulaire, on a la relation suivante : $d_0 \sim lsin(\phi-\phi_0) \sim l(\phi-\phi_0)$ où l est la distance transverse entre le vertex primaire et le vertex secondaire considéré et ϕ_0 l'angle azimuthal associé (figure 5.27). Les traces provenant du vertex primaire sont définies telles que ($d_0 \simeq 0, \phi$). Et les traces telles que ($d_0 = l(\phi-\phi_0), \phi$) sont originaires d'un vertex secondaire. D'autre part, il existe autant de vertex secondaires que de couples (l, ϕ_0) (figure 5.27) [ORC].

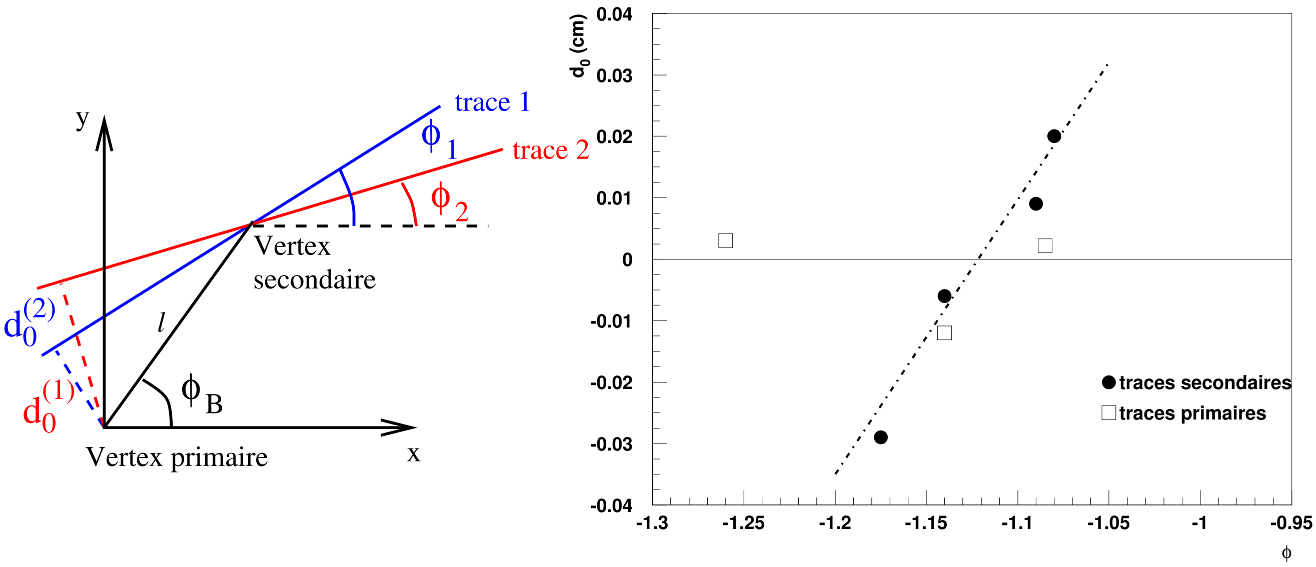

Figure 5.27 – Illustration de la méthode de $D_0\phi$.

Une fois l'ensemble des traces associées à un même vertex défini, on détermine la position du vertex par la *méthode de linéarisation* (la classe *LinearVertexFitter*).

5.4 Performance de l'algorithme EA et identification de jets b

5.4.1 Evaluation des performances de l'algorithme EA

Pour évaluer les performances de l'algorithme EA, diverses valeurs de paramètres comparatifs pour les événements $b\bar{b}$ et $q\bar{q}$ ont été résumées dans la table 5.7. L'étude a porté sur 2569 événements $b\bar{b}$ et $q\bar{q}$ de 50 GeV avec $\eta > 1,4$. Les événements $q\bar{q}$ sont analysés à titre comparatif. Seuls les événements dans lesquels au moins deux traces produisent un "vertex seed" de χ^2 supérieur à 20 peuvent être analysés par l'algorithme EA (ligne 6 du tableau 5.7). Le pourcentage important d'événements $q\bar{q}$ non analysés par l'EA est lié au fait que peu de traces $q\bar{q}$ passent la coupure sur le paramètre d'impact (ligne 9 du tableau 5.7). En effet, les événements $q\bar{q}$ produisent majoritairement des vertex primaires et très peu de vertex secondaires. De plus, pour les événements contenant un nombre important de traces, les vertex simulés n'ont pas pu être produits (ligne 7 du tableau 5.7) à cause d'une erreur encore non déterminée dans la génération des vertex simulés.

Une première façon d'évaluer les performances de l'algorithme EA est de savoir qu'il converge en une vingtaine d'itérations en température (ligne 8 du tableau 5.7) et que peu

1	type d'événement	$b\bar{b}$	$q\bar{q}$
2	Energie (GeV)	50 GeV	50 GeV
3	Limite en η	$\eta < 1,4$	$\eta < 1,4$
4	avec ou sans empilement ?	sans empilement	sans empilement
5	Nombre d'événements étudiés	2569	2569
6	Nombre d'événements étudiés par l'EA	2326 (90,5 %)	2542 (98,9%)
7	Nombre d'événements étudiés avec des vertex simulés	2007 (78,1 %)	2490 (96,9 %)
8	Nombre moyen d'itérations maximales	$19,7 \pm 6,4$	$29,1 \pm 15,4$
9	Nombre d'événements sans création de "vertex seed"	268 (10,4 %)	2167 (84,3 %)
10	Nombre d'événements ayant atteint 50 itérations	5 (0,2 %)	49 (1,9 %)
11	Nombre moyen de "vertex seed" à la première itération	$8,2 \pm 5,8$	$2,5 \pm 0,8$
12	Nombre moyen de "vertex seed" à la dernière itération	$5,8 \pm 4,2$	$2,2 \pm 0,6$
13	Nombre de vertex primaires	2569	2508
14	Nombre de vertex secondaires	4800	247
15	Nombre de traces par vertex primaire	$20,2 \pm 5,3$	$18,9 \pm 5,4$
16	Nombre de traces par vertex secondaire	$3,0 \pm 1,5$	$2,9 \pm 1,8$
17	Nombre moyen de vertex reconstruits par événement	$2,9 \pm 1,3$	$1,1 \pm 0,3$
18	Nombre moyen de vertex simulés par événement	$5,5 \pm 1,2$	$1,7 \pm 0,9$

Tableau 5.7 – Caractéristiques comparatives pour les événements $b\bar{b}$ et $q\bar{q}$ permettant d'évaluer les performances de l'algorithme EA.

d'événements nécessitent 50 itérations pour converger (ligne 10 du tableau 5.7). D'autre part, en négligeant le fort écart-type, l'évolution du nombre de "vertex seed" au cours des itérations (ligne 11 et 12 du tableau 5.7) montre une faible diminution du nombre de "vertex seed" bien que la condition de fusion de deux vertex sont d'être distants de moins de 100 μm. En outre, pour chaque itération en température , les "vertex seed" sont plus ou moins attirés par chaque trace reconstruite (formule 5.3) et l'ordre de grandeur du déplacement est d'environ 3,1 μm pour chaque trace.

Les vertex primaires sont associés à une vingtaine de traces alors que les vertex secondaires sont associés à en moyenne 3 traces. Le nombre de traces reconstruites associées à un vertex peut être utilisé pour différencier les vertex primaires et secondaires (tableau 5.8).

coupure sur le nombre de traces associées	moins de 5	moins de 7	plus de 15	plus de 20	plus de 25
vertex primaire de $b\bar{b}$	0,0%	0,2%	77,9%	44,6%	16,1%
vertex primaire de $q\bar{q}$	0,1%	0,6%	70,2%	36,5%	11,9%
vertex secondaire de $b\bar{b}$	61,2%	65,6%	0,0%	15,0%	7,1%
vertex secondaire de $q\bar{q}$	90,1%	96,4%	0,2%	0,1%	0,0%

Tableau 5.8 – Différentes coupures sur le nombre de traces reconstruites associées à un vertex reconstruit (primaire ou secondaire) sur une base de 2570 événements $b\bar{b}$ et $q\bar{q}$.

Enfin, dans le programme de test (paragraphe 5.3.5.4), les vertex primaires sont reconstruits par la méthode des amas. Mais, même si l'algorithme EA n'a pas pour but de reconstruire les vertex primaires, ce programme reconstruit 32 % des vertex primaires $b\bar{b}$ (avec une erreur inférieure à 5 μm) en dépit de la sélection sur les traces (significance sur le paramètre d'impact supérieure à 3). Il ne reconstruit que 15 % des vertex primaires $q\bar{q}$ car un faible nombre de traces $q\bar{q}$ ont une significance sur le paramètre d'impact supérieure à 3. Les vertex primaires reconstruits par l'algorithme EA sont associés à 13 ± 8 traces reconstruites au lieu de 20 ± 5 pour les vertex primaires reconstruit classiquement et la résolution sur les vertex primaires reconstruits par l'algorithme EA est deux fois moins bonne que celle sur les vertex reconstruits par la méthode des amas.

5.4.2 Les vextex : résolution, efficacité et vertex fantômes

Maintenant que l'algorithme EA a été évalué, il faut déterminer si ce programme est compétitif pour la reconstruction de vertex secondaires pour des événements $b\,\bar{b}$ par rapport aux méthodes PVF et $D_0\phi$ (paragraphes 5.3.6.1 et 5.3.6.1). A cette fin, nous étudierons quatre critères basés sur les performances de l'algorithme :
– la résolution, c'est-à-dire si le vertex reconstruit est proche du vertex simulé ;

– l'efficacité, c'est-à-dire si on reconstruit le bon nombre de vertex ;
– le taux de vertex fantômes, c'est-à-dire si on ne reconstruit pas trop de vertex ;
– et le temps CPU mis par l'algorithme EA pour reconstruire ces vertex secondaires.

5.4.2.1 La résolution

A chaque vertex reconstruit (x_r, y_r, z_r), on associe le vertex simulé le plus proche (x_s, y_s, z_s) et on détermine leur différence en position selon les axes x, y et z : ($\Delta_x = x_r - x_s$, $\Delta_y = y_r - y_s$, $\Delta_z = z_r - z_s$). Les résolutions en x, y et z sont définies comme égales aux écarts-types des distributions Δ_x, Δ_y et Δ_z que l'on estime par une gaussienne pour les vertex primaires (figures 5.28 et 5.29) et par deux gaussiennes (une large et une plus piquée) sommées pour les vertex secondaires (figures 5.30 et 5.31). La résolution est fournie par les paramètres de la gaussienne la plus piquée.

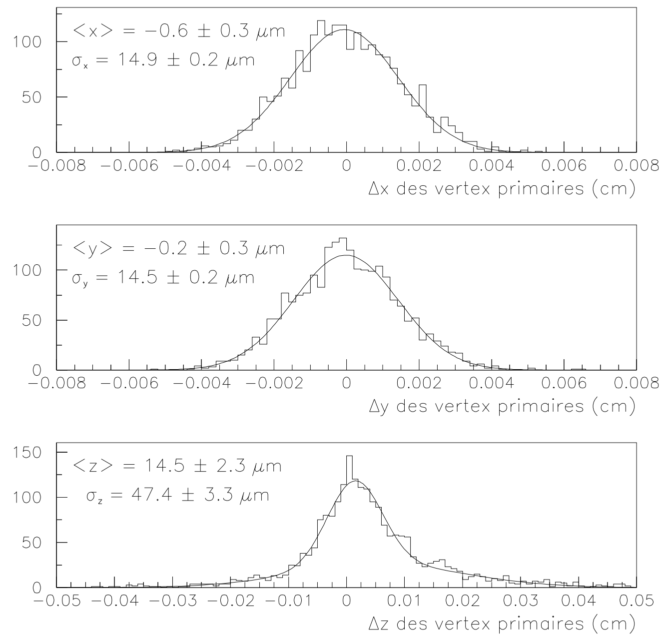

Figure 5.28 – Evénements $b\bar{b}$ à 50 GeV.

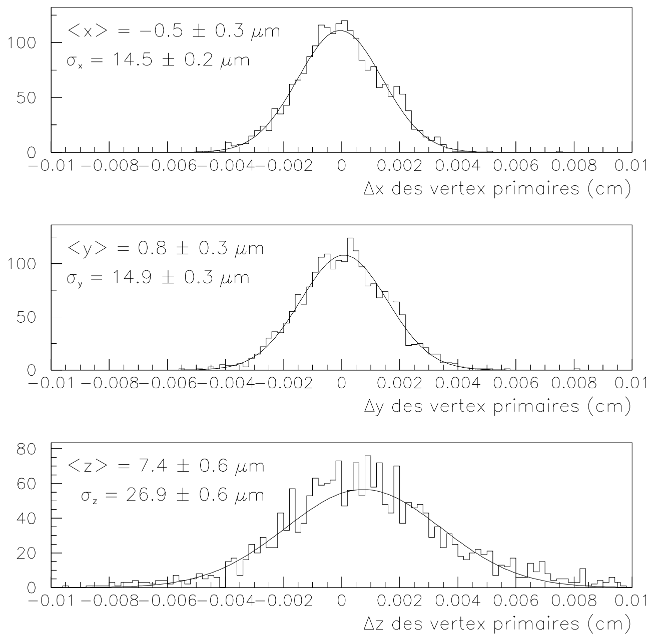

Figure 5.29 – Evénements $q\bar{q}$ à 50 GeV.

Figures 5.28 et 5.29 : Résolution en x, y et z sur les vertex primaires reconstruits par la méthode des amas (2569 evénements).

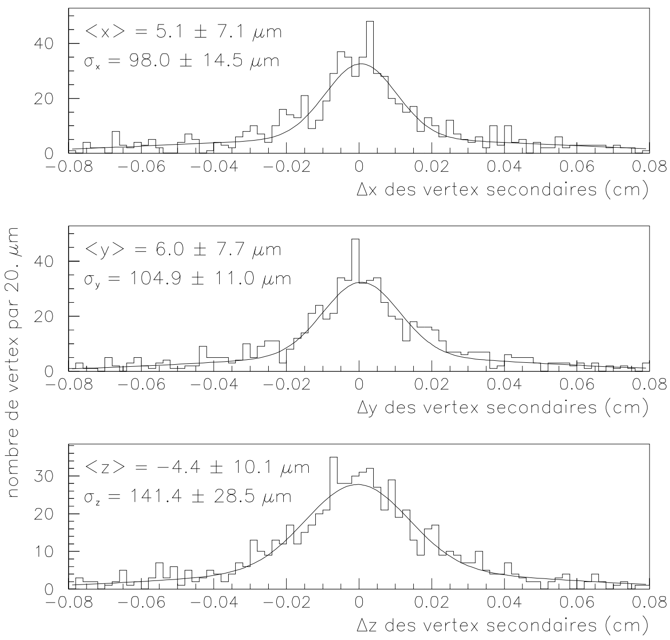

Figure 5.30 – Evénements $b\bar{b}$ à 50 GeV.

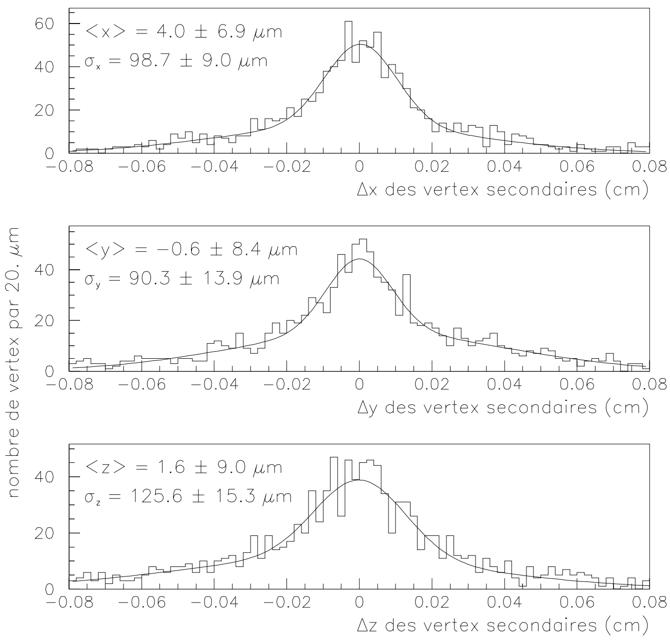

Figure 5.31 – Evénements $b\bar{b}$ à 100 GeV.

Figures 5.30 et 5.31 : Résolution en x, y et z sur les vertex secondaires reconstruits par l'algorithme EA (2569 evénements).

Les résolutions pour les événements $q\ \bar{q}$ et trois types d'événements $b\ \bar{b}$ (paragraphe

5.3.4) sont résumées ci-dessous dans le tableau 5.9.

Type d'événements	particules	$q\,\bar{q}$	$b\,\bar{b}$	$b\,\bar{b}$
	Energie	50 GeV	50 GeV	100 GeV
	limite en η	$\eta < 1,4$	$\eta < 1,4$	$\eta < 1,4$
Nombre de vertex primaires		2455	2208	1244
résolution sur les vertex primaires en μm	x	14,5 ± 0,2	14,9 ± 0,2	14,1 ± 0,3
	y	14,9 ± 0,3	14,5 ± 0,2	14,7 ± 0,4
	z	26,9 ± 0,6	47,4 ± 3,3	53,7 ± 3,9
Nombre de vertex secondaires		61	2497	3091
résolution sur les vertex secondaires en μm	x		98,0 ± 14,5	98,7 ± 9,0
	y		104,9 ± 11,0	90,3 ± 13,9
	z		141,4 ± 28,5	125,6 ± 15,3

Tableau 5.9 – Résolution sur les vertex primaires et secondaires pour 2500 événements.

Le faible nombre de vertex secondaires pour les événements $q\ \bar{q}$ ne permet pas de déterminer la résolution correspondante.

Une résolution en z entre 20 et 55 μm est obtenue pour les vertex primaires (reconstruits par la méthode des amas). Pour les vertex secondaires (reconstruits par l'algorithme EA), on obtient une bonne résolution de $\sim$ 100 μm pour x,y et $\sim$ 130 μm pour z. L'algorithme EA reconstruit des vertex secondaires avec une bonne résolution en comparaison avec la résolution en z sur les vertex primaires.

5.4.2.2 L'efficacité et le taux de vertex fantômes

On évalue ensuite l'efficacité et le taux de vertex fantômes. De façon générale, l'algorithme EA reconstruit un vertex primaire par événement $b\bar{b}$ et $q\bar{q}$ et 2 vertex secondaires par événement $b\bar{b}$ (lignes 13 et 14 du tableau 5.7), ce qui est généralement le nombre de vertex moyen pour les événements $b\ \bar{b}$ contenant deux jets. Même si cela reste bien en-dessous des plus de 5 vertex simulés (ligne 18 du tableau 5.7).

On associe à chaque vertex reconstruit le vertex simulé qui ont le plus grand nombre de traces en commun. On définit aussi la pureté d'un vertex reconstruit par

$$Pureté = \frac{Nombre\ de\ traces\ partagées\ par\ les\ vertex\ reconstruit\ et\ simulé}{Nombre\ total\ de\ traces\ associées\ au\ vertex\ reconstruit}$$

Dans notre cas, l'association d'un vertex reconstruit à un vertex simulé est réussie pour une pureté supérieure à 60%. Les vertex reconstruits non associés à un vertex simulé sont appelés "vertex fantômes". L'efficacité de reconstruction des vertex est définie par le nombre de vertex reconstruits associés à un vertex simulé, divisé par le nombre total de vertex simulés. Et le taux de vertex fantômes ou "fake rate" est défini par le nombre de vertex reconstruits fantômes divisé par le nombre total de vertex reconstruit. En résumé, l'efficacité ϵ et le taux de vertex fantôme F sont déterminés comme suit :

$$\epsilon = \frac{\text{Nombre de vertex reconstruits associés à un vertex simulé}}{\text{Nombre de vertex simulés}} \tag{5.4}$$

$$F = \frac{\text{Nombre de vertex reconstruits NON associés à un vertex simulé}}{\text{Nombre de vertex reconstruits}} \tag{5.5}$$

Remarquons que dans ce paragraphe, la définition des vertex primaires et secondaires change : un vertex est considéré comme primaire si sa position transverse est compatible avec celle du faisceau (on considère que la taille du faisceau est telle que $\sigma_x = 15\ \mu m$ et $\sigma_y = 15\ \mu m$) avec une probabilité plus grande que 5 %, tous les autres vertex sont considérés comme secondaires. Les différentes valeurs d'efficacité et du taux de vertex fantômes pour les vertex secondaires sont résumées dans le tableau 5.10 pour différents algorithmes :

- l'algorithme EA, décrit dans le paragraphe 5.3.5.2,
- le programme PVF, très brièvement décrit au paragraphe 5.3.6.1,
- et le programme $D_0\phi$, succintement décrit au paragraphe 5.3.6.2.

type d'événements		$q\bar{q}$, 50 GeV $\eta < 1,4$	$b\bar{b}$, 50 GeV $\eta < 1,4$	$b\bar{b}$, 100 GeV $\eta < 1,4$	$b\bar{b}$, 100 GeV $\eta > 1,4$
Nombre de vertex secondaires		80	2623	2855	838
Méthode EA	efficacité	38,7 ± 5,4 %	29,9 ± 0,9 %	27,3 ± 0,8 %	23,7 ± 1,5 %
	vertex fantômes	< 1%	< 1%	< 1%	< 1%
Méthode $D_0\phi$	efficacité	46,2 ± 5,6 %	27,7 ± 0,8 %	37,2 ± 0,9 %	46,2 ± 5,6 %
	vertex fantômes	42 ± 4 %	54 ± 1 %	76 ± 0,3 %	42 ± 4 %
Méthode PVF	efficacité	31,2 ± 5,2 %	24,9 ± 0,8 %	21,6 ± 0,7 %	31,2 ± 5,2 %
	vertex fantômes	30 ± 3 %	47 ± 1 %	49 ± 1 %	60 ± 2 %

Tableau 5.10 – L'efficacité et le taux de vertex fantômes pour les vertex secondaires reconstruits par trois méthodes.

Les sources possibles de l'inefficacité de reconstruction ($\simeq 70 - 75$ %) sont en grande partie due à un grand nombre de vertex reconstruits associés à moins de 2 traces. Mais cette inefficacité est aussi due à une pureté d'association des vertex reconstruits aux vertex simulés inférieure à 55%, ou parfois à une mauvaise reconstruction des vertex.

Les performances de l'algorithme EA sont assez compétitives par rapport aux principaux algorithmes de reconstruction de vertex secondaires d'O.R.C.A. Même si l'efficacité n'est pas aussi importante que pour la méthode $D_0\phi$, l'algorithme EA se distingue par un taux de vertex fantômes presque nul pour tous les types d'événements étudiés.

5.4.2.3 Identification de jets contenant des quarks b

Pour chaque événement, on recherche alors les vertex secondaires (reconstruits par la méthode EA) en ne sélectionnant qu'un seul vertex secondaire par jet ; en faisant l'hypothèse que chaque événement $b\,\bar{b}$ produit deux jets de direction opposée. On identifie ainsi 2877 jets (56,2%) pour 2569 événements $b\,\bar{b}$ (soit idéalement 5138 jets) et 232 jets (4,5%) pour 2569 événements $q\,\bar{q}$. Puis on établit différentes coupures sur les caractéristiques des vertex secondaires reconstruits à la fois en distance tranverse ($d_t = \sqrt{x_{vtx}^2 + y_{vtx}^2}$) et en χ^2_{ndf} ($\chi^2_{ndf} = \frac{\chi^2}{\text{Nombre de traces associées au vertex}}$). Puis on recalcule le nombre de jets identifiés pour chaque cas (tableau 5.11). ll, : Command not found. Illegal variable name.

coupure	aucune	$d_t > 10\mu m$	$\chi_{ndf} < 3$	$d_t > 10\mu m$ $\chi_{ndf} < 3$	$d_t > 10\mu m$ $\chi_{ndf} < 2,5$
jets identifiés dans les événements $b\,\bar{b}$ (%)	56,2	56,2	51,7	51,4	50,1
jets identifiés dans les événements $q\,\bar{q}$ (%)	4,5	4,5	3,1	3,1	2,9
coupure	$d_t > 10\mu m$ $\chi_{ndf} < 2$	$d_t > 10\mu m$ $\chi_{ndf} < 1,5$	$d_t > 10\mu m$ $\chi_{ndf} < 1$	$d_t > 10\mu m$ $\chi_{ndf} < 0,5$	$d_t > 10\mu m$ $\chi_{ndf} < 0,3$
jets identifiés dans les événements $b\,\bar{b}$ (%)	48,6	44,9	40,0	27,8	19,8
jets identifiés dans les événements $q\,\bar{q}$ (%)	2,6	2,2	1,9	1,4	1

Tableau 5.11 – Pourcentage de jets identifiés comme issus d'un quark b pour 2570 événements $b\,\bar{b}$ et 2570 événements $q\,\bar{q}$ en fonction de coupure en χ^2 et en distance transverse (d_t).

On peut ainsi identifier $\sim$ 50 % de jets comme réellement issus d'un quark b contre $\sim$ 3% de jets identifié b alors qu'issus de quarks légers.

5.4.2.4 Le temps CPU

La reconstruction de vertex primaires est extrêmement rapide, ce qui est confirmée par les résultats résumés dans le tableau 55.12. Par contre, l'algorithme EA est un processus itératif volontairement lent pour une meilleure résolution ; deux fois plus lent que le plus lent des programmes de reconstruction de vertex (méthode $D_0\phi$).

Type de vertex reconstruit	Type de programme	temps CPU	temps CPU par événement
primaire	méthode des amas	370 ms	0,37 ms
primaire	méthode par "binning"	480 ms	0,48 ms
primaire	méthode des gaussiennes	2 790 ms	2,79 ms
secondaire	EA	2h57	10 620 ms
secondaire	$D_0\phi$	1h31	5 460 ms
secondaire	PVF	39 min	2 340 ms

Tableau 5.12 – Le temps CPU pour différents programmes de reconstruction pour 1000 événements $b\,\bar{b}$.

5.5 Conclusion

Les trois méthodes de reconstruction de vertex primaires ont des résolutions et des efficacités comparables. De plus, l'empilement des événements ne semble pas être un problème pour reconstruire le vertex primaire.

Malgré toutes les difficultés pour reconstruire les vertex secondaires (l'environnement difficile du LHC, la reconstruction des traces, etc...), l'algorithme EA conduit à une excellente résolution sur les positions x, y et z et à un taux de vertex fantôme presque idéal.

Des améliorations doivent néanmoins être apportées pour améliorer l'efficacité et surtout le temps CPU de reconstruction :
- améliorer l'élimination des "vertex seed" mal placés ;
- augmenter l'ordre de grandeur des déplacements tout en évitant les divergences.

De plus, ce programme permet d'identifier 50 % des jets pour les événements $b\bar{b}$ alors que 3 % des événements $q\bar{q}$ sont identifiés b ; cela uniquement en analysant la position des vertex secondaires reconstruits par l'algorithme EA.

Conclusion

Ce travail de thèse a apporté différentes contributions autant pour l'évaluation des perfomances techniques des modules de détection que pour la reconstruction des futures données recueillies par ces modules dans le cadre du trajectographe de l'expérience CMS auprès du collisionneur LHC.

Le test MF2 (chapitre 3) a montré la résistance des détecteurs MSGC+GEM dans les conditions du LHC. Le rapport signal sur bruit reste stable et aucun effet de polarisation des substrats n'est observé jusqu'à la fin du test. Les détecteurs MSGC+GEM répondaient donc à toutes les spécifications en terme de fonctionnement, de construction et de performances pour équiper le trajectographe de CMS. Malgré le succès de MF2, la collaboration CMS a cependant préféré unifier les technologies et opter pour un trajectographe entièrement équipé de détecteurs à volume sensible solide basé sur du silicium semiconducteur. Cette décision a été principalement justifiée par les progrès réalisés dans le domaine des technologies au silicium : fabrication de détecteurs de grande taille, disponibilité de grandes quantités dans l'industrie et réduction de leur coût.

Au regard des tests de 6 détecteurs silicium à micropistes sous faisceau (chapitre 4), l'électronique de contrôle et d'acquisition se sont bien comportées sous un faisceau échantillonné à 25 ns malgré un mauvais réglage du système de lecture. Ces tests ont d'autre part permis d'évaluer les performances des détecteurs silicium sous un faisceau dans les conditions similaires au faisceau du LHC. Et, ni les détecteurs silicium à micropistes, ni l'électronique associée n'ont subi de fortes dégradations dues aux radiations de ce faisceau. Puis après avoir montré que les détecteurs silicium à micropistes sont capables de résister aux fortes radiations en terme de fonctionnement et de performances, l'étape suivante consiste à produire et tester 15 200 de ces détecteurs.

Les trois méthodes de reconstruction de vertex primaires (chapitre 5) ont des résolutions et des efficacités comparables malgré leur logique différente. De plus, l'empilement des événements ne semble pas être un problème pour reconstruire uniquement le vertex primaire de l'événement qui a été sélectionné par le système de déclenchement.

Malgré toutes les difficultés pour reconstruire les vertex secondaires (l'environnement difficile du LHC, la reconstruction des traces, etc...), l'algorithme EA conduit à une excéllente résolution sur les positions x, y et z et à un taux de vertex fantôme presque idéal. Certaines améliorations peuvent néanmoins être apportées pour augmenter l'efficacité et surtout réduire le temps CPU de reconstruction :

– améliorer l'élimination des "vertex seed" mal placés ;
– augmenter l'ordre de grandeur des déplacements tout en évitant les divergences.

De plus, ce programme permet d'identifier 50% comme jet b des jets pour les événements $b\bar{b}$ contre 3% d'identification de jet b pour les événements $q\bar{q}$; uniquement en analysant la position des vertex secondaires reconstruits par l'algorithme EA.

L'expérience CMS est une formidable aventure tant sur le plan humain, technologique et physique ; et je suis heureuse d'y avoir apporté ma modeste contribution.

Bibliographie

[ABE94] F. Abe et al., *Evidence for top quark production in $\bar{p}$ p collisions at $\sqrt{s}$ = 1.8 TeV*, **Phys. Rev. D 50**, 2966 (1994).

[ALB01a] A. Albert, *Recherche inclusive de la supersymétrie à CMS. Conception d'algorithmes de reconstruction de vertex pour O.R.C.A.. Etude de détecteur silicium*, **Thèse de Doctorat**, Université de Haute Alsace (2001).

[ALB01b] M. Ageron et al., *Robustness test of a system of MSGC + GEM detectors at the Cyclotron facility at the Paul Sherrer Institute*, **Nucl. Instr. Meth. A471** (2001) 380.

[ANG92] F. Angelini et al, *Results from the first use of microstrip gas chambers in high-energy physisc experiment*, **Nucl. Instr Meth. A315** (1992), 21.

[ANG94] F. Angelini et al, *Behaviour of microstrip gas chambers in strong magnetic field*, **Nucl. Instr Meth. A343** (1994), 441.

[ANG02] M. M. Angarano, *The silicon strip tracker for CMS*, **CMS-CR-2002-006** (2002).

[AUB01] B. Aubert et al., *Observation of CP violation in the B^0 meson system*, **Phys. Rev. Lett. 87**, 9 (2001)

[BAB95] E.B. Babichev et al, *High pressure multiwire portional and gas microstrip chamber for medical radiology*, **Nucl. Instr Meth. A360** (1995), 271.

[BAR99] T. Barvich, *A two-stage amplifying detector candidate for the CMS forward tracker*, **CMS-Note 1999-036**.

[BEL94] R. Bellazini et al., *Electric fild, avalanche growth and signal development in micro-strip gas chamber and micro-gap Chamber*, **Rivista del nuevo cimento Vol. 17. n.12** (1994)

[BOU02] Isabelle Boulogne, *Etude des détecteurs gazeux à micro-pistes MSGC en vue de leur exploitation sous haut flux de radiation*, **Thèse de Doctorat**, Université de Mons (2002).

[BOU95] O. Bouhali et al, *Procedings of the international workshop on micro-Strip Gas Chambers*, Lyon (1995), p101.

[BOU98] O. Bouhali et al, *CMS Forward-Backward MSGC milestone*, **CMS-Note 1998-095**.

[BRO98] J.M. Brom, *Comparative studies of MSGC and MSGC - GEM detectors*, **NIM Phys Res A419** (1998).

[BUD91] C. Budtz, Jorgensen et al., *Substratum and layout parameters for microstrip in gas detectors*, **Nucl. Instr Meth. A310** (1991), 82.

[CARF] V. Innocente, *CMS software architecture : software framework, services and persistency in high level trigger, reconstruction and analysis*, **CMS/IN 1999-43**.

[CHR64] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch et R. Turlay, *Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson* **Phys. Rev. Lett. 13, number 4**, 138 (1964).

[CHA68] Charpak G. et al., *The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles*, **Nucl. Instr. And Meth., vol. 62**, p. 262, 1968.

[CLE97] J.F. Clergeau, *Etude d'un détecteur à micropistes pour l'expérience Compact Muon Solenoid*, **Thèse de Doctorat**, Université Claude Bernard Lyon-1 (1997).

[CMSIM] *http ://cmsdoc.cern.ch/cmsim/cmsim.html*, la page web de CMSIM.

[DEN95] D. Denegri, *The CMS detector and Physics at the LHC*, **CERN-PPE/95-183**, novembre 1995.

[EPS01] LEP Higgs working group for Higgs boson searches, *Search for the standard model higgs boson at LEP*, **HEP-EX0107029** (2001).

[EcalTDR] CMS collaboration, *The Electromagnetic Calorimeter project technical design report*, **CERN/LHCC 97-33**.

[FEZ96] M.D.M de Fez-Lazo et al., *Beam test performance of the APV5 chip*, **CMS TN 96-051** (1996)

[GEA] *http ://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4/geant4.html*, la page web du projet GEANT4.

[GIA00] F. Gianotti, *Collider physics : LHC, proceedings of the 1999 european school of high energy physics*, **CERN 2000-07** (2000).

[GRO00] D. E. Groom et al., **Eur. Phys. J. C15** (2000) 1.

[HUH97] M. Huhtinen, *Factors to scale highly ionizing particle rates in MSGC irradiation tests to the LHC radiatiob environement*, **CMS Note 1997/073** (1997).

[HcalTDR] CMS collaboration, *The Hadron Calorimeter project technical design report*, **CERN/LHCC 97-31** (1997).

[IGU] *http ://iguana.web.cern.ch/iguana/*, la page web du projet IGUANA.

[KAR97] V. Karimaki, *Effective Vertex Fitting for particle physics experiments*, **HIP-1997-77 EXP** (1997).

[KEM80] J. Kemmer, *Fabrication of low noise silicon radiation detectors by the planar process*, **Nucl. Instrum. Meth. 169** (1980) 499.

[KUN96] Z. Kunszt, S. Moretti, W.J. Stirling, *Higgs production at the LHC : an update on cross sections and branching ratios*, **Cavendish-HEP-96/20** (1996).

[LhcTDR] LHC study group, *The large Hadron Collider*, **CERN AC/95-05** (1995).

[LOI] CMS collaboration, *Letter of Intent*, **CERN/LHCC 92-3** (1992).

[MAC00] D. Macke et al., *Micro Strip Gas Chambers with Gas Eletron Multipliers and their Application in the CMS experiment*, **PITHA 00/01**, RWTH Aachen, 2000.

[MAC99] V. Mack, J.M. Brom, J.C. Fontaine, D. Huss, J.P. Schunck, A. Zghiche, *A study of various coatings for MSGCs*, **NIM Phys Res A423** (1999).

[MAC97] Valérie Mack, *Etude des chambres gazeuses à micropistes (MSGC)*, **Thèse de Doctorat**, Université de Haute Alsace (1997).

[MAT] Henry Mathieu, *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*, **4éme édition MASSON**.

[MagnetTDR] CMS collaboration, *The Magnet project technical design report*, **CERN/LHCC 97-10** (1997).

[MuonTDR] CMS collaboration, *The Muon project technical design report*, **CERN/LHCC 97-32** (1997).

[NOW02] A. Nowack, *Investigations of a Pre-Series of Micro Strip Gas Chambers with Gas Electron Multipliers for High Rate Environments*, **PhD thesis**, Physikalisches Institut, Rheinisch-Westfalische Technische Hochschule Aachen, Germany (2001).

[OBJ] *http ://www.objectivity.com/*, la page web d'Objectivity database systems.

[OED92] A. Oed, *Position sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases*, **Nucl. Instr Meth. A263** (1988), 351.

[OHL92] M. Ohlsson, C. Peterson, A. Yuille, *Track finding with deformable templates - the elastic arms approach*, **Comput. Phys. Commun. 71** (1992) 77.

[ORC] *http ://cmsdoc.cern.ch/O.R.C.A./*, la page web du projet O.R.C.A.

[PDG02] Aguilar-Benitez M et al., *Review of Particle Physics*, **Physical Review D66** (2002).

[PYT] *http ://www.thep.lu.se/ torbjorn/Pythia.html*, la page web de PYTHIA et JETSET.

[SAU97] F. Sauli., *GEM : A new concept for electron amplification in gas detectors*, **Nucl. Instr. Meth. A386** pp. 531534 (1997) 531.

[SAU98] F. Sauli , **Nucl. Phys. B** (ProcSuppl.), **61B** (1998) 236.

[SCH97] B. Schmidt., *Proceeding of the $36^t h$ workshop of the INFN Eloisatron Project on new detector*, Erice (1997).

[SPI97] M. Spira, *QCD effects in Higgs physics*, **HEP-PH/9705337** (1997).

[SPI98] M. Spira et al., *Electroweak Symmetry Breaking and Higgs Physics*, **HEP-PH/9803257** (1998).

[TkTDR00] CMS collaboration, *Addendum to the tracker TDR*, **CERN/LHCC 2000-016** (2000).

[TkTDR98] CMS collaboration, *The Tracker project technical design report*, **CERN/LHCC 98-6** (1998).

[TP94] CMS collaboration, *CMS the Compact Muon Solenoid, Technical proposal*, **CERN/LHCC 94-38** (1994).

[WRO96] G. Wrochna, *CMS level-1 trigger*, **NIM A 384** 143 (1996).

[YAN56] T.D. Lee et C.N. Yang, **Phys. Rev. 104** (1956).

[ZEB] *http ://wwwinfo.cern.ch/asdoc/zebra_html3/zebramain.html*, la page web du système Zebra.

Liste des tableaux

Liste des figures