

THESE

présentée et soutenue publiquement le 2 octobre 2006

pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg

Spécialité Physique subatomique

par **Stéphane PLUMERI**

Titre

**Caractérisation des modules de détection silicium
double-face à micropistes pour le trajectographe
interne de l'expérience ALICE**

devant la commission d'examen :

Jean-Robert Lutz	Directeur de thèse
Daniel Huss	Rapporteur interne et président du jury
Lodovico Riccati	Rapporteur externe
Paul Burger	Rapporteur externe
Barbara Erazmus	Examineur
Christian Kuhn	Examineur

**Ce travail de thèse a pu être réalisé grâce au soutien financier
de l'entreprise Canberra-Eurisys dans le cadre d'une BDI
CNRS-Industrie**

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu mon directeur de thèse, Jean-Robert Lutz, pour tout ce qu'il a pu m'apporter pendant ces trois années de thèse et plus particulièrement pour sa lecture attentive de ce manuscrit et toutes les corrections qu'il m'a suggérées.

Merci également à Barbara Erazmus, Paul Burger, Daniel Huss, Christian Kuhn et Lodovico Riccati d'avoir accepté de constituer mon jury de thèse. Je les remercie pour leurs commentaires précieux qui m'ont permis de finaliser ce manuscrit.

En ce qui concerne le groupe ALICE, je voudrais remercier Christian (une deuxième fois), Jean-Pierre, Boris, Magali, Renaud et Julien qui m'ont fait découvrir le *flow* elliptique, le *jet-quenching*, la saturation de l'étrangeté et pleins d'autres concepts inconnus des non-initiés.

Je tiens à remercier particulièrement Jérôme Baudot de m'avoir introduit dans l'équipe lorsque je n'étais encore qu'étudiant de DEA et sans qui je n'aurais pas connu les joies du *stripTracking*.

Mes remerciements vont également aux ingénieurs du groupe, Carl, David, Franck, Frédéric et Marc qui ont toujours répondu à mes questions techniques et avec qui j'ai passé de bons moments durant nos différentes missions au CERN ou ailleurs.

En résumé, j'ai eu la chance de travailler dans un groupe très sympathique composé aussi de Valéria, Hélène, Virginie, Zouhaier, Marie-Thérèse, Magalie. Merci à tous, vous avez chacun à votre manière contribué à la réussite de cette thèse.

J'aimerais citer Alain Michalon et Benoit Speckel pour avoir toujours répondu présents quand l'informatique faisait des siennes (particulièrement sbgpcs16).

Un grand merci aussi à l'équipe du traditionnel tarot de midi c'est à dire, par ordre d'ancienneté, Jeff, Virgile, Arnaud, Khadija, Tatjana et Hélène qui m'ont permis de ne jamais avoir à recommencer à travailler avant 14h et qui m'ont toujours laissé compter les points, merci pour le calcul mental.

J'aimerais citer les autres thésards avec qui j'ai souvent partagé des verres durant différents pots comme Damien, Hugo, Ludo, Didier, Angel, Jérôme, Dorothée... Et comment ne pas citer Alexandre avec qui j'ai cohabité pendant un an et qui nous a fait

profiter de ses nombreuses pensées dont la plus célèbre restera : “La thèse n’est qu’un continuum de conneries”.

Cette thèse n’aurait évidemment jamais pu être possible sans le soutien de mes parents, grands-parents et de toute ma famille que je retrouve toujours avec grand plaisir lors de mes retours dans la Loire. Tout comme j’aime revoir mes amis mimardiens et ENSPSiens que ce soit à Sainté, Paris, Toulouse, Strasbourg ou ailleurs. Je remercie également mes amis strasbourgeois pour le nombre incalculable de soirées passées en leur compagnie, toujours dans la bonne humeur et avec de bonnes bouteilles.

Une pensée aussi pour la *Beneamata* et pour les *verts* qui occupent une place très importante dans ma vie. Puis comment ne pas citer Marcello *e i suoi ragazzi* qui ont réussi à décrocher une étoile...

Et enfin, une mention spéciale à celle qui m’a accompagné, jours et nuits, pendant ces trois années de thèse.

Table des matières

Introduction	11
1. La Physique du plasma de quarks et de gluons	15
1.1 L'interaction forte et le plasma de quarks et de gluons	15
1.1.1 La force forte	15
1.1.2 Observer le plasma de quarks et de gluons	16
1.1.3 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes	17
1.1.4 Historique de la physique des collisions d'ions lourds	18
1.2 Les Observations du RHIC	19
1.2.1 Densité d'énergie	19
1.2.2 Propriétés du <i>bulk</i> et productions de particules	19
1.2.3 Effets collectifs	20
1.2.4 Processus durs	23
1.2.5 Les conclusions du RHIC	24
1.3 Perspectives pour ALICE : conditions initiales et nouvelles observables . .	26
2. Le LHC et l'expérience ALICE	29
2.1 Le Large Hadron Collider et les expériences associées	29
2.1.1 L'accélérateur LHC	29
2.1.2 Les expériences du LHC	30
2.2 ALICE : A Large Ion Collider Experiment	31
2.2.1 Généralités	31
2.2.2 Trajectographie dans la partie centrale	32
2.2.3 Identification des particules dans la partie centrale	34
2.2.4 Le spectromètre dimuons	36
2.2.5 Les détecteurs aux petits angles	39
2.2.6 Le système de déclenchement d'ALICE	41
3. Le trajectographe interne et le SSD	43
3.1 Le trajectographe interne	43
3.1.1 Généralités	43
3.1.2 Rôle du trajectographe interne	44
3.1.3 Les détecteurs silicium à pixels (SPD)	45
3.1.4 Les détecteurs silicium à dérive (SDD)	46
3.2 Les détecteurs silicium à micropistes (SSD)	47
3.2.1 Généralités	47
3.2.2 Principe de détection des détecteurs silicium à micropistes	47
3.2.3 Caractéristiques des détecteurs silicium double faces à micropistes d'ALICE	48

TABLE DES MATIÈRES

3.3	Le module SSD	50
3.3.1	Le détecteur silicium à micropistes	50
3.3.2	L'électronique de lecture frontale : le circuit HAL25	53
3.3.3	Le TAB	56
3.3.4	Le <i>chipcable</i>	56
3.3.5	L'hybride	57
3.4	La chaîne d'acquisition des données du SSD	58
3.4.1	L'électronique de lecture du SSD	58
3.4.2	L'acquisition des données	59
4.	Production des modules SSD	61
4.1	Assemblage des modules SSD	61
4.1.1	Assemblage des circuits HAL25	62
4.1.2	Assemblage des hybrides	62
4.1.3	Assemblage des modules	65
4.2	Tests des composants et des modules	66
4.2.1	Qualité et critères d'acceptation	66
4.2.2	Tests des détecteurs silicium	68
4.2.3	Tests des circuits HAL25	69
4.2.4	Tests des hybrides	71
4.2.5	Tests des modules	72
4.2.6	Exemple de résultats obtenus pour un module	74
4.3	Test d'un module avec des particules cosmiques	76
4.3.1	Description du banc de test	76
4.3.2	Résultats	77
4.3.3	Conclusion concernant la détection de particules cosmiques	80
4.4	Bilan de la production des modules	81
4.4.1	Période de production	81
4.4.2	Qualité des modules produits	82
4.4.3	Plage de fonctionnement des modules produits	85
4.4.4	Problème récurrent	86
4.5	Assemblage des échelles SSD	87
5.	Tests en faisceau des modules SSD	89
5.1	Dispositif expérimental des tests en faisceau de quatre modules SSD	89
5.1.1	Le banc de test en faisceau	89
5.1.2	Acquisition des données	90
5.2	Analyse du signal	90
5.2.1	Piédestaux, bruit et déplacement de mode commun	90
5.2.2	Recherche du signal	91
5.3	Alignement	92
5.3.1	Calcul de la position des amas	92
5.3.2	Principe de l'alignement	93
5.3.3	Minimisation des résidus	93
5.4	Performances des modules testés	94
5.4.1	Bruit	95
5.4.2	Piédestal	96
5.4.3	Charge collectée par les amas	97
5.4.4	Corrélation de charge	99

5.4.5	Profil de faisceau	101
5.4.6	Résolution spatiale	102
5.4.7	Efficacité	104
5.4.8	Conclusion sur les tests en faisceau des modules SSD	105
5.5	Tests en faisceau commun à l'ITS	105
5.5.1	Dispositif expérimental	105
5.5.2	Conclusion sur les test en faisceau communs aux sous-détecteurs de l'ITS	107
6.	Etude du bruit de mode commun	111
6.1	Le bruit de mode commun lors des précédents tests	111
6.2	Corrélation entre pistes	112
6.2.1	Méthode de calcul	112
6.2.2	Mesures de corrélations entre canaux	113
6.2.3	Influence du nombre de régions sur le calcul du bruit de mode commun	114
6.2.4	Amplitude du CMS et influence sur les corrélations	115
6.3	La soustraction en ligne du déplacement de mode commun	116
6.3.1	Possibilités techniques	117
6.3.2	Contrôle du bruit de mode commun	118
6.3.3	Premiers résultats pour la soustraction du bruit de mode commun .	118
6.4	Conclusions sur le bruit de mode commun	120
	Conclusion	121
	Annexe : les semi-conducteurs	125

Table des figures

1.1	Ecrantage de la force forte	16
1.2	Diagramme de phase de la matière nucléaire	17
1.3	Scenario d'une collision d'ions lourds	18
1.4	Production de particules et comparaison au modèle statistique	20
1.5	Schema d'une collision non-centrale	21
1.6	<i>Flow</i> elliptique de différents hadrons	22
1.7	<i>Flow</i> elliptique des particules étranges	22
1.8	<i>Flow</i> elliptique différentiel	23
1.9	Suppression des jets dans STAR	24
1.10	Dépendance en énergie du <i>flow</i> elliptique mesurée à différentes centralités	25
1.11	Transition de phase prévue par LQCD	27
2.1	Le Large Hadron Collider	30
2.2	Les expériences ATLAS et CMS	30
2.3	L'expérience ALICE	31
2.4	Vues en coupe de l'ITS	32
2.5	La TPC d'ALICE	33
2.6	Le TRD d'ALICE	34
2.7	Le TOF, le HMPID et le PHOS d'ALICE	35
2.8	Le HMPID d'ALICE	36
2.9	Le spectromètre dimuons	38
2.10	Les détecteurs à grande rapidité	40
2.11	Couverture en pseudo-rapacité des différents anneaux du FMD	40
3.1	Module SSD	46
3.2	Le SSD d'ALICE complet	48
3.3	Principe des détecteurs silicium double-face à micropistes	49
3.4	Ambiguïtés de reconstruction avec un angle stéréoscopique de 90°	49
3.5	Le module SSD dans tout ses états	50
3.6	Représentation schématique d'un détecteur silicium double-face à micropistes	51
3.7	Illustration de la méthode de polarisation par <i>punch-through</i>	52
3.8	Schéma électrique simplifié d'un détecteur SSD	53
3.9	Diagramme des fonctionnalités du circuit HAL25	54
3.10	Topologie du circuit HAL25	55
3.11	Signaux de sortie du circuit HAL25 en mode transparent	56
3.12	Plôts de connexions TAB	57
3.13	Différents composants d'un module SSD	57
3.14	Le <i>endcap</i>	58
3.15	La chaîne de lecture des modules SSD	59

TABLE DES FIGURES

4.1	Différentes étapes de l'assemblage d'un module	63
4.2	Assemblage des circuits HAL25 sur le ruban TAB	64
4.3	Circuit HAL25 sur ruban TAB dans son cadre de maintien	64
4.4	Vue d'un hybride	65
4.5	Assemblage des hybrides	65
4.6	Assemblage des modules	66
4.7	Pliage d'un module	67
4.8	Caractéristique I(V) d'un détecteur	69
4.9	Principe du test des connexions entre le HAL25 et le ruban TAB	70
4.10	Tests des fonctionnalités du HAL25	72
4.11	Banc de test des modules	73
4.12	Test de module : face P	75
4.13	Test de module : face N	75
4.14	Défauts détectés lors du test des modules	76
4.15	Module dans sa boîte de test et les deux scintillateurs	77
4.16	Influence du temps d'échantillonnage sur l'amplitude du signal	78
4.17	Evolution du bruit et du piédestal au cours du temps	79
4.18	Charge collectée par les amas	79
4.19	Corrélation de charges	80
4.20	Position des impacts	80
4.21	Rythme de production des modules	82
4.22	Distribution du nombre de canaux défectueux par module assemblé sur une échelle	83
4.23	Distribution du nombre de canaux défectueux par module produits à Strasbourg	84
4.24	Distribution des canaux bruyants	84
4.25	Distribution des canaux ouverts	85
4.26	Pourcentage de module fonctionnant à une tension donnée	85
4.27	Défaut des canaux bruyants face P	86
4.28	Corrélation entre canaux défectueux et comparaison avec l'état normal	87
4.29	Rythme d'assemblage des échelles SSD	88
5.1	Dispositif expérimental lors des tests en faisceau	90
5.2	Système de coordonnées pour un module SSD	92
5.3	Calcul de la coordonnée Z	93
5.4	Les différentes variables utilisées lors de l'alignement	94
5.5	Bruit d'un module	95
5.6	Bruit d'un module après soustraction du mode commun	96
5.7	Comparaison du bruit entre faces	96
5.8	Piédestal d'un module	97
5.9	Charge collectée par amas	98
5.10	Rapport signal sur bruit	98
5.11	Nombre moyen de pistes par amas	99
5.12	Charge déposée la plus probable en fonction de $1/\cos\theta$	99
5.13	Corrélation de charges	100
5.14	Déviations par rapport à la corrélation de charges idéale	101
5.15	Profil de faisceau	101
5.16	Profil des amas ne contenant qu'une seule piste	102
5.17	Données géométriques sur l'intersection de pistes	102

5.18	Distribution des résidus	104
5.19	Efficacité en fonction du seuil de coupure	105
5.20	Tests en faisceau commun à l'ITS : Dispositif expérimental	106
5.21	Signal collecté par les amas d'un module fonctionnel lors des tests commun à l'ITS	108
5.22	Profil de faisceau sur la zone de recouvrement des modules	108
6.1	Corrélations entre canaux avec et sans soustraction du bruit de mode commun	113
6.2	Corrélations entre canaux de face opposée	114
6.3	Corrélation moyenne en fonction du nombre de régions utilisées pour le calcul du CMS	115
6.4	Comparaison entre la corrélation mesurée et la corrélation estimée	116
6.5	Erreur sur la dispersion du CMS en fonction du nombre de canaux utilisés	118
6.6	Erreur sur le CMS en fonction du nombre de canaux utilisés	119
6.7	Structure en bandes de différents matériaux.	126
6.8	Dopage du silicium	127

Liste des tableaux

1.1	Conditions atteintes lors des collisions au SPS, au RHIC et prévisions pour le LHC	27
2.1	Caractéristiques du collisionneur LHC	29
2.2	Caractéristiques principales de la TPC	33
2.3	Paramètres du déclenchement d'ALICE	42
3.1	Caractéristiques géométriques de l'ITS	44
3.2	Caractéristiques des sous-détecteurs de l'ITS	46
3.3	Caractéristiques géométriques des détecteurs à micropistes.	51
3.4	Principales caractéristiques du circuit HAL25.	54
3.5	Caractéristiques de l'électronique de lecture du SSD	60
4.1	Spécifications géométriques des détecteurs SSD	67
4.2	Principales spécifications électriques pour les détecteurs à micropistes . . .	68
5.1	Efficacité des modules testés	104
5.2	Géométrie des tests en faisceau commun à l'ITS	106
6.1	Comparaison des rapports signaux sur bruit obtenus avec et sans soustraction du déplacement de mode commun lors des différents tests des modules SSD	111

Introduction

On distingue généralement quatre interactions fondamentales qui expliquent tous les processus physiques observés à ce jour. L'interaction forte est une de ces quatre interactions fondamentales de la physique. C'est cette interaction qui assure la cohésion des quarks à l'intérieur des hadrons et des nucléons dans les noyaux atomiques. La théorie mise en place pour comprendre l'interaction forte est la chromodynamique quantique (QCD pour Quantum ChromoDynamic). Dans la chromodynamique quantique l'interaction forte est expliquée comme l'échange de gluons entre fermions élémentaires (les quarks) possédant une charge de couleur. Les gluons sont donc les vecteurs de l'interaction forte. La particularité de l'interaction forte est que les gluons possèdent eux aussi une charge de couleur. La masse des gluons est nulle mais comme ils portent une charge de couleur, et donc peuvent interagir entre eux, la portée de l'interaction forte n'est pas infinie, elle est de l'ordre de 10^{-15} m . Une autre conséquence de la charge de couleur des gluons est que plus les quarks sont éloignés, plus leur interaction est intense et à la limite où ils sont infiniment proches ils n'interagissent plus du tout, c'est ce qu'on appelle la liberté asymptotique. Cette caractéristique est à l'origine du confinement des quarks à l'intérieur des hadrons. C'est pourquoi jusqu'à aujourd'hui aucun quark libre n'a été observé.

Toutefois, à hautes températures ou à de hautes densités baryoniques, on prévoit l'existence d'un nouvel état de la matière nucléaire, le plasma de quarks et de gluons (PQG). Dans cet état les quarks et les gluons ne sont plus confinés à l'intérieur des hadrons mais peuvent se mouvoir librement sur de grandes distances. En cosmologie, il est aussi admis que l'Univers a dû passer par cette transition de phase à l'âge de quelques microsecondes.

Depuis le début des années 80 plusieurs expériences ont tentés de recréer cet état de la matière expérimentalement. Ceci passe par des collisions d'ions sur cibles fixes ou par des collisions d'ions plus ou moins lourds afin d'atteindre la densité d'énergie théorique nécessaire à la création du PQG. Grâce aux prévisions théoriques, on s'attend à découvrir et à étudier le PQG à l'aide de différentes signatures. Les signatures du plasma de quarks et de gluons se manifestent par des modifications des propriétés des particules produites lors des collisions suivant qu'un PQG soit formé ou non.

Les dernières avancées vers la recherche du PQG ont eu lieu au Brookhaven National Laboratory (BNL) situé à Long Island aux Etats-Unis où est installé le RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider). Depuis l'été 2000, le RHIC produit des collisions d'ions lourds à des énergies encore jamais atteintes à ce jour (jusqu'à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$). A ces énergies plusieurs observations laissent penser qu'un nouvel état de la matière a été formé lors des collisions produites au RHIC (voir chapitre 1).

Durant l'été 2007 un nouvel accélérateur sera mis en service au CERN. Le LHC (Large Hadron Collider) permettra de produire des collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ et des collisions $Pb - Pb$ à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$. Quatre expériences étudieront les collisions produites, chacune s'intéressant à un aspect de physique particulier. L'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) sera dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds. Cette expérience est composée de plusieurs détecteurs qui chacun permettent l'identification et/ou la reconstruction des particules produites lors de la collision (chapitre 2).

Plusieurs signatures éventuelles du plasma de quarks et de gluons impliquent les particules de saveurs lourdes (particules ne contenant pas uniquement des quarks u et d). Pour la détection et la trajectographie de telles particules à faible durée de vie il est indispensable d'utiliser un détecteur situé à proximité de la collision où la densité de traces peut atteindre $80 \text{ traces.cm}^{-2}$ à quelques centimètres de celle-ci. Ces contraintes ont conduit à la conception du trajectographe interne (ITS, Inner Tracking System) d'ALICE. L'ITS est constitué de six couches cylindriques concentriques de détecteurs silicium. Les deux couches les plus internes (couches 1 et 2) sont constituées de détecteurs silicium à pixels (SPD, Silicon Pixel Detector), les deux couches intermédiaires (couches 3 et 4) de détecteurs silicium à dérive (SDD, Silicon Drift Detector) et les deux couches externes (couches 5 et 6) de détecteurs silicium double-face à micropistes (SSD, Silicon Strip Detector).

Le SSD d'ALICE est important car il permet la connection des traces reconstruites par l'ITS avec celles reconstruites par la TPC (Time projection Chamber) d'ALICE. Ces couches fournissent également une mesure de perte d'énergie utilisée pour l'identification des particules de faibles impulsions. Le SSD d'ALICE se compose de 72 échelles (34 échelles pour la couche 5 et 38 pour la couche 6). Chaque échelle sert de support aux modules de détection frontaux. Ces échelles supportent 22 ou 25 modules pour les couches 5 et 6 respectivement.

Le module de détection frontal, ou module SSD, se compose d'un détecteur en silicium et de son électronique de lecture associée. Le détecteur est constituée d'une plaque de silicium ($75 \times 42 \text{ mm}^2$) de $300\mu\text{m}$ d'épaisseur sur laquelle sont implantée 768 pistes par face. Le module frontal ainsi que l'ensemble du SSD sont décrits dans le chapitre 3.

Une fois le prototype de module construit et validé, la production de masse a commencée. Plusieurs laboratoires et entreprises à travers l'Europe ont été impliqués dans cette phase de production. Outre l'assemblage du module, qui est une opération

complexe, il était nécessaire de fournir une cartographie des canaux fonctionnels pour chaque module ainsi que leur plage de fonctionnement. Pour cela de nouveaux protocoles de tests ont été mis au point. La description des différentes phase de la production (assemblage des modules et tests) ainsi que le bilan de la qualité des modules produits sont présentés dans le chapitre 4. Dans ce chapitre est également présenté une étude concernant la détection de particules cosmiques avec un module SSD.

Le chapitre 5 concerne l'analyse des données prises lors de test en faisceau des premiers modules produits. Les performances des quatre modules testés seront présentées et comparées au performances attendues. Les tests en faisceau commun aux trois sous-détecteurs de l'ITS seront également décrits dans ce chapitre. Ces tests en faisceau se différencie des précédents car pour la première fois des mini-échelles SSD ont été mises en oeuvre.

Enfin, le chapitre 6 s'intéresse à l'étude du bruit de mode commun qui est un paramètre qui a été difficile à maitriser lors des différents tests des modules SSD. La possibilité de contrôler ce bruit particulier lors des prises de données de l'expérience sera également discutée dans ce chapitre.

Chapitre 1.

La Physique du plasma de quarks et de gluons

1.1 L'interaction forte et le plasma de quarks et de gluons

1.1.1 La force forte

Toute la matière de l'univers est composée d'atomes formés par un cortège d'électrons orbitant autour d'un noyau contenant des neutrons et des protons. Afin d'assurer la stabilité de ces noyaux, une interaction attractive doit contrebalancer la répulsion électromagnétique existant entre les protons. C'est Yukawa qui en 1935 a pour la première fois proposé un modèle décrivant cette interaction dite forte. Par la suite, avec le développement des accélérateurs et des détecteurs, un grand nombre de nouvelles particules ont été découvertes ce qui posait le problème de l'élémentarité de ces objets. En 1964, Gell-Mann proposa une théorie introduisant de nouvelles particules élémentaires, les quarks. Les particules observées jusque là seraient un assemblage de deux ou trois quarks (mésons et baryons) liés par l'interaction forte. La force liant les nucléons ne serait qu'une composante résiduelle de cette dernière.

Avec la découverte de l'existence des quarks, il fallut introduire une charge spécifique à l'interaction forte, c'est ce qu'on appelle symboliquement la charge de couleur. L'absence de charge de couleur (c'est-à-dire la neutralité vis à vis de l'interaction forte) s'obtient par la somme des trois couleurs primaires ou la somme d'une couleur et de son anti-couleur. C'est cette charge de couleur qui donna son nom à la théorie de l'interaction forte, la chromodynamique quantique (QCD).

Dans le modèle de la QCD, les forces qui collent les quarks entre eux sont véhiculées par des particules, les quanta de l'interaction ou bosons vecteurs, nommées gluons. A la différence du photon, boson vecteur de l'interaction électromagnétique qui n'est pas chargé, les gluons portent une charge de couleur. Le fait que les bosons vecteurs soient eux aussi sensibles à l'interaction forte est une caractéristique fondamentale de

1. La Physique du plasma de quarks et de gluons

l'interaction. Le potentiel d'énergie inter-quarks est de la forme :

$$V_{q-\bar{q}} = \frac{-\alpha}{d} + Kd \quad (1.1)$$

où α et K sont considérées comme constantes. Ce potentiel d'énergie croît avec la distance d séparant les quarks, ce qui implique le phénomène du confinement des quarks à l'intérieur des hadrons. En effet, jamais aucun quark n'a été observé à l'état libre. Ceci est expliqué par le fait que l'énergie de liaison entre quarks est semblable à la tension d'une corde et qu'à partir d'une certaine distance la corde casse pour former deux nouveaux hadrons. Paradoxalement, plus les quarks sont rapprochés moins ils sont liés, c'est la *liberté asymptotique*.

A partir d'une certaine densité de nucléons, ou d'une certaine température, on s'attend à trouver un état où le potentiel $V_{q-\bar{q}}$ subit un écrantage de type Debye similaire au phénomène électromagnétique se produisant dans les plasmas. C'est à dire que la grande densité de particules chargées (gluons et quarks) va modifier l'amplitude du potentiel et dans ce cas les quarks peuvent être déconfinés. Le déconfinement se traduit par un libre parcours moyen des quarks supérieur au rayon d'un nucléon, c'est cet état que l'on appelle le plasma de quarks et de gluons (PQG) (figure 1.1).

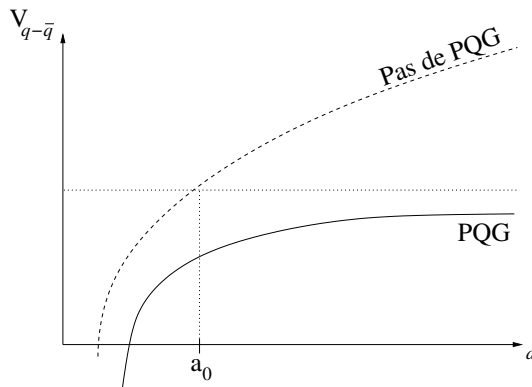


Fig. 1.1 – Evolution du potentiel $q-\bar{q}$ en fonction de la distance inter-quarks d . a_0 désigne le rayon d'un nucléon.

Outre une compréhension plus approfondie de l'interaction forte, l'étude de la transition de phase matière hadronique - PQG permettra d'affiner notre compréhension de l'évolution de l'univers. En effet, les prédictions affirment que toute la matière de l'univers se présentait sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons dans les premiers instants de son existence (environ jusqu'à 10^{-5} s après le Big Bang).

1.1.2 Observer le plasma de quarks et de gluons

La chromodynamique quantique est une théorie satisfaisante à haute énergie où des calculs perturbatifs permettent d'obtenir des résultats précis. Pour le phénomène de confinement, intervenant à basse énergie et qui est par essence non perturbatif, on obtient des résultats très intéressants pour la transition de phase matière hadronique - PQG grâce aux calculs de QCD sur réseau ou LQCD (Lattice QCD). Pour faire des prédictions dans le domaine non-perturbatif, on se place sur un espace euclidien à quatre dimensions

discretisées. Cette méthode permet de renormaliser la QCD et s'inspire de méthodes déjà utilisées en physique statistique. Ces calculs indiquent que la transition PQG-matière hadronique intervient au-delà d'une densité d'énergie critique $\varepsilon_c \approx 1 \text{ GeV}/fm^3$ [1].

Le moyen le plus approprié d'atteindre de telles conditions propices à la transition de phase est d'utiliser des collisions d'ions lourds relativistes (figure 1.2). Lors de l'analyse des produits de collisions d'ions lourds, plusieurs observables peuvent être définies à l'aide de la nature des particules produites et de leurs caractéristiques cinématiques. La théorie prévoit que certaines observables devraient varier sensiblement entre les collisions protons-protons et noyaux-noyaux de même énergie suivant qu'une phase de quarks déconfinés, aussi appelée phase partonique, soit créée ou non. Ces variations des observables, ou signatures, permettraient de détecter cette transition de phase.

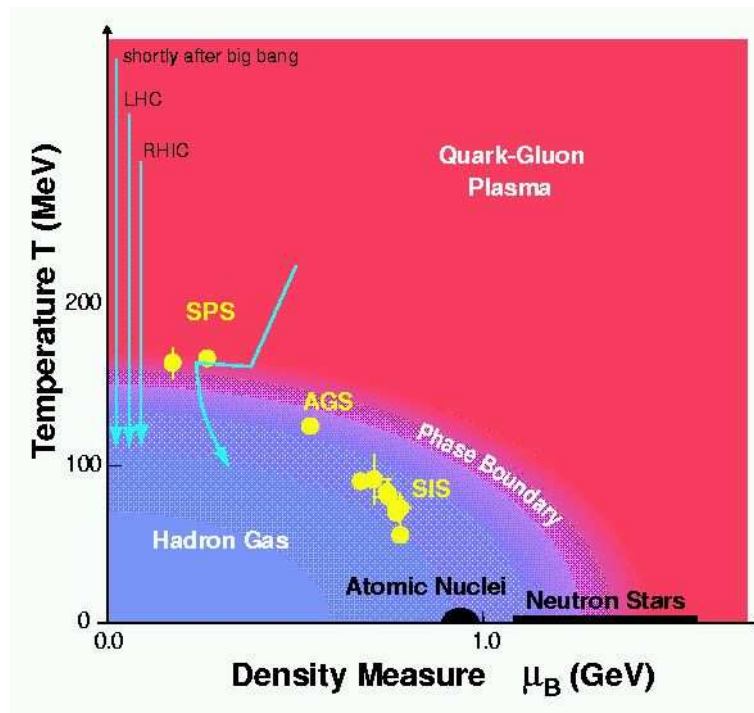


Fig. 1.2 – Diagramme de phase de la matière nucléaire.

1.1.3 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

Le scénario communément admis pour décrire la collision de deux noyaux relativistes provoquant la création d'un plasma de quarks et de gluons a été proposé par J. Bjorken [2]. Le scénario de Bjorken est représenté schématiquement sur la figure 1.3. En suivant ce scénario, un PQG existe dès que la densité d'énergie de la boule de feu formée, ou *bulk*, dépasse le seuil ε_c . Dès les premiers instants de la collision les processus durs dominent et produisent de nombreuses particules de hautes impulsions qui permettront de sonder les tout premiers instants de la collision. Ensuite, lors de la transition vers une densité d'énergie inférieure à ε_c , une phase mixte peut être créée juste avant le passage à un système purement hadronique, similaire à celui produit lors des collisions proton-proton. Par la suite, les particules cessent d'interagir. Tout d'abord lors du *freeze-out* chimique,

1. La Physique du plasma de quarks et de gluons

ou gel chimique, quand les interactions inélastiques prennent fin. A ce moment-là, la composition chimique du système est fixée. Ensuite les interactions élastiques s'arrêtent, la quantité de mouvement de chaque particule est déterminée, c'est le *freeze-out* cinétique.

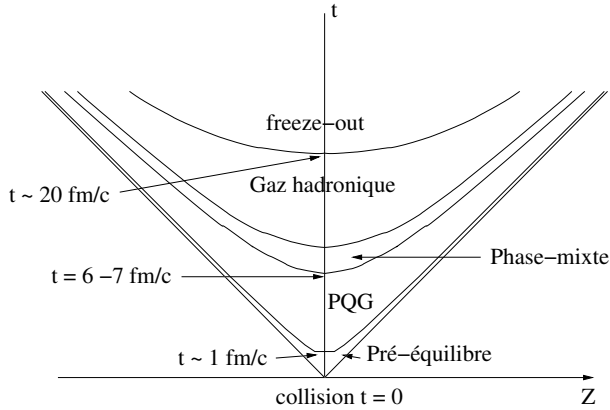


Fig. 1.3 – Evolution du système lors d'une collision d'ions lourds relativistes. Le temps est représenté en ordonnée et la coordonnée spatiale Z suivant l'axe du faisceau est en abscisse.

En résumé, plusieurs observables permettent d'étudier les différentes phases de la collision et seraient de possibles signatures de la présence d'un PQG. Toutefois, chaque signature trouve son origine dans plusieurs phénomènes complexes et chacune d'elles n'est pas indépendante des autres signatures. Par conséquent, la mesure d'une seule signature ne permet pas de conclure à la présence d'un plasma de quarks et de gluons. C'est ici que se trouve l'atout majeure du détecteur ALICE car, pour la première fois, il sera possible d'étudier toutes les observables pertinentes pour l'analyse du PQG simultanément.

1.1.4 Historique de la physique des collisions d'ions lourds

Depuis l'annonce de l'existence théorique du plasma de quarks et de gluons, plusieurs accélérateurs ont été utilisés pour étudier les collisions d'ions lourds. On a tout d'abord produit des collisions sur cibles fixes. Les machines employées pour ce genre d'expériences sont, par ordre chronologique, le SIS (SchwerIonenSynchrotron) au GSI (Gesellschaft für SchwerIonenforschung) de Darmstadt, l'AGS (Alternating Gradient Synchrotron) du Brookhaven National Laboratory (BNL) et le SPS (Super Proton Synchrotron) situé au CERN. Afin d'avoir plus d'énergie dans le centre de masse de la collision, il était nécessaire de passer en mode collisionneur. Le RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) au BNL fut le premier collisionneur de noyaux mis en service en 2 000. Le CERN a quant à lui mis en place le projet LHC (Large Hadron Collider), qui permettra de produire des collisions d'ions lourds à une énergie nominale de $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$, énergie de plusieurs ordres de grandeurs supérieures à celles des machines citées précédemment.

Comme la mise en marche du LHC est prévue pour octobre 2007, aujourd'hui seul le RHIC produit des collisions d'ions lourds relativistes ($\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$). L'IPHC (Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien) de Strasbourg étant particulièrement impliqué dans l'analyse des données collectées par le détecteur STAR (Solenoidal Tracker At RHIC) et dans la construction d'une couche de détecteur silicium à micropistes pour cette même expérience. Durant les premières années de fonctionnement, plusieurs cycles de prise de données ont eu lieu, les résultats les plus récents sont résumés dans [3].

1.2 Les Observations du RHIC

1.2.1 Densité d'énergie

Une des premières données physiques à extraire lors de l'étude des collisions d'ions lourds est la densité volumique d'énergie atteinte par le système. En effet, cette valeur permet d'estimer où nous nous trouvons par rapport à la densité critique ϵ_c prévue par la LQCD. Le modèle mis en place par Bjorken (voir 1.1.3), permet d'obtenir une estimation de ce paramètre ϵ_{Bj} à partir de la densité d'énergie transverse par unité de rapidité dans la région de rapidité centrale, dE_T/dy :

$$\epsilon_{Bj} = \frac{dE_T}{dy} \frac{1}{\tau_0 \pi R^2} \quad (1.2)$$

où τ_0 représente le temps de formation du *bulk* et R le rayon initial du système en expansion. En prenant pour ces paramètres $\tau_0 \approx 1 fm/c$ et $R \approx 1.2 A^{1/3} fm$, on a estimé qu'au RHIC, pour des collisions $Au - Au$ centrales à $200 GeV$, on atteint une densité d'énergie de l'ordre de $5 GeV/fm^3$, ce qui est bien supérieur à la densité critique prévue par les calculs de QCD sur réseau [1].

1.2.2 Propriétés du *bulk* et productions de particules

Deux variables importantes décrivant le milieu sont la température T et le potentiel chimique baryonique μ_B . Pour déterminer ces caractéristiques on utilise des modèles statistiques qui ont pour objectif de décrire les propriétés d'un milieu macroscopique en équilibre thermodynamique à partir du taux de production des différentes particules [4].

Les paramètres d'ajustement de ces modèles sont les variables introduites précédemment T et μ_B . Ces données sont représentatives du milieu au moment du *freeze-out* chimique car c'est à ce moment là que le nombre de particules des différentes espèces est fixé.

On ajoute parfois une troisième variable γ_s , appelée le facteur de saturation de l'étrangeté. Ce paramètre représente le niveau d'équilibre atteint par l'étrangeté dans le milieu. Donc $\gamma_s = 1$ signifie que les quarks s ont atteint l'équilibre. A l'inverse, $\gamma_s < 1$, indique qu'il n'y a pas autant d'étrangeté que ce que le modèle prévoit pour un système à l'équilibre.

La figure 1.4, obtenue par l'expérience STAR au RHIC, montre un accord entre le modèle statistique et les données. De plus, on voit que γ_s tend vers 1 avec le nombre de nucléons participants à la collision, ce qui montre qu'on tend vers un système à l'équilibre, au moins pour les saveurs de quarks u , d et s (les seules prises en compte lors de cette analyse). La température $T = 163 \pm 4 MeV$ obtenue par ajustement du modèle est en accord avec la température de transition de phase donnée par la LQCD qui est d'environ $170 MeV$ [5]. Par conséquent, comme l'équilibre semble atteint pour une température proche de la température de transition de phase, il est vraisemblable que l'équilibre soit créé lors d'une phase partonique. En revanche les modèles statistiques ne décrivent pas la dynamique de la collision.

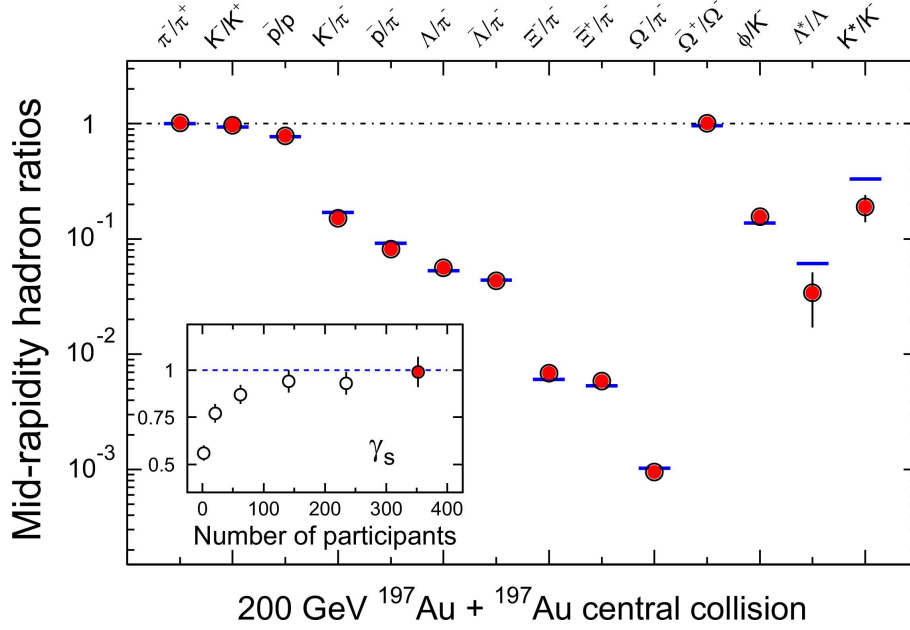


Fig. 1.4 – Rapports des taux de production à mi-rapacité pour différentes espèces de hadrons mesuré par STAR pour des collisions $Au - Au$ centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. Les barres horizontales représentent les valeurs données par le modèle pour $T = 163 \pm 4 \text{ MeV}$ et $\mu_B = 24 \pm 4 \text{ MeV}$. Sont également présentés les variations de γ_s avec le nombre de nucléons participants à la collision.

1.2.3 Effets collectifs

Pour comprendre l'évolution du *bulk* après la collision, on peut le considérer comme un fluide parfait relativiste en expansion [6]. Dans ce cas, pour pouvoir appliquer les lois de l'hydrodynamique, il faut que le système soit localement thermalisé.

L'étude des collisions non-centrales permet de tester l'approche hydrodynamique. En effet, comme le montre la figure 1.5, la zone de recouvrement des deux noyaux lors des collisions périphériques a une forme en amande. Cette anisotropie spatiale se traduit par un gradient de pression. C'est à dire que la pression dans la direction du plan de réaction (plan $(\vec{x}, \vec{z})$) est plus élevée que dans la direction perpendiculaire à celui-ci.

Par conséquent, l'anisotropie spatiale conduit, avec l'expansion du milieu, à une anisotropie en impulsion des particules. Ceci engendre plus de particules rapides dans la direction du plan de réaction que perpendiculairement à celui-ci. Celles-ci, par collisions successives, apportent un excès de particules émises dans la direction de ce plan. Cette anisotropie du nombre de particules émises suivant l'angle ϕ par rapport au plan de réaction est ce qu'on appelle le *flow* (écoulement) elliptique $dN/d\phi$. Il peut se décomposer en série de Fourier :

$$\frac{dN}{d\phi} \propto 1 + \sum_{n=0}^{\infty} 2v_n \cos(n(\phi - \Phi_R)) \quad (1.3)$$

où Φ_R est l'angle du plan de réaction par rapport à un plan de référence de l'expérience. Le deuxième coefficient de la série, v_2 , décrit l'anisotropie du *flow*.

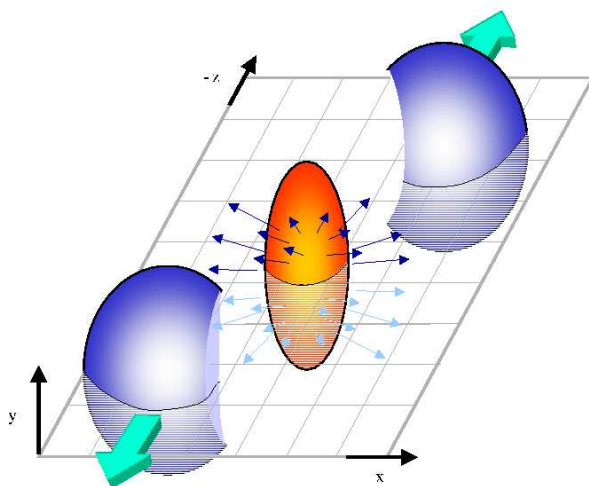


Fig. 1.5 – Schema d'une collision non-centrale.

Comme le *flow* elliptique est additif, dans le cas où une phase partonique est créée, ce *flow* a une composante partonique et une composante hadronique qui proviennent chacune d'un stade différent de la collision. Comme l'anisotropie diminue avec l'expansion du système, le *flow* elliptique se développe principalement lors des premiers instants de la collision, au moment même où l'on est censé être en présence du PQG.

La figure 1.6 montre la présence d'un *flow* collectif qui dépend de la masse de la particule et qui est en accord avec les prédictions hydrodynamiques. Ceci permet de penser que l'on est en présence d'un milieu fortement en interaction qui conduit à des phénomènes collectifs. La dépendance en masse montre que la vitesse transverse est commune à toutes les particules. De plus, le bon accord avec l'hydrodynamique suggère que le milieu thermalise rapidement.

Le *flow* elliptique des particules étranges (figure 1.7) est particulièrement intéressant car ces particules ont une section efficace d'interaction hadronique faible, donc leur v_2 est un indice fort de la présence d'un *flow* elliptique partonique.

Toutefois, les équations régissant l'hydrodynamique ne sont valables qu'à basses impulsions transverses ¹. Comme le montre la figure 1.7, pour des p_T intermédiaires ($1.5 - 2 \text{ GeV} < p_T < 6 \text{ GeV}$), on observe une saturation du v_2 . Cette saturation semble prendre deux valeurs distinctes, une commune aux baryons et l'autre aux mésons. Pour se convaincre qu'il ne s'agit pas d'un effet dû à la masse des particules, on peut remarquer que le méson ϕ présente un v_2 semblable à celui du K_s^0 qui est pourtant deux fois plus léger ($m_\phi = 1020 \text{ MeV}$ et $m_{K_s^0} = 498 \text{ MeV}$). On peut remarquer également que le Λ ($m_\Lambda = 1116 \text{ MeV}$) montre un v_2 supérieur à celui du méson ϕ qui pourtant a une masse du même ordre de grandeur. Ce facteur d'échelle du *flow* elliptique, ou *scaling* en fonction du nombre de quarks constituant des hadrons est encore plus évident quand

¹l'impulsion transverse d'une particule est la composante de son impulsion dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau

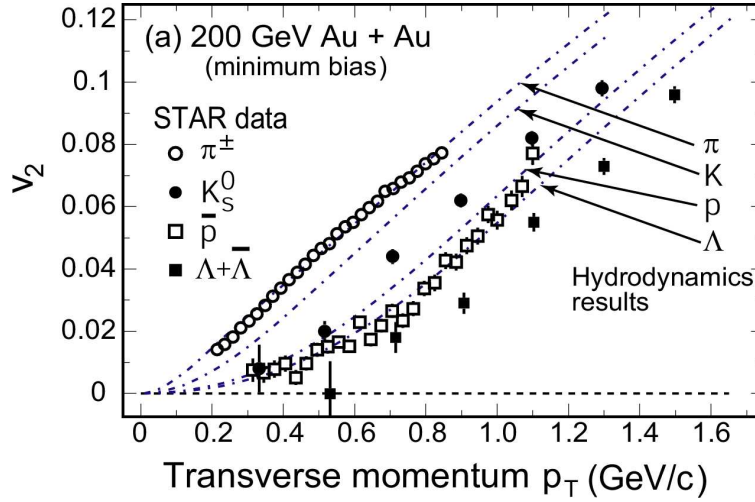


Fig. 1.6 – Dépendance du *flow* elliptique en fonction de l'impulsion transverse fournie par l'expérience STAR ($Au - Au$ à 200 GeV) pour différentes espèces de hadrons. Les calculs hydrodynamiques apparaissent en pointillés.

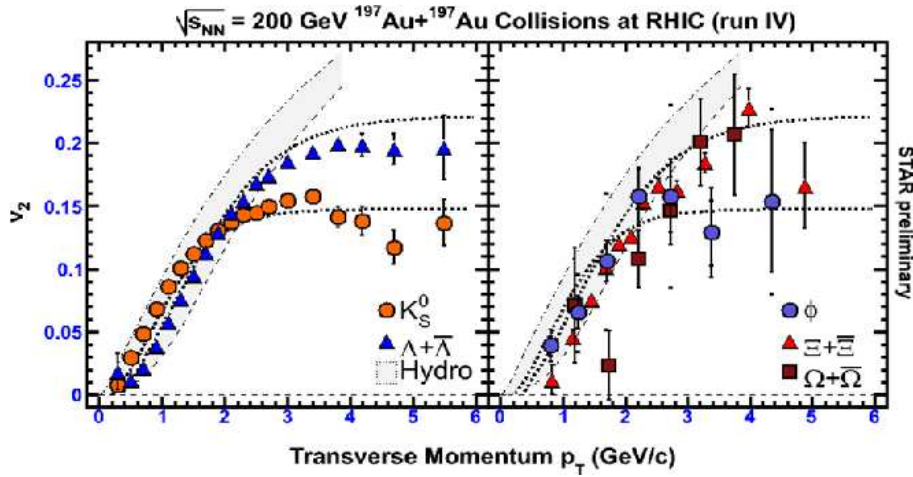


Fig. 1.7 – *Flow* elliptique de particules étranges pour des collisions $Au - Au$ à 200 GeV mesuré par la collaboration STAR. La limite hydrodynamique est en grisée.

on représente le *flow* elliptique en fonction de l'impulsion transverse, en normalisant ces deux variables par le nombre de quarks constituant n_q (figure 1.8).

Cette dépendance de la saturation du *flow* en fonction du nombre de quarks constituant permet d'imaginer que les hadrons sont formés par coalescence de quarks. C'est à dire que les mésons proviennent de deux quarks du plasma et les baryons de trois, le p_T et le v_2 des hadrons seraient ainsi la somme de l'impulsion transverse et du *flow* elliptique des quarks constituant provenant du plasma.

Si la coalescence de quarks est réelle cela nous permettrait de dire que les quarks constituant sont un degré de liberté du système. La mesure du *flow* elliptique et la découverte d'un facteur d'échelle du v_2 sont considérés comme l'un des résultats les plus

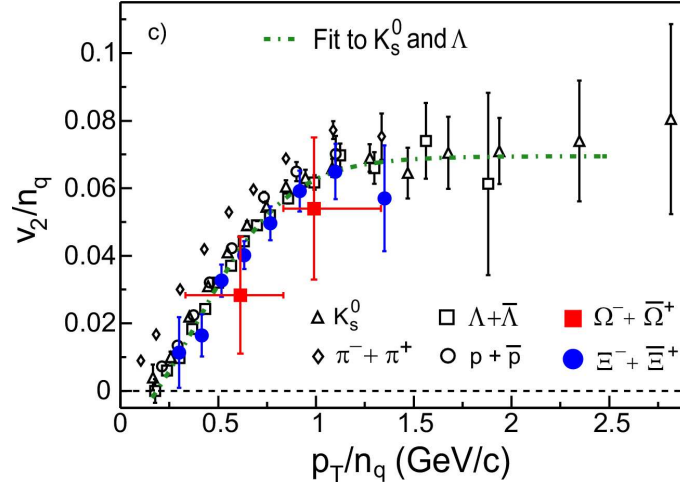


Fig. 1.8 – *Flow* elliptique différentiel pour des collisions $Au - Au$ à 200 GeV (collaboration STAR).

marquant obtenu par le RHIC.

1.2.4 Processus durs

Il est possible de sonder le *bulk* avec des sondes “dures”, composées de particules de hautes impulsions ($p_T > 6\text{ GeV}$), qui reflètent l’état du système lors des premiers instants suivant la collision.

Considérons une collision dure entre parton, le résultat de celle-ci est deux partons émis dos à dos qui vont conduire, par fragmentation, à deux jets. Lors des collisions de noyaux, les produits de la collision dure initiale vont interagir avec le milieu, ce qui n’est pas le cas lors de collisions $p - p$ ou $e^+ - e^-$ où aucun milieu n’est présent. On s’attend à ce que le comportement de telles sondes soit fortement modifié suivant la nature, hadronique ou partonique, du milieu traversé. En effet, la perte d’énergie d’un parton par force de couleur dans un milieu gluonique s’effectue par un rayonnement de gluons de freinage. Cette perte d’énergie par unité de longueur est donnée par :

$$\frac{dE}{dl} = \alpha_s \mu_D^2 \ln^2\left(\frac{E}{\mu_D}\right) \quad (1.4)$$

où E , α_s et μ_D sont respectivement l’énergie du parton, la constante de couplage de l’interaction QCD et le potentiel d’écrantage de type Debye du milieu [7]. Cet écrantage est sensiblement modifié dans une phase partonique, où la densité de gluons est très élevée, par rapport à une phase purement hadronique. Par conséquent on s’attend à avoir moins de particules à haut p_T si un PQG est formé lors de la collision.

Pour vérifier ce phénomène on s’intéresse à la corrélation angulaire des jets reconstruits. C’est à dire que pour chaque jet reconstruit on mesure la différence en angle azimutale avec tout les autres jets de l’évènement.

1. La Physique du plasma de quarks et de gluons

La figure 1.9, qui représente la distribution de la différence angulaire $\Delta\Phi$, montre un pic en $\Delta\Phi = \pi$ pour les collisions $p - p$ (en noir) qui correspond aux jets émis dos à dos. En revanche, pour les collisions $Au - Au$ non centrales, le pic en π disparaît. Cela prouve qu'un des deux jets s'est "perdu", vraisemblablement parce qu'il a rayonné toute son énergie dans le milieu. Cette idée est confortée par le fait que cette suppression de jet est plus accentuée dans la direction perpendiculaire au plan de réaction que dans la direction orthogonale. Car rappelons que pour les collisions non centrales, la zone de recouvrement des noyaux a une forme d'amande, donc la quantité de matière à traversée est plus grande suivant la direction *out-of-plane* (direction perpendiculaire au plan de réaction).

Ces observations montrent clairement une suppression des jets pour les collisions $Au - Au$ par rapport aux collisions $p - p$, suppression d'autant plus importante que la quantité de matière à traverser est grande. De plus, la perte d'énergie estimée par QCD perturbative (pQCD) pour arriver à de tels résultats est en accord avec la création d'une phase partonique, la perte d'énergie d'un parton dans un milieu purement hadronique n'étant pas suffisante pour expliquer ce phénomène.

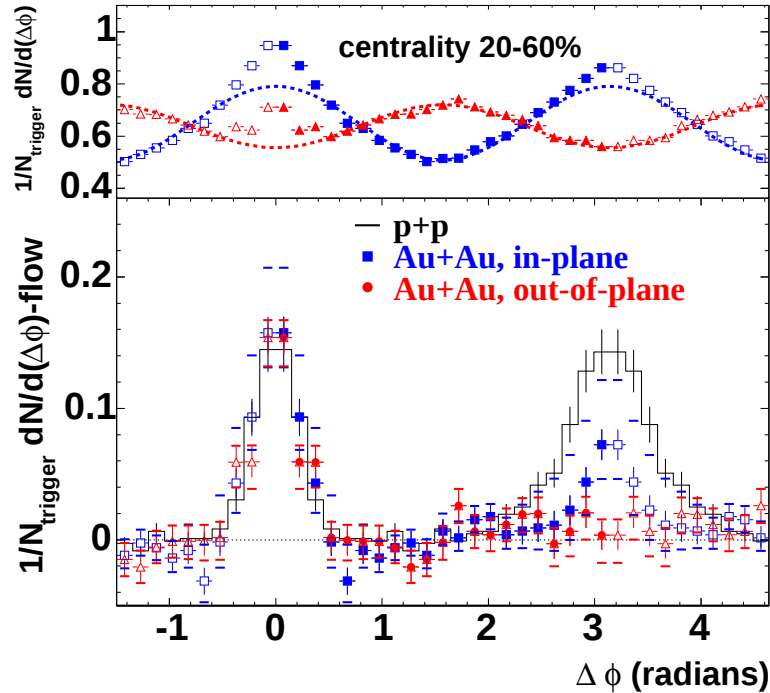


Fig. 1.9 – Corrélation azimutale des jets de hadrons dans STAR ($Au - Au$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ à centralité 20-40%). En rouge les corrélations *out-of-plane*, en bleu les corrélations *in-plane*. En bas, la contribution du *flow* collectif est soustraite (en pointillé en haut). Les données $p - p$ sont en noir.

1.2.5 Les conclusions du RHIC

Les quelques résultats présentés précédemment mettent en valeur les principales avancées apportées par le RHIC pour la compréhension de la physique des collisions d'ions lourds. Plusieurs arguments permettent d'affirmer qu'un nouvel état de la matière a été créé.

Tout d'abord, l'énergie transverse totale mesurée permet de remonter à la densité d'énergie initiale du système qui est très supérieur à la densité critique prévue par la LQCD ($1 \text{ GeV}/fm^3$).

Ensuite, les taux de particules produites lors des collisions sont en accord avec les prédictions fournies par un modèle statistique décrivant un système en équilibre thermodynamique. La température du milieu donnée par le modèle est cohérente avec la température prévue par la QCD sur réseau pour la transition de phase vers une matière partonique.

De plus, les spectres en impulsion transverse sont en accord avec l'hydrodynamique d'un fluide parfait relativiste en expansion et, pour la première fois, la limite hydrodynamique a été atteinte (figure 1.10). Ceci plaide en faveur d'une thermalisation du système.

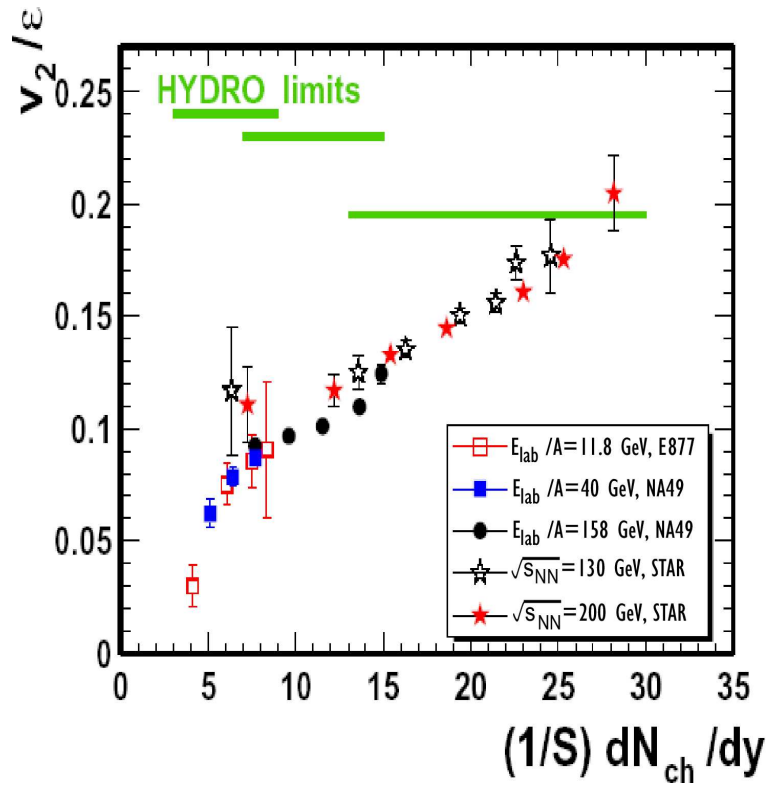


Fig. 1.10 – Dépendance en énergie du *flow* elliptique mesuré à différentes centralités. La figure présente v_2/ϵ où ϵ est l'excentricité spatiale initiale, en fonction du nombre de particule chargée par unité de rapidité normalisé à la surface de recouvrement des noyaux. Les lignes vertes représentent la limite hydrodynamique théorique.

Toutefois, le modèle hydrodynamique est sensible à un grand nombre de paramètres et il n'est pas encore démontré que seul le modèle combiné avec une équation d'état incluant une transition de phase vers le PQG soit capable de décrire les résultats obtenus.

1. La Physique du plasma de quarks et de gluons

Un autre résultat inédit obtenu au RHIC est la découverte du facteur d'échelle existant entre le *flow* elliptique des baryons et des mésons (figure 1.7). Ceci suggère qu'il existe un degré de liberté non hadronique.

Dernier point, la suppression des jets est vérifiée pour les collisions $Au - Au$ et elle est accentuée hors du plan de réaction. Ceci est d'autant plus important que ce phénomène n'est pas observé pour les collisions $p - p$ ou $d - Au$. On peut donc conclure qu'il y a bien perte d'énergie des partons dans le milieu et que celle-ci dépend de la quantité de matière traversée. Les prédictions de QCD perturbative reproduisant ces phénomènes nécessitent une densité d'énergie bien au-delà (1 ordre de grandeur) de celle de la matière nucléaire froide.

Jusqu'ici les déclarations de découverte du PQG s'appuient sur toutes ces observations qui chacune nécessitent des théories différentes s'appliquant lors des diverses étapes de la collision. Il n'y a aucun moyen simple de les faire cohabiter et il faudrait déterminer clairement leurs champs de validité. Néanmoins, le RHIC a produit un nouvel état de la matière. Celui-ci est composé de constituants fortement en interaction, il semble se comporter comme un fluide parfait et la densité d'énergie atteinte est très élevée. Mais aucune preuve définitive du déconfinement n'émerge de ces observations.

1.3 Perspectives pour ALICE : conditions initiales et nouvelles observables

L'énergie délivrée par le LHC ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$), qui est plus de 20 fois supérieure à celle du RHIC, devrait permettre une évolution considérable de la physique des ions lourds.

Tout d'abord la température atteinte par le milieu sera beaucoup plus élevée que la température critique, la durée de vie du système plus longue et son volume plus grand ne feront que renforcer les manifestations du PQG. Le tableau 1.1 montre que les conditions atteintes au LHC seront optimales pour l'étude du plasma de quarks et de gluons. En effet, celui-ci sera formé plus rapidement, sera présent plus longtemps et dans un volume plus grand que lors des collisions produites par le passé. De plus, la densité critique sera largement dépassée (figure 1.11), les effets du plasma de quarks et de gluons sur certaines observables devraient être plus marqués.

Au LHC les processus durs contribueront à 98 % de la section efficace de l'interaction $A - A$ (50% au RHIC). Ceux-ci seront donc grandement majoritaire, il sera possible d'étudier les phénomènes à hautes impulsions transverses beaucoup plus facilement grâce à la plus grande statistique.

Dans la zone de p_T intermédiaire il sera possible de vérifier le modèle de coalescence de quarks en mesurant le facteur d'échelle entre baryons et mésons pour des p_T plus élevés et des hadrons plus lourds.

Pour une étude systématique de ces observables, on envisage de mesurer leurs variations événement par événement. Cette physique *event-by-event*, sera rendu possible

1.3 Perspectives pour ALICE : conditions initiales et nouvelles observables

collisions centrales	SPS	RHIC	LHC
$\sqrt{s_{NN}} \text{ (GeV)}$	17	200	5500
multiplicité dN_{ch}/dy	400	850	2000-8000
temps de formation $\tau_{QGP}^0 \text{ (fm/c)}$	≈ 1	≈ 0.2	≈ 0.1
température T/T_c à τ_{QGP}^0	1.1	1.9	3-4.2
densité d'énergie ε (à 1 fm/c) $\text{ (GeV/fm}^3\text{)}$	3	5	16-64
temps de vie du QGP $\tau_{QGP} \text{ (fm/c)}$	≤ 2	2-4	≥ 10
volume du QGP $V_{QGP} \text{ (fm}^3\text{)}$	$\approx 10^3$	$\approx 10^4$	$\approx 10^5$

Tab. 1.1 – Conditions atteintes lors des collisions au SPS, au RHIC et prévisions pour le LHC.

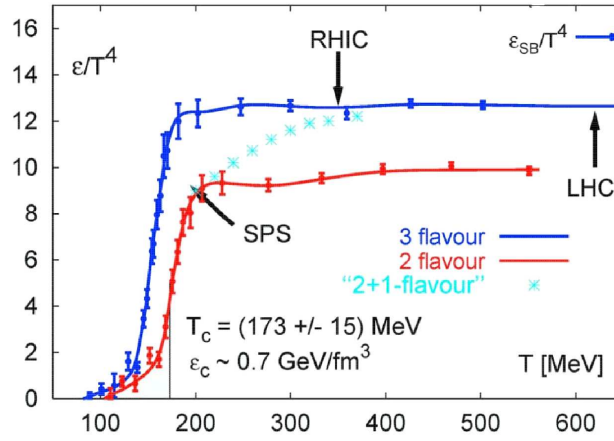


Fig. 1.11 – ε/T^4 en fonction de la température pour différent modèles de LQCD. La flèche symbolise la limite du gaz parfait où ε/T^4 est constant (loi Stefan-Boltzmann).

pour la première fois grâce à la grande multiplicité de particules produites. Celle-ci pourra aussi être appliquée aux mesures de corrélations de particules par méthode interférométriques.

La statistique sur une large gamme d'impulsion permettra de valider et de contraindre encore plus les modèles statistiques et hydrodynamiques. Il sera primordiale de situer le *flow* elliptique par rapport à la limite hydrodynamique.

Il sera également possible, pour la première fois, de corrélérer les différentes signatures du PQG car le détecteur ALICE est conçu pour mesurer simultanément toutes les observables sensible à la transition de phase vers une matière partonique.

Chapitre 2.

Le LHC et l'expérience ALICE

2.1 Le Large Hadron Collider et les expériences associées

2.1.1 L'accélérateur LHC

Le Large Hadron Collider (LHC) est le nouvel accélérateur installé au CERN à Genève. Sa mise en service est prévue pour l'été 2007. Il prendra place dans le tunnel du LEP (Large Electron and Positron collider) qui a fonctionné de 1989 à 1999. Cet accélérateur mesure 27 km de circonférence et est enterré à environ une centaine de mètres. Il produira des collisions proton-proton à une énergie nominale de $\sqrt{s_{NN}} = 14\text{ TeV}$. Celui-ci est également prévu pour accélérer des ions lourds (Pb dans un premier temps) qui entreront en collision à une énergie de 5.5 TeV par paire de nucléons (tableau 2.1). Suivant le mode d'utilisation du collisionneur, une luminosité de $10^{34}\text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ou de $10^{27}\text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ sera attendue pour les collisions $p - p$ et $Pb - Pb$ respectivement. Quatre expériences seront positionnées aux points d'intersections des faisceaux de l'accélérateur afin d'analyser les collisions produites. Ces expériences sont ALICE, ATLAS, CMS et LHCb (figure 2.1).

	$p - p$	$Pb - Pb$
Energie par nucléon (TeV)	7	2.25
Energie dans le centre de masse (TeV)	14	1 148
Rayon du faisceau au point d'interaction (μm)	71	16
Longueur de paquet (cm)	7.7	7.7
Nombre de paquets (s^{-1})	2 808	592
Distance entre paquets (ns)	25	125
Nombre de particules/paquet	$1.1 \cdot 10^{11}$	$6.8 \cdot 10^7$
Luminosité ($\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$)	$\approx 10^{34}$	$\approx 10^{27}$

Tab. 2.1 – Caractéristiques du collisionneur LHC.

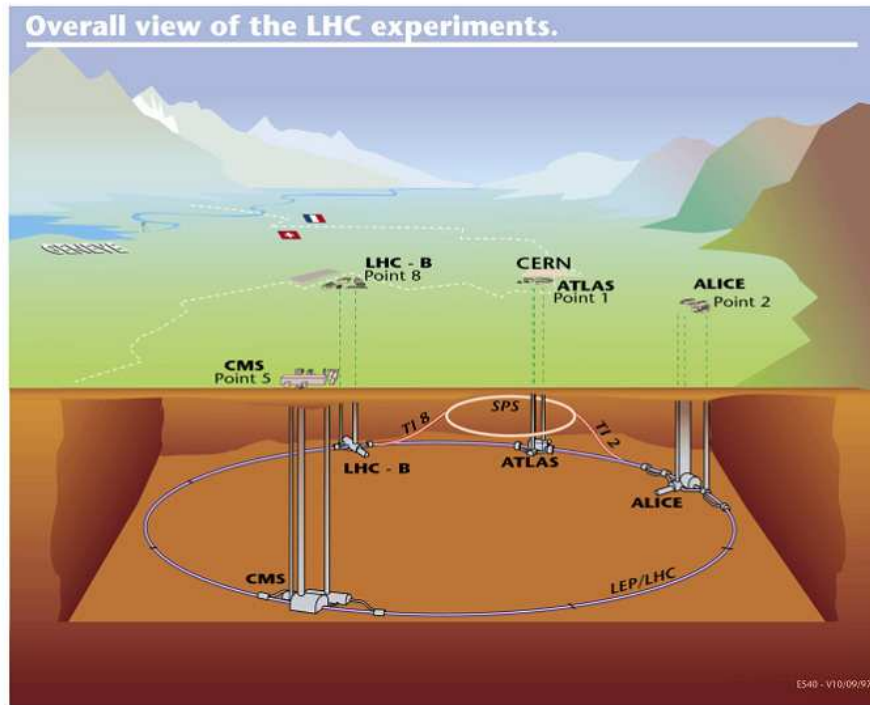


Fig. 2.1 – Vue schématique du LHC au CERN.

2.1.2 Les expériences du LHC

Les expériences ATLAS (A Toroidal Lhc ApparatuS) (figure 2.2) et CMS (Compact Muon Solenoid) ont pour but principal la découverte du boson de Higgs. Plus généralement, ces détecteurs sont polyvalents et permettront de tester le modèle standard et de rechercher de la nouvelle physique qu'elle qu'en soit la forme.

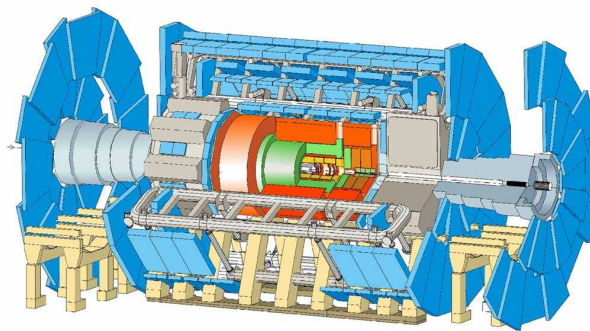


Fig. 2.2 – Schéma d'ensemble du détecteur ATLAS.

Bien que principalement dédiées aux collisions $p-p$, il est envisagé d'étudier également les collisions d'ions lourds dans le cadre de CMS et d'ATLAS. En effet, leur sensibilité aux muons et leurs grandes précision sur la mesure des jets permettra de compléter les mesures d'ALICE.

2.2 ALICE : A Large Ion Collider Experiment

2.2.1 Généralités

L'expérience ALICE est l'expérience du LHC dédiée aux collisions d'ions lourds et à l'étude du plasma de quarks et de gluons. Elle a été conçue pour être sensible à tous les signaux intéressants pour la caractérisation du PQG. ALICE présente deux grandes parties, le détecteur central qui mesurera les produits de la collision pour des pseudo-rapidités comprises entre $-0.9 < \eta < +0.9$, et la partie avant qui est consacrée à la mesure des muons produits à grande pseudo-rapidité ($-4 < \eta < -2.5$). Les principaux détecteurs d'ALICE sont présentés sur la figure 2.3.

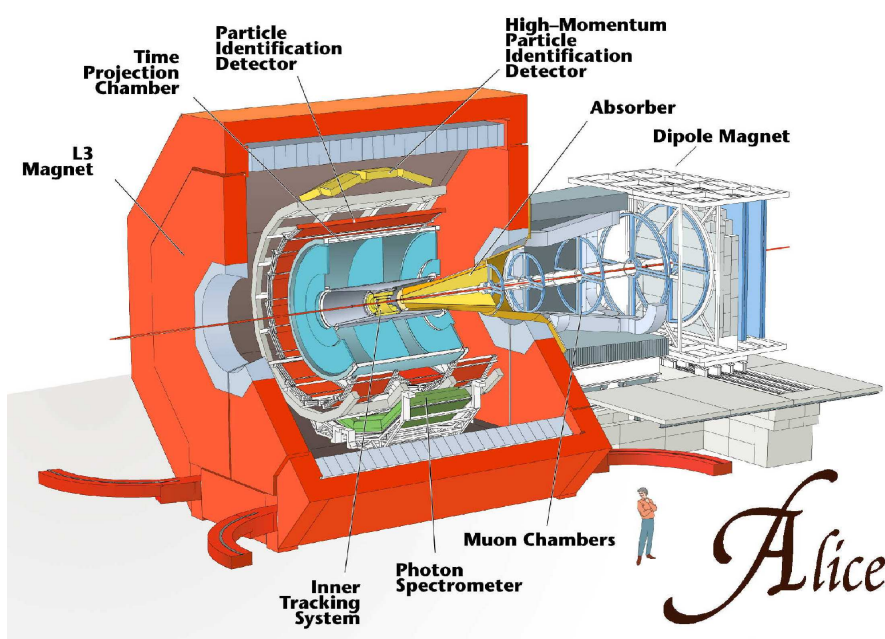


Fig. 2.3 – Schéma d'ensemble d'ALICE.

La partie centrale (ou *barrel* central) est une succession de détecteurs composée, en partant de l'axe du faisceau vers l'extérieur, de l'ITS, la TPC, le TRD, le TOF, le PHOS et le HMPID, l'ensemble étant entouré de l'aimant de l'ancienne expérience L3 du LEP. Ces détecteurs seront plongés dans un champ magnétique axial de 0.5 T . Cette partie d'ALICE est plutôt orientée vers l'étude des signaux hadroniques. La partie avant d'ALICE (le spectromètre à muons) a pour but la mesure de signaux leptoniques et sera détaillée dans 2.2.4.

La suite de ce chapitre présentera rapidement les différentes parties d'ALICE et les objectifs de physique associés à chacune d'elle ¹. Toutes les données présentées dans ce chapitre sont tirées de [9].

¹Tous les sous-détecteurs d'ALICE ont fait l'objet d'un TDR (Technical Design Report) qui décrit en détail chacun d'eux [8].

2.2.2 Trajectographie dans la partie centrale

Les deux sous-détecteurs utilisés pour reconstruire les trajectoires des particules sont l'ITS (Inner Tracking System) et la TPC (Time Projection Chamber).

a) L'ITS

L'ITS est le détecteur le plus proche du vertex primaire de la collision. Ses objectifs sont multiples :

- reconstruire la position du vertex primaire avec une précision $< 100 \mu\text{m}$;
- reconstruire les vertex secondaires de désintégrations des particules lourdes (hypérons, D, B, etc.) ;
- reconstruire et identifier les particules de faibles impulsion transverses ($p_T < 100 \text{ MeV}/c$) ;
- améliorer la résolution en impulsion de la TPC ;
- combler au mieux les zones mortes de la TPC.

L'ITS est un détecteur à géométrie cylindrique. Le fait d'être aussi proche de la collision implique que l'ITS sera soumis à une très grande multiplicité de particules (jusqu'à 80 cm^{-2} pour la couche la plus interne). Il était donc indispensable de concevoir un détecteur ayant une haute granularité, ce qui a conduit au choix des détecteurs silicium. Pour optimiser le compromis entre la résolution spatiale, la granularité, et le nombre de canaux de sortie, l'ITS se compose de six couches de détecteurs silicium utilisant trois technologies différentes.

En partant de l'axe du faisceau, les couches 1 et 2 sont composées de détecteur silicium à pixels (SPD), les couches 3 et 4 de détecteur silicium à dérive (SDD) et les couches 5 et 6 de détecteur silicium à micro-pistes (SSD) (figure 2.4). L'ITS sera présenté plus en détail dans le paragraphe 3.1.

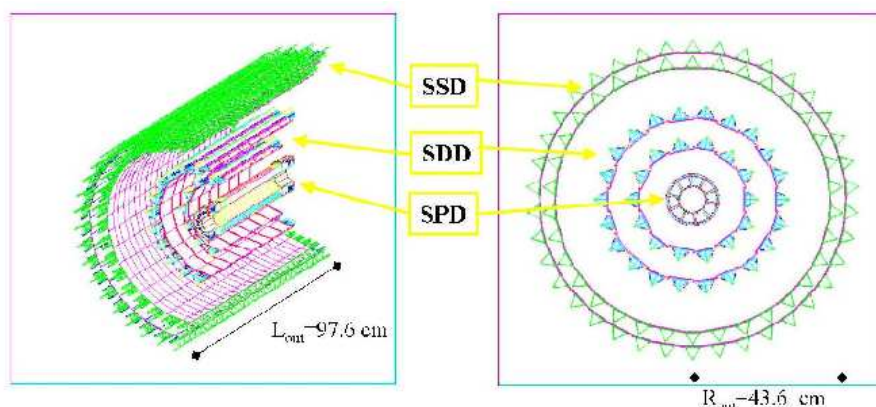


Fig. 2.4 – Vues en coupe de l'ITS.

b) La TPC

La TPC est l'outil principal pour la trajectographie d'ALICE dans le *barrel* central. Elle a une couverture azimutale complète et est capable de mesurer les particules ayant

une pseudo-rapacité comprise dans l'intervalle $-0.9 < \eta < 0.9$.

Ce type de détecteur s'appuie sur la détection d'électrons secondaires créés lors du passage de la particule à détecter dans un gaz et provoquant l'ionisation de celui-ci. La TPC d'ALICE est la plus grande TPC jamais mise en oeuvre. Ses dimensions sont 5 m de longueur suivant l'axe du faisceau et 0.88 m et 2.5 m pour ses rayons internes et externes. Elle est divisée en deux secteurs symétriques (figure 2.5). Son volume de 88 m^3 est rempli d'un mélange de Néon (90%) et de CO_2 (10%). Ces caractéristiques, combinés avec un champ électrique de 400 Vm^{-1} , conduisent à un temps de dérive maximale des électrons de $88\text{ }\mu\text{s}$. Ceci limite la fréquence de lecture du détecteur à 10 kHz .

La collection des charges créées se fait sur les extrémités de la TPC qui sont divisées chacune en 18 secteurs. Au total la TPC comporte plus de 500 000 cellules de lecture (ou *pad*). L'échantillonnage en temps s'effectue suivant 1 024 échantillons.

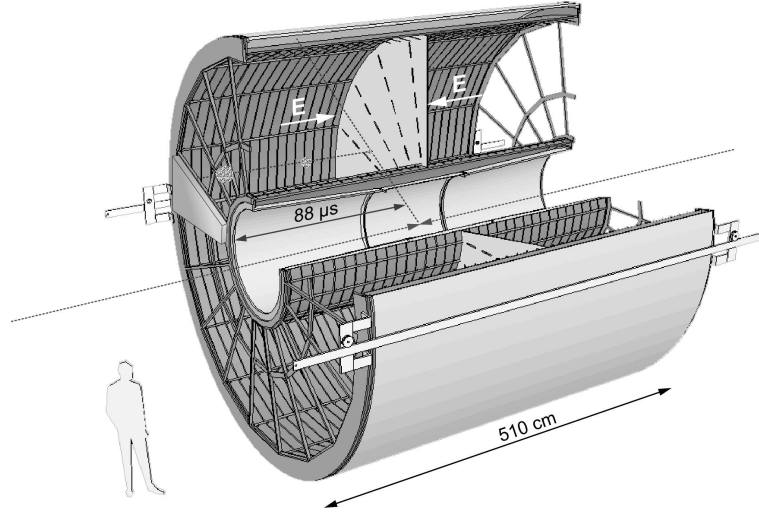


Fig. 2.5 – Vue en coupe de la TPC d'ALICE.

Outre la reconstruction des trajectoires, la TPC permet aussi d'identifier les particules grâce à leur perte d'énergie (dE/dx). Les caractéristiques principales de la TPC sont présentées dans le tableau 2.2.

Taux d'occupation des pads (à $dN/dy = 8\,000$)	40-15% (rayon interne/externe)
Taux d'occupation des pads (collision $p - p$)	$5 - 2 \cdot 10^{-4} \%$ (rayon interne/externe)
Résolution spatiale $r\phi$ (μm)	1 100/800 (rayon interne/externe)
Résolution spatiale Z (μm)	1 250/1 100 (rayon interne/externe)
Résolution dE/dx (traces isolées)	5.5 %
Résolution dE/dx ($dN/dy = 8\,000$)	6.9 %

Tab. 2.2 – Caractéristiques principales de la TPC.

2.2.3 Identification des particules dans la partie centrale

Plusieurs détecteurs de la partie centrale d'ALICE sont situés à l'extérieur de la TPC et ont pour objectif d'identifier les différentes espèces de particules produites. Ces détecteurs sont, du plus intérieur au plus extérieur, le TRD (Transition Radiation Detector), le TOF (Time Of Flight), le HMPID (High Momentum Particle Identification) et le PHOS (PHOton Spectrometer).

a) Le TRD

Le TRD est situé immédiatement après la TPC. L'objectif principal de celui-ci est l'identification des électrons ayant un moment supérieur à $1 \text{ GeV}/c$. L'identification des électrons est très importante pour mesurer le spectre des mésons vecteurs ainsi que le continuum en dileptons et la perte d'énergie des particules dans cette plage de moments. En effet, la TPC ne permet plus de distinguer les pions des électrons pour des moments de cet ordre de grandeur ($\sim 1 \text{ GeV}/c$).

Ce type de détecteur s'appuie sur le fait qu'une particule relativiste émet des photons lorsque qu'elle traverse une interface entre deux milieux d'indice de réfraction différent. C'est pour cela que le TRD est composé d'un radiateur de 4.8 cm d'épaisseur (100 couches de polypropylène dans une atmosphère de CO_2) suivi d'une chambre de lecture proportionnelle à multi-fils. Seul les électrons ayant un facteur de Lorentz $\gamma > 1000$ ($p > 0.5 \text{ GeV}/c$) produisent dans le radiateur un rayonnement de transition qui sera absorbé dans la chambre de lecture (figure 2.6).

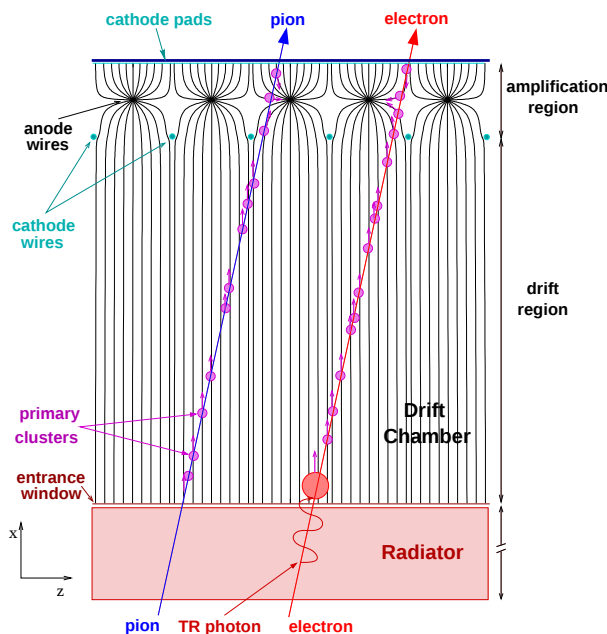


Fig. 2.6 – Principe du TRD.

Le TRD consiste en un empilement de six couches de détecteurs segmentés en 18 secteurs azimutaux, eux-mêmes divisés en 5 régions dans la direction longitudinale. Ces 540 modules présentent une surface active de 750 m^2 .

b) Le TOF

Le sous-détecteur suivant le TRD est le TOF, ou Time-Of-Flight. Le TOF, couplé à la TPC et à l'ITS pour la reconstruction des vertex, permet d'identifier la plupart des pions, kaons et protons pour des impulsions comprises entre 0.5 et 2.5 GeV/c , grâce à la mesure de leurs temps de vol.

Le TOF est un détecteur cylindrique de 3.7 (3.99) m de rayon interne (externe). La longueur du TOF est de 7.45 m (figure 2.7).

Les détecteurs sont des Multi-gap Resistive Plate Chambers (MRPC) qui utilisent comme milieu d'ionisation un mélange $C_2H_2F_4$ (90%) - C_4F_{10} (5%) - SF_6 (5%). La résolution obtenue est de l'ordre de 50 à 60 ps pour une efficacité supérieure à 90%.

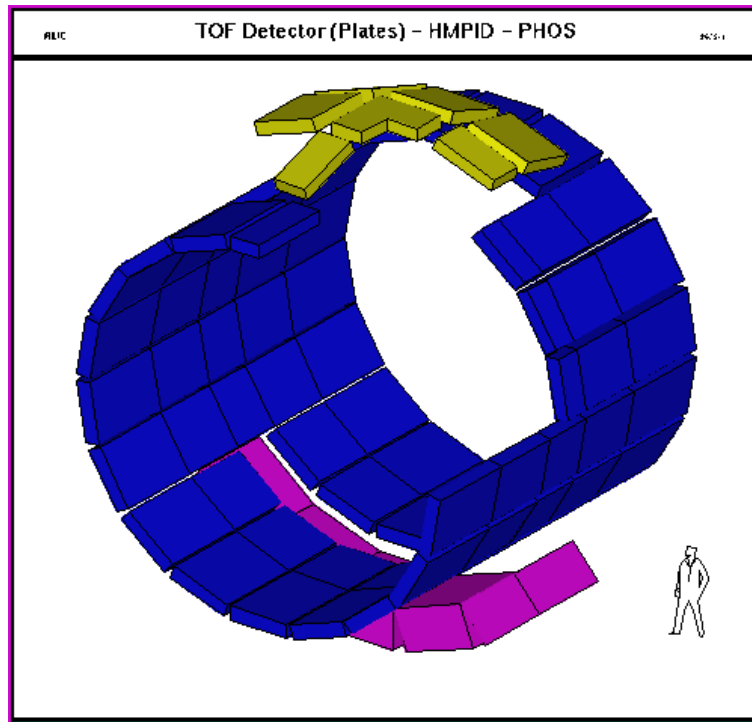


Fig. 2.7 – Le TOF (en bleu), le HMPID (en jaune) et le PHOS (violet) d'ALICE.

c) Le HMPID

Le HMPID permettra d'identifier les particules à des impulsions élevées, inaccessibles pour les autres détecteurs (ITS, TPC et TOF). Il a été optimisé pour pouvoir réaliser une identification π/K et K/p pour des impulsions allant jusqu'à 3 GeV/c et 5 GeV/c respectivement.

Le HMPID est constitué d'un détecteur couvrant 57.61° en angle azimutal et une zone de pseudo-rapacité de $|\eta| < 0.6$ (figure 2.8). Il est situé sur la partie supérieure du *barrel* central, à environ 5 m du point d'interaction, afin de limiter la multiplicité mesurée.

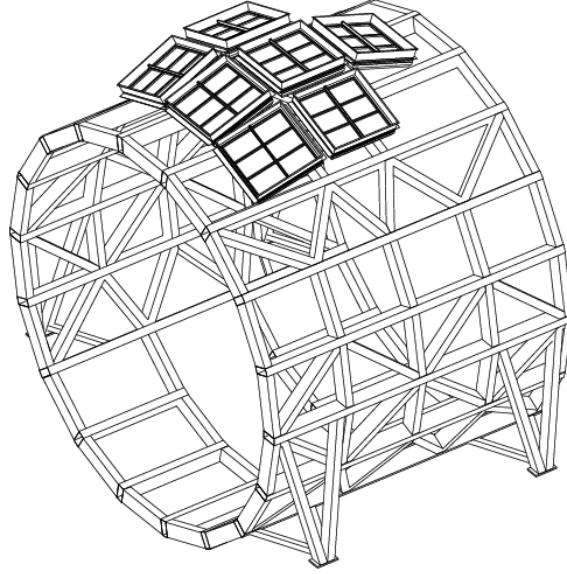


Fig. 2.8 – Vue du HMPID sur le support mécanique du *barrel* central.

Le HMPID utilise un détecteur Cerenkov à imagerie annulaire (RICH). Il est constitué de 7 modules de 2.25 m^2 chacun. Du C_6F_{14} liquide est utilisé comme milieu Cerenkov ($\beta_{\min} = 0.77$). La photo-cathode est une fine couche de CsI évaporée sur le plan de pad. Un tel détecteur permet d'obtenir des anneaux de lumière de l'ordre de 10 à 15 *cm* de rayon pour des particules ayant $\beta = 1$. L'angle Cerenkov peut être mesuré avec une précision de quelques mrad, ce qui est suffisant pour distinguer les π , les K et les protons dans l'intervalle d'impulsions considéré. Le RHIC permet d'atteindre une résolution spatiale de 2.1 mm dans la direction du faisceau et de 3.3 mm dans la direction perpendiculaire. Enfin, la résolution en impulsion est de l'ordre de 2% pour des moments compris entre 0.5 *GeV/c* et 5 *GeV/c*.

d) Le PHOS

Le spectromètre à photons a pour tâche de mesurer les photons d'impulsion comprises entre 0.5 et 10 *GeV/c*, les π^0 entre 1 et 10 *GeV/c* et les η entre 2 et 10 *GeV/c*.

Le PHOS est situé dans la partie basse du *barrel* central, à 4.60 *m* de l'axe du faisceau (figure 2.7). Il couvre environ un quart d'unité de pseudo-rapacité ($-0.12 < \eta < 0.12$) et 100° d'angle azimutal. Le détecteur est segmenté en 5 modules qui contiennent chacun 3 584 cristaux de PbWO_4 . Chaque cristal mesure 22 *cm* de côté et 18 *cm* de long couplé à un photo-multiplicateur de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ de surface active. Chacun des 5 modules opère à une température de -25 °C. De plus, chaque module est équipé d'un veto pour les particules chargées, réalisé avec une chambre proportionnelle à multi-fils (MWPC).

2.2.4 Le spectromètre dimuons

Le spectromètre dimuons complète la partie centrale d'ALICE en permettant d'étudier la production des charmonia et de leurs résonnances, principalement les familles du J/Ψ et du Υ , via leurs désintégrations muoniques. Ces mesures sont d'un grand intérêt car étant

insensibles à l'interaction forte, ces sondes permettent de remonter aux tous premiers instants de la collision. De plus, en combinant les mesures du spectromètre dimuons avec les autres détecteurs d'ALICE, il sera possible de mesurer les taux de production des différentes résonnances à différentes impulsions transverses en fonction de la centralité. Conjointement avec le TRD, il sera également possible de faire des corrélations $e^- - \mu$. Ce sous-ensemble d'ALICE a été conçu afin de satisfaire plusieurs objectifs :

- avoir une grande acceptance jusqu'à bas p_T des dimuons ;
- atteindre une résolution de 100 (70) MeV/c^2 pour la région de masse 3 (10) GeV/c^2 , ce qui permet de séparer les J/Ψ des Ψ' (les différents Υ) ;
- arriver à un taux de déclenchement inférieur au maximum accepté par le système d'acquisition ;
- fonctionner aussi en mode $p - p$ et $p - A$, en plus du mode $A - A$.

En raison de la nécessité de réduire le flux de hadrons, ce qui est réalisé en disposant de grande quantité d'absorbeur, seul les muons d'impulsions transverses supérieures à 4 GeV/c pourront être détecté. La mesure des résonnances des particules charmées sera donc uniquement possible à grande pseudo-rapacité. C'est pour cela que le spectromètre à dimuons prendra la forme d'un bras installé à petits angles.

Dans ALICE le bras dimuons couvre la zone de rapidité $2.5 < \eta < 4$ ($2^\circ < \theta < 9^\circ$) et s'étendra jusqu'à 20 m du point d'interaction. Enfin, la détection de dimuons nécessite un blindage pour limiter le bruit de fond provenant de la désintégration des mésons π et K , produits en grand nombre dans les collisions d'ions lourds.

Par conséquent, le spectromètre dimuons d'ALICE est composé de plusieurs parties (figure 2.9) :

- un absorbeur frontal, un blindage du faisceau et un filtre à muons ;
- un dipôle magnétique ;
- un système de trajectographie ;
- un système de déclenchement.

a) Absorbeur frontal, blindage de faisceau et filtre à muons

L'absorbeur frontal situé à l'intérieur de l'aimant de L3, à 90 cm du point d'interaction, est conçu pour supprimer autant que possible le flux de hadrons de haute énergie issu du vertex d'interaction. Il est constitué principalement de carbone et de béton afin de limiter la diffusion multiple à petit angle et la perte d'énergie des muons le traversant. Une succession de couches de plomb et de polyéthylène boré permet de réduire le bruit de fond sur les premières chambres de trajectographie. L'absorbeur est de plus recouvert d'une couche de plomb pour limiter les particules rétro-diffusées vers la TPC. Au total, l'absorbeur frontal à une épaisseur d'environ 4 m .

Le spectromètre est également protégé sur toute sa longueur par un blindage entourant le tube du faisceau, fait de tungstène, de plomb et d'acier inoxydable, pour minimiser le bruit de fond venant des particules et gerbes de particules produites lors d'interactions gaz-faisceau.

Une protection supplémentaire est nécessaire pour les chambres de déclenchement. C'est

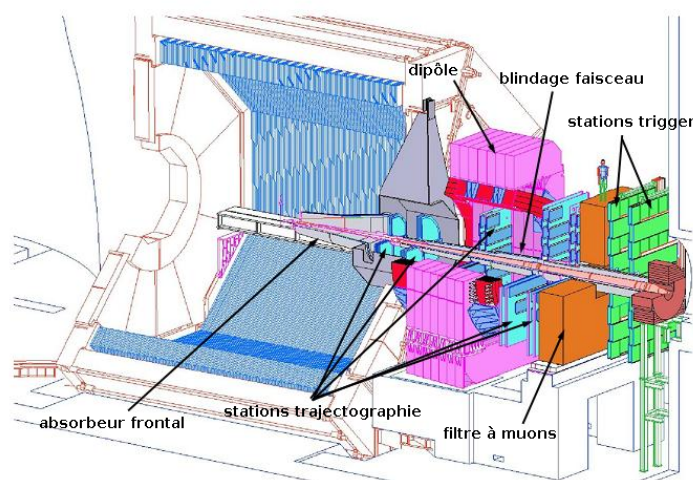


Fig. 2.9 – Vue d'ensemble du spectromètre dimuons.

pourquoi un mur de fer de 1 m d'épaisseur est placé en avant de la première chambre de déclenchement. Il sert à supprimer les hadrons restants après l'absorbeur frontal. La présence de ce mur de fer, en plus de l'absorbeur, amène le seuil de détection en impulsion des muons à environ $4\text{ GeV}/c$.

b) Aimant dipolaire

Un aimant dipolaire, pour courber la trajectoire des muons dans le plan vertical, est placé à 7 m du point d'interaction. Il possède un champ nominal de $B = 0.7\text{ T}$ (avec un champ magnétique intégré de 3 T.m), nécessaire pour atteindre la résolution en masse fixée.

c) Les stations de trajectographie

Pour la détection des muons, le système de trajectographie utilise 5 stations de détecteurs à cathode segmenté ou CPC (Cathode Pad Chambers). Les stations 3 à 5 sont constituées de détecteurs sous forme de lattes et les stations 1 et 2 de quadrants. Les différentes stations sont disposées de part et d'autre du dipôle (2 à l'avant, 2 à l'arrière et 1 à l'intérieur) et sont chacune composées de 2 plans de chambres. Chaque chambre permet d'avoir accès à la position de l'impact en 2 dimensions. La segmentation des chambres évolue avec la densité de particules attendue sur les stations. Ainsi, la première station a une très grande segmentation alors que les stations suivantes sont moins segmentées pour arriver à une résolution spatiale comparable. De même, pour une même station, la taille des *pad* augmente au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'axe du faisceau.

d) Déclenchement

Le déclenchement est effectué par deux stations de deux plans de RPC (Resistive Plate Chamber). Elles sont placées à la suite des chambres de trajectographie, en aval du filtre à muons. Les deux stations sont situées respectivement à 16 et 17 m du point d'interaction.

Une coupure en p_T est appliquée à chaque muon. Le signal dimuon est envoyé si au moins deux traces ont une impulsion supérieure à un seuil déterminé.

2.2.5 Les détecteurs aux petits angles

Plusieurs détecteurs de dimensions plus modestes sont localisés à petits angles. Il s'agit du ZDC (Zero Degree Calorimeter), du PMD (Photon Multiplicity Detector), du FMD (Forward Multiplicity Detector) du T0 et du V0. Ceux-ci servent principalement à :

- obtenir des informations sur les caractéristiques globales de la collision, comme la centralité, le plan de réaction ou la multiplicité ;
- participer au trigger.

a) Le ZDC

L'observable la plus directement reliée à la géométrie de la collision est le nombre de nucléons participants, qui peut être estimé par la mesure de l'énergie emportée par les nucléons spectateurs (n'ayant pas interagi) émis aux petits angles le long du faisceau. L'énergie à "zéro degré" diminue lorsque la centralité de la collision augmente. Les nucléons spectateurs sont détectés grâce à un calorimètre à zéro degré (ZDC). La gerbe générée par les particules incidentes dans un absorbeur dense produit un rayonnement Cerenkov dans des fibres de quartz. Le ZDC lui-même est scindé en trois entités distinctes, le calorimètre à neutron, à proton et électromagnétique.

b) Le PMD

Le PMD mesure le rapport des photons sur les particules chargées, l'énergie transverse des particules neutres, et participe aux mesures de *flow* et du plan de réaction. Installé à 3.60 m du point d'interaction, du côté opposé au spectromètre dimuon, le PMD couvre l'intervalle de pseudo-rapacité $3.5 > \eta > 2.3$.

La grande densité de particules attendue dans la région du PMD ne permet pas l'utilisation de techniques calorimétriques. Il a donc été fait le choix d'utiliser un détecteur de *preshower* de très haute granularité. La détection se fait grâce à deux plans de détecteurs gazeux séparés par un convertisseur en plomb de 15 mm d'épaisseur ($3X_0$). Les détecteurs sont des chambres proportionnelles à structure en nid d'abeille comprenant approximativement 2.10^5 cellules élémentaires et fonctionnant avec un mélange Ar + CO₂ (70% + 30%). Un photon traversant le dispositif produira une gerbe dans le convertisseur qui pourra être ensuite signée dans le détecteur de *preshower*. Le détecteur veto permet d'éliminer les traces des particules chargées.

Le PMD est segmenté en 4 supermodules comprenant chacun 6 modules. Un trou central de $22 \times 20 \text{ cm}^2$ est prévu pour le passage du faisceau. L'efficacité de comptage des photons pour un tel détecteur est de 62%.

c) Le FMD

Ce détecteur a pour principale fonction la mesure de la multiplicité des particules chargées et leur distribution. Il complète ainsi les détecteurs silicium à pixels de l'ITS.

2. Le LHC et l'expérience ALICE

Ce détecteur situé de part et d'autre du point d'interaction, autour du tube du faisceau, couvre les intervalles $-5.1 < \eta < -1.7$ et $1.7 < \eta < 3.4$ en pseudo-rapacité (figures 2.10 et 2.11).

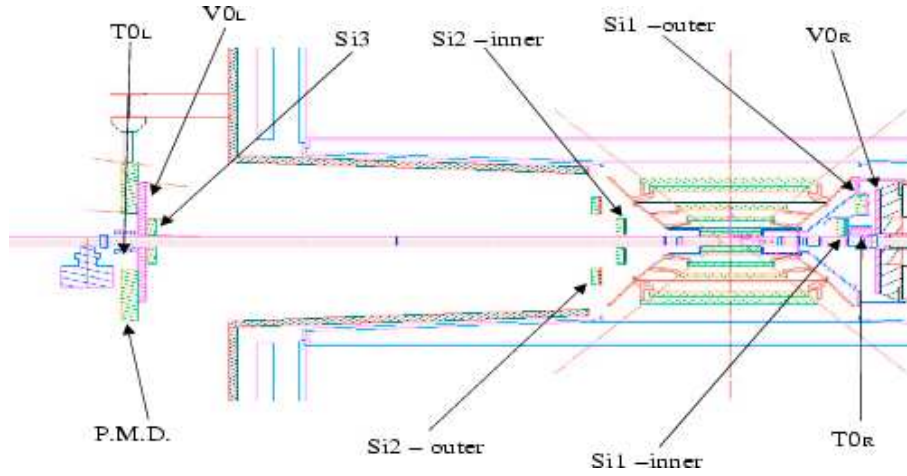


Fig. 2.10 – Vue des différents détecteurs placés à grande rapidité.

Il est constitué de 5 anneaux de détecteurs au silicium (2 en amont et 3 en aval du vertex primaire) de 2 types différents (interne et externe), formés respectivement de 20 et 40 secteurs selon ϕ . Chaque secteur est indépendant et est segmenté en 256 ou 128 pistes. Le FMD comporte donc un total de 256 000 voies de lecture.

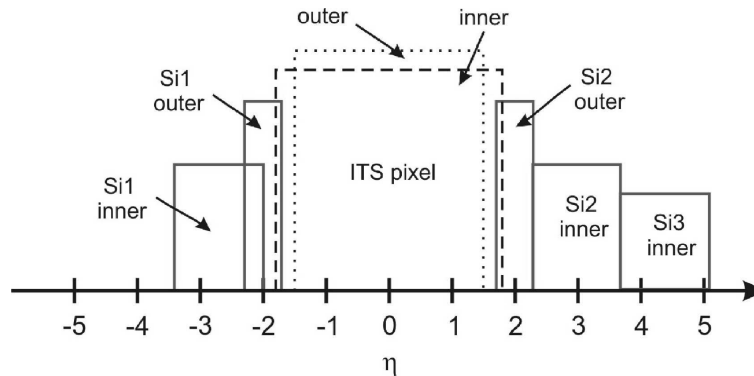


Fig. 2.11 – Couverture en pseudo-rapacité des différents anneaux du FMD. La couverture du SPD est également représentée.

d) Le T0

Le T0 est formé de 2 sous-détecteurs placés de part et d'autre du point d'interaction : le $T0_L$ (T0 Left) et le $T0_R$ (T0 Right) qui sont localisés respectivement à -350 cm et 70 cm du vertex (figure 2.10). Chaque sous-détecteur est un ensemble comprenant 12 compteurs Cerenkov fonctionnant avec un radiateur en quartz. La résolution en temps du T0 est de 50 ps , sa résolution sur la position du vertex est de l'ordre du centimètre et son efficacité est de 85 à 90 % pour des collisions $p - p$ et 100 % pour des collisions ion-ion. Le T0 a 4 objectifs principaux :

- donner la date précise de la collision pour le détecteur TOF ;
- participer au système de déclenchement de niveau 0 et délivrer un signal de “pre-trigger” pour le TRD grâce à la coïncidence des 2 sous-détecteurs ;
- mesurer la position du vertex primaire pour chaque interaction et fournir le trigger L0 quand celle-ci rentre dans les spécifications. Ceci élimine les interactions gaz-faisceau ;
- évaluer la multiplicité de particules et générer un trigger parmi les trois possibles : $T0_{min-bias}$, $T0_{semi-central}$, $T0_{central}$.

e) Le V0

Le détecteur V0 est formé de deux ensembles de détecteurs à scintillation, un de chaque côté du vertex. Comme indiqué sur la figure 2.10, le $V0_L$ (VO Left) est placé du côté opposé au spectromètre dimuons à 3.5 m du point d'interaction et le $V0_R$ (V0 Right) de l'autre côté à 90 cm du vertex, contre l'absorbeur frontal. Chacun des 2 détecteurs ($V0_R$ et $V0_L$) consiste en un assemblage de 72 scintillateurs sur un disque de 45 cm ($V0_L$) et 35 cm ($V0_R$) de rayon avec un trou central de 8 cm de diamètre pour le passage du faisceau. Le V0 tient de multiples rôles, il fournit :

- le trigger *minimum-bias* pour les détecteurs du *barrel* central ;
- deux trigger de centralité différentes pour les collision $Pb - Pb$;
- un indicateur de la centralité ;
- un contrôle de la luminosité ;
- un signal de validation pour le trigger dimuons pour filtrer le bruit de fond lors des collisions $p - p$.

2.2.6 Le système de déclenchement d'ALICE

Le déclenchement de l'expérience ALICE, ou *trigger*, permet la sélection des événements potentiellement intéressants pour la physique à une vitesse ajustable aux exigences techniques et à la bande passante de la DAQ [10]. À l'entrée, le système recueille les différents signaux de déclenchement envoyés par les détecteurs impliqués (trigger dimuons, TRD, V0...). Un processeur, le CTP (Central Trigger Processor), est alors chargé de traiter ces informations en temps réel et de renvoyer d'éventuels signaux de déclenchement au divers détecteurs. Le système comporte trois niveaux de déclenchement successifs :

- Niveau L0 : Le signal L0 est le premier signal délivré à un temps fixe de 1.2 μs après l'interaction. Les détecteurs répondent en envoyant un signal BUSY au système de déclenchement, indiquant qu'ils ne doivent plus recevoir d'autres signaux de déclenchement ;
- Niveau L1 : Le signal L1 est envoyé 5.5 μs après l'interaction. Ce signal déclenche la distribution du numéro d'évènement aux détecteurs et initie le transfert des données stockées dans les registres des détecteurs, vers les mémoires de sauvegarde ;
- Niveau L2 : Le signal L2 arrive environ 100 μs après l'interaction, et déclenche le transfert des données vers le système d'acquisition.

2. Le LHC et l'expérience ALICE

Les caractéristiques générales du déclenchement d'ALICE sont résumées dans le tableau 2.3.

Mode de collision	pp	$PbPb$
Distance entre paquets (ns)	25	125
Luminosité ($cm^{-2}.s^{-1}$)	$<3.10^{30}$	10^{27}
Taux d'interaction (Hz)	2.10^5	8 000
Temps de latence du déclenchement L0 (μs)	1.2	
Taux de déclenchement max. du L0 (kHz)	1.2	1.3
Temps de latence du déclenchement L1 (μs)	5.5	
Taux de déclenchement max. du L1 (kHz)	1.1	
Temps de latence du déclenchement L2 (μs)	<100	
Taux de déclenchement max. du L2 (Hz)	<500	40

Tab. 2.3 – Paramètres du déclenchement d'ALICE.

Le trigger d'ALICE permet le déclenchement sélectif des détecteurs ainsi qu'une adaptabilité à la nature des faisceaux et à la vitesse des différents détecteur. Pour intégrer cette souplesse, il est organisé en 50 classes. Une classe de trigger est définie par l'association de 4 informations :

- une condition logique s'appliquant à un jeu de signaux d'entrée provenant des divers détecteurs impliqués dans le déclenchement. Il existe 50 signaux d'entrée différents (24 de niveau L0, 20 de niveau L1 et 6 de niveau L2) ;
- une liste ou “cluster” de détecteurs à solliciter pour la prise de données ; au maximum, 6 “clusters” peuvent être définis ;
- la durée de la protection “passé-futur”, pour éviter l'empilement d'événements (qui dépend directement des détecteurs mis en jeu) ;
- un facteur d'échelle permettant de réduire éventuellement la fréquence des déclenchement.

Notons finalement que le système de déclenchement d'ALICE est complété par un trigger de haut niveau ou HLT (High Level Trigger). Il entre en jeu après le transfert des données des sous-détecteurs vers la DAQ. Initié par le déclenchement de niveau L2, il permet une sélection fine des événements qui contribue à diminuer le volume des données à stocker sur les supports permanents.

Chapitre 3.

Le trajectographe interne et le SSD

3.1 Le trajectographe interne

3.1.1 Généralités

Le trajectographe interne (ou ITS pour Inner Tracking System) est composé de six couches cylindriques de détecteurs silicium situées à des rayons de $r = 4, 7, 15, 24, 39$ et 44 cm . Il a une couverture en pseudo-rapacité de $|\eta| < 0.9$ [11]. Le nombre de couches, leurs positions et leurs segmentations sont optimisés pour la reconstruction des traces chargées et pour avoir une bonne résolution sur le paramètre d'impact des vertex secondaires. Les principales caractéristiques géométriques des différentes couches sont présentées dans le tableau 3.1. Les caractéristiques et les performances de l'ITS présentées ici sont tirées de [12]. Le rayon externe du trajectographe interne a été choisi afin d'avoir une bonne connection entre les traces reconstruites par l'ITS et celles reconstruites par la TPC. Le rayon interne est limité par la taille du tube où passe le faisceau ($r = 3 \text{ cm}$). La première couche de l'ITS a une couverture plus large ($|\eta| < 1.98$) pour fournir, avec l'aide du FMD (Forward Multiplicity Detector), une couverture continue en pseudo-rapacité pour la mesure de la multiplicité des particules chargées.

La grande densité de particules, jusqu'à 80 part.cm^{-2} , et la résolution nécessaire ont déterminé le choix de détecteurs à pixels (SPD, Silicon Pixels detectors) pour occuper les deux couches les plus proches du vertex primaire et des détecteurs à dérive (SDD, Silicon Drift Detectors) pour les deux couches intermédiaires. Les deux couches externes, où la densité de traces est inférieure à 1 part.cm^{-2} , sont équipées de détecteur silicium à micropistes. Mis à part les détecteurs à pixels, toutes les autres couches fournissent des sorties analogiques qui permettent l'identification des particules non-relativistes grâce à une mesure de leur perte d'énergie (dE/dx).

3. Le trajectographe interne et le SSD

Couche	Type	r (cm)	$\pm z$ (cm)	Surface (m^2)	Echelles	Dét./échelle	Nb.canaux
1	Pixel	3.9	14.1	0.07	80	1	3 276 800
2	Pixel	7.6	14.1	0.14	160	1	6 553 600
3	Dérive	15	22.2	0.42	14	6	43 008
4	Dérive	23.9	29.7	0.89	22	8	90 112
5	μ -pistes	37.8/38.4	43.1	2.09	34	22	1 148 928
6	μ -pistes	42.8/43.4	48.9	2.68	38	25	1 459 200

Tab. 3.1 – Caractéristiques géométriques de l'ITS.

3.1.2 Rôle du trajectographe interne

Les objectifs de l'ITS sont multiples :

- reconstruire la position du vertex primaire avec une précision $< 100 \mu m$;
- reconstruire les vertex secondaires de désintégrations des particules lourdes (hypérons, D, B, etc.) ;
- reconstruire et identifier les particules de faibles impulsion transverses ($p_T < 100 MeV/c$) ;
- améliorer la résolution en impulsion de la TPC ;
- combler au mieux les zones mortes de la TPC.

Le trajectographe interne contribue à la trajectographie d'ALICE en améliorant la résolution de la TPC sur l'impulsion des particules. Ceci est bénéfique pour de nombreux aspects de physique qui intéressent l'expérience ALICE. Dans ce but, plusieurs aspects ont été pris en compte lors du développement de l'ITS :

- Acceptance : le système de trajectographie doit avoir une grande couverture en rapidité pour permettre l'étude événement par événement de diverses observables comme les rapports de particules, les spectres en impulsions transverses ou les corrélations entre particules. Une telle couverture en rapidité est également nécessaire pour la détection, avec une bonne efficacité, des particules lourdes et ayant une faible impulsion transverse ;
- Mesure de dE/dx : l'ITS contribue à l'identification des particules grâce à des mesures de perte d'énergie. La dynamique de la sortie analogique des modules de détection doit être assez étendue pour détecter des particules de faibles impulsions et hautement ionisante jusqu'à des particules de hautes impulsions qui sont au minimum d'ionisation ;
- Epaisseur de matière : en fonction de la nature du matériau, elle détermine la résolution en impulsion des particules de faibles énergies qui est limitée par la diffusion multiple de ces particules dans les matériaux du détecteur. C'est pourquoi l'épaisseur de matière dans la partie active du détecteur se doit d'être la plus faible possible. Néanmoins, les détecteurs silicium qui mesurent des quantités de

charges d'ionisation (dérives, micropistes) se doivent d'avoir une épaisseur suffisante ($300\ \mu m$) pour atteindre des rapports signaux sur bruit corrects. De plus, les détecteurs doivent présenter une surface de recouvrement pour avoir une couverture complète de l'angle solide. En considérant des particules à incidence normale l'ensemble de l'ITS représente environ 7% de la longueur de radiation, ce qui permet d'obtenir une résolution en impulsion de l'ordre de 2 % pour des pions d'impulsions comprises entre $100\ MeV/c$ et $3\ GeV/c$;

- Résolution spatiale et granularité : La granularité des détecteurs est prévue pour que ces derniers fonctionnent de manière optimale jusqu'à une densité de l'ordre de 8 000 traces par unité de rapidité, ce qui représente la limite supérieure prévue par les simulations de collisions $Pb - Pb$ à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5\ TeV$. Dans ce cas, l'ITS va détecter simultanément plus de 15 000 traces. Chaque couches de l'ITS est divisée en plusieurs millions de cellules élémentaires afin de maintenir le taux d'occupation par cellule relativement bas.

La résolution sur la mesure du paramètre d'impact des particules se désintégrant dans un vertex secondaire dépend directement de la résolution spatiale de l'ITS. Pour des particules d'impulsions supérieures à $3\ GeV/c$, importantes pour la détection des produits de désintégration des mésons charmés et des quarkonia lourds, la résolution spatiale de l'ITS est le facteur déterminant la résolution en impulsion. C'est pourquoi la résolution spatiale de l'ITS dans la direction où les trajectoires sont courbées est environ dix fois meilleure que celle de la TPC. En contrepartie, la TPC fournit plus de point de mesures des traces des particules;

- Taux de radiation : les simulations prévoient que la dose reçue par l'ITS pendant la durée de fonctionnement prévue d'ALICE varie entre quelques krad (quelques dizaines de Gray) pour la partie extérieure et environ 220 krad ($2.2\ kGy$) pour la partie la plus interne. Le flux de neutron attendu est de l'ordre de $5 \times 10^{11}\ cm^{-2}$ à travers l'ITS ($8 \times 10^{11}\ cm^{-2}$ pour la couche la plus interne et $4 \times 10^{11}\ cm^{-2}$ pour le SSD). Evidemment l'ensemble des sous-détecteurs et leurs électroniques associées ont été conçus pour supporter des taux de radiations supérieurs aux valeurs attendues pour toute la durée de fonctionnement prévue pour ALICE (10 ans).

Ces différentes considérations ont défini la conception de l'ITS. Les paramètres les plus importants concernant les différentes couches du trajectographe interne sont présentés dans le tableau 3.2.

3.1.3 Les détecteurs silicium à pixels (SPD)

Les deux couches de l'ITS les plus proches du faisceau sont fondamentales pour la mesure de la position du vertex primaire et pour l'identification des vertex secondaires qui proviennent de la désintégration de particules lourdes. Dans cette région proche du faisceau il est possible d'atteindre une densité de $80\ traces.cm^{-2}$. Pour faire face à une telle densité, des détecteurs d'une grande granularité et très précis sont nécessaires. De plus, un détecteur avec une segmentation bi-dimensionnelle présente l'avantage d'une reconstruction des impacts de particules sans ambiguïtés. Ces considérations ont conduit au choix de détecteurs silicium à pixels (SPD, Silicon Pixels Detector).

La taille des pixels est de $50\ \mu m$ en $r\phi$ (direction perpendiculaire à l'axe du faisceau) et

3. Le trajectographe interne et le SSD

Paramètre	Pixels	Dérives	micro-pistes
Résolution spatiale $r\phi(\mu m)$	12	38	20
Résolution spatiale $Z(\mu m)$	100	28	830
Séparation des traces $r\phi(\mu m)$	100	200	300
Séparation des traces $Z(\mu m)$	850	600	2 400
Taille des cellules μm^2	50×425	150×300	95×2715
Surface active par module (mm^2)	12.8×69.6	72.5×75.3	73×40
Canaux de sortie par module	40 960	2×256	2×768
Nombre total de modules	240	260	1 698
Nombre total de canaux de sortie (k)	9 835	133	2 608
Nombre total de cellules (M)	9.84	23	2.6
Taux d'occupation moyen (couche intérieure) (%)	2.1	2.5	4
Taux d'occupation moyen (couche extérieure) (%)	0.6	1	3.3

Tab. 3.2 – Caractéristiques des sous-détecteurs de l'ITS. Z représente la coordonnée définie par l'axe du faisceau et $r\phi$ la coordonnée perpendiculaire à celui-ci. Les taux d'occupation sont obtenus à partir d'événements simulés où $dN/d\eta = 8\,000$.

de $420\,\mu m$ en Z (direction parallèle à l'axe du faisceau). Cette taille définit la résolution spatiale et la capacité à séparer les traces (tableau 3.2).

3.1.4 Les détecteurs silicium à dérive (SDD)

Les deux couches intermédiaires de l'ITS seront équipées de détecteurs silicium à dérive (SDD, Silicon Drift Detector). Dans cette région la densité de traces est de l'ordre de $7\,traces.cm^{-2}$. Le SDD est composé de module de détection d'une surface active de $72.5 \times 75.3\,mm^2$ montés sur des échelles. Chaque module est divisé en deux zones de dérive délimitées par une cathode centrale (figure 3.1).

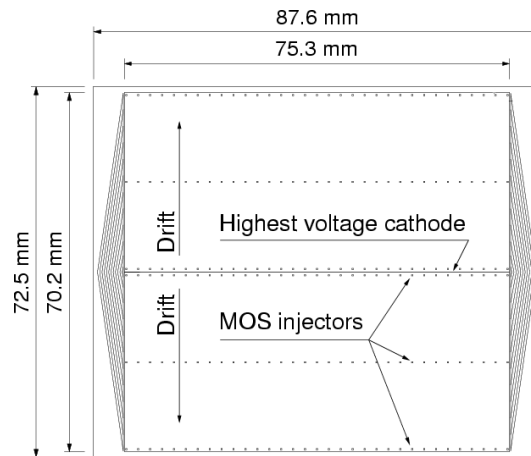


Fig. 3.1 – Vue d'un détecteur SDD.

Aux extrémités des modules 256 anodes séparées d'une distance de $294\ \mu\text{m}$ collectent les charges qui dérivent dans le silicium suivant la direction perpendiculaire à l'axe du faisceau ($r\phi$). Au fonctionnement nominal la vitesse de dérive des charges est de l'ordre de $8.1\ \mu\text{m}.ns^{-1}$. L'information recueillie est échantillonnée à une fréquence de $40.08\ \text{MHz}$. Les performances du SSD sont récapitulées dans le tableau 3.2.

3.2 Les détecteurs silicium à micropistes (SSD)

3.2.1 Généralités

Les deux couches externes de l'ITS sont équipées de détecteurs silicium à micropistes (SSD, Silicon Strip Detectors). Ces couches du trajectographe interne sont très importantes pour la connection des traces reconstruites par l'ITS avec celles reconstruites par la TPC. Ces deux couches fournissent également une mesure de perte d'énergie (dE/dx) utilisée pour l'identification des particules de faibles impulsions.

Le SSD d'ALICE représente une surface de $4.77\ \text{m}^2$ de détecteur silicium double-face. Chaque couche du SSD est subdivisée en échelles qui elles mêmes supportent des modules de détection qui représentent l'élément de base du SSD [13]. La couche 5 est composée de 34 échelles de 22 modules chacune et la couche 6 de 38 échelles de 25 modules. Au total, le SSD est composé de 1 698 modules (748 sur la couche 5 et 950 sur la couche 6). Le SSD d'ALICE complet est présenté sur la figure 3.2.

3.2.2 Principe de détection des détecteurs silicium à micropistes

Lorsqu'une particule chargée traverse un semiconducteur (voir annexe), elle produit par ionisation des paires électron-trou le long de sa trajectoire. Le principe des détecteurs silicium est d'appliquer un champ électrique qui fait dériver les électrons et les trous dans des directions opposées où ils sont collectés avant qu'ils ne se recombinent. Dans cette situation, le signal mesuré lors de la collection de ces charges est proportionnel à l'énergie déposée par la particule. Ces détecteurs, approximativement équivalents à une jonction p-n, doivent être utilisés en polarisation inverse pour permettre l'application de forts champs électriques dans le cristal et ainsi collecter de manière efficace les électrons et les trous. Cette polarisation inverse libère également le silicium des porteurs libres qui induiraient un courant de diffusion bien supérieur au courant provenant des charges produites lors de l'ionisation.

Les détecteurs silicium à micropistes d'ALICE sont constitués d'un substrat de silicium dopé n qui possède sur une face 768 pistes linéaires implantées p^+ (face P) qui sont autant de jonctions p-n, et sur l'autre face 768 pistes linéaires implantées n^+ (face N) que l'on appelle jonctions ohmiques. Ces implantations permettent de recueillir les charges créées par le passage d'une particule. Chaque piste (jonction p-n ou ohmique) est relié à un canal de lecture électronique qui permet de mesurer la charge collectée par l'implantation. Nous pouvons ainsi connaître le nombre de charges créées par ionisation, donc l'énergie déposée par le passage de la particule, ainsi que la position des pistes qui ont collecté cette charge, donc la position de la particule (figure 3.3).



Fig. 3.2 – Le SSD d’ALICE une fois assemblé (Utrecht, novembre 2006).

3.2.3 Caractéristiques des détecteurs silicium double faces à micropistes d’ALICE

La spécificité des détecteurs double-faces est que ceux-ci permettent d’obtenir une information bi-dimensionnelle sur la position de la particule incidente. Pour obtenir cette information il est indispensable que les pistes des faces opposées forment un angle stéréoscopique. Le choix de cet angle influe de manière opposée sur deux paramètres, la résolution spatiale dans la direction perpendiculaire aux pistes et la séparation géométrique des points d’impact ambigus.

La meilleure résolution spatiale est obtenue lorsque les pistes de la face P et les pistes de la face N forment un angle de 90° . Le problème dans cette configuration est le taux d’ambiguïtés de 100 % lors de la reconstruction des impacts de particules qui déposent la même énergie dans le détecteur, notamment les particules au MIP¹ (figure 3.4). De plus, d’un point de vue purement technique, l’utilisation d’un petit angle stéréoscopique évite l’utilisation d’une double métallisation sur l’une des faces pour

¹MIP : Minimum Ionizing Particle, particule au minimum d’ionisation.

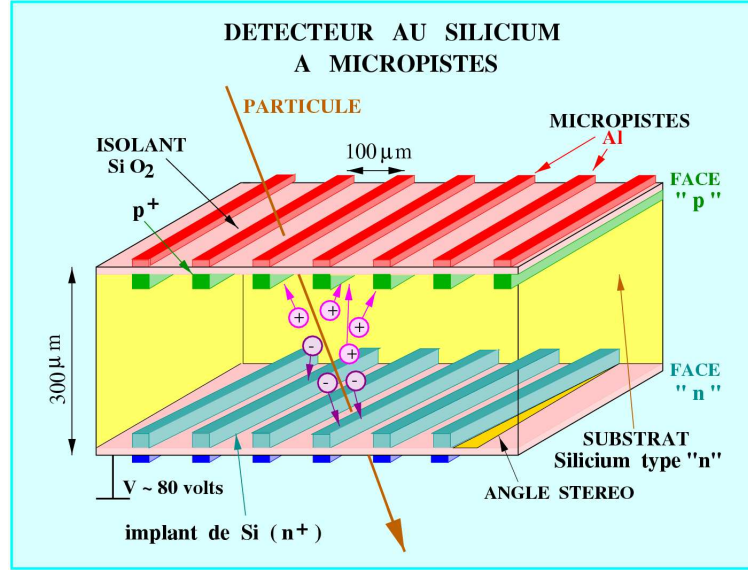


Fig. 3.3 – Principe des détecteurs silicium double-faces à micropistes.

rediriger les signaux vers le même bord (ou le bord opposé) du détecteur que sur l'autre face. Ces différentes considérations (ambiguïtés de reconstruction, double-métallisation) ont conduits à l'abandon de détecteurs à micropistes double-face avec un angle stéréoscopique de 90° .

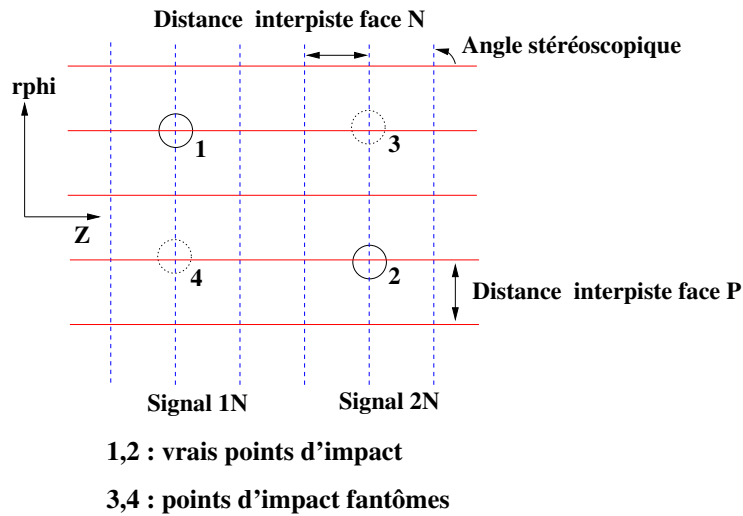


Fig. 3.4 – Ambiguïtés de reconstruction avec un angle stéréoscopique de 90° .

Des simulations ont permis de fixer cet angle à 35 mrad [14]. Cette valeur se traduit géométriquement par le fait que chaque piste est en regard avec 15 pistes de la face opposée. Ce petit angle stéréoscopique permet de limiter le nombre d'ambiguïtés résultant de la grande multiplicité attendue dans l'environnement d'ALICE. Cet angle stéréoscopique est obtenu entre les pistes de la face P qui forment un angle de 7.5 mrad par rapport à la direction du faisceau (perpendiculaire aux petits côtés des détecteurs) et les pistes de la face N qui forment un angle de 27.5 mrad suivant cette même

3. Le trajectographe interne et le SSD

direction (sens opposé aux pistes de la face P). De cette manière, en montant les modules avec la face P ou N faisant face au point d'interaction on obtient quatre orientations différentes des pistes par rapport à l'axe du faisceau ce qui améliore significativement les performances de la trajectographie. Pour la couche 5 la face P fait face au faisceau et sur la couche 6 la face N fait face au faisceau.

3.3 Le module SSD

Le SSD d'ALICE est composé de 1 698 modules de détection frontaux. Chaque module comprend un détecteur silicium double-face à micropistes et son électronique associée (figure 3.5).

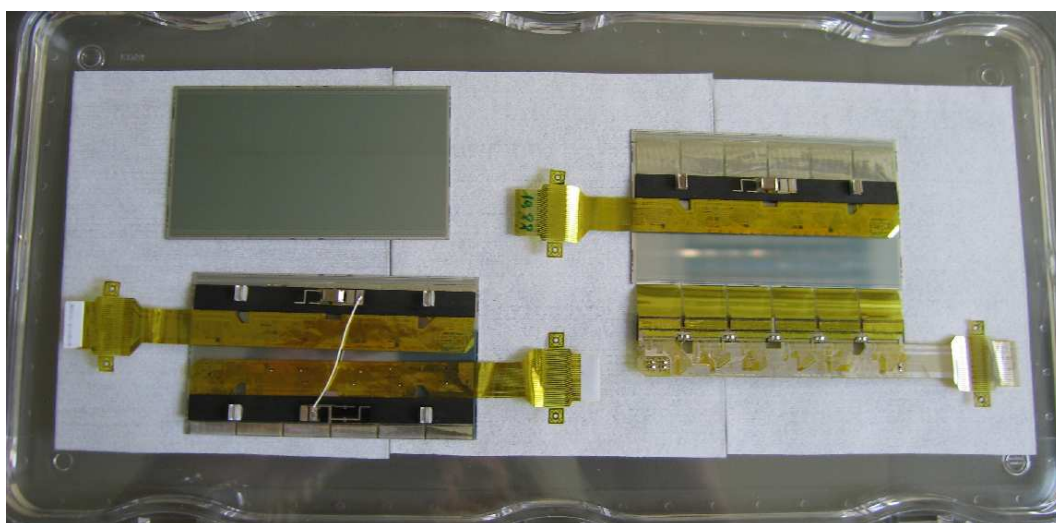


Fig. 3.5 – Détecteur nu (en haut à gauche), module déplié (à droite) et module plié dans sa configuration finale (en bas à gauche).

3.3.1 Le détecteur silicium à micropistes

Le détecteur en silicium, (figure 3.6) constitue la partie sensible aux particules chargées du module de détection. La surface active est circonscrite à l'intérieur d'une zone morte de 1 mm de large portant les anneaux de polarisation et de garde sur chaque face.

Le substrat de silicium (volume du détecteur) a une épaisseur de 300 μm . Une particule chargée au minimum d'ionisation va ainsi créer environ 22 000 paires électrons - trous en traversant le substrat en incidence normale. Ces charges sont ensuite collectées par les pistes implantées sur chaque face. Ce détecteur fournit, en réponse au passage d'une particule chargée, un couple de coordonnées dans son repère propre indiquant la position de l'impact ainsi qu'une mesure de la perte d'énergie via le nombre de paires électrons-trous collectées. La précision sur la position déterminée dépend, au premier ordre, de la segmentation du détecteur, c'est à dire de la distance entre chaque piste (ici 95 μm). La résolution numérique correspondante est de 27 μm ($95 \mu m / \sqrt{12}$). La résolution attendue est de l'ordre de 20 μm sur chaque face. Cette résolution, meilleure que la résolution

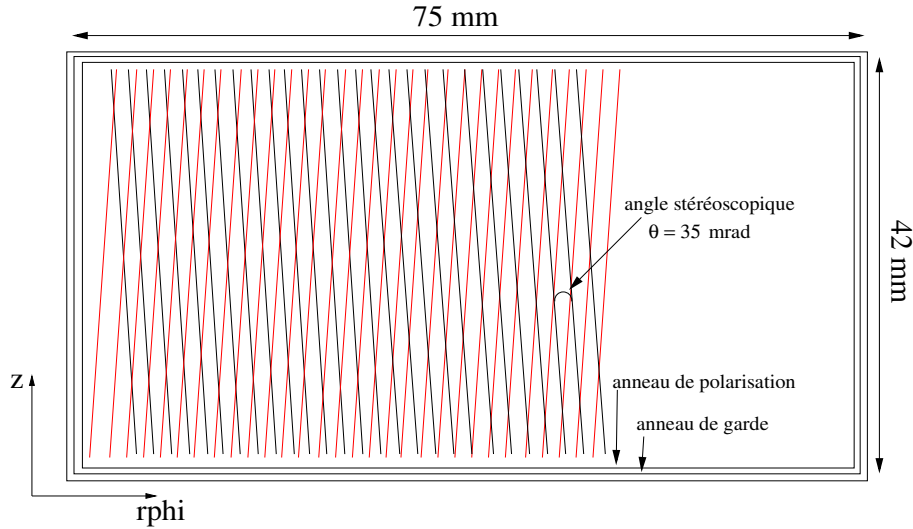


Fig. 3.6 – Représentation schématique d'un détecteur en silicium double-face à micropistes.

numérique, est obtenue grâce à l'algorithme de reconstruction des amas de charges (voir paragraphe 5.3.1). La résolution en énergie dépend principalement de deux facteurs : le signal (paires électron-trou) créé et le bruit. A une énergie donnée, une particule incidente crée une quantité de charge qui fluctue selon une distribution de Landau à laquelle il faut rajouter la contribution du bruit individuel de chaque piste et de l'électronique de lecture. Le tableau 3.3 résume les caractéristiques géométriques énoncées précédemment.

Surface totale	$75 \times 42 \text{ mm}^2$
Surface active	$73 \times 40 \text{ mm}^2$
Epaisseur	$300 \text{ }\mu\text{m}$
Nombre de pistes	768 par face
Dimensions des pistes	$40000 \text{ }\mu\text{m} \times 25 \text{ }\mu\text{m}$
Pas interpistes	$95 \text{ }\mu\text{m}$
Angle stéréoscopique	35 mrad

Tab. 3.3 – Caractéristiques géométriques des détecteurs à micropistes.

a) La polarisation du détecteur

Afin d'éliminer les porteurs de charges libres dans le substrat de silicium il est indispensable de dépléter son volume en le polarisant. Un anneau de polarisation entoure les pistes de chaque face et une tension est appliquée entre ces deux structures. Concernant la polarisation des pistes implantées, celle-ci se résume au choix de la résistance entre l'anneau de polarisation, où est appliquée la tension de déplétion, et la piste implantée. La réalisation de résistances en polysilicium à la surface du détecteur, bien que plus résistantes aux radiations, nécessite des niveaux de masques supplémentaires lors de la fabrication du détecteur. Cette technique présente également un niveau de bruit plus

3. Le trajectographe interne et le SSD

élevé que la méthode utilisée pour les détecteurs ALICE qui ont recours à la méthode dite de *punch-through* (figure 3.7). Quand la tension entre l'anneau de polarisation et les pistes implantées est supérieure à la tension dite de *punch-through* v , la zone de déplétion créée par l'anneau de polarisation rejoint celle créée autour des pistes de la face P. Puis, la tension augmentant, on finit par dépléter l'ensemble du substrat de silicium. La résistance de *punch-through* est définie par la résistivité du silicium utilisé et la distance entre l'anneau de polarisation et les pistes implantées. Cette méthode de polarisation est facile à mettre en oeuvre car elle ne nécessite pas de structure particulière entre l'anneau de polarisation et les pistes.

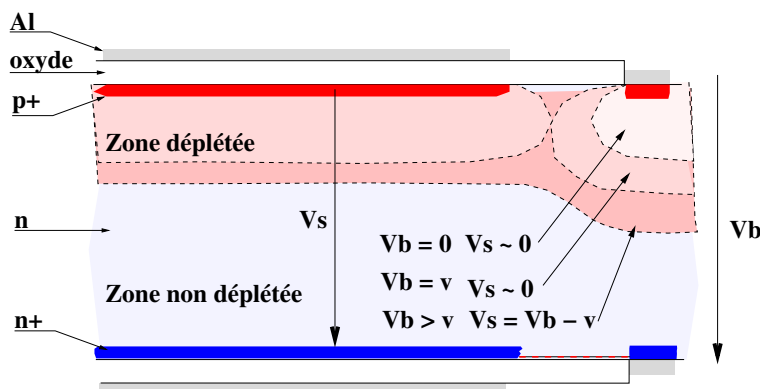


Fig. 3.7 – Méthode de polarisation du détecteur silicium par la méthode de *punch-through*.

b) Lecture par couplage capacitif

La lecture des charges collectées par les pistes implantées du détecteur se fait par couplage capacitif. Une couche d'oxyde recouvre la surface du détecteur silicium et sur cet isolant sont disposées des pistes de lecture en aluminium superposées aux pistes implantées dans le substrat. Ces pistes de lecture sont aussi connectées à l'électronique. De cette manière nous obtenons une capacité de couplage entre la piste implantée et l'électronique de lecture. En moyenne cette capacité de couplage est de l'ordre de 150 pF . La figure 3.8 présente un schéma électrique simplifié d'un détecteur SSD. Cette méthode de lecture par couplage capacitif permet d'isoler l'entrée analogique de l'électronique de lecture.

Principalement deux défauts peuvent rendre un canal inopérant :

- la capacité de couplage est court-circuitée. La piste est couplée directement au canal de lecture. Ce défaut est aussi appelé *pinhole* ;
- la capacité n'a pas sa valeur nominale. Ceci peut provenir d'une piste de lecture interrompue ou de pistes de lecture en court-circuit. Dans ce cas le couplage vers l'électronique est perturbé et le bruit du canal est modifié.

c) L'isolation des pistes sur la face ohmique

Les pistes de la face ohmique (face N) sont constituées de jonction n-n⁺ qui collectent les électrons créés lors du passage d'une particule. La présence de charges fixes positives dans l'oxyde entre les pistes implantées n⁺ et les pistes de lecture en aluminium fait que des charges négatives viennent se concentrer à la surface du substrat. Ce phénomène n'est

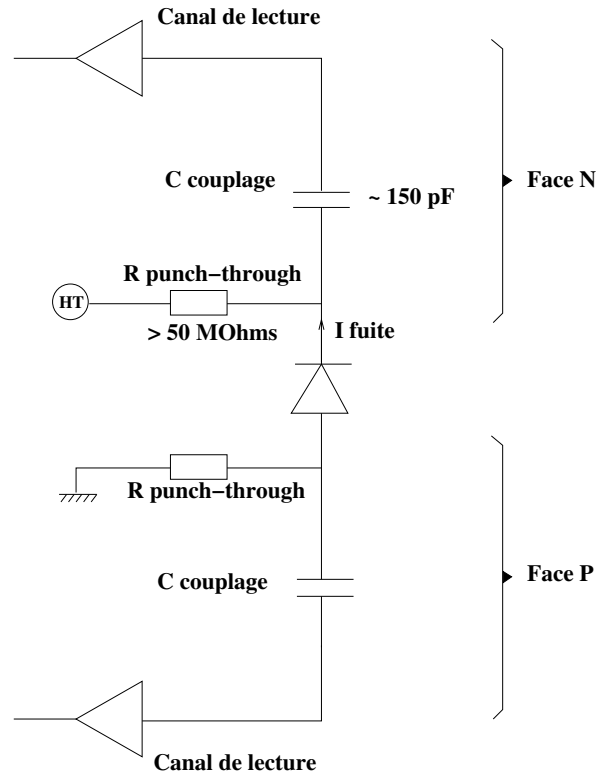


Fig. 3.8 – Schéma électrique simplifié d'un détecteur SSD.

pas gênant sur la face P car il ne perturbe pas la collection des charges positives. En revanche sur la face N, cette grande concentration de porteurs majoritaires augmente la conductivité entre les pistes et nuit à la bonne collection du signal. La solution utilisée pour remédier à ce problème sur les détecteurs SSD d'ALICE est la méthode dite du *p-spray*. La face ohmique reçoit une implantation p uniforme sur toute sa surface qui va permettre la recombinaison des électrons en excès ainsi rétablir l'isolation entre les pistes de la face ohmique.

3.3.2 L'électronique de lecture frontale : le circuit HAL25

Chaque circuit de lecture frontal HAL25 [15] contient 128 canaux identiques qui amplifient, mettent en forme et stoquent les signaux analogiques provenant du détecteur. Le circuit HAL25 sert également d'interface avec le système d'acquisition du SSD.

Le HAL25 est basé sur le circuit de lecture de première génération le ALICE128C, utilisé pour les modules de détection du SSD de l'expérience STAR [16]. Mais afin d'avoir une certaine marge de sécurité concernant le fonctionnement du circuit dans l'environnement d'ALICE, un circuit utilisant la technologie CMOS 0.25 μm , plus résistante aux radiations, a été développé à Strasbourg. Les principales caractéristiques du circuit HAL25 sont résumées dans le tableau 3.4.

Six circuits HAL25 sont nécessaires pour la lecture des 768 pistes de chaque face de détecteur.

3. Le trajectographe interne et le SSD

gamme d'entrée	± 13 MIPS
bruit	$215e^- \pm 25e^-/pF$
fréquence de lecture	10 MHz
puissance dissipée	$\leq 400 \mu W/canal$
Temps de mise en forme	1.4 μs à 2.2 μs
alimentation	0 - 2.5 V

Tab. 3.4 – Principales caractéristiques du circuit HAL25.

a) Fonctionnalités du circuit HAL25

La figure 3.9 représente schématiquement les fonctionnalités du circuit HAL25. Ce circuit est constitué de 128 canaux analogiques comportant chacun un pré-amplificateur, un circuit de mise en forme et un condensateur qui mémorise le signal, c'est à dire une tension proportionnelle à la charge collectée par la piste connectée à ce canal. Le signal est échantillonné simultanément pour tous les canaux grâce à un signal logique extérieur, le HOLD. Ensuite les signaux de l'ensemble des canaux sont lus séquentiellement à une fréquence de 10 MHz à l'aide d'un multiplexeur analogique et d'un signal logique le TOKEN (jeton) cadencé par une horloge. Le signal en tension est ensuite converti en signal différentiel en courant pour sa transmission vers le système d'acquisition. Dans la pratique lors des tests des différents composants la sortie est de nouveau convertie en signal en tension.

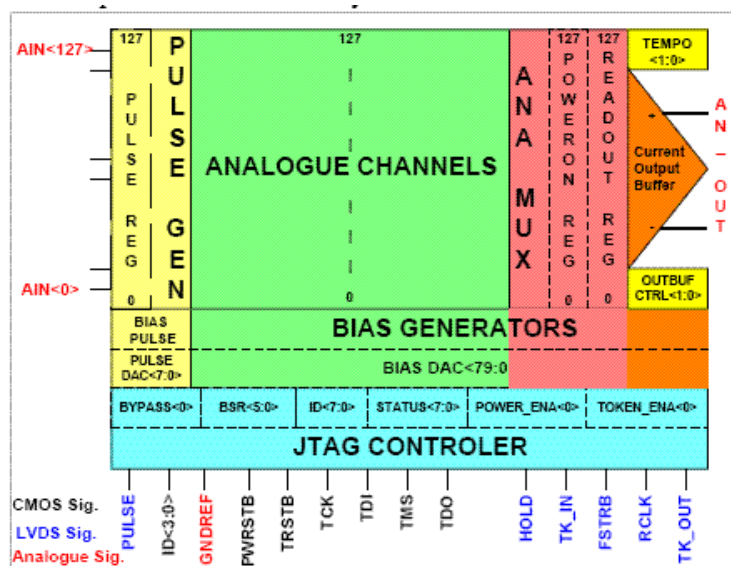


Fig. 3.9 – Diagramme des fonctionnalités du circuit HAL25.

Le circuit est programmable à l'aide du protocole JTAG qui permet :

- de tester le circuit ;
- de tester les connexions ;
- de vérifier le bon fonctionnement des canaux en injectant à leur entrée une quantité de charges ajustables à l'aide d'un générateur interne d'impulsions ;

- de fixer les paramètres de polarisation du circuit.

b) Topologie du circuit HAL25

Le circuit HAL25 couvre une surface de $3.65 \times 11.90 \text{ mm}^2$ (figure 3.10). La taille et l'espacement des plôts d'entrées/sorties ont été conçus pour être totalement compatible avec la technique de câblage TAB (Tape Automated Bonding, voir paragraphe 3.3.3). Toutes les entrées/sorties, exception faite des alimentations, comportent des diodes de protection. Les signaux utilisant le protocole JTAG respectent la norme CMOS (Complementary Metal Oxide Semi-conductor) et les signaux de contrôle de la lecture des données la norme LVDS (Low Voltage Differential Signaling).

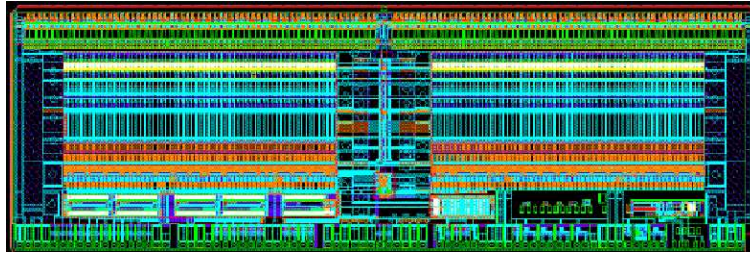


Fig. 3.10 – Topologie du circuit HAL25. Les 128 entrées analogiques sont en haut et les 78 entrées/sorties des signaux de contrôles sont en bas.

c) Lecture des données

Dans chaque canal, le pré-amplificateur converti la charge collectée par la piste du détecteur en une tension dont l'amplitude dépend du nombre de charges collectées. Ensuite le signal est mis en forme afin d'obtenir le signal présenté sur la figure 3.11. La position du pic du signal est ajustable entre $1.4 \mu s$ et $2.2 \mu s$. Afin de régler ce paramètre au mieux, il est possible d'utiliser le mode dit "transparent" où le signal analogique fournit par un canal donnée se retrouve en sortie du circuit HAL25. Dans le cas nominal, l'échantillonnage du signal à l'aide du HOLD doit intervenir au moment du pic du signal afin d'obtenir un rapport signal/bruit optimal.

En fonctionnement nominal, le signal analogique est échantillonné et mémorisé à l'aide d'un signal logique, le HOLD. Le signal HOLD est activé par le signal de déclenchement L0 d'ALICE (voir 2.2.6).

Une fois le signal de chaque canal échantillonné, l'ensemble de ces canaux est lu séquentiellement à une fréquence maximale de 10 MHz à l'aide d'un multiplexeur analogique intégré au circuit HAL25. Cette lecture étant gérée par un signal logique le TOKEN. Ce TOKEN, ou jeton, peut se propager d'un circuit de lecture à un autre se trouvant sur un même module. Par conséquent la lecture des 1 536 canaux d'un module nécessite environ $150 \mu s$. Un signal *fast clear* permet d'abandonner la séquence de lecture si l'évènement est rejeté au niveau de déclenchement L1. La gamme du signal de sortie est linéaire sur une plage d'environ 13 MIPs pour toutes les charges d'entrées aussi bien positives que négatives.

3. Le trajectographe interne et le SSD

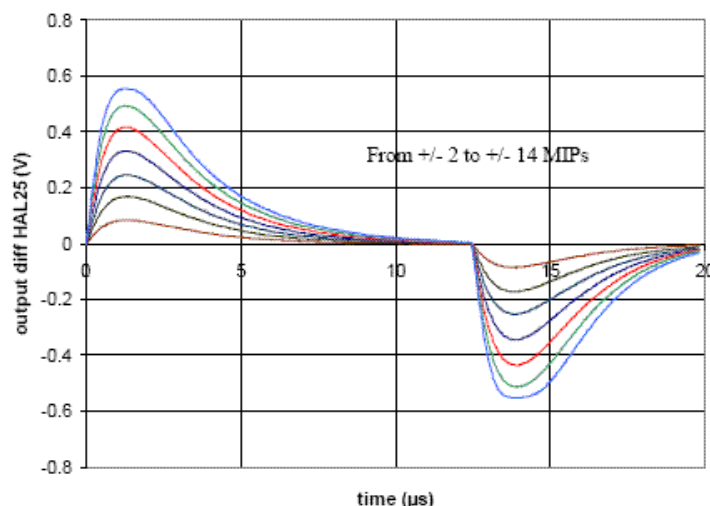


Fig. 3.11 – Différents signaux analogiques de sortie du circuit HAL25 en mode transparent pour différentes amplitudes du signal d'entrée.

3.3.3 Le TAB

Toutes les connexions du SSD utilisent la technologie TAB (Tape Automated Bonding). Cette technique présente plusieurs avantages :

- c'est un procédé industriel utilisé en microélectronique atteignant un rendement de production très élevé (supérieur à 99%) ;
- l'abandon de la connexion individuelle (1 câble pour une voie) au profit d'une connexion générique (1 circuit de lecture $\equiv$ 128 voies $\equiv$ 1 ruban TAB) ;
- le ruban TAB est flexible et offre donc la possibilité d'être plié ;
- elle permet un test complet et facile des circuits de lecture après connexion au ruban.

Le ruban TAB est une feuille de kapton de $10\ \mu\text{m}$ supportant des lignes d'aluminium de $14\ \mu\text{m}$ d'épaisseur [17]. La connexion proprement dite s'effectue par un procédé thermosonique à ultrasons en superposant les pistes du ruban aux plots de connexion présents sur le circuit [18]. Des points de connexions obtenus par TAB sont présentés sur la figure 3.12. L'inconvénient majeur est que la connexion par TAB est un processus délicat à mettre en oeuvre qui a nécessité des réglages fins de l'outillage. En effet, l'alignement entre les pistes devant être bondées doit être obtenu avec une précision de l'ordre de quelques microns. De plus, la résistance mécanique des connexions est très dépendante des paramètres de réglage de l'outillage. C'est pourquoi la mise en service de l'outillage de connexion par TAB a été un des points ayant posé le plus de problèmes lors de phase de préparation à la production des modules.

3.3.4 Le *chipcable*

Le *chipcable* sert à connecter l'électronique de lecture frontale (HAL25) au détecteur d'une part et à l'hybride d'autre part (figure 3.13). L'intervalle entre les pistes présentes sur le ruban TAB est de $80\ \mu\text{m}$ du côté des entrées du circuit et de $125\ \mu\text{m}$ du côté des sorties.

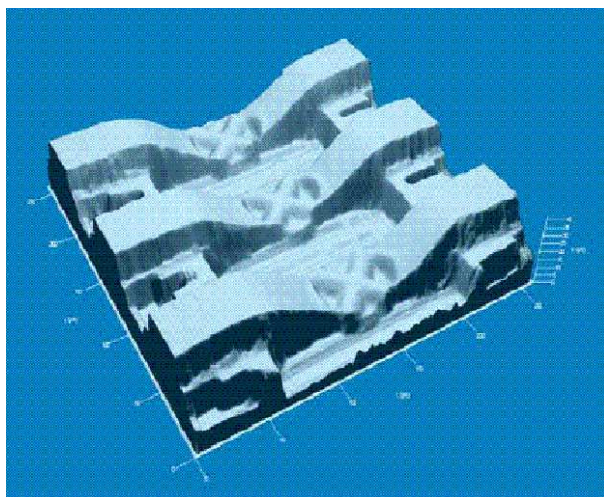


Fig. 3.12 – Plôts de connexions TAB vus à l'aide d'un microscope à balayage laser. Les graduations correspondent à $50\ \mu\text{m}$ dans le plan et à $5\ \mu\text{m}$ sur l'axe vertical

Le circuit HAL25 est optimisé pour la connection sur les *chipcables*. Les traces qui relient le HAL25 au détecteur mesurent $11\ \text{mm}$ de longueur. Comme l'espace inter-pistes sur le détecteur est de $95\ \mu\text{m}$, le ruban sert également d'adaptateur de pas (de $95\ \mu\text{m}$ vers $80\ \mu\text{m}$).

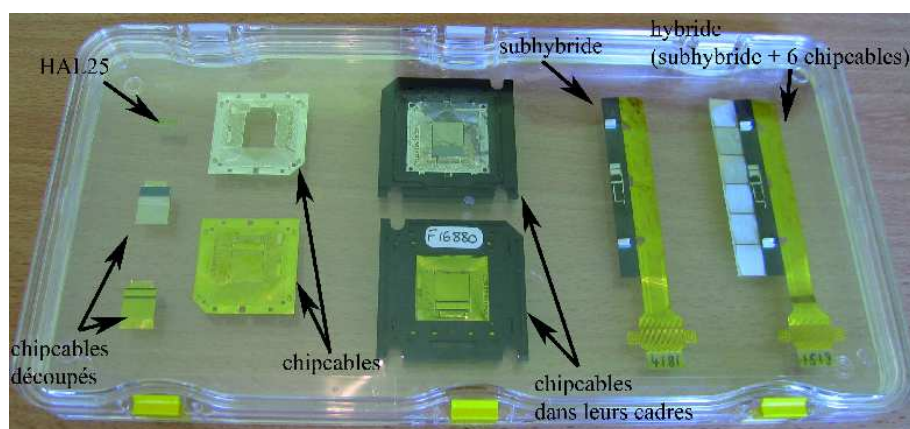


Fig. 3.13 – Différents composants d'un module SSD.

3.3.5 L'hybride

Les hybrides assurent la connection entre les circuits de lecture et l'environnement du module. L'hybride nu (sans les *chipcables*) est appelé subhybride. Le subhybride est l'assemblage de deux couches de polyimide de $20\ \mu\text{m}$ d'épaisseur sur lesquelles se trouvent des pistes d'aluminium de $30\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les deux couches sont collées l'une sur l'autre et les connections électriques sont obtenues par connexions TAB entre les couches à travers des fenêtres dans le polyimide. Des raidisseurs composés de 5 couches de fibres de carbone et d'époxy sont situés sous la rangée des six circuits HAL25. Ceux-ci assurent la tenue mécanique du subhybride et la distribution du refroidissement des circuits. Les composants

3. Le trajectographe interne et le SSD

passifs placés sur le subhybride servent principalement au découplage des alimentations et à l'adaptation d'impédance des lignes LVDS. Les hybrides permettent d'obtenir de très bonnes performances électriques, thermiques et mécaniques tout en réduisant au maximum l'épaisseur et la masse du système.

3.4 La chaîne d'acquisition des données du SSD

3.4.1 L'électronique de lecture du SSD

Le lien entre les modules de détection frontaux et l'acquisition des données (DAQ, Data AcQuisition) d'ALICE est assuré par les *endcap*, cartes électroniques situées aux extrémités des échelles qui elles mêmes dialoguent avec les FEROM (Front-End ReadOut Modules).

L'électronique située aux extrémités des échelles (figure 3.14), ou *endcap* [19], alimente l'électronique de lecture frontale (les HAL25). Elle protège également les modules en coupant les alimentations en cas de trop grande consommation de courant. Le *endcap* fournit également une interface avec le système de contrôle du détecteur (DCS, Detector Control System). Le DCS a pour fonction de gérer les alimentations et de régler les paramètres de polarisation des circuits HAL25 via l'interface JTAG. Le *endcap* gère aussi le transfert du signal des modules vers le FEROM. Enfin, le *endcap* isole les circuits HAL25, situés au potentiel de polarisation des détecteurs, du reste de la chaîne d'acquisition qui possède sa propre masse.

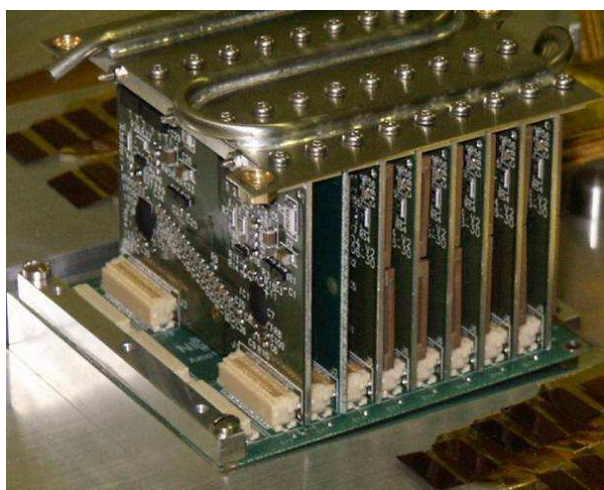


Fig. 3.14 – Le *endcap* situé en bout d'échelle.

Les Front-End ReadOut Modules (FEROM) [20] sont situés à l'extérieur de l'aimant d'ALICE à environ 25 m du *endcap*. Les FEROMs contrôlent la lecture de l'électronique frontale des modules et numérisent le signal analogique provenant de ces mêmes modules. Le FEROM est aussi en charge de la soustraction des piédestaux et de la suppression de zéros (voir 3.4.2). L'ensemble du SSD est géré par 8 FEROMs. Chaque FEROM est composé de 18 modules qui chacun permettent de lire 12 modules SSD. La figure 3.15 schématise la chaîne de lecture des modules SSD. Concernant la polarisation du détecteur,

chaque hybride est flottant et la tension de polarisation est appliqué entre ceux-ci. Les circuits ALCAPONE et ALABUF représente les composants principaux des *endcap* [21].

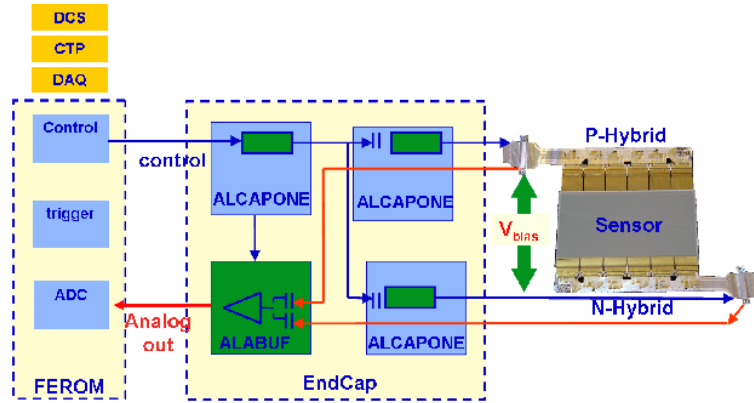


Fig. 3.15 – La chaîne de lecture des modules SSD.

Concernant la fréquence de lecture du SSD, le détecteur silicium est très rapide et fourni un signal analogique d'une largeur de quelques dizaines de nanosecondes ce qui n'impose aucune contrainte sur la fréquence de déclenchement. En revanche, le reste de la chaîne d'acquisition limite le taux de déclenchement de différentes manières.

3.4.2 L'acquisition des données

Le système de déclenchement, ou trigger d'ALICE est détaillé au paragraphe 2.2.6. Du point de vue du SSD, la réception du signal L0 active le HOLD qui est envoyé à l'ensemble des voies des circuits HAL25. Le signal HOLD est annulé si l'évènement est rejeté au niveau de trigger L1. Le SSD n'acceptera pas un nouveau déclenchement (L0) pendant $1 \mu s$ après le rejet de l'évènement au niveau L1. Le taux de déclenchement du L0 (ou du HOLD) doit être inférieur à $75 kHz$.

Dès que le signal L1 est reçu la numérisation des signaux analogiques débute. Cette conversion nécessite $160 \mu s$. Pendant ce temps, le système ne peut pas accepter de L0 ou de L1 additionnels. Si un signal L2 rejette l'évènement, la lecture des données est abandonnée en $1 \mu s$. Après cet intervalle le système peut de nouveau accepter des signaux de déclenchement L0.

Si l'évènement est accepté au niveau L2, alors la numérisation se termine. Par conséquent, après $160 \mu s$ le système peut recevoir un nouveau signal L0. Avant mémorisation les données numérisées subissent une suppression de zéros au niveau du FEROM. C'est à dire que seul les canaux fournissant un signal susceptible de ne pas être uniquement du bruit seront traités. Techniquement, un seuil sera associé à chaque canal et si le signal fournit est supérieur à ce seuil le signal sera transmis par le FEROM. La suppression de zéros a pour but la diminution de la quantité de données produite par le SSD.

Les données numérisées et ayant subies la suppression de zéros sont ensuite mémorisées dans un *multiple event buffer* ce qui permet de démarrer un nouveau cycle L0-L1-L2 avant que les données ne soient transférées vers la DAQ. Pour chaque signal, après soustraction

3. Le trajectographe interne et le SSD

de zéros, 4 octets sont transférés. Le taux de transfert maximum est de 800 Mo.s^{-1} . Ce transfert, du FEROM vers la DAQ, s'effectue à l'aide de deux liaisons optiques (DDL, Detector Data Link). Le signal *busy* généré par le FEROM limite la fréquence du signal L2. Les caractéristiques de l'électronique de lecture sont présentées dans le tableau 3.5 [12].

Nombre de circuits HAL25	20 376
Nombre de canaux	2 608 128
Nombre de DDL	16
Fréquence maximale de coups par pistes	50 Hz
Fréquence maximale du signal L0	75 kHz
Fréquence maximale du signal L1	6 kHz
Fréquence maximale du signal L2 (taux d'occupation de 10 %)	1 kHz
Taille d'un évènement (taux d'occupation de 10 %)	1 Mo

Tab. 3.5 – Caractéristiques de l'électronique de lecture du SSD.

Chapitre 4.

Production des modules SSD

Le SSD d'ALICE est composé de 72 échelles supportant 1 698 modules. En prenant en compte également les besoins de modules supplémentaires de remplacement, il a été décidé de commander 2 000 détecteurs dans le but de produire autant de modules.

La production de ces modules est le résultat d'un processus long et complexe qui s'étend de la définition des spécifications, la conception technique, la réalisation des composants, la réalisation des prototypes, le développement des outils de test et de production et la gestion de la production.

Ces activités ont été réparties entre les membres de la collaboration ITS-SSD qui comprend des laboratoires dans huit pays européens (Amsterdam, Genève, Helsinki, Kharkov, Kiev, Nantes, Saint-Petersbourg, Strasbourg, Trieste, Utrecht, Varsovie).

L'assemblage d'un module SSD est un processus complexe. Il est donc indispensable, pour une production de qualité, de tester chaque composant lors des différents stades de la production. De plus, pour gérer la production, une base de données a été mise en place, où sont sauvegardés tout les résultats de tests et où il est possible de tracer chaque composant.

4.1 Assemblage des modules SSD

La collaboration ALICE-SSD a décidé de confier l'ensemble des opérations d'assemblage à trois centres de production, l'IPHC à Strasbourg, l'INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) section de Trieste (Italie) et à l'institut de physique d'Helsinki (Finlande).

En ce qui concerne l'assemblage des échelles, deux sites assument ce rôle, NIKHEF au Pays-Bas (Amsterdam et Utrecht) et le laboratoire SUBATECH à Nantes.

4. Production des modules SSD

Un grand nombre de tests électriques et visuels est effectué systématiquement après chaque phase de l'assemblage. Les résultats de chaque test sont enregistrés dans la base de données de production permettant ainsi un suivi de tous les composants depuis les différents sites de production. L'IPHC est en charge du fonctionnement de cette base de données pour la collaboration.

Ces tests permettent aussi d'éliminer les composants défectueux. Nous pouvons voir sur la figure 4.1 le processus d'assemblage avec les différents points de test.

4.1.1 Assemblage des circuits HAL25

Les circuits HAL25 sont fabriqués sur des galettes de silicium (*wafers*) qui comportent chacune 647 circuits. Ces galettes de silicium sont découpées et amincies jusqu'à obtenir une épaisseur de 150 μm afin de satisfaire aux contraintes énoncées au paragraphe 3.1.2. Par la suite ces circuits sont câblés sur les rubans TAB et testés en laboratoire.

Les rubans TAB sont triés manuellement, à l'aide d'une binoculaire, afin d'éliminer ceux qui présentent des défauts de fabrication. Les circuits HAL25 et les rubans conformes aux spécifications sont assemblés (figure 4.2).

Les circuits HAL25 sur ruban TAB sont insérés dans des cadres de maintien (figure 4.3), formant une diapositive pour faciliter leur manipulation en évitant tout contact avec des parties conductrices sensibles à des décharges électrostatiques. Le ruban TAB en cadre avec le circuit HAL25 est adapté au banc de test que nous utilisons qui a été développé spécifiquement pour les circuits HAL25. Il permet le test et une sélection des circuits.

Les rubans sont positionnés sur les circuits. Ensuite les pistes de câblage situées dans les fenêtres sont positionnées et mises en contact avec les plots du circuit et sont soudées par ultrasons grâce à un outil cruciforme. Les soudures sont alors contrôlées et résinées pour assurer une bonne tenue de l'ensemble.

Enfin, avant collage sur les subhybrides, le ruban TAB supportant le circuit HAL25 est découpé manuellement (figure 4.3).

Pour minimiser le nombre de connexion entre les circuits HAL25 et l'hybride on utilise trois types différents de rubans TAB en fonction de leur position sur l'hybride, F pour *first*, L pour *last* et M pour *middle*. Cette ordre est défini par la séquence de lecture des HAL25. La différence majeure entre les rubans F, L et les rubans de type M est que ceux-ci sont censés amener la haute tension de polarisation au détecteur. Il comporte donc une ligne supplémentaire qui conduit la haute-tension.

4.1.2 Assemblage des hybrides

L'assemblage des hybrides (figure 4.4) est représentés sur la figure 4.5. Après un contrôle visuel et des tests électriques du subhybride, les 6 HAL25 fonctionnels sur leur ruban TAB découpés (le test des circuits HAL25 est décrit au paragraphe 4.2.3) sont positionnés avec une précision de l'ordre de quelques microns, collés puis câblés sur celui-ci.

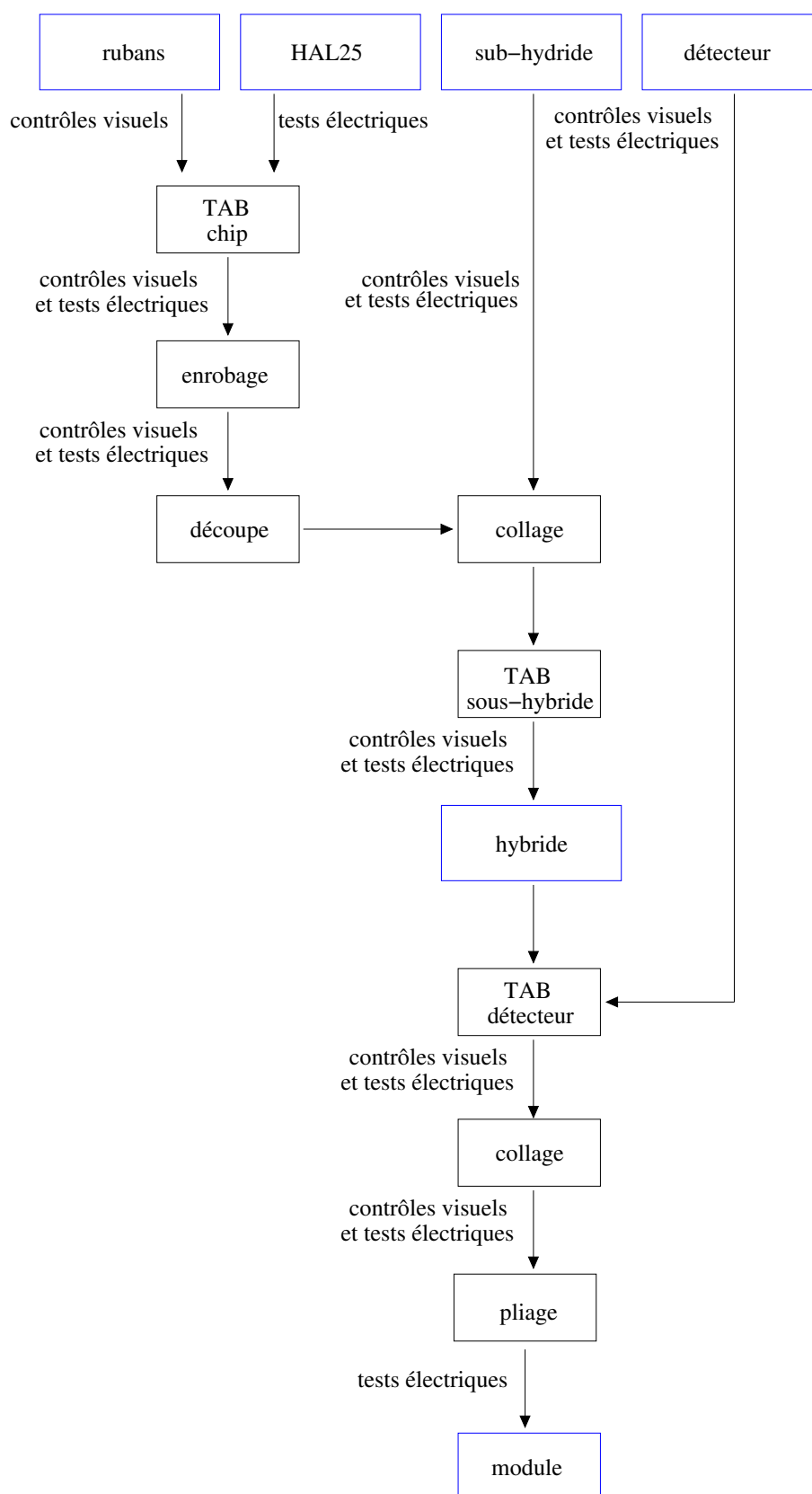


Fig. 4.1 – Différentes étapes de l'assemblage d'un module.

Les points de TAB sont ensuite protégés par de la résine. La résine est polymérisée à chaud.

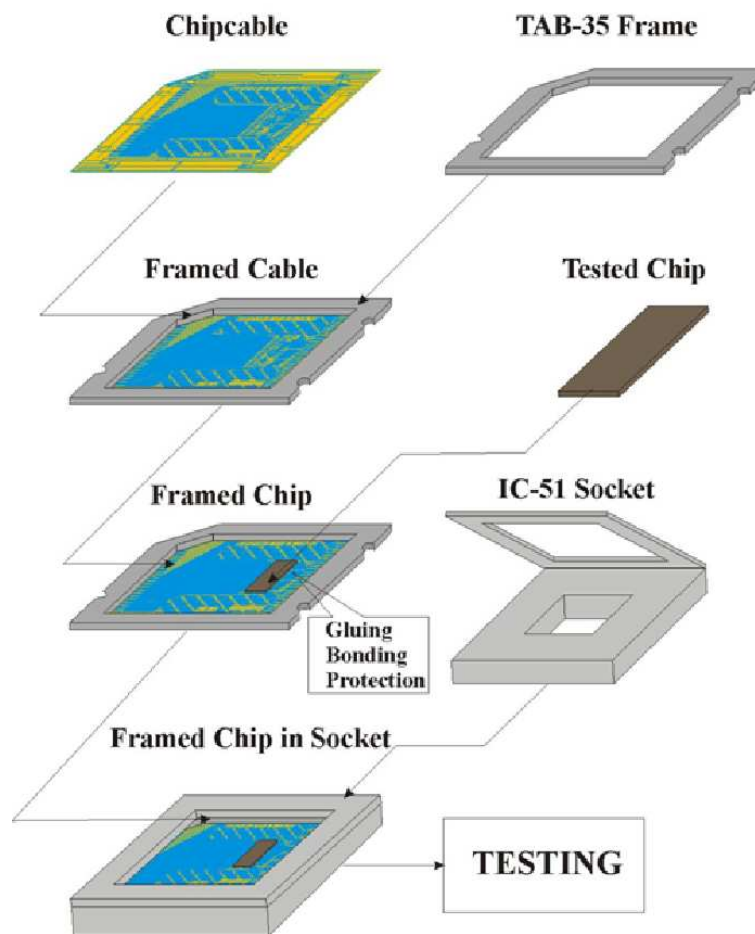


Fig. 4.2 – Assemblage et tests des circuits HAL25 sur le ruban TAB.

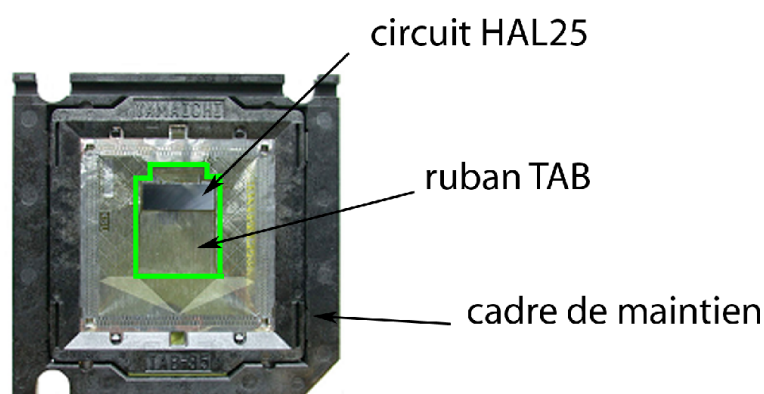


Fig. 4.3 – Circuit HAL25 sur ruban TAB dans son cadre de maintien.. En vert, le contour de découpe.

Il existe deux types d'hybrides (C ou O) suivant que ceux-ci supportent ou non des condensateurs de découplage pour la tension de polarisation du détecteur qui est appliqué entre les deux hybrides. Pour les modules de type P(N), c'est l'hybride de la face P(N) qui supportent ces condensateurs. Les hybrides de type C sont toujours câblés en premier sur le détecteur.

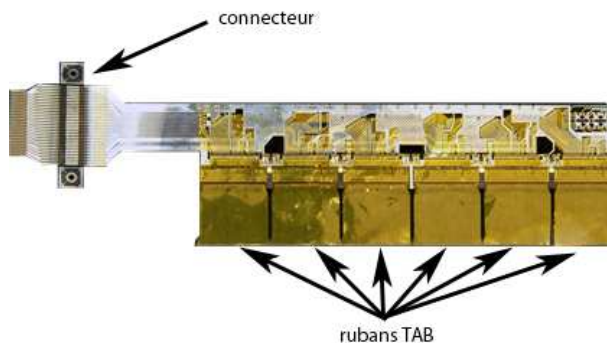


Fig. 4.4 – Vue d'un hybride. Les circuits HAL25 sont invisibles car pris en sandwich entre le raidisseur et les rubans TAB.

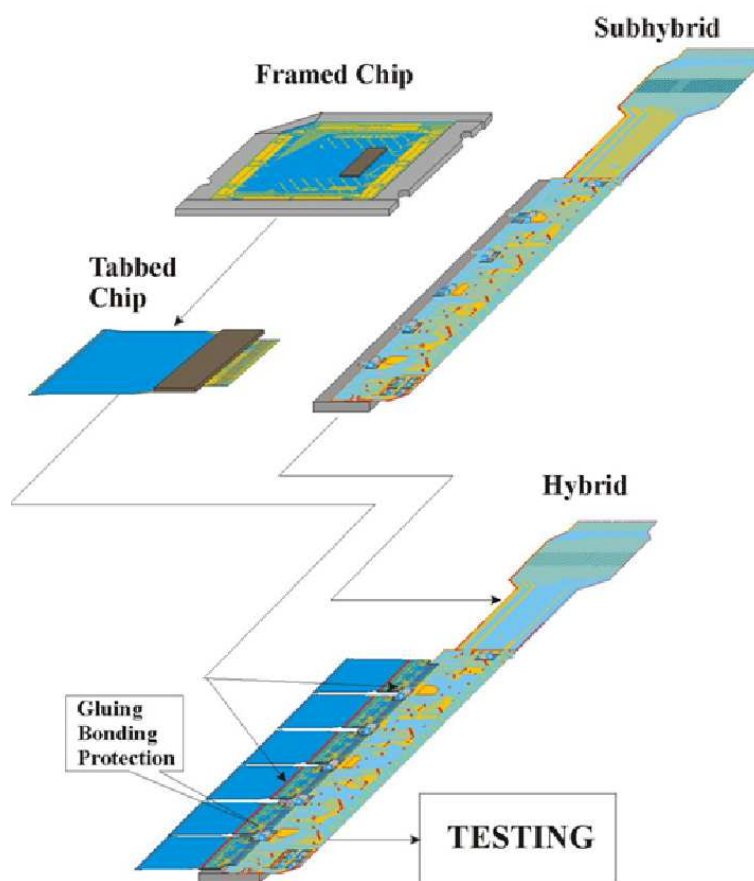


Fig. 4.5 – Assemblage des hybrides.

4.1.3 Assemblage des modules

La première étape de l'assemblage d'un module consiste à câbler le premier hybride sur une face du détecteur (P pour les modules couches 5 et N pour ceux de la couche 6). Ensuite le module est retourné, et le deuxième hybride est positionné et câblé (figure

4. Production des modules SSD

4.6) [22]. Afin de les protéger les points de câblage sont collés.

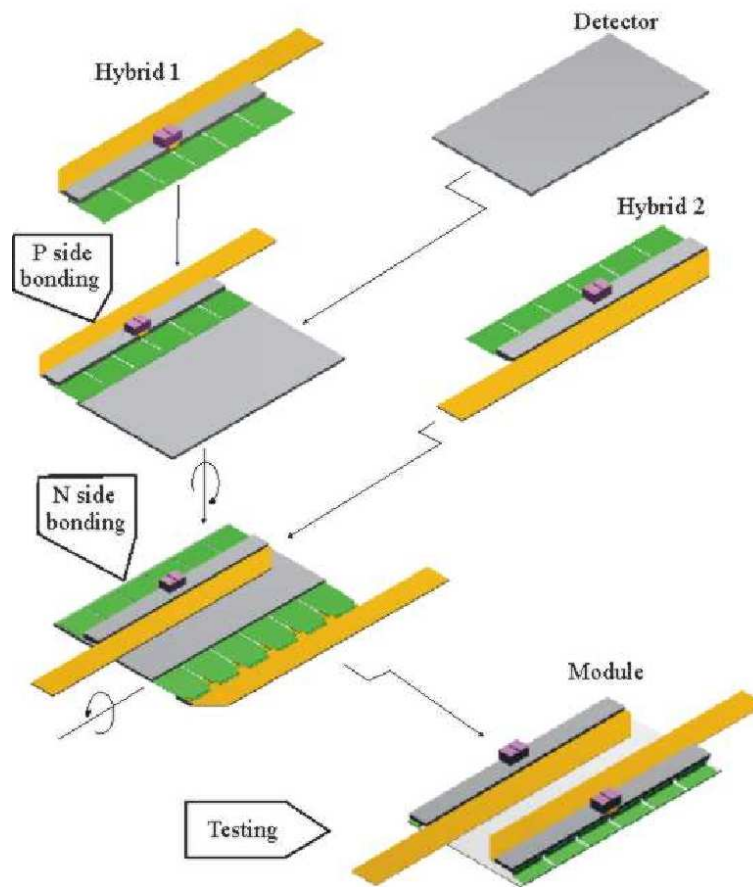


Fig. 4.6 – Assemblage des modules.

La dernière étape, assez délicate, consiste à plier le module afin qu'il soit dans sa configuration finale et prêt à être monté sur une échelle (figure 4.7). Les hybrides doivent être pliés afin d'obtenir un module le plus compact possible. Ceci est nécessaire pour permettre un recouvrement entre deux modules adjacents du SSD et ainsi obtenir une couverture complète de l'angle solide.

4.2 Tests des composants et des modules

4.2.1 Qualité et critères d'acceptation

Les tests de production ont pour buts de vérifier le maximum de spécifications du cahier des charges. D'autre part, ces tests doivent permettre de définir les conditions d'utilisation de chaque module produit.

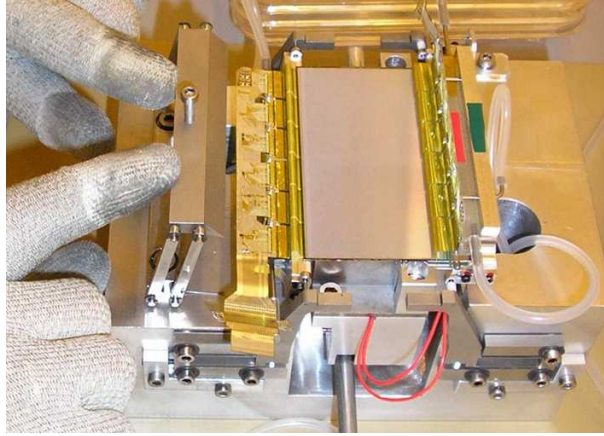


Fig. 4.7 – Module en phase de pliage.

a) Cahiers des charges des détecteurs silicium

L'élément central d'un module SSD étant le détecteur, un cahier des charges précis a été établi par la collaboration ALICE (tables 4.1 et 4.2 [23]).

Substrat	
matériau :	silicium dopé N (Phosphore)
cristal :	orientation (111) ou (100)
Spécifications géométriques	
Surface nominale :	$75 = 3150 \text{ mm}^2$
largeur :	$75000^{+0}_{-50} \mu\text{m}$
longueur :	$42000^{+0}_{-50} \mu\text{m}$
épaisseur :	$300 \pm 15 \mu\text{m}$
nombre de pistes :	768 par face
angle des pistes par rapport au petit coté du détecteur :	face P : 7.5 mrad face N : 27.5 mrad
angle stéréoscopique entre les pistes de chaque face :	35 mrad
nombre de pistes courtes :	face P : 3 face N : 21
distance inter-pistes :	$95 \mu\text{m}$
largeur des pistes (au niveau de l'implantation) :	$30 - 40 \mu\text{m}$
longueur des pistes :	$40000 \mu\text{m}$

Tab. 4.1 – Spécifications géométriques des détecteurs SSD.

Pour les spécifications électriques, plusieurs variables doivent être définis. La tension "d'isolation" V_i , correspond à la tension inverse appliquée entre les deux anneaux de polarisation des faces qui permet d'atteindre une bonne isolation entre les pistes de la

4. Production des modules SSD

face N (résistance entre deux pistes implantées adjacentes $> 100 \text{ M}\Omega$). La tension de fonctionnement “nominale” V_0 qui est située 5 V au-dessus de la tension d’isolation (en considérant les valeurs absolues). Enfin, la tension de claquage V_{bd} , qui correspond à la tension à laquelle le courant de fuite fourni par l’anneau de polarisation est supérieur à deux fois ce courant à la tension de fonctionnement V_0 .

Spécifications électriques	
tension de fonctionnement :	$V_0 < 70 \text{ V}$
tension de claquage :	$V_{bd} \geq V_0 + 30 \text{ V}$
tension de <i>punch-through</i> :	$V_{pt} \leq 6 \text{ V}$ pour chaque face
courant de fuite de l’anneau de garde :	$\leq 5 \text{ }\mu\text{A}$
courant de fuite de l’anneau de polarisation :	$\leq 2 \text{ }\mu\text{A}$
courant de fuite de chaque piste :	$\leq 20 \text{ nA}$
resistance entre deux pistes adjacentes :	$\geq 100 \text{ M}\Omega$
capacité inter-pistes :	$C_{is} \leq 10 \text{ pF}$
capacité de couplage :	$C_{ac}/C_{is} \geq 20$

Tab. 4.2 – Principales spécifications électriques pour les détecteurs à micropistes [23].

b) Spécifications concernant les modules SSD

D’un point de vue plus global, les spécifications pour un module (une fois le détecteur accepté), peuvent se résumer en trois points :

- $V_0 \leq 70 \text{ V}$;
- $V_0 - V_{bd} \geq 30 \text{ V}$;
- $\geq 98\%$ de canaux fonctionnels (≤ 30 canaux défectueux par module).

La vérification de ces spécifications implique que lors du tests de chaque module les canaux défectueux (bruyants ou non-connectés) doivent être identifiés. Il est également nécessaire de mesurer les tensions de déplétion et de claquage afin de déterminer la plage de fonctionnement du module.

La contrainte qui s’applique à la production des modules (moins de 2 % de canaux défectueux) se répercute sur la production des composants (*chipcables*, subhybride, hybride). En effet, lors des tests, ces composants sont considérés comme fonctionnels si ils présentent également moins de 2 % de canaux défectueux.

4.2.2 Tests des détecteurs silicium

Après livraison par le fabricant, le détecteur est testé visuellement et entièrement caractérisé grâce à un équipement de test sous pointes. Ce test consiste principalement à mesurer la caractéristique du détecteur et à détecter les pistes défectueuses. La caractéristique attendue d’un détecteur est présentée sur la figure 4.8. Si l’on représente

le courant en fonction de la haute tension appliquée entre les anneaux de polarisation de chaque face, on obtient une courbe qui présente trois régions distinctes. Tout d'abord le courant croît jusqu'à la déplétion du module. Ensuite la courant est assez stable sur une large plage de tension. Cette plage représente la plage de fonctionnement du module. Enfin, à partir de la tension de claquage le courant croît très rapidement.

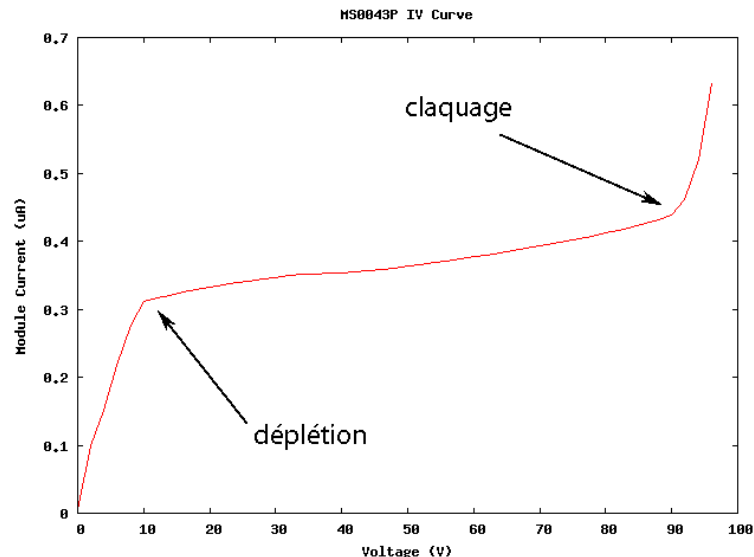


Fig. 4.8 – Caractéristique $I(V)$ d'un détecteur. Pour ce détecteur la déplétion est visible aux alentours de 10 V et le claquage aux alentours de 90 V.

4.2.3 Tests des circuits HAL25

a) Tests des fonctionnalités du HAL25

Pour les premiers circuits HAL25, un test électrique complet a été effectué à l'IPHC sur une station de test sous pointes. Ce test avait pour but de vérifier que la découpe, le conditionnement et le transport des circuits HAL25 ne créaient pas de dommages. Le rendement de production des HAL25 se révélant supérieur à 90 %, nous nous sommes limités à un test des échantillons représentant environ 20 % de la production totale.

b) Contrôle visuel des rubans TAB

Le ruban TAB est contrôlé visuellement sous binoculaire afin de supprimer tous les rubans présentant des défauts. Les différents types de défauts rencontrés sur les rubans sont :

- Un décalage entre les pistes et le kapton. Ce décalage rend difficile voir impossible le câblage des pistes du ruban TAB sur les plots du circuit HAL25 ;
- des pistes trop fines ou se terminant en pointe dans les fenêtres de câblage ;
- des défauts de métallisation ou des paillettes (résidus de métaux) créant des courts-circuits entre une ou plusieurs voies des circuits HAL25.

4. Production des modules SSD

c) Tests des connexions du HAL25 sur ruban

Avant de tester les fonctionnalités du circuit, un test plus rapide est effectué pour vérifier la connexion TAB du HAL25 sur le ruban. Ce test, qui dure quelques secondes, permet de contrôler rapidement si la soudure du TAB s'est déroulée correctement. Pour ce test, le circuit sur son ruban est inséré dans un connecteur YAMAICHI qui permet ensuite d'avoir accès à toutes les entrées/sorties du circuit via des connexions standards.

La première étape de ce test consiste à détecter de quel type de ruban il s'agit (M, F ou L). Ensuite, les entrées des différents registres du HAL25 et les lignes d'alimentation de la haute-tension pour les ruban de type F et L sont vérifiées. Les alimentations du circuit sont ensuite testées, ceci afin de détecter d'éventuels courts-circuits. Et finalement, les 128 entrées analogiques sont testées. Ce test s'appuie sur la détection de diodes qui protègent chaque voie d'entrée du circuit HAL25. La masse du circuit étant flottante, on applique une tension de 2.5 V (V_{test}) sur la voie d'entrée via le ruban TAB, il est donc possible de mesurer la tension obtenue sur la borne 2.5 V du HAL25. Si la connexion est bonne, cette tension sera de l'ordre de 2 V à cause de la chute de tension dans la diode de protection, sinon le point de TAB entre le HAL25 et le ruban est défectueux (figure 4.9). Cette mesure est effectuée séquentiellement sur les 128 voies d'entrées du HAL25.

Si aucun problème de connexion n'est repéré, le circuit passe à la prochaine étape qui est le test de fonctionnalité.

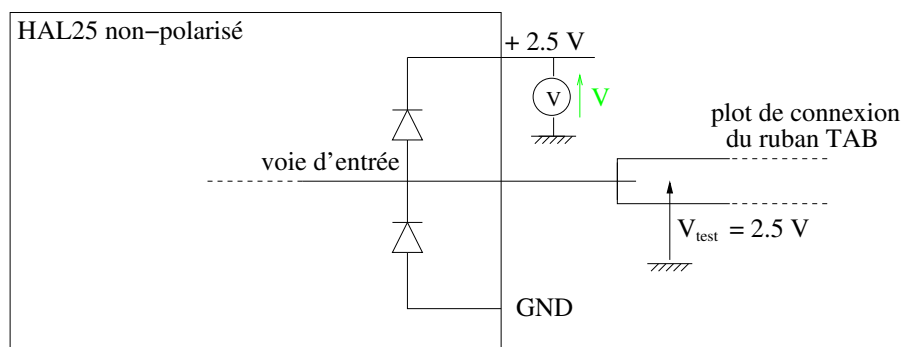


Fig. 4.9 – Principe du test des connexions entre le HAL25 et le ruban TAB. Si $V = 2\text{ V}$ alors la connexion est correcte. Lors de ce test, le HAL25 n'est pas polarisé et la borne GND est flottante.

d) Tests des fonctionnalités du HAL25 sur ruban

Ce test doit vérifier plusieurs aspects du fonctionnement du circuit HAL25 :

- Tout d'abord, il faut vérifier la consommation du circuit. Une première consommation de courant est alors vérifiée avant application des paramètres de polarisation. La consommation doit alors être comprise entre 3 et 12 mA. Une seconde mesure est effectuée après paramétrage des fonctions analogiques via le protocole de communication JTAG. La consommation de courant doit alors être nominale (comprise entre 20 et 30 mA). Dans le cas contraire, le circuit est rejeté ;

- ensuite un contrôle des fonctions numériques du circuit est effectué en utilisant le protocole de communication JTAG. Ceci passe par la comparaison de la configuration entrée dans les registres de polarisation du circuit et celle lue dans ces mêmes registres. Les valeurs doivent être identiques. Dans le cas contraire le circuit est rejeté ;
- pour l'étape suivante on passe au mode de lecture séquentielle. C'est le mode de lecture utilisé lors de l'acquisition des données dans l'expérience ALICE. Ce mode permet la lecture séquentielle des 128 voies du circuit. Il fournit en sortie analogique, 128 échantillons analogiques correspondant à l'amplitude des 128 voies analogiques stockées dans les 128 cellules de mémorisation activées par le signal d'échantillonnage HOLD. Les 128 voies analogiques sont lues 200 fois sans injection de signal afin d'obtenir le piédestal moyen pour chaque voie du circuit ;
- enfin, on effectue une lecture séquentielle des 128 voies en injectant des signaux d'amplitude connue à l'entrée de chaque canal grâce au générateur interne. La gamme d'amplitude du générateur interne est de ± 13 MIPs, codée sur 8 bits. Les valeurs des amplitudes injectées sont de 50, 100, 150 et 200 (en valeur binaire), ce qui nous permet de visualiser la réponse de chaque voie pour toute la dynamique d'entrée du circuit. C'est ce test qui nous permet d'identifier les différentes voies non fonctionnelles.

Il faut noter que les deux étapes utilisant la lecture séquentielle (avec et sans stimulation par le générateur interne) sont réalisées deux fois dans deux configurations différentes du HAL25. Ces tests sont accomplis avec le circuit polarisé pour recevoir des signaux positifs et puis, dans un second temps, avec le circuit polarisé pour recevoir des signaux négatifs. Les résultats de test obtenus pour un circuit sur ruban sans défauts sont présentés figure 4.10.

Les défauts susceptibles d'être détectés par ce test sont multiples :

- voie morte : cette voie ne fonctionne pas. Elle ne possède pas de piédestal. Elle ne répond pas à la stimulation interne du générateur ni externe et par ailleurs le bruit (fluctuations du piédestal) est nul. Le circuit de mise en forme est détruit ;
- une voie est bloquée : elle possède un piédestal mais elle ne répond pas aux stimulations internes ou externes. Le pré-amplificateur est bloqué. Cet état est parfois réversible dans le temps ou en modifiant les paramètres de polarisation du circuit ;
- le pré-amplificateur d'une voie est détruit : la voie possède un piédestal mais ne répond pas à la stimulation interne ou externe. Le piédestal n'évoluera ni dans le temps ni en changeant les paramètres ;
- un court-circuit entre 2 pistes du ruban TAB : dans ce cas, le signal envoyé sur une voie est visualisé sur deux voies en sortie.

4.2.4 Tests des hybrides

Le subhybride est un composant passif testé visuellement sous binoculaire et électriquement. Le premier contrôle est visuel. Il s'effectue sur le subhybride supportant les composants passifs. Il permet de vérifier qu'aucun court-circuit n'est présent et que

4. Production des modules SSD

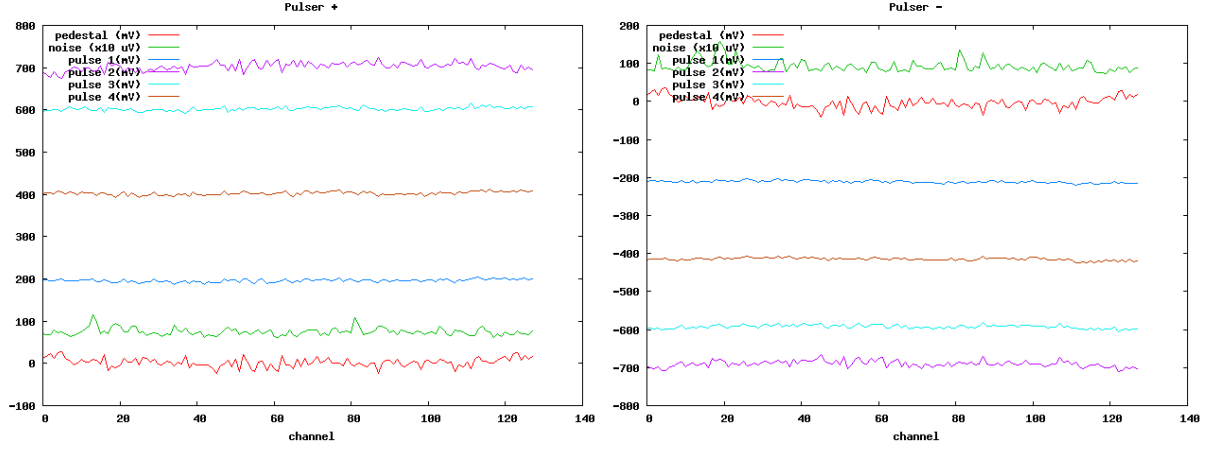


Fig. 4.10 – Résultats du test de fonctionnalités d'un circuit HAL25 sur ruban. Sont représentés en rouge le piédestal, en vert le bruit, et en bleu, orange, turquoise et violet les tests avec différentes impulsions fournies par le générateur interne (respectivement 50, 100, 150, 200 en valeur binaire). A gauche, tests avec des signaux positifs délivrés par le générateur interne et à droite, tests avec des signaux négatifs. Ce circuit ne présente aucun défaut.

la métallisation ne présente pas de défauts. Le second contrôle est électrique. Il permet de vérifier l'absence de court-circuit, la continuité des pistes et les caractéristiques des composants passifs. Enfin, après collage et câblage des six HAL25, l'ensemble est testé suivant un test similaire au test des fonctionnalités du HAL25 sur ruban. Ce test vérifie également la bonne synchronisation de la lecture séquentielle des six circuits via le signal TOKEN.

4.2.5 Tests des modules

Durant la production des modules, un test permet l'identification des canaux défectueux et la mesure des tensions de déplétion et de claquage. Celui-ci consiste à mesurer le bruit des 1 536 canaux du modules pour différentes tensions appliquées au détecteur. Typiquement, une mesure du bruit est faite pour des tensions allant de 0 à 100 V, avec un pas de deux volts. Pour chaque mesure, le bruit est donné par la dispersion du signal de sortie de chaque canal. Ce test dure environ 15 minutes par module. Une photographie du banc de test est présentée sur la figure 4.11.

a) Détermination de la tension de déplétion

La tension de déplétion correspond à la tension à laquelle les pistes de la face N commencent à être isolées entre elles. Cette tension se caractérise par une chute brutale du bruit sur la face N.

La méthode retenue pour la détermination de cette tension passe par la mesure, pour chaque tension v , du nombre moyen de canaux bruyants, pour toutes les tension supérieures et inférieure à v . La tension de déplétion est la tension où le rapport entre le nombre de canaux bruyants pour les tensions inférieures et le nombre de canaux bruyants

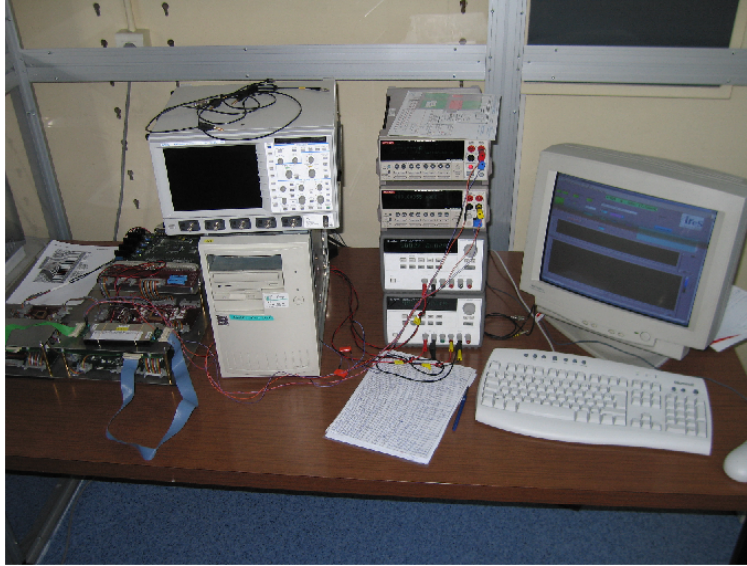


Fig. 4.11 – Banc de test des modules.

pour les tensions supérieures est maximal.

Plus précisément, pour toute tension v comprise entre 0 et 100 V, on calcule :

$$\langle N_{def}^{low} \rangle = \frac{1}{v+1} \sum_{i=0}^{i=v} N_{def}(i) \quad \text{et} \quad \langle N_{def}^{high} \rangle = \frac{1}{100-v+1} \sum_{i=v}^{i=100} N_{def}(i) \quad (4.1)$$

où $N_{def}(i)$ donne le nombre de canaux, à la tension i , ayant un bruit supérieur à un seuil N_{high} . Ensuite, la tension de déplétion est définie comme étant la tension qui maximise le rapport $\langle N_{def}^{low} \rangle / \langle N_{def}^{high} \rangle$.

b) Détermination de la tension maximale de fonctionnement

Idéalement, la tension maximale de fonctionnement (V_{max}) est définie comme étant la tension à partir de laquelle le module ne satisfait plus les spécifications (courant de fuite $< 7 \mu A$). Nous pouvons également détecter si la tension de claquage du détecteur est atteinte car ceci va se traduire par une nette augmentation du bruit sur tous les canaux des deux faces du module. Pratiquement, comme le courant de fuite reste généralement dans les spécifications, V_{max} est déterminée dès que l'on trouve plus de 40 canaux défectueux sur une des deux faces.

c) Détection des canaux bruyants

La détection des canaux bruyants est effectuée à une tension de 10 V au-dessus de la tension de déplétion. Dans ce cas, un canal est déclaré comme bruyant si il a un bruit supérieure à un certain seuil qui dépend de la face sur laquelle on se trouve. La valeur de ces seuils a été déterminée d'une manière empirique, à partir de plusieurs tests de modules. Ces seuils ont été fixés respectivement à 2.5 mV et 5 mV pour les faces P et N.

4. Production des modules SSD

d) Détection des canaux non-connectés

Les canaux non-connectés correspondent aux pistes du détecteur qui ne sont pas connectées à leur électronique de lecture. Ceci a pour conséquence que le bruit de ces canaux provient uniquement de l'électronique de lecture. Ces canaux auront donc un bruit beaucoup plus faible que celui des canaux fonctionnels. De plus, le bruit des canaux non-connectés ne dépendra pas de la tension appliquée au détecteur.

Pour détecter de tels défauts, il est indispensable de prendre en compte non seulement le niveau de bruit moyen d'un canal, mais aussi les variations de ce bruit en fonction de la haute tension appliquée. C'est pourquoi on définit pour chaque canal la variable d_i telle que :

$$d_i = \langle n_i \rangle \sigma_{n_i} \quad (4.2)$$

où $\langle n_i \rangle$ est la valeur moyenne du bruit du canal i pour des tensions comprises entre 0 et 30 V, et σ_{n_i} la dispersion de ce bruit dans la même plage de tensions.

Ensuite, un seuil est défini pour la détection des canaux non-connectés :

$$T_{open} = \frac{\text{med}(d_i)}{k} \quad (4.3)$$

où $\text{med}(d_i)$ est la valeur médiane de la variable d_i pour tout les canaux d'une face et k est un facteur dépendant de la face considérée (5 pour la face P et 30 pour la face N).

Finalement, tous les canaux satisfaisant :

$$d_i < T_{open} \quad (4.4)$$

sont considérés comme non-connectés, exception faite des pistes les plus courtes de chaque faces, qui à cause de leur faible bruit intrinsèque, satisfont quasiment systématiquement cette condition.

4.2.6 Exemple de résultats obtenus pour un module

Les résultats obtenus lors du test des modules se présentent sous la forme d'un schéma de niveaux. En ordonnée on trouve la tension de polarisation appliquée au détecteur et en abscisse les 768 canaux d'une face d'un module. Les couleurs représentent le niveau de bruit de chaque canal pour chaque tension de polarisation. Trois exemples de test sont présentés sur les figures 4.12, 4.13, 4.14.

Les résultats de tests présentés sur les figures 4.12 et 4.13 concernent le module MS0023P non-plié. Ce module ne présente aucun défaut notable à ce stade de la production. La tension de *punch-through* est visible sur les deux faces aux environs de 4 V. Cette tension correspond à la transition du jaune vers le bleu (face P) ou le rouge (face N). La déplétion est atteinte pour une tension légèrement supérieure à 20 V (visible sur la figure 4.13, transition du rouge vers le bleu).

Ce genre de mesure est effectuée pour chaque module à différents stades de leur production (après assemblage, après collage, après pliage et après montage sur les échelles).

La figure 4.14 présente les résultats obtenus pour la face N du module MS0068P

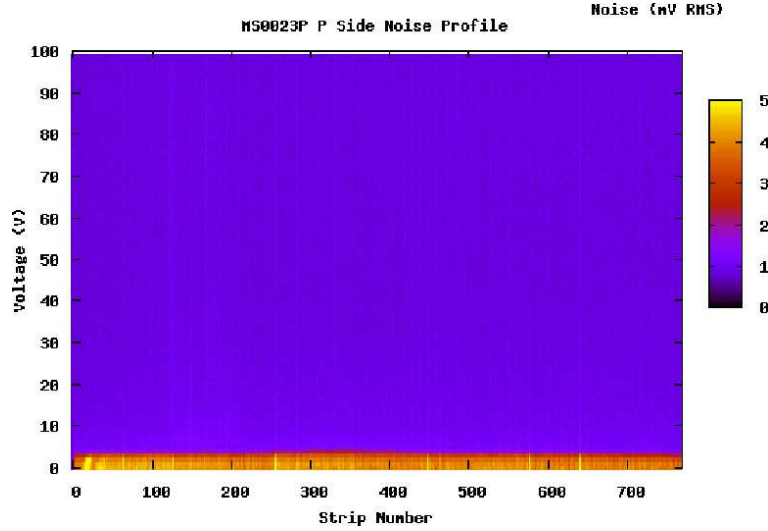


Fig. 4.12 – Evolution du bruit des canaux (face P) d'un module (MS0023P, non-plié), en fonction de la tension appliquée au détecteur.

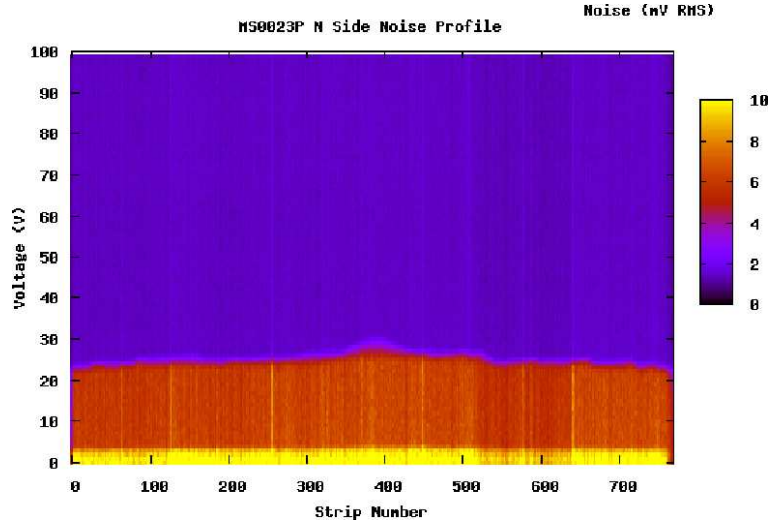


Fig. 4.13 – Evolution du bruit des canaux (face N) d'un module (MS0023P, non-plié), en fonction de la tension appliquée au détecteur.

(non-plié). Ce module illustre bien les différents défauts détectables lors des tests. La face N (visible ici) comporte 21 canaux non-connectés et 7 canaux bruyants. Les canaux non-connectés sont visibles sous la forme de raies noires et les canaux bruyants forment des raies rouges. Le numéro de ces canaux défectueux est sauvegardé dans la base de données afin de contrôler l'évolution de ces défauts au cours des différentes phases de la production. Ces données seront également utilisées lors de la reconstruction des événements dans l'expérience ALICE. En effet, lors de la reconstruction des trajectoires des particules, il est indispensable de connaître l'emplacement des canaux défectueux, afin de ne pas les inclure dans l'algorithme de reconstruction ce qui perturberait le signal.

En conclusion, ces tests des modules permettent d'obtenir des résultats facilement

4. Production des modules SSD

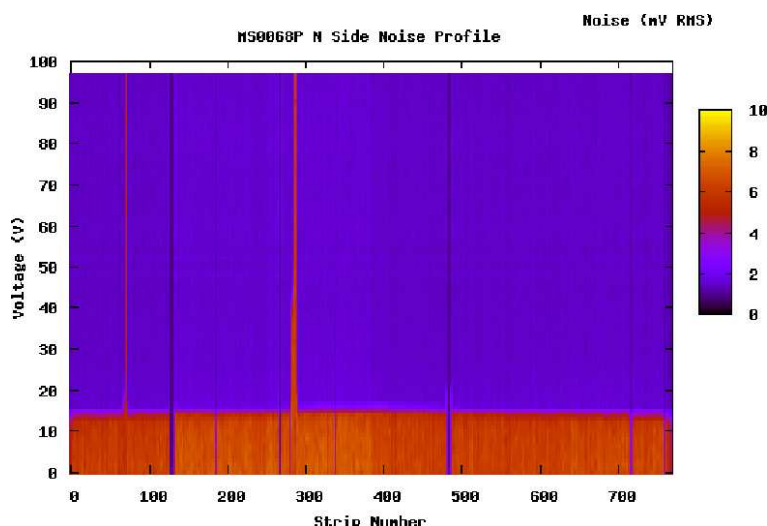


Fig. 4.14 – Evolution du bruit des canaux (face N) d'un module (MS0068P), en fonction de la tension appliquée au détecteur. Les canaux 127 à 132, 186, 266 à 268, 280, 338, 480 à 485, 715, 716, 757, sont non-connectés. les canaux 282 à 288 sont bruyants.

analysable où les différents défauts ainsi que la plage de fonctionnement sont visibles sur une même figure.

L'analyse de la production des modules présentée au paragraphe 4.4 s'appuie sur les résultats obtenus grâce à ces mêmes tests.

4.3 Test d'un module avec des particules cosmiques

4.3.1 Description du banc de test

Comme nous l'avons dit au paragraphe 4.2.5, durant la production le test des modules consiste à mesurer le bruit en fonction de la tension de déplétion appliquée. Ces tests permettent d'identifier les canaux défectueux et d'évaluer les niveaux de bruit. Pour compléter ces mesures il était intéressant de mesurer les performances d'un module en terme de détection de particules. Pour ce faire il a été décidé d'adapter le banc de test de module pour la détection de particules cosmiques (l'option utilisant des sources radioactives ayant été abandonnée du fait de l'énergie insuffisante des particules émises). Plusieurs modifications ont été mises en place :

- le signal de déclenchement est fourni par deux scintillateurs ($10 \times 5 \text{ cm}^2$) en coïncidence. Le module à tester est situé entre les deux scintillateurs (figure 4.15) ;
- possibilité d'ajuster le délai entre le déclenchement fourni par la coïncidence des scintillateurs et le HOLD qui échantillonne le signal de chaque canal analogique du module ;
- les données brutes fournies par le banc de test sont enregistrées dans un fichier pour analyse.

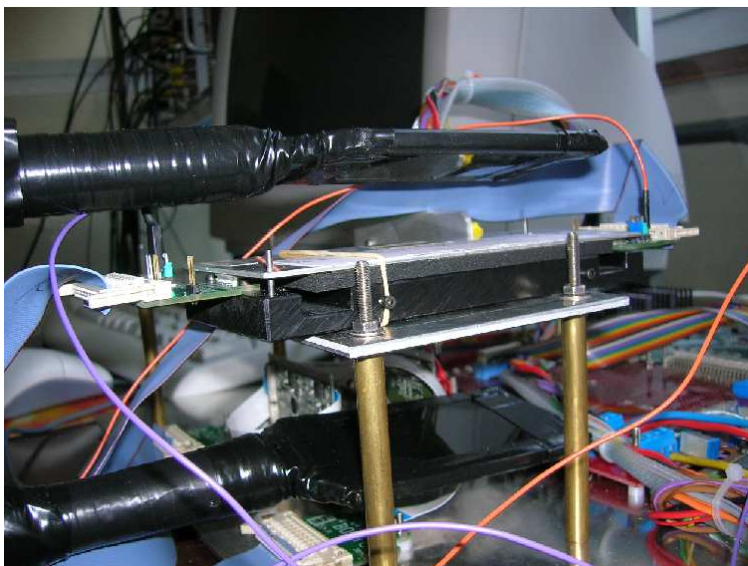


Fig. 4.15 – Module dans sa boîte de test et les deux scintillateurs.

La détection des particules cosmiques a nécessité l'utilisation de deux scintillateurs reliés chacun à un photomultiplicateur (PM). Le signal de coincidence fourni par les PM sert de déclenchement. Avant d'être envoyé vers l'électronique d'acquisition, ce signal est amplifié afin d'obtenir une impulsion positive d'une amplitude d'environ 3 V. Comme nous l'avons dit au paragraphe 3.3.2, le temps de mise en forme du signal par les circuits HAL25 est compris entre $1.4 \mu s$ et $2.2 \mu s$. Un retard est donc ajouté au niveau de l'amplificateur entre le signal de coincidence et le déclenchement afin de pouvoir ajuster au mieux l'envoi du signal HOLD.

Finalement, lors de l'acquisition des données par le module, un fichier contenant l'ensemble de ces données est créé et sera analysé à l'aide des mêmes outils que les données obtenues lors des test en faisceau (voir chapitre 5).

4.3.2 Résultats

a) Ajustement du délai entre la coincidence et le HOLD

Comme nous l'avons dit précédemment, chaque canal du module fournit un signal ayant un pic ajustable entre $1.4 \mu s$ et $2.2 \mu s$. Pour ces prises de données nous avons choisi de polariser les circuits HAL25 de telle manière que le pic soit situé à $2.2 \mu s$ après la collection des charges par les pistes du détecteur. Pour avoir un signal avec une amplitude maximale il est donc indispensable d'échantillonner le signal à proximité de ce pic. C'est pourquoi plusieurs mesures ont été prises avec différents délais entre le trigger et le déclenchement du signal logique HOLD. La figure 4.16 présente la position du pic de la distribution du signal reconstruit en fonction du temps séparant le signal de coincidence fournit par les scintillateurs et le trigger (la reconstruction du signal sera décrite au paragraphe 5.3.1). On voit clairement que le signal atteint une amplitude maximale pour un délai entre $2.2 - 2.4 \mu s$, ce qui correspond aux valeurs attendues. La différence de gain entre les deux faces visible sur la figure 4.16 s'expliquent par des paramètres de polarisation non optimisés pour la face N. Ceci a été corrigé par la suite.

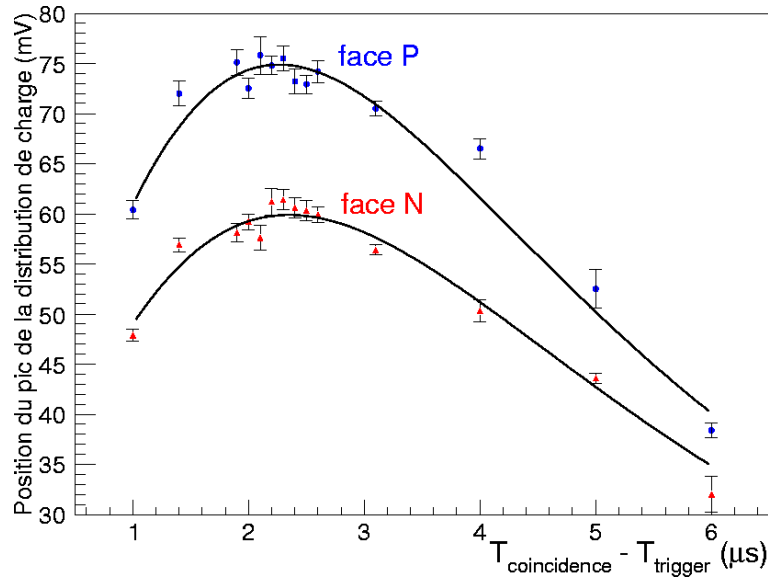


Fig. 4.16 – Influence du temps d'échantillonnage sur l'amplitude du signal (module MS0454P).

Une fois les paramètres de déclenchement ajustés, l'acquisition de données peut commencer. Le taux de déclenchement du système est d'une coincidence toute les 4 à 5 secondes environ. Pour obtenir un nombre d'évènements satisfaisant et pour vérifier la stabilité des performances du module, des données ont été prises pendant 24 h. Les résultats présentés par la suite concernent cette acquisition.

b) Stabilité du bruit et du piédestal

Du point de vue de la caractérisation des modules SSD il est important de vérifier leur stabilité au cours du temps. Les paramètres susceptibles d'évoluer sont principalement le bruit et le piédestal. Ceux-ci sont définis au paragraphe 5.2.1. La figure 4.17 présente l'évolution du bruit sans soustraction du déplacement de mode commun (à gauche) et du piédestal (à droite) au cours du temps. Chaque point prend en compte 2 000 évènements ($\approx 3h$) et représente la valeur moyenne de tous les canaux d'une face. On remarque que le bruit est plus stable que le piédestal. Le piédestal pour les deux faces, pour une raison non-identifiée, varie sensiblement. Ceci n'est pas un problème du point de vue de la soustraction du piédestal car la valeur de celui-ci est continuellement mise à jour par l'algorithme de recherche du signal.

c) Gain et rapport signal sur bruit

La figure 4.18 présente la charge collectée par les amas. Ceux-ci représentent un ensemble de pistes ayant collecté des charges produites par le passage d'une particule. Les résultats présentés ici utilisent l'algorithme qui sera décrit au paragraphe 5.3.1 et le signal ne subit pas de soustraction du bruit de mode commun (voir paragraphe 5.2.1). La valeur la plus probable correspond à la charge déposée par les particules au minimum d'ionisation (MIP). Si l'on représente la même distribution en ne prenant en compte que les amas

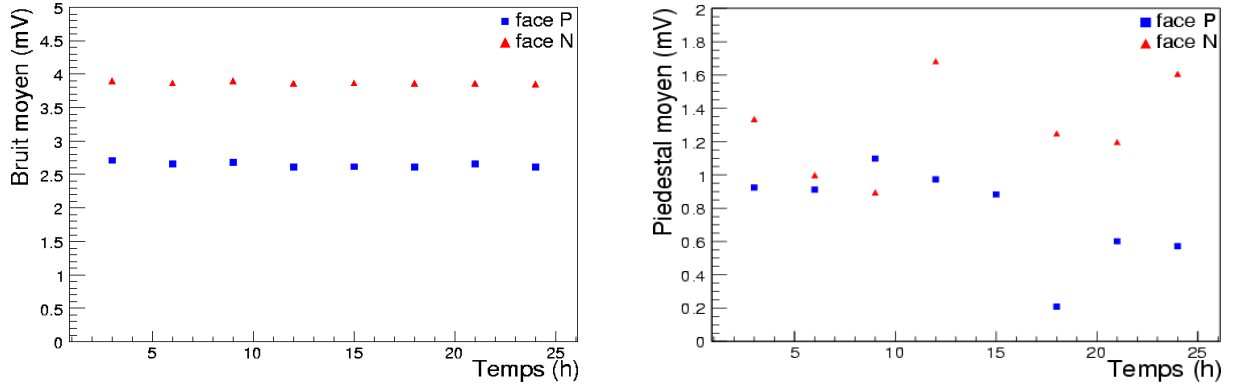


Fig. 4.17 – Evolution du bruit (à gauche) et du piédestal (à droite) au cours du temps. Chaque point prend en compte 2 000 évènements et représente la valeur moyenne de tous les canaux d'une face.

composés d'une seule piste on peut obtenir un calibrage du gain d'un canal de ce module. Ici, pour la face P, la distribution présente sa valeur la plus probable à $74.3 \pm 0.19 \text{ mV}$ et à $79.8 \pm 0.23 \text{ mV}$ pour la face N. Ces valeurs conduisent à des rapports signaux sur bruit d'environ 27 et 21 pour les faces P et N respectivement. Le rapport signal sur bruit est défini ici comme étant le rapport entre la charge totale collectée par l'amas et la moyenne arithmétique du bruit des pistes de l'amas.

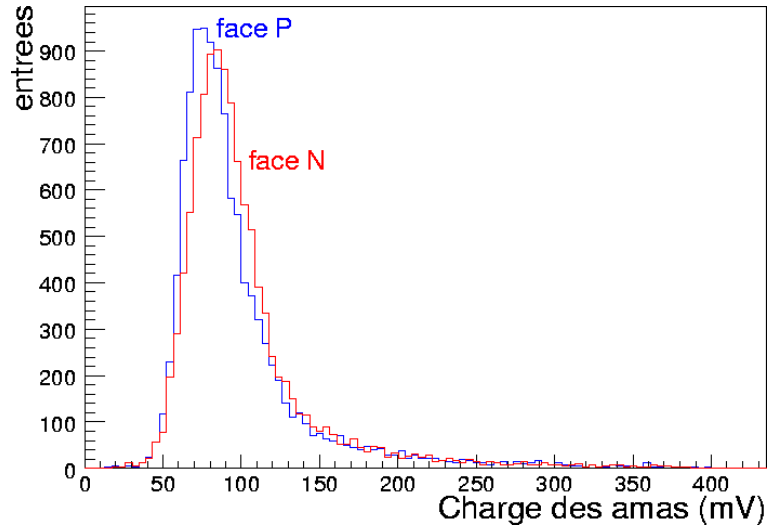


Fig. 4.18 – Charge collectée par les amas sur chaque face d'un module (module MS0454P, 16 000 évènements).

d) Corrélation de charges

La figure 4.19 représente les charges des amas reconstruits sur la face N en fonction de la charge des amas reconstruits sur la face P. L'importance de la corrélation de charge sera décrite au paragraphe 5.4.4. La déviation par rapport à la corrélation idéale est de l'ordre de 12 mV .

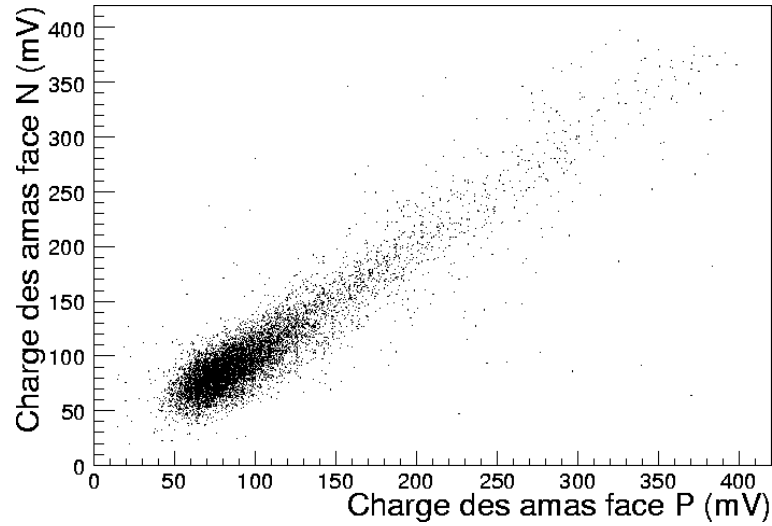


Fig. 4.19 – Corrélation de charges (module MS0454P, 16 000 évènements).

e) Reconstruction des impacts

La figure 4.20 montre la position des impacts reconstruits avec les contours approximatifs du module. On voit que les impacts couvrent de manière homogène l'ensemble de la surface active du module.

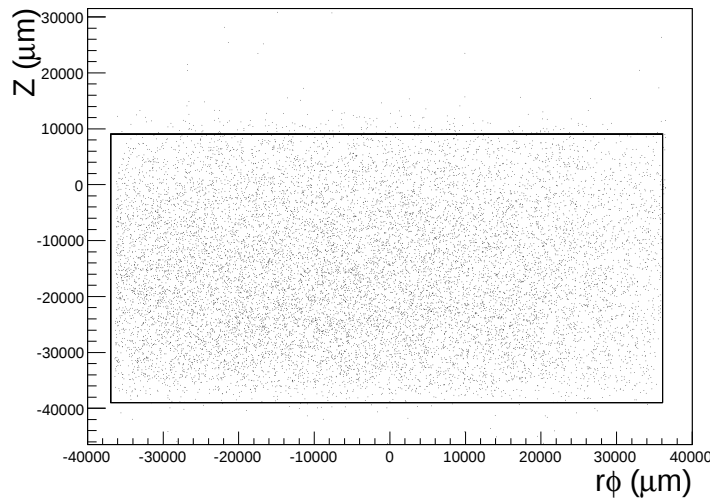


Fig. 4.20 – Position des impacts (module MS0454P, 14 000 évènements). Le rectangle symbolise approximativement les contours du module.

4.3.3 Conclusion concernant la détection de particules cosmiques

La détection de particules cosmiques à l'aide d'un module SSD a permis de faire plusieurs observations :

- le bruit est assez stable au cours du temps ;
- le piédestal peut varier sensiblement en quelques heures ;
- les niveaux de bruit mesurés permettent d’obtenir des rapports signaux sur bruit acceptables ;
- une particule au MIP produit un signal de l’ordre de 75 mV sur la face P et de 80 mV sur la face N avec le banc d’acquisition mis en oeuvre et pour les paramètres de polarisation utilisés.

Il ne faut pas négliger le fait que ces mesures ne concernent qu’un module pris aléatoirement dans l’ensemble de la production. Il serait donc hasardeux de tirer des conclusions sur l’ensemble des modules produits à partir de ces mesures. Les facteurs de conversion MIP/mV donnés dépendent de beaucoup de paramètres comme par exemple la polarisation des circuits et le gain de la chaîne d’acquisition en aval du module. Ces valeurs ne peuvent en aucun cas être considérées comme des calibrages absolus. Toutefois, cet ensemble de mesure a permis de s’assurer que les modules produits fonctionnaient correctement et que les niveaux de bruits mesurés étaient acceptables. Cela nous permet également d’avoir une première idée du calibrage du SSD avant sa mise en place dans l’expérience ALICE.

4.4 Bilan de la production des modules

4.4.1 Période de production

La fabrication des modules par les centres de production a démarrée durant l’été 2004. La figure 4.21 représente le nombre de modules produits en fonction du temps pour chaque site et chaque type de modules. Une fois la production lancée, le rythme de production est essentiellement conditionné par l’approvisionnement en composants (*chipcables*, *subhybrides*). Au maximum les trois centres de production ont réussi à produire 260 modules/mois (mars 2006) et ne sont quasiment jamais passés sous la barre des 100 modules/mois entre août 2005 et juin 2006. L’objectif des 2 000 modules a été atteint début juin 2006. La figure 4.21 présente la production de modules au cours du temps par les trois centres de production. Au total ont été produits (au 27 juillet 2006) :

- 2 052 modules ;
- 2 380 détecteurs ;
- 29 137 HAL25 sur ruban ;
- 4 232 hybrides.

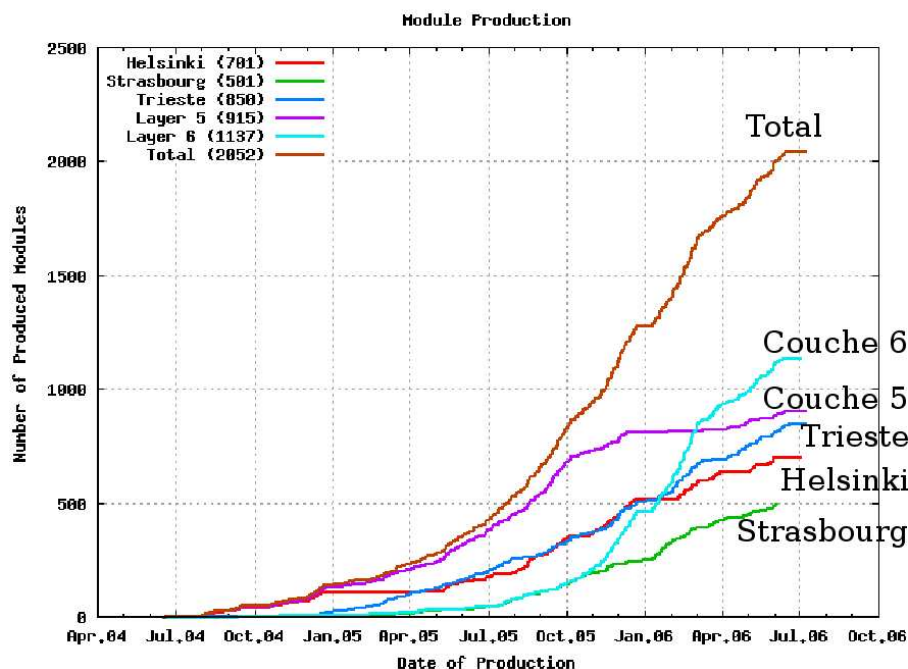


Fig. 4.21 – Rythme de production des modules par les trois centres.

4.4.2 Qualité des modules produits

a) Production totale

La qualité d'un module est définie par le nombre de canaux défectueux sur celui-ci. Comme le stipule le cahier des charges, un module est considéré comme fonctionnel si il possède plus de 98 % de bons canaux soit moins de 2 % de canaux défectueux, ce qui correspond à 30 canaux défectueux sur un total de 1 536. Avec cette définition, la production de module atteint un rendement total de 75.3 %. Plus précisément les 2 040 modules testés se repartissent comme suit :

- 75.3 % ont moins de 30 (2 %) mauvais canaux ;
- 81.8 % ont moins de 50 (3.3 %) mauvais canaux ;
- 85.3 % ont moins de 90 (5.9 %) mauvais canaux.

Comme on peut le voir sur la figure 4.22, sur l'ensemble de la production le nombre le plus probable de canaux défectueux par module est de l'ordre de 2. Au sens strict, ces rendements ne permettent pas de construire l'ensemble du SSD avec des modules respectant les spécifications précédemment établies. En effet seulement 1 536 modules respectent cette contrainte alors que le SSD en comporte 1 698. Toutefois, le nombre de canaux défectueux le plus probable par module étant inférieur à 2 %, il est possible d'accepter des modules de qualité moindre et d'assembler ceux-ci aux extrémités des échelles où la densité de particules est plus faible.

La figure 4.22 présente la distribution du nombre de canaux défectueux par module assemblé sur une échelle. On remarque deux pics dans la distribution. Pour le premier pic la valeur la plus probable est de 5 canaux défectueux par module et pour

le second de 15 canaux défectueux par module. Ce deuxième pic s'explique par le fait que l'ensemble des modules n'ont pas été testés au même endroit et sur le même banc de test. Il existe certaines différences dans les processus de test effectués pour les trois centres de production de modules. Ces différences se situent surtout au niveau des seuils de détection des canaux défectueux.

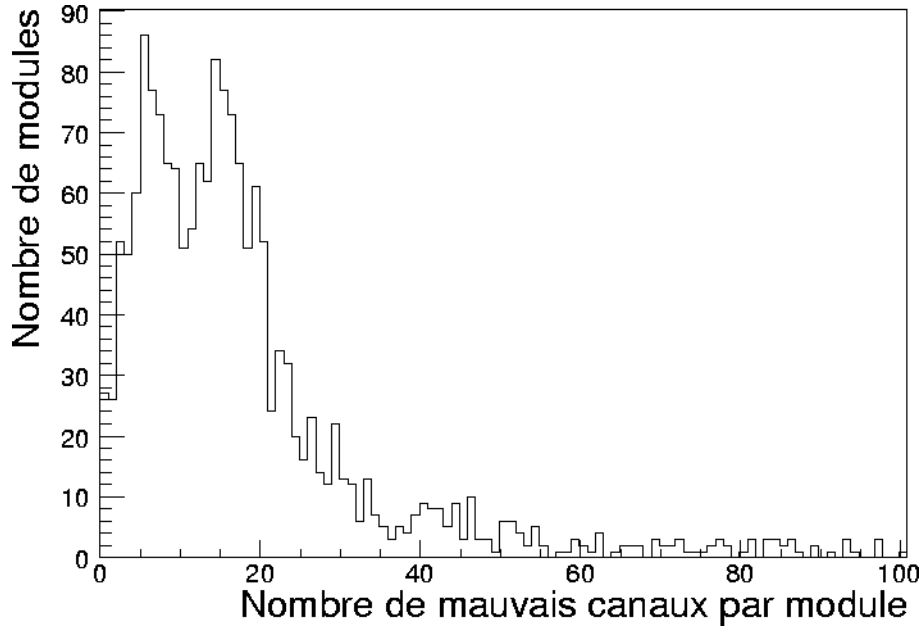


Fig. 4.22 – Distribution du nombre de canaux défectueux par module assemblé sur une échelle.

b) Modules produits à Strasbourg

En ce qui concerne les modules fabriqués à Strasbourg, sur les 501 modules produits, 78.8 % présentent moins de 30 canaux défectueux. En moyenne chaque module ne comporte que 1.9 % de défauts (29 canaux défectueux par module) et la valeur la plus probable est de 3 canaux défectueux par module (figure 4.23).

Concernant ces défauts, en moyenne sur un module, qui présente 1 536 canaux, on a :

- 9.2 canaux bruyants face P ;
- 9.1 canaux bruyants face N ;
- 5.8 canaux ouverts face P ;
- 5.4 canaux ouverts face N.

Ces moyennes prennent en compte tous les modules produits à Strasbourg. On remarque que chaque défaut a la même fréquence d'apparition indépendamment de la face concernée.

Si l'on s'intéresse à la distribution des canaux défectueux en fonction de leur indices (figures 4.24 et 4.25). On remarque que les canaux proches des extrémités des hybrides sont plus fréquemment défectueux car plus critiques lors de l'assemblage. Concernant les

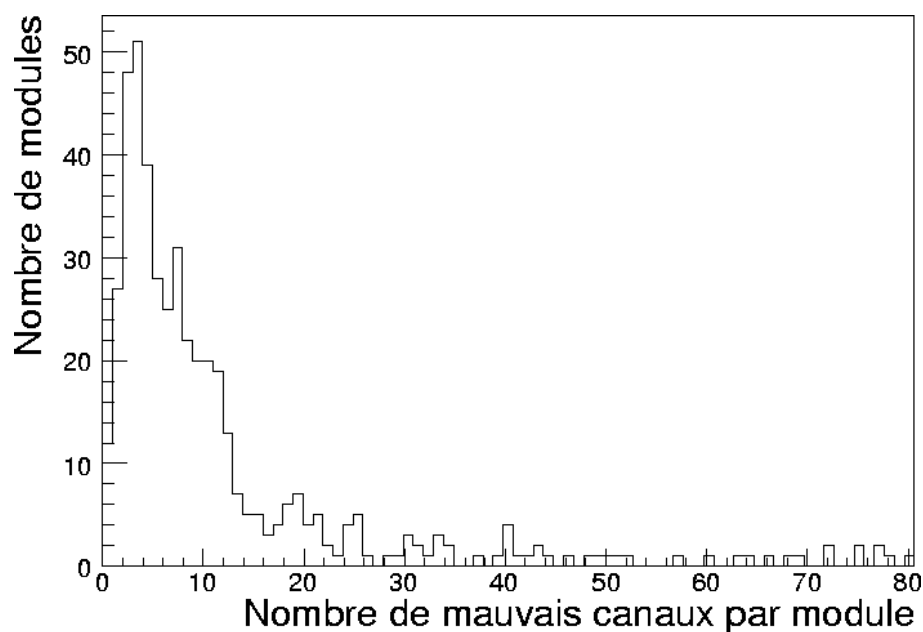


Fig. 4.23 – Distribution du nombre de canaux défectueux par module produits à Strasbourg.

pistes bruyantes sur la face P, on note un léger pic de défauts pour les canaux centraux (aux environs du canal 400). Ceci est lié au défaut traité dans le paragraphe 4.4.4. Enfin, aucune explication n'a été trouvée pour les pics dans la distribution des canaux ouverts sur la face N. La raison qui fait que les canaux des circuits 2 et 3 (canaux 129 à 384) de la face N sont en moyenne plus bruyants est elle aussi non-identifiée.

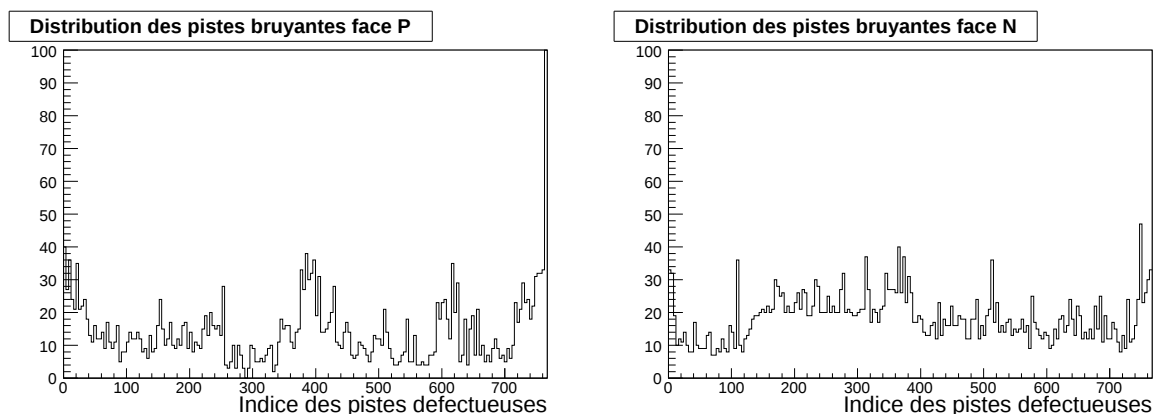


Fig. 4.24 – Distribution des canaux bruyants (face P à gauche, face N à droite).

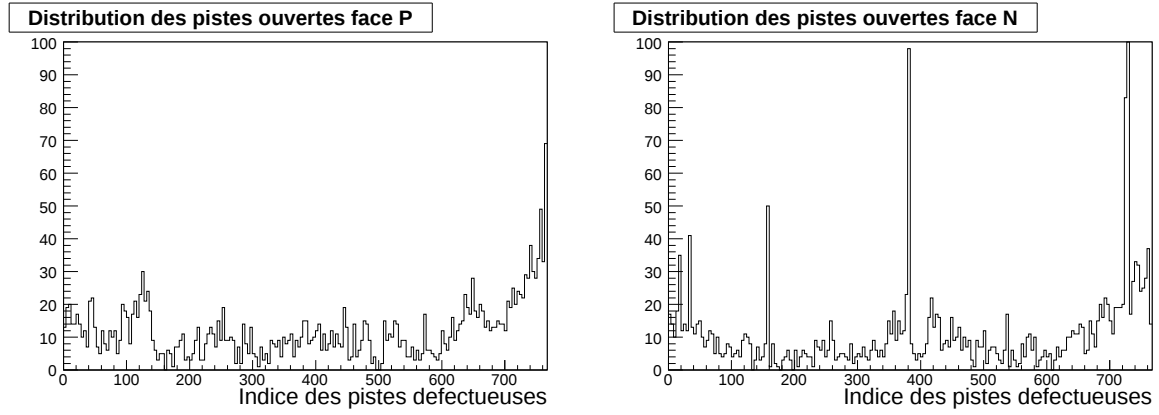


Fig. 4.25 – Distribution des canaux ouverts (face P à gauche, face N à droite).

4.4.3 Plage de fonctionnement des modules produits

La plage de fonctionnement d'un module est une caractéristique fondamentale pour l'assemblage des échelles. En effet, pour tous les modules d'une même demi-échelle une seule tension de polarisation sera utilisée. Il est donc nécessaire de faire des lots de 11 ou 13 modules, suivant la couche concernée, qui peuvent fonctionner à la même tension de polarisation. La figure 4.26 présente le pourcentage de module fonctionnant à une tension donnée. Ces tensions sont déterminées par les tests décrits au paragraphe 4.2.5. Les trois fournisseurs de détecteurs sont représentés par différentes couleurs.

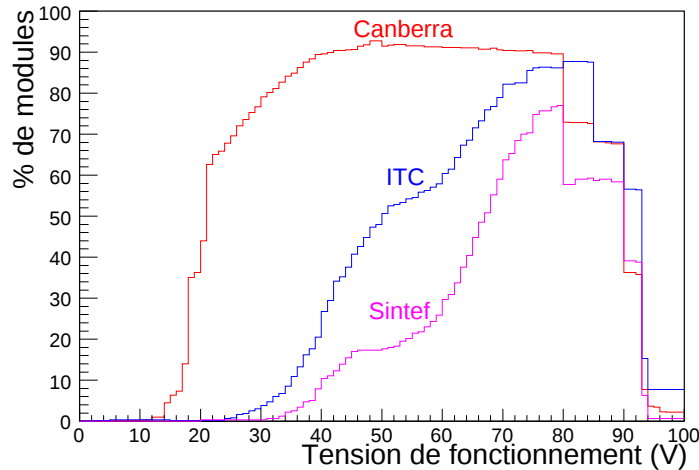


Fig. 4.26 – Pourcentage de module fonctionnant à une tension donnée. En rouge, les modules avec des détecteurs Canberra, en bleu avec des détecteurs ITC et en violet des détecteurs Sintef.

On remarque que les détecteurs provenant de différents fournisseurs n'ont pas les mêmes caractéristiques. Par exemple, en moyenne les détecteurs Sintef et ITC déplètent à une tension plus élevée que les détecteurs Canberra. On remarque également que la grande majorité des modules ne présente pas de tension de claquage avant la tension

4. Production des modules SSD

maximale atteinte par le test. Par conséquent ce ne sont pas les modules qui posent une limite supérieure à la tension de fonctionnement mais plutôt le système de translation du niveau des signaux de l'électronique de lecture des modules et les condensateurs de découplage du détecteur.

4.4.4 Problème récurrent

a) Présentation du problème

Plusieurs modules produits à Strasbourg présentent des canaux qui deviennent bruyants à partir d'une certaine tension d'alimentation (figure 4.27).

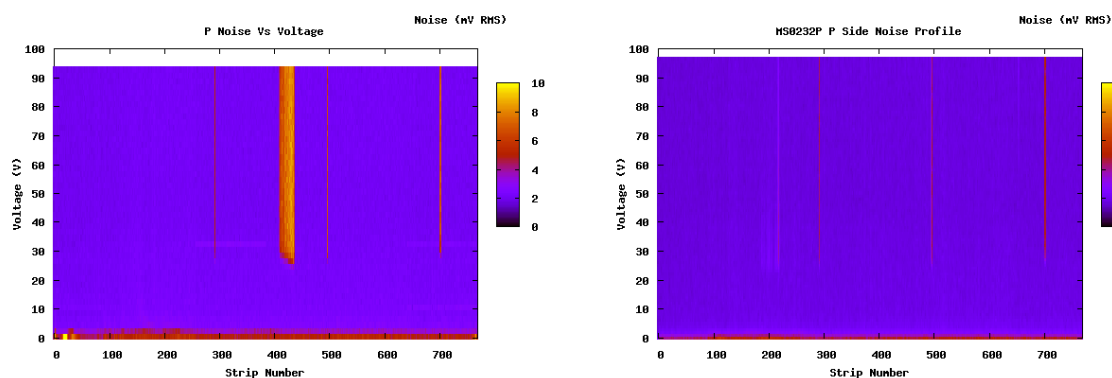


Fig. 4.27 – Tests de la face P du module MS0232P après collage (à gauche) et après pliage (à droite).

Ce problème se retrouve sur plus d'une vingtaine de modules produits à Strasbourg. L'apparition de ces canaux bruyants (2 à 3 fois le bruit moyen des autres canaux) conduite à une altération des performances du module mais aussi, dans certains cas, à une tension optimale de fonctionnement assez basse. En effet, si plus de 40 canaux deviennent bruyants à partir d'une tension donnée, celle-ci sera définie comme étant la tension maximale de fonctionnement (voir 4.2.5). Il est donc indispensable de comprendre le phénomène. Plusieurs observations peuvent être faites :

- ce problème concerne toujours les canaux aux alentours du canal 400 (± 100) de la face P ;
- pas de défaut particulier détecté lors du test du détecteur seul ;
- ce problème est rarement présent quand le module est non-plié avant collage ;
- l'opération de pliage atténue ou fait disparaître les canaux bruyants ;
- pas de lien visible avec les résultats obtenus sur la face opposée.

A première vue, nous pouvons conclure que ce phénomène n'est pas lié à la structure du détecteur. En effet, ces canaux bruyants peuvent apparaître et disparaître au cours des différents stades de la production des modules (non-plié, collé, plié).

b) Etude des corrélations entre canaux

L'étude des corrélations entre canaux montre (figure 4.28) que les canaux qui deviennent bruyants sont corrélés entre eux. Ce genre de mesure est détaillée au paragraphe 6.2.

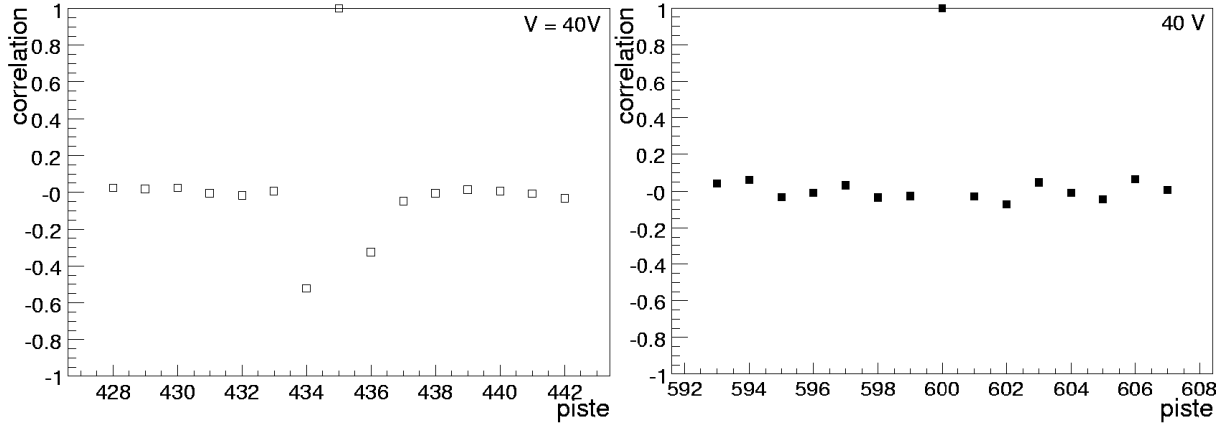


Fig. 4.28 – A gauche, corrélation entre le canal 435 (bruyant) du module MS0232P et ses voisins (bruyants également). A droite, corrélation entre le canal 600 et ses voisins (fonctionnels).

La corrélation est calculée après soustraction du bruit de mode commun, pour un échantillon de 1 000 événements. On remarque sur la figure 4.28 que les canaux qui présentent le problème de bruit semblent être anti-corrélés, ce qui n'est pas visible dans le cas normal (figure 4.28 droite). Cette anti-corrélation peut être traduite comme une dépendance entre ces canaux. De plus, on n'observe aucune corrélation avec les canaux de la face opposée, ce qui laisse penser que ce phénomène est surfacique. Une explication possible est que ces canaux deviennent bruyants à cause de charges surfaciques parasites présentes entre les pistes du détecteur et qu'à partir d'une certaine tension, la différence de potentielle est telle qu'un court-circuit peut apparaître entre ces pistes. Toutefois ce problème est peu présent sur les modules une fois pliés. En effet, seulement 2.7 % des modules assemblés sur des échelles (44 modules sur 1 640) ont une tension maximale de fonctionnement (comme définie au paragraphe 4.2.5) inférieure à 50 V. Par conséquent ce problème de canaux bruyants qui apparaissent avec la tension ne devraient pas détériorer les performances du SSD d'ALICE.

4.5 Assemblage des échelles SSD

Comme nous l'avons déjà dit précédemment, le SSD d'ALICE est composé d'échelles supportant les modules frontaux. Par conséquent, une fois les modules produits, ceux-ci doivent être montés sur les échelles. Ce travail a été effectué par le laboratoire SUB-ATECH à Nantes et par le NIKHEF à Amsterdam. L'assemblage des échelles sur leur support conique est effectué à Utrecht.

L'assemblage des modules sur une échelle est une opération délicate d'un point de vue technique car de nombreuses liaisons électriques et les connexions au système de

4. Production des modules SSD

refroidissement doivent être mises en place tout en prenant garde de ne pas détériorer les modules SSD qui sont des objets fragiles. De plus, les alimentations des modules d'une demi-échelle étant communes, il est nécessaire de sélectionner des modules ayant des caractéristiques les plus homogènes possible.

En pratique, le choix des modules à assembler sur une même demi-échelle se déroule en trois temps :

- parmi les modules prêts à être assemblé à un instant donné on choisi celui qui a la plage de fonctionnement en tension la plus étroite ;
- on lui associe un certain nombre de modules compatibles jusqu'à obtenir un ensemble de module pouvant former une demi-échelle ;
- les modules sélectionnés présentant la moins bonne qualité sont assemblés aux extrémités de l'échelle.

Cette procédure à tendance à former des demi-échelle supportant uniquement des modules utilisant le même fournisseur de détecteur même si ce n'était pas une condition imposée lors de l'assemblage des échelles.

L'assemblage de l'ensemble des échelles (72 unités) s'est étalé sur une période d'environ 10 mois (figure 4.29). Le rythme de production maximale a été atteint au cours des mois de juin et juillet 2006. Durant cette période plus de 20 échelles par mois ont été assemblés.

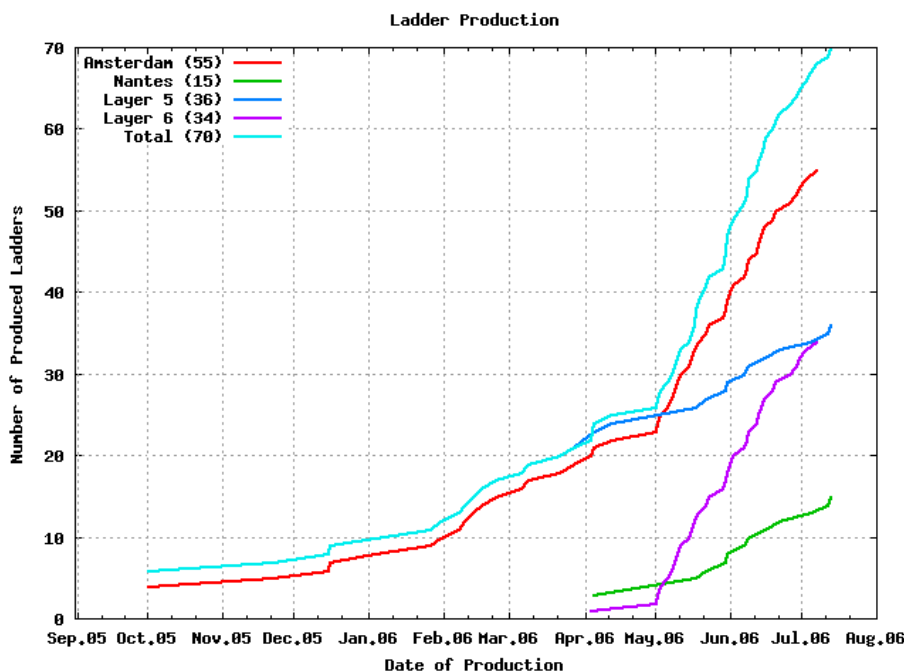


Fig. 4.29 – Rythme d'assemblage des échelles SSD.

Chapitre 5.

Tests en faisceau des modules SSD

L'étape finale du processus de développement des modules de détection frontaux a été de valider la technologie mise en place à l'aide de tests en faisceau. Ces tests se sont déroulés en trois temps :

- le test des quatre premiers modules prototypes en version finale en juin 2003 ;
- le test de ces mêmes quatre premiers prototypes mais avec la possibilité de tester les quatre modules simultanément. Ces tests ont eu lieu en septembre 2003 et la majorité des résultats présentés dans ce chapitre concerne cette campagne de tests ;
- le test en faisceau commun aux trois sous-détecteurs de l'ITS (octobre-novembre 2004). Deux couches de détecteurs silicium à pixels et deux couches de détecteurs silicium à dérive accompagnaient deux mini-échelles SSD de deux modules chacune.

Ces tests se sont déroulés au CERN et utilisaient le faisceau du PS (Proton Synchrotron), mis à part les tests communs à l'ITS qui utilisaient le SPS (Super Proton Synchrotron).

5.1 Dispositif expérimental des tests en faisceau de quatre modules SSD

5.1.1 Le banc de test en faisceau

Afin de valider la conception des modules SSD des tests en faisceau ont été menés au CERN avec le Synchrotron à protons. Le faisceau était composé de pions d'une énergie moyenne de 7 *GeV*.

La figure 5.1 présente la configuration du banc de test. A, B et C sont trois scintillateurs, 5 modules sont dans le faisceau mais seulement 4 sont connectés simultanément à l'électronique (modules 1 à 4). Les modules 1 et 2 utilisent des détecteurs Canberra et les modules 3 et 4 des détecteurs ITC. Ces modules sont dans leur version finale qui sera utilisée dans l'expérience ALICE. Les scintillateurs fournissent le déclenchement, plusieurs configurations sont possibles. Si l'on prend en compte le scintillateur C on peut se focaliser sur une zone précise du détecteur (environ 1 *cm*²) pour avoir une plus grande statistique.

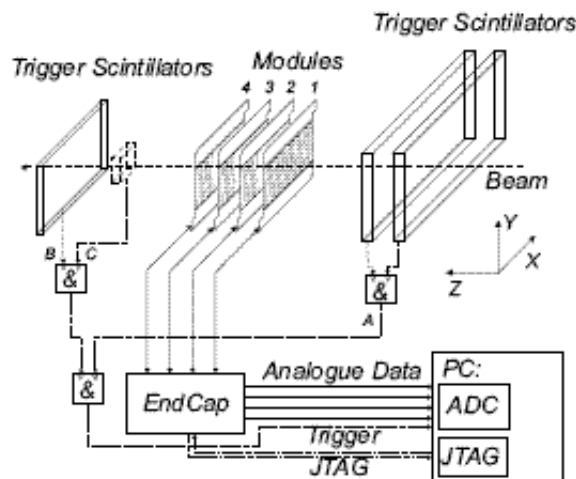


Fig. 5.1 – Dispositif expérimental lors des tests en faisceau.

Tandis que pour une couverture totale des modules on ne prendra en compte que les scintillateurs A et B. Ces scintillateurs permettent également de contrôler le faisceau. Le faisceau fournit des paquets d'environ 5 000 pions toutes les 16 secondes.

5.1.2 Acquisition des données

Les modules sont connectés à des cartes *endcap* (voir paragraphe 3.4) prototypes. Les *endcaps* sont connectés au système d'acquisition qui consiste en une carte convertisseur analogique/numérique (ADC) codant les valeurs numériques sur 12 bits installée dans un PC utilisant Labview. La fréquence d'échantillonnage de la carte ADC a été fixée à 10 MHz, ce qui correspond à la fréquence nominale de lecture de l'électronique frontale des modules SSD. La fréquence maximale de déclenchement acceptable par le système est de l'ordre de 100 Hz. Afin de contrôler le fonctionnement du système en temps réel, une interface Labview a été mise en place. Cette interface permet :

- le contrôle des paramètres d'alimentation des circuits HAL25 ;
- la synchronisation des différentes tâches ;
- l'acquisition des données (nombre d'événements, départ, arrêt, pause, etc...) ;
- la visualisation en ligne d'une partie des données pour vérifier le bon fonctionnement des modules.

Par la suite, toutes les données sont stockées sur le disque dur du PC pour une analyse détaillée.

5.2 Analyse du signal

5.2.1 Piédestaux, bruit et déplacement de mode commun

Quand une particule traverse le détecteur elle active un nombre inconnu de pistes. Ce nombre dépend de plusieurs paramètres comme par exemple l'angle d'incidence ou la

capacité inter-pistes (diaphonie). L'analyse consiste à rechercher ces pistes et à interpréter le signal qu'elles ont reçues. Le signal collecté sur une piste est un signal numérique (coups ADC) qui comporte plusieurs composantes :

$$ADC(i, k) = P(i, k) + CMS(j, k) + S(i, k) + N(i, k) \quad (5.1)$$

où i représente l'indice de la piste, j l'indice du circuit de lecture connecté à la piste i et k l'indice de l'événement. $P(i, k)$ est le piédestal du canal électronique relié à la piste i . $CMS(j, k)$ est le déplacement de mode commun (Common Mode Shift) qui dépend de l'événement. $S(i, k)$ est le signal collecté par chaque pistes par événement et $N(i, k)$ est une charge aléatoire composante du bruit.

Le piédestal $P(i, k)$, est estimé pour chaque canal en moyennant le signal total $ADC(i, k)$ sur un certain nombre d'événements. Après la détermination du piédestal, on peut calculer le déplacement de mode commun défini comme étant :

$$CMS(j, k) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [ADC(i, k) - P(i)] \quad (5.2)$$

où N est généralement le nombre total de canaux par circuit de lecture (128 pour le HAL25). Dans notre cas, comme le taux d'occupation est faible, il n'est pas nécessaire d'écarter les pistes ayant reçu du signal pour l'évaluation du CMS.

Le bruit $N(i, k)$ est une charge aléatoire inconnue, différente pour chaque canal et chaque événement qui ne peut donc pas être mesurée. Toutefois pour chaque canal elle sera approximée par l'écart type de la distribution du signal total moins le déplacement de mode commun ($ADC(i, k) - CMS(j, k)$) sur un grand nombre d'événements.

5.2.2 Recherche du signal

Comme nous l'avons dit précédemment, le nombre de pistes touchées par le passage d'une particule est inconnue. Cet ensemble de pistes sera appelé amas (ou cluster). Après avoir mesuré le piédestal et le bruit de chaque piste il est possible de rechercher ces amas qui contiennent le signal physique porteur d'informations. Pour cela on soustrait d'abord le piédestal, et éventuellement le CMS, au signal brut de chaque piste. L'étape suivante consiste à rechercher les pistes ayant un rapport signal sur bruit supérieur à un seuil T_1 . Les pistes du détecteur satisfaisant cette coupure seront considérées comme étant la piste centrale d'un amas. Ensuite pour ne pas perdre de signal on associe à l'amas toutes les pistes voisines à la piste centrale ayant un rapport signal sur bruit supérieur à un seuil T_2 (avec $T_2 < T_1$, généralement $T_2 = 3$ et $T_1 = 5$). On obtient donc un amas composé de n_s pistes adjacentes.

La dernière étape consiste à associer les amas des deux faces d'un même module pour déterminer la position univoque de la particule et la charge déposée par celle-ci. Deux amas seront considérés comme provenant de la même particules si tout d'abord ils se font faces l'un l'autre, c'est à dire si la différence d'indice des pistes centrales est inférieure à 15 (donné par les caractéristiques géométriques des détecteurs) et si la même quantité de charges est collectée des deux cotés.

5.3 Alignement

5.3.1 Calcul de la position des amas

Une fois les amas reconstruits il devient possible de déterminer leurs positions. On associe à chaque face un système de coordonnées $(\vec{u}_x, \vec{v}_x)$ (figure 5.2) avec x identifiant la face concernée (x=p ou n).

Dans cette étude nous utiliserons l'algorithme du centre de gravité, c'est à dire que la position de chaque piste de l'amas sera pondérée par la fraction de charge reçue par cette piste. On obtient donc la position de l'amas u :

$$u = \frac{\sum_{amas} S_i u_i}{\sum_{amas} S_i} \quad (5.3)$$

où u_i est la position de la piste i de l'amas dans le système de coordonnées de la face et S_i le signal collecté par cette piste. Chaque face nous donne donc une information unidimensionnelle. C'est en utilisant l'association des amas de chaque face que l'on obtient la position bi-dimensionnelle de la particule. Comme le montre la figure 5.2, les pistes de la face P et de la face N forment un angle stéréoscopique de 35 mrad.

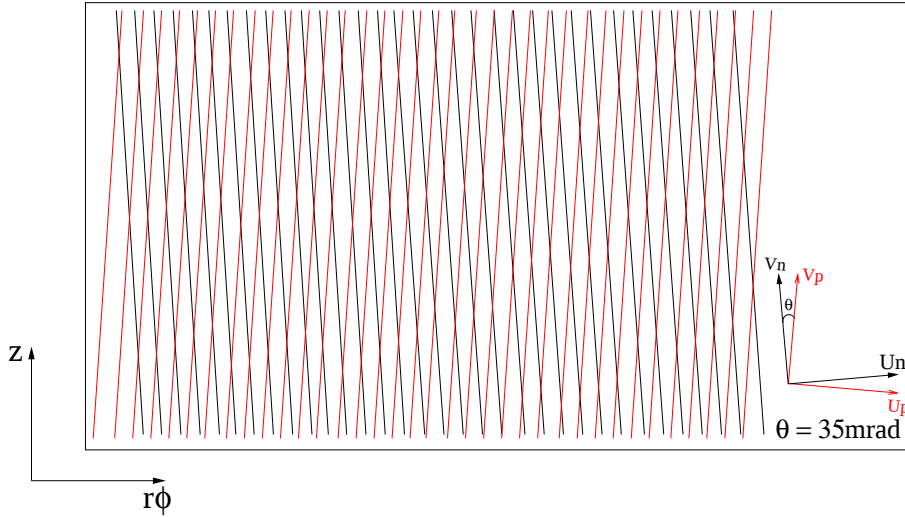


Fig. 5.2 – Système de coordonnées pour un module SSD.

La figure 5.3 illustre la méthode utilisée pour obtenir la position de la particule sur l'axe v_p . On a :

$$v_p = \frac{u_{np} - u_p}{\tan \theta} \quad (5.4)$$

où u_{np} , donnée par l'équation 5.5, est la position de l'amas de la face N projetée dans le système de coordonnées de la face P et θ l'angle stéréoscopique.

$$u_{np} = \frac{u_n}{\cos \theta} \quad (5.5)$$

Ensuite par simple rotation on obtiendra la position de la particule dans le système $(\vec{r\phi}, \vec{Z})$ de l'expérience.

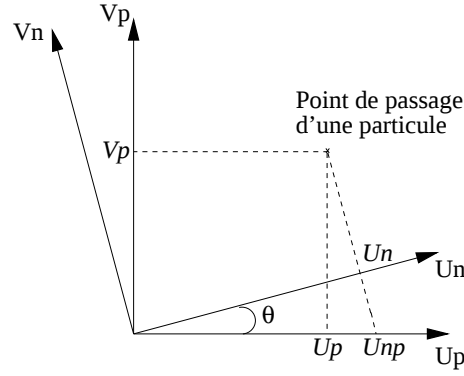


Fig. 5.3 – Coordonnées de l'impact d'une particule dans les repères des deux faces d'un module.

En conclusion, la position de l'impact de la particule dans le repère de l'expérience est donnée par :

$$\vec{r\phi} = u_p \cos \Theta \vec{u}_p + \frac{u_{np} - u_p}{\tan \theta} \sin \Theta \vec{v}_p \quad (5.6)$$

$$\vec{Z} = u_p \sin \Theta \vec{u}_p + \frac{u_{np} - u_p}{\tan \theta} \cos \Theta \vec{v}_p \quad (5.7)$$

où Θ est l'angle entre le repère de la face P et le système de coordonnées globale. Evidemment ce calcul peut être mené de manière analogue en intervertissant les plans P et N.

5.3.2 Principe de l'alignement

Pour mesurer la résolution spatiale, qui est une des caractéristique fondamentale des détecteurs SSD, il est indispensable d'aligner les 4 modules testés. Comme le montre la figure 5.1, aucun détecteur additionnel n'est présent pour servir de référence à la reconstruction des traces. Par conséquent les modules testés seront également pris comme références fixes lors de l'alignement. C'est à dire que deux modules sont considérés comme fixes et permettent de reconstruire une trace par événement. Puis l'on compare sur les deux autres modules la position de la trace reconstruite par rapport à la position réelle de l'impact, cette différence sera nommée résidu. L'alignement sera obtenu par minimisation des résidus sur les modules testés.

En l'absence de détecteur de référence, il est difficile d'obtenir un alignement parfait. Toutefois, la qualité de l'alignement pourra être estimée en étudiant la distribution des résidus en fonction de la position de l'impact sur le module.

5.3.3 Minimisation des résidus

Le résidu noté Δu est défini comme étant la différence entre la position de la particule et la position de la trace reconstruite. Le résidu permet d'estimer la qualité de l'alignement des modules ainsi que leur résolution spatiale. L'alignement est fait suivant deux paramètres θ_y et U_0 qui sont respectivement une rotation autour de l'axe perpendiculaire au détecteur et une translation suivant la direction $\vec{r\phi}$ (figure 5.4). Le choix d'utiliser seulement deux paramètres d'alignement est motivé par le fait d'obtenir une méthode

5. Tests en faisceau des modules SSD

plus simple et plus rapide. L'utilisation d'une méthode d'alignement plus complexe n'est pas forcément justifiée car l'absence de détecteurs de référence autre que les modules testés limite la qualité d'alignement susceptible d'être atteinte. D'après la figure 5.4 on peut dire que :

$$\Delta u = U_{mes} - U_{trace} + U_0 \quad (5.8)$$

donc :

$$\Delta u = v_{trace}(\tan \theta_y) + U_0 \quad (5.9)$$

l'équation 5.9 permet d'obtenir facilement les deux valeurs des paramètres θ_y et U_0 . Pour cela on considère que θ_y est relativement petit et on accumule un certains nombres de mesures de position. Enfin, par ajustement linéaire, on obtient des paramètres d'alignement optimaux qui permettent de corriger la position du module. Cette méthode étant itérative elle est répétée jusqu'à obtention des paramètres minimaux. Dans le cas où un alignement parfait est atteint on abouti à une distribution des résidus centrée en zéro (compensation du décalage du module dans la direction perpendiculaire aux pistes) et une distribution invariante du résidu en fonction de la direction parallèle aux pistes.

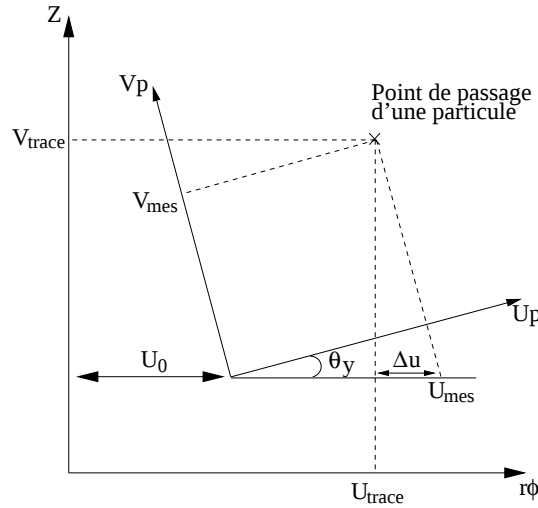


Fig. 5.4 – Les différentes variables utilisées lors de l'alignement.

Les résultats concernant l'alignement et la résolution spatiale des modules seront présentés au paragraphe 5.4.6.

5.4 Performances des modules testés

Tous les résultats présentés ici sont obtenus avec un faisceau ayant une incidence normale et avec une configuration de déclenchement permettant de couvrir l'ensemble de la surface active des modules.

5.4.1 Bruit

a) Sans soustraction du déplacement de mode commun

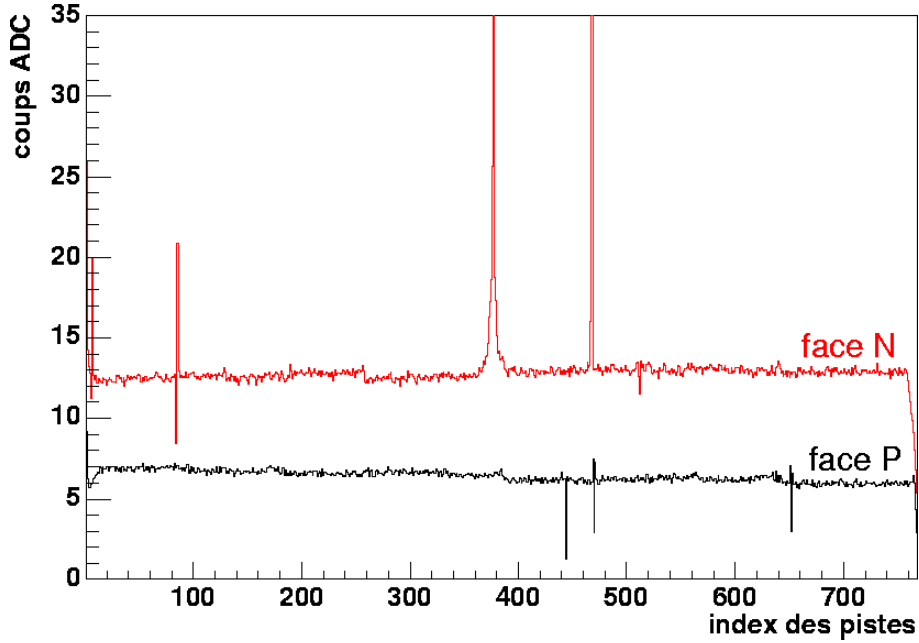


Fig. 5.5 – Bruit sur les deux faces du module 2 (Canberra) à une tension de déplétion de 45 V.

La figure 5.5 présente le bruit des deux faces d'un module. Ce bruit est calculé en prenant l'écart type de la distribution du signal de chaque piste sur 1000 évènements. Comme prévu, la nature différente des jonctions présentes sur chaque face ($p^+ - p$ pour la face P et $n^+ - n$ sur la face N) implique un bruit supérieur sur le côté N. Le niveau de bruit des faces N des modules Canberra mérite une explication. En effet ces valeurs sont élevées en comparaison de celles des modules ITC. Une étude du problème a montré que ces détecteurs de présérie présentent une capacité inter-pistes trop élevée. Une modification des doses d'implantations du *p-spray* (paragraphe c)) a résolu ce problème qui n'est plus apparu dans la suite de la production.

b) Avec soustraction du déplacement de mode commun

Pour mesurer le bruit intrinsèque des modules, il est nécessaire de soustraire le déplacement de mode commun qui est causé par l'environnement de ceux-ci. Pour cela on soustrait au signal brut $ADC(i, k)$ la valeur du déplacement de mode commun $CMS(j, k)$ donnée par l'équation 5.2. On obtient ainsi une nouvelle distribution du signal de chaque piste (figure 5.6).

D'après les figures 5.6 et 5.7, on remarque que le déplacement de mode commun est très important car après soustraction de celui-ci le bruit est diminué d'un facteur 2 pour la plupart des modules. Ceci peut s'expliquer par le fait que cette composante particulière du bruit est injecté dans le système par des sources extérieures de perturbations, via les lignes d'alimentation des hybrides et le couplage capacitif des pistes du détecteur. Comme ce bruit est injecté aux entrées du HAL25, il n'est pas supprimé par le traitement différentiel du signal en sortie. Une étude plus détaillée du bruit de mode commun sera présentée au chapitre 6.

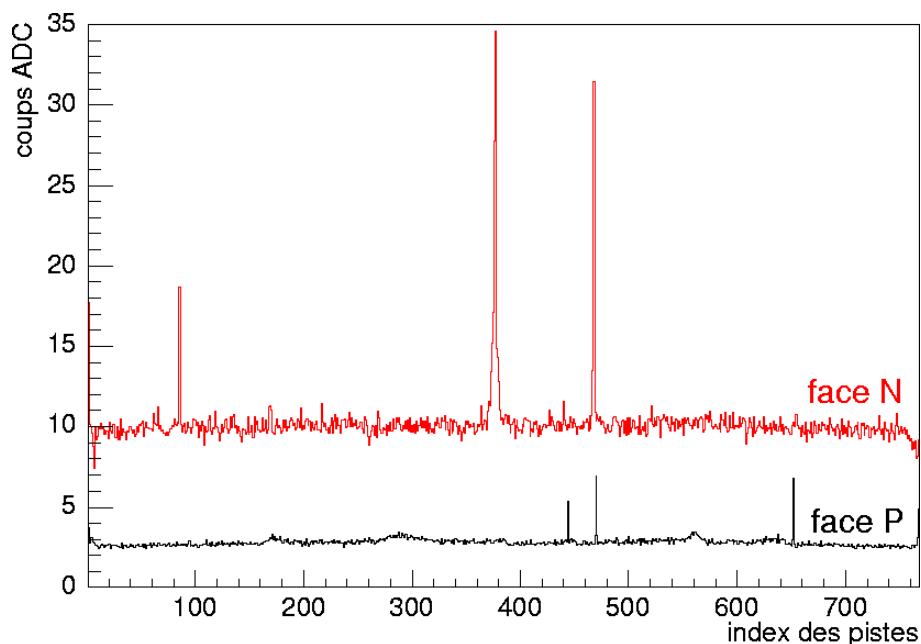


Fig. 5.6 – Bruit sur les deux faces du module 2 (Canberra) après soustraction du déplacement de mode commun à une tension de déplétion de 45 V.

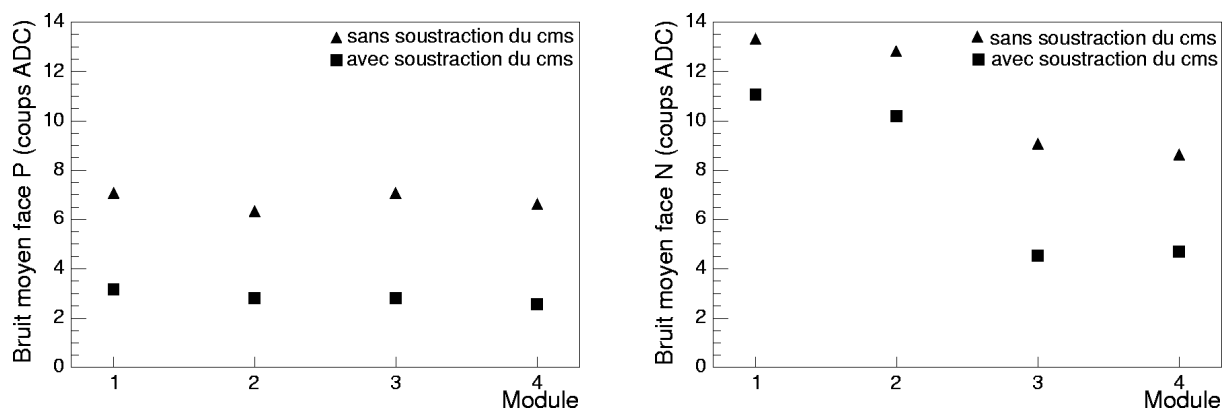


Fig. 5.7 – Comparaison du bruit sur les faces P (à gauche) et les faces N (à droite) avant et après la soustraction du déplacement de mode commun.

5.4.2 Piédestal

Le piédestal est calculé en prenant la valeur moyenne de la distribution du signal brut de chaque piste sur 1000 événements. La soustraction du bruit de mode commun n'a pas d'influence sur la mesure du piédestal.

La figure 5.8 permet d'affirmer que la valeur du piédestal se situe aux environs de 2 000 ADC pour la face N et de 2 200 ADC pour la face P. Ces valeurs sont correctes car l'ADC utilisés ajoute un décalage de 2 047 au signal. Une valeur de 2 047 ADC correspond donc à un signal de 0 mV et tout signal négatif est inférieur à ce décalage et tout signal positif est supérieur à celui-ci. La dynamique de 4 096 (ADC codé sur 12 bits, $2^{12} = 4096$) est donc pleinement exploitée. Enfin, ces valeurs de piédestaux sont homogènes pour les

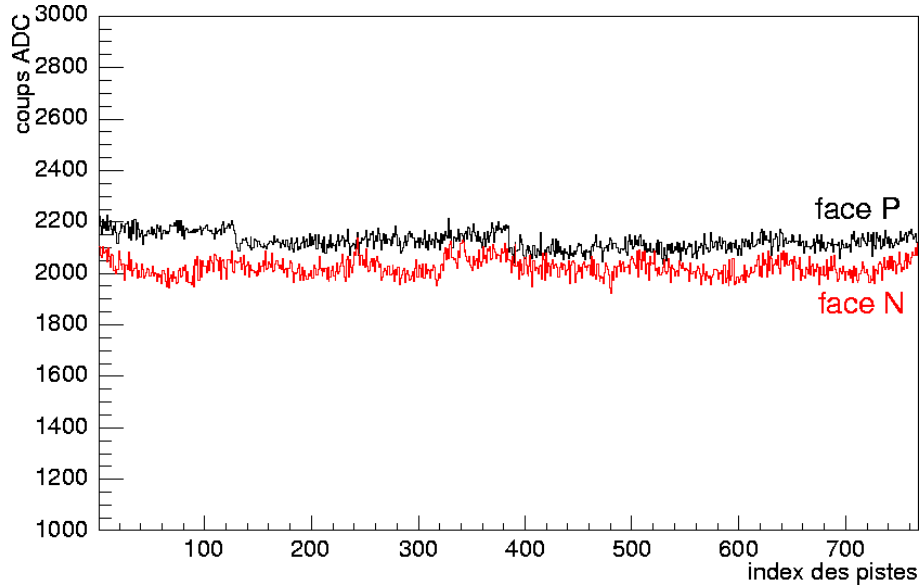


Fig. 5.8 – Piédestal sur les deux faces d'un modules ITC (tension de déplétion = 45 V).

quatre modules sans distinction de fournisseur de détecteur.

5.4.3 Charge collectée par les amas

a) Distribution de la charge collectée

Après la phase de mesure du bruit, intéressons-nous au signal reçu par chaque piste. Ce signal est obtenu en soustrayant le piédestal et le bruit de mode commun au signal brut puis en utilisant l'algorithme de recherche des amas décrit précédemment. La figure 5.9 présente la charge des amas. Cet histogramme suit une distribution de Landau convoluée avec une gaussienne comme attendu pour la perte d'énergie d'un particule par ionisation superposée au bruit de l'électronique de lecture. Nous pouvons également remarquer que le gain est sensiblement identique sur chaque face.

b) Calibrage de la chaîne d'acquisition

Le maximum de probabilité de la distribution présentée sur la figure 5.9 correspond au minimum d'ionisation (MIP) estimé à 22 000 e^- dans notre cas (300 μm de silicium). Cela permet d'obtenir un calibrage de notre système et d'avoir les valeurs de bruit de la figure 5.7 en nombre d'électrons. Pour les faces P des modules le bruit intrinsèque est d'environ 400 e^- et pour les faces N de 1 350 et 500 e^- pour les modules Canberra et ITC respectivement. Nous obtenons également un calibrage de l'ADC en nombre d'électrons de l'ordre de 120 à 130 e^-/ADC suivant la face et le module concerné. Ces valeurs de bruit sont du même ordre de grandeur que celles déjà mesuré auparavant pour des modules similaires [24].

c) Rapport signal sur bruit

Si l'on s'intéresse maintenant au rapport signal sur bruit, calculé en prenant la charge totale recueillie par l'amas divisée par la moyenne arithmétique des bruits des pistes de

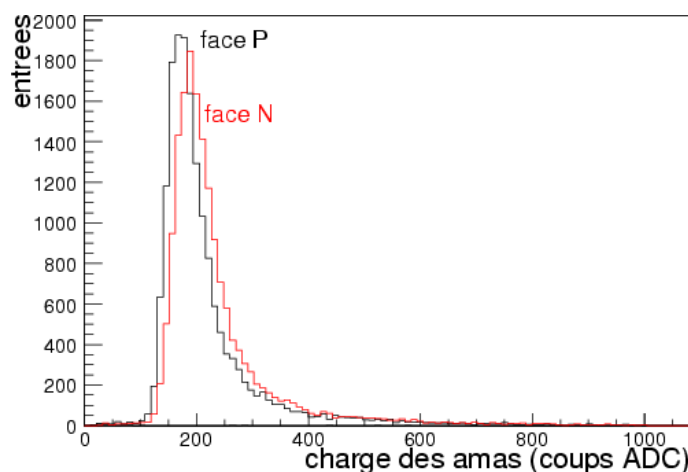


Fig. 5.9 – Charge collectée par les amas sur chaque face d'un module (ici module 3, 2 000 évènements).

l'amas, on obtient l'histogramme de la figure 5.10.

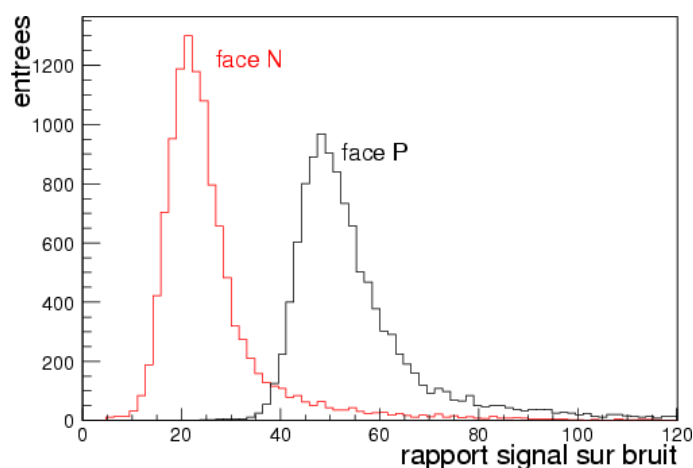


Fig. 5.10 – Rapport signal sur bruit sur chaque face d'un module (ici module 2, 20 000 évènements).

La figure 5.10 montre clairement que le rapport signal sur bruit est plus faible sur la face N. Pour les modules 1 et 2 le rapport signal sur bruit est de l'ordre de 51 et 17 pour les faces P et N respectivement et pour les modules 3 et 4 ce rapport est plutôt de l'ordre de 60 et 40 pour les faces P et N respectivement. Ces différences dans les rapports signaux sur bruit s'expliquent par les niveaux de bruit différents sur chaque face.

d) Nombre de pistes par amas et influence de l'angle d'incidence

La figure 5.11 présente le nombre moyen de pistes contenues dans chaque amas. Cette valeur diffère suivant la face et le module concerné. Plus le bruit est élevé, plus le nombre de pistes par amas est faible. En effet, le niveau de bruit est le paramètre limitant la reconstruction du signal (paragraphe 5.3.1).

Un autre paramètre conditionnant le nombre moyen de pistes contenant du si-

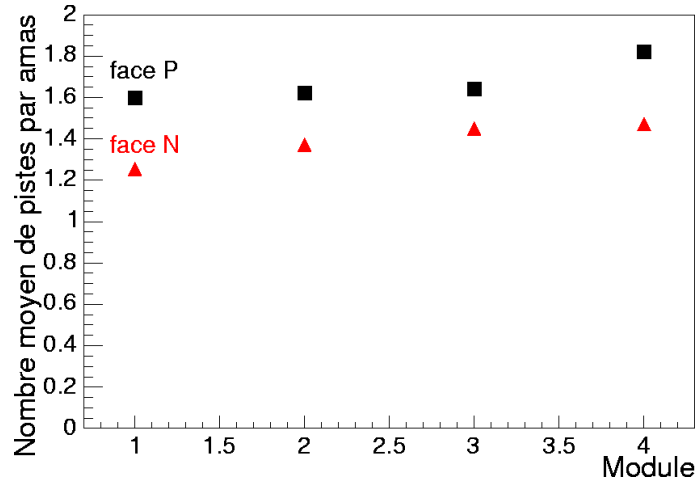
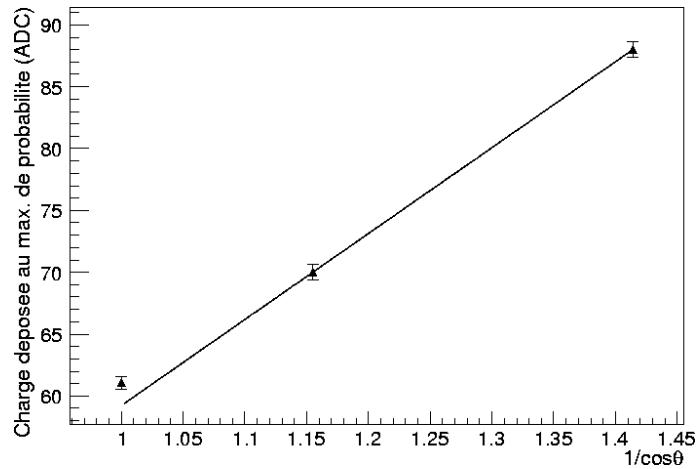


Fig. 5.11 – Nombre moyen de pistes par amas.

gnal est l'angle d'incidence des particules. La charge déposée dans le silicium est directement proportionnelle au trajet de la particule dans celui-ci. On a donc la relation 5.10 entre la charge Q et l'angle d'incidence θ :

$$Q \propto \frac{1}{\cos \theta} \quad (5.10)$$

l'équation 5.10 est vérifiée grâce à la figure 5.12.


 Fig. 5.12 – Charge déposée la plus probable en fonction de $1/\cos \theta$ ($\theta = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ$).

5.4.4 Corrélation de charge

Les particules traversant le détecteur en silicium créent un certain nombre de porteurs de charges équitablement répartis entre les électrons et les trous. Toutefois la quantité de charge récoltée par chaque face n'est pas exactement la même à cause du bruit et de la différence de gain entre chaque canal de lecture. Cependant, pour avoir une mesure bi-dimensionnelle de la position de la particule, il est fondamental de trouver les associations entre les impacts de chaque face qui proviennent de la même particule. La corrélation de charges permet de résoudre les ambiguïtés lorsque plusieurs particules traversent le

5. Tests en faisceau des modules SSD

détecteur au même moment (paragraphe 3.2.3). Il est donc important de mesurer la résolution en charge des modules SSD. De plus, la mesure de la charge déposée permet une évaluation de l'énergie de la particule, importante pour l'identification de celle-ci.

La figure 5.13 montre la charge récoltée dans les amas de la face N en fonction de la charge récoltée dans les amas de la face P. On voit que cette distribution présente une dispersion autour de la corrélation parfaite.

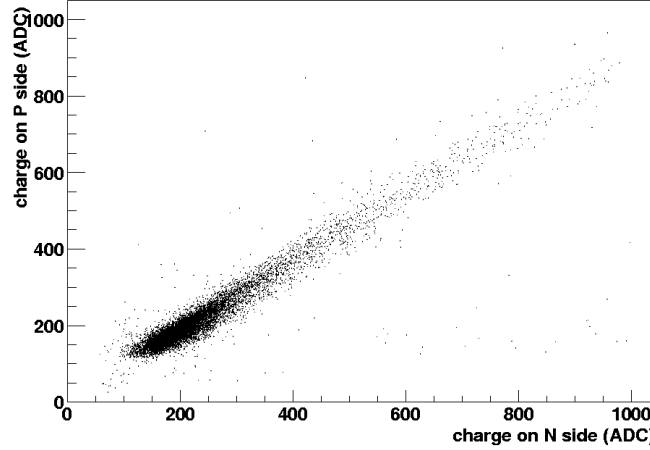


Fig. 5.13 – Charge collectée sur la face N en fonction de la charge collectée sur la face P (ici module 3, 20 000 évènements).

En notant Q_p et Q_n les charges respectivement récoltées sur la face P et la face N, on peut dire que pour un impact de particule :

$$Q_p = \alpha Q_n + \beta \quad (5.11)$$

Cette équation met en évidence deux termes qui décrivent la corrélation de charge, α et β . Le terme α correspond à la différence de gain entre les deux faces. Il peut être estimé facilement en prenant la valeur moyenne de la distribution Q_p/Q_n (figure 5.14 (gauche)) car on suppose qu'en moyenne β est nul.

Concernant β , il représente plutôt une erreur aléatoire dépendant fortement du bruit des modules. On l'estime par l'écart-type de la distribution $Q_p - \alpha Q_n$. La figure 5.14 (droite) montre cette distribution et justifie l'hypothèse précédente ($\langle \beta \rangle = 0$).

La distribution de $Q_p - \alpha Q_n$ nous permet de dire que nous avons une dispersion de l'ordre de 13 coups ADC. Ce qui correspond, pour une charge équivalente au MIP, à environ 7% du signal total reconstruit. Le bruit est le facteur qui dégrade le plus la résolution en énergie car il influence la reconstruction du signal différemment sur les faces P et N.

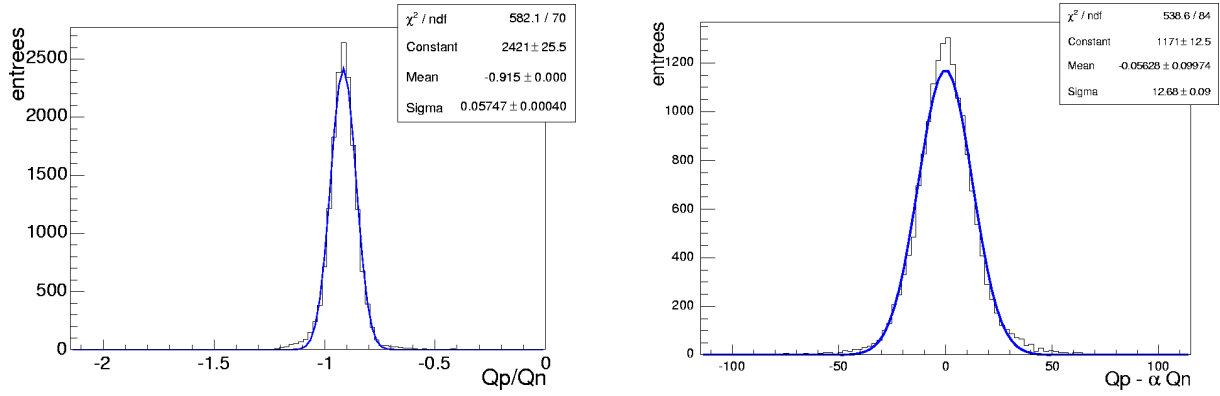


Fig. 5.14 – Distribution du rapport (à gauche) et de la différence (à droite) des charges collectées sur chaque face.

5.4.5 Profil de faisceau

Une fois les amas reconstruits, il est possible de déterminer la position des impacts des particules.

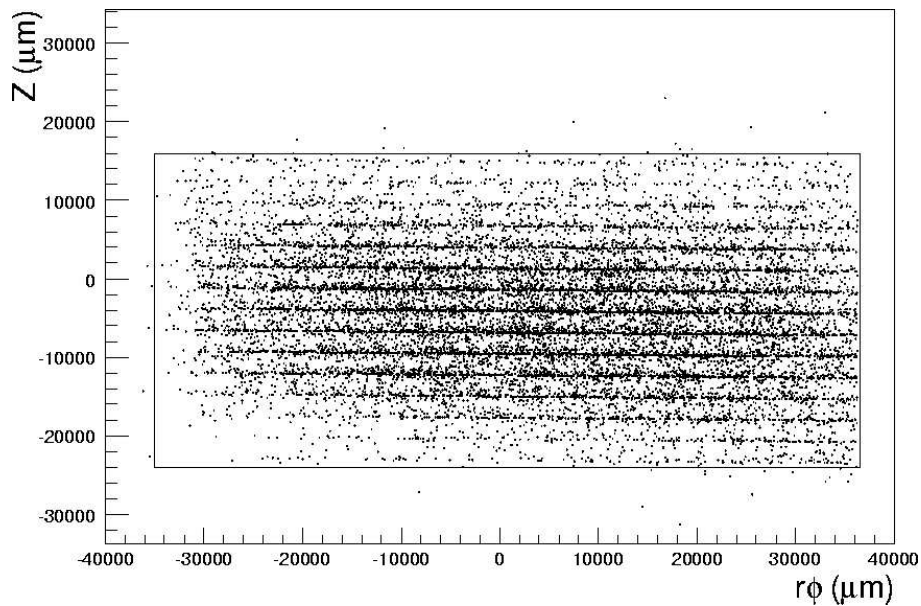


Fig. 5.15 – Profil du faisceau sur l'un des 4 module (le rectangle symbolise approximativement les contours du module).

La figure 5.15 représente le profil du faisceau. La zone moins peuplée, en bas à gauche, se retrouve sur les 4 modules ce qui laisse penser que ce phénomène est lié aux propriétés du faisceau ou au dispositif expérimental.

Nous remarquons également que le profil de faisceau présente des raies dans la coordonnées Z . Ceci s'explique par le fait que les mesures dans cette direction dépendent directement des mesures dans la direction $r\phi$. En effet, les intersections entre les pistes de chaque face sont les positions avec la plus grande probabilité de reconstruction. Pour mieux comprendre ce phénomène, intéressons-nous aux impacts ne présentant que des amas ne contenant qu'une seule piste qui représentent une grande partie du signal à

5. Tests en faisceau des modules SSD

incidence normale. L'apparition de tels motifs suivant la direction Z est donc liée aux nombres moyens de pistes par amas. Si celui-ci est nettement supérieur à un, alors le profil de faisceau est uniforme.

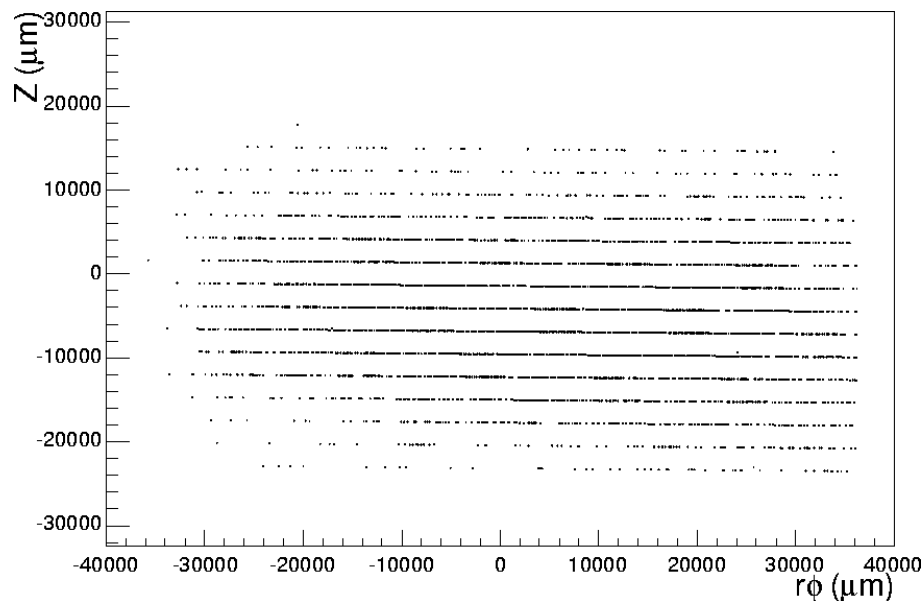


Fig. 5.16 – Profil du faisceau sur l'un des 4 modules. Seul les amas ne contenant qu'une seule piste sont pris en compte.

La figure 5.16 montre les positions des intersections entre les pistes de chaque face. En effet, lorsque les amas ne contiennent qu'une seule piste seul ces positions sont possible. On retrouve bien 15 raies, ce qui correspond au nombre de pistes croisant une piste de l'autre face. L'intervalle entre deux raies est du même ordre de grandeur que l'intervalle entre deux intersections (figure 5.17) qui est de $2\,715\,\mu m$.

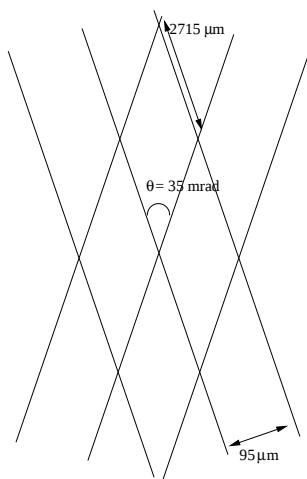


Fig. 5.17 – Données géométriques concernant les intersections des pistes de chaque face.

5.4.6 Résolution spatiale

Après alignement des quatre modules nous pouvons reconstruire des traces. A chaque trace on associe une valeur de χ^2 égale à :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{i=4} \frac{(\Delta u)_i}{\sigma_i} \quad (5.12)$$

où σ_i est la résolution intrinsèque du module i . Ici elle est estimée à $22\mu m$ environ [24]. Plusieurs critères permettent de sélectionner les traces :

- un impact a été vu sur chaque module ;
- la trace reconstruite a un χ^2 inférieur à un certain seuil T_{χ^2} .

La résolution spatiale des modules est estimée par l'écart-type des distributions des résidus dans chaque directions. Les valeurs obtenues diffèrent suivant la position du module.

- pour les modules "intérieurs" (2 et 3) : $\sigma_{r\phi} \simeq 21\mu m$ et $\sigma_z \simeq 1000\mu m$;
- pour les modules "extérieurs" (1 et 4) : $\sigma_{r\phi} \simeq 32\mu m$ et $\sigma_z \simeq 1500\mu m$.

La figure 5.18 résume les mesures faites pour un module. En haut les distributions des résidus suivant les deux directions. En bas, les distributions des résidus en fonction de la position des impacts. Ces dernières permettent de vérifier la qualité de l'alignement du module. En effet, la distribution des résidus à une valeur moyenne proche de zéro et celle-ci est quasiment indépendante de la position de la trace reconstruite. On remarque toutefois une légère déviation pour la distribution des résidus en Z (figure 5.18, en bas à gauche) qui montre un problème d'alignement dans cette direction. Ceci provient du fait que l'alignement sans détecteurs de référence reste délicat et que la résolution des modules SSD est limitée dans la direction parallèle aux pistes.

Deux problèmes sont susceptibles d'expliquer les résolutions spatiales légèrement dégradées par rapport à des mesures antérieures ($\sigma_{r\phi} \approx 20\mu m$ et $\sigma_z \approx 830\mu m$ [12]). Tout d'abord, comme nous l'avons déjà mentionné, l'erreur sur l'alignement n'est pas négligeable (surtout dans la direction Z) mais reste difficile à estimer. La différence de résolution entre les modules "intérieurs" et "extérieurs" peut s'expliquer par le fait que sur les modules 1 et 4 la trace reconstruite est extrapolée vers ces modules contrairement aux modules 2 et 3 où celle-ci est interpolée. Ce phénomène, combiné à un alignement approximatif, conduit à des résolutions spatiales dégradées, surtout dans la direction parallèle aux pistes du détecteur ¹.

¹Une analyse comprenant un algorithme d'alignement plus complet sur 3 paramètres a permis de mesurer des résolutions de $\sigma_{r\phi} \approx 15\mu m$ et $\sigma_z \approx 800\mu m$ [25]

5. Tests en faisceau des modules SSD

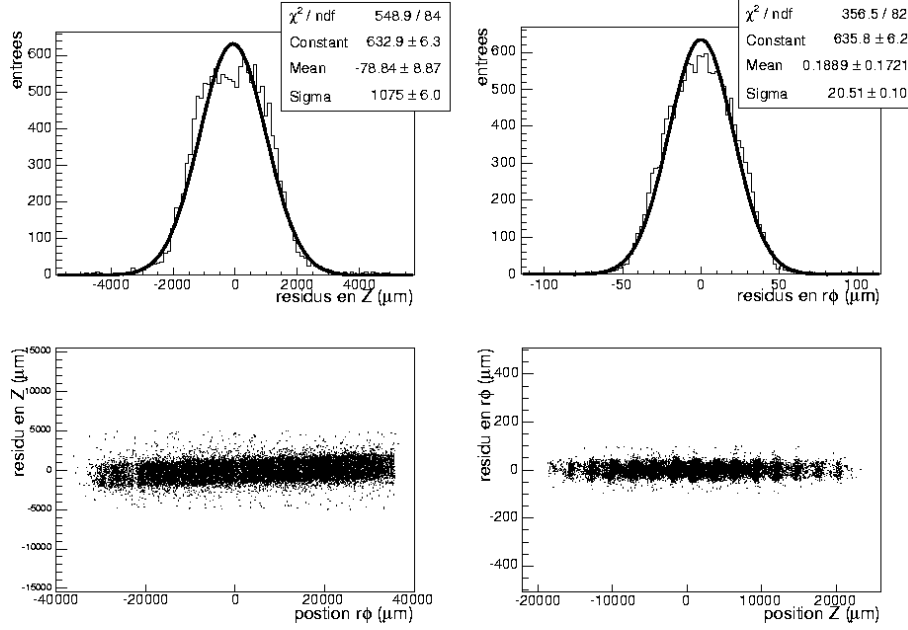


Fig. 5.18 – En haut, distribution des résidus suivant les direction $r\phi$ et Z pour le module 2. En bas, distribution pour ce même module des résidus en fonction de la position de la trace reconstruite après alignement.

5.4.7 Efficacité

L'efficacité sera définie comme le rapport entre le nombre de traces reconstruites par les modules de références et le nombre de particules vues par le module testé. Une particule sera considérée comme détectée si son impact se trouve dans une zone de plus ou moins $n\sigma$ autour de l'intersection de la trace avec le plan testé, σ étant la résolution spatiale mesurée. La coupure sera égale à 5σ afin de perdre le moins de signal possible. La zone fiduciaire relativement étendue n'est pas un problème car la probabilité de compter un amas de bruit sur un détecteur est faible ($\approx 0.001\%$ [14]). La coupure sur les traces est similaire à celle utilisée pour la mesure de la résolution spatiale. Le facteur déterminant pour la mesure de l'efficacité est le seuil T_1 défini précédemment qui permet de décider si une particule a été détectée ou non.

La figure 5.19 montre que les performances des modules Canberra sont plus sensibles au choix du seuil de recherche du signal. En effet, le signal est vite noyé par le bruit si le seuil n'est pas suffisamment bas. En revanche pour un seuil $T_1=5$ on ne remarque aucune différence notable entre les modules équipés de détecteur des différents fournisseurs. Le tableau 5.1 résume les valeurs d'efficacité mesurées pour chaque modules.

Module 1		Module 2		Module 3		Module 4	
P	N	P	N	P	N	P	N
98.8	99.1	98.3	98.6	97.7	98.9	98.4	99.3
97.7		97.2		97.3		97.8	

Tab. 5.1 – Efficacité mesurée pour chaque face de chaque module et pour le module total.

L'efficacité des détecteurs silicium est généralement très élevée. Elle n'est limitée que

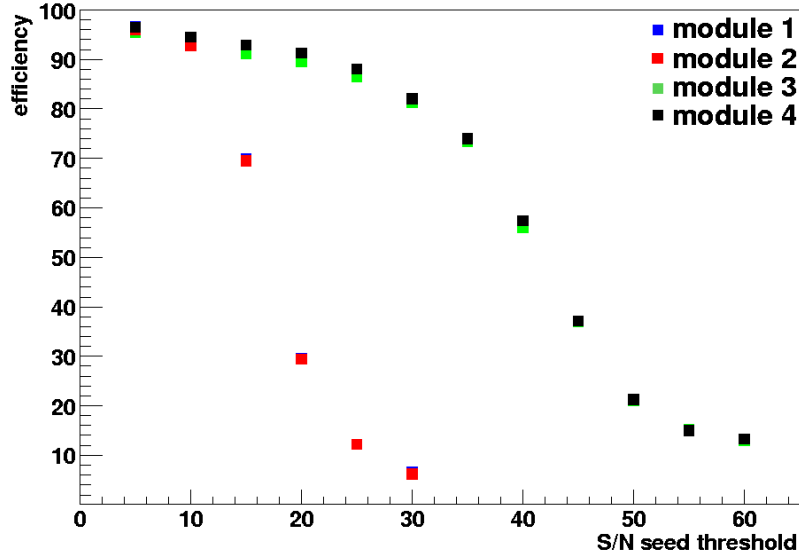


Fig. 5.19 – Efficacité en fonction du seuil de coupure sur le rapport signal sur bruit des pistes centrales.

par les pistes défectueuses ou tout problème qui empêche la collection des charges déposées, ce qui inclut les défauts liés à l'électronique de lecture. Dans notre cas, l'alignement non optimal peut nuire à la mesure de l'efficacité. Ceci est une explication possible de la différence d'efficacité mesurée par rapport aux valeurs données dans [25].

5.4.8 Conclusion sur les tests en faisceau des modules SSD

En conclusion nous pouvons dire que les quatre premiers prototypes de module SSD sont fonctionnels. En effet, seul un bruit légèrement élevé sur certain module ont nuit aux performances des modules mais ce problème a été réglé pour la suite de la production. Les rapports signaux sur bruit mesurés ainsi que les résolutions spatiales et les efficacités sont satisfaisantes et aucun défaut lié à la conception des modules n'a été identifié. Les résultats obtenus permettent donc de valider les options technologiques choisis pour la fabrication des modules SSD.

5.5 Tests en faisceau commun à l'ITS

5.5.1 Dispositif expérimental

Le banc de tests était installé sur la ligne de faisceau H6 du SPS. Afin de simuler la configuration de l'ITS, deux plans de détecteurs silicium à pixels suivis de deux plans de détecteurs silicium à micro-pistes étaient placés dans le faisceau, perpendiculairement à celui-ci, comme le montre la figure 5.20. Au moins un détecteur de chaque type se trouve sur l'axe du faisceau. Pour des raisons pratiques, la position relative entre chaque sous-détecteur ne respecte pas strictement la configuration de l'ITS. Les positions relatives des différentes couches de détecteurs sont récapitulées par le tableau 5.2.

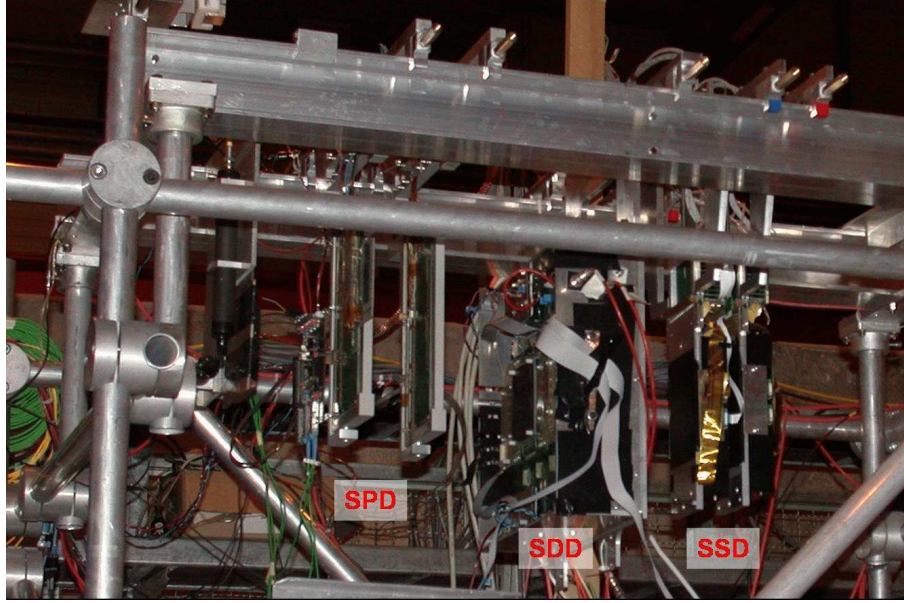


Fig. 5.20 – Dispositif expérimental lors des tests en faisceau commun aux trois sous-détecteurs de l'ITS.

	$d_{bt}(cm)$	$d_{ITS}(cm)$	$r_{ITS}(cm)$
SPD 1	-	-	4.0
SPD 2	10.0	3.0	7.0
SDD 1	18.0	7.9	14.9
SDD 2	5.2	8.9	23.8
SSD 1	16.4	15.3	39.1
SSD 2	7.0	14.5	43.6

Tab. 5.2 – La position suivant l'axe du faisceau de chaque élément par rapport au précédent est donnée par d_{bt} . d_{ITS} représente cette même valeur pour la configuration réelle de l'ITS. r_{ITS} rappelle les distances par rapport au faisceau des différentes couches de l'ITS.

Le déclenchement est obtenu grâce à trois scintillateurs. Deux sont placés avant les SPD ($1 \times 2 \text{ cm}^2$) et forment une croix en face du faisceau. Le troisième est en aval des SSD et couvre une surface de $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Le signal de déclenchement reçu par les sous-détecteurs respecte le protocole CTP utilisé pour ALICE [26].

La chaîne d'acquisition utilisait DATE 5.0 qui était la dernière version officielle du programme d'acquisition de donnée d'ALICE. Du point de vue hardware, la DAQ se composait de :

- Trois DDL (Detector Data Link) qui lisaient les données fournies par les détecteurs ;
- Trois RORC (Read-Out Receiver Card) ;
- Trois LDC (Local Data Concentrator) ;
- Un GDC (Global Data Concentrator) ;

- Un réseau ethernet rapide ;
- Des disques pour le stockage local.

Ces tests pouvaient être contrôlés via le système de contrôle de l'expérience (ECS, Experiment Control System). L'ECS permet de fonctionner suivant plusieurs configurations :

- les trois sous-détecteurs de l'ITS simultanément ;
- deux sous-détecteurs quelconques parmi les trois ;
- un sous-détecteur quelconque parmi les trois.

Les sous-détecteurs qui ne sont pas impliqués dans ces configurations peuvent fonctionner en mode *stand-alone* pour faire des tests spécifiques sans interférer avec les autres sous-détecteurs.

Le transfert des données stockées localement vers CASTOR (Cern Advanced STORage manager) [27] était contrôlé par le CDR (Central Data Recording) [28].

En ce qui concerne les détecteurs SSD, deux mini-échelles supportant chacune deux modules, étaient présente dans le faisceau. Ces échelles reprenaient fidèlement le design final des échelles ALICE et par translation verticale, il était possible de balayer les deux modules avec le faisceau.

5.5.2 Conclusion sur les test en faisceau communs aux sous-détecteurs de l'ITS

Le but des ces tests en faisceau étaient de faire fonctionner les trois sous-détecteurs de l'ITS d'ALICE simultanément dans l'environnement logiciel d'ALICE. Ceci a été pleinement réussi car tout les détecteurs ont fonctionné ensemble pendant plusieurs heures et aucun problème majeure n'est apparu.

Du point de vue des SSD, les résultats obtenus ont confirmé ceux des tests précédents. Par exemple, la figure 5.21 présente la charge collectée par les amas pour un des modules. Les modules fonctionnaient correctement, un rapport signal sur bruit supérieur à 30 est atteint pour chaque face des modules, excepté pour une face P d'un des quatre modules qui était hors d'usage. L'acquisition prenait en charge les données des modules simultanément. En effet, les modules montés sur les mini-échelles présentaient une zone de recouvrement comme cela sera le cas dans l'ITS final. En pointant le faisceau sur cette zone de recouvrement nous avons obtenu les profils de faisceau des figures 5.22. Lors de cette acquisition un scintillateur d'environ 1 cm^2 était utilisé, c'est pourquoi on retrouve des impacts de particules seulement dans une zone restreinte des modules. A cause de problème d'alignement du faisceau, la plupart du signal se trouve sur le module 1 de l'échelle 2 mais quelques impacts sont reconstruit sur le module 2 de cette même échelle. Ces résultats sont important car pour la première fois une échelle SSD a fonctionnée et a permis de voir des impacts de particules.

5. Tests en faisceau des modules SSD

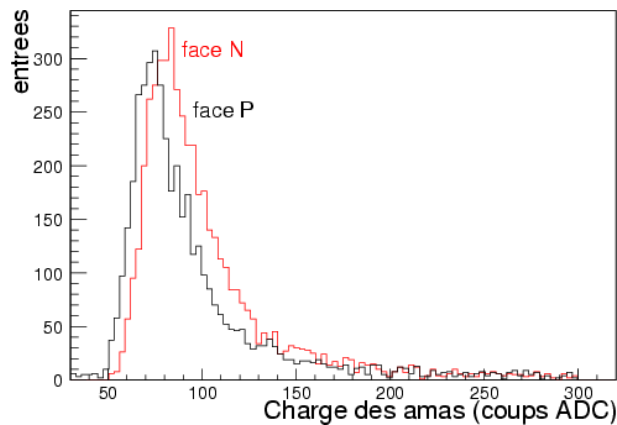


Fig. 5.21 – Signal collecté par les amas d'un module fonctionnel lors des tests commun à l'ITS (5 000 évènements).

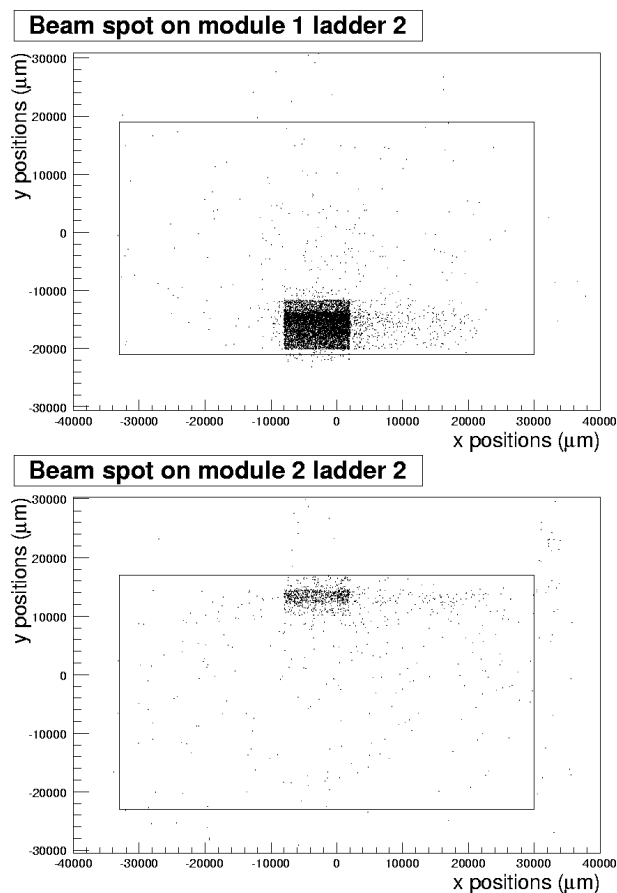


Fig. 5.22 – Profil de faisceau sur les modules de la mini-échelle 2 lorsque le faisceau vise la zone de recouvrement. Les rectangles noirs symbolisent approximativement les contours des modules. Les coordonnées des axes sont données dans le référentiel propre à chaque module.

En conclusion, ces tests ont permis de confirmer les performances obtenus lors des tests en faisceau des modules SSD seuls. Ces tests ont également été l'occasion de mettre en place le protocole d'assemblage des modules sur les échelles. En effet, les deux premières mini-échelles SSD prototypes ont été assemblées pour ces test en faisceau et ceci fut une

réussite. Du point de vue de l'électronique d'acquisition ces tests ont permis d'utiliser pour la première fois l'ensemble de la chaîne d'acquisition dans sa version finale. Les premiers prototypes de *endcap* et de FEROM ont été testés. Enfin, d'un point de vue plus global, le système de contrôle de l'expérience ALICE a permis de gérer le fonctionnement de trois sous-détecteurs dans des conditions proches des conditions de l'expérience. Par conséquent, ces tests en faisceau commun aux trois sous-détecteurs de l'ITS ont permis de valider la conception de l'ITS ainsi que son système de contrôle.

Chapitre 6.

Etude du bruit de mode commun

6.1 Le bruit de mode commun lors des précédents tests

Après les tests en faisceau et durant la production des modules il reste un paramètre difficile à maîtriser, le déplacement de mode commun (ou CMS pour Common Mode Shift). Dans ce chapitre je ferai la distinction entre le déplacement de mode commun qui correspond à un déplacement affectant plusieurs canaux d'un même module simultanément et le bruit de mode commun qui correspond à la dispersion de ce déplacement calculée en prenant en compte un certain nombre d'évènements.

Le tableau 6.1 présente une comparaison des rapports signal sur bruit obtenues lors des différents tests des modules SSD avec et sans soustraction du CMS. Ces résultats correspondent au test avec des particules cosmiques (paragraphe 4.3), au test en faisceau des modules SSD (chapitre 5) et au test en faisceau commun aux trois sous-détecteurs de l'ITS (paragraphe 5.5).

	tests SSD		tests ITS		cosmiques	
face	P	N	P	N	P	N
avec soustraction du CMS	60	40	50	35	30	22
sans soustraction du CMS	21	22	9	5	27	21

Tab. 6.1 – Comparaison des rapports signaux sur bruit obtenus avec et sans soustraction du déplacement de mode commun lors des différents tests des modules SSD. Ces valeurs sont représentatives de l'ensemble des modules fonctionnels lors de chaque série de tests.

La lecture des valeurs de rapports signal sur bruit présentées dans le tableau 6.1 permet de vérifier que le bruit de mode commun est très dépendant de l'environnement expérimentale. En effet, lors des tests SSD l'électronique d'acquisition était différente de

6. Etude du bruit de mode commun

l'électronique en version finale utilisée par la suite. De plus, lors des tests ITS les modules étaient montés sur des mini-échelles et se présentaient dans une configuration totalement différente de celle des autres tests. Enfin, les deux campagnes de tests en faisceau n'ont pas utilisé le même accélérateur du CERN, les tests SSD ont utilisé le faisceau du PS et les tests ITS le faisceau du SPS. Par conséquent, les environnements de chaque test étaient sensiblement différents les uns des autres. Ceci explique sans doute les valeurs de bruits de communs très variables lors de ces différentes mesures.

L'analyse des données prises lors des tests en faisceau permettait de s'affranchir du déplacement de mode commun en le soustrayant lors de l'analyse, avant la recherche du signal. Cette soustraction du déplacement de mode commun ne sera pas forcément possible lors des prises de données réelles de l'expérience ALICE. En effet, on envisage d'appliquer une suppression de zéros aux données fournies par le SSD. De ce fait, si le bruit de mode commun est élevé, la suppression de zéros conduirait à la perte d'une partie du signal. Il est important de mieux comprendre le déplacement de mode commun et d'envisager la possibilité de le soustraire en ligne lors des prises de données d'ALICE. L'ensemble des mesures présentées dans ce chapitre ont été effectuées à l'aide du premier banc de test des modules utilisé à Strasbourg.

6.2 Corrélation entre pistes

Rappelons que le déplacement de mode commun de l'évènement k , pour un ensemble de canaux j , est égal à :

$$CMS(j, k) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [ADC(i, k) - P(i)] \quad (6.1)$$

où N est généralement le nombre total de canaux par circuit de lecture (128 pour le HAL25) et $ADC(i, k)$ et $P(i)$ représente respectivement le signal brut du canal i pour l'évènement k et le piédestal du canal k .

Plus concrètement, le bruit de mode commun est un bruit qui affecte plusieurs canaux simultanément lors du même évènement. Ceci se traduit par un déplacement du piédestal de cet ensemble de canaux.

Le fait que ce bruit soit commun à plusieurs canaux implique que les signaux bruts de ces canaux sont en partie corrélés entre eux. Cette observation nous a conduit à nous intéresser aux corrélations entre canaux afin de mieux comprendre les caractéristiques du bruit de mode commun.

6.2.1 Méthode de calcul

La corrélation entre canaux sera évaluée sur un ensemble de 500 évènements. Les formules classiques seront utilisées. En posant X et Y les variables aléatoires représentant le signal brut en sortie de deux canaux x et y , la corrélation entre les signaux de ces canaux est définie comme étant :

$$\rho_{XY} = \frac{cov_{XY}}{\sigma_X \sigma_Y} \quad (6.2)$$

où cov_{XY} est la covariance entre les signaux fournis par les canaux x et y , égale à :

$$cov_{XY} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (X_i - \mu_X)(Y_i - \mu_Y) \quad (6.3)$$

N étant le nombre d'évènements considérés (ici 500), et μ_X , μ_Y , σ_X , σ_Y , respectivement les valeurs moyennes et les dispersions des variables X et Y .

6.2.2 Mesures de corrélations entre canaux

La figure 6.1 présente les corrélations calculées entre le canal 380 (canal central) et les autres canaux de cette face de module (face P, module MS0232P) avant et après soustraction du déplacement de mode commun. Il est intéressant de remarquer qu'avant la soustraction du CMS un facteur de corrélation $\rho \approx 0.3$ existe entre tout les canaux et le canal 380. Ce phénomène est présent indépendamment du canal choisi. Il est encore plus intéressant d'observer que cette corrélation disparaît après la soustraction du bruit de mode commun. Il semble donc raisonnable de conclure que la présence de corrélation entre les signaux fournis par les différents canaux met en évidence la présence de bruit de mode commun. Il est également probable que le déplacement de mode commun provient d'une perturbation qui affecte simultanément tout les canaux d'une même face. Si cela n'était pas le cas, certains canaux seraient totalement décorrélés même avant soustraction du CMS. La distribution de la corrélation présentée par la figure 6.1 avant soustraction du CMS n'est pas plate. La corrélation varie approximativement entre 0.2 et 0.4. Cette variation, qui dépend du canal considéré, laisse penser qu'un phénomène interne au module modifie l'impact du déplacement de mode commun sur chaque canal du module.

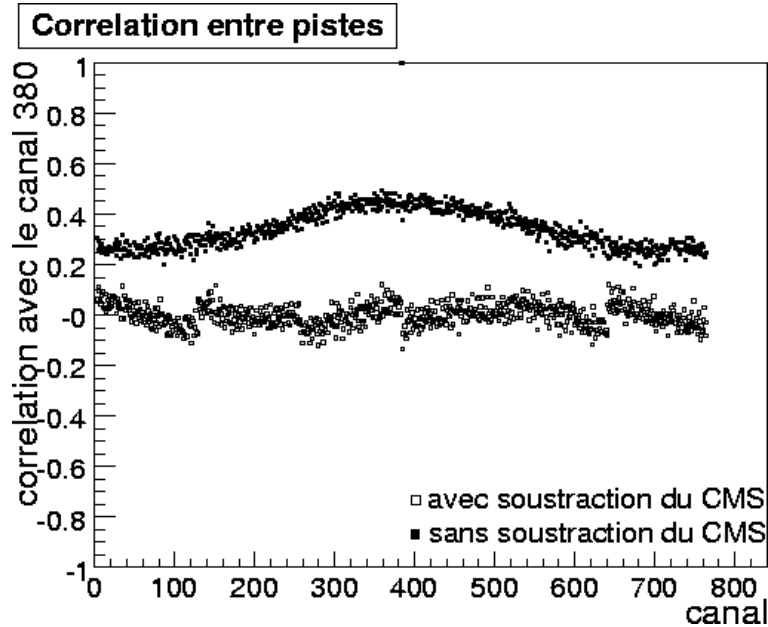


Fig. 6.1 – Corrélations entre canaux avec et sans soustraction du bruit de mode commun. Les corrélations sont calculées entre le canal 380 et les autres canaux de la face (face P, module MS0232P).

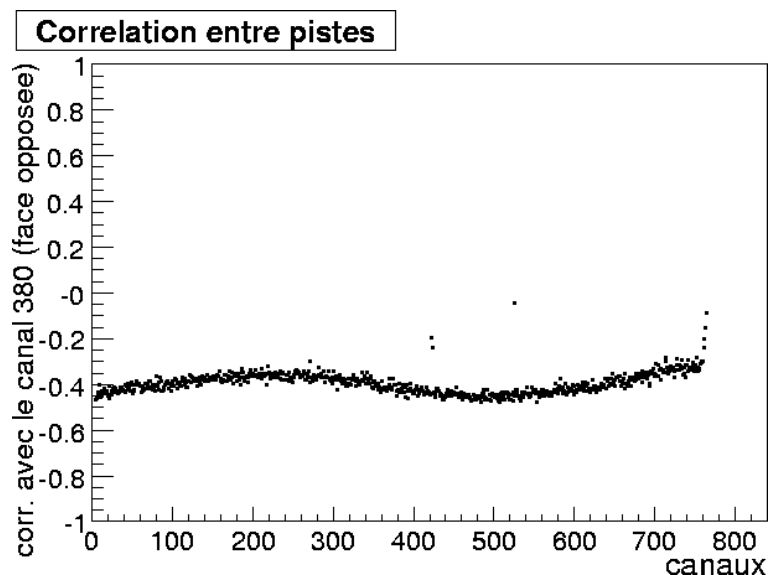


Fig. 6.2 – Corrélations entre le canal 380 de la face P et les canaux de la face N (module MS0232P).

La figure 6.2 présente les corrélations de ce même canal 380 de la face P et les canaux de la face opposée. On peut remarquer qu’il existe également une corrélation, plus précisément une anti-corrélation, entre les deux faces d’un même module. On peut donc aller plus loin en disant que le déplacement de mode commun provient d’une perturbation identique pour tout les canaux d’un même module. Quant à l’anti-corrélation, elle pourrait s’expliquer par le fait que l’électronique de lecture pour les deux faces est anti-symétrique. En effet, les signaux fournis par les faces P et N d’un module sont de signe opposé (signaux positifs sur la face P et négatifs sur la face N). Le signal de la face N est ensuite inversé par l’électronique de lecture (avant l’ADC) afin d’obtenir deux signaux de même signe qui seront plus facile à traiter simultanément. Par conséquent, le déplacement de mode commun, identique pour les deux faces, se retrouve inversé sur la face N ce qui conduit à une corrélation négative.

6.2.3 Influence du nombre de régions sur le calcul du bruit de mode commun

Si l’on admet que la présence de corrélation entre deux canaux distincts révèle la présence de bruit de mode commun, on peut étudier la qualité de la soustraction de celui-ci en mesurant la corrélation moyenne qui existe entre un canal et un autre canal de référence.

La figure 6.3 présente la corrélation moyenne entre le canal 380 de la face P du module MS0232P et les autres canaux de la face P après soustraction du bruit de mode commun en fonction du nombre de régions par face utilisé pour le calcul du déplacement de mode commun. Cette figure montre clairement que le bruit de mode commun résiduel après soustraction du CMS est minimal (≈ 0) si l’on prend 6 régions (128 canaux) pour calculer le CMS. Ce comportement a été vérifié également sur un autre module (MS0197P). Ceci justifie la méthode de calcul utilisée jusqu’ici pour la soustraction du déplacement de mode commun. Cette méthode prenait pour hypothèse que le déplacement de mode

commun était commun aux 128 canaux d'un même circuit de lecture. On peut donc conclure que le déplacement de mode commun, bien que provenant d'une perturbation commune à tous les canaux d'un même module, semble analogue pour tous les canaux d'un même circuit HAL25. Ceci pourrait s'expliquer par le fait que chaque circuit de lecture répond différemment à une même perturbation externe au module qui affecte tous les circuits simultanément.

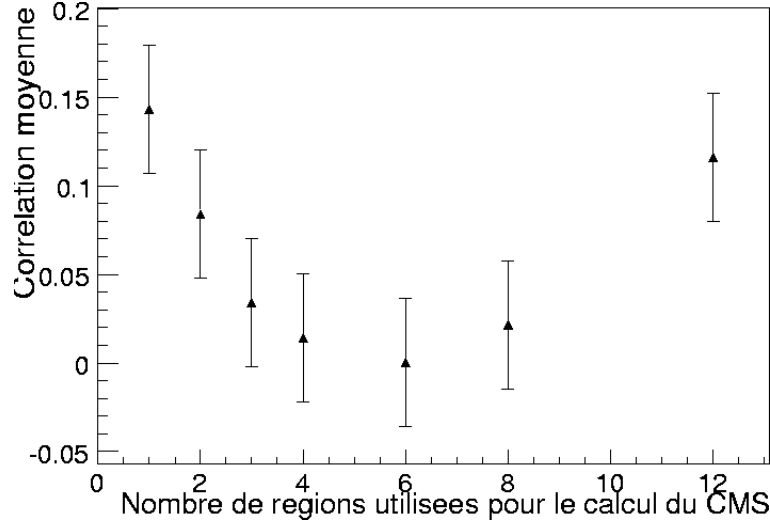


Fig. 6.3 – Corrélation moyenne en fonction du nombre de régions utilisées pour le calcul du CMS.

6.2.4 Amplitude du CMS et influence sur les corrélations

Les observations précédentes tendent à montrer que le déplacement de mode commun semble affecter tout les canaux d'un même module simultanément. Il est donc possible de décomposer le signal fourni par un canal de la manière suivante :

$$X = x' + cms \quad (6.4)$$

où X est la variable aléatoire représentant le signal fourni par un canal x , x' et cms les variables aléatoires représentant respectivement la partie du signal propre au canal x et le bruit de mode commun.

En considérant que l'équation 6.4 représente bien le signal d'un canal quelconque, la corrélation entre deux canaux x et y peut s'écrire :

$$\rho_{XY} = \left(\frac{\sigma_{x'}^2 \sigma_{y'}^2}{\sigma_{cms}^4} + \frac{\sigma_{x'}^2 + \sigma_{y'}^2}{\sigma_{cms}^2} + 1 \right)^{-1/2} \quad (6.5)$$

où $\sigma_{x'}$ et $\sigma_{y'}$ représente les dispersions de la composante du signal propre aux canaux x et y et σ_{CMS} la dispersion du bruit de mode commun. Par conséquent, $\sigma_{x'}$ et $\sigma_{y'}$ sont équivalents aux bruits intrinsèques des canaux x et y . L'équation 6.5 permet d'évaluer la corrélation attendue entre deux canaux en fonction des dispersions des composantes du signal (bruit intrinsèque et bruit de mode commun). Dans le cas où le bruit de mode commun est de l'ordre du bruit intrinsèque des canaux ($\sigma_{x'} \approx \sigma_{y'} \approx \sigma_{cms}$), on s'attend

6. Etude du bruit de mode commun

à une corrélation entre canal de l'ordre de 0.5. Cette hypothèse est en accord avec les observations. La figure 6.4 présente une comparaison entre la corrélation mesurée et la corrélation estimée à l'aide de l'équation 6.5. On voit un bon accord entre la mesure et l'estimation. Nous pouvons donc dire que l'équation 6.4 décrit assez bien le signal d'un canal quelconque d'un module. Ceci conduit à une corrélation entre les signaux provenant de chaque canal. L'importance de cette corrélation est directement dépendante des amplitudes respectives du bruit intrinsèque et du bruit de mode commun. En effet, l'équation 6.4 prévoit que si le bruit de mode commun est très supérieure au bruit intrinsèque ($\sigma_{x'} \approx \sigma_{y'} \ll \sigma_{cms}$) alors la corrélation est proche de 1. Inversement, si $\sigma_{x'} \approx \sigma_{y'} \gg \sigma_{cms}$ alors la corrélation sera quasiment nulle. Ces prévisions prennent pour hypothèse que deux canaux quelconques d'un module ont un bruit intrinsèque du même ordre ($\sigma_{x'} \approx \sigma_{y'}$). Cela signifie que le signal brut de chaque canal présente deux composantes, une propre à ce canal et une composante commune à tous les canaux du module. Ceci confirme que le déplacement de mode commun affecte tous les canaux d'un même module simultanément.

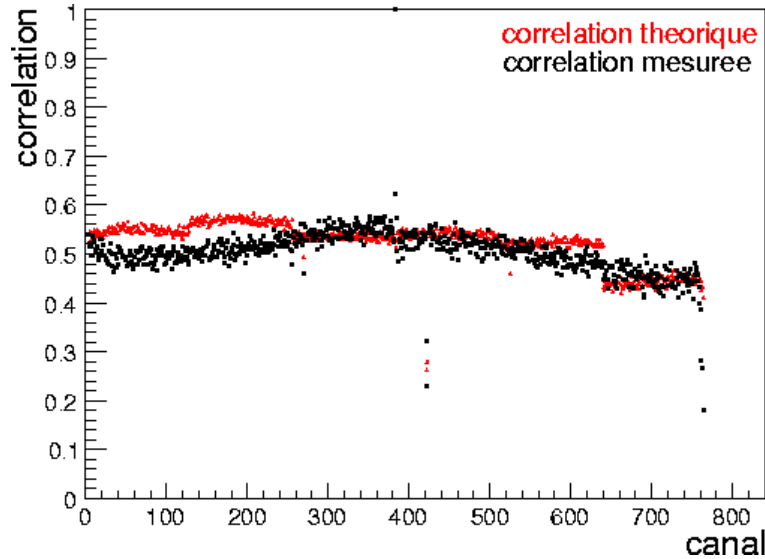


Fig. 6.4 – Comparaison entre la corrélation mesurée (en noire) et la corrélation estimée par l'équation 6.5 (en rouge) (face N, module MS0232P).

6.3 La soustraction en ligne du déplacement de mode commun

Comme nous l'avons déjà expliqué au paragraphe 3.4.2, lors du fonctionnement d'ALICE, les données provenant du SSD devraient subir une suppression de zéros afin de limiter la quantité de données transitant par le système d'acquisition. A cause de cette opération la soustraction du déplacement de mode commun ne sera pas possible avec la méthode utilisée lors des test en faisceau où le CMS était soustrait lors de l'analyse en utilisant l'ensemble des données. Si le CMS est élevé, une partie du signal serait noyée dans le bruit et serait perdu lors de la suppression de zéros. C'est pourquoi il est nécessaire

d'étudier la possibilité de soustraire le déplacement de mode commun et la possibilité de mesurer ce bruit tout en conservant la suppression de zéros.

6.3.1 Possibilités techniques

Rappelons que le premier système de traitement du signal dans la chaîne d'acquisition des données du SSD est le FEROM (Front-End Read-Out module). Le FEROM a pour but de :

- convertir les données analogiques en signaux numériques ;
- soustraire le piédestal ;
- appliquer la suppression de zéros.

Excepté la conversion analogique/numérique, ces opérations sont réalisées par des FPGA (Field-Programmable Gate Array ou réseaux de portes programmables) placés en sortie des ADC (Analogical Digital Converter). Les FPGA utilisés possèdent des blocs mémoires qui permettraient de mémoriser jusqu'à 128 valeurs codées sur 12 bits pour chaque module SSD. On peut donc envisager de calculer le bruit de mode commun à l'aide de ces circuits. Pour chaque évènement 128 canaux seraient utilisés pour calculer le bruit de mode commun qui serait la valeur moyenne de ces 128 signaux auxquels on aurait soustrait le piédestal. Dans ce cas de figure les données subiraient dans l'ordre chronologique :

- conversion analogique/numérique ;
- soustraction du piédestal ;
- soustraction du bruit de mode commun ;
- suppression de zéros.

Plusieurs contraintes doivent être observées si l'on souhaite soustraire le bruit de mode commun de cette manière :

- exclure les canaux reliés aux pistes courtes, aux extrémités du détecteur, pour le calcul du CMS, car ces canaux ne sont pas forcément représentatifs du bruit global des canaux ;
- nombre de canaux utilisés pour le calcul du CMS égal à 2^N (N entier), afin que la division de nombre binaire se résume à un décalage de registre ;
- utilisés un algorithme uniforme, c'est à dire prendre le même nombre de canaux par circuit HAL25 ;
- éviter de corrompre les données de manière irréversible.

La soustraction du bruit de mode commun en ligne est assez risquée. En effet, on envisage de soustraire aux données une quantité variable qui change lors de chaque évènement. Ceci pourrait conduire à une "corruption" des données. Afin de prendre le moins de risque possible il faut prévoir une sauvegarde. La méthode la plus facile à mettre en oeuvre serait de garder en mémoire le bruit de mode commun de chaque évènement. Cette valeur n'occuperait que quelques octets de mémoire par évènement et semble envisageable.

6.3.2 Contrôle du bruit de mode commun

Par contrôle du bruit de mode commun, il faut comprendre la mesure de l'amplitude de celui-ci. C'est à dire que l'on va chercher à mesurer la dispersion de la distribution du déplacement de mode commun pour un certains nombre d'évènements. Cette mesure permettrait de vérifier les évolutions du CMS au cours du temps.

La méthode envisagée ici serait d'utiliser un certains nombre de canaux "espions" qui ne subiraient pas la suppression de zéros et qui permettrait d'évaluer le bruit de mode commun. La figure 6.5 présente un exemple d'erreur obtenue sur le bruit de mode commun calculé avec différents nombre de canaux par face (ce module présente un bruit de mode commun du même ordre de grandeur de son bruit intrinsèque). Au minimum 8 canaux par face ont été utilisés. On remarque que les erreurs maximales atteintes dans ce cas sont d'environ 10 % et 21 % pour les faces P et N respectivement. Ceci permettrait de contrôler l'amplitude du bruit de mode commun en utilisant peu de canaux "espions" ($\approx 1\%$ par face).

Toutefois, pour éviter d'augmenter la quantité de donnée fournie par l'ensemble du SSD de 1 %, on pourrait envisager de contrôler le bruit de mode commun sur quelques modules seulement, par exemple un module par échelle. Ceci devra être étudié lors de la mise en service du SSD dans ALICE.

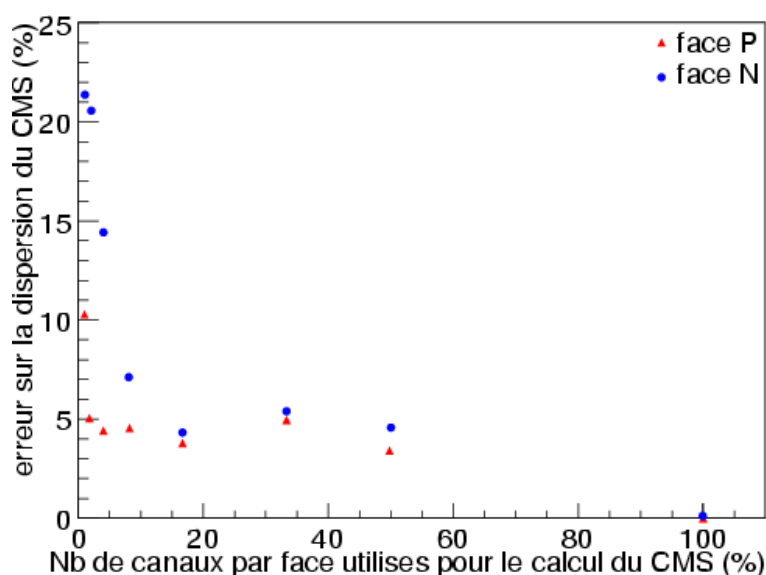


Fig. 6.5 – Exemple d'erreur sur le bruit de mode commun en fonction du nombre de canaux utilisés par module pour son calcul. L'erreur est prise par rapport au bruit de mode commun calculé en utilisant les 768 canaux de la face. Etude menée sur le module MS0198P.

6.3.3 Premiers résultats pour la soustraction du bruit de mode commun

Pour la soustraction du déplacement de mode commun il est important de vérifier l'erreur faite lorsqu'on le calcule en utilisant une méthode adaptée à sa soustraction en

ligne.

Le problème pour trouver la meilleure méthode de soustraction du bruit de mode commun en ligne consiste à définir quels canaux choisir pour le calcul de celui-ci. La méthode retenue consiste à sélectionner un canal tout les n canaux. Cette méthode a pour avantage de respecter les conditions énoncées au paragraphe 6.3.1 si le nombre de canaux choisis est de la forme 2^k , *k entier*. La figure 6.6 montre un exemple d'erreur faite sur le déplacement de mode commun suivant le nombre de canaux par circuit de lecture pris en compte pour son calcul sur un module présentant un bruit de mode commun de l'ordre de son bruit intrinsèque. On voit que pour ce module, en utilisant 64 canaux par circuit de lecture (soit 1 canal sur 2), on obtient une erreur sur le déplacement de mode commun de l'ordre de 20 % à 30 %.

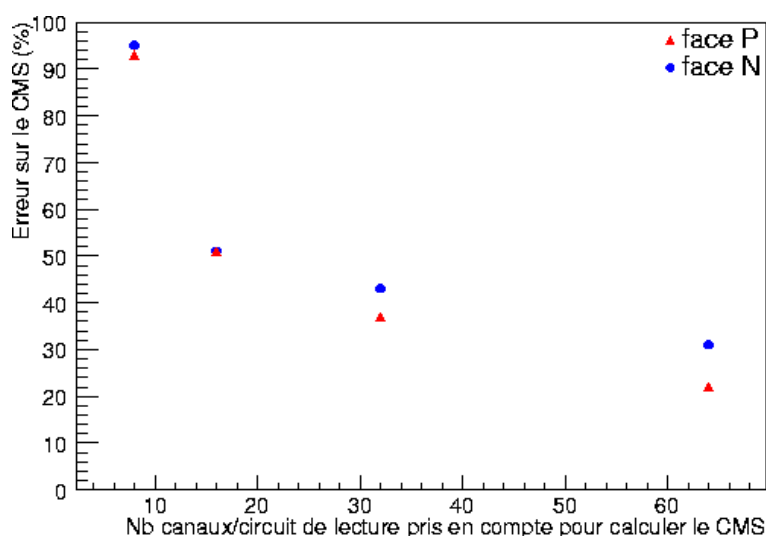


Fig. 6.6 – Exemple d'erreur sur le CMS en fonction du nombre de canaux utilisés par circuit de lecture pour son calcul. L'erreur est prise par rapport au bruit de mode commun calculé en utilisant les 128 canaux du circuit. Etude menée sur le module MS0198P.

Par conséquent, les erreurs faites sur le bruit de mode commun restent significatives dans ce cas. Si une soustraction de zéros est mise en place lors de l'utilisation du SSD, il faudra estimer si une soustraction du déplacement de mode commun en ligne permet d'améliorer sensiblement la qualité des données fournies par le SSD.

Comme nous l'avons dit précédemment, l'environnement des modules influe sensiblement l'amplitude du bruit de mode commun. Dans l'expérience ALICE, les modules SSD seront assemblés en échelle et celles-ci seront situées au voisinage d'autre détecteur de l'expérience. Les alimentations seront optimisées afin de se protéger au maximum de possibles perturbations qui pourrait induire un bruit de mode commun. Néanmoins, l'évaluation du niveau de bruit de mode commun dans ALICE reste difficile c'est pourquoi cette étude ne représente qu'un début d'analyse en prévision de la mise en place du SSD.

6.4 Conclusions sur le bruit de mode commun

Ces résultats préliminaires sur le bruit de mode commun concernent principalement l'évaluation des caractéristiques de ce bruit. L'identification de la cause de ce bruit est difficile et pour l'instant rien ne permet de conclure sur l'origine du CMS. Toutefois, l'analyse des corrélations des signaux provenant de canaux différents nous a permis de tirer deux conclusions importantes :

- le déplacement de mode commun affecte simultanément tout les canaux d'un module ;
- le meilleur moyen pour soustraire le bruit de mode commun est de le calculer pour des ensembles de 128 canaux (figure 6.3).

On peut donc conclure que d'une part le déplacement de mode commun provient vraisemblablement d'un phénomène extérieur au module. En effet, seul un tel phénomène serait susceptible d'affecter l'ensemble des 536 canaux d'un module. D'autre part, le fait que le meilleur moyen pour soustraire le déplacement de mode commun est d'utiliser des ensembles de 128 canaux (soit l'ensemble des canaux situés sur un même circuit de lecture) indique que le déplacement de mode commun est équivalent pour les canaux d'un même circuit. On peut donc penser que chaque circuit répond différemment à une même perturbation extérieure au module. L'origine de cette perturbation pouvant être multiple, perturbation électromagnétique, bruit provenant des alimentations ou tout autre source de bruit éventuel.

En ce qui concerne le contrôle et la soustraction du CMS lors de l'expérience ALICE, il semble qu'il sera possible de mesurer l'amplitude du bruit de mode commun en utilisant quelques canaux "espions" qui ne subiraient pas la suppression de zéros. En revanche, il est encore difficile de conclure quant à la possibilité de soustraire le bruit de mode commun en ligne avant la suppression de zéros. Ce dernier point devra être étudié lors de la mise en service du SSD.

Conclusion

La physique des ions lourds est actuellement dans une phase de transition. En effet, l'analyse des collisions produites au RHIC a permis de découvrir un nouvel état de la matière nucléaire. Cet état pourrait être un état partonique où les quarks sont déconfinés. La caractérisation de cet état pourra être menée à l'aide du LHC (mise en service durant l'été 2007) au CERN qui produira des collisions d'ions lourds à une énergie quasiment trente fois supérieure à celle du RHIC.

Nous avons décrit l'expérience ALICE qui sera l'expérience mise en oeuvre sur le collisionneur LHC capable de s'intéresser aux différentes signatures attendues du plasma de quarks et de gluons. Deux détecteurs seront en charge de la trajectographie pour ALICE, la TPC et le trajectographe interne (ITS). L'ITS a pour objectif principal la reconstruction des vertex primaires et secondaires. Pour cela l'ITS est composé de six couches de détecteurs silicium utilisant trois technologies différentes.

Nous avons vu qu les couches externes de l'ITS (couches 5 et 6) sont primordiales pour la connexion des traces reconstruites par la TPC et par l'ITS. Ces deux couches utilisent des détecteurs silicium double-face à micropistes (SSD, Silicon Strip Detector), le composant de base du SSD d'ALICE étant le module frontal. Les deux cylindres SSD sont composés de 748 et 950 modules frontaux de détection pour les couches 5 et 6 respectivement. Le SSD couvre une surface d'environ 5 m^2 de silicium double-face et représente plus de 2 500 000 canaux de sortie analogiques. Ce qui représente la surface de détecteur silicium double-face la plus grande jamais mise en oeuvre.

La production de plus de 2 000 modules SSD représente un travail considérable que la collaboration a décidé de répartir entre trois centres de production. La majeure partie des 2 000 modules ont été produits pendant une période de 18 mois (début 2005 jusqu'à mi-2006). Pour le contrôle de la qualité des modules produits, un test des modules rapides et complet a dû être développé. Ce test se doit de détecter les modules défectueux ainsi que de caractériser les modules fonctionnels en identifiant les canaux pathologiques et en déterminant les tensions de polarisation du détecteur optimales pour un bon fonctionnement du module. Ce test s'appuie sur l'électronique de lecture des modules qui sera utilisée lors de l'expérience ALICE. En partant de la mesure du bruit de l'ensemble des canaux du module en fonction de la tension de polarisation appliquée au détecteur,

Conclusion

des algorithmes d'analyse ont été développés. Ceux-ci permettent de déterminer, pour chaque module fonctionnel, les pistes défectueuses ainsi que la plage en tension de polarisation optimale pour ce module.

L'analyse des données fournies par les tests de production des modules a permis de vérifier que l'ensemble des modules produits à Strasbourg présentaient en moyenne moins de 2 % de canaux défectueux (paragraphe 4.4.2). L'analyse des plages de fonctionnement en tension de polarisation ont permis de vérifier que les détecteurs provenant de différents fournisseurs présentaient des caractéristiques assez différentes. Ceci a conduit à privilégier l'assemblage d'échelles ne supportant que des modules assemblés avec des détecteurs provenant du même fournisseur.

Toutes les données de tests, c'est à dire les plages de fonctionnement de chaque module ainsi que la localisation des canaux défectueux, ont été rassemblées dans une base de données. Celle-ci pourra être consultée lors de la mise en place et lors de l'utilisation du SSD afin d'optimiser ses performances.

La détection de particules cosmiques avec un module SSD a également permis d'obtenir une première approche du calibrage du banc de test et des modules. Nous avons vérifié que des rapports signaux sur bruit supérieur à 20 pour les faces P et N respectivement pouvait être atteints sans soustraction du bruit de mode commun (paragraphe 4.3).

Afin de valider la conception des modules SSD, les performances des quatre premiers modules en version finale ont été obtenues par l'analyse des données de tests en faisceau. La mesure des résolutions spatiales et l'alignement des modules lors de ces tests a été assez délicat du fait de l'absence de détecteurs de références autre que les modules testés. Toutefois, une résolution spatiale de l'ordre de $20\ \mu m$ en $r\phi$ et de $1\ 000\mu m$ en Z a été mesurée. En résumé, les résultats en termes de résolution spatiale, de résolution en énergie et de rapport signal sur bruit, satisfont aux contraintes imposées par la reconstruction des traces de particules chargées dans l'environnement de l'expérience ALICE.

Du point de vue de l'ensemble de l'ITS, des tests en faisceau commun aux trois sous-détecteurs ont été organisés (paragraphe 5.5). Ces tests ont permis de contrôler le fonctionnement des premiers prototypes d'échelles SSD et de valider l'environnement logiciel et matériel d'ALICE permettant de faire fonctionner plusieurs sous-détecteurs de technologies différentes. Durant ces tests, des détecteurs silicium à pixels, deux modules de détecteur silicium à dérive et deux mini-échelles de deux modules SSD chacune ont fonctionné simultanément. Pour les SSD, ces tests ont confirmé les résultats obtenus lors des tests en faisceau précédent tout en validant la conception des échelles SSD. En effet, les mesures des performances des modules montés sur les mini-échelles sont similaires aux performances mesurées lors des précédents tests en faisceau où les modules n'étaient pas sur les échelles. De plus, ces tests ont permis de vérifier le fonctionnement de l'électronique d'acquisition des données (FEROM et *endcap*) en version finale.

Ces différents tests, en faisceau ou avec des particules cosmiques, ont mis en évidence un bruit de mode commun dépendant de l'environnement des modules. Ce bruit est un paramètre difficile à maîtriser. Une étude des corrélations entre canaux d'un module a permis de démontrer que ce déplacement de mode commun provenait d'une perturbation extérieure au module. Lors des tests en faisceau une soustraction du déplacement de mode commun lors de l'analyse permettait de s'affranchir de ce problème. En revanche, lors de l'expérience ALICE on envisage d'appliquer une suppression de zéros aux données produites par le SSD afin de diminuer la quantité de données fournies. De cette manière une soustraction du déplacement de mode commun ne serait pas possible avec la méthode utilisée lors des tests en faisceau, il serait nécessaire de faire cette opération en ligne avant l'analyse. Des premières mesures ont montrées qu'en utilisant environ 1 % des canaux d'un module on pouvait mesurer le bruit de mode commun avec une erreur d'environ 20 %. En revanche, il est encore difficile de conclure quant à l'efficacité d'une soustraction du déplacement de mode commun en ligne car celle-ci est dépendante de l'amplitude de bruit de mode commun. L'utilité d'une telle opération devra être évaluée lors de la mise en place du SSD quand les modules se trouveront dans l'environnement d'ALICE.

En conclusion, la compréhension des données produites par le SSD après son installation est fortement dépendante de l'expertise acquise lors des phases de validation et de production. En effet, les phases de calibrage et de mise en service du SSD vont s'appuyer sur le travail effectué lors de la caractérisation des modules frontaux de détection. C'est pourquoi cette phase de caractérisation, où les performances des modules SSD ont été évaluées et où plusieurs phénomènes relatifs aux modules SSD ont été étudiés, est une étape charnière entre la production et la mise en place du détecteur dans son environnement d'utilisation.

Annexe : les semiconducteurs

Les semi-conducteurs sont des matériaux présentant une conductivité électrique intermédiaire entre les métaux et les isolants.

Dans un semi-conducteur un courant électrique est favorisé par deux types de porteurs : les électrons et les trous.

Structure en bandes

Dans un solide cristallin les électrons occupent des états quantiques ayant la symétrie du cristal. Chacun de ces états est caractérisé par une énergie et l'ensemble des énergies accessibles par les électrons est appelé le spectre. Pour tous les solides cristallins ce spectre est constitué de plusieurs bandes d'énergies accessibles et séparées par des bandes interdites.

En raison du principe d'exclusion de Pauli, les électrons (fermions) d'un cristal se répartissent sur des états quantiques distincts. A basse température et à température ambiante, tous les états de basse énergie sont occupés. Les bandes se remplissent ainsi par niveaux d'énergies croissants.

Les états de plus basse énergie correspondent aux niveaux atomiques des électrons, qui restent localisés autour de chaque atome. Des états de plus haute énergie sont affectés par la présence des autres atomes, et les électrons contribuant à la cohésion locale du cristal (entre atomes voisins) ont une énergie dans une bande appelée bande de valence.

A l'opposé, les états d'énergie supérieure sont délocalisés et appartiennent à la bande de conduction. Les électrons occupant cette bande sont appelés électrons de conduction, ou électrons libres.

La bande interdite d'un isolant ou d'un semi-conducteur est la différence entre le haut de la bande de valence et le bas de la bande de conduction.

La figure 6.7 présente les différentes structure de bandes possibles. Un métal a sa bande

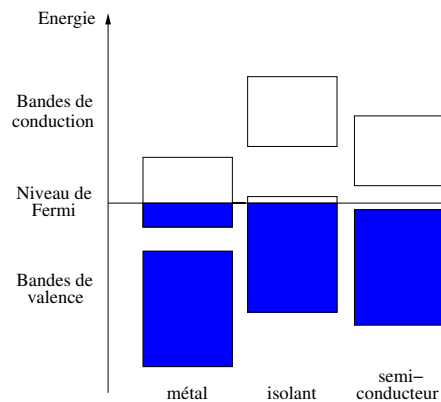


Fig. 6.7 – Structure en bandes de différents matériaux.

de conduction partiellement remplie. Un isolant présente une bande interdite assez large et sa bande de conduction est vide. La bande interdite (ou *gap*) d'un semi-conducteur est assez étroite, l'agitation thermique peut suffire à un électron pour passer dans la bande de conduction.

Les semi-conducteurs

Les propriétés des semi-conducteurs sont en grande partie régies par la quantité de porteurs de charge qu'ils contiennent. Ces porteurs sont les électrons ou les trous. Le dopage d'un matériau consiste à introduire dans sa matrice des atomes d'un autre matériau. Ces atomes vont se substituer à certains atomes initiaux et ainsi introduire d'avantage de porteurs de charges.

Semi-conducteur intrinsèque

Dans un semi-conducteur intrinsèque, ou pur, il n'y a aucun atome dopant. Tous les électrons présents dans la bande de conduction proviennent de la bande de valence. Il y a donc autant d'électrons que de trous :

$$n = p = n_i \quad (6.6)$$

où n_i est la concentration intrinsèque. Tout dopage sert à modifier cet équilibre entre les électrons et les trous pour favoriser la conduction électrique par l'un des deux types de porteurs.

Dopage de type p et n

Il existe deux types de dopage :

- le dopage de type n, qui consiste à produire un excès d'électrons, qui sont négativement chargés;
- le dopage de type p, qui consiste à produire une carence en électrons, donc un excès de trous, considérés comme positivement chargés.

Les schémas suivants (figure 6.8) présentent des exemples de dopage du silicium respectivement par du phosphore (dopage n) et du bore (dopage p). Dans le cas du phosphore (à gauche), un électron supplémentaire est amené. Dans le cas du bore (à droite), il manque un électron. Un trou d'électron est créé.

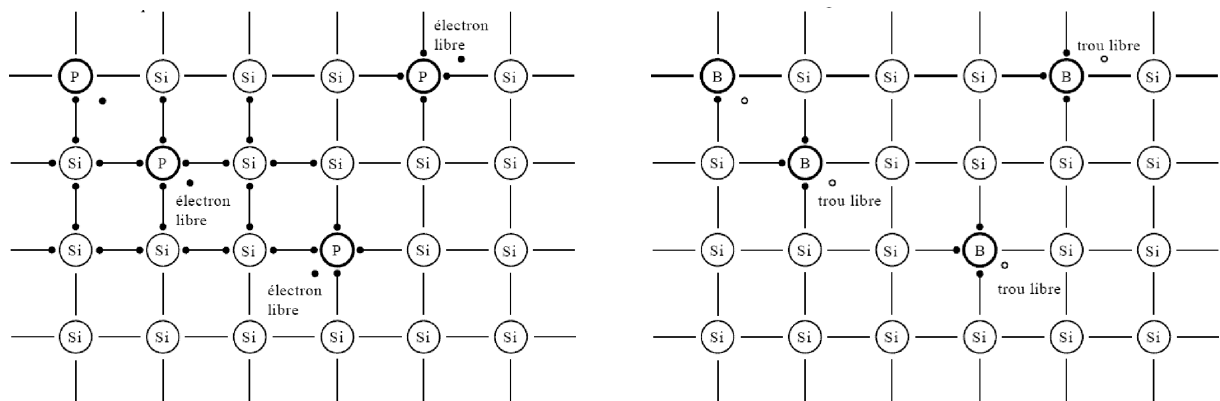


Fig. 6.8 – Exemple de dopage du silicium. Dans le cas du phosphore (à gauche), un électron supplémentaire est amené, c'est le dopage de type n. Dans le cas du bore (à droite), il manque un électron. Un trou d'électron est créé, c'est le dopage de type p.

L'atome d'impureté provoque des effets qui dépendent de la colonne qu'il occupe dans la classification périodique de Mendeleiev, par rapport à la colonne de l'atome qu'il remplace.

- Si l'atome dopant appartient à la même colonne que l'atome qu'il remplace, ils sont isovalents (ou isoélectriques). Les électrons de valence de l'atome d'impureté remplacent exactement les électrons de l'atome initial. Les propriétés de conduction électrique du matériau ne sont pas modifiées;
- Si l'atome dopant appartient à la colonne précédente, il manque alors un électron périphérique pour rétablir l'ensemble des liaisons covalentes initiales. Il apparaît alors une carence en électron, autrement dit un trou. L'atome inséré est dit accepteur (d'électron), car il est capable de recevoir un électron supplémentaire, provenant de la bande de valence. C'est un dopage p;
- Si l'atome dopant appartient à la colonne suivante, il possède un électron supplémentaire par rapport à l'atome initial. Les liaisons covalentes initiales sont restaurées, mais un des électrons n'est pas utilisé dans ces liaisons. Il est donc sur un état libre du système. L'atome inséré est dit donneur (d'électron). C'est un dopage n.

Le dopage provoque l'apparition de nouveaux niveaux accepteurs et donneurs d'électrons dans la structure de bande du matériau dopé. Ces niveaux apparaissent dans la *gap*, entre la bande de conduction et la bande de valence.

Lors d'un dopage n l'introduction d'atomes donneurs d'électrons entraîne l'apparition d'un pseudo niveau d'énergie situé juste sous la bande de conduction. Ainsi, l'énergie nécessaire pour que les électrons passent dans la bande de conduction est bien plus facilement atteinte que dans un semiconducteur intrinsèque.

Lors d'un dopage p, l'introduction d'atomes accepteurs d'électrons entraîne, de manière analogue, l'apparition d'un pseudo niveau situé au-dessus de la bande de valence. L'énergie à fournir aux électrons de valence pour passer sur ce niveau accepteur est faible, et le départ des électrons entraîne l'apparition de trous dans la bande de valence.

Jonction p-n

En juxtaposant une zone dopée p et une zone dopée n à l'intérieur d'un cristal de semi-conducteur on obtient une jonction p-n.

Zone de déplétion

De part et d'autre de la jonction les porteurs majoritaires (électrons ou trous) s'attirent et se recombinent. Leurs charges s'annulant il y a raréfaction des porteurs, donc forte diminution de la conductibilité, dans une zone (la zone de déplétion) de très faible épaisseur (de l'ordre du micron). Entre les deux zones habitées par des ions de polarités contraire s'établit une différence de potentiel.

Jonction p-n polarisée en direct

Si l'on applique une tension positive à la jonction ($V_{pn} > 0$), les porteurs majoritaires positifs (les trous) sont poussés vers la jonction. Dans le même temps, les porteurs majoritaires négatifs du côté n (les électrons) sont attirés vers la jonction. Arrivés à la jonction, soit les porteurs se recombinent (un électron tombe dans un trou) en émettant un photon éventuellement visible (LED), soit ces porteurs continuent leur course au travers de l'autre semi-conducteur jusqu'à atteindre l'électrode opposée : le courant circule, son intensité varie en exponentielle de la tension.

Jonction p-n polarisée en inverse

En reliant la zone p à la borne - d'une source de tension continue et la zone n à la borne +, les porteurs de charges s'éloignent de la jonction et la jonction devient quasiment isolante. La jonction est dite polarisée en sens inverse, le courant qui la parcourt est très faible, il est dû aux porteurs minoritaires.

Bibliographie

- [1] B. Alessandro, *et al.* *Alice physics : Theoretical overview*. ALICE internal note (2002) CERN-ALICE-INTERNAL-NOTE-2002-025
- [2] J. Bjorken *Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : the central rapidity region*. Phys.Rev. **D27**(1983) :140–151
- [3] J. Adams, *et al.* *Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma : The star collaboration's critical assessment of the evidence from rhic collisions*. Nucl. Phys. **A757**(2005) :102–183
- [4] P. Braun-Munzinger, K. Redlich, J. Stachel *Particle production in heavy ion collisions*. Nucl-th/0304013 (2003)
- [5] C. R. Allton, *et al.* *Qcd at non-zero temperature and density from the lattice*. Nucl. Phys. Proc. Suppl. **141**(2005) :186–190
- [6] P. F. Kolb, U. W. Heinz *Hydrodynamic description of ultrarelativistic heavy-ion collisions*. Nucl-th/0305084 (2003)
- [7] X.-N. Wang, M. Gyulassy *Gluon shadowing and jet quenching in A+A collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV*. Phys. Rev. Lett. **68**(1992) :1480–1483
- [8] [Http ://aliceinfo.cern.ch/Collaboration/Documents/TDR/index.html](http://aliceinfo.cern.ch/Collaboration/Documents/TDR/index.html)
- [9] F. Carminati, *et al.* *Alice : Physics performance report, volume I*. J. Phys. **G30**(2004)
- [10] A. collab. *Alice technical design report*. ALICE TDR (2004) ALICE-DOC-2004-001, chapters 2-6
- [11] P. Kuijer, *et al.* *The inner tracking system of the alice experiment*. note interne ALICE (2003) CERN-ALICE-INTERNAL-NOTE-2003-049
- [12] F. Carminati, *et al.* *Alice : Physics performance report, volume I*. J. Phys. **G30**(2004) :1603–1619
- [13] J. R. Lutz, *et al.* : *Front-end modules for the alice ssd*. In *Proceeding of the ninth workshop on the electronics for LHC experiments*. (September 2003) Amsterdam, The Netherlands
- [14] S. Giliberto, *et al.* *Performances of double-sided silicon strip detectors in the high multiplicity environment of the alice experiment*. note interne ALICE (1999) CERN-ALICE-INTERNAL-NOTE-99-053
- [15] C. Hu-Guo, *et al.* : *The hal25 front-end chip for the alice silicon strip detector*. In *Proceeding of the eighth workshop on the electronics for LHC experiments*. (September 2002) Colmar, France
- [16] L. Hebrard, *et al.* : *A cmos full custom asic for the readout of silicon strip detectors in the alice experiment*. In *Proceeding of the sixth workshop on the electronics for LHC experiments*. (September 1998) Rome, Italy

- [17] A. P. de Haas, *et al.* : *Aluminium microcable technology for the alice silicon strip detector*. In *Proceeding of the eighth workshop on the electronics for LHC experiments*. (September 2002) Colmar, France
- [18] M. Oinonen, *et al.* : *Alice silicon strip detector module assembly with single-point tab interconnections*. In *Proceeding of the 11th workshop on the electronics for LHC experiments*. (September 2005) Heidelberg, Germany
- [19] R. Kluit, *et al.* : *Design of ladder endcap electronics for the alice its ssd*. In *Proceeding of the seventh workshop on the electronics for LHC experiments*. (September 2001) Stockholm, Sweden
- [20] R. Rossewij, *et al.* : *Ferom, the alice ssd read out system*. In *Proceeding of the ninth workshop on the electronics for LHC experiments*. (September 2003) Amsterdam, The Netherlands
- [21] R. Kluit, *et al.* : *Realization of ladder endcap electronics for the alice its ssd*. In *Proceedings of the 10th Workshop on electronics for LHC experiments*. (2004)
- [22] M. Bregant, *et al.* : *Assembly and validation of the ssd silicon microstrip detector of alice*. In *Proceeding of the 2005 workshop on tracking in high multiplicity environments (TIME05)*. (October 2005) Zurich, Switzerland
- [23] Technical specification : IT-2957/EP/ALICE
- [24] C. Suire *Conception et réalisation de modules de détection pour le trajectographe interne de l'expérience STAR*. Ph.D. thesis, Université Louis Pasteur de Strasbourg (2001)
- [25] O. Sokolov, *et al.* *In-beam performance of the alice silicon-strip detectors*. Submitted to NIM A
- [26] P. Jovanovic, O. Baillie *A description of the protocol between the alice central trigger and alice sub-detectors*. ALICE internal note (1999) CERN-ALICE-INTERNAL-NOTE-99-39
- [27] <http://cern.ch/castor>
- [28] <http://cern.ch/CDR>



Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien
Service de reprographie
Michel Schlée
23, rue du Loess
67037 Strasbourg Cedex 2