



HAL
open science

Trajectométrie dans le cadre du projet européen AIDA

Loic Cousin

► **To cite this version:**

Loic Cousin. Trajectométrie dans le cadre du projet européen AIDA. Physique [physics]. Université de Strasbourg, 2015. Français. NNT : 2015STRAE044 . tel-01332788

HAL Id: tel-01332788

<https://theses.hal.science/tel-01332788>

Submitted on 16 Jun 2016

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

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

ÉCOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET CHIMIE PHYSIQUE

Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC)

THÈSE présentée par :

Loïc COUSIN

soutenue le : 17 Septembre 2015

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université de Strasbourg**

Discipline/ Spécialité : Physique des particules élémentaires

**Trajectométrie dans le cadre du projet
européen AIDA**

THÈSE dirigée par :

M. Winter Marc

Directeur de Recherche, CNRS

RAPPORTEURS :

M. Laktineh Imad

M. Kajfasz Eric

Professeur des Universités, Université Lyon1

Directeur du CPPM

AUTRES MEMBRES DU JURY :

M. Benoît Gall

M. Besson Auguste

Mme Riedler Petra

Professeur des Universités, Université de Strasbourg

Maitre de Conférence, Université de Strasbourg

Physicienne, CERN

Table des matières

1	Contexte physique	5
1.1	Modèle standard	5
1.1.1	Généralités	5
1.1.2	Théorie	7
1.1.3	Modèle électrofaible	9
1.1.4	Brisure spontanée de symétrie	11
1.1.5	Limites du modèle standard	15
1.1.6	Au delà du modèle standard	17
1.2	Dispositifs expérimentaux : les différents types de collisionneurs de particules	21
1.2.1	Découverte du quark top et d'un nouveau boson	26
1.2.2	Les collisionneurs du futur	29
1.3	ILC	33
1.3.1	Description de l'accélérateur	33
1.3.2	Programme de physique	36
1.3.3	Détecteurs	47
2	Capteurs CMOS pour le détecteur de vertex de l'ILD et pour le projet AIDA	59
2.1	Capteurs CMOS pour le détecteur de vertex de l'ILD	59
2.1.1	Contraintes sur les capteurs CMOS	59
2.1.2	Fonctionnement des capteurs CMOS	61
2.1.3	Axes de développement	68
2.1.4	Performances	71
2.1.5	ULTIMATE : MIMOSA-28	72
2.1.6	Conclusion	74
2.2	AIDA : Advanced European Infrastructure for detectors at Accelerators	74
2.2.1	Work Package 9.3 : Precision Pixel Detector Infrastructure	74
2.2.2	SALAT	76
2.2.3	Cible	78
2.2.4	PLUME	78
2.2.5	AID Box	79
2.3	Conclusion	80

3	Tests en faisceaux	81
3.1	Télescope	81
3.2	Logiciel d'analyse	81
3.2.1	Traitement du signal : détermination du piédestal, du bruit, et du mode commun	82
3.2.2	Mise en amas	84
3.2.3	Alignement	89
3.2.4	Résolution du télescope et du DUT	90
3.3	PLUME	96
3.3.1	Motivations	96
3.3.2	Configuration expérimentale	96
3.3.3	Résultats : PLUME	100
3.4	SALAT	117
3.4.1	Motivations	117
3.4.2	Configuration expérimentale : SALAT	118
3.4.3	Résultats	121
3.4.4	Conclusion	130
3.5	Conclusion des tests en faisceau de PLUME et SALAT	130
4	Chaîne de Simulation	131
4.1	Motivations	131
4.2	Description et fonctionnement	131
4.2.1	MIMOSA-22 AHR et MIMOSA-28 THR	131
4.2.2	Simulation de capteurs CMOS avec GEANT4	133
4.2.3	Pixels et numérisation	136
4.2.4	Échelles de capteurs CMOS et super-plan SALAT	143
4.3	Résultats	146
4.3.1	Résultats pour le capteur MIMOSA-28 simulé	146
4.3.2	Exploration des propriétés des capteurs simulés	155
4.4	Conclusion	160
5	Alignement	161
5.1	Introduction	161
5.2	Pourquoi l'alignement ?	162
5.2.1	Alignement et désalignement	162
5.3	Alignement basé sur les traces	164
5.3.1	Pattern recognition et Track fitting	164
5.3.2	Approche dite "robuste"	164
5.3.3	Approche par la minimisation d'un χ^2 global	165
5.3.4	Modes faibles	174
5.3.5	Approche par la minimisation d'un χ^2 local	175
5.3.6	Filtre de Kalman	177
5.3.7	Méthode d'alignement sur les zones de recouvrement	178
5.3.8	Trajectométrie	179

5.4	Alignement d'échelles PLUME	188
5.4.1	Description de l'algorithme d'alignement	188
5.5	Géométrie des doubles couches avec recouvrement pour l'ILD	189
5.6	Alignement basé sur les mini-vecteurs	196
5.6.1	Réalisation des mini-vecteurs	197
5.6.2	Description de l'algorithme d'alignement	197
5.6.3	Géométrie (double couche 2)	200
5.6.4	Procédure avant alignement (double couche 2)	201
5.6.5	Résultats après alignement	204
5.6.6	Précision de la méthode en fonction de la statistique	210
5.6.7	Précision de l'alignement pour les doubles couches 1, 2 et 3	215
5.6.8	Précision en fonction de la zone de recouvrement	218
5.6.9	Précision en fonction de l'offset	220
5.6.10	Électrons de faibles impulsions	223
5.6.11	Estimation de la statistique	225
5.7	Conclusion	232
6	Étude du bruit de fond faisceaux et taux d'occupation des capteurs CMOS à l'ILD :	235
6.1	Données simulées et reconstruction :	235
6.2	Densité d'impacts de bruit de fond faisceau	237
6.2.1	Densité d'impacts de bruit de fond faisceau en fonction de la coordonnée Z	237
6.2.2	Densité d'impacts de bruit de fond faisceau en fonction de l'angle ϕ :	241
6.3	Impulsions des particules de bruit de fond faisceau	242
6.4	Vertex et durées avant impact	244
6.5	Impulsions des impacts de bruit de fond en fonction de la catégorie d'impact étudiée	249
6.6	Angle d'incidence du bruit de fond faisceau dans le référentiel local des capteurs	251
6.7	Estimation de la statistique sur les zones de recouvrement	261
6.8	Estimation du taux d'occupation des capteurs	265
6.8.1	Méthode	265
6.8.2	Propriétés des capteurs	269
6.8.3	Calibration	271
6.8.4	Résultats	273
6.9	Conclusion	280
6.10	Reconstruction et associations des Mini-Vecteurs	281
7	Discussion des résultats	283
7.1	Synthèse des résultats	283
7.2	Impact sur le cahier des charges des échelles et des capteurs	286
7.3	Perspectives	288

Conclusion	292
Annexes	299
Annexes A Méthodes globales d'alignement	300
A.1 Millepede	300
A.2 Filtre de Kalman	304
Annexes B Alignement avec mini-vecteurs	308
B.1 Resultats d'alignement avec une géométrie de la double couche 1 .	308
B.2 Resultats d'alignement avec une géométrie de la double couche 3 .	310
Annexes C Bruit de fond faisceau	312
C.1 Positions locales des impacts sur les 3 doubles couches :	312
C.2 Angles d'incidence du bruit de fond des couches 1 à 5 :	315
C.3 Taux d'occupation moyens des capteurs des couches 1 à 5 :	329
C.4 Fraction des occupations des capteurs des couches 1, 3, 4 et 5 : . .	334

Table des figures

1.1	Représentation des particules du modèle standard de la physique des particules.	6
1.2	Potentiel de Higgs $V(\Phi)$ pour $\mu^2 < 0$	13
1.3	Liste des particules et super-partenaires du <i>MSSM</i> , avec les noms des champs des super-partenaires et de l'état physique correspondant après brisure de la supersymétrie.	20
1.4	Évolution des constantes de couplage pour le modèle standard, à gauche, et pour le <i>MSSM</i> à droite. Dans le cas de la supersymétrie, les trois constantes se rejoignent à l'énergie de grande unification ($10^{15} - 10^{16}$ GeV).	21
1.5	Sections efficaces du modèle standard lors de collisions pp ou $p\bar{p}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse. L'axe vertical de droite est indiqué le nombre d'événements par seconde correspondant à une luminosité de $10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	24
1.6	Sections efficaces du modèle standard et de certaines particules supersymétriques lors de collision e^+e^- en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Le nombre d'événements correspondant à 500fb^{-1} de données collectées est indiqué en bleu sur le côté droit.	25
1.7	27
1.8	Sections efficaces de désintégration du Higgs selon les différents canaux mesurés par l'expérience CMS rapportées à celle prévues par le modèle standard. [1]	28
1.9	Schéma de l'ILC.	35
1.10	L'utilisation de cavités de "Crab" permet d'incliner les paquets de particules afin qu'il se rencontrent face à face au point d'interaction. Cette technique permet de maximiser la luminosité.	36
1.11	Diagrammes de <i>Feynman</i> pour les 3 processus majeurs de production de Higgs à l'ILC : $e^+e^- \rightarrow Zh$ (à gauche), $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}h$ (au centre), et $e^+e^- \rightarrow e^+e^-h$ (à droite).	39
1.12	Sections efficaces de production du boson de Higgs par Higgstrahlung ($e^+e^- \rightarrow Zh$), fusion WW ($e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}h$) et fusion ZZ ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-h$) en fonction de l'énergie dans le centre de masse, pour une masse du Higgs de 125GeV , et pour une polarisation des faisceaux $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.2)$	39

1.13	Résultats d'une simulation du Higgsstrahlung $e^+e^- \rightarrow Zh$ avec à gauche $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et à droite $Z \rightarrow e^+e^- (+n\gamma)$ comme attendu dans le détecteur ILD de l'ILC. Ces résultats sont montrés pour une polarisation $P(e^+, e^-) = (+0.3, -0.8)$ et une luminosité intégrée de 20 fb^{-1} (TDR Volume Physics [2] p 288)	40
1.14	Comportement de la section efficace $e^+e^- \rightarrow Zh$ au seuil de production, en fonction du spin et de la valeur de CP. Les trois courbes indiquent le comportement théorique de la section efficace au seuil de production pour $J^P = 0^+, 1^-, \text{ et } 2^+$. 3 points de mesure avec 20 fb^{-1} de données permettent de distinguer les différentes possibilités. La masse du Higgs utilisée est de $120 \text{ GeV}/c^2$. [3]	41
1.15	Précision sur les rapports de branchement pour un Higgs standard à $120 \text{ GeV}/c^2$, obtenue avec une simulation complète du détecteur, pour une énergie dans le centre de masse de 250 GeV , une luminosité intégrée $L = 250 \text{ fb}^{-1}$ et une polarisation des faisceaux $(e^-, e^+) = (-0.8, +0.3)$. Les incertitudes sur les rapports de branchement incluent des incertitudes de 2.5% sur σ [4].	42
1.16	Diagrammes de <i>Feynman</i> à l'ordre de l'arbre des processus $e^+e^- \rightarrow ZHH$ et $e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_eHH$. Triple auto-couplage du Higgs.	44
1.17	Précisions sur les rapports de branchement mesurés à l'ILC en fonction des statistiques engrangées à 250, 500, et 250+500 GeV avec un Higgs d'une masse de $125 \text{ GeV}/c^2$ (source : TDR : Physics, page 39)	44
1.18	Sections efficaces de production du boson de Higgs à l'ordre de l'arbre, pour $m_H = 125 \text{ GeV}/c^2$. Les processus minoritaires sont cette fois-ci indiqués.	45
1.19	Précisions sur les couplages du Higgs ($m_H = 125 \text{ GeV}/c^2$) en fonction de l'expérience, de l'énergie dans le centre de masse et de la luminosité intégrée [5]. BR(invis) représente la proportion de désintégration du Higgs en particules invisibles et $\Gamma_T(h)$ la précision sur la largeur du Higgs.	46
1.20	Salle des détecteurs de l'ILC et illustration du système <i>push-pull</i> . L'ILD est en faisceau alors que le SiD est rangé dans son emplacement hors faisceau.	49
1.21	Structure en temps des faisceaux de l'ILC.	50
1.22	Diagrammes de Feynman des différents processus participant à la création de paires électron-positon incohérentes [6] à l'ILC.	51
1.23	Densité d'impacts par unité de surface (cm^2) et par croisement de faisceaux prévue dans les différents couches du détecteur de vertex de l'ILD. La couche numéro 1 est la plus proche du point d'interaction, la couche numéro 6 étant la plus éloignée.	52
1.24	Schéma de l'ILD.	54
1.25	Vues schématiques de l'ILD.	55

1.26	Résolution sur le paramètre d'impact dans le plan $r\phi$ du détecteur de vertex de l'ILD pour deux angles de production de particules différents (25 et 85 degrés). Les cercles et les triangles expriment les résultats de simulations basées sur les caractéristiques du détecteur de vertex données dans le tableau 1.9. Deux options de capteurs sont considérés : les CMOS (lignes pleines) et les FPCCD (lignes pointillées). Les tirets indiquent les spécifications requises. Le bruit de fond des faisceaux n'est pas inclus. . . .	56
1.27	Deux options pour le détecteur de vertex. La principale avec 3 couches double face à droite, et l'option alternative avec 5 couches simple face à gauche.	57
2.1	Pouvoir d'arrêt et pouvoir d'arrêt restreint pour un Pion dans le silicium.	62
2.2	Schéma de la structure d'un capteur CMOS et principe de fonctionnement.	63
2.3	À gauche, schéma d'un pixel de type $3T$. À droite schéma d'un pixel de type Self Biased.	66
2.4	Principe de lecture en colonnes parallèles	69
2.5	Performances des capteurs CMOS développés dans le groupe.	72
2.6	Représentation du capteur MIMOSA-28 alias ULTIMATE.	73
2.7	Efficacité et taux d'impacts fantômes (bruit) pour le capteur MIMOSA-28 [7].	73
2.8	Telescope en faisceau AIDA	75
2.9	SALAT – Single Arm Large Area beam Telescope	77
2.10	Schéma d'un super plan SALAT, vu par la face avant.	77
2.11	Schéma d'une échelle PLUME.	78
2.12	Photographie d'une échelle PLUME.	79
2.13	Une des représentations possible pour la boîte AID.	80
3.1	A gauche, distribution de η pour des pixels à sortie analogique de $20 \mu m$ de pas inter-pixel. A droite, distribution de η après application de la fonction η .	87
3.2	Fonction $f(\eta_V)$	88
3.3	η_V en fonction de η_U avant (gauche) et après application de la fonction η .	88
3.4	Résolution d'un télescope à deux plans en fonction de la position z entre ces deux plans. Les positions z_1 et z_2 des deux plans sont fixées à $0 cm$ et $4 cm$. La courbe bleue représente la résolution du télescope obtenue avec une résolution pour les deux plans de $3.5 \mu m$. La courbe rouge est réalisée à partir d' une résolution de $5 \mu m$ pour le premier plan et de $3.5 \mu m$ pour le second plan. Enfin, la courbe verte résulte d'une résolution de $3.5 \mu m$ sur le premier plan et de $5.0 \mu m$ sur le second. Les maxima et minima sont indiqués par des lignes horizontales.	92
3.5	Schéma de la diffusion multiple d'une trace passant à travers un capteur. La trace est déviée d'un angle θ et arrive sur un second capteur avec un décalage X . L'erreur due à la diffusion multiple est indiquée par σ_{ms}	94

3.6	σ_{ms} en fonction de la position du DUT entre les plans 1 et 3. La courbe rouge correspond à une distance L entre les plans 1 et 3 de $L = 25\text{ cm}$. Les courbes verte et bleue correspondent à respectivement $L = 10\text{ cm}$ et $L = 4\text{ cm}$	95
3.7	Schéma de la configuration de test.	97
3.8	Position des capteurs 1, 2, 3, 4, 5 et 6 sur l'échelle PLUME. Les capteurs sont indiqués en bleu clair et sont nommés de 1 à 6. Les carrés bleus foncés représentent les positions du scintillateur (servant à déclencher) lors des prises de données. Les deux faces de l'échelle PLUME sont nommés <i>OKF3</i> et <i>OKF6</i> . <i>OKF3</i> est la partie de l'échelle croisant le faisceau en premier alors que <i>OKF6</i> représente la face opposée.	98
3.9	Enregistrement des trames en fonction du signal de déclenchement pour les capteurs de l'échelle <i>PLUME</i> dans le cas général. Chaque trame d'un capteur MIMOSA-26 est lue en $115.2\ \mu\text{s}$	99
3.10	Enregistrement des trames en fonction du signal de déclenchement pour les capteurs de l'échelle <i>PLUME</i> dans le cas particulier discuté dans cette partie. Chaque trame d'un capteur MIMOSA-26 est lue en $115.2\ \mu\text{s}$	100
3.11	Vue schématique de MIMOSA-26.	101
3.12	Performances de MIMOSA-26. En noir l'efficacité de détection en fonction du seuil des discriminateurs, en bleu, le taux d'impacts fantômes en fonction du seuil, et en rouge, la résolution spatiale en fonction du seuil.	101
3.13	Résidus sur le plan 2.	102
3.14	Distribution des résidus sur le capteur 4 de la face <i>OKF3</i> . Le capteur est réglé au seuil de 7 mV	104
3.15	Multiplicités des amas de pixels des capteurs composant l'échelle PLUME, comparées avec la multiplicité du capteur de référence MIMOSA-26 (en rouge).	105
3.16	Efficacité des capteurs composant l'échelle PLUME, comparées avec l'efficacité du capteur de référence MIMOSA-26 (en rouge).	106
3.17	Résolution spatiale des capteurs composant l'échelle PLUME, comparée avec le taux d'impacts fantômes du capteur de référence MIMOSA-26 (en rouge).	108
3.18	Taux d'impacts fantômes en fonction du seuil appliqué pour les capteurs composant l'échelle PLUME, comparés avec les taux d'impacts fantômes du capteur de référence MIMOSA-26 (en rouge).	110
3.19	Illustration des deux configurations du télescope pour l'échelle PLUME inclinée. À gauche : configuration pour des angles inférieurs à 60 degrés. À droite configuration pour l'échelle PLUME inclinée à 60 degrés.	111
3.20	Distribution des résidus pour le capteur 2 de la face <i>OKF3</i> inclinée à 36 degrés.	112
3.21	Valeurs des résidus en fonction de la position selon l'axe U du capteur 2 de la face <i>OKF3</i> inclinée à 36 degrés.	113

3.22	Schéma d'une déformation d'un capteur CMOS. Le capteur sans déformation est indiqué en bleu. La surface du capteur déformé suit l'extrémité supérieure du volume vert.	113
3.23	Déformation L du capteur selon l'axe Oz en fonction de l'augmentation du résidu dU et de l'angle d'incidence θ de la trace.	114
3.24	Distribution des résidus sur l'axe vertical (V) sur chaque face de l'échelle PLUME, (OKF3 en noir et OKF6 en bleu) et avec le centre des mini-vecteurs (en rouge)	115
3.25	Distribution des résidus angulaires des mini-vecteurs	116
3.26	Configuration du télescope pour l'étude d'un super-plan SALAT. Les distances inter-plans ainsi que la direction du faisceau sont indiquées.	118
3.27	Positions du faisceau utilisées sur le super-plan SALAT lors des tests.	119
3.28	Configuration du proto-télescope. La distance inter-super-plan ainsi que la direction du faisceau et le déclencheur sont indiqués.	120
3.29	Résidus sur le capteur 5, selon ses axes U et V, après alignement. Le capteur 5 est ici placé dans le faisceau.	121
3.30	Efficacités de détection et largeurs des distributions des résidus en fonction de la zone du super-plan étudiée. (Module 4)	123
3.31	Efficacités et taux d'impacts fantômes pour les quatre capteurs composant le super-plan SALAT testé (module 4).	124
3.32	Résolutions spatiales et multiplicité des amas de pixels pour les quatre capteurs composant le super-plan SALAT testé (module 4).	126
3.33	Résidus sur un des capteurs du super-plan contenu dans le module numéro 3.	128
3.34	Affichage de 50 événements comportant en moyenne 12 traces. Sont représentés en bleu les intersections des traces avec les capteurs du module 3; et en rouge les impacts sur les capteurs du module 3. La zone couverte par le scintillateur est indiquée par un rectangle vert. Les pixels chauds ont été retirés.	129
3.35	Affichage de 50 événements comportant en moyenne 12 traces. Sont représentés en bleu les intersections des traces avec les capteurs du module 3; et en rouge les impacts sur les capteurs du module 3. La zone couverte par le scintillateur est indiquée par un rectangle vert.	130
4.1	Performances de la matrice S7 du capteur MIMOSA-22 AHR. En noir l'efficacité de détection, en bleu le taux d'impacts fantômes et en rouge la résolution spatiale en fonction du seuil des discriminateurs en multiple du bruit moyen ou en mV	132
4.2	Performances du capteur MIMOSA28 HR15. En noir l'efficacité de détection, en bleu le taux d'impacts fantômes et en rouge la résolution spatiale. Les tests ont été effectués avec une température de $15\text{ }^{\circ}C$	133
4.3	<i>Pre-step</i> et <i>post-step</i> dans <i>GEANT4</i>	135
4.4	Différentes couches de la simulation d'un capteur CMOS.	136

4.5	Distribution d'énergie par μm dans GEANT4.	137
4.6	Diffusion des porteurs de charge.	138
4.7	Segmentation de la trace.	139
4.8	Schéma d'un amas 5×5 pixels.	139
4.9	A gauche, histogramme à deux dimensions de la charge en e^- en fonction de la distance (non normalisé). A droite, moyenne (non normalisée) de la charge en e^- moyen pour chaque intervalle de distance.	140
4.10	Architecture logicielle utilisée pour la simulation (<i>GEANT4</i>) et l'analyse de données (<i>TAF</i>).	142
4.11	Schéma d'une échelle PLUME.	143
4.12	Coupe longitudinale d'une échelle PLUME, vue par la tranche. On peut y voir la mousse, les deux supports de type kapton et les capteurs CMOS.	144
4.13	Schéma d'un super plan SALAT, vu par la face avant.	145
4.14	Géométrie de l'expérience avec 4 plans de références et un DUT affiché par <i>GEANT4</i>	147
4.15	Multiplicité moyenne des amas en fonction du seuil en multiple du bruit moyen. En rouge MIMOSA-28 HR15, le capteur de référence. En violet, les résultats avec le dépôt de charge de type <i>Landau</i> . En orange, les résultats de la simulation avec une couche épitaxiée de $15\mu m$ et le dépôt d'énergie généré par <i>GEANT4</i> . En vert, les résultats de la simulation avec une couche épitaxiée de $15\mu m$ et le dépôt d'énergie de <i>GEANT4</i> modifié. Et en bleu, le modèle <i>GEANT4</i> modifié ajusté à la multiplicité.	148
4.16	Efficacité en fonction du seuil en multiple du bruit moyen. En rouge MIMOSA-28 HR15, le capteur de référence. En violet, les efficacités pour le modèle <i>Landau</i> . En orange, les efficacités pour le modèle <i>GEANT4</i> . En vert, les efficacités pour le modèle <i>GEANT4</i> modifié ($\times 1.25$). Et en bleu le modèle <i>GEANT4</i> modifié pour la multiplicité.	150
4.17	Résolutions en fonction du seuil en multiple du bruit moyen. En rouge MIMOSA28 HR15, le capteur de référence. En violet, les résolutions pour le modèle de type <i>Landau</i> . En orange, les résolutions pour le modèle GEANT4. En vert, les résolutions pour le modèle GEANT4 modifié. Et en bleu les résolutions pour le modèle <i>GEANT4</i> modifié pour la multiplicité.	151
4.18	Comparaison de la multiplicité obtenue, pour différentes couches épitaxiées effectives, en fonction du seuil donné en multiple du bruit moyen.	152
4.19	Comparaison de l'efficacité obtenue, pour différentes couches épitaxiées effectives, en fonction du seuil donné en multiple du bruit moyen.	153
4.20	Comparaison de la résolution spatiale obtenue, pour différentes couches épitaxiées effectives, en fonction du seuil donné en multiple du bruit moyen.	154
4.21	Géométrie du télescope. Vue de côté : dans le plan yOz . En rouge les quatre plans de références et en bleu le <i>DUT</i> incliné d'un angle θ selon l'axe Ox	155
4.22	En vert, multiplicité en fonction de l'inclinaison du capteur selon son axe Oy . En rouge, modèle simple de variation de la multiplicité.	156

4.23	Résolution en fonction de l'inclinaison du capteur selon son axe Ox.	157
4.24	Résolution du télescope en fonction de la position U du DUT.	158
5.1	Schéma d'un détecteur parfaitement aligné (en haut) et d'un détecteur désaligné (en bas). Les ronds rouges représentent les positions des impacts sur les capteurs. La trace correspondant à un alignement parfait des capteurs est indiquée en bleu et celle réalisée à partir de capteurs désalignés est visible en vert. Les distances R_i indiquent les résidus sur chaque capteur i . Ces résidus sont donnés par les distances entre la trace reconstruite et l'impact réel.	163
5.2	Différents types de modes faibles, n'affectant pas ou très peu le χ^2 . (Figure issue de la référence [8])	175
5.3	Le référentiel pour effectuer les calculs est défini par le point O et les axes Ox , Oy , Oz . Sont indiqués sur le schéma une trace rectiligne perpendiculaire au premier plan de référence en bleu et une trace rectiligne inclinée en vert.	179
5.4	Représentation du tracking dans le logiciel <i>TAF</i>	181
5.5	Configuration à 5 plans. Sont indiqués 4 plans de référence et un DUT. . .	183
5.6	Distributions des résidus sur le plan 3.	184
5.7	Différents centre de gravités pour des amas de 1, 2, 3 et 4 pixels créés à incidence normale. Les centres de gravité selon U et V sont donnés à partir du pixel inférieur gauche de chaque amas. Tous les amas symétriques possédant au moins une coordonnée de leur centre de gravité négative ne sont pas illustrés. Les autres amas ne sont pas listés puisqu'ils ne sont en principe pas (ou très peu) créés à incidence normale.	185
5.8	Distributions des résidus sur le plan 3.	187
5.9	Description de la géométrie, avec recouvrement, créée pour les double couche du détecteur de vertex.	190
5.10	Représentation de la première double couche du détecteur de vertex. . . .	192
5.11	Représentation de la seconde et de la troisième double couche du détecteur de vertex.	193
5.12	Schéma des trois doubles couches du détecteur de vertex réunies. Aucun offset n'est utilisé.	196
5.13	Schéma de principe de la méthode d'alignement avec mini-vecteurs. L'échelle fixe (échelle 0) est illustrée en bleu et l'échelle à aligner (échelle 1) est affichée en vert. L'échelle 1 une fois alignée est représentée en pointillés bleus.	198
5.14	Schéma de la configuration utilisée pour l'analyse de la méthode d'alignement avec mini-vecteurs. L'échelle 0 est fixée alors que l'échelle 1 est mobile. En rouge sont visibles quelques traces passant par la zone de recouvrement. Les mini-vecteurs reconstruits sont illustrés en bleu.	201
5.15	Distributions des résidus selon les axes U et V de l'échelle à aligner avant alignement.	204
5.16	Distributions des résidus angulaires des mini-vecteurs avant minimisation.	204

5.17	Distributions de paramètres de l'échelle 1 après alignement	206
5.18	Distributions de paramètres de l'échelle 1 après alignement	206
5.19	Distributions de paramètres de l'échelle 1 après alignement	207
5.20	Distributions des résidus selon les axes U et V de l'échelle à aligner obtenues avec un alignement parfait (valeurs Monte Carlo).	208
5.21	Distributions des résidus angulaires des mini-vecteurs obtenues avec un alignement parfait (résidus Monte Carlo).	209
5.22	Performances de la méthode d'alignement avec mini-vecteur en fonction de la statistique utilisée	212
5.23	Performances de la méthode d'alignement avec mini-vecteur en fonction de la statistique utilisée	213
5.24	Performances de la méthode d'alignement avec mini-vecteur en fonction de la statistique utilisée	214
5.25	Performances de la méthode d'alignement avec mini-vecteur en fonction de la double couche.	217
5.26	Évolution de la précision de la méthode, pour 1000 couples de mini-vecteurs bien associés, en fonction du recouvrement.	219
5.27	Évolution de la précision de la méthode, pour 1000 couples de mini-vecteurs bien associés, en fonction de l'offset entre les échelles.	222
5.28	Comparaison de la précision de l'alignement à basse et haute impulsion.	224
5.29	Surface horizontale équivalente pour la zone de recouvrement présentant la surface horizontale maximale.	229
6.1	Densité d'impacts de bruit de fond en fonction de la coordonnée cylindrique Z et de la couche du détecteur de vertex. La densité d'impacts est moyennée sur 1325 croisements de faisceaux.	238
6.2	Distribution des densités d'impacts de bruit de fond par croisement de faisceaux sur les deux premières doubles couches du détecteur de vertex. La densité d'impacts est donnée en [Impact/mm ² /BX]. 1325 croisements de faisceaux sont utilisés.	239
6.3	Distribution des densités d'impacts de bruit de fond par croisement de faisceaux sur la troisième double couche du détecteur de vertex. La densité d'impacts est donnée en [Impact/mm ² /BX]. 1325 croisements de faisceaux sont utilisés.	240
6.4	Densité d'impact de bruit de fond en <i>Impacts/BX/mm²</i> en fonction de l'angle cylindrique ϕ et de la couche du détecteur de vertex. La densité d'impacts est moyennée sur 1325 croisements de faisceaux.	241
6.5	Impulsions des particules de bruit de fond associées à chaque impact. La totalité des 1325 croisements de faisceaux est utilisée. Les impulsions sont données pour chaque couche du détecteur de vertex.	242
6.6	Impulsions transverses et longitudinales des impacts de bruit de fond en fonction de la couche impactée.	243

6.7	Rayons des vertex en fonction des coordonnées des vertex associés aux impacts de bruit de fond. 1325 croisements de faisceaux sont utilisés. . . .	245
6.8	Rayons en fonction des coordonnées Z des vertex associés aux impacts de bruit de fond pour 1325 croisements de faisceaux et les zones que nous avons distingué.	246
6.9	Durée avant impact pour les impacts issus dans trois régions de vertex définies précédemment. Le trait vertical noir correspond à une durée avant impact de 24 ns	247
6.10	Durée avant impact pour les impacts sur les couches du détecteur de vertex. Le trait vertical rouge correspond à une durée avant impact de 24 ns	247
6.11	Impulsions totales associées aux impacts de bruit de fond en fonction de la position de leur vertex.	249
6.12	Impulsions longitudinales en fonction des impulsions transverses associées aux impacts de bruit de fond des catégories d'impacts 1 et 2 et 3.	250
6.13	Schéma d'une trace arrivant sur une échelle d'une couche du détecteur de vertex. Les coordonnées (u, v, w) sont définies pour chaque échelle. Le vecteur impulsion local \vec{p} est aussi défini.	252
6.14	Définition des angles sphériques d'incidence sur les couches du détecteur de vertex.	252
6.15	Angle d'incidence ϕ en fonction de l'angle d'incidence θ pour tout les impacts de bruit de fond (1325 croisements de faisceaux) et pour les trois catégories d'impacts.	254
6.16	Distribution des angles θ reconstruits pour chaque impact sur les échelles de la couche 0. Les couleurs bleue, rouge et verte distinguent les positions des vertex des particules associées aux impacts.	256
6.17	Distribution des angles θ reconstruits pour chaque impact sur les échelles de la couche 0. Seuls les impacts correspondant à une impulsion supérieure à 100 MeV/c sont comptabilisés.	257
6.18	Angle d'incidence θ associé aux impacts de bruit de fond de la couche 0 en fonction de la position des impacts selon l'axe U de l'échelle considérée avant et après coupure en impulsion et en vertex.	258
6.19	Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 0. . .	259
6.20	Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 0 pour les impacts associés à des impulsions supérieures à 100 MeV/c	259
6.21	Statistique estimée pour les extrémités des échelles de la double couche 1 en fonction du numéro d'échelle, pour 3 valeurs d'impulsion minimales. (100, 200 et 400 MeV/c).	263
6.22	Statistique estimée pour les extrémités des échelles de la double couche 2 en fonction du numéro d'échelle, pour 3 valeurs d'impulsion minimales. (100, 200 et 400 MeV/c).	263

6.23	Statistique estimée pour les extrémités des échelles de la double couche 3 en fonction du numéro d'échelle, pour 3 valeurs d'impulsion minimales. (100, 200 et 400 MeV/c).	264
6.24	Schéma des longueurs traversées par une particule incidente dans la couche épitaxiée d'un capteur.	265
6.25	Longueurs traversées par une particule incidente dans la couche épitaxiée d'un capteur en fonction de l'angle d'incidence θ . Une couche épitaxiée de 15 μm est utilisée.	266
6.26	Schéma de la longueur traversée sur un capteur par une particule incidente traversant la couche épitaxiée de ce capteur.	267
6.27	Distribution des multiplicités des amas de pixels à incidence normale, obtenue avec notre méthode de mise en amas.	272
6.28	Distribution des multiplicités des amas de pixels obtenue avec notre méthode de mise en amas en fonction de l'angle d'incidence θ pour une taille de pixels de $17 \times 17 \mu m^2$ et une couche épitaxiée de 15 μm . (couche 0) . . .	273
6.29	Distribution des taux d'occupation obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 0 et un temps de lecture de 65 μs . Les 11 lectures de 60 capteurs sont incluses. Une couche épitaxiée de 15 μm et des pixels de $17 \times 17 \mu m^2$ sont utilisés.	274
6.30	Taux d'occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 0 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de 15 μm et des pixels de $17 \times 17 \mu m^2$ sont utilisés.	275
6.31	Taux d'occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 0 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de 30 μm et des pixels de $17 \times 17 \mu m^2$ sont utilisés.	275
6.32	Fractions des taux d'occupation par lecture restant inférieurs à une certaine limite d'occupation en fonction du temps de lecture de la couche 0. La totalité des capteurs de la couche 0 sont utilisés. Les résultats pour les deux épaisseurs de couche épitaxiée sont inclus.	278
6.33	Fractions des taux d'occupation par lecture restant inférieurs à une certaine limite d'occupation en fonction du temps de lecture de la couche 2. La totalité des capteurs de la couche 2 sont utilisés. Les résultats pour les deux épaisseurs de couche épitaxiée sont inclus.	278
6.34	Densité d'impacts de bruit de fond par temps de lecture. Les nouveaux temps de lecture définis dans cette section sont utilisés. Les 1325 croisements de faisceaux sont utilisés.	279
B.1	Performances de la méthode d'alignement avec mini-vecteur en fonction de la statistique utilisée	308
B.2	Performances de la méthode d'alignement avec mini-vecteur en fonction de la statistique utilisée	309
B.3	Performances de la méthode d'alignement avec mini-vecteur en fonction de la statistique utilisée	309

B.4	Performances de la méthode d’alignement avec mini-vecteur en fonction de la statistique utilisée	310
B.5	Performances de la méthode d’alignement avec mini-vecteur en fonction de la statistique utilisée	311
B.6	Performances de la méthode d’alignement avec mini-vecteur en fonction de la statistique utilisée	311
C.1	Positions locales des impacts de bruit de fond sur les 10 échelles de la couche 0. Les 1325 croisements de faisceaux sont utilisés.	312
C.2	Positions locales des impacts de bruit de fond sur les 10 échelles de la couche 1. Les 1325 croisements de faisceaux sont utilisés.	313
C.3	Positions locales des impacts de bruit de fond sur les 11 échelles de la couche 2. Les 1325 croisements de faisceaux sont utilisés.	313
C.4	Positions locales des impacts de bruit de fond sur les 11 échelles de la couche 3. Les 1325 croisements de faisceaux ont utilisés.	314
C.5	Positions locales des impacts de bruit de fond sur les 17 échelles de la couche 4. Les 1325 croisements de faisceaux sont utilisés.	314
C.6	Positions locales des impacts de bruit de fond sur les 17 échelles de la couche 5. Les 1325 croisements de faisceaux sont utilisés.	315
C.7	Distribution des angles θ reconstruits pour chaque impact sur les échelles de la couche 1. Les couleurs bleue, rouge et verte distinguent les positions des vertex des particules associées aux impacts.	316
C.8	Angle d’incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d’impulsion supérieure à $100\text{MeV}/c$ sur la couche 1.	316
C.9	Angle d’incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d’impulsion supérieure à $100\text{MeV}/c$ de la couche 1 en fonction de la position des impacts selon l’axe U de l’échelle considérée. Seules les particules dont le vertex est compris dans une sphère de 5 mm autour du point d’interaction sont représentées. U est selon l’axe du faisceau.	317
C.10	Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 1.	317
C.11	Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 1 pour les impacts associés à des impulsions supérieures à $100\text{ MeV}/c$	318
C.12	Distribution des angles θ reconstruits pour chaque impact sur les échelles de la couche 2. Les couleurs bleue, rouge et verte distinguent les positions des vertex des particules associées aux impacts.	318
C.13	Angle d’incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d’impulsion supérieure à $100\text{MeV}/c$ sur la couche 2.	319
C.14	Angle d’incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d’impulsion supérieure à $100\text{MeV}/c$ de la couche 2 en fonction de la position des impacts selon l’axe U de l’échelle considérée. Seules les particules dont le vertex est compris dans une sphère de 5 mm autour du point d’interaction sont représentées. U est selon l’axe du faisceau.	319
C.15	Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 2.	320

C.16	Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 2 pour les impacts associés à des impulsions supérieures à $100 \text{ MeV}/c$	320
C.17	Distribution des angles θ reconstruits pour chaque impact sur les échelles de la couche 3. Les couleurs bleue, rouge et verte distinguent les positions des vertex des particules associées aux impacts.	321
C.18	Angle d'incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d'impulsion supérieure à $100 \text{ MeV}/c$ sur la couche 3.	321
C.19	Angle d'incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d'impulsion supérieure à $100 \text{ MeV}/c$ de la couche 3 en fonction de la position des impacts selon l'axe U de l'échelle considérée. Seules les particules dont le vertex est compris dans une sphère de 5 mm autour du point d'interaction sont représentées. U est selon l'axe du faisceau.	322
C.20	Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 3. . .	322
C.21	Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 3 pour les impacts associés à des impulsions supérieures à $100 \text{ MeV}/c$	323
C.22	Distribution des angles θ reconstruits pour chaque impact sur les échelles de la couche 4. Les couleurs bleue, rouge et verte distinguent les positions des vertex des particules associées aux impacts.	323
C.23	Angle d'incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d'impulsion supérieure à $100 \text{ MeV}/c$ sur la couche 4.	324
C.24	Angle d'incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d'impulsion supérieure à $100 \text{ MeV}/c$ de la couche 4 en fonction de la position des impacts selon l'axe U de l'échelle considérée. Seules les particules dont le vertex est compris dans une sphère de 5 mm autour du point d'interaction sont représentées. U est selon l'axe du faisceau.	324
C.25	Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 4. . .	325
C.26	Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 4 pour les impacts associés à des impulsions supérieures à $100 \text{ MeV}/c$	325
C.27	Distribution des angles θ reconstruits pour chaque impact sur les échelles de la couche 5. Les couleurs bleue, rouge et verte distinguent les positions des vertex des particules associées aux impacts.	326
C.28	Angle d'incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d'impulsion supérieure à $100 \text{ MeV}/c$ sur la couche 5.	326
C.29	Angle d'incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d'impulsion supérieure à $100 \text{ MeV}/c$ de la couche 5 en fonction de la position des impacts selon l'axe U de l'échelle considérée. Seules les particules dont le vertex est compris dans une sphère de 5 mm autour du point d'interaction sont représentées. U est selon l'axe du faisceau.	327
C.30	Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 5. . .	327
C.31	Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 5 pour les impacts associés à des impulsions supérieures à $100 \text{ MeV}/c$	328

C.32	Taux d'occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 1 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de $15 \mu m$ et des pixels de $22 \times 33 \mu m^2$ sont utilisés.	329
C.33	Taux d'occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 1 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de $30 \mu m$ et des pixels de $22 \times 33 \mu m^2$ sont utilisés.	330
C.34	Taux d'occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 2 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de $15 \mu m$ et des pixels de $25 \times 50 \mu m^2$ ou $34 \times 34 \mu m^2$ sont utilisés.	330
C.35	Taux d'occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 2 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de $30 \mu m$ et des pixels de $25 \times 50 \mu m^2$ ou $34 \times 34 \mu m^2$ sont utilisés.	331
C.36	Taux d'occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 3 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de $15 \mu m$ et des pixels de $25 \times 50 \mu m^2$ ou $34 \times 34 \mu m^2$ sont utilisés.	331
C.37	Taux d'occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 3 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de $30 \mu m$ et des pixels de $25 \times 50 \mu m^2$ ou $34 \times 34 \mu m^2$ sont utilisés.	332
C.38	Taux d'occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 4 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de $15 \mu m$ et des pixels de $25 \times 50 \mu m^2$ ou $34 \times 34 \mu m^2$ sont utilisés.	332
C.39	Taux d'occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 4 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de $30 \mu m$ et des pixels de $25 \times 50 \mu m^2$ ou $34 \times 34 \mu m^2$ sont utilisés.	333
C.40	Taux d'occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 5 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de $15 \mu m$ et des pixels de $25 \times 50 \mu m^2$ ou $34 \times 34 \mu m^2$ sont utilisés.	333
C.41	Taux d'occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 5 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de $30 \mu m$ et des pixels de $25 \times 50 \mu m^2$ ou $34 \times 34 \mu m^2$ sont utilisés.	334
C.42	Fractions des taux d'occupation par lecture restant inférieurs à une certaine limite d'occupation en fonction du temps de lecture de la couche 1. La totalité des capteurs de la couche 1 sont utilisées. Les résultats pour les deux épaisseurs de couche épitaxiée sont inclus.	335
C.43	Fractions des taux d'occupation par lecture restant inférieurs à une certaine limite d'occupation en fonction du temps de lecture de la couche 3. La totalité des capteurs de la couche 3 sont utilisées. Les résultats pour les deux épaisseurs de couche épitaxiée sont inclus.	335
C.44	Fractions des taux d'occupation par lecture restant inférieurs à une certaine limite d'occupation en fonction du temps de lecture de la couche 4. La totalité des capteurs de la couche 4 sont utilisées. Les résultats pour les deux épaisseurs de couche épitaxiée sont inclus.	336

C.45 Fractions des taux d'occupation par lecture restant inférieurs à une certaine limite d'occupation en fonction du temps de lecture de la couche 5. La totalité des capteurs de la couche 5 sont utilisées. Les résultats pour les deux épaisseurs de couche épitaxiée sont inclus.	336
--	-----

Introduction

Depuis les années 70, le Modèle Standard est le fer de lance théorique de la physique des particules. Il permet un accord avec les résultats expérimentaux allant jusqu'au pour mille. Une seule pierre angulaire à l'édifice était manquante : le secteur de Brout-Englert-Higgs. Le mécanisme de Higgs permet de briser spontanément la symétrie électrofaible et génère la masse des particules élémentaires. Postulée théoriquement depuis l'année 1964, c'est le 4 Juillet 2012, au CERN, que la découverte expérimentale du boson de Higgs par les expériences du LHC, ATLAS et CMS, a été proclamée. Cette découverte a été réalisée avec une énergie dans le centre de masse de 7 et 8 TeV . Ce grand succès, permis par le Large Hadron Collider (LHC), a ouvert la voie à l'étude du boson de Higgs et de ses propriétés.

En dépit de son grand succès, le Modèle Standard ne permet pas de décrire tous les phénomènes physiques observés dans la nature. Par exemple, il ne décrit ni la gravitation ni la matière noire. Après une interruption de presque deux ans, le LHC va redémarrer en 2015. Son programme de recherche continuera avec cette fois-ci une énergie dans le centre de masse de 13-14 TeV . Les données recueillies permettront de mieux connaître les propriétés du boson de Higgs et de rechercher des manifestations de physique au-delà du modèle standard. Cependant, d'autres accélérateurs de particules visant à éclaircir ces questions sont à l'étude. Ils permettront de répondre, conjointement avec le LHC, aux deux grandes questions de la physique des particules d'aujourd'hui : la brisure spontanée de la symétrie électrofaible et la recherche d'une nouvelle physique. L'International Linear Collider (ILC) fait partie de ces projets d'accélérateurs. Il devrait voir le jour à l'horizon 2030. Il s'agit d'un collisionneur linéaire d'électrons et de positons. Les collisions $e^- e^+$ permettent une plus grande précision de mesure que les collisionneurs hadroniques comme le LHC. En effet, l'état initial est parfaitement connu et le bruit de fond QCD est quasi-inexistant. L'ILC permettra une étude fine de la masse, de la largeur, des couplages et des nombres quantiques du boson de Higgs. En particulier, les différents processus de production du boson de Higgs (Higgsstrahlung, fusion WW , fusion ZZ) permettront de mesurer ces grandeurs. De plus, grâce notamment aux mesures de grandes précisions qu'il permettra, l'ILC ouvrira la voie à la découverte d'une physique nouvelle.

L'une des études réalisables à l'ILC concernera les couplages du boson de Higgs aux fermions et aux bosons de jauge (voire à lui-même). Une précision allant de l'ordre de quelques pour-cents à quelques pour-milles devrait être atteinte. Ces études requièrent un excellent étiquetage des saveurs lourdes. Le défi réside dans l'étiquetage précis des jets

issus des quarks c et des leptons τ . Cette tâche est rendue difficile par la faible distance de vol de ces particules, de l'ordre de $100 \mu m$. Afin de distinguer ces saveurs, un détecteur de vertex adapté est nécessaire. Il devra être conçu à partir de capteurs atteignant une résolution spatiale de l'ordre de quelques micromètres. De plus il devra présenter un budget de matière réduit, avoir sa première couche la plus proche possible du point d'interaction et devra enfin avoir un temps de lecture adapté au taux d'occupation dominé par le bruit de fond du faisceau, provenant essentiellement du processus de *beamstrahlung*. Ces objectifs ambitieux amènent à la réalisation de capteurs présentant le meilleur compromis granularité, minceur, vitesse de lecture, puissance dissipée et résistance aux rayonnements intenses.

Afin de répondre aux exigences de ce cahier des charges, le groupe *PICSEL* de l'IPHC travaille depuis une quinzaine d'années dans la conception, les tests, et la recherche sur des capteurs basés sur le procédé industriel *CMOS*, particulièrement adapté pour équiper les détecteurs de vertex des futurs accélérateurs de particules e^+e^- comme celui de l'ILC ou de Super KEKB (Belle II). Avec l'aide des partenaires du *WorkPackage* 9.3 du projet européen AIDA (Advanced European Infrastructures for Detectors at Accelerators) un futur télescope de faisceau est à l'étude. Il servira à l'élaboration des futurs détecteurs de vertex. En particulier, il s'agit d'une étape supplémentaire vers la conception d'un détecteur de vertex pour l'ILC. Il sera constitué d'un télescope de 3 plans, d'une cible et d'un secteur de détecteur de vertex. Ces trois plans de télescope pourront être des super-plans SALAT de grande surface et de grande précision développés dans le groupe *PICSEL*. Le secteur de détecteur de vertex, pourra quant à lui, être composé d'échelles double face de capteurs CMOS. Pour réaliser de telles échelles, le projet PLUME (Pixel Ladders with Ultra-low Material Embedding) vise à assembler des capteurs CMOS sur les deux faces d'un même support ultra-léger. Outre le fait de n'utiliser qu'un unique support pour 2 couches de capteurs et donc de réduire le budget de matière, les deux points de mesures situés de part et d'autre de l'échelle double face, formant un *mini-vecteur*, pourront servir à la trajectométrie et à l'alignement des capteurs dans un détecteur de vertex. De plus, le concept de double face de capteurs facilite l'obtention d'un compromis entre vitesse de lecture et résolution spatiale. En effet, l'une des couches de l'échelle pourra être dotée d'une résolution spatiale accrue pour une vitesse de lecture modérée, alors que l'autre, pourvue d'une moins bonne résolution spatiale, pourra être optimisée pour une plus grande vitesse de lecture. Ces caractéristiques sont requises afin de composer avec le bruit de fond machine de l'ILC.

Étant donnée la précision de l'ordre de quelques micromètres qui devra être atteinte pour les échelles du détecteur de vertex de l'ILC, un alignement sub-micrométrique de celles-ci est nécessaire afin de préserver leurs précision. Cette thèse s'insère tout particulièrement dans l'étude de l'alignement d'échelles double face en utilisant le principe de *mini-vecteurs*, dans le cadre de l'alignement du détecteur de vertex de l'ILC. La reconstruction de *mini-vecteurs* à l'aide d'échelles double face de capteurs pourrait permettre des améliorations dans la reconstruction des traces traversant les échelles double face. En effet, les *mini-vecteurs* de chaque échelle peuvent être reconstruits indépendamment du désalignement des échelles et autorisent l'initialisation d'une trace sans information préa-

lable ni sur la position du vertex ni sur les autres impacts présents sur les autres couches du détecteur de vertex. Ainsi, ils pourront amener une amélioration dans le processus de *pattern recognition*. Ils pourront aussi servir à l'amélioration de la reconstruction des traces de faible impulsion débutant dans le détecteur de vertex. Les propriétés des *mini-vecteurs* pourront de plus être utilisées pour l'identification du bruit de fond faisceau à l'ILC. À cause de toutes ces propriétés, les *mini-vecteurs* pourraient permettre d'aligner deux échelles d'une même double couche selon leur zone de recouvrement. Cette technique amènera des contraintes sur certains *modes faibles* rencontrés lors d'un alignement global des détecteurs. L'objectif de cette thèse est de démontrer la faisabilité de ce type d'alignement avec *mini-vecteurs*.

Le taux d'occupation des capteurs CMOS pour l'ILD sont directement reliés aux impacts de bruit de fond faisceau-faisceau de l'ILC. Comme nous le verrons par la suite, ce type de bruit de fond autrement appelé *beamstrahlung* domine de plusieurs ordres de grandeurs les processus issus des collisions. Aussi, nous établirons une étude de ce bruit de fond faisceau-faisceau à l'aide de simulations *monte-carlo* dans le but de remonter aux taux d'occupation des capteurs CMOS pour le détecteur de vertex de l'ILD. Nous en déduirons alors les temps de lecture nécessaires pour les capteurs CMOS de chaque couche du détecteur de vertex.

Ce mémoire de thèse sera organisé de la façon suivante : dans le chapitre premier, nous introduirons le modèle standard de la physique des particules. Nous attacherons un soin tout particulier au secteur électrofaible et à la brisure de celui-ci par le mécanisme de Higgs. Nous étudierons alors la physique du Higgs à l'ILC ainsi que les potentialités de physique hors du modèle standard. Nous décrirons les détecteurs de l'ILD et notamment le détecteur de vertex en développement dans le groupe *PICSEL*. Dans le second chapitre, nous étudierons les capteurs CMOS développés dans le groupe *PICSEL* et leur fonctionnement. Nous nous pencherons alors sur le futur télescope en faisceau développé par les partenaires du WorkPackage 9.3 du projet européen AIDA. Ce télescope permettra de développer les outils adéquats pour la réalisation des détecteurs de vertex du futur. Dans le chapitre 3, nous montrerons les résultats des tests en faisceaux d'un super-plan SALAT et d'une échelle double face PLUME. Nous nous questionnerons sur les résultats et notamment sur le concept de *mini-vecteurs* entre les deux faces d'une échelle PLUME. Avant de pouvoir étudier notre nouvelle méthode d'alignement, des simulation Monte-Carlo d'échelles double face sont nécessaires. Ainsi, dans le chapitre 4, nous nous intéresserons à la conception d'une simulation GEANT4 de capteurs CMOS et d'échelles PLUME, capable de reproduire les données collectées en tests en faisceau. Nous pourrons alors étudier dans le chapitre 5, l'apport des échelles double face en terme d'alignement, en utilisant le principe des mini-vecteurs. Pour cela nous décrirons les algorithmes d'alignement communément utilisés, puis nous ferons une étude de notre nouvelle méthode d'alignement de deux échelles double face d'une même couche, selon leur zone de recouvrement grâce à nos simulations d'échelles *PLUME* et à un algorithme d'alignement basé sur les mini-vecteurs. Cela nous mènera, dans le chapitre 6, comme nous le verrons par la suite à l'étude du bruit de fond faisceau-faisceau à l'ILC dans le but de déterminer des temps de lecture réalistes pour les capteurs CMOS du détecteur de vertex de l'ILD.

Remerciements :

Cette section est dédiée à remercier celles et ceux sans qui cette thèse n'aurait pu voir le jour. Tout d'abord, je tiens à remercier mon directeur de thèse, Marc Winter, pour m'avoir offert l'opportunité de travailler sur la trajectométrie et l'étude du bruit de fond à l'ILC. Je tiens également à présenter mes remerciements à l'ensemble des membres du jury de ma thèse. I. Laktineh et E. Kajfasz, les rapporteurs pour avoir relu et corrigé la thèse. B. Gall pour avoir présidé le jury ainsi que P. Riedler et A. Besson pour avoir assisté à la présentation.

Je remercie Auguste et Jérôme pour m'avoir accompagné tout au long de la thèse et plus particulièrement, Auguste, mon co-directeur de thèse pour m'avoir guidé dans mon travail et mes recherches et pour ses nombreuses relectures du manuscrit.

Je tiens aussi à exprimer ma gratitude à Jean-Laurent Agram pour m'avoir permis d'enseigner au sein de l'IUT de Colmar.

Ma reconnaissance s'adresse également aux membres du groupe PICSEL. Nathalie et Marie, pour leur aide sur l'analyse des tests en faisceau de PLUME, Mario et Artemios pour m'avoir apporté des connaissances sur GEANT-4, Sergey pour nos discussions et son savoir sur le code d'analyse, Yorgos pour son aide sur la simulation ILC et le bruit de fond faisceau. Merci à Alejandro pour nos discussions et pour m'avoir apporté ses conseils, ainsi qu'à Mathieu et Gilles pour leurs connaissances techniques sur les capteurs. Et enfin, à Robert pour nos discussions sur PLUME et la physique de la saveur.

Comment ne pas remercier tous les doctorants et post-docs du groupe PICSEL et de l'IPHC que j'ai côtoyé au labo et en dehors au cours de ces quatre années ? En particulier Robert, Benjamin, Qian-Yuan, Sergey, Alejandro, Yorgos, Alessandro, Valérian, pour les bons moments passés ensemble au labo et en dehors.

Enfin, je remercie Estelle, ma compagne, pour son amour et son soutien dans les moments difficiles. Je tiens aussi à remercier ma famille pour leurs nombreux encouragements tout au long de la thèse. C'est grâce à vous que je peux aujourd'hui écrire ces lignes.

Chapitre 1

Contexte physique

L'objectif de ce chapitre est de présenter le contexte général de la thèse. Pour cela, nous allons présenter le contexte théorique et expérimental de la physique à l'origine de cette thèse. Nous présenterons dans une première section le modèle standard de la physique des particules puis nous en décrirons les limitations. Nous décrirons ensuite différentes nouvelles théories qui permettent de dépasser le modèle standard. Dans une seconde partie, nous décrirons une partie des dispositifs expérimentaux utilisés en physique : les accélérateurs de particules. Nous dresserons alors le portrait des différents types de collisionneurs de particules et nous exposerons quelques unes des dernières découvertes réalisées en physique des particules ces vingt dernières années. Enfin, nous parlerons des collisionneurs du futur, et nous mettrons l'accent sur l'ILC. Nous en analyserons les détecteurs et notamment le détecteur de vertex envisagé pour l'ILD puisque cette thèse prend naissance dans le contexte du détecteur de vertex pour l'ILD basé sur les capteurs CMOS développés par le groupe *PICSEL*.

1.1 Modèle standard

Nous allons présenter dans cette partie le contexte théorique de la physique des particules. Pour cela nous ferons une revue non exhaustive du modèle standard de la physique des particules puis nous décrirons quelques unes de ces limitations. Enfin nous présenterons quelques théories permettant de surmonter certaines de ces limitations et de franchir un nouveau pas vers la description du monde physique.

1.1.1 Généralités

Le modèle standard de la physique des particules est la théorie qui régit les interactions entre les particules élémentaires qui constituent la matière. Il décrit les particules fondamentales qui composent la matière : les fermions élémentaires et les particules qui véhiculent 3 des 4 forces fondamentales qui gouvernent la nature : les bosons-vecteurs. En effet, la gravitation n'est pas décrite par le modèle standard.

Une représentation du modèle standard est la suivante : les fermions, particules de

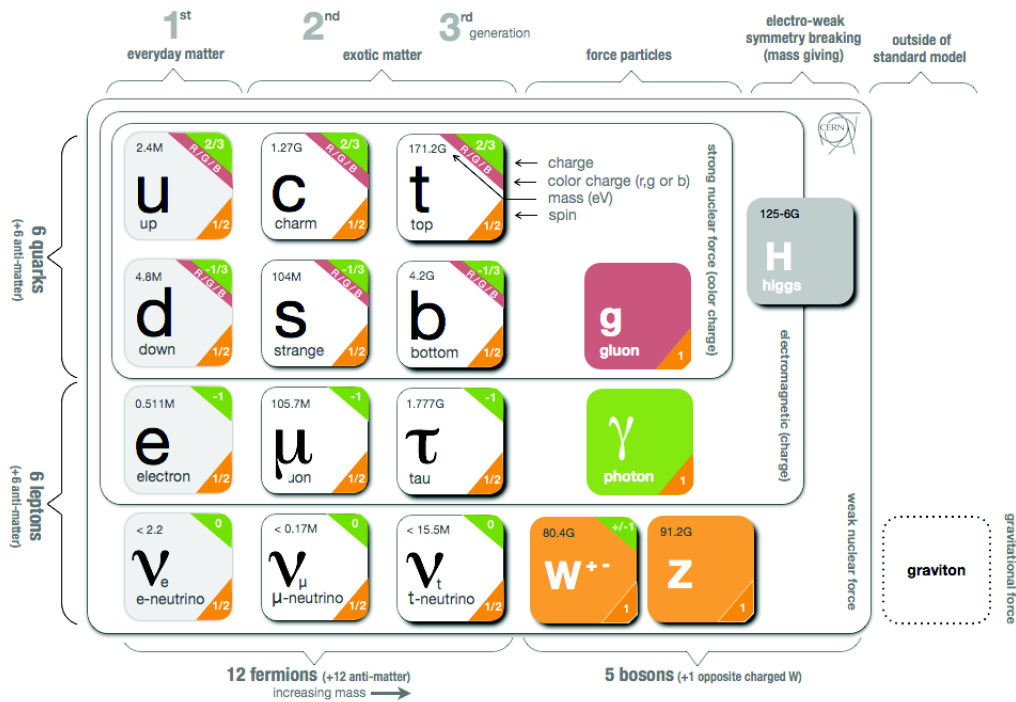


FIGURE 1.1 – Représentation des particules du modèle standard de la physique des particules.

spin demi-entiers, sont au nombre de 12; et les bosons, particules de spin entiers sont aussi au nombre de 12. La famille des fermions se décompose en 2 sous ensembles, les quarks d'une part, et les leptons, d'autres part. Les quarks et leptons sont regroupés en 3 générations.

Les quarks sont des particules de spin $\frac{1}{2}$ et possèdent une charge fractionnaire de la charge élémentaire. Ils sont répartis en 3 doublets d'isospin faible. Les quarks sont au nombre de 6 et se distinguent par leur masse et leur charge électrique. Leurs noms autrement appelés saveurs sont listés dans le tableau 1.1.

Quarks	u <i>up</i> (haut)	c <i>charm</i> (charmé)	t <i>top</i> (vérité)
	d <i>down</i> (bas)	s <i>strange</i> (étrange)	b <i>bottom</i> (beauté)

TABLE 1.1 – Quarks du modèle standard.

Les leptons, sont des particules de spin $\frac{1}{2}$. À la différence des quarks, ils ne sont pas sensibles à l'interaction forte. Dans le modèle standard, seule l'interaction électrofaible les gouverne. Ils sont répartis en 3 doublets d'isospin faible. Chaque doublet est composé d'une particule chargée et d'un neutrino de même saveur. Ces 3 doublets sont représentés dans le tableau 1.2.

Leptons	e^- électron	μ^- muon	τ^- tau
	ν_e neutrino électronique	ν_μ neutrino muonique	ν_τ neutrino tauique

TABLE 1.2 – *Leptons du modèle standard.*

Les vecteurs des 3 interactions fondamentales décrites par le Modèle Standard sont des bosons de jauge de spin 1. Le tableau 1.3 rappelle leur répartition entre interactions.

Interaction	Électromagnétique	Faible	Forte
Boson	γ Photon	W^+, W^-, Z^0	8 Gluons

TABLE 1.3 – *Interactions et bosons correspondant du Modèle Standard.*

La dernière pierre à l'édifice du modèle standard est le Boson de Higgs. Il permet de briser spontanément l'interaction électrofaible et donne leurs masses aux particules. Nous reviendrons plus loin dans ce chapitre sur ce boson. Une fois ces généralités phénoménologiques décrites, voyons plus en détail la théorie du modèle standard.

1.1.2 Théorie

Le modèle standard est une théorie invariante de jauge par le groupe de jauge suivant :

$$SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1) \quad (1.1)$$

$SU_C(3)$ est le groupe de symétrie associé à l'interaction forte. Cette interaction est véhiculée par 8 bosons de jauge appelés gluons. L'indice C indique que seules les particules possédant une charge de couleur interagissent par le biais de l'interaction forte. Ainsi, seuls les quarks et les gluons sont sensibles à cette interaction. Nous ne nous attarderons pas plus sur cette interaction.

$SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ est le groupe de symétrie de l'interaction électrofaible. Il s'agit de l'unification des forces électromagnétiques et faibles. L'interaction faible est transmise par les bosons de jauge W^-, W^+ et Z^0 . Le vecteur de l'interaction électromagnétique est quant à lui le photon γ . L'indice L pour *Left* signifie que seules les particules de chiralité gauche interagissent par l'interaction faible. L'indice Y quant à lui se réfère à l'hypercharge. La relation entre la charge électrique et l'hypercharge, dite relation de *Gell-Mann Nishijima* est la suivante :

$$\frac{Y}{2} = Q - T^3 \quad (1.2)$$

Où Y est l'hypercharge, Q la charge électrique et T^3 la troisième composante de l'isospin faible.

	T	T^3	Y	Q
$\nu_{e,L}, \nu_{\mu,L}, \nu_{\tau,L}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-1	0
e_L^-, μ_L^-, τ_L^-	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-1
e_R^-, μ_R^-, τ_R^-	0	0	-2	-1
u_L, c_L, t_L	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$
d_L, s_L, b_L	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
u_R, c_R, t_R	0	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$
d_R, s_R, b_R	0	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

TABLE 1.4 – Nombres quantiques des fermions du modèle standard

Comme nous l'avons vu précédemment, les quarks et leptons sont regroupés en générations. Pour chaque génération, les particules sont issues de doublets d'isospin faible. Cependant seules les particules de chiralité gauche se couplent aux bosons W^\pm . De ce fait, les particules sont représentées par des doublets de $SU(2)_L$ pour les particules gauches et par des singulets de $SU(2)_R$ pour les particules droites.

Pour les leptons, on a les doublets :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$$

Et les singulets :

$$e_R, \mu_R, \tau_R$$

En effet, à son origine, le modèle standard ne possède pas de neutrinos droits. Comme on le verra plus loin, ces derniers peuvent y être ajoutés facilement.

Pour les quarks, on a les doublets :

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$$

Et les singulets :

$$u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R$$

Les nombres quantiques de l'ensemble des fermions sont représentés dans le tableau 1.4.

Nous avons donc décrit brièvement le modèle standard en physique des particules. Nous allons à présent nous focaliser sur l'étude du secteur électrofaible, où nous mettrons l'accent sur le mécanisme de Higgs. L'étude fine de cette physique est en effet motivée par la découverte récente du boson de Higgs. Les caractéristiques précises de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible d'une part et la nouvelle physique d'autre part, motivent depuis plusieurs années la construction de nouveaux accélérateurs de particules comme celui de l'ILC. Nous allons donc décrire plus en détail le modèle électrofaible.

1.1.3 Modèle électrofaible¹

Dans cette section nous allons décrire plus en détail le secteur électrofaible du modèle standard. La théorie électrofaible [10, 11] est basée sur le lagrangien de $SU(2) \otimes U(1)$ suivant :

$$\mathcal{L}_{SU(2) \otimes U(1)} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{\Phi} + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_{Yuk} \quad (1.3)$$

Le terme de jauge vaut :

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (1.4)$$

Où W_{μ}^i , avec $i=1,2,3$ et B_{μ} sont les champs de jauge de respectivement $SU(2)$ et $U(1)$. Les tenseurs de ces champs s'écrivent :

$$B_{\mu\nu} = \partial_{\mu}B_{\nu} - \partial_{\nu}B_{\mu} \quad (1.5)$$

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_{\mu}W_{\nu}^i - \partial_{\nu}W_{\mu}^i - g\varepsilon_{ijk}W_{\mu}^jW_{\nu}^k \quad (1.6)$$

Où g est les constante de couplage de $SU(2)$ et ε_{ijk} est le symbole de Levi-Civita. B est un champ de $U(1)$ associé avec l'opérateur exprimant l'hypercharge $Y = 2 \times (Q - T^3)$. Q est l'opérateur de charge électrique et T^3 est celui agissant sur la troisième composante de l'isospin faible. Les valeurs propres associées à ces opérateurs seront notées par la suite y , q et t^3 . Les champs B et W_3 vont alors se mélanger pour donner le photon et le boson Z .

La partie scalaire du lagrangien est :

$$\mathcal{L}_{\Phi} = (D^{\mu}\Phi)^{\dagger}(D_{\mu}\Phi) - V(\Phi) \quad (1.7)$$

Où $\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$ est un doublet de champs scalaires complexes dans l'espace d'isospin faible et possédant une hypercharge $y_{\Phi} = 1$. Et où $V(\Phi)$ est le potentiel de Higgs. La dérivée covariante D_{μ} est définie de la façon suivante :

$$D_{\mu}\Phi = \left(\partial_{\mu} + ig\frac{\tau^i}{2}W_{\mu}^i + \frac{ig'}{2}B_{\mu} \right) \Phi \quad (1.8)$$

Où τ^i représente les matrices de Pauli et où g' est la constante de couplage de $U(1)$. La combinaison de l'invariance de $SU(2) \otimes U(1)$ et du principe de renormalisation mènent à la forme suivante du potentiel de Higgs :

$$V(\Phi) = +\mu^2\Phi^{\dagger}\Phi + \lambda(\Phi^{\dagger}\Phi)^2 \quad (1.9)$$

1. Cette partie théorique est basée sur l'article : *Introduction to the Standard Model and Electroweak Physics* de Paul Langacker [9].

Pour $\mu^2 < 0$ il y aura brisure spontanée de la symétrie. Nous reviendrons plus en détail sur ce point dans la section suivante (section 1.1.4). Le terme λ définit l'intensité de l'auto-couplage de Φ . De plus, $\lambda > 0$ est imposé pour assurer la stabilité du vide physique.

Le terme fermionique \mathcal{L}_Φ est défini par :

$$\mathcal{L}_\Phi = \sum_{m=1}^F \left(\bar{q}_{mL}^0 i \not{D} q_{mL}^0 + \bar{l}_{mL}^0 i \not{D} l_{mL}^0 + \bar{u}_{mR}^0 i \not{D} u_{mR}^0 + \bar{d}_{mR}^0 i \not{D} d_{mR}^0 + \bar{e}_{mR}^0 i \not{D} e_{mR}^0 + \bar{\nu}_{mR}^0 i \not{D} \nu_{mR}^0 \right) \quad (1.10)$$

Où m est l'index des générations, $F \geq 3$ est le nombre de générations, L (R) sont respectivement des indices signifiant une chiralité gauche ou droite pour les spineurs $\Psi_{L,(R)} = \frac{1 \mp \gamma^5}{2} \Psi$. De plus, les quarks et leptons gauches sont définis par des doublets de SU(2) :

$$q_{mL}^0 = \begin{pmatrix} u_m^0 \\ d_m^0 \end{pmatrix}_L \quad l_{mL}^0 = \begin{pmatrix} \nu_m^0 \\ e_m^{-0} \end{pmatrix}_L \quad (1.11)$$

Alors que les champs suivants sont définis par des singulets de SU(2) :

$$u_{mR}^0, \quad d_{mR}^0, \quad e_{mR}^{-0}, \quad \nu_{mR}^0 \quad (1.12)$$

Leur hypercharge vaut : $y_{qL} = \frac{1}{3}$, $y_{lL} = -1$ et $y_{\Psi_R} = 2q_\Psi$. Ces hypercharges sont listées dans le tableau 1.4.

Les exposants 0 indiquent qu'il s'agit d'états propres faibles, c'est-à-dire que ces champs se transforment selon les représentations de SU(2). Pour les quarks, les indices r, g, b de couleurs ont été supprimés pour plus de visibilité.

Le couplage des fermions aux champs de jauge est réalisé grâce aux dérivées covariantes listées ci-dessous :

$$D_\mu q_{mL}^0 = \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + \frac{ig'}{6} B_\mu \right) q_{mL}^0 \quad (1.13)$$

$$D_\mu l_{mL}^0 = \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - \frac{ig'}{2} B_\mu \right) l_{mL}^0$$

$$D_\mu u_{mR}^0 = \left(\partial_\mu + \frac{2ig'}{3} B_\mu \right) u_{mR}^0 \quad (1.14)$$

$$D_\mu d_{mR}^0 = \left(\partial_\mu - \frac{ig'}{3} B_\mu \right) d_{mR}^0$$

$$D_\mu e_{mR}^{-0} = \left(\partial_\mu - ig' B_\mu \right) e_{mR}^{-0}$$

$$D_\mu \nu_{mR}^0 = \partial_\mu \nu_{mR}^0$$

Ces termes décrivent les interactions de jauge entre les champs W et B et les champs des fermions. Les différences des transformations entre champs droits et gauches signent la violation de la parité du secteur électrofaible. Les neutrinos droits ont été inclus dans ce modèle même s'ils ne figurent pas dans sa version d'origine. Ceux-ci sont en effet requis par certains modèles faisant intervenir des neutrinos massifs mais ne sont que facultatifs.

Enfin le terme de *Yukawa*, qui engendre les masses des fermions lorsque le Higgs acquiert une valeur moyenne non nulle dans le vide, s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yuk} = - \sum_{m,n=1}^F & \left(\Gamma_{mn}^u \bar{q}_{mL}^0 \tilde{\Phi} u_{nR}^0 + \Gamma_{mn}^d \bar{q}_{mL}^0 \Phi d_{nR}^0 \right. \\ & \left. + \Gamma_{mn}^e \bar{l}_{mL}^0 \Phi e_{nR}^0 + \Gamma_{mn}^\nu \bar{l}_{mL}^0 \tilde{\Phi} \nu_{nR}^0 \right) + \text{hermitique conjugué} \end{aligned} \quad (1.15)$$

Où les matrices Γ_{mn} représentent les couplages de *Yukawa* entre le doublet de Higgs Φ et les saveurs m et n des quarks et leptons. On définit $\tilde{\Phi}$ de la manière suivante :

$$\tilde{\Phi} \equiv i\tau^2 \Phi^\dagger = \begin{pmatrix} \Phi^{0\dagger} \\ -\Phi^- \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

1.1.4 Brisure spontanée de symétrie

Pour conserver l'invariance de jauge on ne peut pas directement ajouter une masse aux bosons de jauge et aux fermions dans le lagrangien. Cependant, comme l'interaction faible est de courte portée, les bosons W et Z doivent posséder une masse. Ainsi, l'invariance de jauge doit être brisée spontanément [12–17] tout en préservant la renormalisation [18–21]. L'idée de cette brisure spontanée de la symétrie électrofaible est que les plus faibles énergies (vers l'état du vide) ne respectent pas la symétrie électrofaible. Ces énergies non-nulles du vide donnent alors une masse aux bosons W et Z .

Afin de réaliser cette brisure de symétrie, on introduit de façon *ad hoc* le vecteur complexe suivant :

$$v = \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \text{constante} \quad (1.17)$$

qui a pour composantes les valeurs attendues dans le vide pour les différents champs complexes scalaires Φ . v est obtenu en exprimant le potentiel de Higgs comme une fonction de v , $V(\Phi) \rightarrow V(v)$ en choisissant v tel que V est minimum. On peut interpréter v comme étant la solution de plus basse énergie d'une équation classique du mouvement. La théorie quantique est alors obtenue en considérant les fluctuations autour de ce minimum classique : $\Phi = v + \Phi'$

Le doublet complexe de Higgs du modèle standard peut être ré-exprimé dans une base hermitienne de la façon suivante :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(\Phi_1 - i\Phi_2) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\Phi_3 - i\Phi_4) \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

Où $\Phi_i = \Phi_i^\dagger$ représente quatre champs hermitiens. Dans cette nouvelle base, le potentiel de Higgs s'écrit :

$$V(\Phi) = \frac{1}{2}\mu^2 \left(\sum_{i=1}^4 \Phi_i^2 \right) + \frac{1}{4}\lambda \left(\sum_{i=1}^4 \Phi_i^2 \right)^2 \quad (1.19)$$

Il est invariant sous le groupe de rotation $O(4)$. Sans perte de généralité, on peut choisir des axes dans l'espace à 4 dimensions tel que $\langle 0|\Phi_i|0\rangle = 0$ pour $i=1,2,4$; et $\langle 0|\Phi_3|0\rangle = \nu$.

On obtient alors :

$$V(\Phi) \rightarrow V(\nu) = \frac{1}{2}\mu^2\nu^2 + \frac{1}{4}\lambda\nu^4 \quad (1.20)$$

Cette expression doit alors être minimisée selon ν . Deux cas sont alors à distinguer : $\mu^2 > 0$ et $\mu^2 < 0$. Pour $\mu^2 > 0$ le minimum du potentiel de Higgs est obtenu en $\nu = 0$. Le vide est alors nul et stable et la symétrie $SU(2) \otimes U(1)$ n'est pas brisée au minimum de $V(\Phi)$. Pour $\mu^2 < 0$, le point $\nu = 0$ est symétrique et instable et le minimum du potentiel de Higgs apparaît pour une infinité de valeurs non-nulles de ν (cercle), ce qui brise la symétrie $SU(2) \otimes U(1)$ (voir figure 1.2).

On s'intéresse alors au minimum du potentiel de Higgs pour $\mu^2 < 0$. Dans ce cas le doublet de Higgs peut être remplacé en première approximation par sa valeur classique selon l'équation :

$$V'(\nu) = \nu(\mu^2 + \lambda\nu^2) = 0 \quad (1.21)$$

qui a comme solution $\nu = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$ au minimum. (Le point en $\mu^2 = 0$ ne peut pas être traité classiquement. Il est nécessaire pour cela de considérer les corrections à une boucle du potentiel. Dans ce cas on trouve que la symétrie est de nouveau brisée spontanément [22]).

Toujours pour $\mu^2 < 0$, on remplace le doublet de Higgs par sa valeur classique :

$$\Phi \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix} \equiv v \quad (1.22)$$

Pour quantifier la théorie autour du vide classique, on écrit : $\Phi = v + \Phi'$. Dans le but d'identifier les particules physiques, on peut ré-écrire les quatre composantes hermitiennes de Φ' en terme de nouvelles variables en utilisant la transformation de *Kibble* [23] :

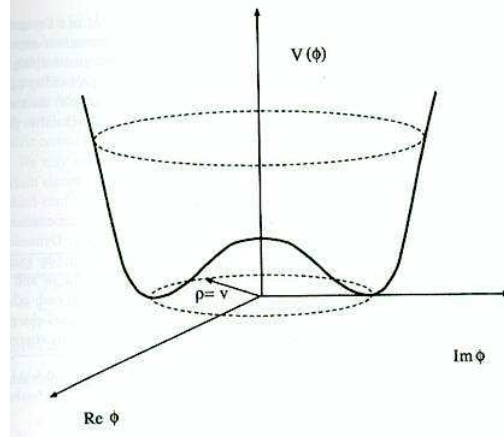


FIGURE 1.2 – Potentiel de Higgs $V(\Phi)$ pour $\mu^2 < 0$.

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i \sum_j \xi^j L^j} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + H \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

Où H est un champ hermitien qui représentera le boson scalaire de Higgs. Si nous avons affaire à une brisure spontanée globale de la symétrie les trois champs hermitiens ξ^i seraient les bosons pseudo-scalaires sans masse de Nambu-Goldstone [24–27]. Cependant, dans une théorie de jauge, ces trois degrés de liberté disparaissent pour donner les trois bosons massifs W^\pm et Z^0 . On peut le voir simplement en faisant la transformation de jauge suivante :

$$\Phi \rightarrow \Phi' = e^{-i \sum_j \xi^j L^j} \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + H \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

Les bosons de Goldstone disparaissent. Avec cette jauge, le terme cinétique devient :

$$(D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi = \frac{1}{2} (0, \nu) \left[\frac{g}{2} \tau^i W_\mu^i + \frac{g'}{2} B_\mu \right]^2 \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix} + \text{termes en } H \quad (1.25)$$

Où les termes d'énergie cinétique et de jauge en H ne sont pas renseignés (termes en H). Il vient ensuite :

$$(D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi = M_W^2 W^{+\mu} W_\mu^- + \frac{M_Z^2}{2} Z^\mu Z_\mu + \text{termes en } H \quad (1.26)$$

Avec :

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W^1 \mp iW^2) \quad (1.27)$$

$$Z = -\sin(\theta_W) B + \cos(\theta_W) W^3 \quad (1.28)$$

Le champ des photons vaut quant à lui :

$$A = \cos(\theta_W)B + \sin(\theta_W)W^3 \quad (1.29)$$

Ce qui revient au mixage suivant :

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_W) & \sin(\theta_W) \\ -\sin(\theta_W) & \cos(\theta_W) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

Où θ_W est l'angle de mélange électrofaible : $\theta_W = \text{Arctan}(g'/g)$.

Les masses sont données par :

$$M_W = \frac{g\nu}{2} \quad (1.31)$$

$$M_Z = \sqrt{g^2 + g'^2} \frac{\nu}{2} = \frac{M_W}{\cos(\theta_W)} \quad (1.32)$$

$$M_A = 0 \quad (1.33)$$

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{-2\lambda\nu} \quad (1.34)$$

L'angle θ_W s'exprime alors de la façon suivante :

$$\sin^2(\theta_W) = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \quad (1.35)$$

En utilisant la théorie de Fermi, première théorie de l'interaction faible, on peut identifier le terme responsable de la désintégration du muon et trouver son équivalent au plus bas ordre dans le modèle standard. On obtient alors la relation suivante :

$$\frac{G_F}{2} = \frac{g^2}{8M_W^2} \quad (1.36)$$

Avec G_F la constante de Fermi. Puis, en utilisant l'équation 1.31 on obtient :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{1}{2\nu^2} \Rightarrow \nu = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2}G_F}} \approx 246 \text{ GeV} \quad (1.37)$$

On identifie la charge du positon par : $e = g/\sin(\theta_W)$ avec $\theta_W \approx 0.23$ obtenu expérimentalement. Ce qui donne pour les masses des bosons W^\pm et Z^0 , au premier ordre :

$$M_W \approx 78 \text{ GeV}/c^2 \quad M_Z \approx 89 \text{ GeV}/c^2 \quad (1.38)$$

Ces masses sont augmentées de 2 – 3 GeV après avoir rajouté la contribution des corrections radiatives. Les bosons W et Z ont été découverts au CERN en 1983 par les expériences UA1 [28] et UA2 [29]. Les valeurs mesurées mesurées étaient, selon le Particle Data Group de 2013 :

$$M_W = 80.385 \pm 0.015 \text{ GeV}/c^2 \quad M_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}/c^2 \quad (1.39)$$

c'est ici que s'arrête notre rappel du modèle électrofaible et du mécanisme de Higgs. Le LHC et les projets d'accélérateurs de particules du futur, comme l'ILC, permettront de décrire très finement cette physique. En particulier, les propriétés du boson de Higgs seront déterminées avec précision. Ces études confronteront les prédictions du modèle standard aux observations. Des divergences avec le modèle standard pourraient alors apparaître, signant de la nouvelle physique. Il faut ajouter à cela que, malgré son grand succès, le modèle standard ne décrit pas tous les phénomènes physiques connus. Ces limitations feront l'objet de la prochaine section de ce chapitre.

1.1.5 Limites du modèle standard

Nous allons décrire dans cette section les limites du modèle standard de la physique des particules. Nous commencerons par les phénomènes physiques, observés, mais non inclus dans le modèle standard, puis nous décrirons les limites théoriques de ce modèle.

Phénomènes physiques non expliqués par le modèle standard

Le modèle standard n'explique pas certaines observations physiques. Nous allons donner un aperçu de celles-ci. Premièrement il ne décrit pas la gravité. Même si aux échelles d'énergie atteignables dans un collisionneur de particules actuel, la gravitation est négligeable (10^{-41} plus faible que la force forte), celle-ci devient non négligeable à l'échelle de Planck (10^{19} GeV). Différentes idées permettant une théorie quantique de la gravitation sont à l'étude depuis plusieurs dizaine d'années.

Le modèle standard n'explique par ailleurs ni la matière noire ni l'énergie sombre, or ces dernières représentent respectivement environ 25% et 70% de la densité d'énergie de l'univers, pour seulement environ 5% dû à la matière ordinaire.

La question de la répartition entre matière et anti-matière n'est pas non plus résolue. Le modèle standard prédit que matière et anti-matière ont été créées en quantités égales. Or les observations indiquent la présence d'une asymétrie matière-anti-matière. Les mécanismes expliquant cette disproportion avec le modèle standard, comme la violation de CP, ne sont pas suffisants pour expliquer le décalage observé. De plus, la violation de CP a été observée dans le secteur électro-faible mais n'a pas été mise en évidence pour les interactions fortes.

De surcroît, un autre problème est la hiérarchie des masses entre les fermions. Par exemple, le modèle standard n'explique pas pourquoi la masse du quark top est plus élevée de cinq ordres de grandeur que la masse du quark up.

Limitations théoriques

Certaines parties du modèle standard, ont été rajoutées de façon *ad hoc* dans le but d'expliquer les phénomènes physiques observés. Ces rajouts, à l'instar du champ de Higgs, font partie intégrante du modèle standard. Cependant, ils ne sont expliqués par aucune nécessité conceptuelle et augmentent le nombre de paramètres libres du modèle standard. Ces manquements théoriques poussent à développer des théories plus fondamentales que le modèle standard.

Ainsi, le modèle standard comporte des paramètres, qui ne peuvent être déterminés qu'expérimentalement. Historiquement ces paramètres sont les neuf masses des fermions (9), les constantes de couplage des groupes $U(1)$ et $SU(2)$ g et g' et la constante de couplage de l'interaction forte α_s (3), les 3 angles de mélange plus la phase de la matrice CKM (4), la masse du boson de Higgs et la valeur attendue dans le vide pour le champ de Higgs (vev) (2). S'ajoute encore, θ_{CP}^{QCD} (1), un paramètre qui autorise la violation de CP dans le Lagrangien de QCD². Il s'agit là des 19 paramètres fondamentaux. Pour obtenir des neutrinos massiques, on ajoute 7 nouvelles valeurs représentant les masses des 3 neutrinos (3) et les quatre paramètres de la matrice de *Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata* (équivalent de la matrice CKM pour les neutrinos massiques) (4). Cela donne au total au moins 26 paramètres libres.

Par ailleurs, les valeurs des constantes de couplage g , g' et α_s , calculées à des énergies élevées (de l'ordre de 10^{15} , 10^{16} GeV) ne convergent pas vers la même valeur, même si elles ont le même ordre de grandeur à ces échelles d'énergie. La convergence de ces constantes peut être considérée comme le signe d'une unification des forces à haute énergie. Nous verrons plus loin que dans le cas de la supersymétrie ces constantes peuvent converger pour une échelle d'énergie de l'ordre de celle de grande unification prédites par certaines théories plus générales que le Modèle Standard (de l'ordre de 10^{16} GeV).

Le problème de hiérarchie pourrait aussi s'avérer un problème majeur du modèle standard. Il concerne les particules scalaires. Nous expliquerons en quoi il consiste en prenant l'exemple du boson de Higgs. Soit m_H la masse effective du boson de Higgs, m_0 sa masse nue (à l'arbre) et δm_H ses corrections radiatives. On a :

$$m_H^2 = m_0^2 - \delta m_H^2 \quad (1.40)$$

Ainsi, lorsque l'on choisit une échelle d'énergie Λ , représentant une coupure ultraviolette définissant la limite de validité du modèle standard, les corrections radiatives obtenues sont quadratiques en Λ (pour un Higgs se couplant à un boson de jauge, un fermion ou à lui même). On a ainsi :

$$\delta m_H^2 \propto \Lambda^2 \quad (1.41)$$

2. Le paramètre θ_{CP}^{QCD} a été estimé avec une valeur proche de zéro à partir de la mesure du moment dipolaire du neutron. En effet si $\theta_{CP}^{QCD} \neq 0$ le moment dipolaire électrique du neutron acquiert une valeur non nulle. Pour plus d'informations voir : [30]

Prenons $\Lambda = \lambda_{GUT} = 10^{16} \text{ GeV}$ et $m_H \approx 100 \text{ GeV}$. Avec λ_{GUT} l'énergie de grande unification. On a alors :

$$m_H^2 \approx 10^4 \approx m_0^2 - 10^{32} \quad (1.42)$$

Soit :

$$\frac{m_0^2}{10^{32}} - 1 \approx 10^{-28} \quad (1.43)$$

Ainsi, les 28 premières décimales du terme $\frac{m_0^2}{10^{32}}$ doivent être ajustées exactement. Il s'agit là d'un ajustement extrêmement fin qui ne semble pas "naturel" d'un point de vue conceptuel. On parle de problème de naturalité. On notera que les corrections radiatives à la masse d'un fermion ont des divergences logarithmiques telles que :

$$\delta m_f \propto m_f \ln \left(\frac{\Lambda^2}{m_f^2} \right) \quad (1.44)$$

Ainsi même à l'échelle de grande unification Λ_{GUT} , δm_f reste inférieur à m_f

Un autre problème théorique est le problème de la violation de CP forte. Comme exposé plus haut, la violation de la symétrie CP dans le domaine de la QCD n'a pas été démontrée, le coefficient θ_{CP}^{QCD} associé au terme de violation de CP forte ayant été mesuré proche de zéro.

Afin de pallier ces limitations, des théories au delà du modèle standard ont vu le jour. Nous allons réaliser une revue non exhaustive des principales dans la suite de cette section.

1.1.6 Au delà du modèle standard

Comme nous l'avons vu précédemment, le modèle standard connaît un grand succès puisqu'il permet des prédictions justes jusqu'au pour-mille. Cependant, celui-ci possède des défauts et certains processus physiques n'y sont pas présents. Selon toute vraisemblance le modèle standard est une simplification à basse énergie d'une théorie plus complète. Dans le but de trouver une théorie plus générale, qui pallierait les défauts du modèle standard, plusieurs nouvelles théories ont émergé au fil des décennies. Nous allons en décrire brièvement quelques unes.

GUT

Les théories dites de grande unification (GUT) sont basées sur l'idée suivante. Le modèle standard décrit trois interactions fondamentales grâce au groupe de symétrie $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$. À des énergies de l'ordre de 10^{16} GeV , les trois constantes de couplage atteignent par leur évolution dictée par les équations de renormalisation, des valeurs voisines, sans toutefois se rejoindre (voir figure 1.4). Au-delà de cette énergie,

qualifiée d'énergie de Grande Unification, l'idée est d'unifier ces trois interactions en une seule grâce à l'utilisation d'un groupe de symétrie plus large possédant une seule constante de couplage. En-dessous de cette énergie, la symétrie est spontanément brisée et l'on retrouve le modèle standard. Par exemple, les groupes de symétrie $SU(5)$ (modèle de Georgi–Glashow), $SO(10)$ et E_6 ont été étudiés. Les nouvelles particules prédites par ces modèles ont des masses de l'ordre de l'échelle de grande unification. Elles ne sont donc pas accessibles expérimentalement. Cependant, les modèles de grande unification souffrent de plusieurs limitations. Par exemple, la durée de vie du proton prédite est très inférieure à la valeur expérimentale.

Supersymétrie

La *supersymétrie*, abrégée par *SUSY*, est une théorie au delà du modèle standard ayant attiré beaucoup d'attention. Elle permet en effet de s'affranchir de plusieurs limitations du modèle standard. Cette théorie associe à chaque particule un super-partenaire dont seul le spin diffère de $\pm 1/2$. Autrement dit, à chaque fermion correspond un boson, et vice-versa. Les autres nombres quantiques des super-partenaires restant inchangés. Les particules élémentaires connues ne pouvant faire office de super-partenaires les unes des autres, ceux-ci sont donc des particules nouvelles appelées super-particules ou *sparticules*. Ces dernières sont dénommées selon la convention suivante :

- les super-partenaires scalaires (spin 0) des champs de matière (fermions) prennent le nom de leur fermion correspondant doté du suffixe *s-* pour scalaire. Par exemple le super-partenaire de l'électron est nommé sélectron, celui d'un quark top, stop.
- les super-partenaires fermioniques des champs d'interaction (jauge et Higgs) portent le nom du boson correspondant suivi du suffixe *-ino*. Ainsi, le jaugino associé à un boson de Higgs, est nommé Higgsino, celui d'un photon, photino.
- enfin, afin de différencier les abréviations des particules du modèle standard des super-partenaires, un tilde est ajouté au-dessus de leur symbole. Ainsi, le super-partenaire de l'électron e^- , le sélectron, est par abrégé \tilde{e}^-

Les sparticules contribuent aux corrections radiatives à la masse du boson de Higgs à l'ordre de la boucle avec un signe opposé à celui des contributions des particules, ce qui permet d'effacer le terme de divergence quadratique avec l'échelle d'énergie Λ si les particules et leurs super-partenaires sont de même masse ou presque. Le problème de hiérarchie est alors résolu. Seule reste une divergence logarithmique. La supersymétrie serait une symétrie exacte, si les masses des couples particules-sparticules étaient les mêmes, ce qui n'est pas le cas. Cela implique que la supersymétrie est une symétrie brisée. Une masse plus élevée pour les sparticules est alors permise. La brisure de la *SUSY* doit néanmoins se faire de façon à ne pas faire réapparaître des corrections radiatives présentant des divergences quadratiques. Pour cela la différence entre les masses des particules et des sparticules correspondantes ne doit pas être trop grande. Une brisure à l'ordre du *TeV* permet de s'affranchir du problème de l'ajustement fin des paramètres.

Différents modèles de particules supersymétriques existent. La différence entre ces modèles est le contenu en champs. Le *MSSM* ou Modèle Standard Supersymétrique est

l'extension supersymétrique à minima du modèle standard ; elle a un contenu en champ minimal mais requiert un deuxième doublet de champs scalaires de Higgs pour briser spontanément la symétrie électrofaible. À ces deux doublets de Higgs sont associés deux doublets de Higgsinos. La présence d'un second doublet de Higgs assure une masse à toutes les super-particules massives et permet d'éviter les anomalies triangulaires qui ne permettent pas de conserver la symétrie de jauge locale associée au champ A_μ .

On rappelle que dans le modèle standard, il n'existe qu'un seul doublet de Higgs, scalaire complexe, donnant lieu à quatre degrés de liberté. Trois d'entre eux deviennent des bosons de Goldstone (G^0, G^\pm) sans masse. Ces bosons sont ensuite "absorbés" lors de la brisure de symétrie électrofaible par les bosons de jauge Z^0 et W^\pm qui deviennent alors massifs. Le degré de liberté restant dans le modèle standard est associé au boson de Higgs standard. La présence d'un second doublet de Higgs implique l'existence de quatre nouveaux degrés de liberté. On obtient donc $4+1 = 5$ particules au total. Tous bosons de Higgs. Deux d'entre eux (h^0 et H^0) sont à la fois neutres et paires sous transformation par CP, un autre (A^0) est neutre et impaire sous transformation par CP, et les deux derniers (H^+ et H^-) sont chargés. Le plus léger étant le boson h^0 . Il s'agit peut-être de celui découvert au LHC. Le paramètre $\tan(\beta) = v_1/v_2$ représente le rapport des deux valeurs attendues dans le vide des deux doublets de Higgs. Nous en reparlerons plus loin lors de la description de la physique à l'ILC.

Lorsque la supersymétrie est spontanément brisée, les jauginos neutres, possédant les mêmes nombres quantiques, se mélangent pour donner des états propres de masse. Le mélange des higgsinos, photino et zino conduit à quatre particules appelées neutralinos. On les note $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}$. Le neutralino $\tilde{\chi}_1$ étant le plus léger et le neutralino $\tilde{\chi}_4$ le plus lourd. Selon le même principe, les super-partenaires des bosons chargés H^\pm et W^\pm se mélangent pour donner deux états de masses appelées charginos $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$. Pour les sfermions, les états propres de masse sont des superpositions des états propres de jauge des sfermions. On notera que les sfermions sont les super-partenaires des fermions droits et gauches. Comme les sfermions sont de spin 0, ils ne sont ni droits ni gauches. Cependant, on leur adjoint un indice R ou L pour rappeler à quels fermions ils sont associés. Les états propres de masse physique sont donnés en figure 1.3.

La supersymétrie permet aussi l'unification des constantes de couplage des trois forces fondamentales décrites à l'échelle de grande unification (voir figure 1.4). De plus, la supersymétrie n'implique pas la conservation du nombre baryonique B et du nombre leptonique L . Comme la non conservation de ces nombres quantiques implique entre autre la désintégration rapide du proton, une nouvelle symétrie a donc été ajoutée : la R-Parité. Elle est définie par :

$$R_p = (-1)^{3B+2S+L} \quad (1.45)$$

Avec B le nombre baryonique, L le nombre leptonique et S le spin. Les super-partenaires possèdent une R-parité négative alors que les particules du modèle standard possèdent une R-parité positive. Cela entraîne de nombreuses propriétés phénoménologiques.

Particule	Supersymétrie exacte		Supersymétrie brisée	
	Superpartenaire		Etat physique correspondant	
	Symbole	nom	Symbole	nom
q	\tilde{q}_R, \tilde{q}_L	squarks	\tilde{q}_1, \tilde{q}_2	squarks
ℓ^-	$\tilde{\ell}_L^-, \tilde{\ell}_R^-$	sleptons	$\tilde{\ell}_L^-, \tilde{\ell}_R^-$	sleptons
ν	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
g	\tilde{g}	gluino	\tilde{g}	gluino
W^\pm	\tilde{W}^\pm	wino	$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$	charginos
H_1^+	\tilde{H}_1^+	higgsino		
H_2^-	\tilde{H}_2^-	higgsino		
γ	$\tilde{\gamma}$	photino	$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	neutralinos
Z	\tilde{Z}	zino		
H_1^0	\tilde{H}_1^0	higgsino		
H_2^0	\tilde{H}_2^0	higgsino		

FIGURE 1.3 – Liste des particules et super-partenaires du MSSM, avec les noms des champs des super-partenaires et de l'état physique correspondant après brisure de la supersymétrie.

- les sparticules ne peuvent être produites que par paire,
- la sparticule la plus légère est nécessairement stable puisqu'elle ne peut se désintégrer en une autre sparticule plus légère,
- les sparticules autres que la plus légère, se désintègrent en une ou deux particules du modèle standard et une seule sparticule.

Dans le *MSSM*, les neutralinos, sparticules neutres, sont des particules apparaissant après la brisure de la supersymétrie, ils sont un mixage entre jauginos électrofaibles et Higgsinos. Le neutralino le plus léger, correspondant à la particule supersymétrique la plus légère, pourrait être un bon candidat pour expliquer la matière noire.

Certains modèles supersymétriques à R-parité violée conservent une durée de vie du proton acceptable, mais postulent une particule supersymétrique la plus légère non stable. Toutefois, ces modèles engendrent une phénoménologie différente, les règles énoncées ci-dessus ne s'appliquant plus.

A l'heure de l'écriture de ce chapitre, le LHC n'a révélé aucun signe de supersymétrie dans sa première phase d'exploitation ($\sqrt{s} = 7 - 8 \text{ TeV}$). La possibilité de découverte de particules supersymétriques sous le *TeV* a fortement été restreinte. La phase d'exploita-

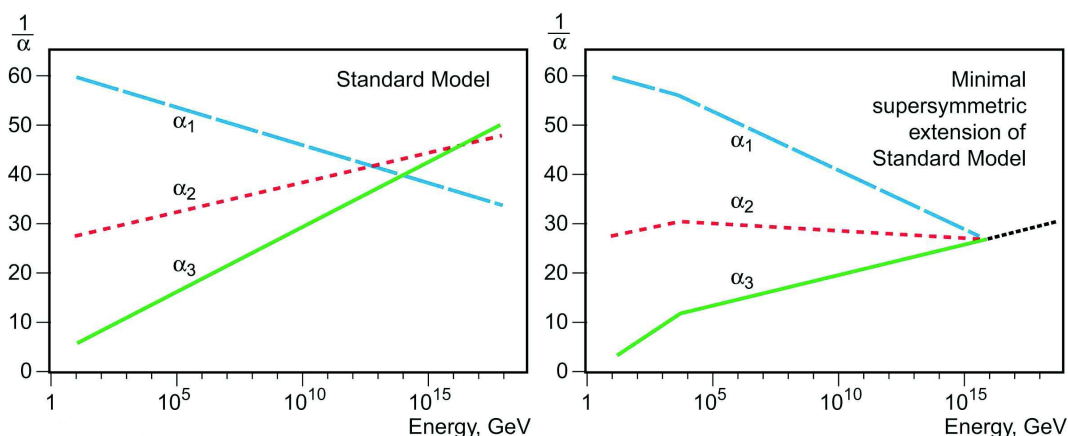


FIGURE 1.4 – Évolution des constantes de couplage pour le modèle standard, à gauche, et pour le MSSM à droite. Dans le cas de la supersymétrie, les trois constantes se rejoignent à l'énergie de grande unification ($10^{15} - 10^{16}$ GeV).

tion à 13/14 TeV permettra d'étendre sensiblement l'espace de phase accessible pour la recherche de signes super-symétriques.

Autres modèles au-delà du modèle standard

Parmi les autres théories au-delà du modèle standard se trouvent les théories des cordes et super-cordes, les dimensions supplémentaires, les modèles composites, la technicouleur, les théories de la gravitation modifiée (MoND), la gravitation quantique à boucle ; et bien d'autres. Nous ne reviendrons pas en détail sur ces théories.

1.2 Dispositifs expérimentaux : les différents types de collisionneurs de particules

Afin de progresser en physique des particules, des dispositifs expérimentaux sont requis. Motivés par la découverte de nouveaux phénomènes physiques, les accélérateurs de particules ne cessent de voir leur énergie et/ou leur luminosité augmenter. En passant de la centaine de keV pendant les années 30 à la dizaine de TeV de nos jours avec le LHC, les sauts en énergies des accélérateurs ont permis des avancées majeures en physique des particules. On peut citer parmi les principaux accélérateurs de particules de la dernière décennie : le *Tevatron*, *KEKB* et dernièrement le LHC. Dans cette section, nous décrirons les principaux types d'accélérateurs, puis nous exposerons les dernières principales découvertes en physique des hautes énergies depuis les années 1995. Enfin, nous décrirons les nouveaux projets d'accélérateurs qui pourront voir le jour dans les décennies à venir et leurs motivations.

Cas du collisionneur

L'idée du collisionneur de particules a permis de fortement augmenter l'énergie dans le centre de masse, comparé, à un accélérateur doté d'un faisceau frappant une cible. Nous allons le montrer par un calcul simple.

L'énergie disponible dans le centre de masse, dans le cas d'un faisceau de protons de masse m_0 et d'énergie cinétique E projeté sur une cible, vaut :

$$E_{CM} = \sqrt{2m_0(E + m_0)} \quad (1.46)$$

Par exemple, pour des protons de 7 TeV , on a $E_{CM} = 118.3 \text{ GeV}$. Dans le cas d'un collisionneur de deux particules identiques d'énergie cinétique E on a :

$$E_{CM} = 2E \quad (1.47)$$

Pour des protons de 7 TeV , on a $E_{CM} = 14 \text{ TeV}$. L'énergie disponible dans le centre de masse est donc très supérieure dans le cas d'un collisionneur.

Collisionneur circulaire

Une particule ultra-relativiste émet un rayonnement synchrotron lorsqu'elle parcourt une trajectoire courbe. La puissance dissipée est donnée par :

$$\Delta E \propto \frac{E^4}{m^4 R} \quad (1.48)$$

Où E est l'énergie de la particule, m sa masse et R le rayon de courbure. Calculons le rapport d'énergie perdue entre un proton et un électron, tous deux pris dans le cas ultra-relativiste. On a :

$$\frac{\Delta E_e}{\Delta E_p} = \frac{m_p^4}{m_e^4} \approx 1836^4 \approx 1.1 \cdot 10^{13} \quad (1.49)$$

A rayon égal, l'énergie synchrotron dissipée par un électron, est supérieure de treize ordres de grandeur à celle d'un proton. La montée en énergie est donc plus facile pour un faisceau de protons que pour un faisceau d'électrons. Cette relation implique aussi que pour atteindre la même énergie dans le centre de masse, il faut un anneau d'accélération plus grand pour les électrons que pour les protons. À l'heure actuelle, le LEP, avec son anneau de 27 km de circonférence, a établi le record d'énergie dans le centre de masse pour un collisionneur $e^+ e^-$ à environ 200 GeV . Une solution pourrait être d'utiliser des muons. Ceux-ci sont plus massifs mais se désintègrent rapidement. La solution provient alors des accélérateurs linéaires. Ces derniers permettent de s'affranchir du rayonnement synchrotron et permettent donc une montée en énergie plus importante. Cependant, il faut des gradients d'accélération suffisamment élevés pour pouvoir construire des accélérateurs linéaires de taille raisonnable. De plus les accélérateurs linéaires doivent pouvoir fournir une luminosité équivalente à celle des accélérateurs circulaires. Ceci requiert des technologies d'accélération avancées.

Collisionneurs leptoniques ou hadroniques

Dans cette section nous allons décrire les avantages et inconvénients des accélérateurs leptoniques et hadroniques. Comme nous l'avons vu, les collisionneurs proton-proton ou proton-antiproton permettent une montée en énergie supérieure comparée aux collisionneurs e^+e^- . Cependant, les collisionneurs hadroniques possèdent des inconvénients. Du fait de la nature partonique des hadrons, l'énergie des partons dans une collision pp ou $p\bar{p}$ n'est pas connue avec exactitude et sa valeur ne représente qu'une fraction de l'énergie dans le centre de masse. Pour les leptons, cela n'est pas le cas et l'on connaît très précisément l'état initial des réactions. De surcroît, les faisceaux de leptons sont polarisables. Ainsi, lors de collisions e^+e^- polarisées, certains états finals peuvent être favorisés, et certains bruits de fond peuvent être fortement réduits. Un autre problème des accélérateurs hadroniques est le bruit de fond QCD comparé aux valeurs des sections efficaces intéressantes. Nous allons détailler ce fait expérimental.

La figure 1.5 indique les sections efficaces du modèle standard de différents processus intéressants pour des collisions pp ou $p\bar{p}$. Les sections efficaces de production du Higgs à 125 GeV sont, par exemple, environ 10 à 11 ordres de grandeur inférieures à la section efficace totale. Cela signifie qu'il faut pouvoir identifier un événement intéressant parmi 10^{11} événements de bruit de fond. De plus, étant donné la section efficace élevée, un nombre important d'événements sont produits par croisement de faisceau. Par exemple au LHC, avec la luminosité de 2012, il y a eu environ 30 événements par croisement de faisceau c'est à dire toutes les 25 ns. Un système perfectionné de déclenchement est donc nécessaire pour pouvoir identifier le processus désiré. Les déclenchements ont alors lieu en fonction des caractéristiques des états finals recherchés. Les détecteurs doivent aussi être adaptés au fort niveau de radiations. Ainsi, une nouvelle particule ou un nouveau processus peut être découvert et étudié, si et seulement si, le signal créé peut être clairement identifié au milieu des autres processus mis en jeu.

Voyons à présent la situation des collisionneurs e^+e^- . La figure 1.6 montre la section efficace de production de certains processus du modèle standard et de la supersymétrie pour des collisions e^+e^- . Pour une énergie disponible dans le centre de masse de 500 GeV, les processus physiques intéressants, comme la production du boson Higgs, du quark top ou de particules supersymétriques ont une section efficace inférieure à la section efficace totale de deux ordres de grandeur maximum. De plus, la section efficace de ces processus à 500 GeV est de l'ordre de 10 à 100 fb. Il s'agit de sections efficaces beaucoup plus faibles, typiquement d'un facteur 10^4 , que celles obtenues lors de collisions pp ou $p\bar{p}$. Cela autorise l'enregistrement de toutes les données créées dans les détecteurs sans filtre préalable, c'est-à-dire sans système de déclenchement. Ainsi, tous les états finals sont enregistrés, pas seulement les plus caractéristiques, et toutes les données sont disponibles pour l'analyse hors ligne. Cela implique que tous les processus et toutes les nouvelles particules sont présents dans les données enregistrées. Comme l'état initial est connu avec précision, les mesures d'énergie manquantes dans les états finals sont alors réalisables précisément. Il s'agit d'un atout considérable lorsque l'on veut mesurer des particules n'interagissant que très peu. Cela permet de découvrir des processus physiques

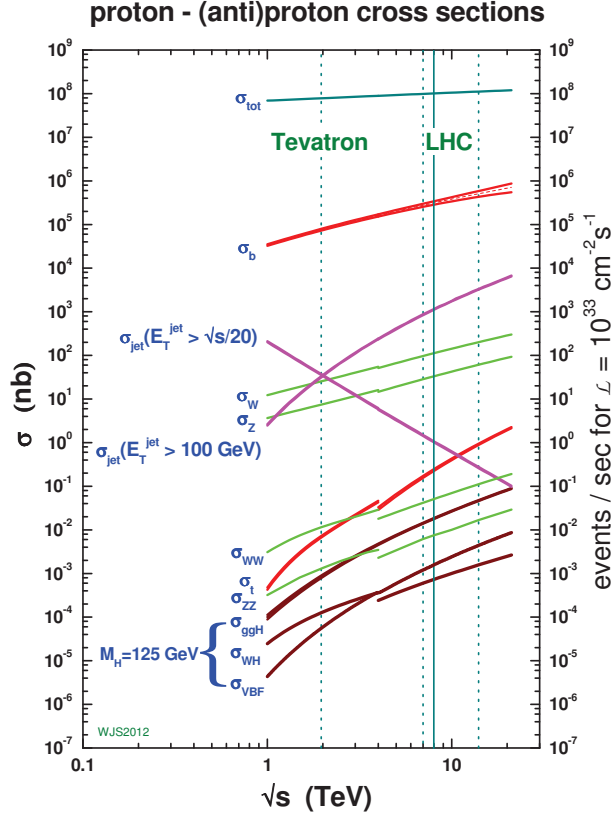


FIGURE 1.5 – Sections efficaces du modèle standard lors de collisions pp ou $p\bar{p}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse. L'axe vertical de droite est indiquée le nombre d'événements par seconde correspondant à une luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

non accessibles avec des collisionneurs pp ou $p\bar{p}$. Dans un collisionneur hadronique comme celui du LHC, la mesure des rapports de branchement absolus et des largeurs totales n'est pas accessible directement, elles dépendent du modèle de physique pré-supposé. Or, pour un collisionneur $e^+ e^-$, comme toutes les données peuvent être enregistrées en raison du faible taux de production, et comme l'état initial est précisément connu, il est possible de réaliser des mesures ne dépendant d'aucun modèle grâce aux contraintes cinématiques applicables aux états finals reconstruits. Il s'agit là d'un atout non négligeable. Non expliciterons cette avantage dans la section 1.3.2.

Enfin, le problème de la calculabilité des processus QCD est une limitation des collisionneurs hadroniques. Par exemple au LHC, les calculs des sections efficaces sont basés sur la Chromodynamique Quantique (QCD). Or tout calcul théorique portant sur le signal ou le bruit de fond a des incertitudes systématiques provenant : des fonctions de

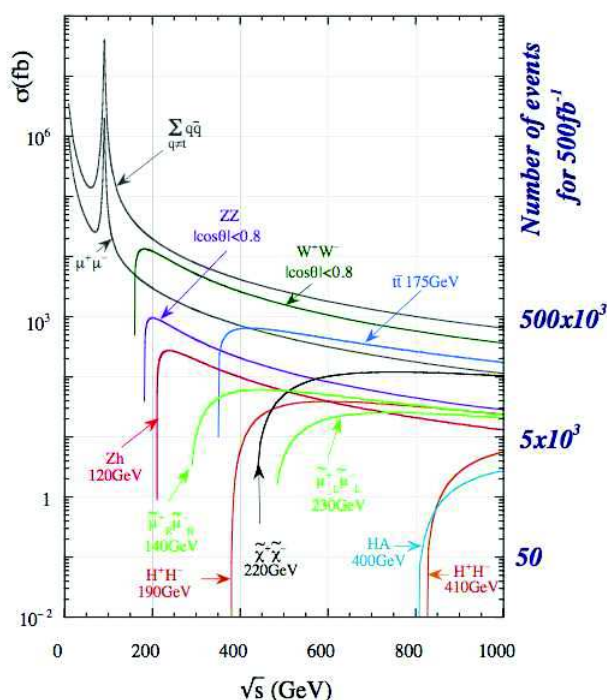


FIGURE 1.6 – Sections efficaces du modèle standard et de certaines particules supersymétriques lors de collision e^+e^- en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Le nombre d'événements correspondant à 500 fb^{-1} de données collectées est indiqué en bleu sur le côté droit.

structure du proton, des corrections perturbatives d'ordre élevé, et des effets non perturbatifs QCD. Les corrections QCD à un ordre supérieur (NLO) pour le calcul des sections efficaces sont de l'ordre de 30 à 50%. Et en particulier pour le boson de Higgs, la première correction est de l'ordre de 100%. Pour obtenir des précisions meilleures que 10%, des calculs à des ordres encore supérieurs (NNLO) sont nécessaires. Étant donné la complexité des calculs, ce niveau de précision n'est atteignable que pour les réactions les plus simples. Pour les réactions e^+e^- , les électrons et positons étant des particules élémentaires, et n'interagissent que par interaction électrofaible, les calculs sont beaucoup plus simples. Ainsi, les corrections radiatives dominantes sont de l'ordre de quelques pour-cents. Des calculs à des ordres encore supérieurs peuvent être effectués pour atteindre une précision théorique de l'ordre du pour-mille. Ainsi, les comparaisons entre théorie et résultats expérimentaux sont facilitées et pourraient permettre de découvrir des déviations signant la présence de nouvelle physique même si celles-ci s'avérait très faible.

Malgré leur plus faible énergie disponible dans le centre de masse, les collisionneurs e^+e^- permettent donc des mesures plus précises que les collisionneurs hadroniques. Ils permettent de plus de détecter des événements qui ne seraient pas accessibles avec les collisionneurs pp ou $p\bar{p}$. Cependant, les faibles sections efficaces de production doivent être compensées par une luminosité élevée. Il s'agit d'un défi technologique critique dans le cas

des accélérateurs linéaires. Avec la technologie actuelle, certains projets de collisionneurs $e^+ e^-$, comme celui de l'ILC, doté d'une énergie dans le centre de masse de 500 GeV et d'une luminosité nominale d'environ $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, sont réalisables prochainement. Il faut aussi mentionner que les collisionneurs hadroniques permettent de sonder des gammes d'énergies beaucoup plus importantes et permettent de créer des particules plus massives que celles d'un collisionneur $e^+ e^-$ doté d'une énergie dans le centre de masse plus faible. Cependant, les collisionneurs $e^+ e^-$ permettent de mesurer (très) précisément certains paramètres fixés théoriquement par la présence de particules beaucoup plus massives. Ils peuvent ainsi contribuer à la découverte et à l'étude d'une physique nouvelle à plus haute énergie que celle de leur centre de masse.

1.2.1 Découverte du quark top et d'un nouveau boson

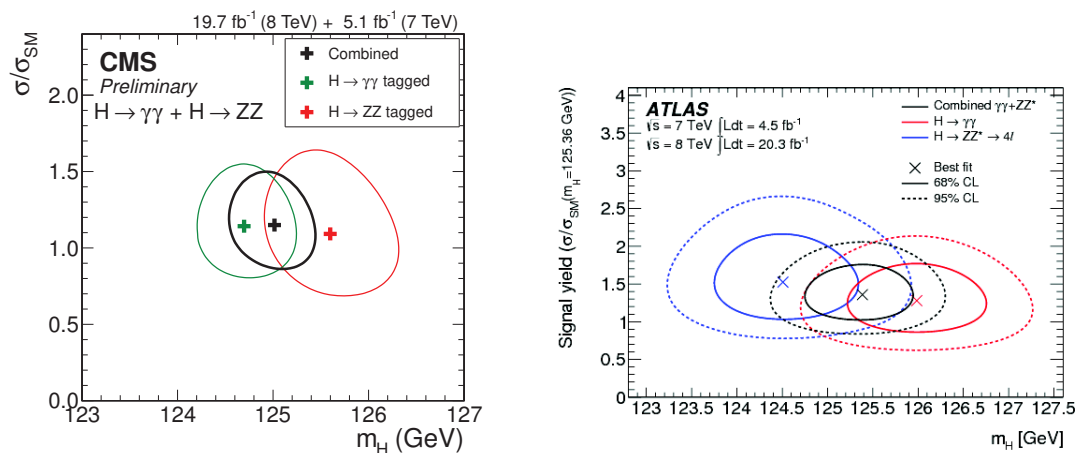
Postulé théoriquement depuis les années 70, et corroboré par la découverte du quark b en 1977 au Fermilab, le quark top a été recherché par plusieurs expériences de physique des particules. C'est récemment, en 1995, que les expériences CDF et $D0$ au Tevatron ont découvert et mesuré les propriétés du quark top. À cette date, une combinaison des données de ces deux expériences a abouti à la détermination de la masse du quark top telle que $m_{top} = 176 \pm 8 \pm 10 \text{ GeV}/c^2$ [31] et à celle de la section efficace $\sigma_{t\bar{t}} = 6.8_{-2.4}^{+3.6} \text{ pb}$ [31] à $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$. Plusieurs années plus tard, le programme du Tevatron continuant, la statistique a augmentée et ces valeurs ont été raffinées. Puis, avec l'arrivée des données du LHC sur le quark top, de nouvelles valeurs plus précises encore ont été obtenues. Ainsi, avec une combinaison des données du Tevatron et du LHC, la masse du quark top est maintenant estimée à $m_{top} = 173.34 \pm 0.27(stat) \pm 0.71(syst) \text{ GeV}/c^2$ [32]. La masse élevée du quark top, équivalente à celle d'un noyau de tungstène, et le rapport entre sa masse et celle des autres quarks, en font un objet mystérieux. La masse du quark top étant très élevée, sa durée de vie moyenne prédite par le modèle standard est de l'ordre de 10^{-25} s . En conséquence, le quark top n'hadronise pas. Il se désintègre alors par le biais de l'interaction faible presque exclusivement en boson W et quark b .

Le (Un ?) boson de Higgs a quant à lui été découvert au LHC en 2012. L'annonce de sa découverte par les expériences ATLAS [33] et CMS [34] a eu lieu le 4 juillet 2012 au CERN, quelques mois après que les premières indications en soit apparues. Ce jour là, la collaboration ATLAS a mis en évidence la production d'un boson neutre doté d'une masse de $126.0 \pm 0.4(stat) \pm 0.4(syst) \text{ GeV}/c^2$ avec un niveau de confiance correspondant

Canal	Masse mesurée [GeV/c^2]
$H \rightarrow \gamma\gamma$	$125.98 \pm 0.42(stat) \pm 0.28(syst) = 125.98 \pm 0.50$
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$	$124.51 \pm 0.52(stat) \pm 0.06(syst) = 124.51 \pm 0.52$
Combiné	$125.36 \pm 0.37(stat) \pm 0.18(syst) = 125.36 \pm 0.41$

TABLE 1.5 – Masse du boson de Higgs mesurée par ATLAS dans les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$, avec 25 fb^{-1} de données collectées.

à 5.9 écarts standards. Ce nouveau boson est compatible avec le boson de Higgs du modèle standard. La collaboration CMS a, quant à elle, trouvé un nouveau boson de masse $125.3 \pm 0.4(stat) \pm 0.5(syst) GeV/c^2$ avec une signification statistique de 5.8 écarts standards. La désintégration de ce nouveau boson dans la voie $\gamma\gamma$ indique que le spin de ce boson est différent de 1. De plus, les études sur la parité et le spin de ce boson montrent une préférence pour un spin 0 et une parité positive [35].



(a) Contours à 68% d'intervalle de confiance pour le signal observé divisé par le signal attendu dans le cas d'un boson de Higgs standard, en fonction de la masse mesurée dans les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ (vert) et $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ (rouge). La courbe noire représente la combinaison des deux résultats. σ/σ_{SM} est la section efficace de production multipliée par le rapport de branchement correspondant divisée par la valeur attendu du modèle standard. Le résultat expérimental est compatible avec la prédiction. [36].

(b) Contours à 68% et 95% d'intervalle de confiance pour le signal observé divisé par le signal attendu dans le cas d'un boson de Higgs standard, en fonction de la masse mesurée dans les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ (rouge) et $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ (bleu). La courbe noire représente la combinaison des deux canaux. σ/σ_{SM} est la section efficace de production multipliée par le rapport de branchement correspondant divisée par la valeur attendu du modèle standard. Le résultat expérimental est compatible avec la prédiction du modèle standard. [1].

FIGURE 1.7

À l'heure actuelle, les deux expériences ont analysé les $25 fb^{-1}$ de données récoltées à 7 et 8 TeV. Les résultats obtenus par ATLAS [36] pour les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ sont listés dans le tableau 1.5. On retiendra comme valeur de la masse du Higgs : $m_H = 125.36 \pm 0.41 GeV/c^2$.

CMS, avec les mêmes états finals et $25 fb^{-1}$ de données analysées, mesure une masse $m_H = 125.03^{+0.26}_{-0.27}(stat)^{+0.13}_{-0.15}(syst) GeV/c^2$ [1]. La figure 1.7 illustre ces nouvelles valeurs de masse analysées par les expériences ATLAS et CMS et compare les signaux obtenus à ceux prévus pour un Higgs du modèle standard.

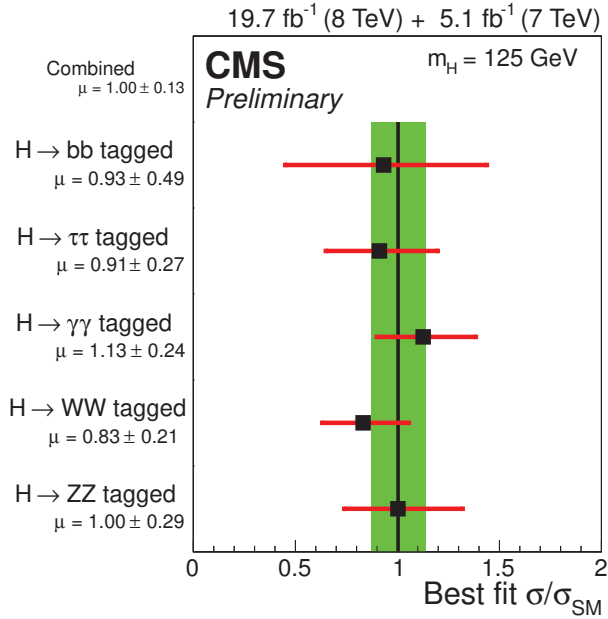


FIGURE 1.8 – Sections efficaces de désintégration du Higgs selon les différents canaux mesurés par l'expérience CMS rapportées à celle prévues par le modèle standard. [1]

De plus, les sections efficaces de certaines voies de désintégration du boson ont pu être mesurées. La figure 1.8 présente les écarts entre les sections efficaces mesurées par CMS et les valeurs prédites par le MS pour différentes voies de désintégration du boson. D'après ces résultats, le boson trouvé est compatible avec un boson de Higgs standard. Pour plus d'informations, un résumé des résultats obtenus par les deux expériences jusqu'à l'été 2014 est disponible dans la référence [37].

Les résultats que nous avons présentés pour le boson de Higgs devraient être améliorés durant la seconde phase de fonctionnement du LHC (Run 2). La prise de données pour cette seconde phase a débuté à l'été 2015. Cette fois-ci l'énergie dans le centre de masse sera de 13 puis 14 TeV . La phase s'arrêtera en 2018. Débutera alors un long arrêt jusqu'en 2020, date à laquelle la troisième phase (Run 3) devrait débuter. Cette phase durera 3 à 4 ans. A la fin des trois phases de fonctionnement du LHC, la luminosité intégrée atteindra environ 300 à 350 fb^{-1} . Cela permettra d'affiner les précisions sur les mesures déjà existantes et on potentiellement de découvrir de nouvelles particules. Les arrêts inter-phases permettront la mise à jour de l'accélérateur et de certains détecteurs composant les expériences. Au-delà de 2025, une extension du LHC fournissant une plus haute luminosité, *HL-LHC* pour *High Luminosity Large Hadron Collider*, est en projet. Il est question d'atteindre ainsi une luminosité intégrée d'environ 3000 fb^{-1} en dix années de fonctionnement.

Pour conclure, de nombreuses questions restent en suspens au sujet du quark top et du

boson de Higgs. Des mesures de précision devraient permettre de repousser les limites de notre compréhension sur ces deux particules en particulier. Le boson de Higgs découvert au LHC est-il standard? existe-t-il plusieurs bosons de Higgs comme dans les théories supersymétriques? Pourquoi le quark top possède-t-il une masse si élevée? Le LHC et de nouveaux collisionneurs devraient permettre d'apporter des éléments de réponses à ces questions. Une liste non exhaustive des collisionneurs du futur, actuellement en projet, est donnée dans la section suivante.

1.2.2 Les collisionneurs du futur

Dans cette partie nous allons présenter les différents projets de collisionneurs de particules de demain. Il s'agit d'une revue non exhaustive des possibilités à l'étude en 2015. Depuis 2012, le nouveau boson découvert au LHC, est étudié par la communauté LHC. Le programme du LHC va s'entendre au moins jusque dans les années 2020 pour atteindre 300 à 350 fb^{-1} de données récoltés. Son successeur, le HL-LHC, s'il est construit, devrait permettre de récolter environ 3000 fb^{-1} de données. Cependant, même avec cette quantité importante de données, les paramètres du boson trouvé récemment au LHC, comme sa masse, sa largeur ou ses couplages ne seront pas connus avec une grande précision. De plus, comme nous l'avons vu plus haut, outre le fait qu'il fournisse des mesures moins précises, le LHC est limité dans certaines de ses découvertes. L'évolution naturelle de la discipline de la physique des particules, amène à la construction de collisionneurs plus puissants ou plus précis, permettant l'exploration d'une nouvelle physique en passant par l'augmentation de la gamme d'énergie des faisceaux ou en passant par des mesures de précisions, permettant de nouvelles découvertes. Ainsi, dans les décennies à venir, un collisionneur $e^+ e^-$ est nécessaire afin d'investiguer, avec une sensibilité supérieure à celle du LHC, le secteur électrofaible et sa brisure spontanée, mais aussi la nouvelle physique à l'échelle du TeV . Dans la lignée, des collisionneurs pp dotés d'une énergie dans le centre de masse allant jusqu'à 100 TeV sont envisagés. Dans cette section, nous décrirons les projets d'accélérateurs du futur et nous introduirons l'ILC. C'est dans le contexte de l'ILC que s'insère cette thèse.

Futurs projets de collisionneurs

Nous allons ici décrire les principaux projets de collisionneurs du futur. Nous décrirons dans un premier temps les projets de collisionneurs linéaires puis nous décrirons les derniers projets de collisionneurs circulaires à l'étude en Europe et en Chine. Enfin, nous parlerons brièvement de l'expérience *BELLE II* auprès du futur accélérateur *Super KEK B*.

Depuis de nombreuses années, deux projets de collisionneurs linéaires $e^+ e^-$ sont à l'étude, il s'agit de l'ILC pour *International Linear Collider* et de CLIC pour *Compact Linear Collider*. Le premier utilise une technologie accélératrice basée sur des cavités Radio-Fréquence supra-conductrices. La limite actuelle du gradient d'accélération d'une telle technologie est d'environ 60 MV/m . Pour l'ILC, des cavités de 31.5 MV/m en moyenne sont nécessaire pour atteindre, l'énergie nominale dans le centre de masse de

500 GeV. L'extension à 1 TeV nécessitera un gradient moyen d'environ 40 MV/m. La luminosité sera de $2 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ à 500 GeV. L'ILC devrait mesurer 31 km de long dans sa version à 500 GeV.

Pour pouvoir obtenir des champs accélérateurs de l'ordre de ceux prévus pour l'ILC, il faut injecter une onde radiofréquence dans la cavité. Des courants de l'ordre de 10^{10} à 10^{12}A/m^2 circulent sur la surface interne de la cavité et provoquent un échauffement des parois. On ne pourrait pas obtenir de champs aussi élevés en continu avec un conducteur normal. En effet, les parois se mettraient à fondre. En radio-fréquence, la résistance d'un supra-conducteur n'est pas rigoureusement nulle, mais elle reste environ 10^5 fois plus faible que celle du cuivre, d'où l'intérêt principal de cette technologie pour les cavités accélératrices.

Du côté de CLIC, l'objectif est d'arriver à des gradients d'accélération de l'ordre de 100 MV/m afin de fournir une énergie dans le centre de masse minimale de 500 GeV et pouvant monter jusqu'à 3 TeV. L'accélérateur est optimisé pour une énergie de 3 TeV dans le centre de masse et une luminosité de $6 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Sa longueur dans sa version nominale à 3 TeV serait d'environ 40 km. Un gradient de 100 MV/m représente un défi technologique d'envergure pour les cavités radio-fréquence. Ainsi, une autre stratégie d'accélération est à l'étude pour atteindre un tel gradient.

Pour atteindre un champ accélérateur d'environ 100 MV/m, il faut pouvoir injecter des ondes de fréquence 12 GHz à température ambiante. Les klystrons (injecteurs de puissance) ne permettent pas d'injecter une telle puissance. Une solution d'accélération à deux faisceaux a alors été développée. Un premier faisceau doté d'un fort courant d'électron de faible énergie (de l'ordre de 9.0 GeV), appelé *faisceau conducteur*, est placé parallèlement au faisceau principal. Puis, ce faisceau conducteur est décéléré dans une structure dite d'extraction de puissance (PETS) et la puissance générée est transférée au faisceau principal. Un gradient d'accélération de l'ordre de 100 MV/m est alors créé.

La technologie utilisée dans le projet CLIC n'est pas encore mature. Un rapport d'élaboration conceptuel (CDR) a été remis en 2012 et un rapport technique de conception (TDR) est prévu pour 2018. Le projet ILC est, quant à lui, envisageable prochainement et différentes étapes ont déjà été franchies vers sa conception. Un TDR, est déjà disponible depuis 2013. De plus, un site d'implantation a déjà été avancé, celui de *Kitakami* au nord du Japon. L'ILC pourrait voir ses premiers faisceaux se collisionner aux alentours de 2030. Nous y reviendrons plus en détail dans la section suivante.

Très récemment, des études de futurs collisionneurs circulaires (FCC) ont vu le jour. Ces nouveaux projets d'accélérateurs sont actuellement à l'étude en Europe (CERN) et en Chine. Ils sont organisés en trois types de collisionneurs : les FCC-ee, les FCC-hh et les FCC-he.

Du côté du CERN, un nouvel anneau, de 80-100 km de circonférence, pourrait accueillir un collisionneur proton-proton doté d'une énergie de 100 TeV dans le centre de masse. Ce concept d'accélérateur est nommé *FCC-hh* ou encore *VHE-LHC* (pour *Very High Energy Large Hadron Collider*). Les 100 TeV dans le centre de masse sont motivés

par la recherche de nouvelle physique à très haute énergie. Ce concept demande notamment des avancées technologiques en matière d'aimants supra-conducteurs pour atteindre des champs magnétiques d'environ 20 Teslas. Ce collisionneur hh , pourrait être précédé d'un autre collisionneur, $e^+ e^-$ cette fois-ci, fonctionnant à 4 énergies dans le centre de masse distinctes afin de produire des mesures de précision des bosons Z ($\approx 90 GeV$) et W ($\approx 160 GeV$), du boson de *Higgs* ($\approx 240 GeV$) et du quark *top* ($\approx 350 GeV$). Ce concept est nommé *FCC-ee* ou *TLEP* pour *Triple LEP*. Ce type de collisionneur requiert de nombreux efforts de recherches et développements afin de maîtriser les technologies permettant de compenser les effets du rayonnement synchrotron et d'atteindre la très haute luminosité motivant le projet. Un collisionneur hybride lepton-hadron (*FCC-he*) constitue une autre option possible. De plus amples informations au sujet de ces projets sont disponibles dans un compte-rendu de la conférence IPAC2014 [38]. La remise d'un *CDR* est prévue pour 2018 en Europe. La mise en fonctionnement d'un de ces accélérateurs pourrait avoir lieu, au plus tôt, pour les années 2040.

Du côté chinois, des études similaires sont en cours. Un collisionneur $e^+ e^-$ nommé *CEPC*, pour *Circular Electron Positron Collider*, suivi d'un collisionneur pp nommé *SppC*, pour *Super pp Collider*, sont à l'étude. Le *CEPC* serait un collisionneur circulaire hébergé dans un tunnel de 50 à 70 km de circonférence, doté de deux détecteurs, placés aux deux points d'interaction des faisceaux. Il s'agit d'une usine à boson de Higgs avec une énergie dans le centre de masse voisine de 240-250 GeV , et une luminosité de $2 \cdot 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$. Dans un second temps, après l'exploitation du *CEPC*, le *SppC* devrait prendre naissance dans le même tunnel. Il pourra délivrer des collisions pp avec une énergie disponible dans le centre de masse de 50 à 70 TeV . La planification donnée fin 2014 est la suivante. Un *CDR* devrait pouvoir être délivré fin 2014. Puis, des efforts de R&D seront fournis entre 2016 et 2020, rendant possible la publication d'un *TDR* aux alentours de 2020. Le planning de conception est le suivant : le *CEPC* devrait être construit entre 2021 et 2027. Le programme de physique devrait alors avoir lieu entre 2028 et 2035. La R&D du *SppC* s'étendra alors entre 2020 et 2030. La machine serait alors construite entre 2035 et 2042 dans le même tunnel que le *CEPC*. Et le *SppC* serait prêt à prendre des données en 2042. (N.B. Les informations les plus récentes (début 2016) sur ce programme indiquent un décalage de calendrier de plusieurs années.)

Côté performance, le tableau 1.6, issu du *Working Group Report : Higgs Boson* [39] de 2013, donne, par exemple, la précision sur les modes de désintégration du boson de Higgs standard en fonction de l'accélérateur.

Une autre alternative est un collisionneur de muons basé sur la capture de muons dans les désintégrations du pion, puis leur refroidissement et accélération dans un anneau de stockage [40]. En raison des défis technologiques posés, ce type de collisionneur demande encore plusieurs années de recherche et développement.

Enfin, l'étude de la physique à plus basse énergie mais avec une statistique très élevée, offre la possibilité d'étudier la violation de la symétrie CP, permet des mesures de grande précision des propriétés des mésons B et D et autorise l'étude de certaines désintégrations rares des mésons. Les accélérateurs *KEKB* et *PEP-II* et leurs expériences respectives

	ILC 250/500/1000 GeV		ILC LumiUp 250/500/1000 GeV		CLIC 1.4/3.0 TeV		TLEP 240 & 350 GeV
	ZH	$\nu\bar{\nu}H$	ZH	$\nu\bar{\nu}H$	ZH	$\nu\bar{\nu}H$	ZH($\nu\bar{\nu}H$)
Inclusive	2.6/3.0/-%	-	1.2/1.7/-%	-	4.2%	-	0.4%
$H \rightarrow \gamma\gamma$	29-38%	-/20-26/7-10%	16/19/-%	-/13/5.4%	-	11%/< 11%	3.0%
$H \rightarrow gg$	7/11/-%	-/4.1/2.3%	3.3/6.0/-%	-/2.3/1.4%	6%	1.4/1.4%	1.4%
$H \rightarrow ZZ^*$	19/25/-%	-/8.2/4.1%	8.8/14/-%	-/4.6/2.6%	-	2.3/1.5%	3.1%
$H \rightarrow WW^*$	6.4/9.2/-%	-/2.4/1.6%	3.0/5.1/-%	-/1.3/1.0%	2%	0.75/0.5%	0.9%
$H \rightarrow \tau\tau$	4.2/5.4/-%	-/9.0/3.1%	2.0/3.0/-%	-/5.0/2.0%	5.7%	2.8%/< 2.8%	0.7%
$H \rightarrow b\bar{b}$	1.2/1.8/-%	11/0.66/0.30%	0.56/1.0/-%	4.9/0.37/0.30%	1%	0.23/0.15%	0.2% (0.6%)
$H \rightarrow c\bar{c}$	8.3/13/-%	-/6.2/3.1%	3.9/7.2/-%	-/3.5/2.0%	5%	2.2/2.0%	1.2%
$H \rightarrow \mu\mu$	-	-/-/31%	-	-/-/20%	-	21/12%	13%
	<i>ttH</i>		<i>ttH</i>		<i>ttH</i>		<i>ttH</i>
$H \rightarrow b\bar{b}$	-/28/6.0%		-/16/3.8%		8%/< 8%		-

TABLE 1.6 – Précision sur les sections efficaces $\sigma \cdot \text{BR}$ mesurées pour les futurs collisionneurs $e^+ e^-$. Sont indiquées les précisions pour les programmes suivants : ILC : 250 fb^{-1} à 250 GeV, 500 fb^{-1} à 500 GeV, 1000 fb^{-1} à 1000 GeV; ILC LumiUp : ajout de 900 fb^{-1} à 250 GeV, 1100 fb^{-1} à 500 GeV, 1500 fb^{-1} à 1000 GeV; CLIC : 500 fb^{-1} à 350 GeV, 1500 fb^{-1} à 1.4 TeV, 3000 $^{-1}$ à 3.0 TeV; TLEP (somme des quatre régions d'interaction) : 10000 fb^{-1} à 240 GeV, 2600 fb^{-1} à 350 GeV. (Les résultats pour CLIC utilisent une augmentation de la section efficace WW d'un facteur 1.8 au dessus de 1 TeV avec une polarisation $(-0.8, 0)$ pour les faisceaux (e^-, e^+) [39]).

BELLE et *BaBar*, situés au Japon et en Californie, ont étudié ce type de physique et font partie de ce que l'on appelle les usines à B. Ce nom est donné à ce type d'accélérateurs parce que leur énergie dans le centre de masse est réglée pour produire en quantité des résonances $\langle b\bar{b} \rangle$ qui se désintègrent essentiellement en paires de mésons $B\bar{B}$ comme la résonance $\Upsilon(4S)$, usuellement produite à 10.85 GeV. Ces mésons B se désintègrent ensuite pour donner lieu à des états finals dont l'étude permet de remonter à leurs propriétés et à celles de la symétrie CP. *KEKB* est le collisionneur qui détient le record de luminosité instantanée à l'heure actuelle. Celle-ci a atteint $2.11 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Cette haute luminosité a permis d'enregistrer une statistique de l'ordre de 1000 fb^{-1} entre 1999 et 2010, dont 711 fb^{-1} consacré à la production de la résonance $\Upsilon 4S$. *BELLE* et *BaBar* ont entre autre permis de mesurer les angles du triangle d'unitarité [41] et d'observer la symétrie CP directe pour les mésons B.

Une nouvelle usine à B, *Super KEK B*, est en train de voir le jour. Il s'agit d'une mise à jour du collisionneur *KEKB* permettant de multiplier la luminosité instantanée du collisionneur d'un facteur 40, pour atteindre $8 \times 10^{35} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Ce nouvel accélérateur est accompagné d'une nouvelle expérience, nommée *BELLE II*. Celle-ci sera équipée d'une configuration mise à jour du détecteur de *BELLE*. Elle fournira des performances plus élevées et permettra de composer avec un bruit de fond plus intense résultant de l'élévation de la luminosité. La mise en service de l'accélérateur, portée par le projet *BEAST II* (*Beam Exorcism for a Stable experiment*), devrait débuter en 2016 et se déroulera en deux phases. Le groupe *PICSEL* participera à la seconde phase, débutant en 2017, et installera sur le site des échelles *PLUME* (voir section : 2.2.4) dans le but de caractériser le bruit de fond de la machine. La prise de données devrait débuter en 2018 et l'objectif est d'atteindre une statistique de 50 ab^{-1} en six années de fonctionnement.

La présente thèse se place dans le contexte de la conception d'un détecteur de vertex pour l'ILC. Aussi, dans la prochaine section nous décrivons plus en détail l'ILC, la

physique y étant accessible et les détecteurs conçus pour l'exploiter.

1.3 ILC³

Comme nous l'avons vu, l'ILC pourrait être le collisionneur $e^+ e^-$ complémentaire au LHC, de demain. Il se base sur des technologies matures et l'énergie dans son centre de masse est plus élevée que celle des collisionneurs circulaires envisagés. Cette thèse se place dans le contexte d'un détecteur de vertex pour l'ILC. Nous décrirons dans une première partie les propriétés de ce collisionneur, puis nous détaillerons les études de physique possibles au près de l'ILC. Enfin, nous traiterons des performances des détecteurs développés pour l'ILC, et nous mettrons l'accent sur le détecteur de vertex.

1.3.1 Description de l'accélérateur

Comme nous l'avons vu, l'ILC est un collisionneur électron-positon linéaire conçu pour atteindre une énergie de 500 GeV disponible dans le centre de masse et une luminosité nominale de $2 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (à 500 GeV). Nous allons à présent décrire plus en détail ce collisionneur.

Les collisionneurs linéaires sont composés de deux accélérateurs linéaires, l'un pour l'accélération des électrons, l'autre pour l'accélération des positons. Les deux faisceaux se rejoignant au point d'interaction. Les collisionneurs linéaires suppriment le problème du rayonnement de freinage propre à leurs homologues circulaires mais introduisent d'autres difficultés, propres à la nature linéaire du collisionneur. Alors que dans un collisionneur circulaire, les particules composant les faisceaux passent à de très nombreuses reprises à travers la machine, celle-ci n'y passent qu'une seule fois dans un collisionneur linéaire. Les cavités accélératrices du collisionneur linéaire doivent alors être très efficaces pour délivrer un maximum d'énergie aux particules. De surcroît, au point de collision des deux faisceaux, les paquets de particules ne se croisent qu'une seule fois. Ces derniers doivent donc être d'une densité suffisante pour assurer une probabilité d'interaction suffisante. Cette notion est directement reliée à la luminosité de l'accélérateur.

Compte tenu des faibles sections efficaces de production physiquement intéressantes à 500 GeV (entre 10 et 1000 fb), une luminosité élevée est indispensable pour obtenir un taux de comptage suffisant. Un calcul rapide à l'aide de la relation $N = LT\sigma$ donne un ordre de grandeur de $N = 10^8$ événements pour une section efficace de 10fb, une luminosité instantanée de $L = 2 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, et une période T de 5 ans. Cela justifie la luminosité nominale de $1.8 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ à 500 GeV. Une luminosité plus importante sera possible grâce à une mise à jour de l'accélérateur, dans le but d'atteindre le double de la luminosité nominale. On atteindrait ainsi $3.6 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Une seconde mise à jour éventuelle de l'accélérateur devrait permettre une montée d'énergie dans le centre de masse permettant d'atteindre le TeV ou plus avec une luminosité de $4.9 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

3. Cette partie sur l'ILC se base en grande partie sur le TDR et l'article : *The International Linear Collider* [42].

Depuis les années 90, d'ambitieux programmes de recherche et développement ont été menés à bien pour construire des collisionneurs linéaires. Au SLAC et à KEK des technologies accélératrices à température ambiante ont été développées et une technologie supra-conductrice a été mise au point à DESY. Ces technologies ont montré la viabilité des projets d'accélérateurs linéaires. L'*International Committee for Future Accelerators* (ICFA) a alors défini les objectifs de physique et choisi la technologie supra-conductrice à radio-fréquences (2004) pour établir les bases de la conception du futur collisionneur linéaire. L'ICFA a aussi fondé le *Global Design Effort* (GDE), qui a permis l'établissement du programme de recherche et le design de l'accélérateur.

Ainsi, l'ILC est un accélérateur d'électrons et de positons exploitant une technologie accélératrice supra-conductrice à 1.3 GHz. Il est conçu pour atteindre des énergies allant de 200 *GeV* à 500 *GeV* dans le centre de masse avec une luminosité élevée. La longueur totale de l'ILC dans sa forme nominale à 500 *GeV* est de 31 *km*. La figure 1.9 en fournit une vue schématique.

Le principal LINAC (*LINear particle ACcelerator*) est de loin la partie la plus complexe de l'ILC. Le défi repose aussi sur la production des faisceaux d'électrons et de positons, qui doivent satisfaire les pré-requis pour l'injection dans les deux LINACs principaux.

Le système d'injection comporte :

- une source d'électrons polarisés basée sur une photocathode DC,
- une source de positons polarisés, où les positons sont obtenus à partir de paires électron-positon, elles-mêmes obtenues grâce aux photons de haute énergie produits par le passage du faisceau principal d'électrons dans un onduleur,
- deux anneaux de freinage à 5 GeV pour les électrons et positons d'une circonférence de 3.5 *km* et positionnés dans un tunnel commun,
- des systèmes de transports du faisceau entre les anneaux de freinage et les LINACs principaux, suivis d'un système de compression (à deux étapes) du faisceau en paquets, avant injection.

Dans la version à 500 *GeV*, les deux LINACs principaux mesurent chacun 11 *km* de long et utilisent des cavités supra-conductrices à Radio Fréquence de 1.3 *GHz*, ce qui leur confèrent un gradient moyen d'accélération de 31.5 *MV/m* (à l'échelle d'une cavité des variations du champ accélérateur de $\pm 20\%$ sont attendues). Après avoir été accélérés dans les LINACs, les faisceaux d'électrons et de positons sont injectés dans deux systèmes opposés d'une longueur de 2.2 *km* chacun, conduisant les faisceaux jusqu'au point d'interaction. Les faisceaux se croisent alors avec un angle de 14 *mrad* et la région d'interaction est équipée par un détecteur unique ou deux détecteurs interchangeable. Cet angle de croisement permet d'obtenir une valeur de luminosité optimale tout en facilitant l'extraction des faisceaux après leur croisement. Cette technique est schématisée en figure 1.10

Les principales caractéristiques de la machine dérivant des objectifs de physique sont les suivants :

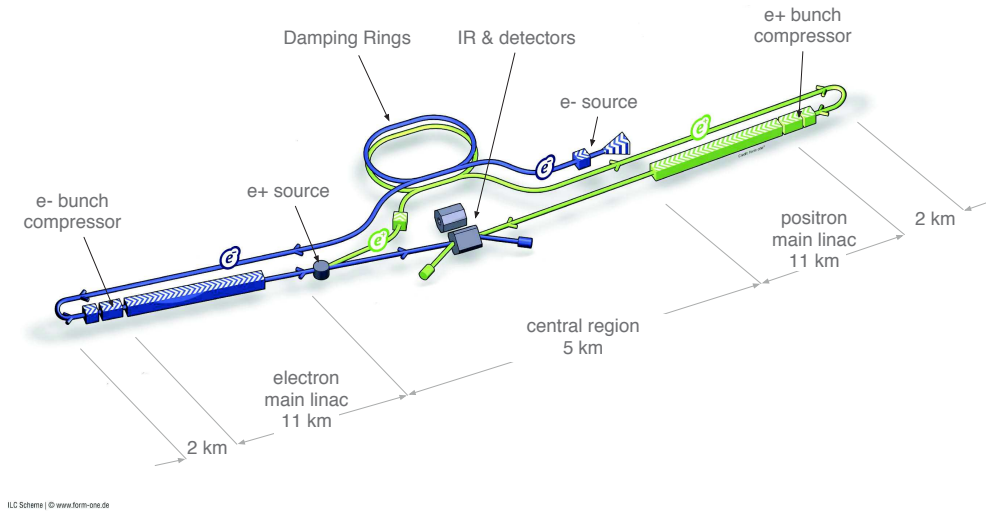


FIGURE 1.9 – Schéma de l'ILC.

- Une luminosité qui doit conduire à $\int L dt = 500 fb^{-1}$ sur 4 ans,
- Une énergie dans le centre de masse ajustable entre 250 et 500 GeV (éventuellement option Giga-Z à 91 GeV et Mega-W à 160 GeV),
- Une capacité accrue à ajuster l'énergie dans le centre de masse entre 250 et 500 GeV,
- Une stabilité de l'énergie et une précision sur celle-ci inférieure à 0.1%,
- Une polarisation des électrons $\geq 80\%$.

De plus, il devra être possible de mettre à jour la machine pour atteindre le TeV dans le centre de masse. Un faisceau de positons polarisable est de plus souhaitable. Des caractéristiques plus détaillées de l'ILC sont listées dans la table 1.7.

Énergie max. dans le centre de masse	500	GeV
Pic de luminosité	$\sim 2 \times 10^{34}$	$cm^{-2}s^{-1}$
Courant du faisceau	9.0	mA
Taux de répétition	5	Hz
Gradient moyen d'accélération	31.5	MV/m
Durée d'impulsion du faisceau	0.95	ms
Longueur totale du site	31	km
Puissance totale AC consommée	~ 230	MW

TABLE 1.7 – Principaux paramètres du design de l'ILC à 500 GeV.

Pour résumer, l'ILC est un collisionneur d'électrons et de positons avec une énergie

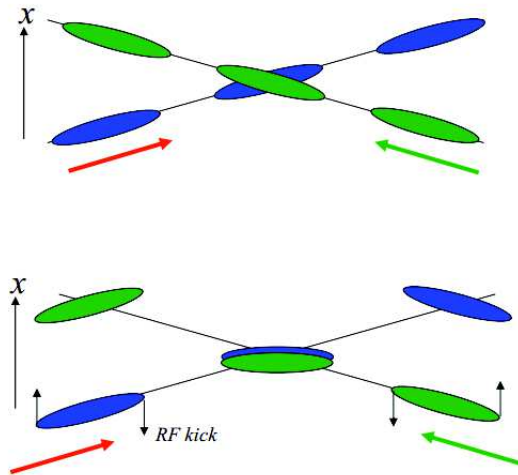


FIGURE 1.10 – L'utilisation de cavités de "Crab" permet d'incliner les paquets de particules afin qu'il se rencontrent face à face au point d'interaction. Cette technique permet de maximiser la luminosité.

réglable entre 250 et 500 GeV extensible à 1 TeV dans le centre de masse. La technologie d'accélération radio-fréquence et la structure des faisceaux sont, de plus, adaptées à la nature linéaire du collisionneur. Après la description du complexe de l'accélérateur, nous allons nous pencher sur les études physiques réalisables à l'ILC.

1.3.2 Programme de physique

Comme nous l'avons vu, en juillet 2012, les collaborations ATLAS et CMS ont annoncé la découverte d'une particule d'une masse de $125 GeV/c^2$ compatible avec le boson de Higgs standard [33,34]. Ces expériences du LHC continuent de raffiner leurs mesures sur les propriétés de cette nouvelle particule. Cependant, la précision de ces mesures sera limitée par la nature hadronique du collisionneur. De plus, les questions sur la physique au delà du modèle standard restent encore en suspend et l'ILC sera le complément idéal au LHC pour tenter de répondre à ces questions. Dans cette section, nous allons décrire le programme de physique de l'ILC tel qu'il est décrit dans le *TDR* [43]. Nous ferons ainsi une revue non exhaustive des mesures les plus importantes réalisables à l'ILC.

L'ILC étant un accélérateur linéaire, son énergie dans le centre de masse est réglable. Ainsi, différents programmes expérimentaux pourront avoir lieu en fonction de l'énergie choisie. Les différents programmes envisagés sont les suivants :

91 GeV et 160 GeV : L'énergie de 91 GeV est optimale pour étudier la résonance du boson Z^0 et au voisinage de 160 GeV, on atteint le seuil de production de paires W^+W^- : $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Avec une luminosité supérieure d'environ deux à trois ordres de grandeur à celle du LEP, une étude très poussée du boson Z^0 (programme *GigaZ*)

et des bosons W^+ et W^- (programme *MegaW*) est envisagée. L'objectif du programme *GigaZ* est en particulier de mesurer l'asymétrie droite/gauche associée au couplages du Z et leur intensité avec une précision supérieure d'un ordre de grandeur à celle obtenue au LEP. Le programme *MegaW* vise quant à lui la mesure de la masse du W avec une précision atteignant le MeV/c^2 .

250 GeV : Cette énergie correspond au pic de la section efficace de production du boson de Higgs associé à un Z^0 (*Higgstrahlung*) : $e^+e^- \rightarrow Zh$. Avec h le boson de Higgs de masse $125 GeV/c^2$ découvert au LHC. Que ce boson soit le boson de Higgs standard ou un autre boson, l'étude des couplages et des nombres quantiques de cette particule devrait être réalisée avec précision. La méthode de la masse de recul devrait permettre une reconstruction de la masse de ce boson indépendamment de toutes hypothèses sur les produits de désintégration du Higgs. (La masse manquante et les modes de désintégration inattendus étant pris en compte). Nous reviendrons sur cette méthode un peu plus loin.

350-400 GeV : Le seuil de production de paires $t\bar{t}$ apparaît aux alentours de $350 GeV$. A cause de son très faible temps de vie, le quark top et son anti-particule ne possèdent pas d'état lié (toponium). Cependant, la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ exhibe une forme particulière près du seuil de production. Cette forme est très précisément prédite par des calculs de QCD perturbative. Un balayage en énergie autour du seuil devrait permettre de reconstituer cette forme qui dépend de la masse du quark top (m_t). Celle-ci pourra alors être déterminée avec une précision d'environ $100 MeV/c^2$. L'étude précise des états finals au seuil de production et aux énergies plus élevées livrera des mesures de précision contraignant la brisure de la symétrie électrofaible. Dans la gamme d'énergie considérées, la section efficace de production de Higgs par fusion WW devient importante comme l'indique la figure 1.12 (réaction $e^+e^- \rightarrow \nu\nu h$). L'étude de ce processus devrait fournir une mesure précise du couplage hWW à la recherche d'une déviation par rapport au M.S. La sensibilité statistique sera suffisamment élevée pour l'étude des désintégrations rares du boson de Higgs.

500 GeV : A cette énergie, l'ILC fonctionnera à son énergie et à sa luminosité nominales. Les données collectées permettront alors d'améliorer les précisions sur les mesures des processus sus-mentionnés. L'étude des réactions $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, où f peut être un quark ou un lepton, offre la possibilité d'étudier la physique au-delà du modèle standard. Du fait de leur simplicité, les états finals de ces processus sont facilement identifiables expérimentalement. De plus, les calculs perturbatifs correspondants, basés sur le modèle standard, ont déjà été réalisés et donnent des résultats très précis. De faibles déviations par rapport aux prédictions du modèle standard pourraient permettre d'explorer une nouvelle physique dont l'échelle d'énergie caractéristique est bien supérieure à celle du centre de masse. L'existence du boson Z' , la nature composite des fermions ou encore certains modèles à dimensions supplémentaires pourront être testés. Le détecteur de vertex jouera un rôle primordial dans l'identification des saveurs mises en jeu. De plus, de nouvelles particules pourront être recherchées, comme certaines particules supersymétriques

ou comme d'autres états d'un secteur de Higgs composite. L'énergie nominale de l'ILC risque fort d'être supérieure à 500 GeV afin de permettre l'étude du couplage du quark top au Higgs, qui devient possible vers 550 GeV.

1 TeV : À cette énergie de fonctionnement, envisagée après une mise à jour de l'ILC, de nombreuses nouvelles mesures seront possibles. Elles permettront entre autre d'explorer : le couplage du Higgs au quark top, les auto-couplages du Higgs et les modèles de Higgs composite. De nouvelles particules exotiques pourront de plus être recherchées. Les données produites permettront aussi d'améliorer la précision des mesures déjà réalisées à des énergies dans le centre de masse inférieures.

Énergie	Réaction	Objectif physique
91 GeV	$e^+e^- \rightarrow Z$	mesures ultra-précises du modèle électrofaible
160 GeV	$e^+e^- \rightarrow WW$	mesure ultra-précise de la masse du W
250 GeV	$e^+e^- \rightarrow Zh$	mesures précises des couplages au Higgs
350–400 GeV	$e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$	mesures de la masse du quark top et de ses couplages
	$e^+e^- \rightarrow WW$	mesures précises des couplages au W
	$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}h$	mesures précises des couplages au Higgs
500 GeV	$e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$	recherche précise du Z'
	$e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h$	mesures des couplages Higgs-top
	$e^+e^- \rightarrow Zhh$	mesure de l'auto-couplage du Higgs
	$e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}\tilde{\chi}$	recherche de la supersymétrie
	$e^+e^- \rightarrow AH, H^+H^-$	recherche d'états étendus du Higgs
700–1000 GeV	$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}hh$	mesures des autocouplages du Higgs
	$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}VV$	recherche d'un Higgs composite
	$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}t\bar{t}$	recherche de Higgs et top composites
	$e^+e^- \rightarrow t\bar{t}^*$	recherche de la supersymétrie

TABLE 1.8 – Principaux processus physiques étudiés à l'ILC pour différentes énergies dans le centre de masse. Le tableau indique les différentes réactions du modèle standard accessibles en fonction de l'énergie de collision, ainsi que les principaux objectifs de physique. Une réaction listée à une énergie donnée sera aussi étudiée pour toutes les énergies plus élevées.

Le tableau 1.8 résume tous ces programmes. Après avoir réalisé une revue des études possibles à l'ILC nous allons nous pencher plus particulièrement sur la physique du Higgs, du top et la supersymétrie à l'ILC.

Physique du Higgs

La première phase du programme de recherche sur le Higgs sera constituée par la mesure précise des propriétés du boson de Higgs découvert au LHC. L'objectif sera de savoir si ce boson est vraiment compatible avec le modèle standard ou si des différences apparaissent.

La première étape de notre cheminement consiste à savoir quels sont les modes de production de Higgs du modèle standard observables à l'ILC. Pour cela nous allons discuter

les sections efficaces de production afférentes. La figure 1.11 représente les diagrammes de *Feynman* des trois processus majeurs de production du Higgs à l'ILC.

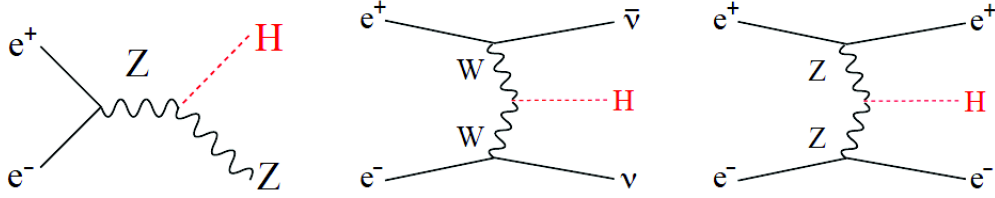


FIGURE 1.11 – Diagrammes de *Feynman* pour les 3 processus majeurs de production de Higgs à l'ILC : $e^+e^- \rightarrow Zh$ (à gauche), $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}h$ (au centre), et $e^+e^- \rightarrow e^+e^-h$ (à droite).

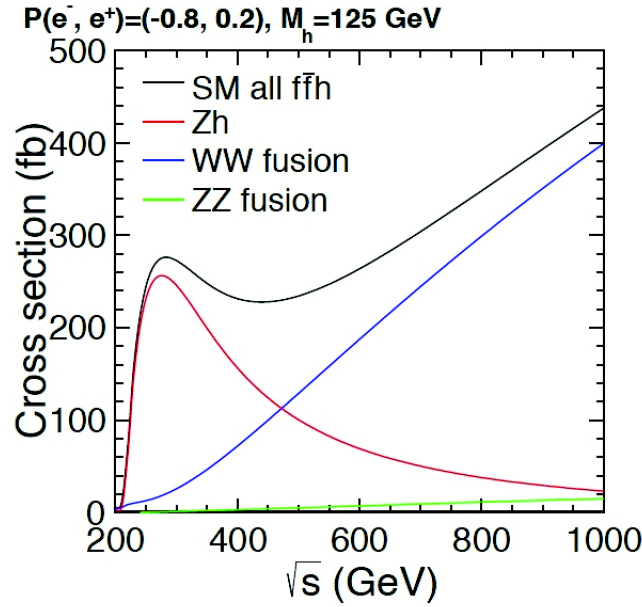


FIGURE 1.12 – Sections efficaces de production du boson de Higgs par Higgstrahlung ($e^+e^- \rightarrow Zh$), fusion WW ($e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}h$) et fusion ZZ ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-h$) en fonction de l'énergie dans le centre de masse, pour une masse du Higgs de 125 GeV, et pour une polarisation des faisceaux (P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.2).

D'autres processus existent, leur section efficace est cependant inférieure d'au moins un ordre de grandeur à celle de la fusion ZZ et n'apparaissent qu'à partir de 350-500 GeV dans le centre de masse (voir figure 1.18). En figure 1.12 est illustrée la variation de la section efficace de production des trois processus majoritaires en fonction de l'énergie dans le centre de masse, obtenue pour une polarisation de faisceau (P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.2).

La section efficace de la réaction $e^+e^- \rightarrow Zh$ est maximale aux alentours de 250 GeV dans le centre de masse. Au premier ordre elle vaut environ 220 fb. Cette réaction porte le nom de Higgstrahlung. À cette énergie, la section efficace de la fusion W^+W^- ($e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}h$) est inférieure d'un ordre de grandeur. Cependant, alors que le Higgstrahlung diminue avec l'augmentation de l'énergie disponible dans le centre de masse à partir de 250 GeV, la fusion WW augmente. Ainsi aux alentours de 500 GeV le Higgstrahlung et la fusion WW ont environ la même section efficace (environ 120 fb). A plus haute énergie, la section efficace de fusion WW augmente encore et le Higgstrahlung décroît. À 1 TeV, la section efficace de fusion WW vaut environ 400 fb et celle du Higgstrahlung 20 fb. La fusion ZZ est, quant à elle, minoritaire. Elle passe d'environ quelques fb à 250 GeV à 20 fb à 1 TeV. Ainsi, plusieurs programmes de physique selon que l'on soit à une énergie de 250, 500 ou 1000 GeV dans le centre de masse sont réalisables.

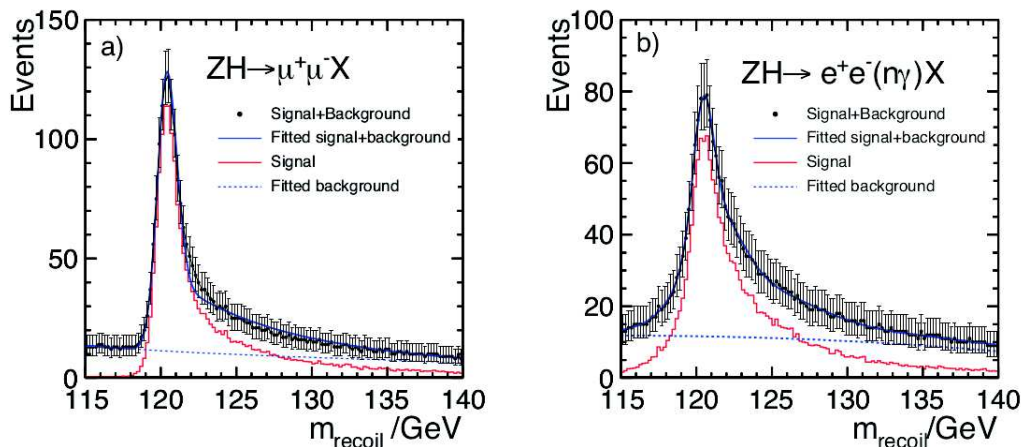


FIGURE 1.13 – Résultats d'une simulation du Higgstrahlung $e^+e^- \rightarrow Zh$ avec à gauche $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ et à droite $Z \rightarrow e^+e^- (+n\gamma)$ comme attendu dans le détecteur ILD de l'ILC. Ces résultats sont montrés pour une polarisation $P(e^+, e^-) = (+0.3, -0.8)$ et une luminosité intégrée de 20 fb^{-1} (TDR Volume Physics [2] p 288)

Le programme de l'ILC pourrait commencer par l'exploitation du pic du Higgstrahlung vers 250 GeV. Pour cela, la masse du Higgs sera reconstruite grâce à sa masse de recul, M_H . L'intérêt de cette méthode repose sur le fait que la masse calculée est indépendante de toute hypothèse sur les produits de désintégration du Higgs. Celui-ci peut alors se désintégrer en particules nouvelles, détectables ou non, sans que cela influe sur la mesure de sa masse. Celle-ci est calculée selon la relation suivante :

$$M_H^2 = s + M_Z^2 - 2\sqrt{s}(E_1 + E_2) \quad (1.50)$$

où M_Z est la masse du boson Z et E_1 et E_2 sont les énergies des produits de désin-

tégration du Z . La figure 1.13 représente la distribution simulée de M_H attendue après 250 fb^{-1} de données collectées dans le cas où le Z se désintègre en une paire $\mu^+\mu^-$ ou e^+e^- . La méthode de la masse de recul, comme illustrée en figure 1.13, permet d'obtenir une précision statistique de l'ordre de 40 MeV sur M_H pour le canal $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ avec une énergie de 250 GeV dans le centre de masse et 250 fb^{-1} de données simulées. Une précision de l'ordre de 80 MeV est obtenue dans les mêmes conditions de simulation pour le canal $Z \rightarrow e^+e^-$. La combinaison des deux résultats donne une précision sur la mesure d'environ 32 MeV [44] [45].

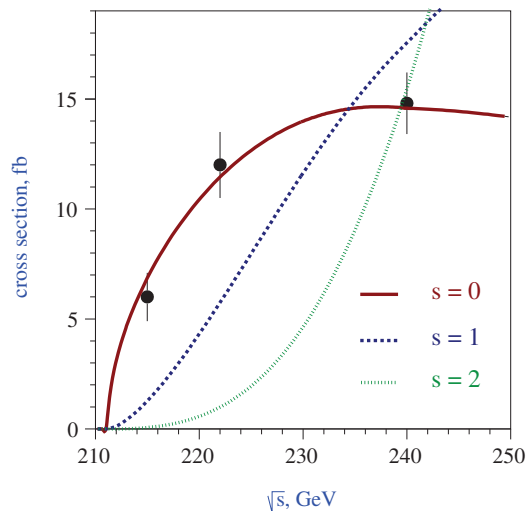


FIGURE 1.14 – Comportement de la section efficace $e^+e^- \rightarrow Zh$ au seuil de production, en fonction du spin et de la valeur de CP . Les trois courbes indiquent le comportement théorique de la section efficace au seuil de production pour $J^P = 0^+$, 1^- , et 2^+ . 3 points de mesure avec 20 fb^{-1} de données permettent de distinguer les différentes possibilités. La masse du Higgs utilisée est de $120 \text{ GeV}/c^2$. [3]

Le programme de mesure à 250 GeV inclura la mesure de la masse mais aussi du spin et de CP pour le boson de Higgs. Ainsi, l'ILC procurera un test complémentaire plus poussé au LHC pour la mesure du spin du boson de Higgs. La méthode de mesure est basée sur le comportement au seuil de production pour la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow Zh$. Celle-ci ne varie pas de la même manière selon les valeurs du spin et de CP du boson de Higgs. La possibilité d'un spin 1 a été exclue par l'observation du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ au LHC. Pour un boson de Higgs de spin 0, le comportement au seuil de la section efficace $e^+e^- \rightarrow Zh$ à l'ILC varie comme s (énergie dans le centre de masse) pour une valeur de CP paire et comme \sqrt{s}^3 pour une valeur de CP impaire (voir figure 1.14 [3]). Pour un boson de Higgs de spin 2, la section efficace au seuil augmente comme \sqrt{s}^3 . Pour des spins plus élevés, la section efficace au seuil augmentera selon des puissances de \sqrt{s} plus grande que 3. Des mesures de la section efficace juste au-dessus du seuil de production devraient permettre de trancher entre toutes ces possibilités. Trois points

de mesure nécessitant 20 fb^{-1} de luminosité intégrée permettront de séparer toutes les possibilités et donc d'obtenir le spin et la valeur de CP [3].

mode	BR	$\sigma \cdot BR$ (fb)	$N_{evt}/250 \text{ fb}^{-1}$	$\Delta(\sigma BR)/(\sigma BR)$	$\Delta BR/BR$
$h \rightarrow b\bar{b}$	65.7%	232.8	58199	1.0%	2.7%
$h \rightarrow c\bar{c}$	3.6%	12.7	3187	6.9%	7.3%
$h \rightarrow gg$	5.5%	19.5	4864	8.5%	8.9%
$h \rightarrow WW^*$	15.0%	53.1	13281	8.1%	8.5%
$h \rightarrow \tau^+\tau^-$	8.0%	28.2	7050	3.6%	4.4%
$h \rightarrow ZZ^*$	1.7%	6.1	1523	26%	26%
$h \rightarrow \gamma\gamma$	0.29%	1.02	255	23-30%	23-30%

Table 1.15 – Précision sur les rapports de branchement pour un Higgs standard à $120 \text{ GeV}/c^2$, obtenue avec une simulation complète du détecteur, pour une énergie dans le centre de masse de 250 GeV , une luminosité intégrée $L = 250 \text{ fb}^{-1}$ et une polarisation des faisceaux $(e^-, e^+) = (-0.8, +0.3)$. Les incertitudes sur les rapports de branchement incluent des incertitudes de 2.5% sur σ [4].

Les taux de désintégration du boson de Higgs pourront être mesurés avec précision. Le tableau 1.15 indique les rapports de branchement pour les différents modes de désintégration pour le Higgs standard. Les mesures inclueront les désintégrations invisibles ou les états finals inhabituels. Comparé au LHC, où de tels évènements sont très difficilement séparables du bruit de fond du modèle standard, l'ILC permettra ces mesures avec une grande précision. Dans le modèle standard, les couplages du Higgs aux fermions sont proportionnels à la masse des fermions :

$$g_{hf\bar{f}} = \frac{m_f}{v} \quad (1.51)$$

Et les couplages du Higgs aux bosons de jauge sont proportionnels à la masse au carré de ces bosons. Avec $V = W, Z$, on a :

$$g_{hVV} = \frac{2m_V^2}{v} \quad (1.52)$$

Ainsi, des mesures de grande précision des taux de désintégration du boson de Higgs selon différentes voies (quarks, leptons et bosons) permettront de savoir si seul le champ de Higgs confère leur masse aux particules élémentaires ou si d'autres particules ou phénomènes physiques partagent le rôle de générateur de la masse. Il existe en effet plusieurs scénarios de nouvelle physique qui génèrent des déviations sur ces valeurs inférieures à 10% par rapport au modèle standard [46]. On attirera l'attention du lecteur sur les voies de désintégration $H \rightarrow b\bar{b}$ et $H \rightarrow c\bar{c}$ représentant respectivement 65.7% et 3.6% des désintégrations du Higgs standard. Nous focaliseront aussi l'attention sur le canal $\tau^-\tau^+$ représentant environ 8% des désintégrations. Toutes ces saveurs devront être reconstruites grâce au détecteur de vertex.

La largeur du boson de Higgs standard étant estimée à environ $4 \text{ MeV}/c^2$, une mesure directe aussi précise ne pourra pas être effectuée à l'ILC. Cependant, la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow ZH$ est proportionnelle au couplage g_{HZZ} au carré telle que :

$$\sigma_{AB} \approx \sigma(A \rightarrow H) \times BR(H \rightarrow B) = \sigma(A \rightarrow H) \quad (1.53)$$

Comme la largeur du processus de désintégration $H \rightarrow ZZ^*$, $\Gamma(H \rightarrow ZZ^*)$, est proportionnelle à la constante de couplage g_{HZZ} au carré, la section efficace $e^+e^- \rightarrow ZH$ est aussi proportionnelle à la largeur $\Gamma(H \rightarrow ZZ^*)$ [47]. On a :

$$\frac{\Gamma(H \rightarrow B)}{\Gamma_H} \propto \frac{g_A^2 g_B^2}{\Gamma_H} \quad (1.54)$$

avec

$$\sum_{tot} BR \propto \sum \frac{g_B^2}{\Gamma_H} \cong 1 \quad (1.55)$$

Cette section efficace peut donc être déterminée à partir de la mesure précise de la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow ZH$. Étant donné le rapport de branchement $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ obtenu grâce à la méthode de la masse de recul, la largeur du boson de Higgs est donnée par :

$$\Gamma_{tot} = \frac{\Gamma(H \rightarrow ZZ^*)}{BR(H \rightarrow ZZ^*)} \quad (1.56)$$

Le rapport de branchement $BR(H \rightarrow ZZ^*)$ étant faible ($\approx 1.7\%$), une statistique importante est nécessaire afin d'obtenir une mesure précise. À 250 GeV , avec 250 fb^{-1} de luminosité intégrée, une précision d'environ 26% est attendue pour $BR(H \rightarrow ZZ^*)$. Afin d'augmenter la précision sur la mesure de la largeur du Higgs le mode de désintégration $H \rightarrow WW^*$ peut aussi être utilisé. Une précision sur la largeur du Higgs d'environ 2% pourra ainsi être atteinte avec 250 fb^{-1} de luminosité intégrée à 250 GeV combiné avec 500 fb^{-1} de luminosité intégrée à 500 GeV .

Dans la gamme d'énergie $350\text{-}400 \text{ GeV}$ dans le centre de masse et au-delà, la réaction $e^+e^- \rightarrow WW$ permettra de sonder le modèle standard à haute énergie. Au fur et à mesure que l'énergie augmente, la section efficace du processus de fusion WW ($e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}H$) croît et une mesure plus précise du couplage HWW devient possible. Il s'agit d'une des valeurs cruciales dans l'étude précise du boson de Higgs.

Au-delà de 500 GeV dans le centre de masse, deux processus importants pour la compréhension de la brisure de la symétrie électrofaible deviennent accessibles à la mesure : le couplage de Yukawa du quark top et le terme d'auto-couplage triple du Higgs. La mesure du couplage de Yukawa du quark top sera accessible à partir de la réaction $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$. La mesure de ce couplage permettra de mieux comprendre le mécanisme de la génération des masses des fermions.

La précision $\Delta g_t/g_t \approx 10\%$, calculée dans l'hypothèse d'un Higgs de $120 \text{ GeV}/c^2$ est obtenue par une reconstruction du signal $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$ en 6-jets + lepton et 8-jets, avec

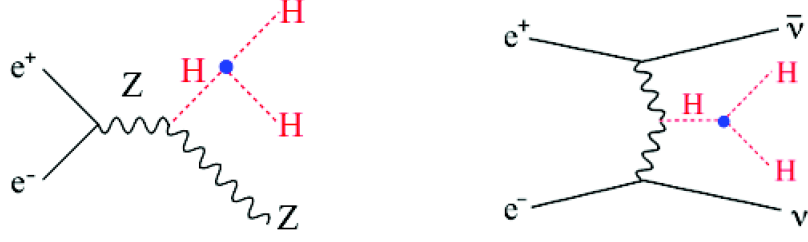


FIGURE 1.16 – Diagrammes de Feynman à l’ordre de l’arbre des processus $e^+e^- \rightarrow ZHH$ et $e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_eHH$. Triple auto-couplage du Higgs.

une polarisation des faisceaux $(Pe^-, Pe^+) = (-0.8, +0.3)$, et une luminosité intégrée de 1 ab^{-1} [48].

Les processus $e^+e^- \rightarrow ZHH$ et $e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_eHH$ (voir figure 1.16), dont les sections efficaces sont très faibles, de l’ordre de 0.1 et 10^{-2} fb (voir figure 1.18), permettront d’estimer le terme λ d’auto-couplage triple du Higgs. On rappelle que dans le modèle standard :

$$g_{HHH} = \frac{3}{2}\lambda v = \frac{3m_H^2}{v} \quad (1.57)$$

Ultimement, une précision de $\Delta\lambda/\lambda = 0.44$ pourrait être atteignable avec $2ab^{-1}$ de luminosité intégrée à 1 TeV (TDR, Physics, page 37).

mode	$\Delta(\sigma \cdot BR)/(\sigma \cdot BR)$			$\Delta BR/BR$
	$Zh @ 250 \text{ GeV}$	$Zh @ 500 \text{ GeV}$	$\nu\bar{\nu}h @ 500 \text{ GeV}$	combined
$h \rightarrow b\bar{b}$	1.0%	1.6%	0.60%	2.6%
$h \rightarrow c\bar{c}$	6.9%	11%	5.2%	4.6%
$h \rightarrow gg$	8.5%	13%	5.0%	4.8%
$h \rightarrow WW^*$	8.1%	12.5%	3.0%	3.8%
$h \rightarrow \tau^+\tau^-$	3.6%	4.6%	11%	3.6%
$h \rightarrow ZZ^*$	26%	34%	10%	9.3%
$h \rightarrow \gamma\gamma$	23-30%	29-38%	19-25%	13-17%

FIGURE 1.17 – Précisions sur les rapports de branchement mesurés à l’ILC en fonction des statistiques engrangées à 250, 500, et 250+500 GeV avec un Higgs d’une masse de $125 \text{ GeV}/c^2$ (source : TDR : Physics, page 39)

Toujours à 500 GeV, la détermination des rapports de branchement du Higgs sera plus précise en raison de l’augmentation de la statistique. La figure 1.17 résume les précisions attendues en fonction de la luminosité intégrée à 250 et 500 GeV.

Comme la figure 1.18 le montre, la section efficace de la réaction $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$ augmente avec l’énergie dans le centre de masse et atteint son maximum à environ 800

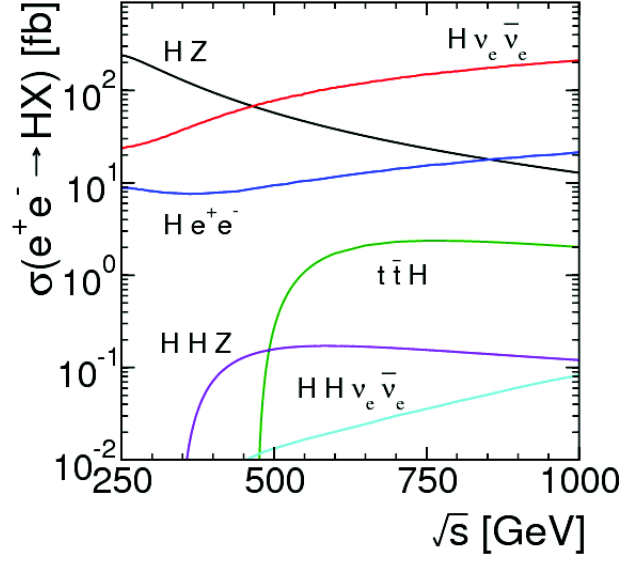


FIGURE 1.18 – Sections efficaces de production du boson de Higgs à l'ordre de l'arbre, pour $m_H = 125 \text{ GeV}/c^2$. Les processus minoritaires sont cette fois-ci indiqués.

GeV . Elle décroît ensuite très légèrement, mais reste proche de son maximum à 1 TeV . Par ailleurs, à 1 TeV le bruit de fond dominant provenant du processus $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$, est devenu moins important. Une amélioration sur la précision du couplage de Yukawa du quark top est alors possible. Une estimation récente réalisée grâce à une simulation complète, donne une précision statistique de 4.0% sur la valeur du couplage de Yukawa du top avec un Higgs standard de 125 GeV et 1 ab^{-1} de luminosité intégrée à 1 TeV (voir TDR : physics, page 40).

Toujours à 1 TeV , la fusion WW est devenue le canal majoritaire de production de boson de Higgs, et en optimisant la polarisation des faisceaux à $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.2)$, on peut atteindre une section efficace de production de 400 fb pour un Higgs de $125 \text{ GeV}/c^2$. Ainsi, avec 1 ab^{-1} de données, on obtient 4×10^5 événements contenant un Higgs. Cela permettra de mesurer le canal de désintégration $H \rightarrow \mu^+\mu^-$. Des simulations récentes montrent qu'il sera possible de mesurer la section efficace $\sigma(H \rightarrow \mu^+\mu^-)$ avec une précision d'environ 32% pour un Higgs à $125 \text{ GeV}/c^2$, une polarisation $P(-0.8, +0.2)$ et 1 ab^{-1} à 1 TeV (TDR, Physics : page 40).

De plus, la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}hh$ est beaucoup plus importante à 1 TeV qu'à 500 GeV où elle atteint environ 0.1 fb (voir figure 1.18). L'analyse de ce canal, couplée avec celle du canal $e^+e^- \rightarrow ZHH$ permettra d'améliorer la précision sur la mesure de l'auto-couplage du Higgs. Une simulation complète récente donne une précision $\Delta\lambda/\lambda \approx 0.21$. Ce résultat est obtenu pour le canal $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}HH$ avec 2 ab^{-1} à 1 TeV et une polarisation $(P_{e^-}, P_{e^+}) = (-0.8, +0.2)$ (voir TDR : physics, page 41).

Mode	LHC	ILC(250)	ILC500	ILC(1000)
WW	4.1 %	1.9 %	0.24 %	0.17 %
ZZ	4.5 %	0.44 %	0.30 %	0.27 %
$b\bar{b}$	13.6 %	2.7 %	0.94 %	0.69 %
gg	8.9 %	4.0 %	2.0 %	1.4 %
$\gamma\gamma$	7.8 %	4.9 %	4.3 %	3.3 %
$\tau^+\tau^-$	11.4 %	3.3 %	1.9 %	1.4 %
$c\bar{c}$	–	4.7 %	2.5 %	2.1 %
$t\bar{t}$	15.6 %	14.2 %	9.3 %	3.7 %
$\mu^+\mu^-$	–	–	–	16 %
self	–	–	104%	26 %
BR(invis.)	< 9%	< 0.44 %	< 0.30 %	< 0.26 %
$\Gamma_T(h)$	20.3%	4.8 %	1.6 %	1.2 %

FIGURE 1.19 – Précisions sur les couplages du Higgs ($m_H = 125\text{GeV}/c^2$) en fonction de l'expérience, de l'énergie dans le centre de masse et de la luminosité intégrée [5]. $BR(\text{invis})$ représente la proportion de désintégration du Higgs en particules invisibles et $\Gamma_T(h)$ la précision sur la largeur du Higgs.

La figure 1.19, donne la précision attendue sur les différents couplages du Higgs. Sont mentionnées les précisions pour le LHC à 300fb^{-1} (avec 1 seul détecteur), l'ILC à 250 GeV avec 250fb^{-1} , l'ILC à 500 GeV avec 500fb^{-1} et l'ILC à 1000 GeV avec 1000fb^{-1} [5]. Ce tableau résume à lui tout seul, l'apport de l'ILC pour la physique du Higgs. Les précisions obtenues à l'ILC permettront de tester avec une sensibilité accrue si les paramètres mesurés sont compatibles avec les prédictions du modèle standard. La précision de ces mesures permet aussi une investigation poussée de la physique au-delà du modèle standard.

Supersymétrie

Comme nous l'avons vu, la supersymétrie est susceptible de résoudre le problème de hiérarchie (vraie si $\Lambda_{SUSY} \ll 10\text{TeV}$), d'offrir un bon candidat pour expliquer la matière noire et d'autoriser la convergence des valeurs des constantes de couplage des trois interactions microscopique à l'échelle de grande unification.

Actuellement (fin 2014), aucune manifestation exprimant la SUSY n'a été observé au LHC, avec une énergie de 8TeV dans le centre de masse. La recherche de telles manifestation se poursuivra au LHC pour des énergies de 13/14 TeV dans le centre de masse à partir de 2015. On notera que le LHC est particulièrement sensible aux super-partenaires colorés.

L'ILC sera un accélérateur complémentaire du LHC pour la recherche et la caractérisation de la SUSY. Il permettra l'étude de la mesure précise d'éventuelles particules

supersymétriques découvertes au LHC. Il permettra par ailleurs d'explorer des espaces de paramètres inaccessibles au LHC. Beaucoup de ces hypothétiques nouvelles superparticules interagissent uniquement par l'interaction faible (neutralinos, jauginos). Leur faible niveau de production comparé aux particules sensibles à l'interaction forte, combiné au bruit de fond important des collisionneurs hadroniques, les rendent difficilement observables au LHC. Ces aspects sont beaucoup plus favorables à l'ILC, d'où les possibilités de découvrir et caractériser précisément ces particules si l'énergie dans le centre de masse est assez élevée pour les produire.

Conclusion

Comme l'illustre cette section, l'ILC permettra d'étudier un ensemble de questions parmi les plus fondamentales de la physique des particules en autorisant des mesures d'une précision inégalée d'un ensemble de paramètres fondamentaux régissant le boson de Higgs, les bosons W et Z, le quark top et les nouvelles particules qui seraient éventuellement découvertes au LHC ou à l'ILC.

Pour réaliser ce programme de physique ambitieux, l'ILC requiert de nouvelles avancées en termes de performances de détection par rapport aux détecteurs de particules existants. En vertu du niveau de précision que devra atteindre l'ILC et du faible bruit de fond comparé au LHC, des technologies de détection, plus performantes, doivent être mises au point. Examinons à présent les performances que devront fournir les détecteurs de l'ILC.

1.3.3 Détecteurs

Une fois le programme de physique passé en revue, la question de la détection des phénomènes physiques à étudier se pose. Étant donné les faibles sections efficaces de production, la luminosité du collisionneur et le bruit de fond machine, quel type de détecteur doit-on construire pour s'assurer de mesurer les événements physiques recherchés avec la sensibilité expérimentale requise? C'est ce que nous allons expliciter dans cette partie. Premièrement, nous listerons les différents pré-requis pour les détecteurs de l'ILC dictés par la physique. Puis, nous traiterons le cas du nombre de détecteurs au voisinage du point d'interaction. Ensuite, nous analyserons la structure du faisceau et le bruit de fond au voisinage de la région d'interaction. Nous décrirons alors les différentes options de détecteurs envisagées pour la calorimétrie, la trajectométrie et la reconstruction des vertex. Nous présenterons alors l'ILD, l'un des deux concepts de détecteur envisagés à l'ILC, et ses performances attendues. Le détecteur de vertex étant le détecteur étudié dans cette thèse, nous nous pencherons plus en détail sur celui-ci.

Objectifs de physique et détecteurs

La stratégie de reconstruction des états finals consiste à déterminer avec une grande précision la quadri-impulsion des *jets*⁴ et, en particulier, la masse des *di-jets*. Pour cela

4. Un jet est un ensemble de particules issus de la hadronisation des quarks et des gluons.

la technique du *particle flow algorithm* (PFA) a été choisie. Afin de séparer les di-jets provoqués soit par la désintégration des bosons W de ceux résultant de la désintégration des bosons Z, la précision expérimentale sur l'énergie des jets issus de la hadronisation des partons de désintégration de ces bosons, doit atteindre 3 à 4 % pour des jets de 100 GeV. Ces objectifs régissent en premier lieu le cahier des charges des calorimètres, qui se distinguent par leur granularité poussée.

Pour la trajectométrie (*tracking*), la résolution sur l'impulsion (p) des particules chargées est définie par la précision sur la masse de recul intervenant dans la relation 1.50 calculée lorsque le boson Z se désintègre en une paire de leptons chargés. Le trajectomètre central de l'expérience doit ainsi permettre d'atteindre une résolution $\Delta p/p^2 < 5 \times 10^{-5}(\text{GeV}/c)^{-1}$.

Enfin, pour le détecteur de vertex, l'identification de la saveur, et potentiellement de la charge électrique, des quarks exige un détecteur de nouvelle.

De plus, les calorimètres, hautement granulaires, devront participer à l'identification des particules et la détection des muons sera suppléée par une culasse instrumentalisée.

Ces caractéristiques dépassent de loin les performances obtenues par les détecteurs des collisionneurs actuels, y compris ceux du LHC. Les conditions spécifiques à l'ILC (structure en temps du faisceau et bas niveau de radiation) rendent ces avancées possibles et de nombreux programmes de recherche et développement des détecteurs ont vu le jour. De ces pré-requis, deux concepts de détecteurs pour l'ILC ont émergé : le SiD *Silicon Detector* et l'ILD *International Large Detector*.

Un point d'interaction, deux détecteurs ?

L'ILC a été initialement conçu pour accueillir deux détecteurs complémentaires, en l'occurrence le *SiD* et l'*ILD*, en deux points d'interactions distincts. Des considérations d'ordre économique ont abouti à un dessin de l'accélérateur prévoyant un seul point d'interaction.

Le *SiD* et l'*ILD* sont conçus pour être généralistes et sont optimisés pour la large gamme de sujets de physique accessibles à l'ILC. Le *SiD* est un détecteur compact basé sur un système de trajectométrie en silicium et un champ magnétique de 5 Teslas, le tout réalisé avec un coût qui se veut restreint, d'où sa compacité. Les technologies basées sur le silicium autorisent une résolution temporelle suffisante pour identifier les croisements individuels des faisceaux, ce qui permettra d'éliminer une grande partie du bruit de fond lié à la machine. Le calorimètre hautement granulaire est optimisé pour le *PFA*. L'*ILD* en revanche, s'appuie sur de plus grandes dimensions, pour des raisons de bras de levier. Il est doté de performances robustes et stables sur une vaste gamme d'énergie. L'*ILD* utilise un système de trajectométrie basé sur une chambre à projections temporelles (TPC) pour offrir d'excellentes performances en terme d'efficacité et de *pattern recognition*⁵. En complément de la TPC se trouve un détecteur de vertex en silicium. Il s'agit du

5. pattern recognition : reconnaissance des impacts laissés par le passage d'une trace dans un détecteur

détecteur à l'origine de ce sujet de thèse. Contenu dans un champ magnétique de 3.5 T, le système de calorimétrie est granulaire et permet une très bonne reconstruction avec le PFA. Les deux concepts de détecteur se différencient essentiellement par leurs systèmes de trajectométrie centrale et sont compatibles avec un ILC à 1 TeV dans le centre de masse.

L'ILC n'offrant qu'un seul point d'interaction, les deux détecteurs sont sensés prendre des données en alternance. Tant les détecteurs eux même que les structures qui les supportent doivent être optimisés pour un échange rapide entre le détecteur installé au point d'interaction et celui écarté sur son site de garage. Un système à tiroir (*push-pull*) illustré en figure 1.20 doit répondre à cette exigence.

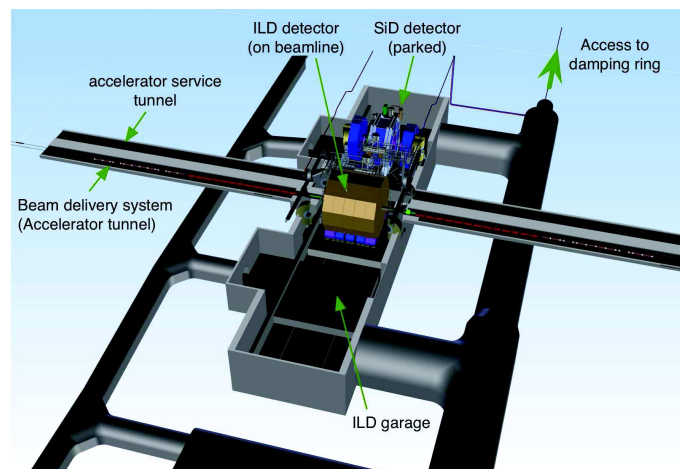


FIGURE 1.20 – Salle des détecteurs de l'ILC et illustration du système *push-pull*. L'ILD est en faisceau alors que le SiD est rangé dans son emplacement hors faisceau.

Les déplacements des détecteurs et le système de support sont conçus pour une centaine d'échanges en préservant les composantes sous-systèmes des détecteurs et en assurant un positionnement de précision. L'alignement des détecteurs doit être effectué après chaque déplacement. Les détecteurs seront placés sur des plate-formes qui préserveront au maximum leur alignement interne et distribueront leur charge uniformément dans le sol.

Il n'est pas exclu que, malgré la valeur ajoutée que représente l'emploi de deux expériences différentes fournissant des mesures complémentaires, pour des questions de coût, un seul et unique détecteur ne voit le jour, dans une première phase du moins. L'arrivée différée de l'un des détecteurs mettrait à profit l'expérience gagnée avec la construction et l'exploration du premier et permettrait de bénéficier de l'évolution des technologies employée. L'optimisation de son concept pourrait répercuter les résultats scientifiques du premier détecteur, et potentiellement, la montée en énergie de l'accélérateur.

Structure temporelle des faisceaux

À 250 GeV dans le centre de masse, la structure en temps des faisceaux de l'ILC consiste en 1312 paquets de particules formant un train long de $724\ \mu\text{s}$, le tout délivré à 5 Hz . A l'intérieur du train de paquets, la séparation temporelle entre deux paquets est de 552 ns . La figure 1.21 illustre la structure temporelle des faisceaux. Environ toute les 200 ms un train de paquets est émis. Cela donne un temps mort d'environ 199 ms avant ré-émission d'un train. Ce temps mort peut être utilisé pour diminuer la puissance consommée par les détecteurs en les mettant en veille.

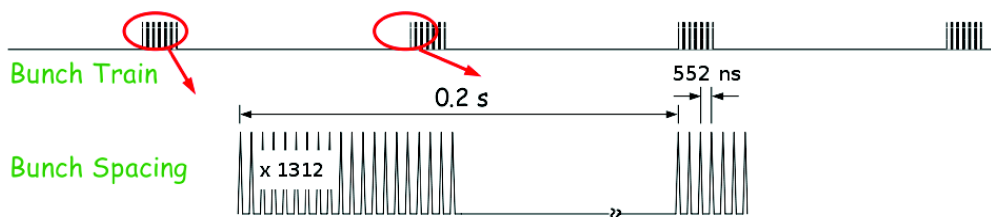


FIGURE 1.21 – Structure en temps des faisceaux de l'ILC.

Bruits de fond machine

Alors qu'il est restreint au LHC, le bruit de fond machine est beaucoup plus présent à l'ILC (par rapport au flux de particules provenant des collisions). Ce bruit de fond est créé par de nombreux processus électro-magnétiques. Du fait de leur faible impulsion transverse, les particules de bruit de fond produites, impactent essentiellement les sous-systèmes de détection disposés au voisinage du point d'interaction. Parmi les principales sources de bruit de fond machine, on trouve le *beamstrahlung*, le rayonnement synchrotron, les muons et les neutrons. Un nombre important de paires e^+e^- de faible énergie est produit autour du point d'interaction, principalement causé par le processus de *beamstrahlung*. Lorsque deux paquets se croisent au niveau de la région d'interaction, les électrons (positons) composant l'un des paquets, sont perturbés par le champ électrique de l'autre paquet. Les électrons (positons) sont alors déviés et produisent du rayonnement synchrotron. Si la déviation de la trajectoire (pincement) des e^\pm des faisceaux présente l'avantage de comprimer (verticalement) les paquets et donc d'augmenter la luminosité, il demeure que le rayonnement émis dégrade le mono-chromatisme des faisceaux et donc la connaissance précise de *sqrts* pour chaque collision. Les photons émis par *beamstrahlung* suivent la direction du faisceau. Ils ne sont donc pas une source majeure de bruit de fond en tant que tels. Cependant, les photons produits sont susceptibles d'interagir entre eux pour créer des paires électron-positon.

Plusieurs cas de figure se présentent, les créations de paires étant qualifiées de cohérentes ou d'incohérentes. La création de paires cohérentes [49] est un processus similaire à

la création de paires qui s'établit lorsque un photon interagit avec le champ électromagnétique d'un noyau. Cette fois-ci, c'est le champ électromagnétique des paquets qui induit la création de paires. Ce processus est estimé négligeable à l'ILC. À l'opposé, la création de paires incohérentes [6], n'est elle, pas négligeable. Des processus de diffusion des photons provenant des deux paquets se rapprochant entrent en jeu. Trois processus majoritaires sont responsables de la création de paires incohérentes. Si les deux photons sont virtuels, le processus de *Landau-Lifshitz* entre en jeu. Ce processus est responsable d'environ 1/3 de la production de paires incohérentes. Lorsqu'un photon est réel et l'autre virtuel, nous sommes confrontés au processus de *Bethe-Heitler*, qui donne naissance à environ 2/3 de la production de paires incohérentes. Enfin, lorsque les deux photons sont réels, il s'agit du processus de *Breit-Wheeler* qui produit environ 1% des paires incohérentes.

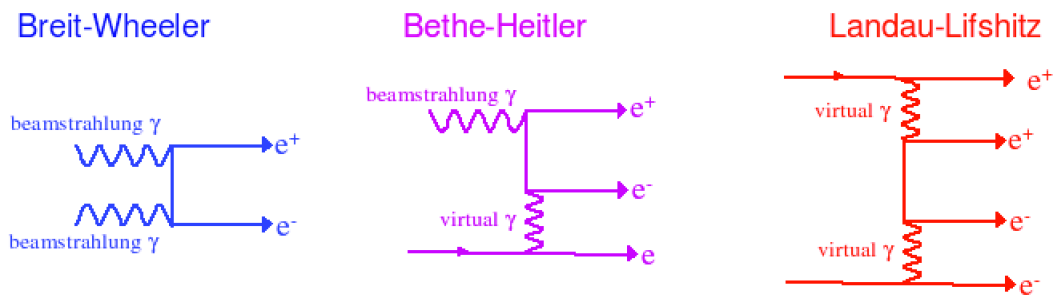


FIGURE 1.22 – Diagrammes de Feynman des différents processus participant à la création de paires électron-positon incohérentes [6] à l'ILC.

La figure 1.22 représente les diagrammes de *Feynman* de ces processus à l'ordre le plus bas. Les particules ainsi créées, induisent des impacts sur les couches de détection situées à proximité du point d'interaction, et en particulier le détecteur de vertex. Du fait du fort champ magnétique et de leur relativement faible impulsion, ces particules peuvent boucler et créer chacune de multiples impacts. Elles peuvent aussi être rétro-diffusées depuis les régions très à l'avant, au niveau des calorimètres de faisceau et des quadrupôles de focalisation finale, contribuant ainsi au taux d'occupation des détecteurs.

Concernant les autres sources de bruits machine, on notera qu'un système de collimateurs est employé afin de réduire le bruit généré par le rayonnement synchrotron produit lors du croisement des paquets. D'autres techniques sont employées pour réduire l'impact du bruit de fond composé de muons et de neutrons. Les muons sont produits lors de l'interaction du faisceau avec les collimateurs et les neutrons sont le résultat de l'interaction des électrons et positons créés par beamstrahlung ou issus d'un faisceau mal focalisé avec la ligne de faisceau ou les détecteurs croisés. D'autres neutrons peuvent être rétro-diffusés depuis les absorbeurs de faisceau en fin de ligne. Ce type de bruit de fond est rare et on peut le considérer négligeable en première approximation.

Pour atténuer le flux d' e^\pm rétro-diffusés, un dipôle a été introduit dans le tube à vide contenant les faisceaux, de part et d'autre du point d'interaction. Il dévie les particules chargées rétro-diffusées hors de l'acceptance géométrique du détecteur. Ce dipôle dénommé *anti-DID* ne permet cependant pas de protéger pleinement le détecteur de vertex pour lequel le bruit de fond de la machine gouverne le cahier des charges. Une étude sur le taux d'occupation des premières couches de détection induit par la production de paires incohérentes a été réalisée par le groupe *PICSEL* [50] avec une optique ancienne de l'accélérateur. Des études ont été menées avec une optique mise à jour dans le cadre du *TDR*. Les densités d'impacts obtenues pour $\sqrt{s} = 500$ GeV et 1 TeV sont listées en figure 1.23 [51] pour chacune des six couches composant le détecteur de vertex (voir figure 1.27).

Sub-detector	Units	Layer	500 GeV	1000 GeV
VTX-DL	hits/cm ² /BX	1	6.320 ± 1.763	11.774 ± 0.992
		2	4.009 ± 1.176	7.479 ± 0.747
		3	0.250 ± 0.109	0.431 ± 0.128
		4	0.212 ± 0.094	0.360 ± 0.108
		5	0.048 ± 0.031	0.091 ± 0.044
		6	0.041 ± 0.026	0.082 ± 0.042

FIGURE 1.23 – Densité d'impacts par unité de surface (cm²) et par croisement de faisceaux prévue dans les différents couches du détecteur de vertex de l'ILD. La couche numéro 1 est la plus proche du point d'interaction, la couche numéro 6 étant la plus éloignée.

On notera la valeur de 6.3 ± 1.8 impacts par cm² et par croisement de faisceaux (1 croisement de faisceaux = 1 BX) pour la première couche du détecteur de vertex avec pour énergie de 500 GeV dans le centre de masse. À partir de la troisième couche, ce taux est plus faible d'au moins un ordre de grandeur. Toutefois, on gardera à l'esprit que ces valeurs ne sont que des estimations et non des mesures. Une nouvelle étude détaillée de ce bruit de fond sur le détecteur de vertex a été réalisée au cours de cette thèse. Elle conduit notamment à une nouvelle estimation de la résolution temporelle des capteurs pixellisés requis pour le détecteur de vertex. Nous reviendrons sur ces valeurs dans le chapitre 5 qui porte sur l'alignement des échelles et le bruit de fond des faisceaux.

Ainsi, le beamstrahlung impose une certaine tolérance aux radiations pour les détecteurs situés proches du point d'interaction. À contrario, en terme de radiations, étant donné la faiblesse des sections efficaces des processus que l'on veut étudier à l'ILC, le taux d'impacts dans la première couche du détecteur de vertex demeure négligeable en regard de celui provenant du *beamstrahlung*. En considérant la section efficace totale d'annihilation $e^+ e^-$ à 500 GeV ($\sigma_{tot} = 2000$ fb), un calcul approché rapide nous donne un nombre moyen de particules produites par croisement de faisceau et par cm² de : $N = L \times \sigma_{tot} / (5 \times BXs \times 2\pi RZ) \lesssim 1.5 \times 10^{-5}$ Avec $R=1.6$ cm, $Z = 12.5$ cm,

$L = 2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, 5 le taux de répétition (= nombre de trains par seconde) de la machine et BXs le nombre de croisements de paquets par train. Le taux d'occupation des premières couches du détecteur de vertex est alors totalement dominé par le beamstrahlung. Ce dernier impose des contraintes majeures sur les paramètres du cahier des charges des capteurs qui seront utilisés pour équiper les premières couches de détection. Les détails de l'optimisation du détecteur de vertex équipé de capteurs CMOS, imaginé par le groupe *PICSEL* de l'IPHC pour équiper l'ILD, sera décrit dans le prochain chapitre.

Nous allons à présent décrire les détecteurs (sous-système) composant l'ILD.

ILD

L'ILD est un détecteur polyvalent optimisé pour le PFA. Il est composé d'une partie cylindrique interceptant les particules produites aux angles polaires compris entre 25 et 155 degrés environ, complétée par deux bouchons complétant les zones d'angle polaire compris entre environ 5 et 25 degrés d'une part et environ 155 à 175 degrés d'autre part.

Partant du point d'interaction, la partie centrale comprend un détecteur de vertex de haute précision, suivi par un système de trajectométrie hybride réalisé à partir d'une combinaison de plans de micro-pistes et d'une TPC, le tout suivi d'un système de calorimétrie. Tous ces éléments sont placés dans un champ magnétique de 3.5 T délivré par un solénoïde. Le solénoïde est placé à la suite des calorimètres afin d'optimiser les associations entre les traces et les dépôts d'énergie dans les calorimètres. À l'extérieur du solénoïde, la culasse est équipée avec un détecteur de muons réalisant aussi la calorimétrie des longues gerbes hadroniques. Les bouchons sont organisés de la même manière, le solénoïde en moins. Le rayon de l'ILD mesure 783 cm pour une longueur de 1324 cm. L'ILD est illustré en figure 1.24. Les détecteurs qui le composent sont schématisés en figure 1.25.

Le détecteur de vertex de l'ILD (VTX) sera composé de 3 super-couches double face. Une seconde option consiste à équiper ce détecteur de vertex de 5 couches simple face. Ces couches seront d'une géométrie quasi-cylindriques avec des rayons variant de 16 à 60 mm.

Soit le repère O_{XYZ} centré au point au point d'interaction. On définit ensuite l'axe du faisceau comme l'axe Z, l'axe parallèle au sol et perpendiculaire au faisceau comme l'axe X et enfin l'axe Y perpendiculaire à Z et X. Nous définissons la direction longitudinale comme parallèle à l'axe Z et celle transverse comme perpendiculaire à l'axe Z.

La longueur (selon Z) de la première super-couche mesurera la moitié des deux autres. La technologie dans laquelle sera conçu le VTX n'a pas encore été choisie. Celle-ci devra répondre à un cahier des charges qui privilégie une résolution spatiale poussée alliée à un budget de matière réduit et se satisfait d'une tolérance aux rayonnements intenses et d'une vitesse de lecture relativement modeste. Nous reviendrons dans le prochain chapitre sur les caractéristiques de ce détecteur de vertex puisqu'il s'agit du détecteur dont il est question dans cette thèse.

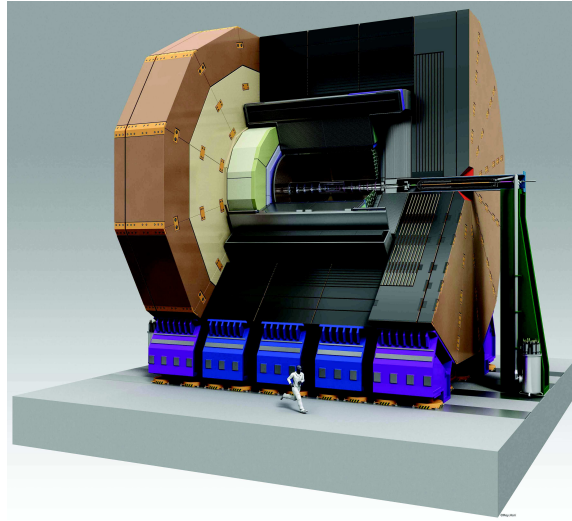


FIGURE 1.24 – Schéma de l'ILD.

Adjacent au détecteur de vertex, se trouve un système de trajectométrie intermédiaire composé de détecteurs semi-conducteurs. Dans la partie centrale, deux couches doubles de capteurs à micro-rubans de silicium sont interposés entre le VTX et la TPC (SIT). Dans les bouchons, un système de deux disques composés de pixels et 5 disques composés de micro-rubans au silicium (FTD) interceptent les particules produites aux petits angles. Une des principales caractéristiques de l'ILD est sa TPC de grand volume, permettant d'engranger jusqu'à 224 points par trace. Ce détecteur est optimisé pour sa résolution spatiale en 3 dimensions. Il participe à l'identification des particules par la méthode du dE/dx . À l'extérieur de la TPC se trouve un système de trajectométrie secondaire composé de micro-rubans qui améliore la reconstruction des traces et le lien avec les calorimètres. Ce système enveloppe la TPC. Il est composé de trois parties. L'une centrale (SET) les deux autres dans les bouchons (ETD).

Le calorimètre électromagnétique (ECAL) est hautement granulaire et fournit jusqu'à 30 points de mesure en profondeur pour une épaisseur de $24 X_0$. Il devrait être équipé de cellules de lecture de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ selon sa dimension longitudinale. L'ECAL est découpé en deux parties majeures, la partie centrale et cylindrique et les bouchons qui ferment le calorimètre aux extrémités. Le calorimètre électromagnétique est composé de plaques d'absorption en tungstène et de couches sensibles réalisées avec des pistes scintillatrices, des diodes en silicium, ou une combinaison des deux. Le calorimètre électromagnétique est suivi d'un calorimètre hadronique (HCAL) composé de 48 couches sensibles selon la dimension transverse et de cellules de petites tailles longitudinalement. Deux options sont en développement, toutes deux basées sur des absorbeurs en acier. La première option est constituée de cellules de scintillateur de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ avec une sortie analogique. La seconde option utilise des GPC avec des cellules de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ et une sortie semi-digitale, pour chaque cellule. Dans la continuation du faisceau, au plus faibles angles polaires

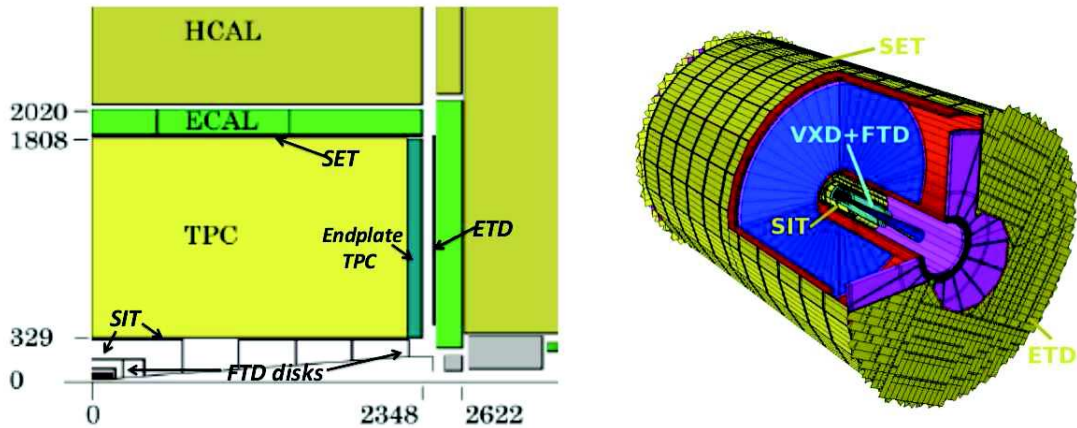


FIGURE 1.25 – Vues schématiques de l'ILD.

interceptés, se trouve un système de calorimètres (LumiCAL, BeamCAL, LHCAL) chargé de mesurer avec précision la luminosité et la qualité des interactions entre faisceaux mais aussi l'énergie des gerbes vers l'avant.

Les calorimètres de l'ILD sont entourés par une bobine supra-conductrice qui crée un champ magnétique axial de 3.5 T. Une culasse en fer, équipée de pistes scintillatrices ou de RPCs, retourne le champ magnétique du solénoïde et sert aussi de filtre à muons, de détecteur de muons et de calorimètre pour les fins de gerbes hadronique. La figure 1.25 illustre la géométrie de l'ILD.

Afin de maximiser la sensibilité des détecteurs à la physique de l'ILC, les données ne seront pas filtrées par un système de déclenchement mais seront lues en continu.

Détecteur de Vertex

Comme nous l'avons vu, lors de la présentation du programme de physique de l'ILC (voir section 1.3.2), l'identification des quarks lourds (charmés et beaux) et des leptons tau est primordiale pour le programme de physique de l'ILC. Ainsi, la reconstruction des vertex de désintégration des particules à faible durée de vie comme les mésons D ou B, ou encore les leptons τ , mérite beaucoup d'attention et requiert un détecteur de vertex précis avec un budget de matière réduit. Les vertex sont reconstruits à partir des traces issues de la reconstruction des trajectoires des produits de désintégration des particules à faible durée de vie. Cette reconstruction est réalisée grâce à la mesure très précise des paramètres des traces issues des particules chargées au voisinage du point d'interaction avec le détecteur de vertex, combinée avec les autres informations sur ces traces issues des autres systèmes de trajectométrie. Les performances d'un système de détection de vertex peuvent être exprimées par la résolution sur le paramètre d'impact des particules

chargées. L'objectif pour le détecteur de vertex de l'ILD est d'atteindre une résolution sur le paramètre d'impact $\sigma_{ip} < 5 \oplus 10/p \sin^{\frac{3}{2}}(\theta) \mu\text{m}$, où p et θ représentent l'impulsion de la particule traversante et son inclinaison lors de sa production. La figure 1.26 montre la résolution sur le paramètre d'impact en fonction de l'impulsion de la particule pour deux technologies de capteurs et pour deux angles de production différents. On soulignera que le bruit de fond des faisceaux n'est pas inclus pour calculer ces résolutions sur le paramètres d'impact. La figure 1.26 ne prend ainsi pas en compte les contraintes importantes sur les capteurs dûs au bruit de fond faisceau.

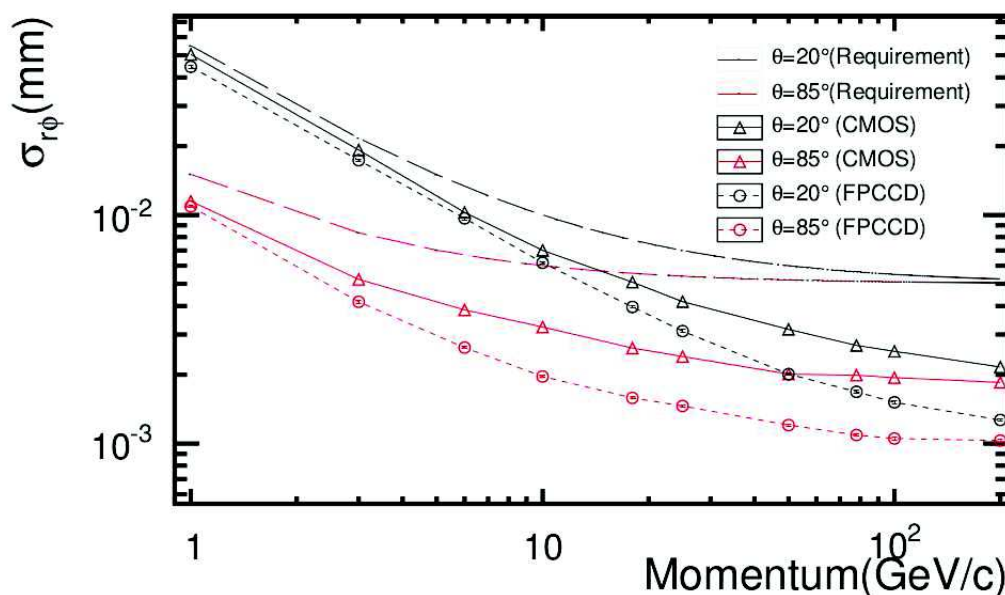


FIGURE 1.26 – Résolution sur le paramètre d'impact dans le plan $r\phi$ du détecteur de vertex de l'ILD pour deux angles de production de particules différents (25 et 85 degrés). Les cercles et les triangles expriment les résultats de simulations basées sur les caractéristiques du détecteur de vertex données dans le tableau 1.9. Deux options de capteurs sont considérés : les CMOS (lignes pleines) et les FPCCD (lignes pointillées). Les tirets indiquent les spécifications requises. Le bruit de fond des faisceaux n'est pas inclus.

Afin d'atteindre un tel paramètre d'impact le détecteur de vertex de l'ILD devra présenter les caractéristiques suivantes :

- Une résolution spatiale sur les premières couches du détecteur de vertex $\leq 3 \mu\text{m}$
- Un budget de matière inférieur à 0.15% X_0 par couche
- Une première couche à environ 16 mm du point d'impact.
- Un taux d'occupation inférieur ou égal au pourcent.

La puissance consommée doit être réduite afin de minimiser le système de refroidis-

sement et donc le budget de matière. Pour cela, la structure en temps du faisceau peut être mise à profit en mettant en veille les capteurs pour les périodes sans faisceau et en les rallumant durant les périodes où le faisceau est présent, c'est ce que l'on appelle l'alimentation pulsée *power-pulsing*. La tolérance aux radiations des capteurs est directement reliée aux bruits de fond faisceau, qui comme nous l'avons vu précédemment dominent le taux de radiations (voir section 1.3.3). C'est particulièrement le cas pour la première couche de détection du détecteur, soumise aux plus fortes doses de radiations, les autres couches subissant de moins en moins les radiations causées par le bruit de fond induit par le faisceau au fur et à mesure que l'on s'éloigne du point d'interaction. Ainsi, la première couche du détecteur de vertex devra résister à une dose ionisante de l'ordre de 100 kRad/an et à une fluence d'environ $10^{11} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ (neutrons d'environ 1 MeV) par an.

Le rayon interne du détecteur résulte essentiellement d'un compromis entre la résolution ambitionnée sur le paramètre d'impact (qui pousse à réduire le rayon) et le bruit de fond machine qui s'accroît considérablement à très petit rayon (e.g. $R \lesssim 1 \text{ cm}$), sans compter l'effet géométrique sur la densité surfacique. Deux solutions permettent de garder un taux d'occupation acceptable : une granularité pour la première couche amenant à une résolution d'environ $3 \mu\text{m}$ associée à une vitesse de lecture adaptée pour un rayon minimum optimisé (approche avec CMOS) ou une plus forte granularité associée à un temps de lecture différée entre trains successifs pour un rayon minimum optimisé (approche avec les FPCCD). Ainsi, avec les FPCCD on cherche à compenser une lecture lente par une résolution spatiale très fine. Étant donné la complexité du bruit de fond faisceau, des simulations numériques sont nécessaires afin d'estimer le taux d'occupation des capteurs (voir chapitre 5).

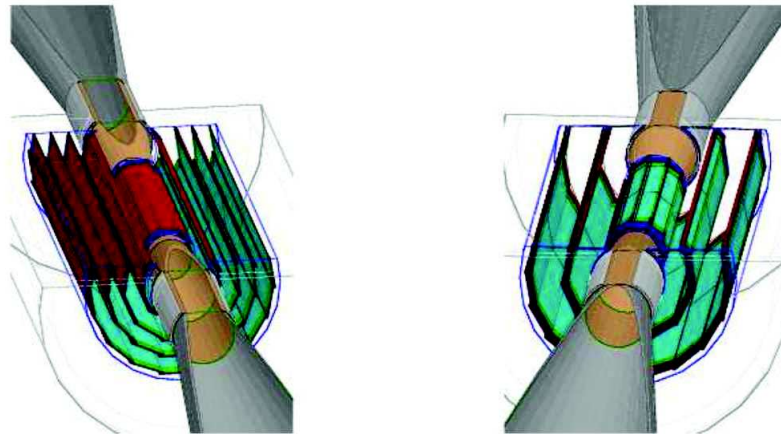


FIGURE 1.27 – Deux options pour le détecteur de vertex. La principale avec 3 couches double face à droite, et l'option alternative avec 5 couches simple face à gauche.

	$R(mm)$	$ z (mm)$	$ \cos(\theta) $	$\sigma(\mu m)$	temps de lecture (μs)
couche 1	16	62.5	0.97	2.8	50
couche 2	18	62.5	0.96	6.0	10
couche 3	37	125	0.96	4.0	100
couche 4	39	125	0.95	4.0	100
couche 5	58	125	0.91	4.0	100
couche 6	60	125	0.90	4.0	100

TABLE 1.9 – Caractéristiques de l’option principale à 3 couches doubles faces pour le détecteur de vertex. R représente le rayon de la couche, $|z|$ sa demi longueur, $\cos(\theta)$ l’angle solide couvert et σ la résolution spatiale des capteurs de la couche considérée.

Deux options géométrique du détecteur de vertex ont été retenues. L’option de base consiste en un détecteur constitué de 3 couches cylindriques double face, alors que l’option alternative stipule 5 couches cylindriques simple face. Pour l’option de base, chaque échelle de chaque double couche est équipée de capteurs sur ses deux faces, celles-ci étant espacées d’environ 2 mm. Ainsi, pour chaque particule chargée traversant le détecteur de vertex, six points de mesure seront enregistrés. Les rayons des double couches sont compris entre 16 et 60 mm et le budget de matière pour chaque double couche est d’environ 0.3 % X_0 , ce qui équivaut à un budget de matière pour une couche simple face de 0.15 % X_0 . Les caractéristiques de cette option sont listées dans le tableau 1.9. Elles sont basées sur des simulations et des études techniques réalisées pour le *DBD* de l’ILD. L’option alternative est basée sur 5 simples couches de détection équidistantes de 15 à 60 mm de rayon. Ces deux options sont illustrées en figure 1.27.

Cette thèse a pour but d’étudier la valeur ajoutée des échelles double face en terme d’alignement. Mais avant de rentrer plus en détail dans le sujet de l’alignement, nous allons étudier les capteurs CMOS développés dans le groupe *PICSEL* et leurs caractéristiques. Ainsi, les chapitres suivants traiteront de l’optimisation des capteurs CMOS et des échelles de capteurs CMOS pour le détecteur de vertex de l’ILC. Ceci nous donnera une base solide pour construire une simulation numérique de ces capteurs CMOS, et de prototypes d’échelles double face. La voie sera alors ouverte pour l’étude de l’alignement de deux échelles double face d’une même couche, à l’aide des mini-vecteurs reconstruits sur chacune d’elle, en utilisant leur zone de recouvrement. Enfin, nous effectuerons une analyse plus détaillée du bruit de fond faisceau dans le dernier chapitre de cette thèse et nous en déduirons de nouveaux temps de lecture pour les capteurs du détecteur de vertex, qui exploite leurs avancées technologiques depuis l’époque de la rédaction du *DBD*.

Chapitre 2

Capteurs CMOS pour le détecteur de vertex de l'ILD et pour le projet AIDA

2.1 Capteurs CMOS pour le détecteur de vertex de l'ILD

Les *APS* ou Active-Pixel Sensors sont des capteurs imageurs composés d'une matrice de pixels actifs. Les pixels qu'ils contiennent sont dénommés actifs car ils contiennent une diode de détection et un amplificateur du signal. Depuis les années 1990 les APS se sont développés et sont devenus une alternative aux CCD (Charge-Coupled Device). Les APS sont produits grâce au procédé industriel CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) et on les retrouve aujourd'hui dans la plupart des appareils photographiques. Les capteurs développés dans le groupe PICSEL de l'IPHC sont des MAPS ou *Monolithic Active Pixel Sensor*. Ces capteurs sont dits monolithiques puisque le volume sensible et les circuits micro-électroniques qui les composent ne forment qu'un seul objet physique. C'est ainsi que les capteurs développés à l'IPHC sont appelés MIMOSA ou *Minimum Ionizing MOS Active pixel sensor*. Le premier des capteurs MIMOSA, nommé MIMOSA-1 a vu le jour en 1999 et les capteurs MIMOSA sont en développement actif depuis cette date. 2013 a vu naître le capteur MIMOSA-34. L'objet de ce chapitre est l'étude du fonctionnement et de l'adéquation avec les objectifs scientifiques de ces capteurs CMOS.

2.1.1 Contraintes sur les capteurs CMOS

La figure de mérite d'un détecteur de vertex est sa résolution sur le paramètre d'impact σ_{IP} c'est-à-dire sa résolution sur la distance de plus courte approche de l'hélice (la trace) au point d'interaction. La résolution sur le paramètre d'impact s'exprime de la manière suivante :

$$\sigma_{IP}(p) = a \oplus \frac{b}{p \sin^{\frac{3}{2}}(\theta)} \quad (2.1)$$

Le terme a est relié à la résolution des capteurs composant le détecteur de vertex. La diffusion multiple est aussi responsable d'une incertitude sur le paramètre d'impact. Elle est caractérisée par le terme b . Une expression analytique des paramètres a et b pour un détecteur de vertex équipé de deux couches, une interne et une externe, et des traces droites (sans champs magnétique) est la suivante :

$$a = \sqrt{\left(\frac{R_{ext}}{R_{ext} - R_{int}}\right)^2 \sigma_{int}^2 + \left(\frac{R_{int}}{R_{ext} - R_{int}}\right)^2 \sigma_{ext}^2} \quad (2.2)$$

$$b = R_{int} \frac{13.6 \text{ MeV}/c}{\beta c} Z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.038 \ln\left(\frac{x}{X_0 \sin(\theta)}\right)\right) \quad (2.3)$$

Avec R_{int} le rayon de la couche interne, R_{ext} le rayon de la couche externe, σ_{int} et σ_{ext} respectivement les résolutions des capteurs équipant les couches internes et externes, Z la charge de la particule traversant le détecteur de vertex, et x et X_0 respectivement l'épaisseur et la longueur de radiation du matériau traversé.

Dans cette configuration, le paramètre a est donc principalement fixé par la résolution des capteurs du détecteur de vertex et par les rayons des couches qui le composent. Le paramètre b est quant à lui relié au budget de matière (terme x/X_0) mais aussi au rayon de la première couche de détection du détecteur de vertex.

L'ILD devra être équipé d'un détecteur de vertex ayant comme paramètres : $a \leq 5 \mu m$ et $b \leq 10 \mu m GeV/c$. Des valeurs aussi basses n'ont jamais été atteintes par le passé comme l'atteste le tableau 2.1 représentant les paramètres a et b pour les quelques détecteurs de vertex représentatifs en physique des particules et pour celui de l'ILC.

Collisionneur	a (μm)	b ($\mu m GeV/c$)
LEP	25	70
SLC	8	33
LHC	12	70
RHIC	13	19
ILC	≤ 5	≤ 10

TABLE 2.1 – Paramètres a et b de la résolution sur le paramètre d'impact de quelques détecteurs représentatifs des collisionneurs de particules.

Comme nous l'avons déjà vu précédemment (Chapitre 1.3.3) les caractéristiques requises pour les capteurs composant le détecteur de vertex de l'ILD devront répondre au cahier des charges suivant :

- Une résolution spatiale proche du point d'interaction $\leq 3 \mu m$
- Un budget de matière inférieur à 0.15% X_0 par couche
- Une première couche à environ 16 mm du point d'impact.

Le rayon de la première couche de détection est limité par le rayon du tube du faisceau valant 14 mm . Une première couche de détection située à une distance d'environ 16 mm du point d'interaction couplée à une résolution spatiale des capteurs la composant permettra d'atteindre les pré-requis sur le paramètre a . Quant au paramètre $b \leq 10\text{ }\mu\text{m}\cdot\text{GeV}/c$, celui-ci devrait être atteint grâce à un budget de matière pour les échelles composant les couches du détecteur de vertex inférieur ou égal à $0.15\% X_0$, c'est à dire inférieur ou égal à $0.30\% X_0$ pour une couche équipée de capteurs sur ses deux faces. Un tel budget de matière n'a pour l'instant pas été atteint. Les prototypes d'échelles actuels proposent un budget de matière 2 fois supérieur à ces pré-requis.

2.1.2 Fonctionnement des capteurs CMOS

Nous allons à présent décrire le fonctionnement des capteurs CMOS pour la physique des particules.

Dépôt d'énergie dans le capteur

Lors de son parcours dans la matière, une particule chargée interagit avec les électrons et les noyaux des atomes du milieu et perd de l'énergie. La plupart des interactions mises en jeu sont des collisions quasi-élastiques. Ces collisions peuvent provoquer l'ionisation d'un atome ou l'excitation de ce dernier. L'énergie transférée au noyau restant généralement très faible.

La perte moyenne d'énergie dans la matière par unité de longueur est donnée par la relation de Bethe et Bloch [52] :

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

où N_A est le nombre d'Avogadro, r_e le rayon classique de l'électron, m_e la masse de l'électron, z la charge de la particule incidente, A et Z respectivement le numéro atomique et le nombre de masse du milieu traversé, β et γ les facteurs de Lorentz de la particule, T_{max} l'énergie maximale pouvant être transférée à un électron d'ionisation et I l'énergie moyenne d'excitation du milieu. δ symbolise les effets de densité.

Pour une particule de masse M , T_{max} vaut :

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}$$

Une partie de l'énergie perdue par la particule incidente provient de l'émission de rayons δ et de photons. Pour une couche finie de matériau, ces particules peuvent traverser tout le milieu, et en sortir, tout en ne déposant qu'une part de leur énergie. Pour tenir compte de cet effet dans le processus d'ionisation et d'excitation, on limite T , l'énergie transférée à un électron d'ionisation, de sorte que $T \leq T_{cut} \leq T_{max}$. On obtient alors la relation de Bethe et Bloch modifiée suivante [52] :

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{cut}}{I^2} \right) - \frac{\beta^2}{2} \left(1 + \frac{T_{cut}}{T_{max}} \right) - \frac{\delta}{2} \right]$$

La figure 2.1 montre la valeur du pouvoir d'arrêt et le pouvoir d'arrêt restreint pour un Pion dans le silicium en fonction de l'impulsion du Pion.

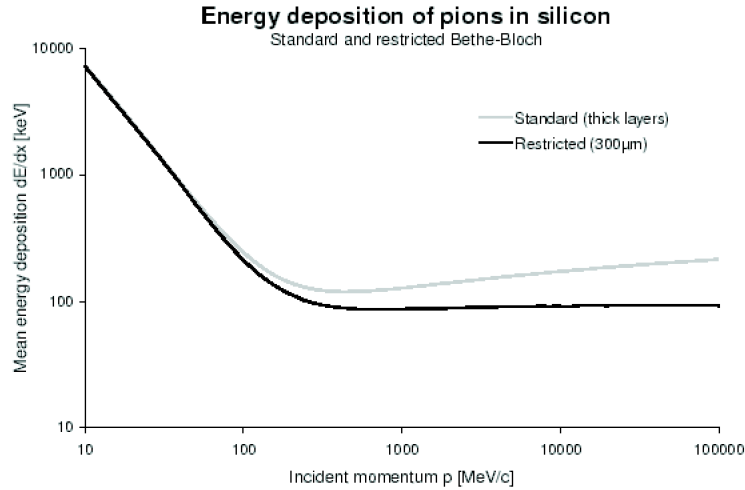


FIGURE 2.1 – Pouvoir d'arrêt et pouvoir d'arrêt restreint pour un Pion dans le silicium.

Les relations de Bethe et Bloch ne permettent de calculer que la perte moyenne d'énergie d'une particule traversant un matériau. Selon le chemin qu'elle parcourt, la particule engendre un nombre de collisions ; et une quantité d'énergie libérée par collision, variables. La perte d'énergie suit donc une distribution de largeur non nulle pour des épaisseurs de matériau finies. Plus l'épaisseur du matériau traversée est importante, plus la distribution de perte d'énergie tend vers une distribution *Gaussienne*. A contrario, plus l'épaisseur est fine, plus la distribution tend vers une distribution de *Landau*. Dans notre cas l'épaisseur de matériau sensible traversée, c'est-à-dire l'épaisseur de la couche épitaxiée est de l'ordre de $15 \mu m$. La distribution de perte d'énergie dans le silicium peut alors être approximée par une distribution de *Landau*.

Une estimation réalisée par le groupe *PICSEL*, a montré que la valeur la plus probable (MPV) du dépôt de charge le long de la couche épitaxiée pour des pions dotés d'une impulsion de $120 GeV/c$ (SPS) était d'environ $80 e^-/\mu m$.

Principe de fonctionnement

La structure d'un capteur CMOS et son principe de fonctionnement sont illustrés en figure 2.2. Un substrat de silicium fortement dopé P est tout d'abord créé. Celui-ci est composé de silicium de qualité modérée c'est-à-dire qu'il possède beaucoup de défauts

dans sa structure cristalline. Cela engendre un fort taux de recombinaisons des porteurs de charge qui diffusent dans cette couche. Au dessus du substrat, une couche épitaxiée d'un faible dopage P est déposée. Cette couche épitaxiée est de haute qualité et constitue la couche sensible de notre détecteur. La qualité doit être élevée afin de réduire le nombre de recombinaisons des porteurs de charge. La "collection" des charges est effectuée par des caissons N-Well implémentés à la surface de la couche épitaxiée. Ces caissons N forment des jonctions P-N entre la couche épitaxiée et les caissons N. Les caissons N représentent les pixels et on appellera la distance entre deux de ces caissons : *pas inter-pixel*. Autour des caissons N se trouvent des zones P-well fortement dopées. Ce fort dopage crée une barrière de potentiel entre la couche épitaxiée et la zone P-Well. Ainsi les porteurs de charge sont réfléchis au niveau de cette interface. Il en est de même pour la zone de transition entre substrat et couche épitaxiée.

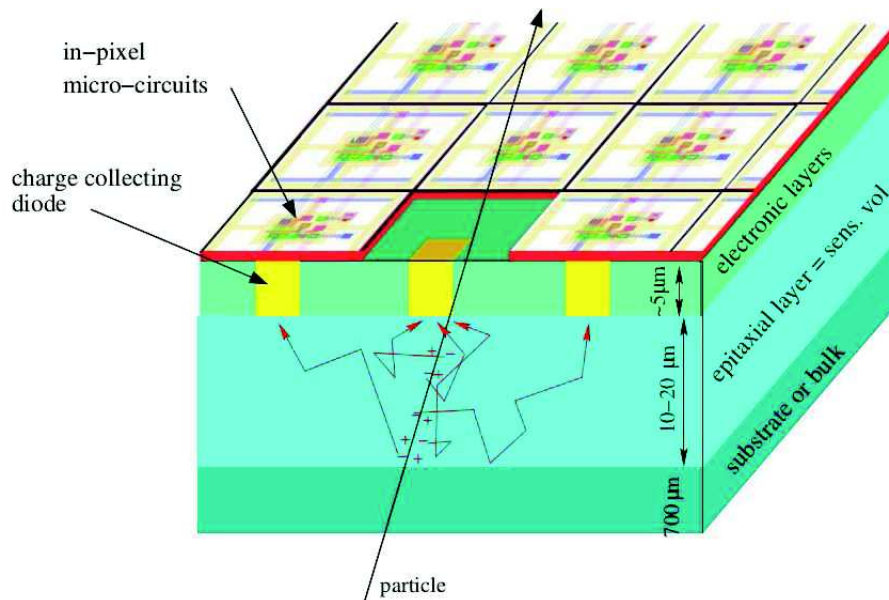


FIGURE 2.2 – Schéma de la structure d'un capteur CMOS et principe de fonctionnement.

Les valeurs des dopages pour les différentes zones sont de l'ordre de 10^{15} at/cm^3 pour la couche épitaxiée, 10^{19} at/cm^3 pour le substrat et 10^{17} at/cm^3 pour les zones P-Well. L'interface entre un caisson N et la couche épitaxiée crée une zone déplétée qui va attirer les porteurs de charge vers elle. Cette zone est réduite du fait du faible dopage de la couche épitaxiée. Ainsi, la couche épitaxiée est majoritairement non déplétée. Au passage d'une particule chargée, les différentes couches sont ionisées, les porteurs de charge diffusent alors thermiquement. Ceux-ci sont fortement recombinaisonnés dans les zones de structure cristalline médiocres. Dans la couche épitaxiée faiblement dopée, les porteurs de charges diffusent et ne sont que très faiblement recombinaisonnés. Puis, lorsque les porteurs

de charge approchent une zone déplétée, ils sont attirés vers les caissons N, qui collectent les charges.

La barrière de potentiel aux interfaces couche épitaxiée/substrat et zones P-Well/couche épitaxiée est donnée par la relation suivante :

$$V = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_{sub}}{N_{epi}} \right) \quad (2.4)$$

pour l'interface substrat/couche épitaxiée et par :

$$V = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_{P-Well}}{N_{epi}} \right) \quad (2.5)$$

pour l'interface zones P-Well/couche épitaxiée. Où k est la constante de Boltzmann, q la charge de l'électron, T la température absolue et N_{sub} , N_{epi} et N_{P-Well} sont respectivement les dopages du substrat, de la couche épitaxiée et des zones P-Well.

Comme les porteurs de charges sont diffusés thermiquement, leurs parcours moyen à travers la couche épitaxiée est beaucoup plus long que ceux des porteurs de charge dans un capteur entièrement déplété. Ainsi la probabilité de recombinaison augmente pour un capteur non déplété. L'efficacité de collection de charge pour un capteur non déplété est donc inférieure. De plus, les charges sont plus étalées, ce qui mène à un nombre de charges par pixel moins important et plus de pixels touchés. Le chemin parcouru par les porteurs de charge étant plus long que celui d'un capteur entièrement déplété, la durée de collection de charge s'agrandit aussi. Elle est de l'ordre de 100 ns .

Caractéristiques

Les capteurs CMOS offrent des caractéristiques intéressantes pour la physique des hautes énergies et notamment pour la reconstitution des vertex et des traces. Ils permettent un budget de matière restreint pour une résolution spatiale accrue tout en ayant une bonne tolérance aux radiations et un coût de fabrication faible.

Résolution spatiale Les procédés CMOS possèdent une taille de grille de plus en plus fine. Ainsi, une taille de grille inférieure à 100 nm est actuellement accessible. La taille minimale d'un pixel est environ un ordre de grandeur au dessus de la taille de grille. Ainsi une taille de diode de l'ordre de quelques μm^2 est accessible autorisant un pas inter-pixel de l'ordre de la dizaine de microns. En prenant en compte la répartition des porteurs de charge dans les pixels, on peut atteindre une résolution spatiale inférieure au micron. Par exemple on atteint une résolution inférieure ou égale au micron pour un pas inter-pixel $\lesssim 10 \mu m$ et une sortie analogique. Pour une sortie binaire, par exemple, une résolution de 2.8 à 3.0 microns est attendue pour un pas inter-pixel de 17 μm .

Budget de matière Dans un capteur CMOS seule la couche épitaxiée est utilisée pour générer le signal. Les porteurs de charge sont réfléchis par l'interface entre la couche épitaxiée et le substrat. Pour cette réflexion, seule l'interface compte. Ainsi, un amincissement du substrat est permis. Lors de sa conception, ce dernier est généralement doté d'une épaisseur de quelques centaines de micromètres. Le capteur peut alors être aminci jusqu'à une épaisseur de $50 \mu m$ (voire $30 \mu m$). Cette taille permet de garder une solidité suffisante pour manipuler le capteur.

Signal La taille modeste de la couche épitaxiée induit un signal faible au niveau des diodes de collection de charge. Une particule dans son minimum d'ionisation produira environ 80 paires électron-trou par μm traversé ce qui conduit à un signal total de l'ordre de 1000 à quelques milliers d'électrons.

Coût et fabrication Le procédé de fabrication CMOS étant un procédé industriel, le coût de revient de cette technologie est moindre. Ce procédé industriel permet un rythme de soumission plus élevé que dans le cas d'une technologie non industrielle. Ainsi, plus de prototypes peuvent être conçus dans le but d'optimiser les capteurs développés. Cela permet aussi de pouvoir construire des capteurs de grandes surfaces.

Tolérance aux rayonnements Les capteurs CMOS sont sensibles aux rayonnements ionisants et non-ionisants. Les rayonnements ionisants sont responsables de l'accumulation de charges dans les composants électroniques des pixels. Ces charges peuvent augmenter le courant de fuite du pixel et de sa diode de collection. Plus la diode sera petite, plus les effets des rayonnements ionisants seront faibles. La solution est donc de réduire la taille des diodes en utilisant une taille de grille la plus faible possible lors de la conception du capteur. Cependant plus la taille de grille est fine plus le coût de revient est élevé. Les rayonnements non ionisants vont quant à eux créer des dommages au réseau cristallin de la couche épitaxiée. Ces dommages vont induire un plus fort taux de recombinaison ce qui implique une baisse du signal. Cette perte de signal est d'autant plus forte que le libre parcours des charges est grand. Une solution pour compenser la perte de signal est de réduire le temps de collection de charge et donc le libre parcours moyen des porteurs de charge. Pour cela 2 solutions peuvent être envisagées : la réduction de la distance entre les diodes de collection (pas inter-pixel), ou l'augmentation de la résistivité de la couche épitaxiée. L'augmentation de la résistivité de la couche épitaxiée augmente la surface déplétée. Les rayonnements non-ionisants induisent également une augmentation du courant de fuite consecutive à la perturbation de la structure électrique du cristal.

Pixels

Deux types de pixels peuvent être utilisés pour les pixels des capteurs CMOS pour la physique des particules. Il s'agit des pixels de type *3T* et des pixels de type *Self-Biased*. La figure 2.3 illustre les deux types de pixels.

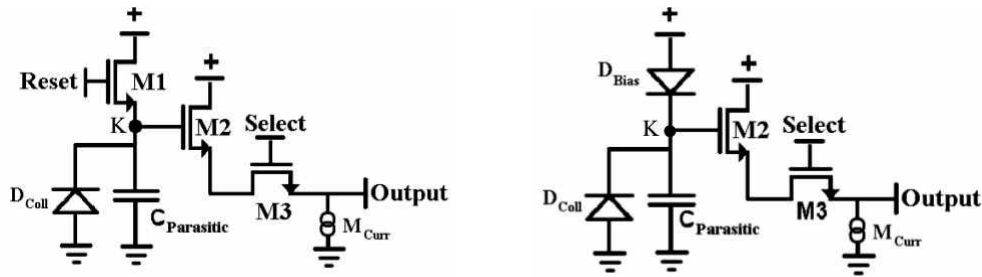


FIGURE 2.3 – À gauche, schéma d'un pixel de type 3T. À droite schéma d'un pixel de type *Self Biased*.

3T Les pixels de type 3T fonctionnent en 2 grandes phases. La première phase est constituée par une première lecture du pixel puis une seconde lecture espacée du temps d'intégration du capteur. Durant cette phase d'intégration le pixel est sensible et il accumule les charges présentes. Le transistor $M1$ (voir figure) est alors fermé. Toujours, durant cette phase, la capacité C du pixel diminue légèrement à cause du courant de fuite. Il faut alors compenser ce courant de fuite. Pour cela la seconde phase débute avec un signal de mise à zéro (*reset*) qui ouvre le transistor $M1$. Cela a pour effet de recharger la capacité du pixel. Le courant de fuite est ainsi compensé jusqu'à la prochaine remise à zéro. L'étape de remise à zéro coûte parfois jusqu'à 50 % du temps de lecture. Il serait alors judicieux d'éviter cette étape en rechargeant en continu la capacité du pixel. C'est le principe du pixel *Self Biased*.

Self Biased Les pixels de type *Self Biased* sont conçus pour compenser le courant de fuite du pixel en lui fournissant un léger courant additionnel compensant le courant de fuite. Ils présentent l'avantage de n'avoir aucun temps mort. Lorsque aucune particule ne traverse le capteur, le courant de fuite est en équilibre avec le courant additionnel. Lorsque une particule traverse le capteur, des charges sont collectées par le pixel. Cela provoque une décharge rapide de la capacité du pixel. Cette décharge va alors provoquer l'apport du courant additionnel. Il est alors nécessaire de contrôler le courant additionnel de façon à ce qu'il ne recharge pas la capacité du pixel lors de la détection d'un signal physique. En effet, cela aurait pour effet de masquer le signal physique lors de la prochaine lecture. Ainsi, dans le but détecter les signaux physiques, il faut s'assurer que la recharge de la capacité compensant le courant de fuite soit suffisamment lente devant le temps d'intégration du capteur.

Bruits

Le bruit dans un capteur CMOS peut être rangé en deux catégories : le *FPN* (*Fixed Pattern Noise*) et le bruit temporel *TN* (ou *Temporal Noise*). Le *FPN* résulte de la réponse non uniforme des pixels. Il peut être vu comme un piedestal à soustraire pour

extraire le signal. Le bruit temporel a pour origine plusieurs sources. Parmi celles-ci ce trouve bruit thermique, le bruit de grenaille et le bruit basse fréquence (en $1/f$).

Bruit de remise à zéro Ce bruit participe au *Temporal Noise* et n'est présent que dans le cas d'un pixel de type $3T$. Voyons d'où il provient et comment l'estimer. Le bruit de remise à zéro est induit par les variations du palier de référence lors de la ré-initialisation de la diode. Ce bruit peut être modélisé par une relation de fluctuations thermodynamiques. La variance de ces fluctuations peut être exprimée comme :

$$\overline{V_n^2} = \frac{kT}{C_d} \quad (2.6)$$

Où k est la constante de Boltzmann, T la température absolue et C_d la capacité de la diode. La tension moyenne du bruit V_n au noeud peut être exprimée en charge équivalente (ENC) de la manière suivante :

$$ENC = \sqrt{C_d^2 \overline{V_n^2}} = \sqrt{kTC_d} \quad (2.7)$$

Bruit d'intégration Ce bruit provient des fluctuations du courant de fuite dans le pixel. Le bruit principal de cette phase est le bruit de grenaille issue du courant de fuite i_{leak} du pixel. L'intensité du courant de fuite dépend du processus de fabrication, de la température de fonctionnement mais aussi de l'architecture du pixel. Ce courant de fuite augmente en fonction de la dose de rayonnement ionisant reçue. Ainsi le bruit de grenaille est donné par :

$$\overline{V_n^2} = \frac{q i_{leak}}{C_d^2} t_{int} \quad (2.8)$$

Où V_n est la tension du bruit de grenaille, q la charge de l'électron, C_d la capacité de la diode et t_{int} le temps d'intégration. En charge équivalente on a la relation suivante :

$$ENC = \sqrt{\frac{i_{leak} t_{int}}{q}} \quad (2.9)$$

Afin de réduire ce bruit il faut réduire le courant de fuite et/ou le temps d'intégration.

Bruit de lecture Le bruit de lecture provient de plusieurs sources. Durant la lecture le bruit provient des transistors $M2$ et $M3$, du *source follower* et du *switch* de colonne qui ont une capacité de colonne C_1 . La contribution au bruit de lecture de chacune de ces sources est proportionnelle à $\frac{kT}{C_1}$ et est fonction de leur transconductance et de leur conductance de sortie.

Double échantillonnage corrélé Afin de soustraire le piédestal, un double échantillonnage corrélé (CDS : *Corellated Double Sampling*) est effectué. Au cours de l'acquisition, deux images successives sont enregistrées. Le CDS consiste à soustraire la première image de la seconde. Cette technique permet d'éliminer le FPN et le bruit de remise à zéro responsable d'une grande partie du bruit temporel. Le CDS réduit aussi le bruit en $1/f$. Le CDS est effectué à l'intérieur même du pixel ou en bout de colonne.

2.1.3 Axes de développement

Afin de répondre aux caractéristiques demandées pour les détecteurs de vertex du futur et notamment celui de l'ILC, plusieurs axes de recherche ont vu le jour ces dernières années. Parmi ceux-ci on compte la vitesse de lecture, la puissance consommée et la tolérance aux radiations.

Vitesse de lecture

La vitesse de lecture d'un capteur constitue une de ses caractéristiques principales. Il s'agit en effet d'être assez rapide pour les applications des capteurs CMOS en physique des particules. Le temps caractéristique de lecture d'un capteur, pour ce type d'application doit être de l'ordre de $100 \mu s$ pour un télescope en faisceau et jusqu'à un ordre de grandeur en dessous pour le détecteur de vertex de l'ILC. Ce temps de lecture est dicté par le taux d'occupation des capteurs qui ne doit pas dépasser le pourcent pour des raisons de reconnaissance des impacts et pour rester dans la plage de fonctionnement des capteurs.

La dimension utile des matrices de pixels des capteurs est de l'ordre du million de pixels. Supposons un capteur doté d'une sortie analogique. Une vitesse de lecture de $100 MHz$ (sans considération de puissance dissipée) peut être atteinte. Ainsi, une matrice d'un million de pixels sera lue en $10 ms$, soit 2 ordres de grandeur au dessus de la valeur voulue. Une solution pourrait être de réaliser une parallélisation de la sortie, en utilisant 100 sorties connectée à des blocs de 10 000 pixels, pour atteindre un temps de lecture de l'ordre de $100 \mu s$. Seulement cette option est en pratique impossible. En effet le nombre de sorties est en pratique limité à l'ordre de quelques dizaines à cause de l'encombrement au niveau des plots de connections et à cause de la limitation du système d'acquisition. Le nombre de sorties est encore plus limité dans le cas d'un détecteur de vertex équipé par ces capteurs. Au final, la vitesse de lecture en mode analogique est limitée à environ $1 ms$.

Pour accélérer la vitesse de lecture des capteurs, une solution consiste à ne lire que les pixels touchés, c'est-à-dire les pixels ayant passé un certain seuil de discrimination. Pour cela une suppression des pixels non touchés est nécessaire, c'est ce que l'on appelle la suppression de zéros. Depuis quelques années, l'IPHC en collaboration avec l'IRFU développe une architecture de lecture en parallèle des colonnes. Comme illustré en figure 2.4 les valeurs de chaque pixel d'une ligne sont lues et discriminées grâce à un discriminateur, en bout de chaque colonne, selon un certain seuil. La lecture d'une ligne est alors

réalisée en environ 100 ns et quel que soit le nombre de pixels dans la ligne (c'est-à-dire le nombre de colonnes). Durant la lecture d'une ligne, les données de la ligne précédente sont traitées. Pour cela, un circuit identifie la position des pixels touchés de la ligne précédente et prépare une séquence numérique contenant la position de ces pixels touchés (si des pixels contigus sont touchés, une seule adresse est encodée et la longueur de la chaîne de pixels touchés est renseignée). La séquence des pixels touchés est alors entreposée dans une mémoire à la périphérie du capteur avant d'être lue à l'étape suivante. Ainsi durant les 100 ns , les trois opérations suivantes sont effectuées :

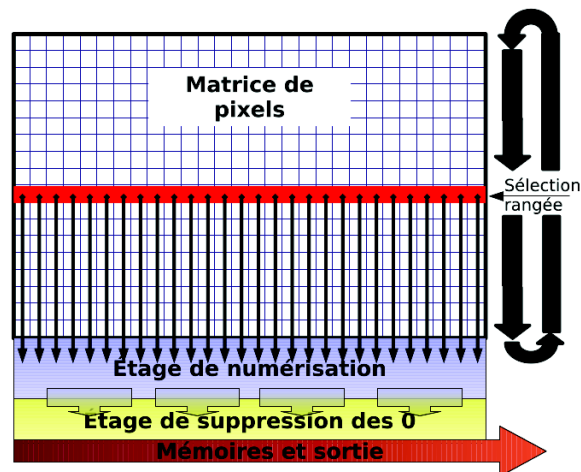


FIGURE 2.4 – Principe de lecture en colonnes parallèles

- Discrimination des valeurs des pixels de la ligne N ,
- Encodage des pixels touchés de la ligne $N-1$,
- Lecture de la mémoire contenant les positions des pixels touchés de la ligne $N-2$.

Une telle architecture, dite en *volet roulant* de l'anglais *rolling shutter*, permet un temps de lecture égal au temps de lecture d'une ligne multiplié par le nombre de lignes. Ainsi, pour un capteur de 1000 lignes le temps nécessaire pour la lecture est d'environ $100\ \mu\text{s}$. Afin de réduire encore plus le temps de lecture une option consiste à réaliser deux sorties, une de chaque côté du capteur. Une autre option dans le cadre d'un détecteur de vertex consiste à utiliser des pixels rectangulaires afin de réduire le nombre de lignes en assumant une perte de résolution spatiale selon la direction verticale. Une autre option consiste à lire simultanément deux ou quatre lignes pour réduire d'un facteur 2 ou 4 le temps de lecture. Toujours selon le même principe, une lecture de plusieurs blocs de pixels en parallèle pourrait être envisagé. On notera aussi que l'on peut obtenir des gains en vitesse de lecture lorsque l'on intègre au maximum l'électronique de traitement du signal dans les pixels. Le temps de lecture d'une ligne peut ainsi être réduit.

Un autre aspect concernant le temps de lecture est le taux d'occupation du capteur.

Il s'agit du taux de pixels touchés durant la lecture du capteur. L'encodage des pixels touchés, la taille de la mémoire, et la lecture externe de la mémoire limitent le nombre de pixels par ligne pouvant être touchés. Le capteur est ainsi optimisé pour un taux d'occupation de l'ordre du pour-cent.

Puissance dissipée

La puissance dissipée joue un rôle important dans un ensemble instrumental. Pour un détecteur de vertex, celle-ci conditionne le type de refroidissement et donc le budget de matière. Pour les capteurs développés dans le groupe PICSEL, l'objectif est de fournir des capteurs dont la puissance dissipée est réduite au maximum, afin d'autoriser un refroidissement passif du détecteur de vertex étudié. Pour cela, le mode de lecture en volant roulant joue de nouveau un rôle majeur. Celui-ci permet en effet de mettre en veille toutes les lignes de pixels sauf celle dont la lecture est en cours. Au final seule une ligne de pixels est allumée. À cette ligne de pixels s'ajoute la partie de traitement (lecture, numérisation, suppression de zéros) à l'extrémité du capteur. Au total le capteur MIMOSA-26, réalisé avec le procédé CMOS $0.35 \mu m$, consomme $780 mW$ pour une surface active de $2.2 cm^2$. En divisant par le nombre de pixels du capteur, on obtient une puissance de $1.1 \mu W/\text{pixel}$. Les capteurs pour l'ILC devront être plus rapide que MIMOSA-26 et consommeront donc plus. L'objectif pour l'ILC est d'obtenir une consommation un ordre de grandeur en dessous de la consommation des pixels hybrides (pixel hybrides : environ $10-30 \mu W/\text{pixel}$). Les détecteurs de l'ILC profiteront du temps mort d'environ $200 ms$ entre 2 trains de particules pour réduire leurs consommation en passant en veille. C'est ce que l'on appelle le power-pulsing. Ainsi, la consommation des capteurs se voit fortement réduite, ce qui permettra un refroidissement passif du détecteur de vertex.

Tolérance aux radiations

Nous allons à présent étudier la tolérance aux radiations des capteurs CMOS développés dans le groupe. Pour cela nous allons distinguer les rayonnements ionisants et les rayonnements non ionisants. Ces deux types de rayonnements agissent de façon différentes sur les capteurs comme cela a été décrit à la section 2.1.2.

Le passage de rayonnements ionisants dans un pixel induit un dépôt de charge dans la diode de collection de charges et dans l'électronique du pixel. Ces charges s'accumulent et créent un courant de fuite additionnel. Le fonctionnement du pixel s'en voit perturbé et le bruit dû aux variations du courant de fuite augmente. Les dégradations liées aux radiations ionisantes dépendent de la configuration géométrique de la couche d'oxyde (épaisseur et interface) dans laquelle s'accumulent les charges. Afin que les pixels soient moins sensibles aux radiations ionisantes, plusieurs solutions peuvent être envisagées. On peut ainsi optimiser la géométrie des transistors, diminuer l'épaisseur des oxydes, diminuer la température de fonctionnement du capteur ou encore diminuer le temps d'intégration des pixels. L'amélioration de la tolérance aux radiations est réalisable en utilisant un processus de fabrication doté d'une taille de grille plus fine. Les capteurs CMOS du groupe PICSEL utilisant un processus de fabrication en $0.35 \mu m$ et dotés

d'un traitement des données simple (donc d'une sortie analogique), résistent à une dose ionisante de l'ordre du $MRad$ par capteur.

Les rayonnements non ionisants provoquent des défauts dans la structure cristalline du silicium et modifie le dopage. Ces défauts deviennent des pièges pour les charges qui dérivent dans la couche épitaxiée. Le signal s'en voit ainsi diminué. Ainsi, à cause des pièges à porteurs de charge provoqués par ce type de rayonnements, plus une charge effectue un long parcours dans la couche épitaxiée, plus la chance que celle-ci soit piégée est grande. De ce fait, plus le pas inter-pixels est grand et plus le signal diminue. L'efficacité de détection diminue donc avec la dose de radiations non-ionisantes. Avec une couche épitaxiée possédant une résistivité de l'ordre de $10 \Omega.cm$ et des pixels de $10 \mu m$ de pas inter-pixels, les capteurs du groupe PICSEL gardent des niveaux de performances identiques jusqu'à une fluence d'environ $10^{13} n_{eq}.cm^{-2}$ (à la température $T = 0$ degré). Pour augmenter la résistance à ce type de rayonnement, il faut réduire le parcours moyen des porteurs de charge. Pour cela, 2 solutions peuvent être envisagées : la réduction du pas inter-pixels ou l'augmentation de la résistivité de la couche épitaxiée.

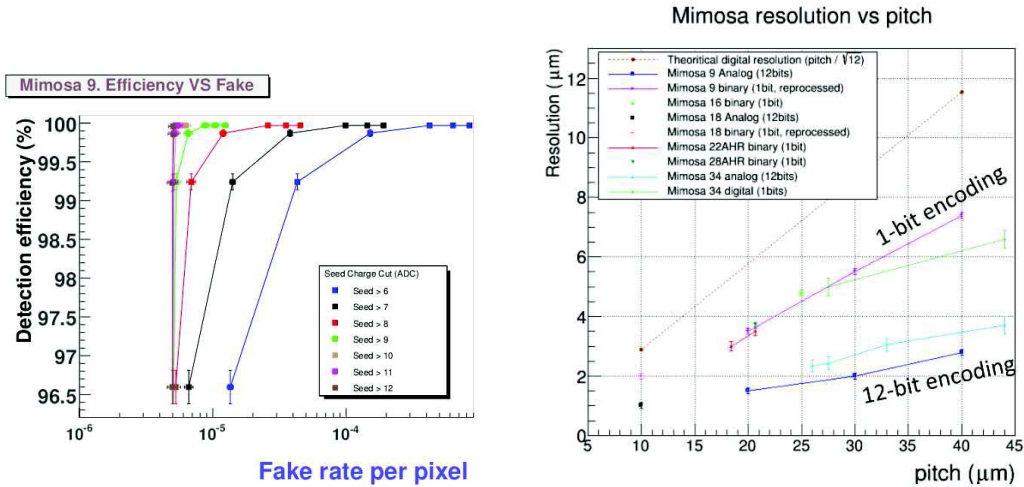
2.1.4 Performances

Depuis une quinzaine d'années une trentaine de prototypes de capteurs CMOS MIMOSA ont été développés et testés. Ainsi, au cours de ces années les performances de ces capteurs CMOS pour la physique des hautes énergies ont pu être caractérisées. Différents prototypes de capteurs CMOS conçus à partir de différents procédés de gravure, de différents pas inter-pixels et de différentes épaisseurs de couche épitaxiée ont vu le jour. Ces capteurs ont été testés en laboratoire et en faisceaux. Ces tests ont aussi été réalisés pour différentes températures et différents niveaux d'irradiation. Nous allons en présenter les performances générales obtenues.

Les capteurs à sortie analogique permettent de lire directement le signal collecté dans chaque pixel et d'en mesurer le bruit. Ainsi, selon l'épaisseur de la couche épitaxiée et la répartition des charges, la charge collectée dans le pixel siège varie. Toutefois celle-ci est de l'ordre de quelques centaines d'électrons collectés (200-300 e^-). Le bruit mesuré avoisine quant à lui la dizaine d'électrons à $20^\circ C$ et le signal sur bruit ainsi obtenu est de l'ordre de 20 à 40. Cela correspond à une efficacité de détection d'environ 100 % pour un taux d'impacts fantômes sous la barre des 10^{-4} . Ces performances sont visibles pour le capteur MIMOSA-9 en figure 2.5(a)

La résolution spatiale dépend du pas inter-pixel et du type de sortie : analogique ou binaire du capteur. Pour des capteurs à sortie analogique, la résolution spatiale varie quasi-linéairement entre une valeur inférieure ou égale au micromètre pour un pas inter-pixel de $10 \mu m$ et une valeur d'environ $3 \mu m$ pour un pas inter-pixel de $40 \mu m$. Ces valeurs sont atteintes avec l'algorithme de la fonction η présenté en section 3.2.2. Pour un capteur à sortie binaire, une résolution spatiale de l'ordre de 3 micromètres est atteinte pour un pas inter-pixel de $15 \mu m$. Ces résultats sont visibles en figure 2.5(b).

Comme nous l'avons vu, les radiations ionisantes conduisent à l'accumulation de



(a) Efficacité de détection en fonction du taux d'impact fantômes pour le capteur MIMOSA-9.

(b) Résolution spatiale en fonction du pas inter-pixel (pitch) pour les différents capteurs MIMOSA.

FIGURE 2.5 – Performances des capteurs CMOS développés dans le groupe.

charges dans les interfaces, ce qui entraîne une augmentation du bruit des pixels. Les performances des capteurs peuvent être maintenues acceptables avec une irradiation d'environ 1 MRad et un refroidissement modéré. Un passage à un procédé de fabrication utilisant une taille de grille plus fine permet l'amélioration de cette tolérance aux radiations grâce notamment à la réduction de la couche d'oxyde [53]. Les radiations non ionisantes sont fortement dépendantes de la taille du pas inter-pixel. Les capteurs avec un pas inter-pixel de $10 \mu\text{m}$ résistent à un flux de $10^{13} n_{eq}/\text{cm}^2$ alors que ceux dotés d'un pas inter-pixel de $20 \mu\text{m}$ ne résistent qu'à une fluence de $2 \times 10^{12} n_{eq}/\text{cm}^2$. L'amélioration de cette tolérance nécessite l'utilisation de couche épitaxiée de plus haute résistivité, de l'ordre du $k\Omega$. Les tests de tels capteurs ont montré un gain d'un ordre de grandeur [54].

2.1.5 ULTIMATE : MIMOSA-28

L'état de l'art des capteurs CMOS pour la physique des particules est représenté par le capteur MIMOSA-28 alias ULTIMATE [55]. Ce capteur est illustré en figure 2.6. Il s'agit du premier capteur à être intégré dans une expérience de physique des particules, à savoir STAR à RHIC. Ce capteur constitue la dernière étape dans le développement d'un capteur pour équiper les deux premières couches (STAR-PXL) du détecteur de vertex de l'expérience STAR : le Heavy Flavour Tracker (HFT).

ULTIMATE est composé d'une matrice de 928 (lignes) \times 960 (colonnes) pixels et est doté d'un pas inter-pixel de $20.7 \mu\text{m}$. Le capteur mesure $20.22 \text{ mm} \times 22.71 \text{ mm}^2$ et est confectionné à partir du processus de gravure AMS $0.35 \mu\text{m}$. Il est doté d'une sortie

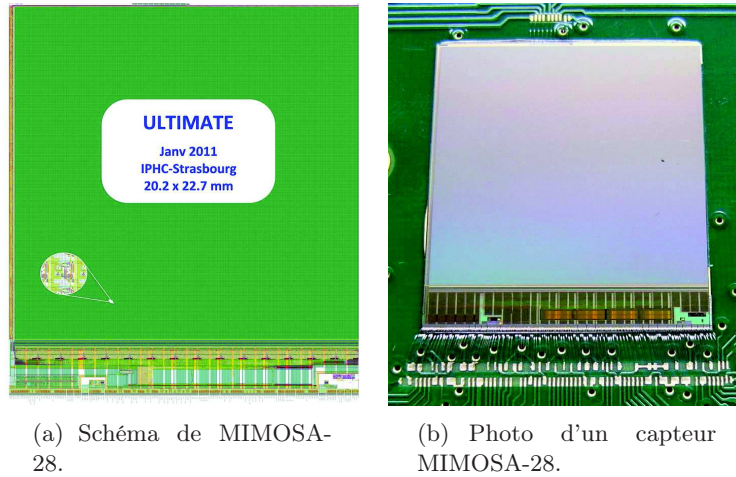


FIGURE 2.6 – Représentation du capteur MIMOSA-28 alias ULTIMATE.

binaire (plus une sortie secondaire analogique beaucoup plus lente réservée aux tests en laboratoire) et d'un circuit de suppression de zéro. La lecture des pixels s'effectue grâce à l'architecture en volet roulant et la durée d'intégration est inférieure à $200 \mu s$. Le capteur est conçu pour une tenue aux radiations de 150 kRad de dose ionisante et une fluence de $3 \times 10^{12} n_{eq}/cm^2$ à sa température de fonctionnement de $35 \text{ }^\circ\text{C}$. Côté budget de matière, ce capteur peut être aminci à une épaisseur de $50 \mu m$,

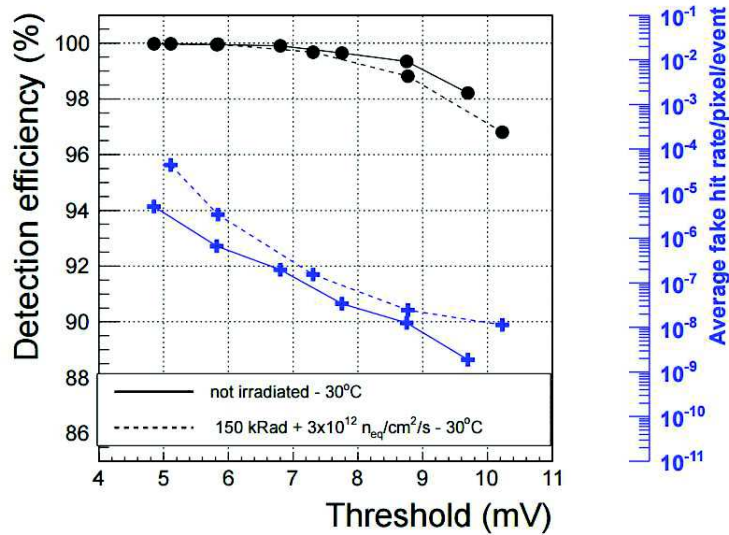


FIGURE 2.7 – Efficacité et taux d'impacts fantômes (bruit) pour le capteur MIMOSA-28 [7].

Côté performances, *ULTIMATE* offre une efficacité d'environ 100 % pour un taux d'impacts fantômes inférieur à 10^{-5} et permet une résolution spatiale inférieure à $4 \mu\text{m}$. La figure 2.7 illustre l'efficacité et le taux d'impacts fantômes en fonction du seuil des discriminateurs, le tout pour différents types d'irradiations.

ULTIMATE, équipe depuis fin 2013 le premier détecteur de vertex basé sur les capteurs à pixels CMOS. Nommé *STAR-PXL*, ce détecteur de vertex est confectionné à partir de deux couches cylindriques, de rayon 2.5 et 8 cm. Il est constitué de 40 échelles comportant chacune 10 capteurs MIMOSA-28, soit d'environ 370 *MPixels*. Le budget de matière pour chaque échelle s'élève à 0.37% *X0*. La première année de prise de données a permis d'améliorer la signification du signal provenant des mésons *D0* d'un facteur proche de 4.

2.1.6 Conclusion

Dans cette section nous avons vu que les capteurs CMOS sont de bons candidats pour les détecteurs de vertex du futur et en particulier pour celui de l'ILD. Ils offrent en effet, une très bonne résolution spatiale pour un budget de matière réduit. De plus les nombreux développements axés sur la vitesse de lecture, la tenue aux radiations et la puissance dissipée permettent de proposer des capteurs CMOS répondant aux exigences du cahier des charges du détecteur de vertex de l'ILD. L'intégration de ces capteurs constitue une étape de plus vers la réalisation d'un tel détecteur. Afin de tester les capteurs CMOS du futur et l'intégration de ces capteurs CMOS, un télescope en faisceau de grande précision et de grande surface est requis. Ce télescope devra voir le jour sous l'égide du projet européen AIDA (Advanced European Infrastructure for detectors at Accelerators).

2.2 AIDA : Advanced European Infrastructure for detectors at Accelerators

Comme nous l'avons vu le détecteur de vertex pour l'ILD demande une précision sur le paramètre d'impact encore inégalée. Pour évaluer et développer les performances des prototypes de capteurs pixélisés pour l'ILD, un télescope de grande surface doté d'une grande précision permettra de réaliser des tests en faisceau d'un secteur de détecteur de vertex. Fort du succès du télescope EUDET, le projet AIDA s'enrichira d'un nouveau télescope en faisceau qui permettra un nouveau pas vers la réalisation des détecteurs du futur.

2.2.1 Work Package 9.3 : Precision Pixel Detector Infrastructure

Afin d'évaluer les performances et dans le but de développer les détecteurs de particules de demain, des tests en faisceaux de ceux-ci sont nécessaires. Pour les détecteurs participant à la trajectométrie, il faut pouvoir identifier des traces dans le but de tester

les paramètres des détecteurs comme leur résolution spatiale ou leur efficacité de détection. Pour cela les télescopes en faisceau constituent des outils adaptés. Depuis plusieurs années, différents télescopes ont été construits.

Le télescope en faisceau *EUDET* [56] a été proposé afin de disposer d'un télescope en faisceau standardisé et polyvalent. Ce télescope de grande précision basé sur des capteurs pixélisés a été conçu pour accueillir et tester différents type de capteurs. Le système d'acquisition standardisé proposé permet une mise en route rapide des tests. En vertu de son budget de matière réduit, le télescope *EUDET* peut être utilisé avec des particules de faibles impulsions (quelques centaines de *MeV*). Ce télescope est composé de 6 plans MIMOSA-26 amincis à $50 \mu\text{m}$. Chaque capteur MIMOSA-26 est composé de 1152×576 pixels espacés d'un pas inter-pixels de $18.4 \mu\text{m}$ représentant une surface active de $21.2 \times 10.6 \text{mm}^2$. Chacun des plans offre ainsi une résolution spatiale de $4 \mu\text{m}$. Le télescope offre un système de positionnement précis des plans qui le constituent. Ce système permet d'effectuer des translations et une rotation du capteur testé afin d'en explorer les propriétés sur l'ensemble de sa surface. La mécanique du télescope a de plus été conçue de façon à fournir un télescope transportable. Au SPS, avec un faisceau de pions chargés d'une impulsion de $120 \text{GeV}/c$, ce télescope fournit une résolution extrapolée minimale meilleure que $2 \mu\text{m}$. Les capteurs testés de grandes tailles peuvent de plus être placés en bout de télescope en assumant une résolution extrapolée moins bonne. Une plate-forme logicielle pour le système d'acquisition nommée *EUDAQ* autorise l'intégration du capteur testé et de son système d'acquisition dans le flux de données du télescope.

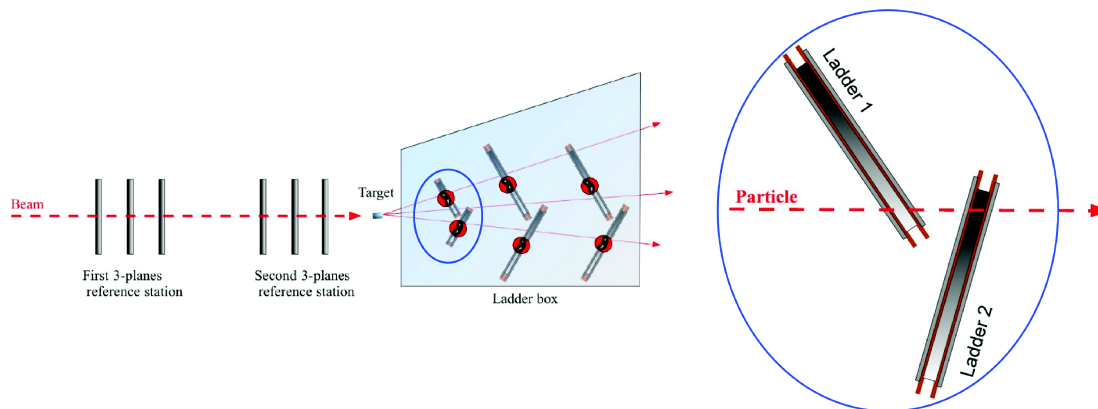


FIGURE 2.8 – *Telescope en faisceau AIDA*

Le télescope en faisceau *AIDA*, dans la ligné du télescope *EUDET*, constituera un télescope dédié aux développements des futurs trajectomètres. Ce télescope en faisceau permettra ainsi le développement des détecteurs du système de trajectométrie pour l'ILC ou encore pour sLHC. Ce télescope illustré en figure 2.8 sera muni d'un bras de télescope, d'une cible et d'un secteur de détecteur de vertex nommé *boîte AID* (*Alignment Investigation Device*). Le premier bras de télescope permettra la reconstruction des traces

avant la cible. Les impacts sur la cible provoqueront des vertex dont les traces associées se répartiront notamment sur la boîte *AID*. Ainsi, la boîte *AID* permettra non seulement la reconstruction des vertex mais aussi l'étude de l'alignement des échelles double faces.

Afin de répondre aux différents besoins, le bras de télescope sera interchangeable, et plusieurs capteurs de technologies différentes pourront l'équiper. Le choix de la technologie pour ce premier bras de télescope sera fait selon les besoins de l'utilisateur. Les pixels hybrides utilisés par l'expérience ATLAS nommés *FE-I4* permettront une vitesse de lecture équivalente à celle du LHC (de l'ordre de 25 ns), les capteurs *TimePix* permettront un étiquetage temporel encore meilleur ($\approx 10\text{ ns}$) avec une bonne résolution spatiale, enfin les super-plans *SALAT* développés dans le groupe *PICSEL* offriront une grande surface ($4 \times 4\text{ cm}^2$), une résolution spatiale accrue de l'ordre de $3.5\ \mu\text{m}$, pour un temps de lecture d'environ $200\ \mu\text{s}$ et un budget de matière réduit (capteurs amincis à $50\ \mu\text{m}$).

2.2.2 SALAT

SALAT est un télescope conçu par le groupe *PICSEL* pour constituer le premier bras du télescope *AIDA*. Il croisera ainsi le faisceau en premier. SALAT sera composé de 3 super-plans de grande surface et de grande précision. Cette grande surface est nécessaire pour fournir une reconstruction des traces issues d'un large faisceau afin de pouvoir fournir une large zone d'impacts sur la cible ou sur la boîte *AID* (sans cible).

Chacun des trois super-plans *SALAT* possède une zone sensible mesurant $4 \times 3.8\text{ cm}^2$ et une résolution spatiale de l'ordre de $3.5\ \mu\text{m}$. Chaque super-plan est lui même composé de 4 capteurs MIMOSA-28 (voir section 2.1.5). Le temps de lecture de chaque super-plan est ainsi équivalent à celui de MIMOSA-28, et vaut environ $200\ \mu\text{s}$. Les 4 capteurs d'un super-plan sont collés sur une feuille de Mylar préalablement tendue (plus grande rigidité) d'une épaisseur d'environ $50\ \mu\text{m}$. Le super-plan possède ainsi une longueur de radiation de $X_0 = 28.7\text{ cm}$ (environ 3 fois celle du silicium).

Nous allons numéroter les capteurs de 1 à 4. La face avant du super-plan est définie par la figure 2.10. C'est cette face qui sera touchée en premier par le faisceau lors des tests en faisceau. Si l'on prend un axe Oz perpendiculaire au super-plan et passant en son centre au point O défini au milieu de la feuille de Mylar, la face avant du super-plan est définie par des coordonnées z négatives et la face arrière par des coordonnées z positives. Les capteurs numérotés 1 et 4 sont alors situés sur la face avant (z négatifs) du super-plan. Sur cette face, le capteur 1 se situe en bas à gauche et le capteur 4 est placé en haut à droite. Les capteurs 2 et 3 sont collés à la face arrière du super-plan (z positifs). Le capteur 2 se situe en bas à droite alors que le capteur 3 se situe en haut à gauche lorsque l'on regarde le super-plan par la face avant (voir figure 2.10).

La figure 2.10 montre la géométrie pour les deux plans de la face avant et montre la position des capteurs 2 et 3 situés sur la face arrière du super-plan. Les axes X et Y et l'origine O sont définis sur cette figure. Comme indiqué sur cette même figure les capteurs 1 et 3 et 2 et 4 ont une zone de recouvrement selon l'axe Y de $60\ \mu\text{m}$. Les capteurs 1 et 2

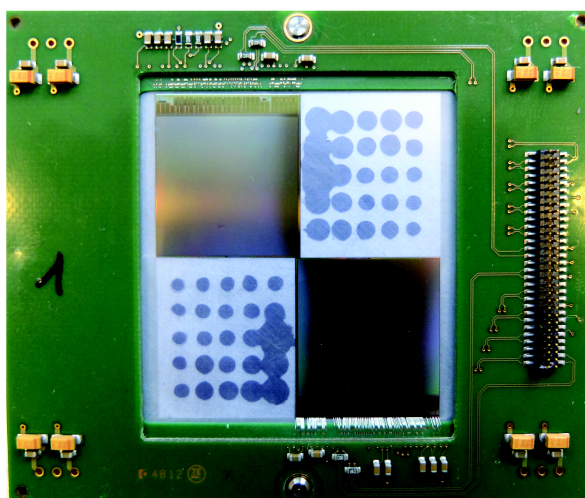


FIGURE 2.9 – SALAT – Single Arm Large Area beam Telescope

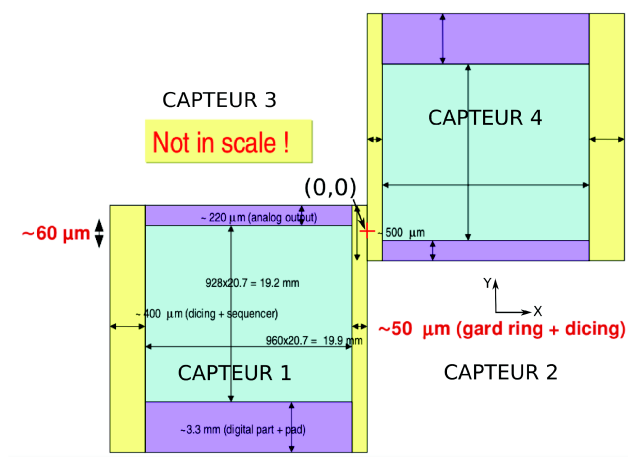


FIGURE 2.10 – Schéma d'un super plan SALAT, vu par la face avant.

et 3 et 4 sont quant à eux distants de l'axe X de $\pm 50 \mu\text{m}$ par rapport au centre du super plan. On se référera à la figure pour le signe de ce décalage.

Au niveau des inclinaisons, nous allons décrire les inclinaisons des autres capteurs par rapport au capteur 1 défini sans aucune inclinaison. Le capteur 2 est incliné de 180 degrés par rapport à son axe vertical V . Le capteur 3 est retourné de 180 degrés selon son axe horizontal U . Enfin, le capteur 4 est incliné de 180 degrés suivant son axe horizontal U et de 180 degrés suivant son axe vertical V . Ainsi, la face pixélisée des capteurs 1 et 4 est orientée vers les z négatifs et celle des capteurs 2 et 3 est orientée vers les z positifs.

2.2.3 Cible

Le télescope en faisceau AIDA sera doté d'une cible afin de générer des vertex. Ceux-ci seront créés à la suite des interactions entre les particules du faisceau et la cible. La cible n'a pas été étudiée lors de cette thèse.

2.2.4 PLUME

Dans ce chapitre, nous avons explicité les avantages des capteurs CMOS. Nous avons souligné leur résolution spatiale avantageuse de l'ordre de quelques microns, couplée à une épaisseur très faible, réduisant ainsi le budget de matière. Ces caractéristiques avantageuses sont combinées à une architecture de lecture en volet roulant, permettant un temps de lecture pour un capteur de l'ordre de $200 \mu s$ et une dissipation thermique très inférieure au W/cm^2 . Pour former un détecteur de vertex à base de capteur CMOS, le défi réside dans l'intégration de ces capteurs. L'objectif est de construire un détecteur de vertex disposant d'une stabilité mécanique suffisante associée à un budget de matière réduit. Le projet *PLUME* pour *Pixelated Ladder with Ultra-low Material Embedding* répond à cette problématique en intégrant deux couches de capteurs sur un même support.

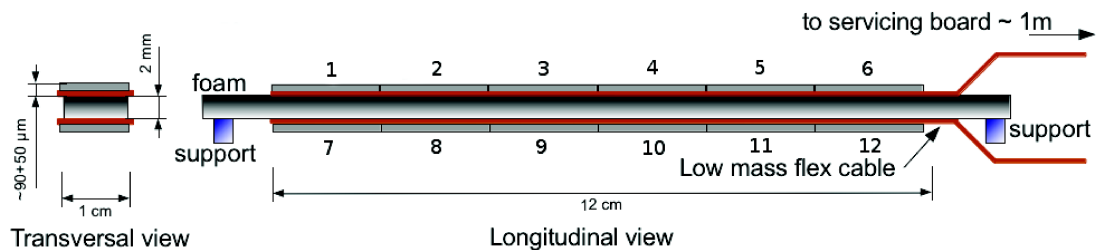


FIGURE 2.11 – Schéma d'une échelle PLUME.

La figure 2.11 illustre les différents éléments d'une échelle PLUME. Une mousse de carbure de silicium d'une densité de 8% et épaisse de 2 mm assure la stabilité mécanique de l'échelle. Sur chaque face de cette mousse un câble multi-pistes est collé. Il gère les entrées/sorties des capteurs et est constitué de deux couches de pistes en aluminium enrobées d'un polyamide de type Kapton. Les 12 capteurs de l'échelle, six par face, sont collés et connectés électriquement à ces câbles. Les câbles des échelles PLUME présentés ici sont conçus pour pouvoir accueillir des capteurs de type MIMOSA-26. Le premier prototype composé de 12 capteurs MIMOSA-26 et pourvu d'un budget de matière d'environ $0.6\% X0$ a vu le jour en 2011 [57]. Une photographie de cette échelle est visible en figure 2.12.



FIGURE 2.12 – Photographie d’une échelle PLUME.

Le projet *PLUME* permet d’étudier la faisabilité technique de ce type d’échelles et permet d’explorer la valeur ajoutée des échelles double faces. Lorsqu’une particule chargée traverse l’échelle, un coup par face est créé dans une fenêtre temporelle réduite. L’association de ces deux coups forme un *mini-vecteur*. Ce type d’objet pourrait permettre une meilleure association trace-impact et fournir une nouvelle méthode d’alignement pour des échelles double face composant une couche de détecteur de vertex.

Un prototype d’échelle *PLUME* a ainsi été testé en Novembre 2011 au SPS. L’objectif de ces tests en faisceaux était la validation et la caractérisation de la première échelle *PLUME* ainsi que le gain apporté par les mini-vecteurs sur la résolution spatiale. Nous livrerons les résultats de ces tests en faisceau dans le prochain chapitre.

2.2.5 AID Box

La boîte *AID* (*Alignment Investigation Device*) du télescope *AIDA* accueillera un secteur de détecteur de vertex composé d’un système d’échelles de capteurs. Ainsi, des échelles double face de capteurs pourront être testées en condition réelles. En particulier, des échelles *PLUME* pourront être utilisées dans la boîte *AID*. Ce secteur de détecteur de vertex servira à l’étude de l’alignement et de la trajectométrie. En particulier, il permettra des études basées sur des échelles double face *PLUME*. Le passage du faisceau à travers la cible engendre des vertex qui pourront être reconstruits grâce aux traces reconstruites associées aux vertex dans la boîte *AID*. Des études d’alignement entre échelles double face adjacentes ou entre les différentes couches d’échelles pourront être entreprises. Elles permettront en particulier de valider les techniques d’alignement basées sur les mini-vecteurs développées dans cette thèse. La trajectométrie pourra de plus être étudiée, qu’elle soit basée sur les mini-vecteurs ou sur des techniques plus traditionnelles. Nous étudierons dans cette thèse des configurations basées sur des échelles double face *PLUME*.

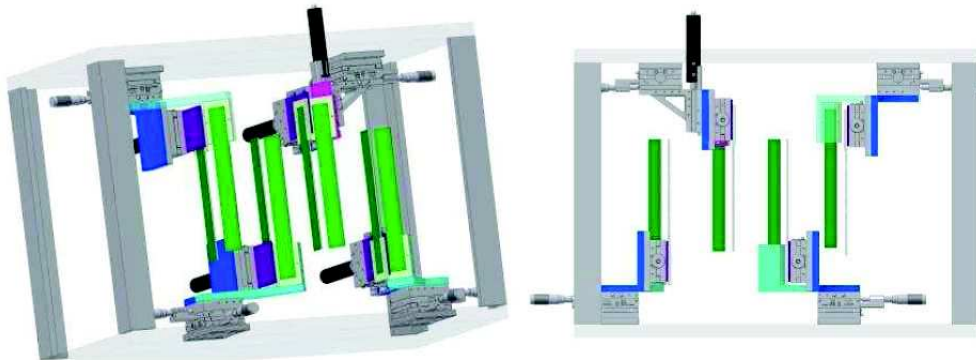


FIGURE 2.13 – Une des représentations possible pour la boîte AID.

2.3 Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons relaté les caractéristiques des capteurs CMOS développés par le groupe *PICSEL* pour l'ILD mais aussi pour différents télescopes en faisceau. Nous avons ensuite décrit le projet du télescope en faisceau AIDA qui permettra le développement des trajectomètres de demain. Nous avons alors mentionné les apports du groupe *PICSEL* à la conception de ce télescope. Nous avons notamment décrit les échelles double face *PLUME* et le bras de télescope *SALAT*. L'objectif de cette thèse se place dans le développement d'un algorithme d'alignement développé autour du concept de mini-vecteurs. Comme nous l'avons vu la reconstruction de mini-vecteurs est permise par le concept d'échelles double face. Dans le prochain chapitre de cette thèse nous présenterons les résultats des tests en faisceau d'une échelle *PLUME* et d'un super-plan *SALAT*. Puis nous nous focaliserons sur la conception d'une simulation numérique d'échelles double face de type *PLUME*. Enfin, dans le dernier chapitre, nous utiliserons nos simulations d'échelles *PLUME* pour réaliser une méthode d'alignement d'échelles double face successives placées sur une même couche de détecteur de vertex, grâce aux mini-vecteurs reconstruits à l'intérieur de leur zone de recouvrement.

Chapitre 3

Tests en faisceaux

Afin de valider les différents prototypes des éléments qui devront composer le futur télescope en faisceau AIDA, des tests en faisceau sont nécessaires. Ces tests permettent de vérifier le bon fonctionnement et de caractériser les capteurs testés en pratique. L'objectif étant de caractériser les capteurs en terme d'efficacité de détection, de taux d'impacts fantômes, de résolution spatiale et multiplicité des amas de pixels. Dans ce chapitre nous présenterons le logiciel de reconstruction et d'analyse des données puis nous délivrerons les résultats des tests en faisceau pour les prototypes des super-plans *SALAT* et des échelles double face *PLUME*.

3.1 Télescope

Lors d'un test en faisceau de capteurs CMOS pixelisés ou d'objets composés de capteurs CMOS pixelisés, un télescope de faisceau est utilisé. Il s'agit d'un ensemble de capteurs alignés selon l'axe du faisceau. Le télescope utilisé doit permettre de reconstruire précisément des traces afin de pouvoir estimer la résolution spatiale du *DUT* utilisé. Généralement, un télescope est constitué de 4 à 6 plans. Ces plans peuvent être équipés de *strip* ou de capteurs pixelisés comme les capteurs CMOS développés dans le groupe *PICSEL*. Dans notre cas nous appelons *Oz* l'axe parallèle au faisceau. Chaque plan du télescope est positionné perpendiculairement le long de cet axe. L'origine du repère du télescope est par convention fixée au centre du premier plan croisé par le faisceau.

3.2 Logiciel d'analyse

Deux logiciels d'analyse développés à l'IPHC, sont utilisés pour analyser les données des tests en faisceaux. Le logiciel utilisé pour l'analyse des capteurs avec un télescope constitué de capteurs CMOS se nomme TAF pour TAPI Analysis Framework alors que celui pour analyser les données des capteurs testés en utilisant un télescope à *strip* se nomme MAF pour MIMOSA Analysis Framework. TAF hérite de MAF. TAF est basé sur le C^{++} et le framework ROOT, il s'agit d'une plate-forme logicielle permettant de lire les

pixels touchés, de reconstruire les amas de pixels touchés, d'associer ces amas en traces et d'aligner les capteurs. Une fois ces étapes réalisées, l'extraction des propriétés du DUT (Device Under Test = capteur testé) est réalisée. L'objectif étant l'obtention de l'efficacité de détection, de la résolution spatiale, du taux d'impacts fantômes et de la multiplicité moyenne des amas de pixels. Tous ces paramètres sont analysés en fonction du seuil appliqué aux ADC ou aux discriminateurs pour chaque colonne (ou pixel) du capteur. On notera que dans le cas d'un DUT constitué de plusieurs capteurs comme pour les échelles PLUME ou les super-plans SALAT, chaque capteur est analysé indépendamment des autres. L'analyse avec mini-vecteurs est quant à elle réalisée à partir de plusieurs capteurs.

3.2.1 Traitement du signal : détermination du piédestal, du bruit, et du mode commun

Dans le cas de capteurs à sortie binaire, comme ceux utilisés dans ce chapitre (MIMOSA-26 et MIMOSA-28), le traitement du signal est réalisé dans le pixel et la sortie de chaque pixel vaut 0 ou 1 avant le passage par l'étape de suppression de zéros. Cependant afin de comprendre comment est traité le signal nous allons voir dans cette section la procédure de traitement du signal pour les capteurs à sortie analogique.

Dans le cas de capteurs analogiques, la première étape dans le traitement des données consiste à réaliser le double échantillonnage corrélé (CDS ou Correlated Double Sample). Cette étape consiste à réaliser une soustraction de deux images successives séparées par le temps d'intégration du capteur afin de réduire le bruit du pixel (voir section 2.1.2). Le signal brut peut alors être extrait.

Le signal brut $r_k(n)$, du pixel k de l'évènement n peut être exprimé comme une somme de plusieurs composantes :

$$r_k(n) = s_k^{phy}(n) + q_k^{rdn}(n) + p_k(n) + c(n) \quad (3.1)$$

Où $s_k^{phy}(n)$ est le signal physique provoqué par le passage d'une particule, $q_k^{rdn}(n)$ est le bruit aléatoire, $p_k(n)$ est le piédestal et $c(n)$ le décalage de mode commun. L'objectif est de pouvoir remonter au signal physique $s_k^{phy}(n)$. Pour cela le calcul des autres composantes est nécessaire.

Lorsque le signal physique est nul, après l'acquisition de N évènements, le piédestal moyen vaut :

$$\overline{p}_k(N) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N p_k(n) + q_k^{rdn}(n) + c(n) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N p_k(n) \quad (3.2)$$

Avec :

$$\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N q_k^{rdn}(n) + c(n) = 0 \quad (3.3)$$

Où la contribution du bruit aléatoire et du bruit du mode commun est nulle si le nombre d'évènements N est assez grand.

Lorsque le signal physique n'est pas nul et le nombre d'évènements N est grand, le piédestal moyen vaut :

$$\bar{p}_k(N) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N r_k(n) - s_k^{phy}(n) \quad (3.4)$$

On pose :

$$r'_k(n) = r_k(n) - s_k^{phy}(n) \quad (3.5)$$

L'équation 3.4 ne peut pas être utilisée puisque le signal physique $s_k^{phy}(n)$ n'est pas connu en pratique. On utilise alors un estimateur du piédestal :

$$p_k^{est}(N) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N r'_k(n) \quad (3.6)$$

Cet estimateur contient le signal physique. Nous allons donc essayer de trouver une approche pour tenter d'éliminer ce signal physique. La procédure effectuée est la suivante : pour les 200 premiers évènements, et pour chaque pixel, on réalise des groupes de 5 évènements. Dans ces 40 groupes de 5 évènements on choisit toutes les valeurs brutes du signal du pixel, sauf la plus élevée. On suppose ainsi que la valeur la plus élevée est celle qui contient le signal ou une fluctuation élevée du bruit. Étant donné les caractéristiques du faisceau, un pixel ne peut que très rarement être allumé deux fois durant les 5 évènements choisis. Ainsi, on ne soustrait que la valeur la plus élevée du signal brut. Pour chaque pixel on obtient 160 valeurs de piédestaux différentes. En en faisant la moyenne comme indiqué par l'équation 3.6 on obtient la valeur moyenne du piédestal pour chaque pixel. Par ailleurs, cette stratégie peut être partiellement remplacée par l'acquisition de quelques centaines d'évènements pris hors faisceau.

Après obtention du piédestal moyen, le calcul du bruit aléatoire initial $\Delta q_k^{rdn}(N)$ pour chaque pixel est possible. Pour cela on utilise l'estimateur standard suivant :

$$\Delta q_k^{rdn}(N) = \sqrt{\langle (q_k^{rdn})^2 \rangle} = \frac{1}{\sqrt{N-1}} \sqrt{\left(\sum_{n=1}^N r'_k(n)^2 \right) - N p_k^{est}(N)^2} \quad (3.7)$$

De même que précédemment, pour ce calcul réalisé sur 40 échantillons de 5 évènements, on ne prendra que les 4 valeurs les plus basses pour $r'_k(n)$.

Des variations dans la réponse de différents groupes de pixels sont observées d'une image à la suivante. Ce phénomène est appelé décalage du mode commun (ou common mode shift). Ces variations sont corrélées et le décalage du mode commun $c(n)$ peut être exprimé de la façon suivante :

$$\overline{c(n)} = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K (r_k^{3\sigma}(n) - p_k(n)) \quad (3.8)$$

Avec K le nombre de pixels considérés dans un groupe de pixels, et $(r_k^{3\sigma}(n) - p_k(n)) < 3\Delta q_k^{rdn}(n)$ dans le but d'exclure les pixels qui contiennent un signal physique. Cette opération est consommatrice en temps de calcul. Afin de gagner du temps, un nombre restreint de pixels peut être utilisé.

Durant la prise de données les valeurs du piédestal et du bruit sont recalculées à chaque évènement de façon récursive. Pour le piédestal on a la relation suivante :

$$p_k(n)|_{n>N} = \frac{1}{A} \left[(A-1)p_k(n-1) + r'_k(n) - \overline{c(n)} \right] \quad (3.9)$$

Où $p_k(n-1)$ est le piédestal de l'évènement précédant et A est un poids d'une valeur choisie à 10 limitant la sensibilité aux fluctuations.

Pour le bruit aléatoire on a :

$$\Delta q_k^{rdn}(n)|_{n>N} = \sqrt{\frac{1}{B} \left[(B-1) (\Delta q_k^{rdn}(n-1))^2 + \left(r_k^{3\sigma}(n) - p_k(n) - \overline{c(n)} \right)^2 \right]} \quad (3.10)$$

Où $\Delta q_k^{rdn}(n-1)$ est le bruit calculé pour l'évènement précédant, et B un poids fixé à la valeur 10 afin de limiter les fluctuations.

Après avoir calculé le piédestal et le mode commun, le signal $q_k(n)$ pour un pixel k d'un évènement n est donné par :

$$q_k(n) = s_k^{phy}(n) + \Delta q_k^{rdn}(n) = r_k(n) - p_k(n) - c(n) \quad (3.11)$$

3.2.2 Mise en amas

Lorsqu'une particule traverse le capteur, les charges déposées sont diffusées autour de l'impact. Les diodes N-Well situées autour de l'impact, collectent les charges diffusées. Ainsi, autour de l'impact différents pixels sont touchés et forment un amas de pixels. Le pixel le plus proche de l'impact recueille plus de charges que les autres pixels voisins, ce pixel est appelé pixel siège. Une fois les données enregistrées lors des tests en faisceaux, lues et traduites, l'étape suivante consiste à la reconstruction des amas de pixels touchés. Cette étape diffère selon la sortie, analogique ou binaire du capteur.

Sortie analogique

Pour un capteur analogique, on recherche tout d'abord les pixels sièges. Pour cela on cherche un pixel dont le rapport *signal/bruit* est supérieur à un certain seuil. Un tel seuil est utilisé afin de ne pas sélectionner les pixels fantômes (causés par les fluctuations du bruit). Le choix du seuil est établi en fonction du type de capteur et des conditions

de fonctionnement. Si le pixel siège candidat passe le seuil, alors on regarde les 24 pixels voisins d'un carré de 5×5 pixels et on associe le pixel siège et tous les pixels voisins qui ont passé un second seuil, plus bas que le premier, à l'amas. Ce second seuil s'applique sur la somme des charges des pixels voisins divisée par la somme quadratique de leur bruit. Les pixels sélectionnés sont alors exclus d'une nouvelle recherche de pixel siège. Les seuils pour le pixel siège et celui pour les pixels voisins sont réglables pour chaque capteur. Si dans un même amas un pixel a plus de charges que le pixel siège, il est élu pixel siège.

Sortie binaire

Pour une sortie binaire, on ne peut plus effectuer de coupure en terme de signal sur bruit et tous les pixels sont sélectionnés. Plusieurs méthodes de mise en amas sont présentes dans le code d'analyse. Nous allons décrire la plus simple. Pour former un amas la procédure est la suivante : lorsqu'un pixel est touché on regarde le carré de 5×5 pixels autour de lui, si un autre pixel touché est trouvé, on calcule le centre de gravité de l'amas et on élit le pixel le plus proche du centre de gravité : pixel siège. La procédure continue jusqu'à prendre en considération tous les pixels dans le carré 5×5 autour du pixel siège.

Position reconstruite de l'impact

Une fois les amas constitués, on cherche les coordonnées de l'impact dans le système de coordonnées (U, V) du capteur. Ces coordonnées sont définies grâce à l'axe horizontal (U) et à l'axe vertical (V) du capteur. L'origine du système de coordonnées ($U = 0, V = 0$) est prise au centre du capteur. Afin de reconstruire les coordonnées de l'impact en fonction de l'amas de pixels produit, il existe différentes méthodes. La méthode la plus simple est la méthode digitale. Avec cette méthode on ne prend en compte que la position du centre du pixel siège (position de la diode). La résolution obtenue avec cette méthode vaut $\frac{P}{\sqrt{12}}$ où P est le pas inter-pixel autrement appelé *pitch* (distance entre les deux diodes).

Une seconde méthode plus précise consiste à prendre le centre de gravité pondéré par la charge collectée dans chaque pixel de l'amas. Cette méthode prend donc en compte la diffusion de la charge dans les pixels de l'amas. On a ainsi :

$$U_{impact} = \frac{1}{Q_{tot}} \sum_{k=1}^n Q_k U_k \quad (3.12)$$

$$V_{impact} = \frac{1}{Q_{tot}} \sum_{k=1}^n Q_k V_k \quad (3.13)$$

Où U_{impact} et V_{impact} sont les positions en U et V de l'impact reconstruit, Q_{tot} , la charge totale, Q_k la charge dans le pixel k , U_k et V_k les coordonnées U et V du pixel k et n le nombre de pixels dans l'amas.

Dans le cas d'une sortie binaire toutes les charges valent 1 et la méthode du centre de gravité devient un centre de gravité géométrique. Ce centre de gravité peut être calculé pour des amas de taille 2×2 , 3×3 ou 5×5 . Cette méthode utilise l'hypothèse que les charges sont réparties linéairement en fonction de la distance entre l'impact et le pixel. Ce n'est pas le cas en réalité, et cette méthode introduit une erreur systématique dans le calcul de la position de l'impact reconstruit. Cependant la résolution obtenue est meilleure que celle obtenue avec la méthode digitale.

Pour des capteurs à sortie analogique une autre méthode qui permet de corriger ce biais, peut être utilisée : la méthode de la fonction η . Cette méthode utilise une répartition des charges non linéaire et permet d'obtenir une densité de probabilité constante pour la position de l'amas sur toute la surface du pixel siège. Avec cette méthode on suppose que la position reconstruite de l'amas se trouve sur la surface du pixel siège. Il est en effet très rare ($p < 1/1000$) que la position réelle de l'impact soit en dehors de cette surface. Pour des capteurs pixelisés on peut découpler les directions U et V . On peut alors définir deux centres de gravité, U^{COG} selon la coordonnée U et V^{COG} selon la coordonnée V . Dans la suite nous traiterons uniquement le cas de la coordonnée U . Le même raisonnement s'applique dans le cas de la coordonnée V . Nommons alors $\eta_U = U^{COG} - U^{Seed}$ la position du centre de gravité de l'amas selon l'axe U par rapport à la position U^{Seed} du pixel siège selon la coordonnée U .

On veut obtenir une relation de la forme suivante :

$$U_{Amas} = U^{Seed} + \eta^{Corrected} \quad (3.14)$$

Avec

$$\eta^{Corrected} = f(\eta) \times P - \frac{P}{2} \quad (3.15)$$

Avec P le pas inter-pixel et $f(\eta)$ la fonction η normalisée à 1. On obtient donc une position pour l'impact qui dépend du partage non linéaire des charges. Comme $f(\eta)$ est normalisée, elle varie entre 0 et 1. Il suffit alors de la multiplier par la valeur du pas inter-pixel P puis de lui soustraire $P/2$ afin qu'elle donne des valeurs entre $-P/2$ et $+P/2$, correspondant aux valeurs corrigées de la position de l'amas. Une autre fonction $f(\eta)$ est obtenue de manière identique pour la coordonnée V .

Lors des tests en faisceau $f(\eta_U)$ est obtenue à l'aide de M entrées provenant de M amas différents. Pour cela, on crée tout d'abord un histogramme de la distribution de η_U représentant les écarts entre le centre de gravité et le pixel siège pour chaque amas. La partie gauche de la figure 3.1 représente une telle distribution pour des pixels à sortie analogique de $20 \times 20 \mu m^2$. Une fois la distribution de η_U obtenue, on l'intègre et on la normalise afin d'obtenir la fonction $f(\eta_U)$ suivant la relation suivante :

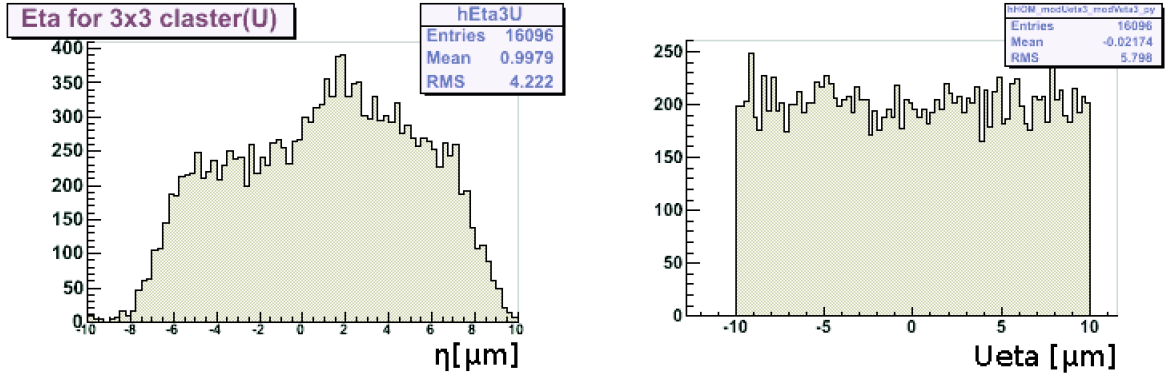


FIGURE 3.1 – A gauche, distribution de η pour des pixels à sortie analogique de $20 \mu\text{m}$ de pas inter-pixel. A droite, distribution de η après application de la fonction η .

$$f(\eta_U) = \frac{\int_{x=-P/2}^x (\eta_U) dx}{\int_{x=-P/2}^{x=P/2} (\eta_U) dx} \quad (3.16)$$

La fonction obtenue renvoie pour chaque valeur de η_U la valeur de la position de l'amas entre 0 et 1. Enfin on utilise les relations 3.14 et 3.15 pour corriger la position de l'amas. Un exemple de fonction η est donné en figure 3.2. On observe alors qu'une fois corrigée, la densité de probabilité pour avoir une position d'amas comprise entre $-P/2$ et $+P/2$ est équiprobable. Cela est par exemple visible sur la partie droite de la figure 3.1.

On peut alors comparer les positions des amas données par la méthode du centre de gravité ou par la méthode de la fonction η . La figure 3.3 compare les deux méthodes. Sur cette figure sont indiquées les positions des amas en fonction de leur pixel siège relatif selon les axes U et V du capteur (c'est à dire η_V en fonction de η_U). On remarque qu'avec la méthode de la fonction η les positions des amas sont réparties de façon homogène sur toute la surface du pixel siège; alors qu'avec la méthode du centre de gravité, la position des amas n'est pas homogène sur toute la surface du pixel siège mais est biaisée vers le centre du pixel siège.

Afin de comparer la méthode de la fonction η avec celle du centre de gravité, on peut se référer à la distribution des résidus sur le DUT (voir section 3.2.3). En utilisant le capteur MIMOSA-9 avec un pas inter-pixel de $20 \mu\text{m}$ et avec la méthode de la fonction η on trouve une largeur pour la distribution des résidus valant $2.04 \pm 0.03 \mu\text{m}$ selon l'axe U pour une statistique de 2352 traces. Pour la méthode du centre de gravité dans les mêmes conditions et avec la même statistique on obtient une largeur de $2.27 \pm 0.04 \mu\text{m}$ selon l'axe U du DUT. La résolution du télescope valant environ $1.5 \mu\text{m}$. Avec cette résolution de télescope, on trouve une résolution pour le DUT de $\sigma_{DUT} = 1.38 \mu\text{m}$ avec

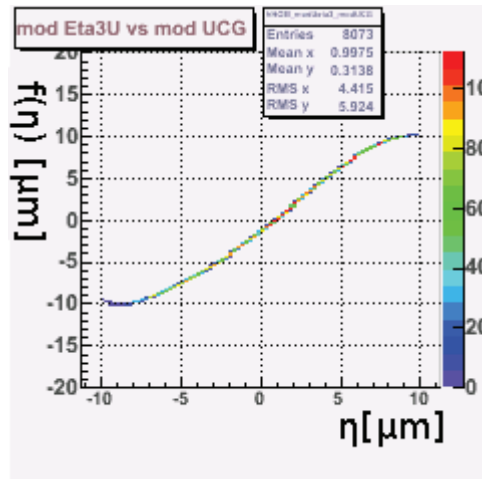


FIGURE 3.2 – Fonction $f(\eta_U)$.

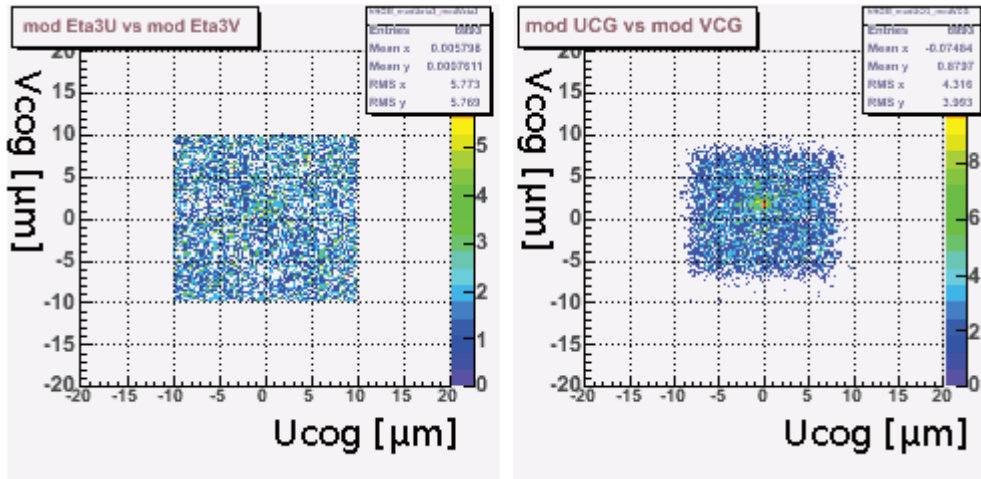


FIGURE 3.3 – η_V en fonction de η_U avant (gauche) et après application de la fonction η .

la méthode de la fonction η et de $\sigma_{DUT} = 1.70 \mu m$ avec la méthode du centre de gravité. L'amélioration obtenue est donc d'environ $(1.70/1.38 - 1) \times 100 \approx 23\%$. Ainsi, avec la méthode de la fonction η , on constate une amélioration d'environ 20% sur la résolution du DUT. Cette méthode n'est toutefois pas utilisable pour un capteur à sortie binaire puisque l'information sur les charges n'est pas connue.

3.2.3 Alignement

Une fois l'étape de la mise en amas effectuée, le logiciel d'analyse permet l'alignement du télescope puis celle du DUT. En pratique, cette étape consiste à corriger les différentes rotations et translations relatives entre capteurs. Cet alignement se déroule en 2 étapes principales. Dans un premier temps les plans du télescope sont alignés, puis dans un second temps, le DUT est aligné.

Alignement du télescope

Pour aligner le télescope, un alignement local est effectué. Pour cela un plan est choisi comme référence. Les impacts sur ce plan correspondent aux origines des traces. Par convention, ce plan est le premier plan traversé par le faisceau. À partir de chaque impact sur ce plan, on projette une trace rectiligne suivant la direction du faisceau en direction des autres plans du télescope. La stratégie pourra par exemple être la suivante. On pourra choisir le plan le plus proche et l'aligner avec nos traces rectilignes et suivant l'axe du faisceau. Puis, on pourra reconstruire des traces à partir de ces deux plans pour les projeter sur les autres plans du télescope afin d'effectuer leur alignement. Le DUT quant à lui n'est ni aligné ni utilisé pour réaliser les traces.

Afin d'effectuer l'alignement de l'un des plans du télescope par rapport au(x) plan(s) de référence, un χ^2 doit être minimisé. Pour une seule trace le χ^2 est simplement le résidu r_k sur chaque axe k du capteur, au carré, divisé par la résolution selon cet axe, σ_k , au carré. On a alors :

$$\chi_{1\text{ trace}}^2 = \sum_k \frac{r_k^2}{\sigma_k^2} = \frac{r_u^2}{\sigma_u^2} + \frac{r_v^2}{\sigma_v^2} = \frac{(u_{\text{trace}} - u_{\text{hit}})^2}{\sigma_u^2} + \frac{(v_{\text{trace}} - v_{\text{hit}})^2}{\sigma_v^2} \quad (3.17)$$

Où $k \in \{u, v\}$ symbolise les axes dans le référentiel du capteur, u_{trace} et v_{trace} sont les coordonnées de l'intersection de la trace reconstruite avec le capteur et u_{hit} et v_{hit} sont les coordonnées du centre de gravité de l'amas correspondant au passage de la particule ayant engendrée la trace. Plus le capteur est désaligné plus le résidu donc le χ^2 est grand.

Pour N traces, le χ^2 est la somme du χ^2 réalisé pour chaque trace i , normalisée par un facteur facultatif $1/N$:

$$\chi^2(N) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \chi_i^2 \quad (3.18)$$

Pour N traces les résidus forment une distribution. La résolution sur les axes u et v du capteur étant constante, minimiser le χ^2 revient à minimiser la largeur de la distribution des résidus. Il s'agit ici d'un problème des moindres carrés. Dans notre cas, lorsque le capteur est aligné et N suffisamment grand, cette distribution tend vers une distribution Gaussienne. La minimisation est effectuée avec les méthodes de minimisation de la classe de minimisation intégrée au logiciel ROOT : MINUIT. Cette minimisation est réalisée avec 6 degrés de liberté. Ces degrés de liberté sont les 3 translations du centre C du

capteur selon les axes Ox , Oy et Oz dans le référentiel du télescope, et les 3 rotations du capteur selon les axes Cx , Cy , Cz .

Voyons à présent comment sont reconstruites les traces. Chaque trace est construite de la façon suivante : pour chaque impact sur le plan de référence on extrapole la trace, en la supposant rectiligne et de direction parallèle au faisceau, sur le plan suivant, puis, on recherche un impact situé à une distance inférieure ou égale à $d_{trace-impact}$ de la position de l'extrapolation. On ajoute alors le point trouvé à la trace puis les paramètres de la trace sont recalculés. Deux options pour le calcul des paramètres de la trace sont possibles : soit la trace est considérée parallèle au faisceau et rectiligne c'est-à-dire sans inclinaison, soit la trace est inclinée. Le choix par défaut est celui d'une trace sans inclinaison. Dans le cas d'un télescope incliné, l'inclinaison des traces peut être au préalable redéfinie. À la suite de cela on ajoute les points des plans suivants selon la même procédure. Les paramètres de la trace sont alors ré-ajustés en utilisant la méthode des moindres carrés à l'aide des points qui constituent la trace. On rappelle que par défaut la trace est rectiligne c'est-à-dire sans inclinaisons selon les axes Ox et Oy .

Pour l'alignement on utilisera des traces dont les points appartiennent à des plans déjà alignés. Comme nous l'avons déjà vu, lorsque aucun plan n'est aligné, on crée pour chaque impact sur le premier plan de référence une trace perpendiculaire et droite. Lorsque deux plans sont alignés on utilise deux impacts, un par plan, pour reconstruire les traces. On alignera alors les autres plans du télescope. En règle générale lorsque M plans sont alignés on peut reconstruire les traces à partir de M points.

Lors du tout premier alignement, le désalignement n'est pas connu, la distance $d_{trace-impact}$ entre l'impact réel et l'extrapolation de la trace est donc choisi très grande, de l'ordre de $10\,000\ \mu m$. Lors de l'alignement les positions et inclinaisons des plans sont modifiées afin de minimiser le χ^2 . Les extrapolations des traces sur le plan à aligner sont alors recalculées pour chaque changement de positions ou d'inclinaisons de ce capteur. Puis un nouvel alignement est effectué en diminuant la distance $d_{trace-impact}$. La procédure continue jusqu'à obtenir un alignement satisfaisant des plans pour une distance minimale trace-impact $d_{trace-impact}$ optimale. (En pratique, pour un télescope en faisceau, cette distance est de l'ordre d'environ trois fois le pas inter-pixel du capteur).

Enfin, le DUT peut être aligné par rapport aux plans déjà alignés. Ces derniers restent fixes et seul le DUT est aligné. Lors de la procédure d'analyse des données, le DUT peut aussi être réaligné selon certaines zones restreintes sur le capteur.

Pour plus d'informations sur l'alignement on se référera à la section 5.3 du chapitre 5 portant spécifiquement sur l'alignement. La trajectométrie dans le logiciel *TAF* est plus particulièrement développé en section 5.3.8

3.2.4 Résolution du télescope et du DUT

Dans cette partie nous allons traiter de la résolution spatiale du télescope et du *DUT*. Ainsi, nous allons calculer la résolution spatiale d'un télescope en fonction de la résolution spatiale de chacun des plans le composant. Nous montrerons alors comment obtenir la

résolution du *DUT* en fonction de la résolution du télescope utilisé et de la largeur de la distribution des résidus sur ce *DUT*.

Calcul de la résolution du télescope.

Soit un télescope composé de 2 plans de résolution spatiale Δu_1 et Δu_2 selon l'axe horizontal U des 2 capteurs. Les capteurs sont placés selon un axe Oz parallèle au faisceau, aux positions respectives z_1 et z_2 . Calculons la résolution du télescope Δu au point z .

Supposons une impulsion infinie et donc une trace rectiligne. La propagation de l'erreur selon u en fonction de u_1 et u_2 est donnée par la relation suivante :

$$\Delta u^2(u_1, u_2) = \left(\frac{\partial u}{\partial u_1} \right)^2 \Delta u_1^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial u_2} \right)^2 \Delta u_2^2 \quad (3.19)$$

Exprimons alors u en fonction de u_1 et u_2 :

$$\frac{u_2 - u_1}{z_2 - z_1} = \frac{u - u_1}{z - z_1} = \frac{u_2 - u}{z_2 - z} \quad (3.20)$$

Donc :

$$u(z_2 - z_1) = u_2(z - z_2) + u_1(z_2 - z) \quad (3.21)$$

$$u = \frac{z - z_1}{z_2 - z_1} u_2 + \frac{z_2 - z}{z_2 - z_1} u_1 \quad (3.22)$$

On obtient alors la relation de propagation de l'erreur suivante :

$$\Delta u^2(z) = \left(\frac{z_2 - z}{z_2 - z_1} \right)^2 \Delta u_1^2 + \left(\frac{z - z_1}{z_2 - z_1} \right)^2 \Delta u_2^2 \quad (3.23)$$

Les erreurs Δu_1 et Δu_2 correspondent alors aux résolutions spatiales des plans 1 et 2. On peut alors écrire : $\Delta u_1 = \sigma_1$ et $\Delta u_2 = \sigma_2$. Pour des pixels carrés, la relation est la même pour la résolution spatiale selon l'axe v . Au final on obtient pour la résolution du télescope σ_{tel} :

$$\sigma_{tel}(z) = \sqrt{\left(\frac{z_2 - z}{z_2 - z_1} \right)^2 \sigma_1^2 + \left(\frac{z - z_1}{z_2 - z_1} \right)^2 \sigma_2^2} \quad (3.24)$$

Avec σ_1 la résolution spatiale du plan 1 et σ_2 la résolution spatiale du plan 2. Lorsque le point z se situe au milieu des plans 1 et 2, la résolution spatiale du télescope vaut :

$$\sigma_{tel} \left(z = \frac{z_1 + z_2}{2} \right) = \frac{\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}}{2} \quad (3.25)$$

Et en particulier lorsque $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$:

$$\sigma_{tel} \left(z = \frac{z_1 + z_2}{2}; \sigma_1 = \sigma_2 = \sigma \right) = \frac{\sigma}{\sqrt{2}} \quad (3.26)$$

Nous allons alors tracer la résolution spatiale d'un télescope composé de deux plans en fonction de la position z entre ces deux plans. Les positions z_1 et z_2 des deux plans sont fixées à $z_1 = 0 \text{ cm}$ et à $z_2 = 4 \text{ cm}$. Différentes courbes réalisées à partir de différentes résolutions spatiales pour les plans un et deux ont été tracées. Nommons σ_1 la résolution spatiale du premier plan et σ_2 celle du second plan. Les résolutions utilisées sont les suivantes :

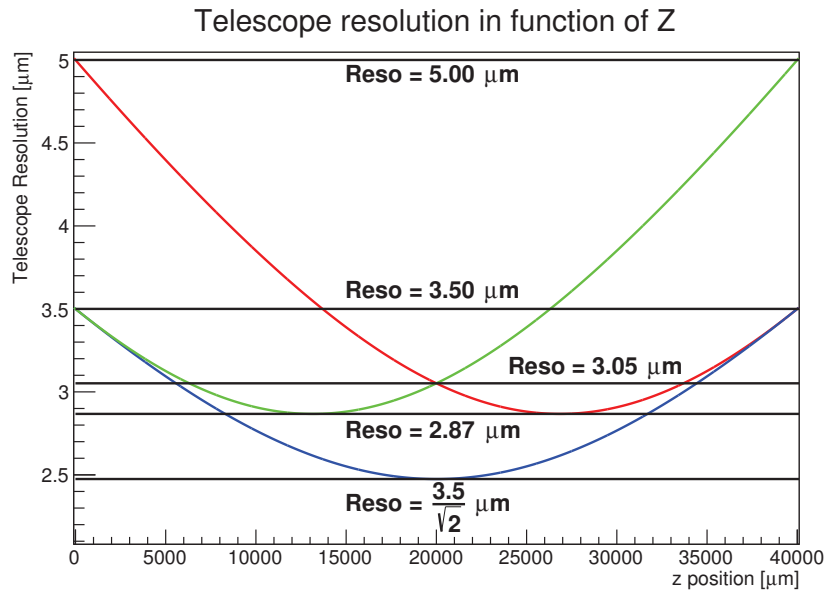


FIGURE 3.4 – Résolution d'un télescope à deux plans en fonction de la position z entre ces deux plans. Les positions z_1 et z_2 des deux plans sont fixées à 0 cm et 4 cm . La courbe bleue représente la résolution du télescope obtenue avec une résolution pour les deux plans de $3.5 \mu\text{m}$. La courbe rouge est réalisée à partir d'une résolution de $5 \mu\text{m}$ pour le premier plan et de $3.5 \mu\text{m}$ pour le second plan. Enfin, la courbe verte résulte d'une résolution de $3.5 \mu\text{m}$ sur le premier plan et de $5.0 \mu\text{m}$ sur le second. Les maxima et minima sont indiqués par des lignes horizontales.

- Courbe bleue : $\sigma_1 = \sigma_2 = 3.50 \mu\text{m}$
- Courbe rouge : $\sigma_1 = 5.00 \mu\text{m}$, $\sigma_2 = 3.50 \mu\text{m}$
- Courbe verte : $\sigma_1 = 3.50 \mu\text{m}$, $\sigma_2 = 5.00 \mu\text{m}$

Pour la courbe bleue, réalisée avec les mêmes résolutions spatiales $\sigma = 3.5 \mu\text{m}$ sur chacun des deux plans, la résolution spatiale maximum vaut $3.5 \mu\text{m}$. Cette résolution spatiale maximum est obtenue aux deux extrémités z_1 et z_2 du télescope. Le minimum est quant à lui observé au milieu du télescope en $z = 2 \text{ cm}$ et vaut comme nous l'avons vu

avec l'équation 3.26 $3.5/\sqrt{2} \mu m$. Dans ce cas, la résolution spatiale du télescope diminue entre $z = z_1$ et $z = (z_1 + z_2)/2$, et remonte entre $z = (z_1 + z_2)/2$ et $z = z_2$.

Pour les courbes rouge et verte, la résolution spatiale du télescope en $z = z_1$ est égale à la résolution spatiale du plan 1 puis cette résolution diminue progressivement jusqu'au minimum. Ce minimum est obtenu quand la dérivée de l'expression 3.24 s'annule. Cette dernière s'annule lorsque :

$$z = \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} z_1 + \frac{\sigma_1^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} z_2 \quad (3.27)$$

Il suffit alors d'injecter cette valeur dans la relation 3.24 pour obtenir la valeur de la résolution spatiale minimum du télescope. Dans le cas, des courbes rouge et verte on obtient $\sigma_{Min} \approx 2.87 \mu m$. Cependant, ces valeurs de résolutions spatiales minimales ne partagent pas le même z . Pour la courbe verte le minimum est atteint en $z = 1.315 cm$ alors que pour la courbe rouge il est atteint en $z = 2.685 cm$. Ensuite, à partir du minimum et jusqu'au plan 2, la résolution spatiale du télescope augmente pour atteindre la résolution du plan 2 au niveau de ce dernier. On notera que ces deux courbes sont symétriques par rapport au milieu du télescope. De plus, les deux courbes se croisent au milieu du télescope donnant lieu à une résolution spatiale, calculée grâce à l'équation 3.25, valant $\sigma(z = (z_1 + z_2)/2) \approx 3.05 \mu m$.

Supposons à présent un télescope composé de 4 plans de résolution spatiale identique σ_{ref} placés aux positions respectives, z_1 , z_2 , z_3 et z_4 . La résolution du télescope à la position z est donnée à partir de la relation 3.24 par :

$$\sigma_{tel}(z) = \frac{\sigma_{ref}}{\sqrt{2} \left| \frac{z_1 + z_2}{2} - \frac{z_3 + z_4}{2} \right|} \sqrt{\left(z - \frac{z_1 + z_2}{2} \right)^2 + \left(\frac{z_3 + z_4}{2} - z \right)^2} \quad (3.28)$$

Calcul de la résolution du DUT.

Lors de l'analyse des données, la valeur accessible est la largeur de la distribution des résidus. Celle-ci est reliée à la résolution du DUT : σ_{DUT} , à la résolution du télescope : σ_{Tel} et à l'erreur due à la diffusion multiple : σ_{ms} , par la somme quadratique suivante :

$$\sigma_{Res}^2 = \sigma_{Tel}^2 + \sigma_{DUT}^2 + \sigma_{ms}^2 \quad (3.29)$$

Diffusion multiple Voyons plus en détail le cas de σ_{ms} dans une configuration simple. Pour cela nous allons considérer 3 plans de capteurs CMOS et des traces issues de particules chargées à incidence normale. Le plan 2 est le DUT et les plans 1 et 3 constituent le télescope (voir figure 3.5). L'impulsion des particules est prise à $120 GeV/c$ comme lors des tests en faisceau. L'angle moyen de déviation de la trace après le passage à travers la matière du plan 2 est donné par :

$$\theta = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} Z \sqrt{\frac{x}{X0}} \left(1 + 0.038 \ln \left(\frac{x}{X0} \right) \right) \quad (3.30)$$

On remarque alors que pour une même épaisseur de matériau, l'angle moyen de déviation est proportionnel à $1/p$. Avec pour nos particules ultra-relativistes on a : $\beta c p = pc = 120 \text{ GeV}$, $Z = 1$ la charge de la particule, $x = 50 \mu\text{m}$ l'épaisseur du capteur 2 selon l'axe z et $X0 = 9.36 \text{ cm}$ la longueur de radiation du silicium. Après calcul on trouve :

$$\theta = 1.87 \times 10^{-6} \text{ rad} \quad (3.31)$$

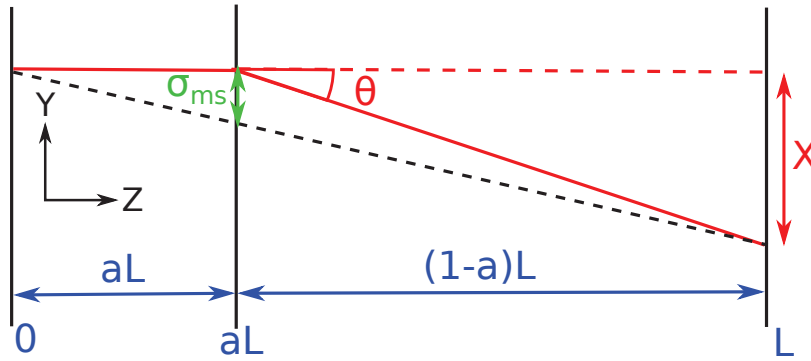


FIGURE 3.5 – Schéma de la diffusion multiple d'une trace passant à travers un capteur. La trace est déviée d'un angle θ et arrive sur un second capteur avec un décalage X . L'erreur due à la diffusion multiple est indiquée par σ_{ms} .

Voyons à présent comment on peut obtenir la valeur de σ_{ms} . La figure 3.5 définit σ_{ms} en fonction de l'angle de déviation θ et de la position du plan 2 sur lequel on veut mesurer σ_{ms} . Sur cette figure, une trace à incidence normale arrive à partir du plan 1 sur le plan 2. La trace est ensuite déviée d'un angle θ par le plan 2 et arrive avec un décalage X selon l'axe Y sur le troisième capteur. On veut alors connaître l'influence de la diffusion multiple sur le second capteur (c'est-à-dire le DUT). σ_{ms} est définie par l'erreur induite sur le plan 2 lorsque l'on reconstruit la trace à partir des plans 1 et 3.

A partir de cette figure, on a :

$$\frac{\sigma_{ms}}{aL} = \frac{X}{L} \quad (3.32)$$

et :

$$\tan(\theta) = \frac{X}{(1-a)L} \quad (3.33)$$

Lorsque l'on remplace le X pris dans l'équation 3.32 avec celui de l'équation 3.33 on obtient la relation suivante :

$$\sigma_{ms} = a L (1 - a) \tan(\theta) \quad (3.34)$$

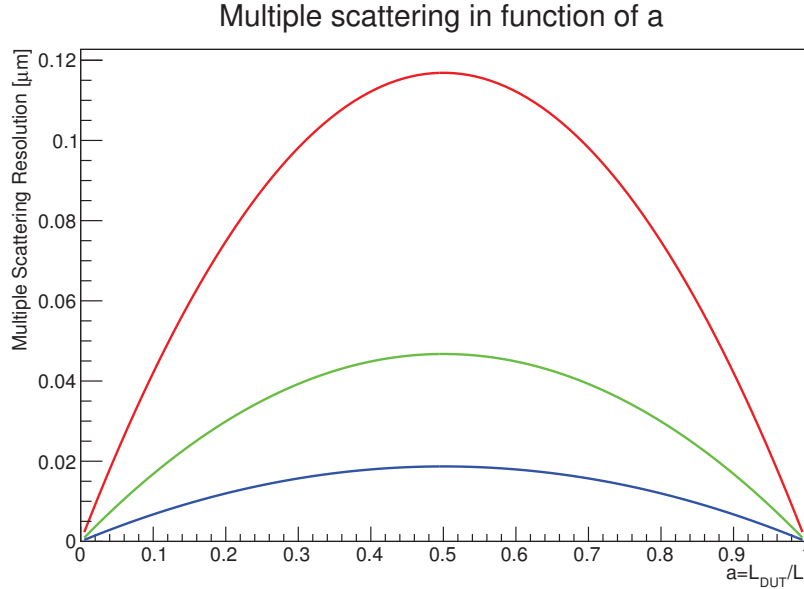


FIGURE 3.6 – σ_{ms} en fonction de la position du DUT entre les plans 1 et 3. La courbe rouge correspond à une distance L entre les plans 1 et 3 de $L = 25 \text{ cm}$. Les courbes verte et bleue correspondent à respectivement $L = 10 \text{ cm}$ et $L = 4 \text{ cm}$.

Nous allons à présent tracer σ_{ms} en fonction du rapport de distance $a = L_{DUT}/L$. Pour cela nous allons prendre des distances valant $L = 4 \text{ cm}$, $L = 10 \text{ cm}$ et $L = 25 \text{ cm}$ entre les plans 1 et 3. Les résultats sont visibles en figure 3.6. On remarque que σ_{ms} devient de plus en plus grand lorsque la distance L augmente. Pour une distance L fixée, la largeur σ_{ms} est nulle en $a = 0$ et augmente progressivement jusqu'à son maximum obtenu pour $a = 0.5$. Puis σ_{ms} diminue jusqu'à de nouveau atteindre 0 en $a = 1$. Les valeurs maximales obtenues pour σ_{ms} en $a = 1/2$ pour $L = 4 \text{ cm}$, $L = 10 \text{ cm}$ et $L = 25 \text{ cm}$ valent respectivement environ $1.87 \times 10^{-2} \mu\text{m}$, $4.68 \times 10^{-2} \mu\text{m}$ et $1.17 \times 10^{-1} \mu\text{m}$.

Si l'on prend par exemple le cas avec $L = 10 \text{ cm}$ et $a = 1/2$. On a $\sigma_{ms}^2 = 2.19 \times 10^{-3} \mu\text{m}^2$. La diffusion multiple est donc négligeable dans ce cas.

Pour une même configuration, lorsque l'impulsion des particules diminue, θ augmente en $1/p$. Cela implique donc une augmentation de la diffusion multiple. Dans notre configuration, la diffusion multiple n'est plus négligeable pour des impulsions inférieures à environ $5 \text{ GeV}/c$. Par exemple, à $5 \text{ GeV}/c$, dans la même configuration que précédemment avec $L = 10 \text{ cm}$ et $a = 1/2$, on obtient $\theta = 4.49 \times 10^{-5} \text{ rad}$ et $\sigma_{ms}^2 = 1.26 \mu\text{m}^2$.

Ainsi, on constate dans notre cas simple à 3 trois plans de télescope, lorsque la diffusion multiple est non négligeable, qu'il faut rapprocher le DUT des plans l'entourant

pour minimiser l'effet de la diffusion multiple.

3.3 PLUME

3.3.1 Motivations

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, les échelles PLUME pourront être utilisées dans la boîte AID. Un prototype d'échelle *PLUME* a été conçu en 2011. L'objet de cette section sera l'étude des performances et des caractéristiques de ce prototype d'échelle *PLUME*. Les tests en faisceau d'une échelle *PLUME* ont eu lieu en Novembre 2011 au SPS, au CERN à Genève. Les motivations principales de cette campagne de tests étaient :

- la vérification du bon fonctionnement de l'échelle,
- l'étude de l'homogénéité de la réponse des capteurs,
- l'étude des mini-vecteurs,
- l'étude des déformations de l'échelle.

Les études sur la déformation de l'échelle ne seront pas abordées en détail dans cette thèse. Nous commencerons notre étude en décrivant la configuration expérimentale. Puis nous commenterons les résultats obtenus. Pour cela nous rappellerons les caractéristiques du capteur MIMOSA26 monté 12 fois sur l'échelle, puis nous comparerons les résultats obtenus pour chaque capteur de l'échelle. Enfin, nous finirons avec une étude sur les mini-vecteurs.

3.3.2 Configuration expérimentale

Nous allons débiter par la description de la configuration expérimentale utilisée lors de cette campagne de tests en faisceau.

Faisceau du SPS

Les tests ont été réalisés dans le Hall Nord du SPS au CERN. La ligne utilisée était la ligne H6. Le fonctionnement est le suivant. Des protons dotés d'une impulsion de 400-450 GeV/c sont extraits du SPS et interagissent avec la cible *T4*. À la sortie de cette cible un faisceau constitué d'électrons, de hadrons et de muons d'impulsions comprises entre environ 5 et 205 GeV/c est constitué. Pour nos tests nous avons utilisé des pions chargés négativement et dotés d'une impulsion de 120 GeV/c . Les π^- utilisés sont alors au dessus d'environ 30% de leur minimum d'ionisation (voir section 2.1.2). La structure temporelle du faisceau est la suivante. Le faisceau est déversé durant 9.6 s puis un temps mort de 37.2 secondes est observé.

Télescope

Le télescope utilisé est composé de 4 plans répartis en 2 bras de 2 plans chacun. Chaque plan est équipé de capteurs MIMOSA-26 amincis à 120 μm . Le DUT, c'est-

à-dire l'échelle PLUME, est placé entre les deux bras du télescope à l'exception des prises de données à grand angle où le DUT est placé à l'extérieur du télescope pour des raisons d'encombrement. On définit l'axe Oz du télescope comme l'axe parallèle au faisceau passant par le point $O(0, 0, 0)$ pris au centre de l'échelle PLUME selon son épaisseur et au milieu de l'échelle selon ses coordonnées locales horizontale U et verticale V . Le premier bras de télescope est placé à -85 mm selon l'axe Oz par rapport au point $O(0, 0, 0)$ alors que le second bras est placé à $+79\text{ mm}$ selon ce même axe. Les capteurs 1 et 2 appartenant au premier bras sont respectivement placés à -90 mm et -80 mm selon l'axe Oz . Les capteurs 3 et 4 appartenant au second bras sont quant à eux placés à $+74\text{ mm}$ et $+84\text{ mm}$ selon l'axe Oz .

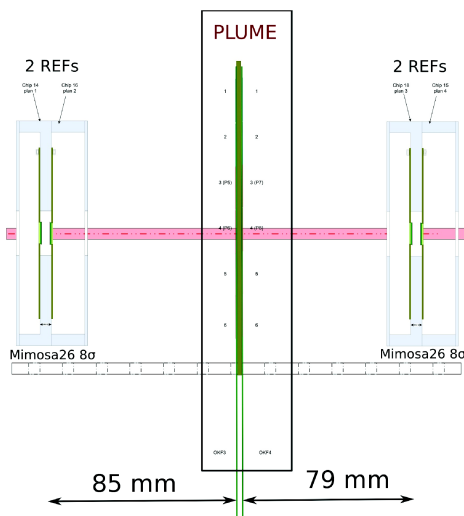


FIGURE 3.7 – Schéma de la configuration de test.

Dans le but de tester l'homogénéité de la réponse des capteurs, chaque zone de l'échelle PLUME a été testée. Une illustration d'une face de l'échelle PLUME est donnée en figure 3.8. Les 6 capteurs de la face présentée sont colorés en bleu clair. Ils sont numérotés de 1 à 6 pour chacune des faces. Dans la suite de ce chapitre on nommera la face traversée par le faisceau en premier : $OKF3$ et la face opposée : $OKF6$. Pour la face $OKF3$ les positions des capteurs ainsi que les positions du faisceau sur l'échelle lors des différents tests sont illustrés en figure 3.8. En face du capteur 1 de la face $OKF3$ se trouve le capteur 1 de la face $OKF6$ et ainsi de suite jusqu'au capteur 6.

Les positions du faisceau sur l'échelle lors des différentes prises de données sont illustrées par des carrés bleus foncés sur la figure 3.8. Pour obtenir ces différentes positions, l'échelle PLUME a été translaturée selon son axe U . Un scintillateur de $7 \times 7\text{ mm}^2$ placé à l'avant du télescope a été utilisé pour déclencher. Pour chaque zone mise en faisceau, différents balayages selon le seuil des discriminateurs des capteurs de l'échelle PLUME ont été réalisés.

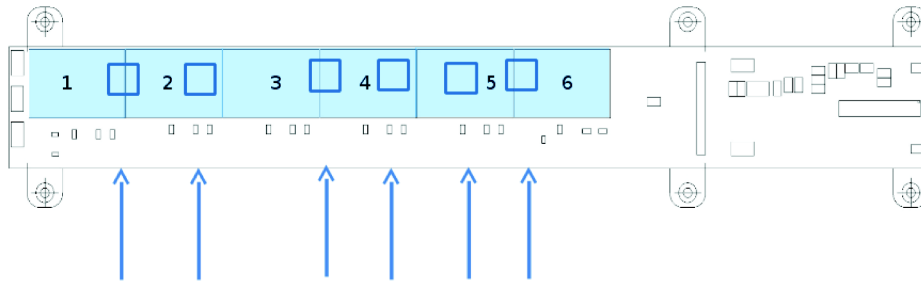


FIGURE 3.8 – Position des capteurs 1, 2, 3, 4, 5 et 6 sur l'échelle PLUME. Les capteurs sont indiqués en bleu clair et sont nommés de 1 à 6. Les carrés bleus foncés représentent les positions du scintillateur (servant à déclencher) lors des prises de données. Les deux faces de l'échelle PLUME sont nommés OKF3 et OKF6. OKF3 est la partie de l'échelle croisant le faisceau en premier alors que OKF6 représente la face opposée.

DAQ

Au niveau de l'acquisition, le nombre de capteurs lus simultanément sur l'échelle PLUME était limité à quatre capteurs. Étant donné la taille du scintillateur de $7 \times 7 \text{ mm}^2$, cela est suffisant puisque ce dernier peut couvrir au maximum une zone prise entre deux capteurs sur une face et donc de quatre capteurs sur les deux faces.

Le taux de signaux de déclenchement moyen au niveau du scintillateur était de l'ordre de 1 à 8 kHz au niveau du scintillateur. Cela correspond à un signal en moyenne toutes les $100 \mu\text{s}$ à 1ms . Ainsi, deux signaux de déclenchements peuvent apparaître durant un temps de $112.5 \mu\text{s}$ correspondant à l'enregistrement d'une image du capteur. Une image du capteur lu entièrement est appelée *trame*. Dans certains cas le fort taux de signaux de déclenchement amène à réaliser des événements comportant un nombre de trames important. Pour comprendre cela, nous allons donc à présent voir comment sont enregistrés les événements en fonction du signal de déclenchement.

La figure 3.9 illustre la façon dont sont enregistrés les événements. Le signal de déclenchement précède de quatre lignes la lecture de la ligne courante sur le capteur. Autrement dit pour obtenir la ligne correspondante au signal de déclenchement, il faut ajouter la durée de lecture de quatre lignes au temps du déclenchement. Comme le capteur comporte 576 lignes, si le signal de déclenchement tombe entre la lecture de ligne 1 et la ligne 572 de la trame N , l'impact correspondant sur le capteur sera dans la trame N . Sinon, si le déclenchement correspond à la lecture d'une ligne au-delà de la ligne 572, l'impact correspondant sera dans la trame $N + 1$. Comme un événement doit correspondre à une trame complète, on lit les 576 lignes de l'événement réparties sur les trames N et $N + 1$. Sur la figure 3.9 un événement est indiqué en orange. Par exemple, si le déclenchement arrive à la ligne 96, on lira les lignes 100 à 576 de la trame N puis les lignes 1 à 99 de la trames $N + 1$. À la fin de sa lecture, chaque trame est enregistrée dans une mémoire. Puis cette mémoire est transférée vers une autre mémoire afin de stocker la trame suivante.

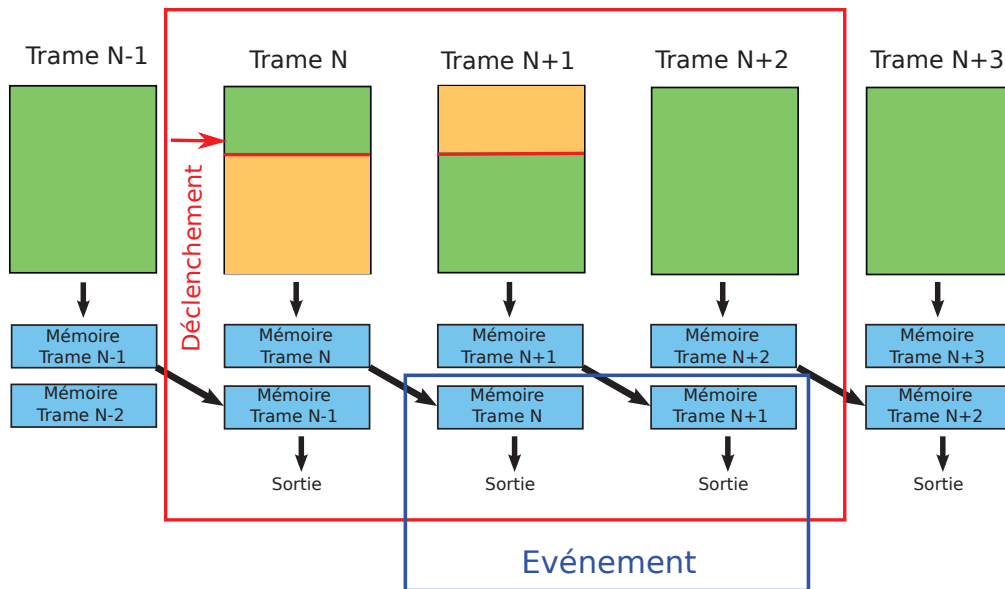


FIGURE 3.9 – Enregistrement des trames en fonction du signal de déclenchement pour les capteurs de l'échelle PLUME dans le cas général. Chaque trame d'un capteur MIMOSA-26 est lue en $115.2 \mu s$.

Ainsi, lorsque l'on lit le capteur, lorsque la trame N est en cours de lecture, on récupère les données enregistrées lors de la lecture de la trame $N - 1$. Au final, on peut choisir soit de constituer un événement à partir de la ligne du début de l'événement sur la trame N jusqu'à la ligne de fin sur la trame $N + 1$ ou de prendre les données des deux trames N et $N + 1$. Dans notre cas un événement est construit à partir des deux trames complètes N et $N + 1$.

Comme nous l'avons vu deux signaux de déclenchement peuvent parfois survenir durant la lecture des 576 lignes. Dans le cas où un signal de déclenchement supplémentaire arrive au niveau de la trame $N + 1$ avant la fin de l'événement (moins 4 lignes), on ajoute la trame $N + 2$ à l'événement. La figure 3.10 illustre ce cas. Le premier événement est indiqué en orange et est délimité par des lignes rouges. Un nouveau déclenchement (flèche bleue), arrive avant que 572 lignes soit lues. Dans ce cas une nouvelle trame est ajoutée à l'événement. L'extension de l'événement est indiquée en bleu. Au final on peut choisir de constituer l'événement à partir de la première ligne (première ligne rouge) jusqu'à la dernière ligne (dernière ligne bleue foncée) ou de prendre les trois trames N , $N + 1$ et $N + 2$ complète. La dernière option a été choisie. On notera que si un nouveau déclenchement arrive sur la trame $N + 2$, 4 lignes avant la fin de l'événement (dernière ligne bleue foncée), on répète le processus et on ajoute une nouvelle trame. Ce processus est limité à 100 trames maximum par événement.

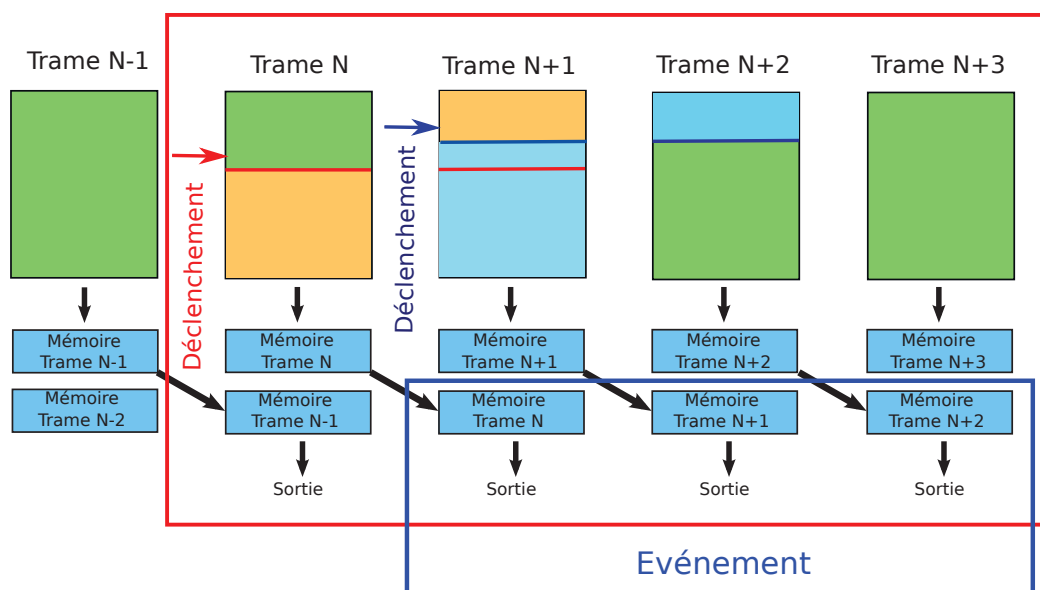


FIGURE 3.10 – Enregistrement des trames en fonction du signal de déclenchement pour les capteurs de l'échelle PLUME dans le cas particulier discuté dans cette partie. Chaque trame d'un capteur MIMOSA-26 est lue en $115.2 \mu s$.

3.3.3 Résultats : PLUME

Nous allons à présent exposer les résultats obtenus en test en faisceau pour l'échelle PLUME. Pour cela, nous commencerons notre étude en rappelant les caractéristiques du capteur MIMOSA-26 monté 12 fois sur l'échelle PLUME, puis nous comparerons les résultats obtenus pour chaque capteur de l'échelle avec ceux du capteur de référence. Nous regarderons alors si les résultats obtenus pour chaque capteur sont homogènes. Enfin, nous finirons avec une étude sur les mini-vecteurs.

MIMOSA-26

MIMOSA-26, schématisé en figure 3.11, est le capteur final pour le télescope en faisceau *EUDET* [58]. Son architecture est basée sur le capteur analogique MIMOSA-22 et sur le circuit de suppression de zéros *SUZE-01*. Il est constitué d'une matrice de 576×1152 pixels et est doté d'un pas inter-pixel de $18.4 \mu m$. Le capteur mesure $13.7 \times 21.5 mm^2$ et il possède une couche épitaxiée, dite standard, épaisse de $14 \mu m$. Il a été réalisé avec le procédé de gravure *AMS* doté d'une taille de grille de $0.35 \mu m$. MIMOSA-26 a été conçu pour détecter des particules chargées avec un taux d'occupation de $10^6 \text{ pixels}/cm^2/s$. Le capteur est lu grâce au procédé de lecture en volet roulant en une durée de $115.2 \mu s$. Il possède une sortie fonctionnant à $80 MHz$. Chaque pixel contient un amplificateur et effectue un CDS. Chaque fin de colonne est équipée d'un discriminateur et une suppression de zéro est réalisée après numérisation du signal. On notera que le capteur est aussi

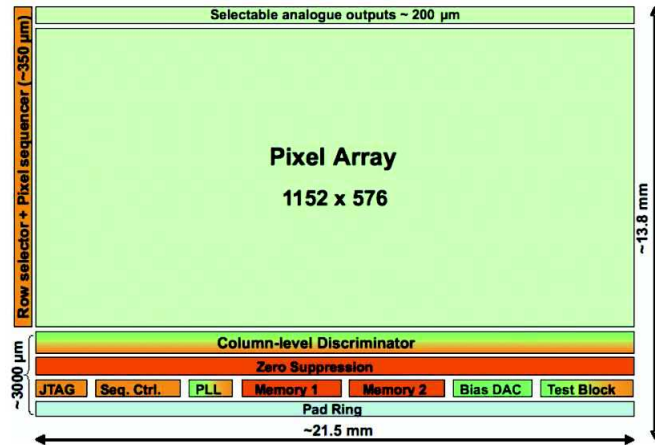


FIGURE 3.11 – Vue schématique de MIMOSA-26.

équipé d'une sortie analogique beaucoup plus lente réservée aux tests en laboratoire.

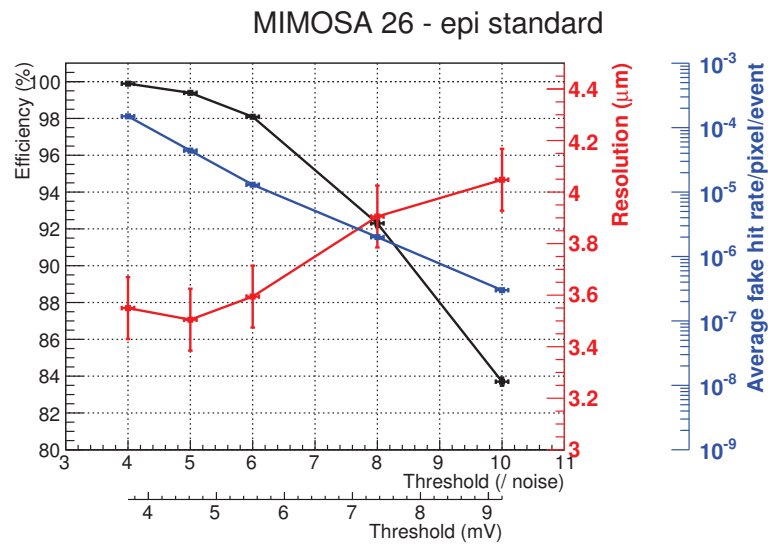


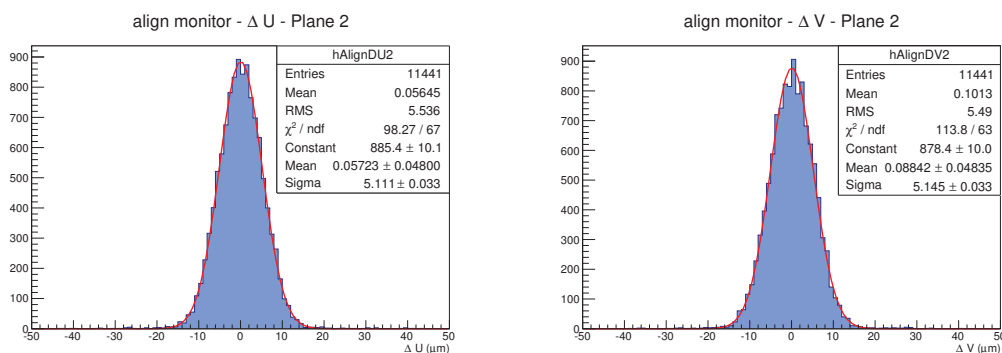
FIGURE 3.12 – Performances de MIMOSA-26. En noir l'efficacité de détection en fonction du seuil des discriminateurs, en bleu, le taux d'impacts fantômes en fonction du seuil, et en rouge, la résolution spatiale en fonction du seuil.

A son point de fonctionnement optimal, au seuil de 5 fois la largeur du bruit moyen, MIMOSA-26 présente une efficacité d'environ 99.5 % pour un taux d'impacts fantômes inférieur à 10^{-4} et une résolution spatiale d'environ $3.5 \mu\text{m}$. On notera que le taux d'im-

pacts fantômes est dominé par un faible nombre de pixels plus bruyants ($\lesssim 1\%$) que les autres. La figure 3.12 illustre les performances de MIMOSA-26 en fonction du seuil des discriminateurs. Cette caractérisation a été effectuée au SPS à l'aide de pions chargés dotés d'une impulsion de l'ordre de $100 \text{ GeV}/c$.

Alignement du télescope

L'étape d'alignement du télescope a été la première étape dans le processus d'analyse. Pour cet alignement nous avons utilisé une méthode d'alignement utilisant quatre degrés de liberté : les trois positions du centre du capteur et une rotation du capteur selon l'axe Oz . Le capteur 1 a été choisi comme référence puis le capteur 4 a été aligné. Enfin les capteurs 2 et 3 ont été alignés en fonction des capteurs 1 et 4. Les figures 3.13(a) et 3.13(b) montrent les distributions des résidus prises sur le capteur 2 du télescope selon ses axes U et V .



(a) Résidus sur l'axe horizontal U du capteur 2 du télescope.

(b) Résidus sur l'axe vertical V du capteur 2 du télescope.

FIGURE 3.13 – Résidus sur le plan 2.

Les distributions des résidus obtenues pour le capteur 2 du télescope présente de légers biais sur leur valeur moyenne. En effet, les valeurs moyennes de ces distributions ne sont pas centrées en zéro. Le biais est inférieur à $0.1 \mu\text{m}$ pour le capteur 2 du télescope mais peut atteindre jusqu'à $0.25 \mu\text{m}$ pour le capteur 3. Ce biais est très certainement dû aux deux degrés de liberté non pris en compte dans la minimisation (rotation selon les axes U et V des capteurs). Comme le biais est faible, cela n'impacte que très peu la résolution du télescope. Les résultats présentés pour la partie *PLUME* qui suivent sont obtenus avec cet alignement légèrement biaisé. Un alignement avec la nouvelle méthode d'alignement à six degrés de libertés ajoutée au cours de cette thèse permet un meilleur alignement et permet de s'affranchir de ces biais.

Difficultés rencontrées

Nous avons rencontré plusieurs difficultés lors de l'analyse des données de l'échelle *PLUME* testée. Premièrement, la présence de lignes (colonnes) bruyantes sur les capteurs de l'échelle a limité l'usage normal des capteurs en saturant les mémoires de ceux-ci.

Les capteurs 6 des faces *OKF3* et *OKF6* présentaient des lignes mortes. Nous ne montrerons donc pas les résultats issus de ces deux capteurs. Les résultats partiels obtenus pour ces capteurs montrent toutefois des performances similaires aux autres capteurs de l'échelle en terme de multiplicité moyenne des amas et de résolution spatiale. L'efficacité est quant à elle plus basse en raison des lignes manquantes.

Les capteurs 3 des deux faces n'ont été testés qu'avec le scintillateur placé entre les capteurs 3 et 4 de chaque face. Ce dernier recouvrait principalement le capteur 4 et seule une zone très réduite des capteurs 3 était couverte par le scintillateur. La statistique sur ce capteur est donc très réduite. Nous ne montrerons pas plus les résultats partiels obtenus sur ces capteurs.

De plus, le mode d'enregistrement des événements décrits plus haut (section 3.3.2) a induit un fort nombre d'impacts pour certains événements. Cette forte densité d'impacts a créé des difficultés lors des associations trace-impacts, ce qui a entraîné des difficultés d'alignement des capteurs. Ainsi, les bonnes associations trace-impacts pour l'alignement des capteurs ont dû être recherchées parmi plusieurs possibilités. L'objectif était alors de reconstruire des distributions des résidus centrées en zéro et les plus symétriques possibles. Il en résulte des alignements parfois imparfaits. Ainsi, des décalages allant jusqu'à environ $0.20 \mu m$ de la distribution des résidus selon les axes *U* et *V* du capteur étudié peuvent parfois être observés.

Alignement des DUT

L'alignement des *DUT*, c'est-à-dire des capteurs de l'échelle *PLUME* est réalisé avec une méthode prenant en compte les six degrés de liberté du capteur considéré. Par exemple, la figure 3.14 illustre la distribution des résidus selon l'axe horizontal *U* du capteur 4 de la face *OKF3*.

Homogénéité de la réponse

Les performances de chaque capteur de l'échelle *PLUME* ont été testées en terme d'efficacité de détection, de taux d'impacts fantômes, de multiplicité des amas de pixels et de résolution spatiale. Les résultats présentés ici sont des résultats datant de fin 2011 début 2012. D'autres analyses plus complètes ont été réalisées par la suite et d'autres sont encore en cours (fin 2014).

Statistique et associations impacts-traces La statistique utilisée pour établir les résultats présentés pour l'échelle *PLUME* est d'environ 40000 événements. Cela correspond à un nombre de traces plus élevées. Pour nos analyses le nombre de traces maximum

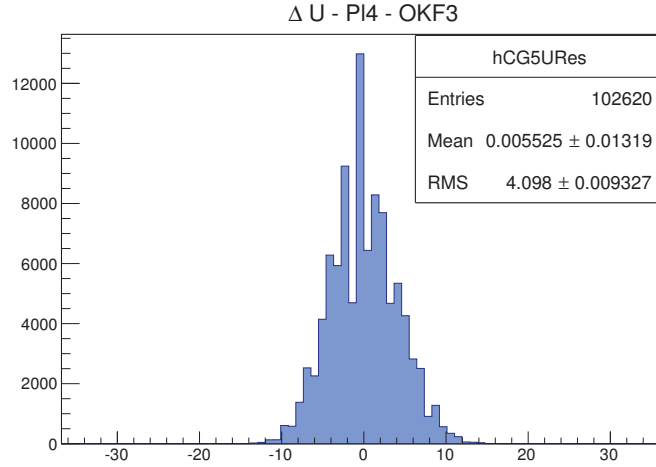


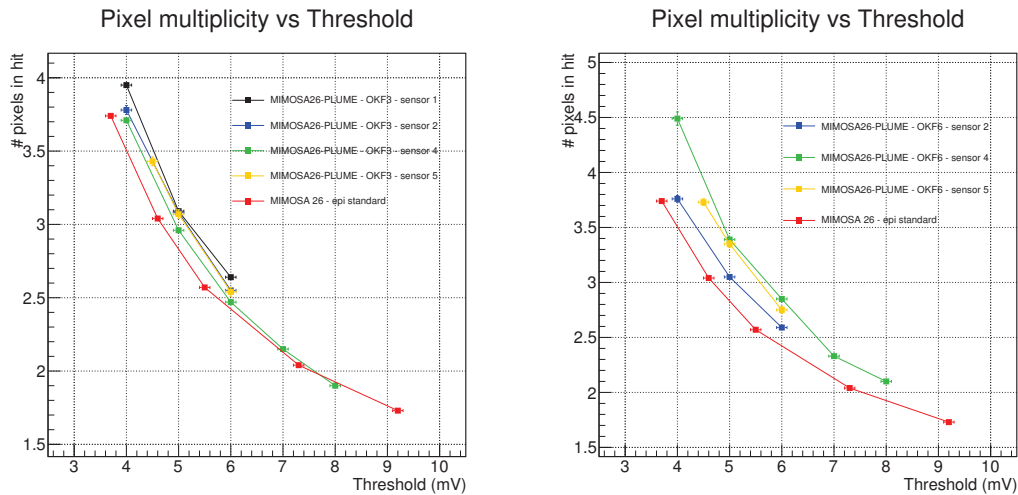
FIGURE 3.14 – Distribution des résidus sur le capteur 4 de la face *OKF3*. Le capteur est réglé au seuil de 7 mV.

par événement a été limité à 30. Cependant, ce nombre important de traces est rarement atteint et on atteint en général un nombre total de traces de l'ordre 10^5 , soit en moyenne environ 2 traces par événement. L'association des impacts sur les capteurs testés est réalisée en sélectionnant l'impact le plus proche de l'extrapolation de la trace dans une fenêtre de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ selon les axes U et V des capteurs.

Unité des seuils Pour comparer les multiplicités et les efficacités obtenues sur chaque capteur analysé de l'échelle *PLUME*, nous utiliserons des valeurs de seuil pour les discriminateurs en mV. En effet cette unité est proportionnelle au signal récolté dans les pixels. Nous utiliserons aussi des seuils en mV pour comparer les résolutions spatiales des capteurs de l'échelle *PLUME*. Cependant pour la comparaison des taux d'impacts fantômes, l'unité naturelle pour le seuil des discriminateurs est le multiple du bruit moyen. Nous utiliserons donc cette unité pour les analyses du taux d'impacts fantômes des capteurs analysés.

Multiplicité moyenne des amas Les figures 3.15(a) et 3.15(b) représentent les multiplicités moyennes des amas de pixels en fonction du seuil des discriminateurs en mV pour les capteurs de la face *OKF3* et les capteurs de la face *OKF6*. Ces multiplicités sont comparées à celles du capteur de référence MIMOSA-26.

Sur la face *OKF3* on observe des multiplicités moyennes environ 10% plus élevées que le capteur de référence. Pour cette face, le capteur 1 a la plus haute multiplicité moyenne. Pour ce capteur on observe des valeurs de multiplicités moyennes plus élevées d'environ 15 à 10% entre les seuils de 4 (3.95 pixels) et 6 mV (2.65 pixels) par rapport au capteur de référence. Les capteurs 2 et 5 de la face *OKF3* arborent une multiplicité moyenne



(a) Multiplicités des amas de pixels pour les capteurs 1, 2, 4 et 5 de la face OKF3 de l'échelle PLUME en fonction du seuil des discriminateurs en mV .

(b) Multiplicités des amas de pixels des capteurs de la face OKF6 en fonction du seuil des discriminateurs en mV .

FIGURE 3.15 – Multiplicités des amas de pixels des capteurs composant l'échelle PLUME, comparées avec la multiplicité du capteur de référence MIMOSA-26 (en rouge).

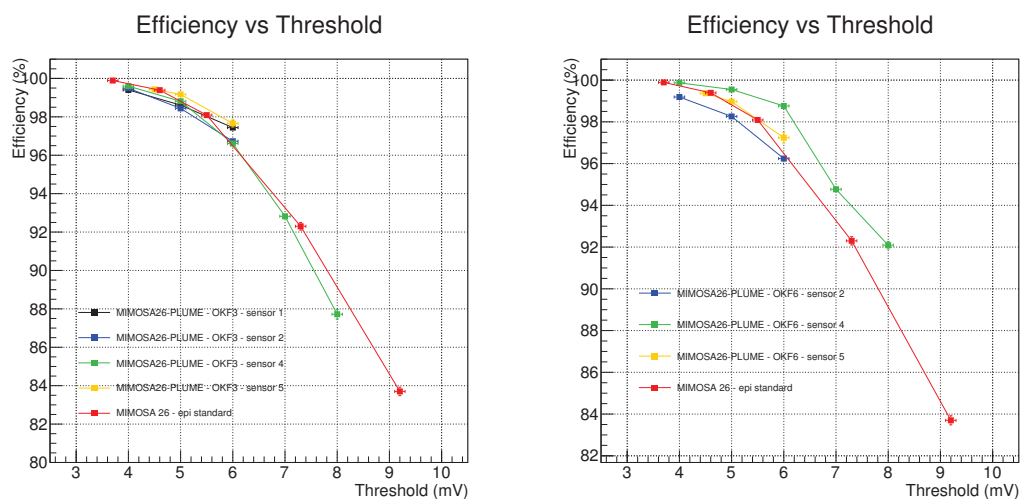
similaire. Pour ces capteurs on observe une augmentation de multiplicité moyenne par rapport au capteur de référence de respectivement 10% à 5% entre 4 (3.8 pixels) et 6 mV (2.55 pixels). Enfin, pour le capteur 4 de la face OKF3 les multiplicités mesurées correspondent à celles du capteur de référence pour des seuils de 7 et 8 mV , puis à plus bas seuil la multiplicité obtenue est plus élevée. On atteint ainsi un écart maximal d'environ +5% au seuil de 4 mV (3.7 pixels).

Pour la face OKF6, les multiplicités moyennes sont aussi plus élevées. Les capteurs 4 et 5 de la face OKF6 présentent une multiplicité moyenne similaire. On observe pour ces capteurs une augmentation de la multiplicité moyenne variant entre 30% au seuil de 4 mV (4.5 pixels) à 10% au seuil de 8 mV (2.1 pixels). Enfin, le capteur 2 de la face OKF6 possède une multiplicité moyenne en augmentation d'environ 7% entre les seuils de 4 (3.75 pixels) et 6 mV (2.60 pixels).

Ainsi, les multiplicités moyennes observées sur les capteurs de l'échelle PLUME sont plus élevées que celles du capteur de référence. L'augmentation des multiplicités obtenues varie en fonction du capteur étudié et du seuil appliqué. Cela laisse penser que le signal est plus ou moins fort selon le capteur. En effet, si le signal est plus élevé comparé au capteur de référence, cela signifie que plus de charges arrivent au niveau des pixels. Ainsi, à seuil de discriminateurs identique plus de pixels passent le seuil. Cela se traduit par des multiplicités et des efficacités de détection plus élevées. Si tel était le cas cela pourrait signifier des différences de calibration du gain entre les capteurs. Pour confirmer ce fait,

on pourra se référer aux valeurs des efficacités obtenues. Nous allons donc étudier les efficacités de détection au regard de ces observations.

Efficacité de détection Nous allons ici discuter les efficacités de détection obtenues sur chacun des capteurs de l'échelle *PLUME* analysés. Nous allons orienter notre discussion en fonction des différences de multiplicités observées afin de vérifier si ici aussi une différence entre les gains de capteurs est visible. Pour comparer ces résultats au capteur MIMOSA-26 de référence on insistera sur le fait que la fenêtre temporelle DUT/télescope pour calculer les efficacités de ce capteur a été étendue afin de maximiser les valeurs d'efficacité obtenues. Cette opération n'a pas été réalisée sur les capteurs de l'échelle *PLUME*. Ainsi, pour les capteurs de l'échelle *PLUME*, on s'attend à des efficacités très légèrement inférieures au capteur de référence. Les figures 3.16(a) et 3.16(b) montrent les efficacités de détection obtenues sur chacun des capteurs testés des faces *OKF3* et *OKF6* en fonction du seuil en *mV* des discriminateurs de chacun de ces capteurs.



(a) Efficacité de détection pour les capteurs de la face *OKF3* en fonction du seuil des discriminateurs en *mV*.

(b) Efficacité de détection pour les capteurs de la face *OKF6* en fonction du seuil des discriminateurs en *mV*.

FIGURE 3.16 – Efficacité des capteurs composant l'échelle *PLUME*, comparées avec l'efficacité du capteur de référence *MIMOSA-26* (en rouge).

Pour la face *OKF3* on observe des efficacités de détection proches de celles du capteur de référence. Pour les capteurs 2 et 4 de cette face, les efficacités sont légèrement au dessous de celles du capteur de référence comme attendu. On passe ainsi d'environ 99.5% d'efficacité au seuil de 4 *mV* à environ 87.5% au seuil de 8 *mV*. Pour le capteur 1 de *OKF3* l'efficacité varie de environ 99.5 à 98.75% pour des seuils de 4 à 5 *mV*. Ces efficacités sont très légèrement inférieures à celles du capteur de référence. Puis pour un seuil de 6 *mV* l'efficacité devient supérieure à celle du capteur de référence puisqu'elle atteint

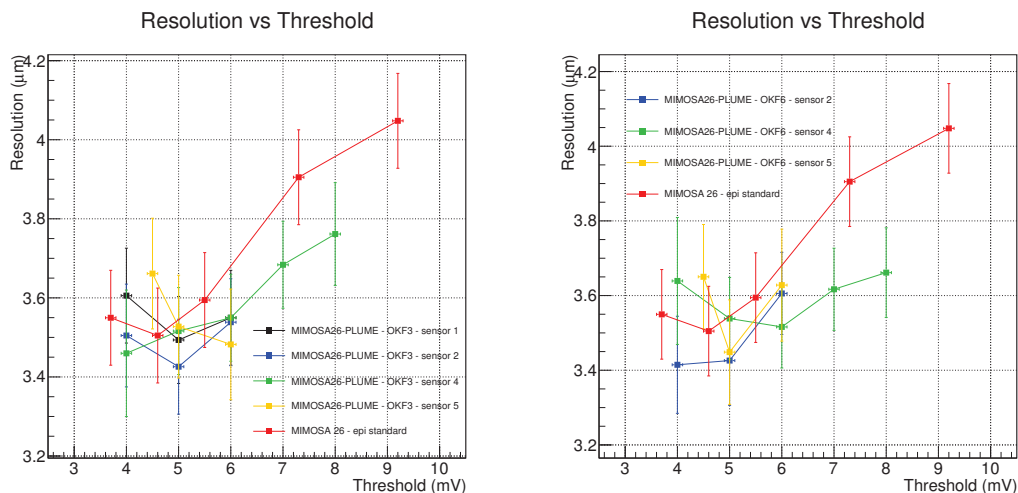
environ 97.5% comparé au 96.5% du capteur de référence. Même si cette augmentation est inférieure au % une variation de l'ordre de 0.5% est significative lorsque les efficacités approchent des 100%. L'efficacité du capteur 5 de la face *OKF3* est quant à elle égale au capteur de référence au seuil de 4.5 mV puisqu'elle atteint environ 99.5% et est supérieure à la référence pour des seuils de 5 et 6 mV. Les efficacités respectivement atteintes sont d'environ 99.25% et 97.75%. Ces valeurs sont à comparer aux valeurs d'environ 98.5% et 96.75% pour le capteur de référence aux mêmes seuils.

Pour les capteurs 1, 2 et 5, on observe des valeurs d'efficacité inférieures où égales à celles du capteur de référence à bas seuil, puis pour des valeurs de seuils plus élevées les efficacités deviennent supérieures ou égales à celles du capteur de référence. Ce comportement pourrait s'expliquer par la saturation de la mémoire par les lignes ou les colonnes bruyantes. En effet, plus le seuil est bas plus la saturation des mémoires est importante et plus le seuil est haut, plus cette saturation diminue. Une saturation de la mémoire implique une perte de certains impacts et donc une moins bonne efficacité de détection. Ainsi, à bas seuil on observe des efficacités moins élevées. Puis plus le seuil augmente plus l'efficacité augmente et devient supérieure à celle du capteur de référence. Une étude plus détaillée de ce phénomène a été réalisée par Marie Gelin, post-doctorante dans le groupe. De plus, si l'on conjugue cette explication avec la prise en compte de la plus haute efficacité attendue pour le capteur de référence dû à l'extension de la fenêtre temporelle, on observe un léger décalage des courbes d'efficacité vers les seuils plus élevés. Ce décalage est alors compatible avec la hausse de la multiplicité observée précédemment. Un signal plus élevé serait donc responsable des différences observées. De plus, un calibrage légèrement différent du gain des capteurs expliquerait les variabilités des multiplicités et des efficacités obtenues.

Pour la face *OKF6* les différences d'efficacité sont plus marquées. Le capteur 4 de cette face présente des efficacités de 99.9%, 98.75% et 92% pour des seuils de respectivement 4 mV, 6 mV et 8 mV. Ces efficacités sont plus élevées que celles du capteur de référence qui présente des efficacités d'environ 99.5%, 96.25% et 89% aux mêmes seuils. Le capteur 5 de cette face présente les mêmes valeurs d'efficacité que le capteur de référence pour des seuils de 4.5 et 5 mV. Puis au dessus du seuil de 5 mV l'efficacité est plus haute que celle du capteur de référence. Elle atteint ainsi 97.25% au seuil de 6 mV pour une valeur d'efficacité du capteur de référence au même seuil d'environ 96.25%. Enfin le capteur 2 de cette face présente des efficacités inférieures au capteur de référence. Pour ce capteur, on passe d'une efficacité de 99.2% au seuil de 4 mV à 96.25 % au seuil de 6 mV. Toutefois plus le seuil augmente plus la différence avec le capteur de référence diminue. On peut alors supposer qu'à plus haut seuil, l'efficacité sur ce capteur dépasse celle du capteur de référence. Les différences observées pour cette face s'expliquent aussi par la saturation des mémoires à bas seuils couplée à une légère variabilité du calibrage du gain des capteurs.

Résolution spatiale Dans cette partie nous allons discuter les résolutions spatiales obtenues sur les capteurs de l'échelle *PLUME* testée. Tout d'abord, des différences dans

les distributions de multiplicités pour chaque capteur et pour chaque seuil ont été observées. De façon générale, les résolutions spatiales obtenues pour des multiplicités d’amas de 1, 2, 3, 4 ou 5 pixels diffèrent en raison d’un centre de gravité plus ou moins bon selon la forme de l’amas de pixels. Ainsi, étant donné le pas inter-pixel et le mélange de toutes les formes d’amas, on obtient une distribution des résidus sur le *DUT* considéré plus ou moins large. Il est donc difficile de décrire simplement le comportement de la résolution spatiale obtenue sur chacun des capteurs analysés de l’échelle *PLUME*



(a) Résolution spatiale des capteurs de la face *OKF3* en fonction du seuil des discriminateurs en *mV*.

(b) Résolution spatiale des capteurs de la face *OKF6* en fonction du seuil des discriminateurs en *mV*.

FIGURE 3.17 – Résolution spatiale des capteurs composant l’échelle *PLUME*, comparée avec le taux d’impacts fantômes du capteur de référence *MIMOSA-26* (en rouge).

Afin d’extraire les résolutions spatiales sur les différents capteurs, les largeurs des distributions des résidus σ_{Res} obtenues sur chacun des capteurs ont été extraites. La résolution du capteur considéré est calculée grâce à la relation 3.29 en prenant en compte la résolution du télescope de σ_{Tel} et une diffusion multiple négligeable c’est-à-dire $\sigma_{ms} = 0$. On a alors :

$$\sigma_{DUT} = \sqrt{\sigma_{Res}^2 - \sigma_{Tel}^2} \quad (3.35)$$

Les calculs de la résolution spatiale sur les capteurs sont sensibles à la résolution du télescope et donc à son alignement. On notera que comme l’échelle n’est pas exactement centrée au centre du télescope selon l’axe du faisceau, la valeur de la résolution du télescope n’est pas exactement la même au niveau des deux faces de l’échelle. Les deux valeurs de résolution du télescope calculées pour chacune des faces valent environ $1.806 \mu m$ et 1.801 . La différence est infime et on prend $\sigma_{Tel} = 1.8 \mu m$. Une incertitude systématique

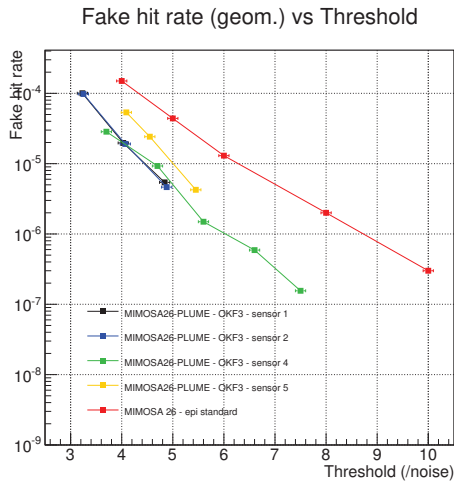
de $0.1 \mu m$ représentant entre autres les incertitudes sur la diffusion multiple créée par le support de l'échelle PLUME et la résolution du télescope a été ajoutée aux valeurs de résolutions spatiales obtenues.

Les figures 3.17(a) et 3.17(b) illustrent les résolutions spatiales obtenues sur chacun des capteurs testés en fonction du seuil de fonctionnement des discriminateurs en mV . Sur ces deux faces, les résolutions spatiales mesurées sont similaires à celles du capteur MIMOSA-26 de référence aux incertitudes près. Les résolutions minimales obtenues atteignent la valeur de $3.5 \pm 0.1 \mu m$. Elles sont obtenues pour des seuils compris entre 4 et 6 mV . Cela s'explique par les différences de multiplicités moyennes observées à seuil constant.

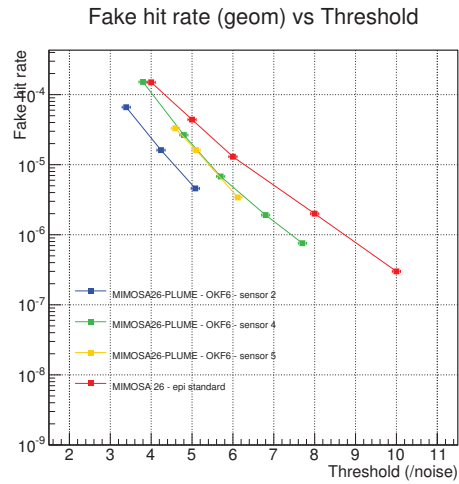
Taux d'impacts fantômes Le dernier paramètre clé permettant de caractériser un capteur CMOS est le taux d'impacts fantômes. Ce taux est calculé avec les capteurs de l'échelle hors faisceau. Le calcul a été réalisé en considérant une seule trame par événement et en utilisant une zone rectangulaire prise entre les points extrêmes $(-3000, -3000)$ et $(+3000, +4000)$ selon les coordonnées (U, V) des capteurs.

Comme nous l'avons vu, l'unité naturelle pour comparer le taux d'impacts fantômes est le multiple du bruit moyen. Les figures 3.18(a) et 3.18(b) présentent les taux d'impacts fantômes obtenus en fonction du seuil exprimé en multiple du bruit moyen de chaque capteur. Sur ces figures on observe des taux d'impacts fantômes pour les capteurs de l'échelle *PLUME* inférieurs jusqu'à un ordre de grandeur comparé au capteur MIMOSA-26 de référence. Les taux d'impacts fantômes mesurés sont alors inférieurs à 2×10^{-4} au seuil de 4 fois le bruit moyen. De plus le taux d'impacts fantômes varient en fonction du capteur testé.

Pour expliquer ces résultats, on rappelle que le taux d'impacts fantômes est dominé par un nombre de pixels $\lesssim 1\%$ plus bruyants que les autres. On peut supposer que ce nombre de pixels plus bruyants fluctue selon l'exemplaire de capteur testé puisqu'il dépend directement de la variabilité de fabrication du capteur. Ainsi, les différences obtenues signent plus un faible taux de pixels plus bruyants comparé au capteur de référence.



(a) Taux d'impacts fantômes des capteurs de la face OKF3 en fonction du seuil des discriminateurs en multiple du bruit moyen.



(b) Taux d'impacts fantômes des capteurs de la face OKF6 en fonction du seuil des discriminateurs en multiple du bruit moyen.

FIGURE 3.18 – Taux d'impacts fantômes en fonction du seuil appliqué pour les capteurs composant l'échelle PLUME, comparés avec les taux d'impacts fantômes du capteur de référence MIMOSA-26 (en rouge).

Conclusion : Nous avons exploré les différentes caractéristiques des 12 capteurs MIMOSA-26 constituant l'échelle PLUME. Nous voulions tester la bonne réponse de ces capteurs sur l'échelle ainsi que l'homogénéité de leurs caractéristiques clés. Nous avons vu que l'efficacité de détection, le taux d'impacts fantômes ainsi que la résolution spatiale affichent des valeurs compatibles avec celles du capteur de référence MIMOSA-26. Cependant, quelques disparités avec le capteur de référence ont été identifiées. Des écarts d'environ 5 à 20 % en terme de multiplicité moyenne des amas de pixels ont été mesurés. Ces déviations indiquent un signal plus fort comparé au capteur de référence. Un signal plus élevé se traduit aussi par une augmentation de l'efficacité de détection. C'est ce que l'on a observé même si étant donné les valeurs importantes de l'efficacité à bas seuil, cet effet est moins visible sur les courbes d'efficacité. Cette augmentation de signal dans les pixels peut être expliquée par le calibrage légèrement différent des capteurs. De plus nous avons pu remarquer une diminution progressive de l'efficacité de détection lorsque l'on diminue le seuil. Cet effet peut être expliqué par la saturation des mémoires en bout de colonne en raison de la diminution du seuil et des lignes/colonnes bruyantes. Cela explique aussi les disparités obtenues en fonction du capteur testé.

Les performances des capteurs de l'échelle PLUME étant identiques, aux fluctuations de calibration près, au capteur de référence ; on peut conclure que les perturbations inter-capteurs sont faibles voir inexistantes. L'assemblage des capteurs sur un même support

faisait craindre des perturbations thermiques ou électro-magnétiques. Cela n'a pas été observé, puisque le taux d'impacts fantômes et l'efficacité de détection restent quasiment inchangés comparés au capteur de référence MIMOSA-26. Le refroidissement passif de l'échelle est donc validé. De plus, la résolution spatiale observée ne varie que très peu et est compatible aux erreurs près au capteur de référence. Cette affirmation reste toutefois à prouver lors de l'inclinaison de l'échelle.

Inclinaison de l'échelle

Des données en incidence non-normales avec l'échelle PLUME ont été prises lors du test en faisceau de 2011. L'échelle PLUME a ainsi été inclinée d'environ 30, 36 et 40 degrés par rapport à l'axe vertical V des capteurs étudiés. La configuration du télescope reste la même que précédemment pour ces inclinaisons. D'autres données ont été enregistrées avec une inclinaison de l'échelle d'environ 60 degrés. Pour des raisons d'encombrement, l'échelle PLUME inclinée à 60 degrés a du être placée en aval du télescope. Le télescope a alors été configuré différemment.

La nouvelle configuration du télescope pour l'échelle PLUME inclinée à 60 degrés est montrée en figure 3.19. Selon l'axe du faisceau que nous appellerons axe Oz , l'échelle PLUME croise le faisceau en premier, puis elle est suivie des 4 capteurs MIMOSA-26 réglés avec un seuil de 8 fois leur bruit moyen. Selon cet axe Oz , le centre O du télescope est défini par le centre du module composé des deux premiers capteurs. Dans ce module, le capteur 1 croisant le faisceau en premier est placé à -5 mm du centre O et le capteur 2 à $+5\text{ mm}$. Le second module de 2 capteurs est placé à $+45\text{ mm}$ du centre O . Les capteurs 3 et 4 sont ainsi respectivement situés à 40 et 50 mm du point O . Le centre de l'échelle PLUME est quant à lui positionné à -120 mm du centre O selon l'axe Oz .

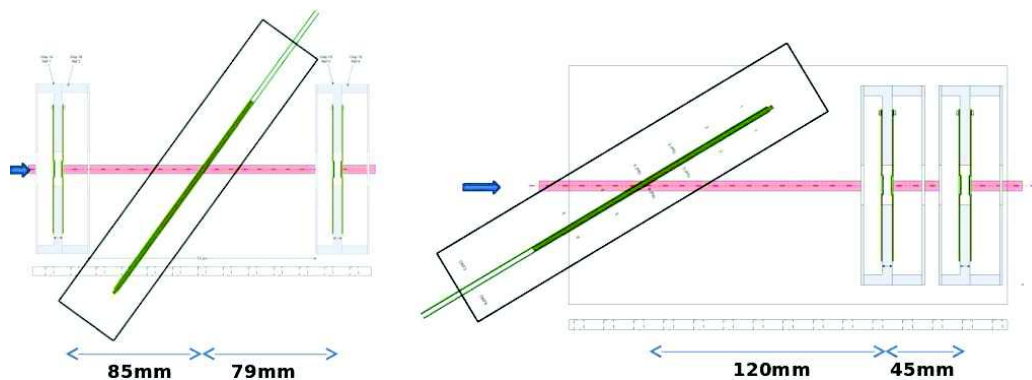


FIGURE 3.19 – Illustration des deux configurations du télescope pour l'échelle PLUME inclinée. À gauche : configuration pour des angles inférieurs à 60 degrés. À droite configuration pour l'échelle PLUME inclinée à 60 degrés.

Les différentes prises de données aux différents angles ont été alignées et l'analyse des caractéristiques des capteurs selon ces différents angles a été débutée au cours de

cette thèse. Cependant, l'inclinaison des capteurs a demandé des analyses plus poussées. Celles-ci ont alors été conduites par *Robert Maria*, doctorant dans le groupe *PICSEL*.

L'étude de l'alignement des capteurs de l'échelle PLUME inclinée a permis, lors de cette thèse, de mettre en évidence des déformations de la distribution des résidus. Ces déformations ont été étudiées par *Robert Maria*. La suite de cette section se veut illustrative et décrit l'effet des déformations des capteurs sur les résidus. Les figures utilisées dans la suite de cette section montrant les résidus associés aux déformations des capteurs proviennent du travail de *Robert Maria*.

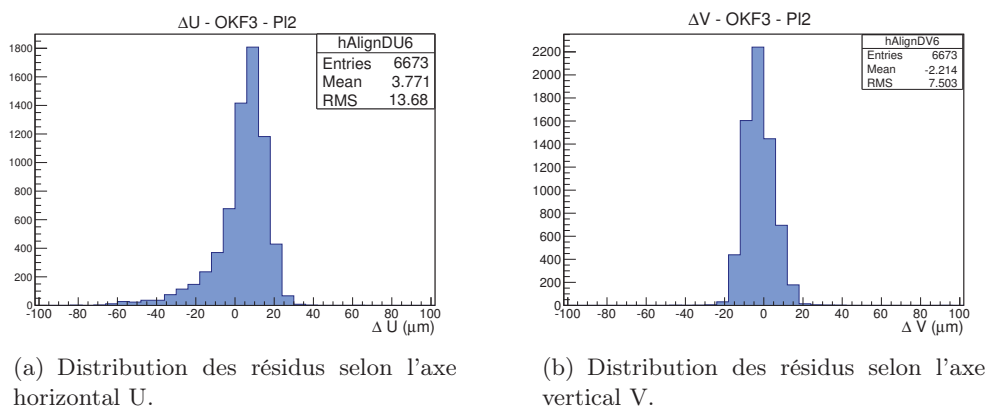


FIGURE 3.20 – Distribution des résidus pour le capteur 2 de la face *OKF3* inclinée à 36 degrés.

Lorsque l'échelle PLUME est inclinée, la distribution des résidus n'est plus Gaussienne. Les figures 3.20(a) et 3.20(b) illustrent les distributions des résidus pour le capteur 2 de la face *OKF3* inclinée à 36 degrés. On observe que la distribution des résidus selon l'axe horizontal *U* du capteur n'est plus Gaussienne. La distribution possède des résidus négatifs plus grands que ceux que l'on obtiendrait avec une distribution Gaussienne. La distribution des résidus par rapport à l'axe vertical *V* reste quant à elle Gaussienne.

Afin de visualiser les résidus en fonction de la position sur le capteur, on peut par exemple réaliser deux graphiques montrant les résidus en fonction de la position de l'extrapolation de la trace sur l'axe horizontal *U* et sur l'axe vertical *V* du capteur considéré. Lorsque l'échelle n'est pas inclinée, on observe sur ces deux types de graphiques une bande horizontale et uniforme. La largeur de cette bande correspond à l'étendue de la distribution des résidus. Cependant, lorsque l'échelle est inclinée, les distributions des résidus en fonction de la position l'axe *U* des capteurs se transforment. On observe alors des motifs différents sur le graphique montrant les résidus en fonction de la position selon l'axe *U* du capteur considéré. Les bandes homogènes obtenues à incidence normale sont déformées. On peut par exemple observer un motif incurvé vers le haut ou vers le bas. La figure 3.21 illustre ce phénomène. On observe sur cette figure une forme incurvée vers le bas. Les résidus entre les positions $-10000 \mu m$ et $-6000 \mu m$ et $+7000 \mu m$ et

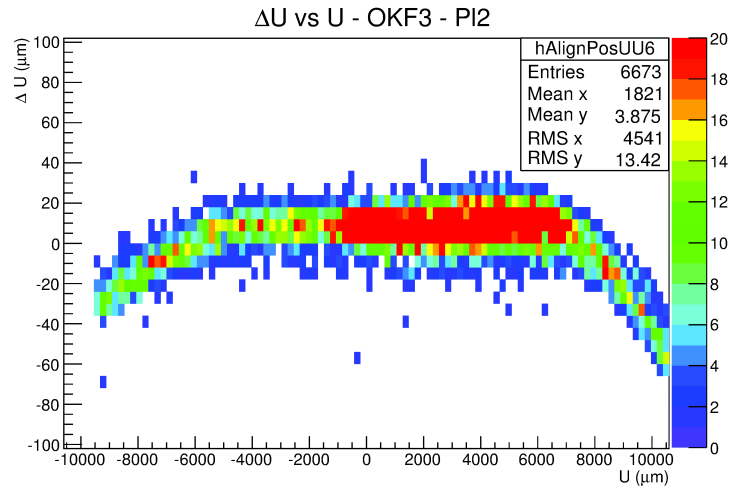


FIGURE 3.21 – Valeurs des résidus en fonction de la position selon l'axe U du capteur 2 de la face $OKF3$ inclinée à 36 degrés.

$+11000 \mu m$ ont des valeurs jusqu'à quatre fois inférieures par rapport à la bande centrale entre $-5000 \mu m$ et $+7000 \mu m$.

On observe donc que les résidus varient en fonction de la position U sur le capteur. Cette variation des résidus s'explique par la déformation du capteur lors de la prise des données. Voyons comment on peut modéliser la variation des résidus en fonction de la déformation du capteur. La figure 3.22 schématise la déformation d'un capteur pour des traces inclinées selon l'axe vertical V du capteur.

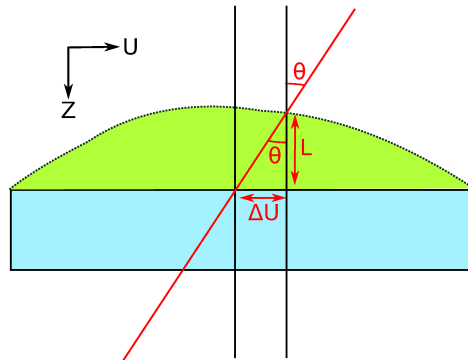


FIGURE 3.22 – Schéma d'une déformation d'un capteur CMOS. Le capteur sans déformation est indiqué en bleu. La surface du capteur déformé suit l'extrémité supérieure du volume vert.

On peut alors exprimer la variation dU d'un résidu selon la direction U du capteur en fonction du décalage L selon l'axe Oz du capteur et inversement.

$$dU = L \tan(\theta) \quad L = \frac{dU}{\tan(\theta)} \quad (3.36)$$

Le résidu selon la direction U calculé pour chaque trace s'écrit alors de la façon suivante :

$$\Delta U_{Deform} = \Delta U_{NonDeform} + dU \quad (3.37)$$

On notera que comme les traces ne sont inclinées que selon l'axe vertical V du capteur, on n'observe une augmentation de la valeur des résidus que selon l'axe horizontal U du capteur. Les résidus selon l'axe V sont inchangés. Si les traces étaient inclinées selon l'axe U du capteur on aurait mesuré une augmentation de l'amplitude des résidus uniquement selon l'axe vertical V du capteur.

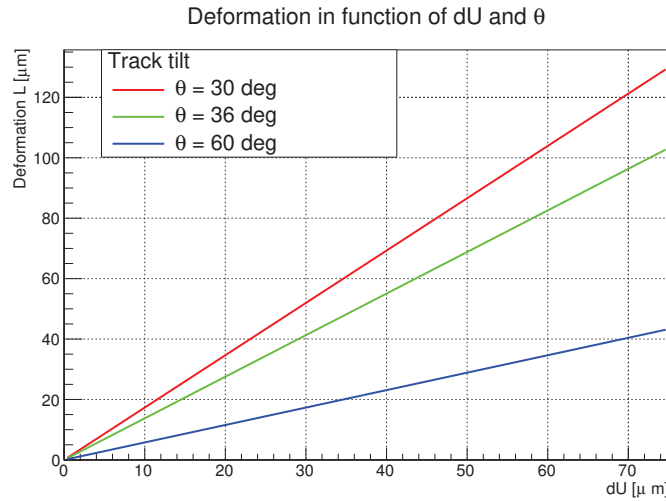


FIGURE 3.23 – Déformation L du capteur selon l'axe Oz en fonction de l'augmentation du résidu dU et de l'angle d'incidence θ de la trace.

À partir de la relation 3.36, on constate que plus la trace est inclinée, plus l'augmentation des résidus en fonction de la position U sur le capteur est importante. On peut de plus remonter à la déformation moyenne L en fonction de la coordonnée U du capteur. La figure 3.23 indique la déformation L du capteur selon l'axe Oz en fonction de l'augmentation de l'amplitude du résidu dU et de l'angle d'incidence θ de la trace.

Ainsi, lorsqu'on se réfère à la figure 3.21 on observe une augmentation de l'amplitude des résidus maximale d'environ $dU_{max} = 50 \mu m$ en $U = 10000 \mu m$. L'angle d'incidence des traces étant de 36 degrés, on remonte à un décalage maximal selon l'axe Oz d'environ $L_{max} = 70 \mu m$. On peut supposer que ce décalage est provoqué par une épaisseur de colle non uniforme qui incurverait le capteur à ces extrémités.

Pour conclure, les déformations du capteur peuvent être analysées grâce à une méthode basée sur les traces à incidence non normale. La déformation de la distribution des résidus lorsque le capteur est déformé induit un alignement dégradé. Pour résoudre cette difficulté, l'étude de l'alignement avec des capteurs déformés et à incidence non normale, sur l'échelle *PLUME*, est actuellement menée par *Benjamin Boitrelle*, doctorant à *DESY* et travaillant en collaboration avec le groupe *PICSEL*. L'alignement est alors réalisé en ajoutant des degrés de liberté supplémentaires représentant les déformations du capteur.

Mini-vecteurs

Nous allons à présent tester l'analyse de données avec des mini-vecteurs. Les mini-vecteurs sont reconstruits de la manière suivante : après alignement, pour chaque trace reconstruite avec le télescope, on recherche le coup le plus proche de la trace sur un des capteurs de la face OKF3. Puis, le coup le plus proche sur un des capteurs de la face OKF6 est à son tour sélectionné. Le mini-vecteur est formé par ces deux coups. Le centre de chaque mini-vecteur, et les résidus angulaires (angle du mini-vecteur moins angle de la trace) sont alors calculés. La figure 3.24 illustre les distributions des résidus calculées sur chaque face de l'échelle, et avec le centre des mini-vecteurs. Ces distributions sont calculées selon l'axe vertical *V* du capteur.

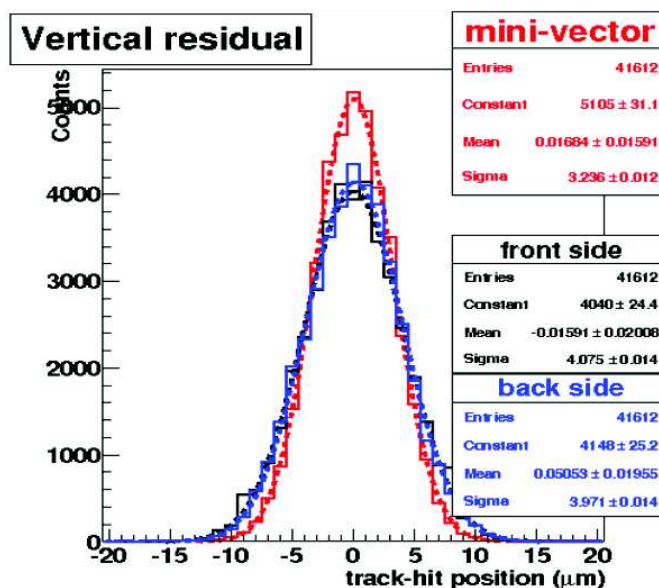


FIGURE 3.24 – Distribution des résidus sur l'axe vertical (*V*) sur chaque face de l'échelle *PLUME*, (*OKF3* en noir et *OKF6* en bleu) et avec le centre des mini-vecteurs (en rouge)

Selon l'équation 3.24, un facteur théorique sur la résolution spatiale valant $1/\sqrt{2}$ doit être obtenu entre la résolution sur une face et la résolution sur le centre des mini-vecteurs. Pour vérifier ces assertions nous allons calculer les résolutions pour chaque face

de l'échelle, et pour le centre des mini-vecteurs. Le tableau 3.1 résume les valeurs trouvées grâce aux équations 3.24 et 3.29.

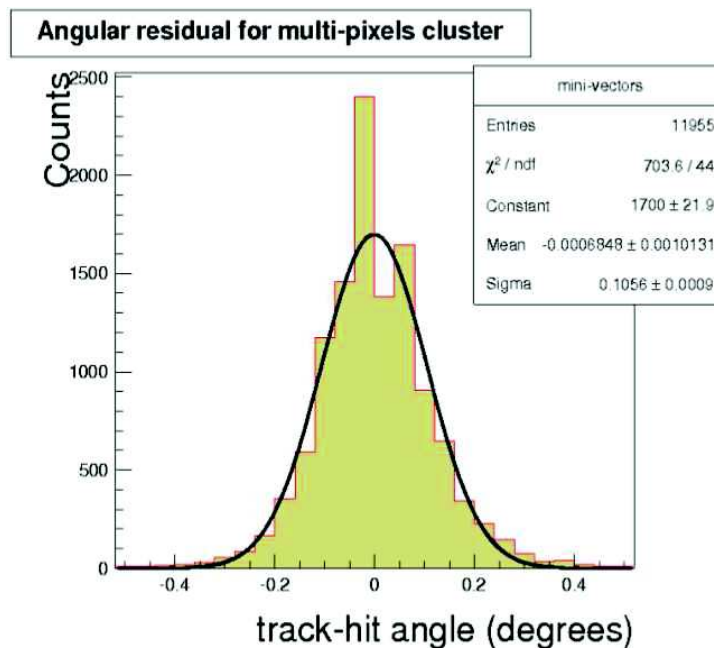


FIGURE 3.25 – Distribution des résidus angulaires des mini-vecteurs

	Largeur résidus (μm)	Réso. tel. (μm)	Réso. DUT (μm)
OKF3	4.1	1.8	3.7
OKF6	4.0	1.8	3.6
centre mini-vecteurs	3.2	1.8	2.6

TABLE 3.1 – Largeurs des distributions des résidus et calculs des résolutions en fonction de chaque couche de l'échelle PLUME et en fonction du centre des mini-vecteurs.

Le rapport entre la résolution au centre des mini-vecteurs et la résolution sur la face OKF3 vaut $2.6/3.7 \approx 0.70 \approx 1/\sqrt{2}$ et le rapport entre la résolution au centre des mini-vecteurs et la résolution sur la face OKF6 vaut $2.6/3.6 \approx 0.72 \approx 1/\sqrt{2}$. L'amélioration attendue correspond bien aux rapports observés.

La figure 3.25 illustre la distribution des résidus angulaires. L'écart type de cette distribution vaut 0.11 ± 0.01 degrés. Nous exploiterons ce résultat au chapitre 5 traitant de l'alignement d'échelles PLUME simulées avec mini-vecteurs.

Conclusion

Afin de conclure l'étude de ce test en faisceau de l'échelle PLUME, nous allons en dégager les principaux enseignements. Premièrement, l'ensemble des capteurs de l'échelle répondent de façon similaire. Les résultats ainsi obtenus sont comparables avec le capteur de référence MIMOSA 26 epi standard. Toutefois quelques écarts sont visibles. Ils sont encore à l'étude. Du fait des faibles variations des paramètres des capteurs montés sur l'échelle observée, le refroidissement passif de l'échelle est validé.

Dans un second temps, l'étude des mini-vecteurs a permis de vérifier leurs comportements théoriques. La résolution attendue au milieu du mini-vecteur correspond bien à un facteur $1/\sqrt{2}$ de la résolution sur les deux faces de l'échelle lui donnant naissance. De plus la résolution angulaire des mini-vecteurs a été établie à 0.1 degré.

A ce jour, l'étude de ce test en faisceau reste incomplète. Les propriétés des capteurs de l'échelle inclinée sont préliminaires et doivent être confirmées. De plus, des déformations des capteurs montés sur l'échelle ont été mises en évidence. L'étude de ces déformations est encore en cours lors de la rédaction de ce mémoire.

Une version améliorée des échelles PLUME présentées dans ce chapitre est en cours de conception. Les tests de ces nouvelles échelles sont prévus pour mi-2015. Ces nouvelles échelles seront dotées d'un budget de matière plus faible, de l'ordre de 0.30 % X0 grâce à un support en carbure de silicium moins dense. Nous allons à présent traiter des tests en faisceau des super-plans SALAT.

3.4 SALAT

3.4.1 Motivations

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, le télescope en faisceau de grande surface et de grande précision, SALAT, sera un des constituants du télescope en faisceau AIDA. Les prototypes des super-plans du télescope SALAT, ont été testés afin d'en mesurer leurs performances et de connaître leurs caractéristiques. Deux super-plans SALAT ont été testés lors de la campagne de tests en faisceau de février 2014 au *Deutsch Synchrotron* (DESY) à Hambourg. Deux configurations ont été mises en test. Une première configuration constituée d'un télescope de 4 capteurs MIMOSA-28 (alias ULTIMATE) et d'un super-plan SALAT et une seconde configuration composée de deux super-plans SALAT ont été testées.

L'objectif principal de cette campagne de tests en faisceau était de démontrer le bon fonctionnement des super-plans SALAT. Pour cela l'homogénéité de la réponse de chaque capteur contenu dans un super-plan a été étudiée. Les paramètres clés de chacun de ces capteurs ont ainsi été analysés en fonction du seuil de leurs discriminateurs. De plus, des études avec le super-plan incliné ont été réalisées. Elles permettront de connaître, les variations des paramètres clés des capteurs composant le super-plan SALAT testé en fonction de son inclinaison. Et elles permettront aussi d'analyser les déformations de la surface du super-plan étudié.

3.4.2 Configuration expérimentale : SALAT

Super-plan SALAT

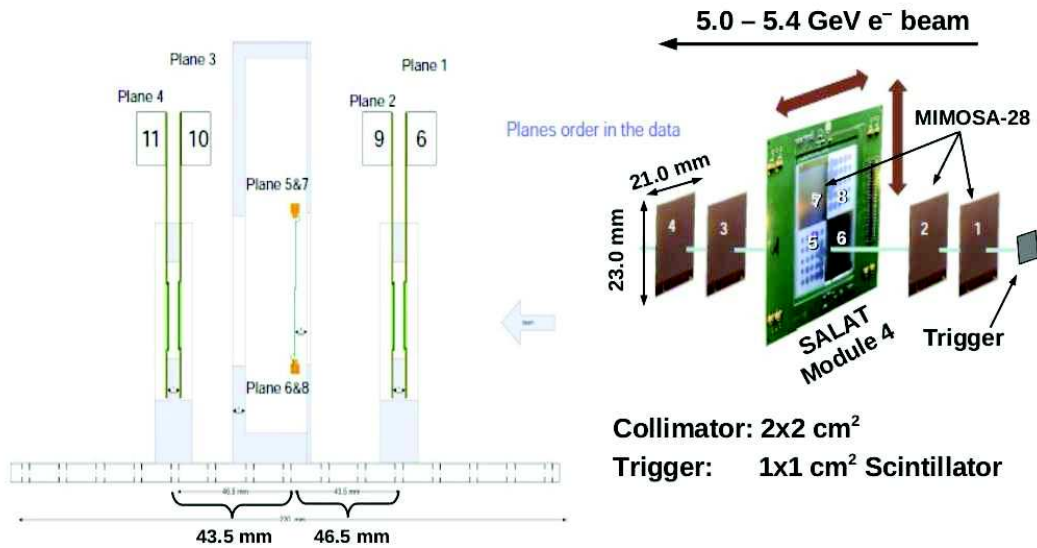


FIGURE 3.26 – Configuration du télescope pour l'étude d'un super-plan SALAT. Les distances inter-plans ainsi que la direction du faisceau sont indiquées.

Nous allons ici décrire la première configuration testée. Elle est composée d'un super-plan SALAT placé à l'intérieur d'un télescope.

Cette configuration est illustrée en figure 3.26. Elle se compose d'un télescope formé de quatre capteurs MIMOSA-28, répartis en 2 bras. Le super-plan SALAT est lui disposé entre ces deux bras. Son milieu définit la position de l'origine O de l'axe Oz . Le premier bras de télescope croise le faisceau en premier et est placé à -46.5 mm du milieu du super-plan SALAT. Le capteur 1 croisant le faisceau en premier est ainsi disposé à -47 mm alors que le capteur 2, croisant le faisceau en second, est positionné à -46 mm sur l'axe Oz . Le second bras termine le télescope et est placé à $+43.5 \text{ mm}$ du super-plan SALAT. Il est lui aussi composé de 2 capteurs MIMOSA-28. Nous nommerons ces capteurs, capteur 3 et capteur 4. Le capteur 3 est positionné à $+43 \text{ mm}$ du centre du super-plan et le capteur 4 se situe à $+44 \text{ mm}$. Chaque module est placé perpendiculairement au faisceau. Les axes Ox et Oy sont perpendiculaires à l'axe Oz . Un scintillateur de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ est placé à l'avant du télescope. Il est utilisé comme déclencheur.

Le faisceau de particules utilisé est un faisceau d'électrons dotés d'une impulsion comprise entre 5.0 et 5.4 GeV . Un collimateur de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ est utilisé. La résolution du télescope avec des particules d'impulsion infinie est estimée à $1.8 \mu\text{m}$. L'impulsion des électrons utilisés étant d'environ 5.0 GeV , la diffusion multiple n'est plus négligeable. La résolution du télescope estimée avec diffusion multiple est d'environ $2.2 \mu\text{m}$ au niveau

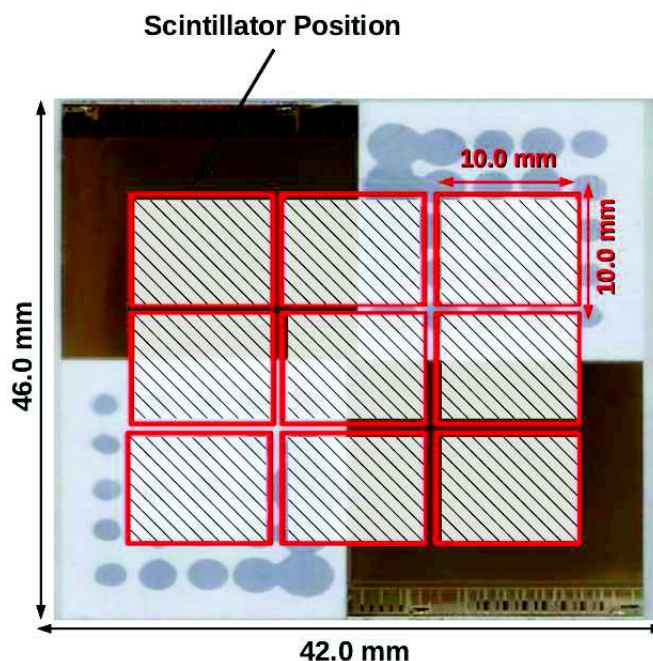


FIGURE 3.27 – Positions du faisceau utilisées sur le super-plan SALAT lors des tests.

du super-plan SALAT.

Les quatre capteurs constituant le super-plan utilisé sont numérotés de la façon suivante. En regardant le super-plan selon la direction du faisceau, le capteur 5 se trouve en bas à gauche sur la face arrière du super-plan, le capteur 6 est localisé en bas à droite sur la face avant du super-plan, le capteur 7 se situe en haut à gauche sur la face avant du super-plan, et le capteur 8 est positionné en haut à droite, sur la face arrière du super-plan.

Les capteurs formant le télescope étant de surface inférieure au super-plan SALAT, différentes positions du super-plan ont été utilisées afin de parcourir toute sa surface. La figure 3.27 illustre les 9 positions du faisceau utilisées sur le super-plan SALAT. Pour chacune de ces régions un balayage en seuil des discriminateurs des capteurs du super-plan SALAT a été réalisé. Les seuils utilisés sont de 5, 6, 8 et 10 fois le bruit moyen de chaque capteur. Toutefois, faute de temps, l'ensemble des seuils n'a pas été testés. Seuls les seuils jugés les plus intéressants et représentatifs ont été testés.

Proto-télescope SALAT

Nous allons à présent décrire la seconde configuration testée lors de cette campagne de tests en faisceau. Cette configuration est composée de deux super-plans SALAT formant un proto-télescope. Rappelons que le télescope SALAT sera composé de 3 super-plans.

Seuls deux super-plans SALAT au lieu des trois prévus ont pu être produits à temps pour le test en faisceau.

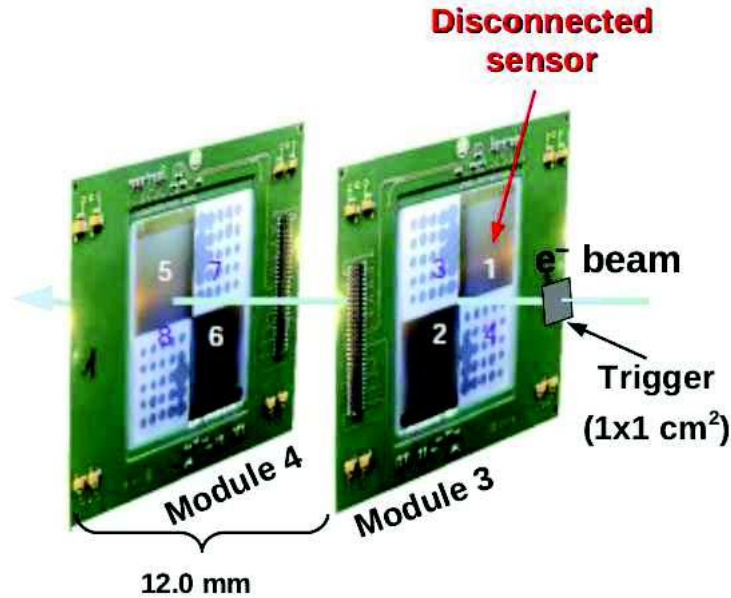


FIGURE 3.28 – Configuration du proto-télescope. La distance inter-super-plan ainsi que la direction du faisceau et le déclencheur sont indiqués.

La figure 3.28 décrit la configuration du proto-télescope mis en faisceau. Le télescope est composé de 2 super-plans SALAT, appelés module 3 et module 4, distants de 12.0 mm selon l'axe Oz du faisceau. Le point O de cet axe est défini par l'endroit où le faisceau traverse le premier super-plan (le module 3). Chaque module est placé perpendiculairement au faisceau. Les axes Ox et Oy sont respectivement définis par les axes horizontaux U et verticaux V des modules utilisés et par le point $O(0, 0, 0)$. Un scintillateur utilisé comme déclencheur, est placé à l'avant du module 3. Le module 3 possède un de ses 4 capteurs endommagé. Bien que ce capteur soit en partie fonctionnel, celui-ci a été désactivé lors des tests du proto-télescope.

Le faisceau de particules utilisé est un faisceau d'électrons d'une impulsion comprise entre 3 et 6 GeV. Les tests ont été effectués avec et sans le collimateur afin de maximiser (sans collimateur) la surface touchée par le faisceau. Seulement deux super-plans sont utilisés pour le proto-télescope ce qui réduit les études possibles de trajectométries. Nous nous intéresserons ainsi qu'aux seules associations entre les impacts sur le module 3 et les impacts sur le module 4 dans le but d'identifier des traces.

3.4.3 Résultats

Les résultats présentés ici ont principalement été réalisés par d'autres membres du groupe. On notera que pour l'acquisition, les quatre capteurs constituant chaque super-plan SALAT sont synchronisés.

Super-plan SALAT non incliné

Nous commencerons l'énoncer des résultats de cette campagne de tests en faisceau par les analyses du super-plan SALAT seul et ne possédant aucune inclinaison. Nous décrirons l'alignement du télescope utilisé et nous commenterons les résultats obtenus pour les paramètres clés des capteurs composants le super-plan. Nous analyserons les données obtenues puis nous examinerons l'homogénéité de la réponse de chacun des capteurs. Enfin, nous comparerons ces résultats avec les données extraites du test en faisceau du capteur de référence MIMOSA-28 (epi standard) réalisées au SPS.

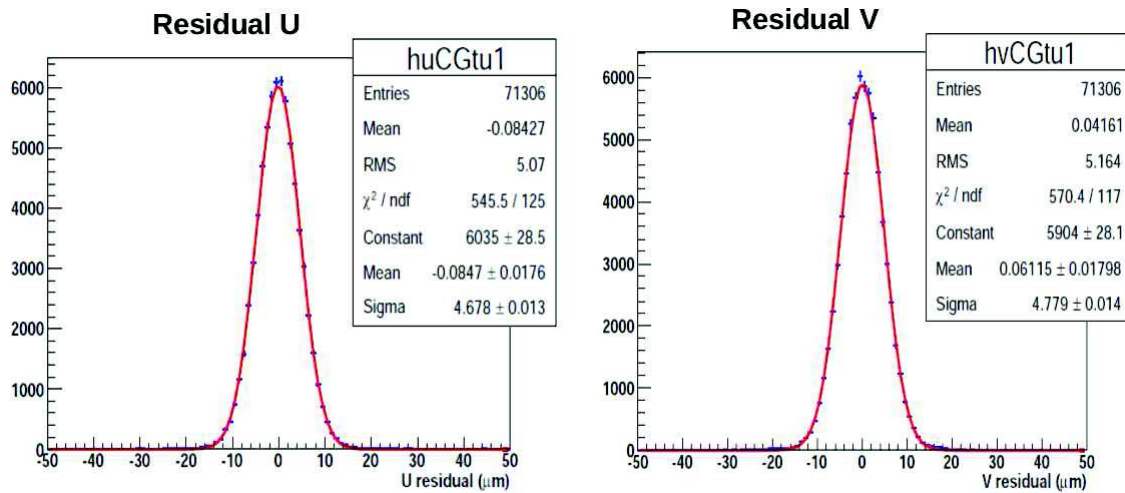


FIGURE 3.29 – Résidus sur le capteur 5, selon ses axes U et V , après alignement. Le capteur 5 est ici placé dans le faisceau.

Alignement du télescope et du super-plan Lors de l'étape d'alignement, le télescope a tout d'abord été aligné sans prendre en compte le super-plan SALAT testé. Une fois le télescope aligné, chacun des quatre capteurs composant le super-plan SALAT testé à été aligné séparément. La figure 3.29 illustre la distribution des résidus obtenue après alignement du capteur 5. L'alignement effectué ici est réalisé en supposant des traces rectilignes suivant la direction du faisceau. La diffusion multiple étant importante avec le faisceau de particules utilisé, les traces réelles ne sont pas véritablement rectilignes. Le χ^2 des traces s'en voit ainsi affecté et l'alignement n'est plus aussi précis qu'avec des traces véritablement rectilignes (c'est-à-dire sans diffusion multiple). Les largeurs pour

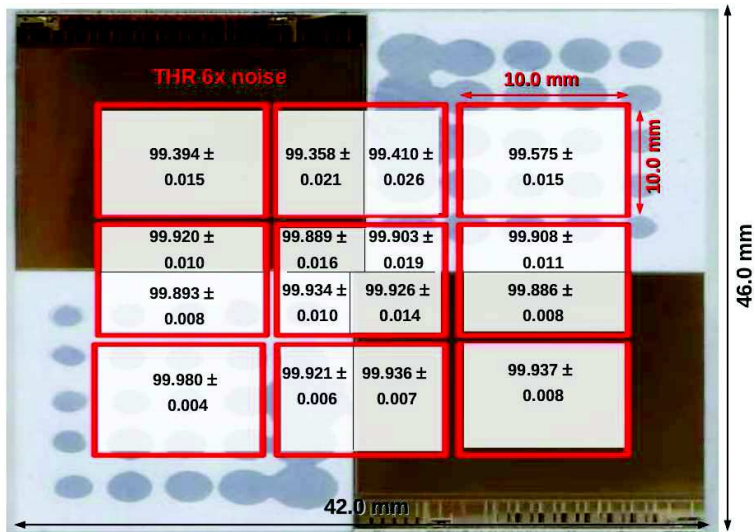
les distributions des résidus sont compatibles avec la somme quadratiques de la résolution du télescope, corrigée avec un terme de diffusion multiple estimée, et de la résolution spatiale du super-plan.

Homogénéité de la réponse Afin de tester l’homogénéité de la réponse des quatre capteurs composant le super-plan SALAT, chacun de ces capteurs a été analysé séparément. L’efficacité de détection, le taux d’impacts fantômes, la multiplicité des amas de pixels et la résolution spatiale ont été extraits sur chacun des 4 capteurs en fonction du seuil des discriminateurs appliqué. Les résultats de ces études sont présentés dans ce paragraphe.

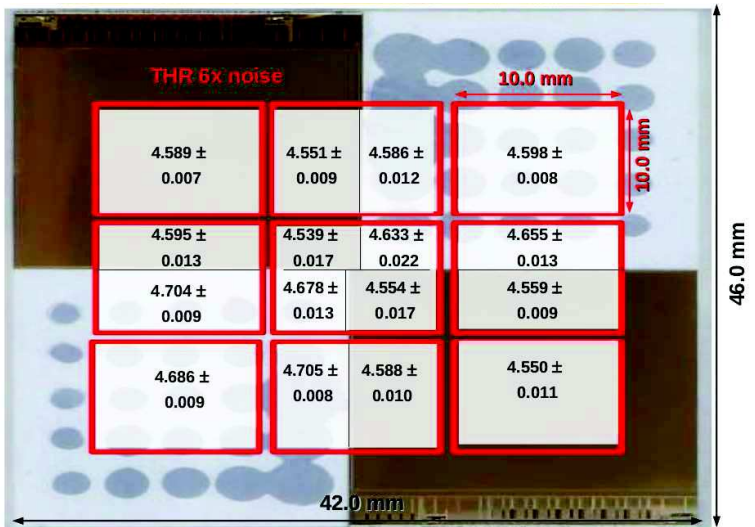
La figure 3.30(a) représente l’efficacité de détection obtenue en fonction des zones étudiées sur le super-plan SALAT. Les efficacités affichées sur cette figure ont été extraites à partir d’un seuil fixé à six fois le bruit moyen de chacun des capteurs. Globalement, la valeur de l’efficacité sur l’ensemble du capteur est homogène et vaut environ 99.9 %. Toutefois, certaines zones du super-plan, ont une efficacité inférieure. Il s’agit des trois zones en haut du capteur (voir figure 3.30(a)). Pour ces trois zones les efficacités valent en lisant de gauche à droite la figure : 99.4, 99.4 et 99.6 %. Ceci pourrait être expliqué par une erreur dans la valeur du seuil appliqué aux discriminateurs de chaque capteur.

La figure 3.30(b) illustre la largeur de la distribution des résidus obtenue sur chacune des zones indiquées. Le seuil des discriminateurs est réglé à six fois le bruit moyen du capteur considéré. Les valeurs obtenues pour les largeurs des distributions des résidus sont similaires et appartiennent à un intervalle de 4.5 à 4.7 μm .

Les analyses ci-dessus ont été réalisées avec tous les seuils et pour chaque paramètre clé des capteurs CMOS. Par la suite, les résolutions spatiales de chaque capteur du super-plan seront extraites en fonction des largeurs des résidus obtenues sur chaque capteur.



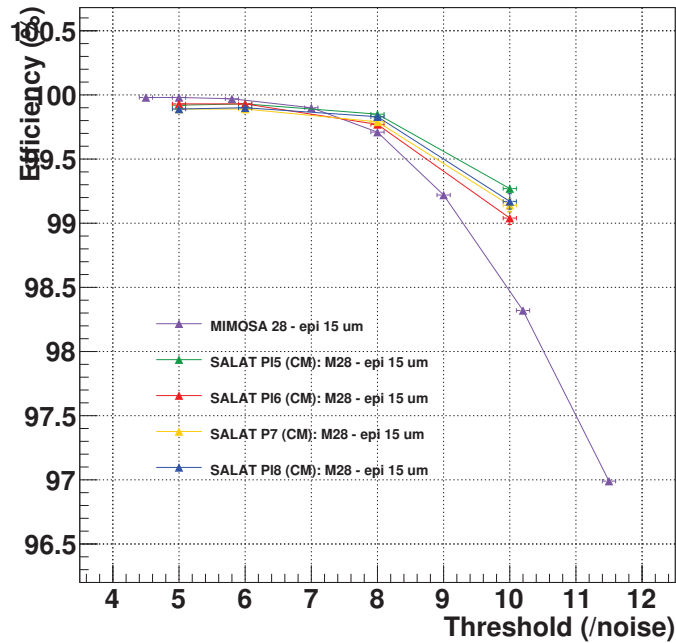
(a) Efficacités de détection extraites en fonction de la zone testée sur le super-plan SALAT (Module 4). Le seuil de six fois le bruit moyen est appliqué aux quatre capteurs.



(b) Largeurs des résidus obtenues sur le super-plan SALAT (module 4) en fonction de la zone testée. Le seuil de six fois le bruit moyen est appliqué aux quatre capteurs.

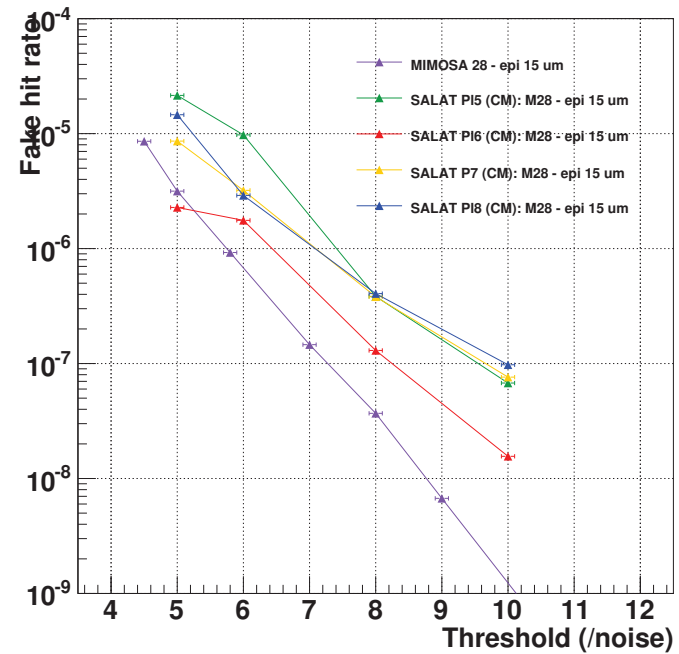
FIGURE 3.30 – Efficacités de détection et largeurs des distributions des résidus en fonction de la zone du super-plan étudiée. (Module 4)

Efficiency vs Threshold



(a) Efficacité de détection pour chacun des quatre capteurs composant le super-plan SALAT testé (Module 4) en fonction du seuil des discriminateurs, comparée au capteur de référence MIMOSA-28.

Fake hit rate (whole sensor) vs Threshold



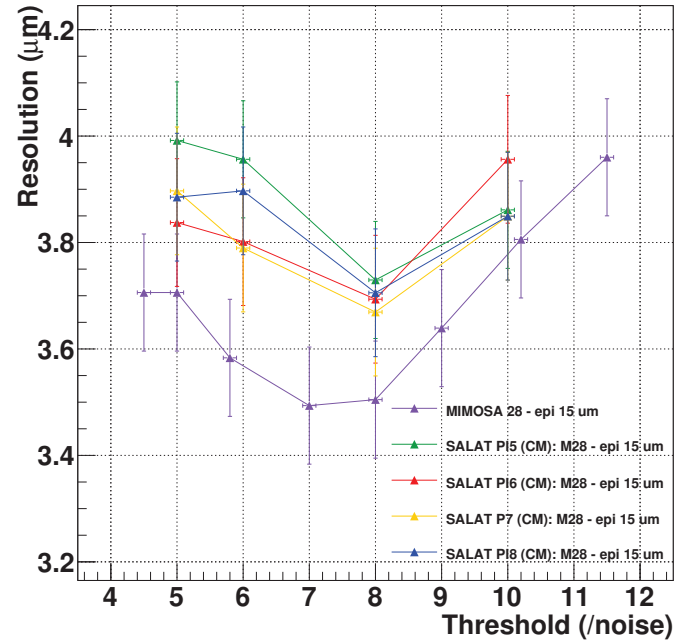
(b) Taux d'impacts fantômes relevé pour chacun des quatre capteurs composant le super-plan SALAT testé (Module 4) en fonction du seuil des discriminateurs, comparée au capteur de référence MIMOSA-28.

FIGURE 3.31 – Efficacités et taux d'impacts fantômes pour les quatre capteurs composant le super-plan SALAT testé (module 4).

La figure 3.31(a) représente l'efficacité de détection en fonction du seuil en multiple du bruit moyen pour chaque capteur composant le super-plan SALAT. Ces valeurs sont ensuite comparées au capteur de référence MIMOSA-28. Le module SALAT numéro 4 est ici utilisé. L'efficacité obtenue pour chaque capteur est similaire à celle du capteur de référence pour un seuil de discriminateurs compris entre 5 et 8 fois le bruit moyen. À plus haut seuil, l'efficacité obtenue est supérieure à celle du capteur de référence. Ainsi, avec un seuil de dix fois le bruit moyen, l'efficacité obtenue est d'environ 99.25 % alors que celle du capteur de référence, réglé au même seuil vaut 98.5 %. On insistera sur le fait que le type de faisceau n'était pas le même pour le capteur de référence et pour le super-plan étudié ici. Le capteur de référence MIMOSA-28 a été caractérisé avec un faisceau de pions chargés d'environ 100 GeV/c au SPS alors que le super-plan SALAT testé ici a été caractérisé avec un faisceau électrons d'environ 5 GeV/c à DESY. Ainsi, une différence dans le dépôt de charges dans la couche épitaxiée des capteurs peut être observée. Or un plus fort dépôt de charges induit un signal plus fort au niveau des pixels. Une augmentation du signal se traduit alors par une hausse de l'efficacité et de la multiplicité. C'est très certainement ce que nous observons ici. On notera que cet effet peut être combiné avec de légères variations induites par la calibration des capteurs.

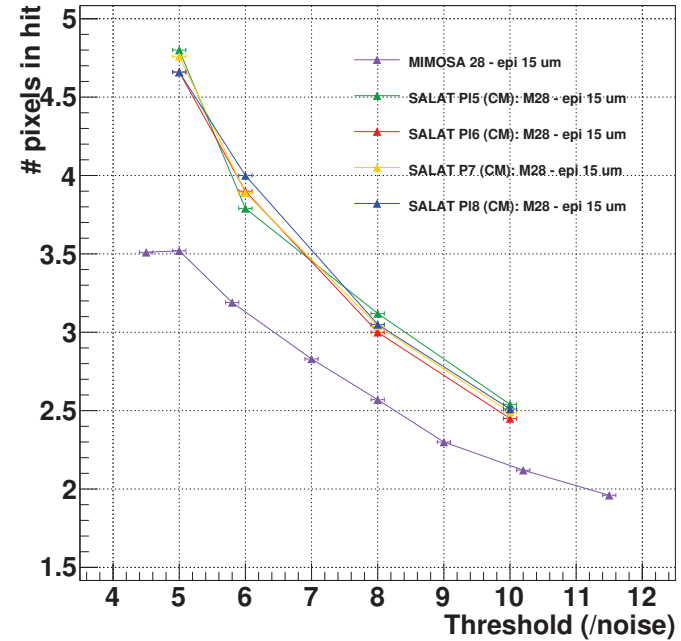
La figure 3.31(b) indique le taux d'impacts fantômes en fonction du seuil en multiple du bruit moyen appliqué aux discriminateurs des quatre capteurs du super-plan SALAT. Ces valeurs sont comparées avec le capteur de référence, MIMOSA-28. Les valeurs des taux d'impacts fantômes varient en fonction du capteur étudié. Cependant, la dispersion du taux d'impacts fantômes en fonction du capteur étudié ne dépasse pas un ordre de grandeur. De plus, la comparaison au capteur de référence montre que le taux d'impacts fantômes des capteurs composant le super-plan SALAT, est supérieur de maximum un ordre de grandeur. Ainsi au seuil de cinq fois la largeur moyenne du bruit, tous les capteurs possèdent un taux d'impacts fantômes en dessous de 3×10^{-5} . Ces valeurs élevées du taux d'impacts fantômes sont très certainement le résultat du non masquage des pixels chauds sur les quatre capteurs étudiés. En effet, le taux d'impacts fantômes est dominé par un faible nombre de pixels ($< 1\%$) appelés pixels chauds. Une analyse avec une coupure sur les pixels chauds devrait permettre de reproduire les bonnes valeurs pour le taux d'impacts fantômes. Faute de temps, cette étude n'a pas encore été réalisée.

Resolution vs Threshold



(a) Résolution spatiale pour chacun des quatre capteurs composant le super-plan SALAT testé (Module 4) comparée au capteur de référence MIMOSA-28.

Pixel multiplicity vs Threshold



(b) Multiplicité des amas de pixels pour chacun des quatre capteurs composant le super-plan SALAT testé (Module 4) comparée au capteur de référence MIMOSA-28.

FIGURE 3.32 – Résolutions spatiales et multiplicité des amas de pixels pour les quatre capteurs composant le super-plan SALAT testé (module 4).

la figure 3.32(a) illustre la résolution spatiale en fonction du seuil en multiple du bruit moyen appliqué aux discriminateurs des quatre capteurs composant le super-plan SALAT. Les résolutions obtenues sont comparées à celles du capteur de référence MIMOSA-28. Les résolutions obtenues pour les quatre capteurs sont homogènes. Elles sont cependant plus hautes que celles du capteur de référence, mais restent compatibles aux erreurs près. Ainsi au seuil de 8 fois le bruit moyen appliqué aux discriminateurs, la résolution spatiale vaut environ $3.7 \mu m$. Cette valeur est à comparer au $3.5 \mu m$ obtenue avec le même seuil, lors de l'analyse du capteur de référence. On notera que la valeur de cette résolution dépend de la valeur de la résolution du télescope à l'endroit de la mesure (voir équation 3.29). A cause de la diffusion multiple lors des tests à DESY, cette valeur n'est pas connue avec précision. On peut donc supposer que l'élévation de la résolution des capteurs du super-plan SALAT, comparée à celle du capteur de référence est le résultat d'une sous-estimation de la diffusion multiple (la diffusion multiple est estimée avec une simulation et les effets de diffusion multiple dans l'air ne sont pas pris en compte).

La figure 3.32(b) donne les multiplicités des amas de pixels en fonction du seuil en multiple du bruit moyen appliqué aux discriminateurs de chacun des quatre capteurs du super-plan SALAT. Ces multiplicités sont comparées à celles du capteur de référence MIMOSA-28. Les multiplicités obtenues pour chacun des quatre capteurs en fonction du seuil sont similaires. La multiplicité moyenne varie ainsi d'environ 4.75 pixels par amas au seuil de 5 fois le bruit moyen, à 2.5 pixels par amas pour un seuil de 10 fois le bruit moyen. Ces valeurs sont plus élevées de respectivement 1.25 et 0.3 pixels par amas pour les seuils de 5 et 10 fois le bruit moyen comparé au capteur de référence. Cela correspond à une augmentation d'environ respectivement 35 % et 15 %. Comme nous l'avons expliqué pour l'efficacité, une différence dans le dépôt de charge entre des pions d'environ $100 GeV/c$ et des électrons de $5 GeV/c$ couplée à un calibrage légèrement différent des capteurs pourraient expliquer ces différences.

Super-plan SALAT incliné Afin, de déterminer les propriétés du super-plan SALAT incliné, celui-ci a été testé avec une rotation selon son axe vertical V à partir d'un point sur l'axe horizontal U correspondant au milieu du super-plan. Des angles de 20 et 40 degrés ont été utilisés. Une telle configuration permet de tester la variation des paramètres clés des capteurs composant le super-plan en fonction de l'angle utilisé mais aussi d'estimer les déformations du super-plan. Ces deux études sont à l'heure de l'écriture de cette thèse toujours en cours.

Proto-télescope SALAT

Nous allons à présent étudier les résultats de la seconde partie de la campagne de tests en faisceau des super-plans SALAT, où deux super-plans SALAT forment un proto-télescope. Nous décrirons dans un premier temps l'alignement du proto-télescope puis nous réaliserons une étude sur la trajectométrie, basée sur les deux super-plans.

Alignement du proto-télescope Pour aligner le proto-télescope, le module 4 (contenant le super-plan SALAT testé seul) est utilisé comme plan de référence. Les positions de chacun des quatre capteurs le composant sont fixées en reprenant l'alignement effectué lors de l'étude précédente. Chacun des trois capteurs actifs (1 capteur désactivé) du super-plan contenu dans le module 3 sont alors alignés individuellement. Pour chaque impact détecté sur les capteurs du module 4, une trace est créée. Pour cet alignement, on suppose les traces rectilignes et perpendiculaires aux capteurs du module 4. On utilise une méthode basée sur la minimisation de l'ensemble des χ^2 reconstruits sur chacun des 3 capteurs du module 3 (pour plus de détail sur l'alignement, voir la sous-section 3.2.3). Les résidus obtenus sur l'un des capteurs du module 3 sont visibles en figure 3.33

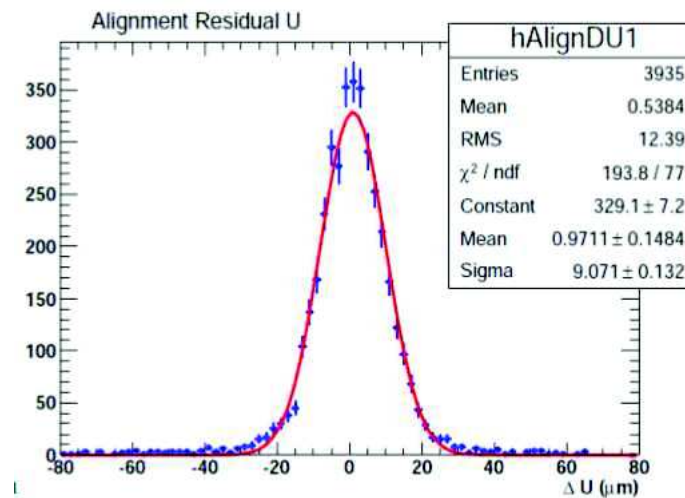


FIGURE 3.33 – Résidus sur un des capteurs du super-plan contenu dans le module numéro 3.

Résultats Les études menées avec le proto-télescope SALAT mis en faisceau concernent la trajectométrie. Comme le télescope SALAT étudié est constitué de seulement 2 super-plans, les études possibles concernant la trajectométrie sont restreintes. Aussi, on se limitera à l'étude des associations entre l'extrapolation des traces, créées à partir du premier super-plan (module 4) sur le second super-plan (module 3), avec les impacts détectés sur le second super-plan.

Pour cette étude, les traces sont reconstruites à partir d'un impact initial sur l'un des quatre capteurs du module 4. À chaque impact sur les capteurs du module 3 est associé une trace. La position de l'impact correspond au centre de gravité de l'amas considéré. La pente et la direction de chacune des traces sont définies comme parallèles au faisceau et de même direction que celui-ci. (Les traces ont donc un vecteur directeur valant (0,0,1) dans le repère du télescope).

Pour rappel, la trajectométrie utilisée dans le logiciel d'analyse TAF, associe l'impact le plus proche de l'extrapolation de la trace sur le capteur considéré (dans une certaine

fenêtre de recherche). Puis la trace est ajustée avec le nouvel impact. Dans notre cas la trace est définie à l'aide d'un seul impact et d'une direction. L'étude consiste alors à étudier les associations entre l'intersection des traces avec les capteurs du module et les impacts réels sur les capteurs du module 3.

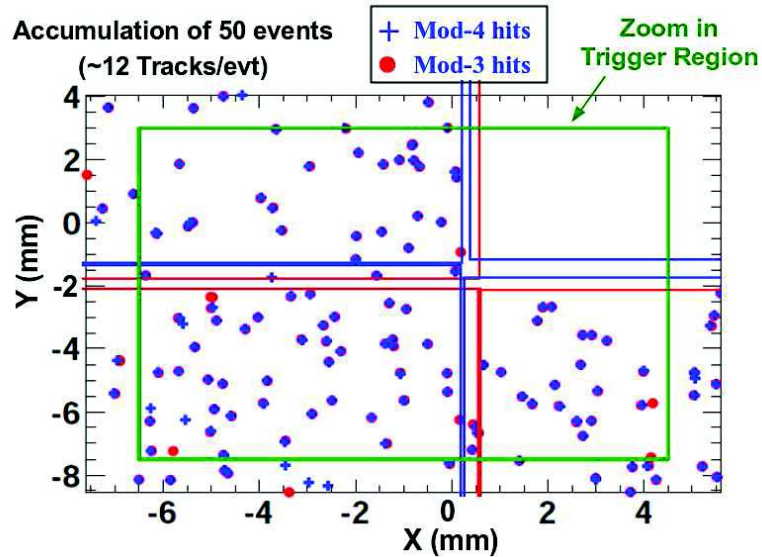


FIGURE 3.34 – Affichage de 50 événements comportant en moyenne 12 traces. Sont représentés en bleu les intersections des traces avec les capteurs du module 3; et en rouge les impacts sur les capteurs du module 3. La zone couverte par le scintillateur est indiquée par un rectangle vert. Les pixels chauds ont été retirés.

La figure 3.35 représente les intersections des traces issues des impacts sur les capteurs du module 4 et les impacts détectés sur les capteurs du module 3. Sur cette figure, les pixels chauds ne sont pas ôtés.

La figure 3.34 est un agrandissement de la figure 3.35. La zone définie par le scintillateur est alors affichée. Sur cette figure, les pixels chauds ont été retirés. On observe clairement une bonne association des impacts sur les capteurs du module 3 avec l'extrapolation des traces.

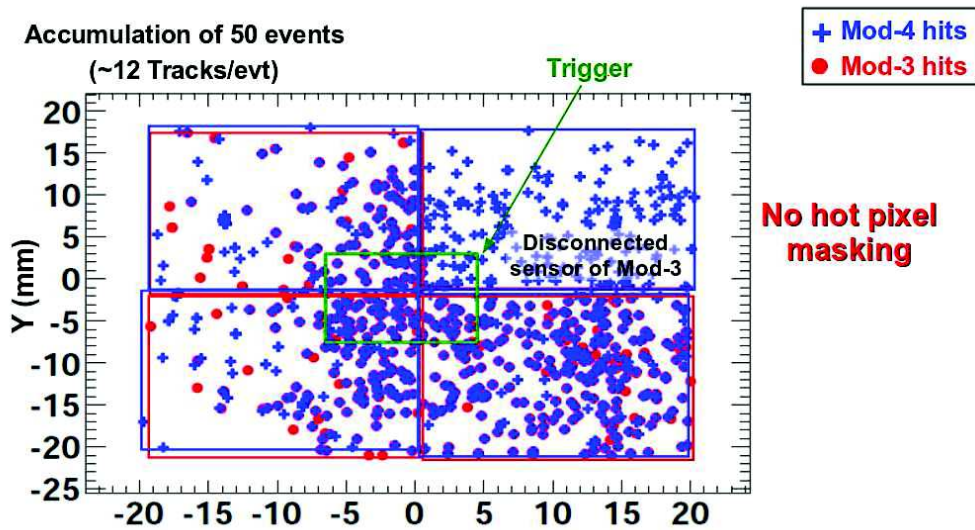


FIGURE 3.35 – Affichage de 50 événements comportant en moyenne 12 traces. Sont représentés en bleu les intersections des traces avec les capteurs du module 3; et en rouge les impacts sur les capteurs du module 3. La zone couverte par le scintillateur est indiquée par un rectangle vert.

3.4.4 Conclusion

Pour conclure sur cette campagne de tests en faisceau, nous mettrons l'accent sur l'homogénéité et le bon fonctionnement des super-plans SALAT. En effet, lors de ces tests des super-plans SALAT, nous avons observé une réponse similaire de chaque capteur comparé au capteur de référence MIMOSA-28. Le type de refroidissement, par simple flux d'air, est de surcroît validé. Ainsi, les super-plans SALAT sont prêts pour la production. Ils pourront ainsi être utilisés pour constituer un bras de télescope de grande surface et de grande précision. Enfin, des tests en faisceau du télescope SALAT composé de trois super-plans seront réalisés fin novembre 2014.

3.5 Conclusion des tests en faisceau de PLUME et SALAT

Dans ce chapitre nous avons énuméré les résultats des campagnes de tests en faisceau des échelles PLUME et des super-plans SALAT. Nous en avons exposé les différentes caractéristiques. Les capteurs composant ces deux objets ont été caractérisés et comparés entre eux. Les prototypes testés ont montré une bonne homogénéité de leur réponse et leur fonctionnement a été validé. De nouvelles échelles PLUME sont en développement et devraient être testées mi-2015 et un bras de télescope SALAT devrait bientôt voir le jour. Afin de pouvoir étudier les méthodes de trajectométrie possibles avec de tels objets, une simulation numérique des échelles PLUME et des super-plans SALAT a été entreprise. La réalisation et la description de cette simulation constituent le prochain chapitre.

Chapitre 4

Chaîne de Simulation

4.1 Motivations

Afin de pouvoir réaliser des études d’alignement d’échelles double face *PLUME* et de super-plans *SALAT*, une simulation numérique de ces objets est requise. C’est pourquoi, une chaîne de simulation capable de reproduire les caractéristiques des capteurs CMOS développés au sein de l’IPHC a été mise en place. Cette simulation permettra d’étudier à la fois les capteurs de grande surface équipant le télescope *SALAT* mais aussi les échelles double face de type *PLUME*. Nous décrirons premièrement le fonctionnement de la simulation d’un capteur CMOS basée sur le logiciel *GEANT4* et sur les capteurs *MIMOSA-22 AHR* et *MIMOSA-28 HR15*. Pour cela nous étudierons le dépôt de charges dans la couche épitaxiée du capteur simulé puis nous effectuerons le transport de ces charges vers les pixels. Ensuite nous ajusterons les paramètres de la simulation afin de reproduire les performances des capteurs réels. Enfin, nous étudierons les performances de quelques télescopes simulés.

4.2 Description et fonctionnement

Dans cette partie nous présenterons la conception d’une chaîne de simulation complète de capteurs CMOS. Elle se base sur le logiciel *GEANT4* et sur l’étude des capteurs analogiques effectuée par le groupe. Ce travail a été initié afin de posséder une simulation Monte-Carlo rendant compte des propriétés des capteurs développés dans le groupe.

4.2.1 MIMOSA-22 AHR et MIMOSA-28 THR

Les capteurs *MIMOSA-22 AHR* et *MIMOSA-28 HR15* sont les deux capteurs à la base de notre simulation. La matrice S7 de *MIMOSA-22 AHR* est à sortie analogique alors que le capteur *MIMOSA-28 HR15*, basé sur la matrice S7 de *MIMOSA-22 AHR* est un capteur à sortie digitale incluant une suppression de zéros. Une sortie analogique beaucoup plus lente, réservée aux tests en laboratoire, est aussi présente sur *MIMOSA-28 HR15*. Les tests en faisceau du capteur *MIMOSA-22 AHR* nous permettront plus

loin de connaître la répartition des charges collectées dans les pixels des amas. Ces deux capteurs sont réalisés avec la technologie AMS dotée d'une taille de grille de $0.35 \mu m$. Ce processus de fabrication permet d'introduire une couche épitaxiée de haute résistivité ($> 400 \Omega.cm$). Cette haute résistivité permet d'augmenter la zone déplétée autour des diodes N-Well.

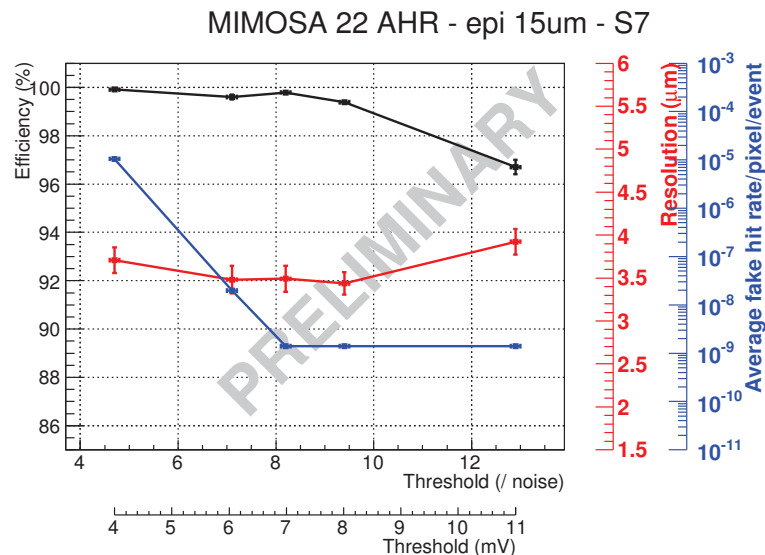


FIGURE 4.1 – Performances de la matrice S7 du capteur MIMOSA-22 AHR. En noir l'efficacité de détection, en bleu le taux d'impacts fantômes et en rouge la résolution spatiale en fonction du seuil des discriminateurs en multiple du bruit moyen ou en mV.

La campagne de tests de MIMOSA-22 AHR a été effectuée au SPS avec un faisceau de pions chargés d'impulsion $120 GeV/c$. Durant les prises de données, un refroidissement à $20 \text{ }^\circ C$ du *DUT* a été réalisé. Les performances de la matrice de pixels S7 du capteur MIMOSA-22 AHR sont illustrées en figure 4.1. Au seuil de 7σ cette matrice fournit une efficacité supérieure à 99 % pour un taux de fantômes inférieurs à 10^{-6} et une résolution spatiale d'environ $3.5 \mu m$.

Nous allons à présent dresser le portrait des caractéristiques du capteur MIMOSA-28 HR15. Comme son nom l'indique, il possède une couche épitaxiée de haute résistivité d'environ $15 \mu m$ d'épaisseur. Ce capteur a été étudié durant la campagne de test en faisceau d'octobre 2011 au SPS avec un faisceau de pions chargés dotés d'une impulsion de $120 GeV/c$. Nous allons nous atteler à étudier les paramètres clés qui caractérisent ce capteur CMOS, à savoir, l'efficacité de détection, le taux d'impacts fantômes et la résolution spatiale. La figure 4.2 résume les performances obtenues. L'efficacité de détection et le taux d'impacts fantômes sont deux paramètres liés qui dépendent du seuil appliqué au capteur. Un balayage en seuil a été effectué pour des seuils appliqués aux discriminateurs allant de 4 à 11.5 fois la valeur moyenne du bruit. Le but de cette opération est de

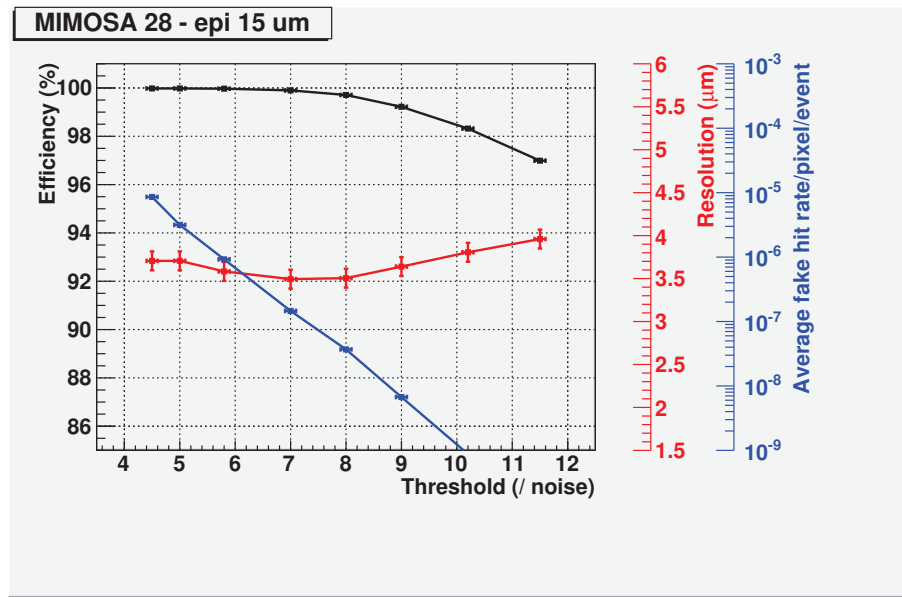


FIGURE 4.2 – Performances du capteur MIMOSA28 HR15. En noir l’efficacité de détection, en bleu le taux d’impacts fantômes et en rouge la résolution spatiale. Les tests ont été effectués avec une température de 15 °C

trouver un point de fonctionnement alliant l’efficacité la plus élevée possible avec un taux d’impacts fantômes acceptable. Plus le seuil est élevé plus l’efficacité et le taux d’impacts fantômes diminuent. La résolution spatiale varie quant à elle entre 3.5 et 4 μm avec son minimum de 3.5 μm atteint pour les seuils de 7 et 8 σ. Le point de fonctionnement choisi est celui pour un seuil des discriminateurs de 7 σ. L’efficacité est alors de 99.9% pour un taux d’impacts fantômes de 1.6 10⁻⁷ et une résolution de 3.5 μm.

4.2.2 Simulation de capteurs CMOS avec GEANT4

GEANT4

Pour nos simulations Monte Carlo, nous allons utiliser le logiciel *GEANT4*. *GEANT4* est une plate-forme logicielle disponible dans le domaine public, et téléchargeable gratuitement, permettant de réaliser des simulations Monte-Carlo de particules traversant la matière. Basée sur le langage C++ et la programmation orientée objet, on compte parmi ses fonctionnalités : la construction d’une géométrie, différents modèles de physique, une gestion des impacts, un système de trajectométrie et un système de visualisation.

Principe de base *GEANT4* est basé sur le principe de la simulation Monte-Carlo. Il s’agit d’une méthode ayant pour objectif le calcul de valeurs numériques à l’aide de procédés probabilistes décrivant les processus physiques étudiés. Dans *GEANT4* le transport des particules à travers la matière est découpé en plusieurs éléments appelés *pas* ou

step. À chaque *step* la direction et la perte d'énergie de la particule sont calculées. La particule peut aussi, par exemple, se désintégrer en plusieurs autres particules ou être stoppée par la matière.

Modèles de physique Dans *GEANT4*, il existe différents modèles de lois physiques régissant le comportement des particules. Ces lois, appelées *physics lists* peuvent être choisies en fonction du type de physique mis en jeu dans l'expérience. Par exemple, il existe des *physics list* pour les interactions électromagnétiques ou hadroniques. Le choix de la *physics list* est réalisé en fonction du type de particule et du domaine en énergie voulus. Dans notre simulation, les fichiers relatifs à la *physics list* sont : *DigiCmosPhysicsList.cc* et *DigiCMOS.cc*. Dans notre cas on utilise la *physics list* *FTFP_BERT*. En particulier, elle gère les processus de *bremsstrahlung*, d'ionisation, de diffusion multiple, de production de paires, d'annihilation et de désintégrations.

Géométrie Conçu pour construire différentes géométries des plus simples aux plus complexes, *GEANT4* dispose de méthodes ingénieuses pour réaliser simplement la géométrie désirée. Dans *GEANT4* la géométrie est construite à base de volumes. Il existe 2 types de volumes, les volumes physiques et les volumes logiques.

Les volumes logiques possèdent une forme préalablement définie et peuvent accueillir d'autres volumes logiques. Ils ont comme propriété la nature du matériau qui le constitue et peuvent aussi être sensibles aux passages des particules qui le traversent. Lorsqu'un volume est sensible, il renvoie les coordonnées des *steps* qui le traversent dans le référentiel de son volume logique et la quantité d'énergie déposée. Cependant, les volumes logiques ne contiennent pas d'information sur la localisation physique du volume dans le détecteur. Le volume logique de base, c'est-à-dire celui qui contient toute l'expérience est appelé *World*.

Les volumes dits physiques sont ceux qui contiennent les informations de positions des volumes logiques fils par rapport aux volumes logiques parents. Ainsi, un volume logique peut contenir un empilement d'autres volumes logiques, à la condition que ceux-ci ne se chevauchent pas. Un même volume logique, qui contient tous ses sous-volumes, peut être répliqué à plusieurs endroits dans le détecteur. Cela permet un gain non négligeable de mémoire vive consommée.

Chaque volume logique peut adopter une forme prédéfinie. Le volume peut être cubique, cylindrique, sphérique, trapézoïdal, etc ... Si la forme voulue n'est pas présente dans les formes de base, on peut la créer par union, soustraction ou intersection de formes de base. Ainsi, une géométrie est constituée d'un empilement de volumes logiques placés physiquement dans le volume *World* grâce aux volumes physiques. Ils forment alors un empilement de blocs qui constituent l'expérience désirée.

Gestion des impacts Comme vu précédemment, certains volumes peuvent être sensibles c'est-à-dire renvoyer les propriétés des *step* qui le traverse. Un système de collection d'impacts est implémenté dans *GEANT4*, il permet de stocker les différents impacts collectés par les volumes sensibles. A chaque volume sensible correspond une collection d'impacts différente. Pour chaque impact les positions des extrémités des *step* appelées *pre-step* et *post-step* (voir figure 4.3), le temps de vol ainsi que l'énergie déposée le long des *step* sont enregistrés. Dans notre simulation, les fichiers relatifs à ces collections sont *DigiCmosChipSD.cc* et *DigiCmosChipHit.cc*.

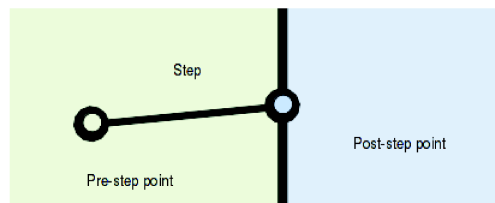


FIGURE 4.3 – *Pre-step et post-step dans GEANT4.*

Dans notre simulation, un autre système de collections est utilisé, il s'agit du système de numérisation du signal collecté dans les pixels des capteurs simulés. Ce système reproduit le fonctionnement d'un discriminateur en sortie de pixel. Une fois discriminé selon un certain seuil les propriétés des pixels touchés (position et charge) sont rangés dans des collections de pixels numérisés.

Faisceau Le type et la forme du faisceau de particules employé pour notre simulation avec *GEANT4* sont paramétrables. On peut ainsi choisir un type de particule, sa gamme en énergie mais aussi sa direction. Par exemple dans notre cas, pour reproduire les tests en faisceau des pions négatifs à $120 \text{ GeV}/c$ et un faisceau droit sont choisis. Plus loin, pour chacune de nos simulations nous décrirons les paramètres du faisceau utilisé.

Systèmes de visualisation Plusieurs systèmes de visualisation de la géométrie et des événements sont présents dans *GEANT4*. Outre la visualisation de la géométrie du détecteur, ils permettent de visualiser le parcours des particules dans la matière. Dans notre cas, nous utilisons le pilote *OpenGL* pour le rendu en trois dimensions.

Géométrie d'un capteur

Dans notre simulation un capteur est construit grâce à un assemblage de 3 couches de silicium : une couche de substrat, une couche épitaxiée et une couche de métallisation. Seule la couche épitaxiée est rendue sensible. Pour cette dernière, on utilise une épaisseur effective. Nous verrons plus loin les raisons de ce choix. La couche de substrat est épaisse de $36 \mu\text{m}$, la couche épitaxiée de $9 \mu\text{m}$ ($15 \mu\text{m}$ sur le capteur réel) et la couche d'oxyde et de métal de $5 \mu\text{m}$. L'épaisseur du capteur est alors de $50 \mu\text{m}$. La longueur du *step* dans

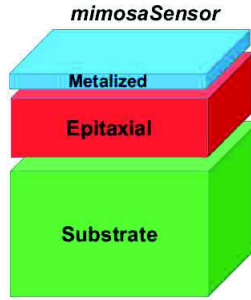


FIGURE 4.4 – Différentes couches de la simulation d'un capteur CMOS.

la couche épitaxiée est égale à la longueur traversée par la particule dans cette même couche.

Comme nous l'avons déjà vu précédemment, la simulation de nos capteurs se base sur le capteur MIMOSA-28. Les capteurs simulés doivent ainsi posséder 960 colonnes et 928 lignes. Comme le pas inter-pixel est de $20.7 \mu m$, en hauteur comme en largeur, la largeur du capteur mesure $960 \times 20.7 = 19872 \mu m$ et la hauteur : $928 \times 20.7 = 19209.6 \mu m$.

Chaque capteur peut être situé dans l'espace de l'expérience selon les coordonnées de son centre $(X_{capteur}, Y_{capteur}, Z_{capteur})$ par rapport au référentiel du volume *World*. De plus le capteur mis en jeu peut être incliné selon les axes Ox, Oy et Oz (définis par les dimensions du volume *World*).

4.2.3 Pixels et numérisation

Afin de rendre compte des pixels et de la nature binaire de la sortie de notre capteur, le transport des charges vers les pixels puis la discrimination du signal collecté dans les pixels sont effectués. Chacune des étapes conduisant au signal final détecté dans chaque pixel seront décrites dans cette section. Nous partirons du dépôt de charge le long de la couche épitaxiée puis nous transporterons les charges induites vers les pixels du capteur, ensuite, une fois le bruit pour chaque pixel ajouté, nous numériserons le signal de chaque pixel. Enfin, nous effectuerons une suppression de zéro.

Pour de fines épaisseurs de silicium, comme celle de notre capteur CMOS ($50 \mu m$ pour l'ensemble du capteur, $15 \mu m$ pour la couche épitaxiée) le dépôt de charge dans la matière suit une distribution de Landau (voir section 2.1.2). Différentes mesures du signal récolté dans les pixels des capteurs CMOS du groupe, ont montré que la valeur la plus probable (MPV) du dépôt de charge le long de la couche épitaxiée, pour des pions chargés et dotés d'une impulsion de l'ordre de $120 GeV$, était d'environ $80 e^- / \mu m$.

Nous allons alors étudier la distribution du dépôt d'énergie de *GEANT4* pour une impulsion des pions de $120 GeV/c$ et une épaisseur de couche épitaxiée de $15 \mu m$. Cette

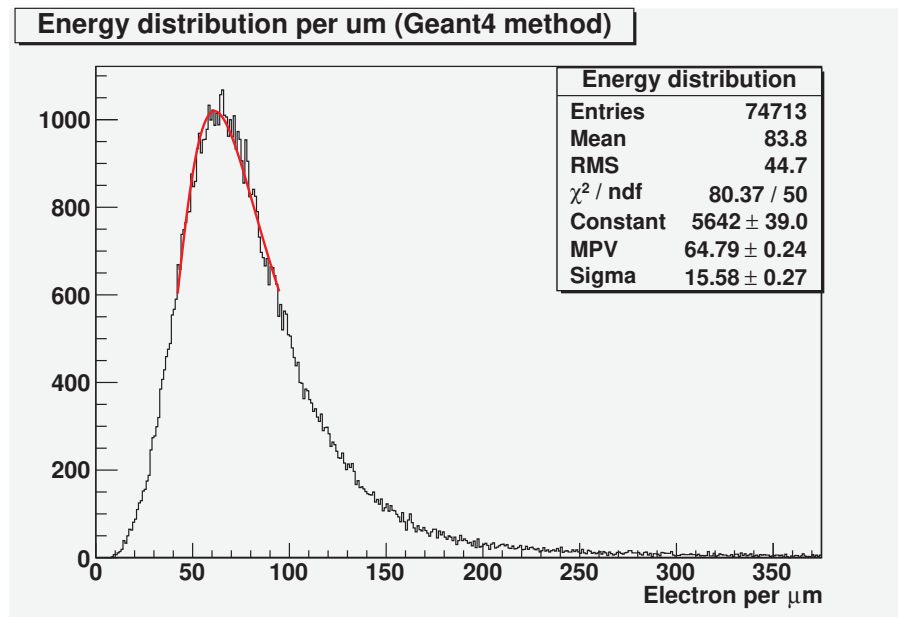


FIGURE 4.5 – Distribution d'énergie par μm dans GEANT4.

distribution est visible en figure 4.5. Cette distribution n'est ni une distribution Gaussienne, ni une distribution de Landau. En ajustant une distribution de Landau à cette distribution, la valeur la plus probable trouvée est de $65 e^-/\mu m$. Afin d'obtenir une valeur la plus probable de $80 e^-/\mu m$ un facteur correctif de 1.25 a été ajouté. Comme la distribution du dépôt d'énergie n'est pas de type Landau mais s'en rapproche, l'ajout de ce facteur corrige essentiellement la zone autour de la valeur la plus probable. Les probabilités pour de faibles dépôts ($< 25 e^-/\mu m$) ou de forts dépôts ($> 125 e^-/\mu m$) dans la matière restent quant à elles éloignées des valeurs données par une distribution de Landau.

Une seconde option a été de générer une distribution de dépôt d'énergie à l'aide d'une distribution de Landau de MPV égale à $80 e^-/\mu m$ et d'une "largeur" (voir la définition de ROOT) proportionnelle à celle de la couche épitaxiée. Nous verrons dans la section résultats (4.3) que notre choix pour le dépôt d'énergie, s'est orienté vers cette distribution de Landau. Les résultats obtenus avec celle-ci se rapprochant le plus de ceux des données des tests en faisceau.

Transport des charges

Le volume déserté autour des puits N étant réduit et n'excédant pas quelques μm de profondeur (il dépend en majeure partie de la résistivité de la couche épitaxiée), les porteurs de charge créés lors du passage de chaque particule à travers la couche épitaxiée sont essentiellement diffusés thermiquement. La plupart des porteurs de charge

sont ainsi collectés par quelques diodes N-Well implantées à la "surface" de la couche épitaxiée. Les pixels touchés forment alors un *amas* de pixels. Un centre de gravité sur celui-ci donne une résolution sur l'impact meilleure que la résolution digitale valant $\frac{pitch}{\sqrt{12}}$. D'autres phénomènes comme la recombinaison ou la réflexion au niveau des interfaces plus fortement dopées (substrat et zones P-Well) interviennent.

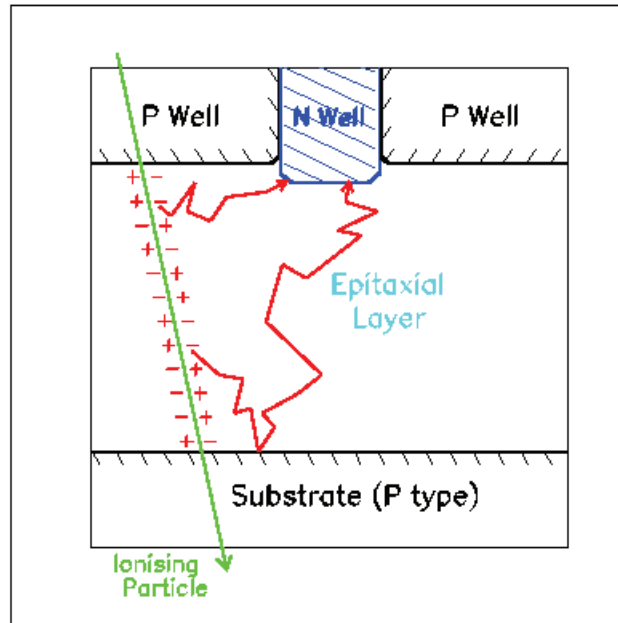


FIGURE 4.6 – Diffusion des porteurs de charge.

La collection de charges dépend de plusieurs paramètres non connus avec précision tels que le profil de dopage et l'épaisseur de la couche épitaxiée. Ces contraintes nous amènent alors à utiliser un modèle empirique basé sur les données recueillies lors des campagnes de tests en faisceau. Pour effectuer le transport des charges nous allons partir de l'hypothèse que les charges sont uniformément distribuées selon le cheminement de la trace. Selon cette hypothèse, le nombre de charges créées N est égal à l'énergie E_d déposée le long de la trajectoire de la particule chargée dans la couche épitaxiée, divisée par l'énergie d'ionisation du silicium $E_i = 3.6 \text{ eV}$. On a ainsi :

$$N = \frac{E_d}{E_i} \quad (4.1)$$

On peut alors découper cette trace en N segments, chaque segment contenant un électron. La charge se situera alors au milieu du segment considéré. Afin de diminuer le temps de calcul, les N électrons peuvent être répartis en $\frac{N}{k}$ segments, avec k le nombre d'électrons par segment. Un nombre de $k = 5$ électrons par segment réduit le temps de

calcul et n'impacte pas le résultat final. Par la suite nous allons calculer la probabilité pour qu'un électron distant d'une distance d d'une diode N-Well soit collecté par celle-ci. Pour cela nous allons nous baser sur les données des tests en faisceau.

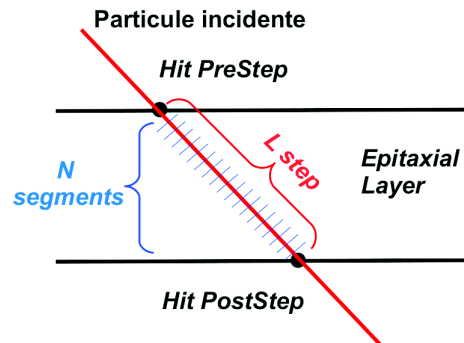


FIGURE 4.7 – Segmentation de la trace.

Lors d'un impact les charges libérées le long de la trajectoire dans la couche épitaxiée vont se répartir pour former un amas. À incidence normale, cet amas ne dépasse pas en général la taille de 5×5 pixels, les charges étant essentiellement réparties dans le premier carré de pixels autour de l'impact (voir figure 4.8). Lorsque, l'incidence n'est plus normale, notre modèle est toujours valide puisque chaque charge déposée le long de la trajectoire dans la couche épitaxiée est transportée dans le carré de 5×5 pixels autour d'elle.

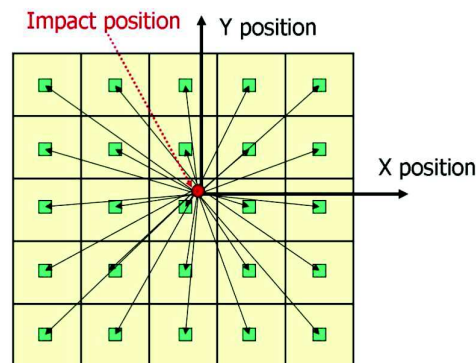


FIGURE 4.8 – Schéma d'un amas 5×5 pixels.

La première étape de notre cheminement consiste à récupérer les charges collectées par les pixels dans les données du capteur analogique MIMOSA-22 AHR. Les charges reçues dans chaque pixel de chaque amas sont lues pour tous les amas disponibles. Ensuite,

pour chaque amas, les charges récoltées dans les pixels de l'amas sont normalisées par la charge totale reçue dans l'amas. La charge normalisée de chaque pixel de chaque amas est ensuite rentrée dans un histogramme à deux dimensions, avec en abscisse, la distance entre la position reconstruite de l'amas et la diode de collection du pixel dans le plan XY du capteur, et en ordonnée, la charge normalisée. Cette opération est effectuée pour tous les impacts de l'évènement et avec le maximum d'évènements enregistrés possibles. Un exemple de cet histogramme (non normalisé) à deux dimensions est donné en figure 4.9. Pour chaque intervalle de distance, on calcule alors la charge normalisée moyenne (voir figure 4.9). On trouve ainsi un ensemble de points qui représentent la probabilité pour une charge d'être collectée par une diode de collection d'un pixel situé à une distance d de la position de l'amas. Cette densité de probabilité a alors été ajustée avec un modèle empirique.

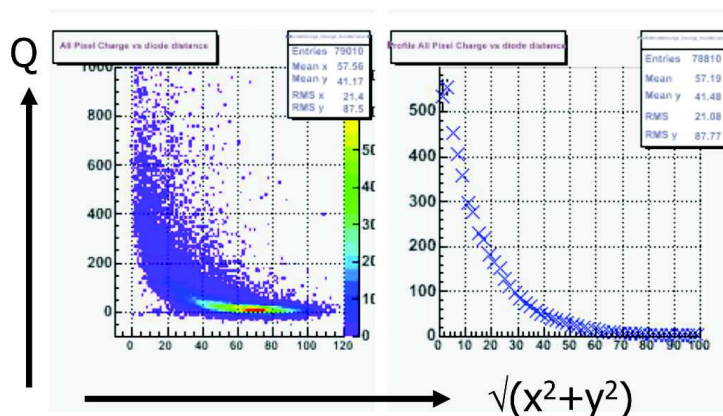


FIGURE 4.9 – A gauche, histogramme à deux dimensions de la charge en e^- en fonction de la distance (non normalisé). A droite, moyenne (non normalisée) de la charge en e^- moyen pour chaque intervalle de distance.

Plusieurs formes de densité de probabilité ont été essayées. Notre choix s'est arrêté sur la somme d'une fonction Gaussienne avec une fonction Lorentzienne. La densité de probabilité s'exprime alors comme suit :

$$P(d) = N_0 e^{-\frac{(d-d_0)^2}{2\sigma^2}} + N_1 \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + (d-d_1)^2}$$

où d représente cette fois-ci la distance entre le centre du segment considéré et la position de la diode ; et N_0 , σ , N_1 , d_0 , d_1 et Γ sont les paramètres de l'ajustement. Pour l'ajustement une distinction a été réalisée entre les pixels du premier carré et les autres pixels de l'amas 5×5 que nous appellerons pixels externes. Cette distinction est réalisée à cause de l'effet d'écrantage des pixels externes par les quatre pixels de la première couronne. Cet effet est confirmé puisque nous obtenons de meilleurs résultats en scindant ces deux groupes de pixels. Les paramètres obtenus après ajustement sont résumés dans

le tableau 4.1.

Pixels du premier carré					
N_0	d_0	σ	Γ	d_1	N_1
0.458	-3.98	13.2	3.99	1.80	6.45
Autres pixels					
N_0	d_0	σ	Γ	d_1	N_1
0.117	-1.07	17.5	47.1	-4.64	3.71

TABLE 4.1 – Paramètres de l’ajustement pour les pixels du premier carré et pour les autres pixels d’un amas 5×5

Ajout du bruit

Une fois le transport des charges effectué, du bruit a été ajouté. Pour cela chaque pixel s’est vu attribuer un bruit tiré dans une Gaussienne de largeur $13.7 e^-$. Cette largeur est issue de l’analyse des données du capteur réel.

Les pixels bruyants correspondant au taux d’impact fantôme du capteur réel ne sont pas inclus dans notre simulation.

Digitisation et coupure en seuil

Afin d’obtenir une sortie équivalente au capteur MIMOSA-28, une numérisation du signal est effectuée. Pour cela une fois la charge recueillie dans chaque pixel, à la façon d’un discriminateur, seuls les pixels possédants une valeur de charge au dessus d’un certain seuil sont conservés. Les autres pixels sont rejetés. Le seuil appliqué est choisi selon un multiple de la valeur moyenne du bruit ($13.7 e^-$). Différents seuils ont été testés, ils s’échelonnent entre 4 et 12 fois la valeur moyenne du bruit.

Sortie

A la sortie de notre simulation nous trouvons un fichier texte constitué de différentes informations sur les pixels touchés. Une suppression de zéro a été effectuée et nous ne retrouvons que les pixels ayant passés le seuil de la discrimination. Les informations contenues dans le fichier de sortie sont :

- Le numéro de l’évènement
- Le numéro du capteur
- La ligne, la colonne et le numéro du pixel touché.
- L’énergie déposée dans la couche épitaxiée et la charge transportée dans chaque le pixel.
- Les coordonnées Monte-Carlo du milieu du parcours dans la couche épitaxiée, exprimées dans le repère du volume *World*.

- Les inclinaisons des traces et leur point de départ. (Facultatif : ajout en fin de thèse).

Un fichier de configuration pour le programme d'analyse des données nommé TAF est aussi automatiquement généré en fonction de la géométrie de l'expérience simulée. Il comporte le type de capteur utilisé et les informations de positions et d'inclinaison sur les capteurs, échelles et super-plans simulés utilisés.

Interface avec le programme de reconstruction des évènements

Afin d'analyser les données en sortie de la simulation, une interface avec le programme de reconstruction et d'analyse, TAF, a été créée. Celle-ci permet de lire les données simulées de l'ensemble des capteurs utilisés dans la simulation GEANT4. De plus, le programme GEANT4 produit un fichier de configuration spécifique de la géométrie simulée pour le logiciel d'analyse TAF. Il fournit au logiciel TAF les informations de positions et d'inclinaisons des capteurs, et les informations sur les caractéristiques des capteurs simulés (lignes, colonnes, taille de pixels, etc ..). Le programme de reconstruction et d'analyse est alors prêt à lire et analyser les données des capteurs simulés. La figure 4.10 illustre l'ensemble de l'architecture logicielle utilisée pour créer et analyser nos simulations.

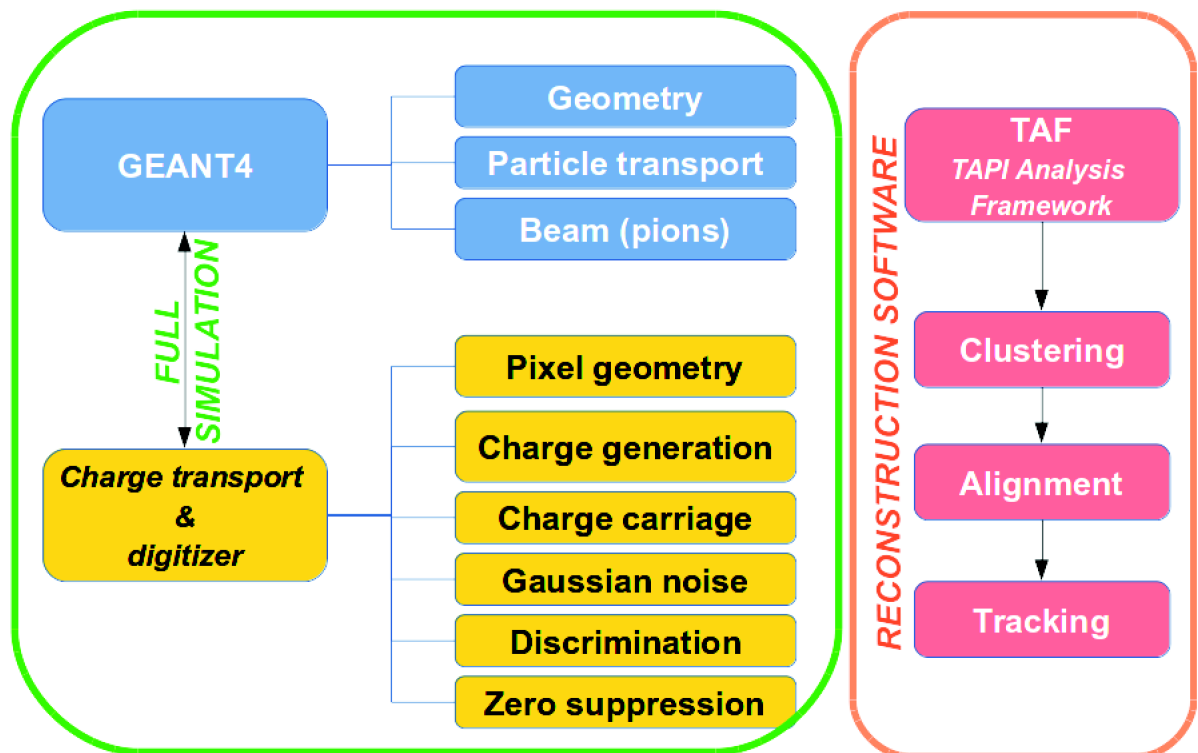


FIGURE 4.10 – Architecture logicielle utilisée pour la simulation (GEANT4) et l'analyse de données (TAF).

4.2.4 Échelles de capteurs CMOS et super-plan SALAT

Dans cette section nous allons voir de quelle façon sont réalisées les simulations d'objets constitués à partir du capteur CMOS que nous avons simulé. Nous verrons ainsi la conception : d'échelles double face *PLUME* et de super-plans *SALAT*.

Géométrie d'une échelle type *PLUME*

Dans cette partie, nous allons voir comment une échelle *PLUME* est simulée. À la différence d'une véritable échelle *PLUME*, l'échelle *PLUME* simulée dans cette thèse est constituée de capteurs MIMOSA-28 amincis à $50 \mu\text{m}$ et non de capteurs MIMOSA-26. Le capteur analogique sur lequel se base MIMOSA-26 n'a pas été autant étudié que MIMOSA-22 AHR. Pour cette raison nous n'avons pas pu obtenir un ajustement précis du transport des charges. Ainsi, nous avons choisi de concevoir nos échelles *PLUME* simulées à l'aide de capteurs simulés MIMOSA-28.

Pour construire une échelle *PLUME* simulée, 12 capteurs simulés MIMOSA-28, 6 par face, ont été disposés sur support d'épaisseur 2 mm . Ce support est composé d'une mousse de carbure de silicium *SiC* de $1740 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de deux circuits imprimés de type kapton d'une épaisseur de $130 \mu\text{m}$. Les deux supports de kapton sont composés d'une épaisseur de $100 \mu\text{m}$ de kapton englobant deux couches d'aluminium de $10 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Enfin, les capteurs sont collés sur le kapton avec une couche de colle d'une épaisseur d'environ $10 \mu\text{m}$. Un schéma en coupe de l'échelle *PLUME* simulée est donné en figure 4.12. De plus, l'espace inter-capteur a été fixé à $420 \mu\text{m}$.

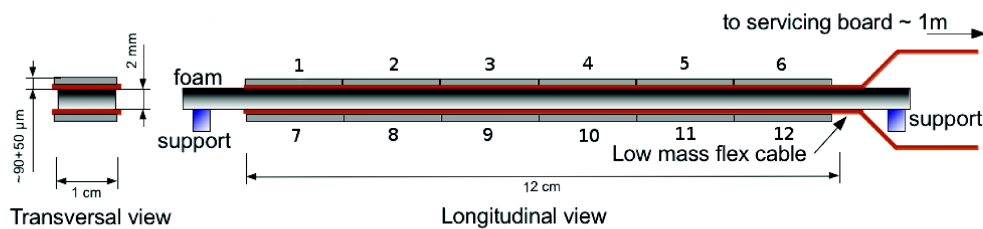


FIGURE 4.11 – Schéma d'une échelle *PLUME*.

Les capteurs de l'échelle sont numérotés de 1 à 12. Les capteurs 1 à 6 sont les capteurs situés sur la face avant de l'échelle (z négatifs sur le schéma 4.12). Les capteurs 7 à 12 sont quant à eux placés sur la face arrière de l'échelle (z positifs sur le schéma 4.12).

Le tableau 4.2 résume les coordonnées des 12 capteurs par rapport au centre de l'échelle.

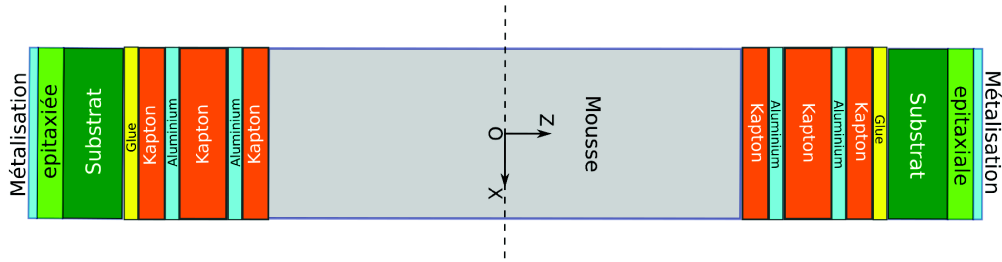


FIGURE 4.12 – Coupe longitudinale d’une échelle PLUME, vue par la tranche. On peut y voir la mousse, les deux supports de type kapton et les capteurs CMOS.

Capteur	X (μm)	Y (μm)	Z (μm)
1	-53700	0	-1045.5
2	-30438	0	-1045.5
3	-10146	0	-1045.5
4	+10146	0	-1045.5
5	+30438	0	-1045.5
6	+53700	0	-1045.5
7	-53700	0	+1045.5
8	-30438	0	+1045.5
9	-10146	0	+1045.5
10	+10146	0	+1045.5
11	+30438	0	+1045.5
12	+53700	0	+1045.5

TABLE 4.2 – Coordonnées des capteurs par rapport au centre de l’échelle

L’échelle peut ensuite être disposée dans l’espace. Pour cela une transformation des coordonnées de chaque élément de l’échelle est effectuée. La transformation est constituée de translations selon les directions \vec{X} , \vec{Y} et \vec{Z} et de rotations selon les axes Ox, Oy et Oz.

Géométrie d’un super-plan SALAT

La simulation d’un super-plan SALAT est réalisée à partir de la simulation du capteur MIMOSA-28. Pour cela, quatre capteurs MIMOSA-28 sont collés à une feuille de Mylar d’épaisseur 50 μm .

Les capteurs sont numérotés de 1 à 4. La face avant du super-plan est définie par des coordonnées z négatives et la face arrière par des coordonnées z positives. Les capteurs 1 et 4 sont situés sur la face avant (z négatifs). Le capteur 1 se situe en bas à gauche et le capteur 4 est placé en haut à droite, lorsque l’on regarde le super plan par la face avant. Les capteurs 2 et 3 sont collés à la face arrière du super-plan (z positifs). Le capteur 2 se situe en bas à droite alors que le capteur 3 se situe en haut à gauche lorsque l’on regarde le super-plan par la face avant.

La figure 4.13 montre la géométrie pour les deux plans de la face avant et montre la

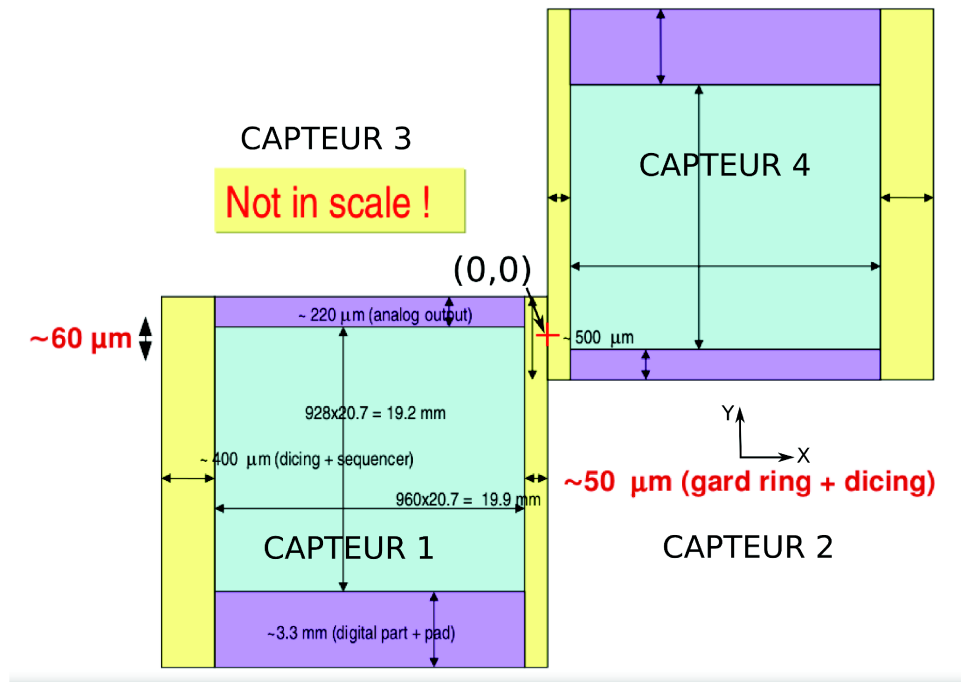


FIGURE 4.13 – Schéma d'un super plan SALAT, vu par la face avant.

position des capteurs 2 et 3 situés sur la face arrière du super-plan. Comme indiqué sur la figure 4.13 les capteurs 1 et 3 et 2 et 4 ont une zone de recouvrement selon l'axe Y de $60 \mu m$. De plus, les capteurs 1 et 2 et 3 et 4 sont distants de l'axe X de $\pm 50 \mu m$ par rapport au centre du super plan.

Les positions des centres des quatre capteurs selon l'axe Oz sont espacées du centre du super-plan d'une distance égale à la somme de la demi-épaisseur du volume en Mylar, de l'épaisseur du substrat du capteur, de la demi-épaisseur de couche épitaxiée et de $5 \mu m$ de colle.

Les positions et inclinaisons de chaque capteur dans le repère du super-plan sont résumées dans le tableau 4.3 :

Capteur	X (μm)	Y (μm)	Z (μm)	Ox (rad)	Oy (rad)	Oz (rad)
1	-9986	-9574.8	+70.5	0	0	0
2	+9986	-9574.8	+70.5	0	π	0
3	-9986	+9574.8	-70.5	π	0	0
4	+9986	+9574.8	-70.5	π	π	0

TABLE 4.3 – Coordonnées des capteurs par rapport au centre du super plan

Le super plan SALAT peut ensuite être disposé dans l'espace grâce à une transformation. La transformation est composée de trois translations selon les directions \vec{X} , \vec{Y} et \vec{Z} et de trois rotations selon les axes Ox , Oy et Oz . La géométrie, la position et les inclinaisons des super-plans SALAT simulés sont réglables dans les fichiers : *DigiCmos-DetectorConstruction.cc* et *salat.cc*.

4.3 Résultats

Afin de tester notre simulation, nous allons la confronter aux données des tests en faisceaux. Pour cela nous allons créer une simulation d'une expérience avec un télescope composé de 4 plans MIMOSA-28 simulés et d'un DUT MIMOSA-28 simulé. Le télescope formé est alors placé dans un faisceau de pions négatifs dotés d'une impulsion de $120 \text{ GeV}/c$. Les résultats obtenus sont comparés à ceux du test en faisceau de MIMOSA-28 HR15 réalisé en octobre 2011 au SPS avec un faisceau de pions chargés dotés de la même impulsion moyenne. Une fois les performances de notre simulation mises au jour et validées, nous étudierons les caractéristiques des simulations des échelles de capteurs PLUME et des super-plans SALAT.

4.3.1 Résultats pour le capteur MIMOSA-28 simulé

Faisceau de particule

Comme pour un test en faisceau réel, le faisceau de particules utilisé pour cette simulation est un faisceau de pions négatifs dotés d'une impulsion de $120 \text{ GeV}/c$. À la différence d'un faisceau réel, tous les pions sont propagés avec une impulsion de précisément $120 \text{ GeV}/c$. La direction des pions suit l'axe Oz de la simulation. Chaque pion est propagé à partir d'une surface de 4 cm^2 localisée à la limite négative du volume *World* selon l'axe Oz et centrée en $(0,0)$ selon les axes Ox et Oy de ce même volume.

Géométrie du télescope

Le télescope simulé comporte 4 plans de référence MIMOSA-28 simulés et un *DUT* MIMOSA-28 simulé. Chaque plan est distant l'un de l'autre d'une distance de 2 cm selon l'axe Oz . Dans le plan XY , les capteurs sont centrés en $C_i(0, 0, Z_i)$. La figure 4.14 illustre cette configuration. Les seuils des plans de référence ont été fixés à 8 fois le bruit moyen de $13.7 e^-$ (8σ). Le *DUT* est le troisième capteur du télescope et il est placé en $z = 0$.

Afin de calculer la résolution du télescope nous nous baserons sur la largeur de la distribution des résidus lue sur le DUT au seuil de 8σ . On a

$$\sigma_{Tel}^2 + \sigma_{DUT}^2 = \sigma_{Res}^2 \quad (4.2)$$

De plus au seuil de 8σ on a :

$$\sigma_{Tel} = \frac{\sigma_{Mi28}}{2} \quad (4.3)$$

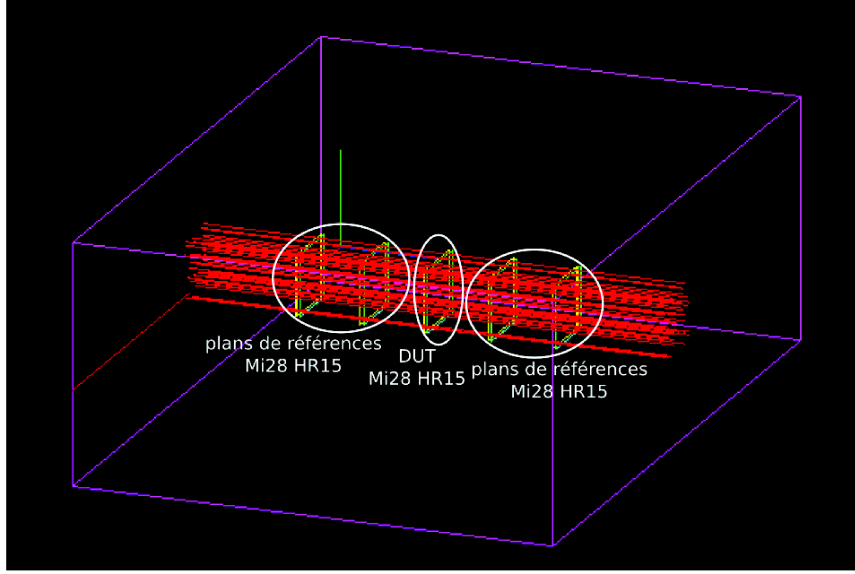


FIGURE 4.14 – Géométrie de l'expérience avec 4 plans de références et un DUT affiché par *GEANT4*.

Et,

$$\sigma_{DUT} = \sigma_{Mi28} \quad (4.4)$$

On obtient alors :

$$\sigma_{Mi28} = \sqrt{\frac{4\sigma_{Res}^2}{5}} \quad (4.5)$$

Et :

$$\sigma_{Tel} = \frac{\sigma_{Mi28}}{2} = \sqrt{\frac{\sigma_{Res}^2}{5}} \quad (4.6)$$

Choix du modèle de dépôt de charge

Dans cette section, nous allons comparer les résultats issus du dépôt de charge de *GEANT4*, de deux dépôts de charge *GEANT4* modifiés et du dépôt de charge de type *Landau* avec les résultats des tests en faisceau au SPS du capteur MIMOSA-28 HR15. Les deux modèles *GEANT4* modifiés correspondent à la multiplication du dépôt de charge de *GEANT4* par un scalaire. Pour le premier modèle dit modifié, on modifie le dépôt de charge de *GEANT4* pour obtenir une distribution du dépôt de charges avec une *MPV* équivalente de $80 e^-/\mu m$ (multiplication par 1.25) et pour l'autre modèle, on ajuste le dépôt de charge de *GEANT4* pour reproduire la multiplicité obtenue en test en faisceau

(multiplication par 0.72). Les résultats de la simulation avec un dépôt de charge de type *Landau* sont obtenus avec une couche épitaxiée effective de $9\ \mu\text{m}$ et avec une distribution de dépôt d'énergie suivant une distribution de *Landau* de $\text{MPV } 80\ e^-/\mu\text{m}$ et de "largeur" 15 fois la taille du *step*. Nous choisirons par la suite le modèle de dépôt de charge le plus en accord avec les données réelles et nous l'intégrerons à notre simulation.

La résolution du télescope en $z = 0$, là où se trouve le *DUT* a été estimée pour les modèles *GEANT4*, *GEANT4* modifié, *GEANT4* modifié pour la multiplicité et *Landau* à respectivement environ 1.45, 1.625, 1.7 et $1.75\ \mu\text{m}$ ce qui correspond à des résolutions spatiales pour un seuil de 8 fois le bruit de respectivement, 2.90, 3.25, 3.40 et $3.50\ \mu\text{m}$ pour les plans de référence du télescope. Ces résolutions sont différentes en raison des résolutions spatiales différentes obtenues pour chaque type de modèle au seuil de $8\ \sigma$. Les résolutions du télescope en fonction du modèle de dépôt de charge utilisé ont été calculées à l'aide de la relation 4.6

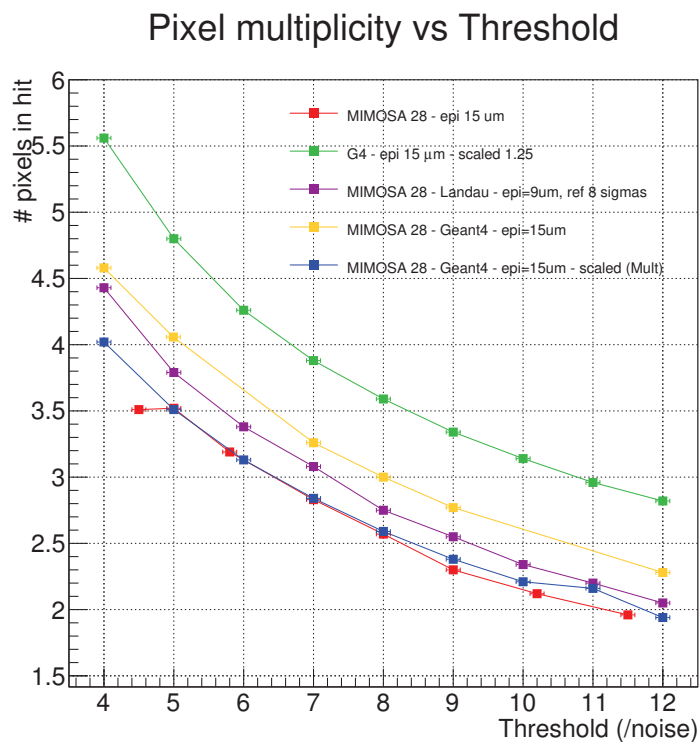


FIGURE 4.15 – Multiplicité moyenne des amas en fonction du seuil en multiple du bruit moyen. En rouge MIMOSA-28 HR15, le capteur de référence. En violet, les résultats avec le dépôt de charge de type *Landau*. En orange, les résultats de la simulation avec une couche épitaxiée de $15\ \mu\text{m}$ et le dépôt d'énergie généré par *GEANT4*. En vert, les résultats de la simulation avec une couche épitaxiée de $15\ \mu\text{m}$ et le dépôt d'énergie de *GEANT4* modifié. Et en bleu, le modèle *GEANT4* modifié ajusté à la multiplicité.

La figure 4.15 illustre la multiplicité moyenne des amas en fonction du dépôt d'énergie dans la couche épitaxiée et du seuil en multiple du bruit moyen. La multiplicité moyenne la plus élevée est celle du modèle GEANT4 modifié avec une différence d'environ +35 à +40 % pour des seuils allant de 12 (2.8 pixels) à 4σ (5.6 pixels) par rapport au capteur de référence. Le modèle *GEANT4* donne une multiplicité environ 15 à 20 % plus élevée que le capteur de référence entre 4 (2.3 pixels) et 12σ (4.6 pixels). Le modèle de type Landau est lui plus élevé d'environ 10 % comparé aux données des tests en faisceau entre 4 (4.4 pixels) et 12σ (2.1 pixels). Enfin, la multiplicité moyenne pour le modèle *GEANT4* modifié pour la multiplicité coïncide parfaitement avec la multiplicité du capteur de référence, jusqu'au seuil de 8σ . Au dessus de ce seuil la multiplicité moyenne diffère sans toutefois atteindre une différence supérieure à 8 %. Cette multiplicité moyenne varie entre 1.9 et 4.0 pixels par amas pour des seuils variant entre 12 et 4σ .

Ces différences s'expliquent par les différents types de dépôts de charges dans la couche épitaxiée. On rappelle que nous distribuons les charges libérées selon la trajectoire de la trace dans la couche épitaxiée (en 2 dimensions). Deux phénomènes entrent alors en jeu. Premièrement, pour un type de dépôt de charges identique (*GEANT4* par exemple), plus le dépôt moyen dans la couche épitaxiée est important plus la multiplicité sera élevée. C'est ce que l'on observe sur la figure 4.15. De plus, plus la charge déposée est éloignée de la diode de collection de charge, plus le libre parcours de celle-ci a des chances d'être important. Ainsi, plus les charges sont libérées en profondeur, plus l'étalement a des chances d'être important. Ainsi, plus la couche épitaxiée est épaisse plus la multiplicité a tendance à augmenter (jusqu'à une certaine limite).

La figure 4.16 illustre l'efficacité de détection en fonction du type de dépôt d'énergie dans la couche épitaxiée et du seuil en multiple du bruit moyen. L'efficacité du capteur de référence varie entre 99.98% et 97.00% entre les seuils de 4.5 et 11.5σ . Celle du modèle GEANT4 modifié pour la multiplicité varie de 99.85% pour un seuil de 4σ à 92.35% pour un seuil de 12σ . Pour ce modèle, les valeurs d'efficacité obtenues sont basses et elles ne coïncident pas avec les données des tests en faisceau. Pour le modèle GEANT4, l'efficacité coïncide avec les données jusqu'à un seuil de 6σ . Au dessus de ce seuil l'écart entre le capteur de référence et le modèle GEANT4 devient important. On passe ainsi de 99.95% à 96.3% pour des seuils variant 4 et 12σ . Le modèle de type Landau coïncide avec les données des tests en faisceaux jusqu'au seuil de 11σ . Au delà, l'écart s'agrandit. Pour ce modèle, l'efficacité est au dessus de 99.8% pour des valeurs de seuil supérieures ou égales à 8σ . Enfin l'efficacité du modèle *GEANT4* modifié coïncide entre 4 et 8σ avec l'efficacité du capteur de référence. Au-delà du seuil de 8σ , l'efficacité devient plus importante que celle du capteur de référence. L'efficacité pour ce modèle vaut ainsi 98.65% pour le seuil de 12σ . Ainsi, seul le modèle de type *Landau* possède une efficacité proche de celle du capteur de référence sur l'ensemble des seuils variant entre et 4 et 11σ .

Pour expliquer ce comportement, on effectue le même raisonnement que pour la multiplicité. Seulement cette fois-ci, il y a un effet de seuil sur la charge collectée par un pixel. Ainsi, plus la quantité de charge déposée est importante, plus la quantité de charge col-

Efficiency vs Threshold

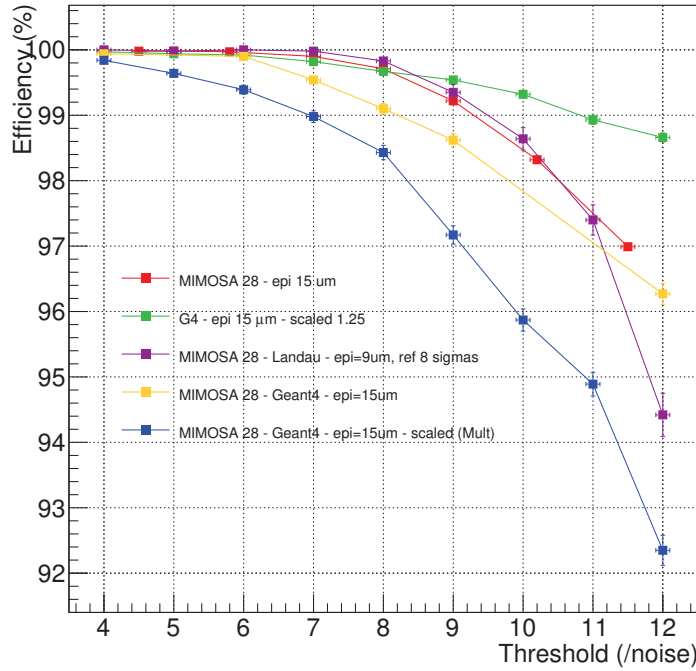


FIGURE 4.16 – Efficacité en fonction du seuil en multiple du bruit moyen. En rouge MIMOSA-28 HR15, le capteur de référence. En violet, les efficacités pour le modèle Landau. En orange, les efficacités pour le modèle GEANT4. En vert, les efficacités pour le modèle GEANT4 modifié ($\times 1.25$). Et en bleu le modèle GEANT4 modifié pour la multiplicité.

lectée dans le pixel siège est importante. Cette quantité de charge doit alors passer le seuil du discriminateur pour allumer le pixel. Un seul pixel allumé (le pixel siège) est suffisant pour identifier le passage d'une particule. La forme de la distribution du dépôt de charge et sa valeur moyenne est donc très importante dans ce cas. Par exemple, lorsque la distribution de charge est très large, même si la valeur moyenne est élevée, de faibles dépôts de charges dans la couche épitaxiée sont possibles. À cause de ces faibles dépôts, l'efficacité peut chuter, même si les valeurs du dépôt de charges au dessus de la moyenne sont assez élevées pour passer le seuil du pixel siège. Ainsi, dans notre cas une distribution de *Landau* de "largeur" ajustée est la plus adaptée.

La figure 4.17 représente la résolution spatiale en fonction du type de modèle de dépôt de charge et du seuil des discriminateurs en multiple du bruit moyen. Ces résolutions sont comparées avec les données du capteur MIMOSA-28 HR15 obtenues lors des tests en faisceau. Les résolutions en fonction du seuil des discriminateurs du capteur obtenus pour le modèle *GEANT4* modifié pour la multiplicité ne coïncident pas avec celles du capteur de référence. Les résolutions obtenues pour ce modèle sont inférieures

Resolution vs Threshold

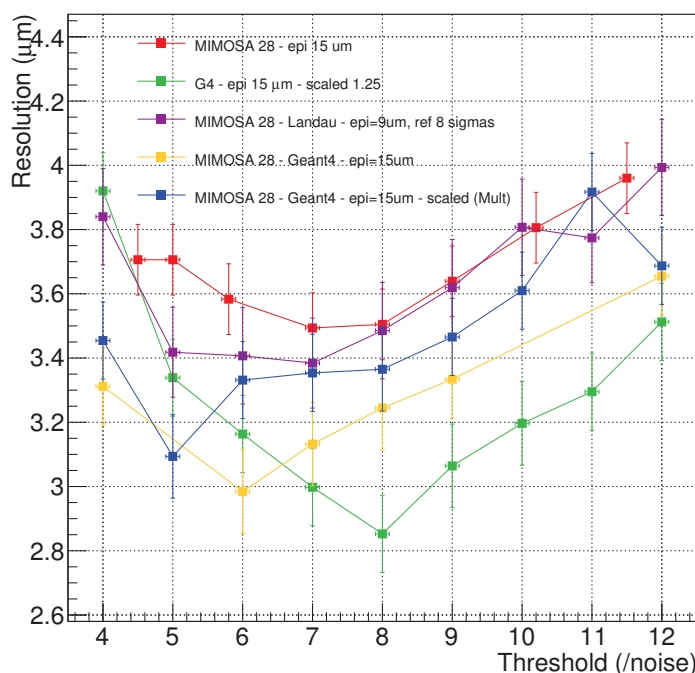


FIGURE 4.17 – Résolutions en fonction du seuil en multiple du bruit moyen. En rouge MIMOSA28 HR15, le capteur de référence. En violet, les résolutions pour le modèle de type Landau. En orange, les résolutions pour le modèle GEANT4. En vert, les résolutions pour le modèle GEANT4 modifié. Et en bleu les résolutions pour le modèle GEANT4 modifié pour la multiplicité.

d'environ 0.1 à 0.5 μm à celles du capteur de référence malgré des valeurs de multiplicités moyennes des amas identiques. Cela s'explique par des distributions de multiplicités différentes mais partageant la même valeur moyenne. Cela explique aussi que la valeur minimale de la résolution n'est pas obtenue au même seuil (7 σ pour la référence et 5 σ pour le modèle GEANT4 modifié pour la multiplicité). Les résolutions obtenues pour les modèles GEANT4 et GEANT4 modifié sont aussi en dessous des valeurs de références. Les différences atteignent jusqu'à respectivement 0.5 et 0.6 μm au niveau des minimums de résolution de ces deux modèles correspondant aux seuils de 6 et 8 σ . On ne reviendra pas plus en détail sur ces deux modèles. Le modèle de type Landau est celui qui se rapproche le plus de la résolution obtenue lors des tests en faisceau de MIMOSA-28. Les valeurs de résolution sont compatibles aux erreurs près entre 4 et 12 σ avec des valeurs de résolution variant entre 3.4 et 4.0 μm . Pour ce modèle la résolution à 4 σ vaut 3.9 μm , puis cette résolution diminue jusqu'à son minimum valant 3.4 μm obtenu pour un seuil de 7 σ . À plus haut seuil, la résolution augmente en suivant celle du capteur de référence jusqu'à atteindre 4.0 μm pour le seuil de 12 σ

A la vue de ces résultats, le modèle de dépôt de charge choisi est le modèle de type Landau. Il s'agit en effet du meilleur compromis en terme de multiplicité des amas de pixels, d'efficacité de détection et de résolution spatiale. Nous allons voir par la suite quel est le meilleur compromis pour ce type de dépôt de charges.

Choix de l'épaisseur de couche épitaxiée pour un modèle de type Landau.

Pour le modèle de dépôt de charge de type Landau, différentes épaisseurs de couches épitaxiées et différentes "largeurs" ont été essayées. Nous présentons ici les résultats pour des couches épitaxiées effectives allant de 8 à 10 μm par pas de 1 μm et pour une "largeur" (voir définition de la Landau dans le logiciel *ROOT*) de 15 fois la longueur du *step*. Après différents essais avec des largeurs variables, une largeur de 15 fois la longueur du *step* a été jugée optimale. La résolution du télescope en $z = 0$, là où se trouve le *DUT*, a été estimée pour des couches épitaxiées de 8, 9 et 10 μm à respectivement environ 1.80, 1.75 et 1.65 μm ce qui correspond à des résolutions pour les capteurs de référence réglés au seuil de 8 fois le bruit de respectivement, 3.6, 3.5 et 3.3 μm .

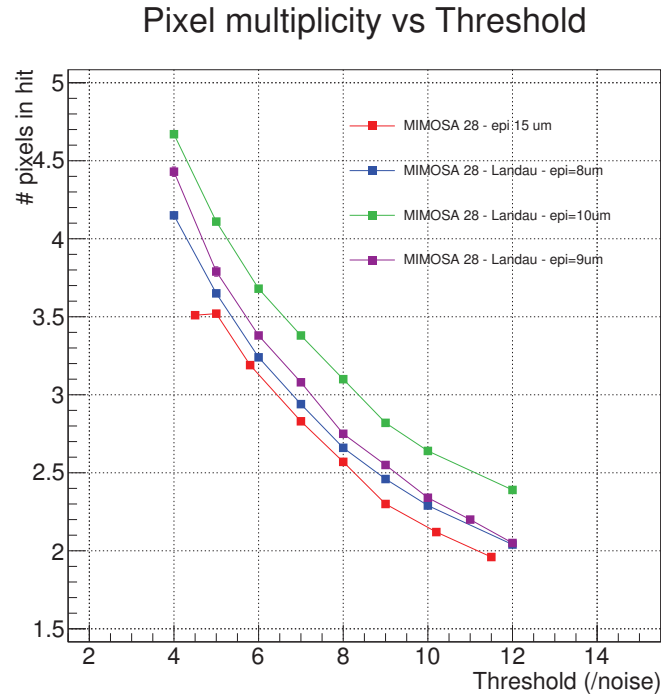


FIGURE 4.18 – Comparaison de la multiplicité obtenue, pour différentes couches épitaxiées effectives, en fonction du seuil donné en multiple du bruit moyen.

La figure 4.18 expose la multiplicité moyenne des amas de pixels, pour les différentes épaisseurs de couches épitaxiées effectives, en fonction du seuil en multiple du bruit moyen. Le tout est comparé à la multiplicité moyenne des amas, déterminée en tests en

faisceau, pour le capteur MIMOSA-28 HR15. Plus l'épaisseur de la couche épitaxiée est grande, plus la multiplicité moyenne des amas augmente. Cela s'explique par l'augmentation du dépôt de charge et par l'étalement plus important des charges dans la couche épitaxiée lorsque celle-ci augmente. La multiplicité moyenne est supérieure au capteur de référence pour toutes les épaisseurs de couches épitaxiées. Pour des couches épitaxiées épaisses de 10, 9 et 8 μm la multiplicité moyenne est 35%, 10% et 5% supérieure à celle du capteur de référence. Pour une couche épitaxiée de 10 μm l'écart trop important en terme de multiplicité moyenne des amas nous permet d'éliminer le choix d'une telle épaisseur.

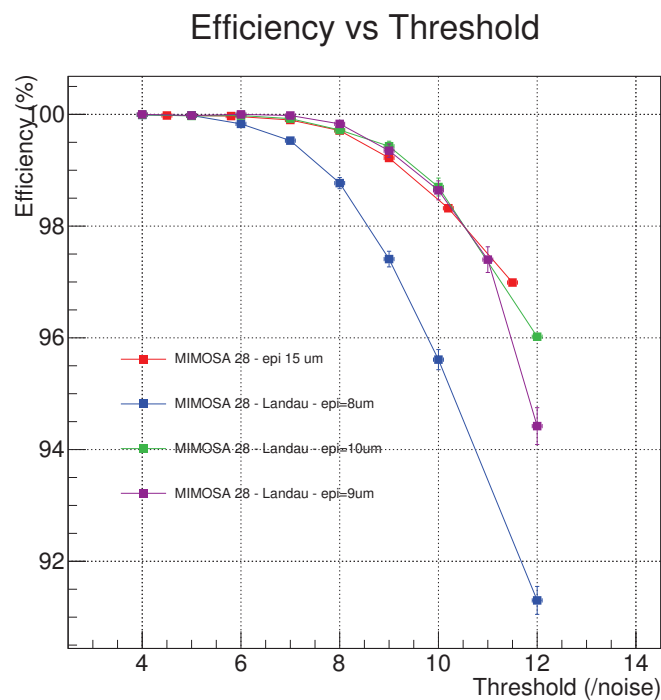


FIGURE 4.19 – Comparaison de l'efficacité obtenue, pour différentes couches épitaxiées effectives, en fonction du seuil donné en multiple du bruit moyen.

La figure 4.19 donne l'efficacité de détection, obtenue pour les différentes épaisseurs de couches épitaxiées effectives, en fonction du seuil en multiple du bruit moyen. Le tout est comparé au capteur de référence MIMOSA-28 HR15.

Voyons comment devrait se comporter l'efficacité de détection en fonction de l'épaisseur de la couche épitaxiée. Premièrement on sait que plus la couche épitaxiée est épaisse, plus la charge totale déposée est importante. Or plus la quantité de charge déposée est importante, plus la charge collectée au niveau des pixels sera importante (dans la limite des faibles épaisseurs traversées). Ainsi, plus la couche épitaxiée est épaisse, plus la charge déposée est importante, plus le nombre de charges collectées au niveau des pixels est im-

portant. Ainsi, plus la couche épitaxiée est épaisse, plus le seuil du discriminateur d'au moins un pixel est souvent franchi. L'efficacité devient alors de plus en plus importante lorsque la couche épitaxiée s'épaissit (jusqu'à une certaine limite d'épaisseur).

Comme attendu, plus l'épaisseur de la couche épitaxiée est grande plus l'efficacité de détection est importante. Les valeurs de l'efficacité pour des épaisseurs de couches épitaxiées de 10 et 9 μm collent aux données jusqu'au seuil de 11 σ . Pour une couche épitaxiée de 8 μm l'efficacité obtenue coïncide avec les données jusqu'au seuil de 5 σ puis l'écart se creuse au dessus de ce seuil pour donner des efficacités plus basses que celles du capteur de référence. On notera que pour des couches épitaxiées de 9 et 10 μm une efficacité supérieure à 99.8 % est atteinte jusqu'au seuil de 8 σ en très bon accord avec les données des tests en faisceau. La faible efficacité au dessus de 5 σ pour une couche épitaxiée épaisse de 8 μm permet d'éliminer le choix de cette épaisseur.

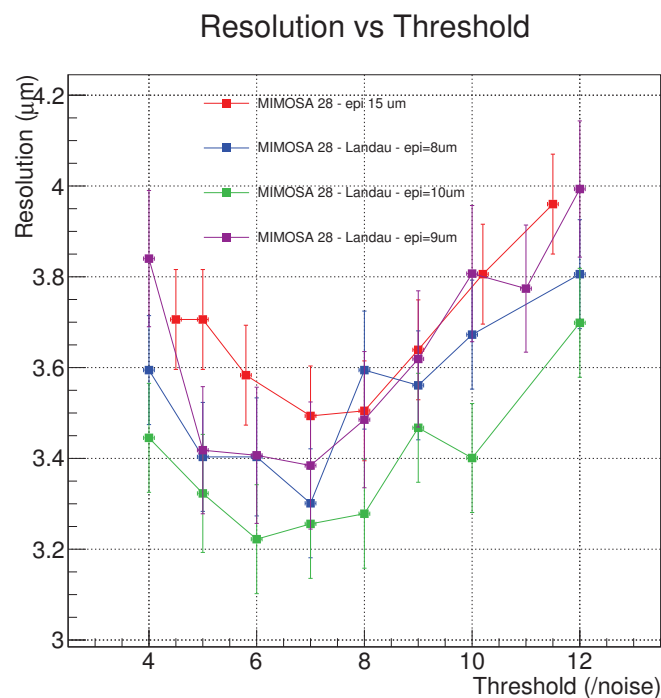


FIGURE 4.20 – Comparaison de la résolution spatiale obtenue, pour différentes couches épitaxiées effectives, en fonction du seuil donné en multiple du bruit moyen.

La figure 4.20 donne la résolution spatiale, obtenue pour les différentes épaisseurs de couche épitaxiée effective, en fonction du seuil en multiple du bruit moyen, comparée au capteur de référence MIMOSA-28 HR15. Pour une couche épitaxiée effective de 10 μm , la résolution spatiale obtenue est meilleure que celle du capteur de référence d'environ 0.2 (7σ) à 0.4 μm (6σ). Pour les couches épitaxiées d'épaisseur 8 et 9 μm , la résolution spatiale est en bon accord avec les données, aux marges d'erreurs près, excepté à 5 σ ou

elle est environ $0.3 \mu m$ en dessous du capteur de référence. On notera que malgré une multiplicité moyenne des amas plus importante, la résolution spatiale pour une couche épitaxiée de $10 \mu m$ est inférieure à celle pour une épaisseur de couche épitaxiée de 8 et $9 \mu m$. Cela peut s'expliquer par l'obtention d'un meilleur centre de gravité avec des amas composés de 3 ou 4 pixels comparés à ceux composés de 1 ou 2 pixels.

À la vue de ces résultats, l'épaisseur de couche épitaxiée choisie est de $9 \mu m$. Il s'agit en effet du meilleur compromis en terme de multiplicité des amas, d'efficacité et de résolution spatiale. Nous utiliserons donc ce modèle de dépôt de charges pour nos simulations.

Afin de tester notre simulation nous allons caractériser les propriétés de nos capteurs et de nos échelles en fonction de leurs inclinaisons.

4.3.2 Exploration des propriétés des capteurs simulés

Nous allons dans un premier temps étudier l'influence de l'inclinaison du *DUT* sur les paramètres du capteur simulé étudié. Cela correspond aussi à des traces d'incidence non normales. On notera que notre méthode de mise en amas n'a pas été étudiée spécifiquement pour les incidences non normales. Cependant, nous verrons que pour ces incidences non-normales, notre méthode de mise en amas reste encore valide.

Géométrie

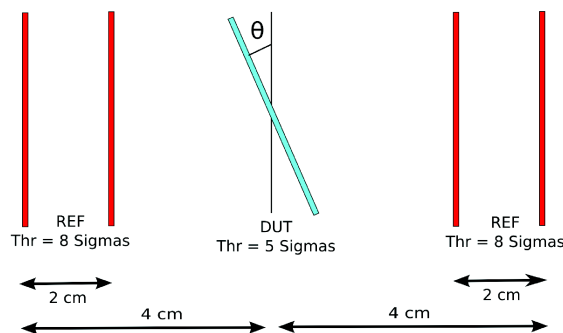


FIGURE 4.21 – Géométrie du télescope. Vue de côté : dans le plan yOz . En rouge les quatre plans de références et en bleu le *DUT* incliné d'un angle θ selon l'axe Ox

La figure 4.21 illustre la géométrie du télescope utilisée pour nos études avec inclinaison du *DUT*. Le télescope est composé de 4 plans de références MIMOSA-28 HR15 simulés avec un seuil des discriminateurs fixé à 8 fois la valeur moyenne du bruit moyen. Le *DUT* de type MIMOSA-28 HR15 utilise quant à lui un seuil des discriminateurs de 5 fois le bruit moyen et est incliné d'un angle θ par rapport à l'axe Ox . Tous les plans sont espacés de 2 cm entre eux selon l'axe Oz . Les particules utilisées sont des pions négatifs dotés d'une impulsion de $120 \text{ GeV}/c$. Ceux-ci sont envoyés parallèlement à l'axe Oz du télescope. Les traces sont reconstruites à partir des quatre plans de référence.

Multiplicité en fonction de l'inclinaison du capteur

La figure 4.22 représente la multiplicité des amas de pixels en fonction de l'inclinaison du capteur selon l'axe Ox . Cela peut aussi être vu comme des traces possédant un angle d'incidence θ par rapport à la normale. La figure 4.22 indique que la multiplicité augmente en fonction de l'angle. Nous pouvons créer un modèle simple pour la variation de multiplicité en fonction de l'angle θ d'incidence des traces. Le rapport entre la longueur traversée dans la couche épitaxiée par des traces à incidence normale par rapport à des traces d'angle d'incidence θ vaut :

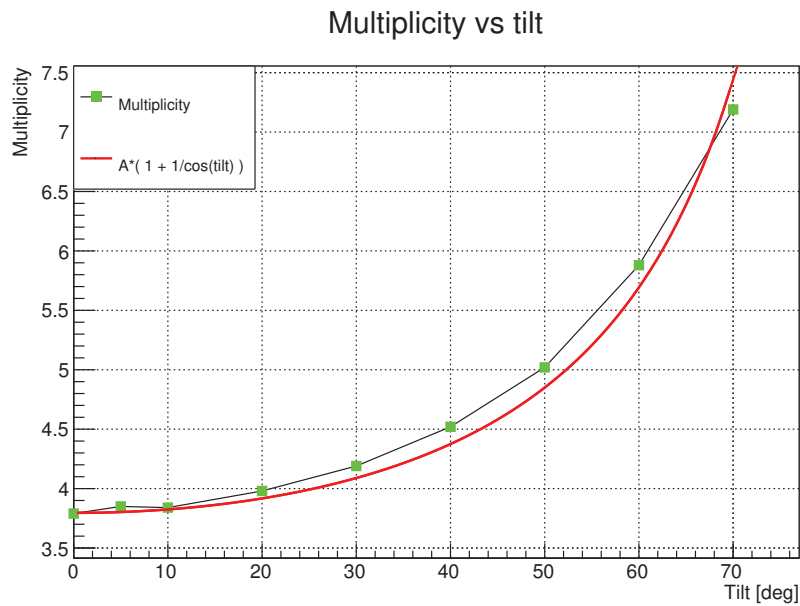


FIGURE 4.22 – En vert, multiplicité en fonction de l'inclinaison du capteur selon son axe Oy . En rouge, modèle simple de variation de la multiplicité.

$$\frac{L_{epi}^{\theta=0}}{L_{epi}^{\theta}} = \frac{1}{\cos(\theta)} \quad (4.7)$$

Ce rapport correspond aussi au rapport des charges déposées dans la couche épitaxiée en fonction de l'angle d'incidence des traces. Une modélisation pour la multiplicité $M(\theta)$ en fonction de θ peut ainsi être la suivante :

$$M(\theta) = \frac{M(\theta = 0)}{2} \left(1 + \frac{1}{\cos(\theta)} \right) \quad (4.8)$$

Avec $M(\theta = 0) = 3.80$ la multiplicité à incidence normale. Sur la figure 4.22, ce modèle est superposé aux valeurs mesurées pour différentes inclinaisons. Il décrit assez bien l'évolution de la multiplicité en fonction de l'inclinaison du capteur.

Efficacité de détection en fonction de l'inclinaison du capteur

L'efficacité reste constante et supérieure à 99.9% pour un seuil appliqué aux discriminateurs de 5 fois le bruit moyen quelque soit l'inclinaison du capteur entre 0 et 70 degrés. Ce résultat était attendu puisque le dépôt de charge est plus élevé lorsque la trace possède un angle θ d'incidence non nul. La trace parcourt en effet un chemin $\frac{1}{\cos(\theta)}$ plus important dans la couche épitaxiée.

Résolution en fonction de l'inclinaison du capteur

La figure 4.23 illustre la variation de la résolution spatiale du DUT en fonction de son inclinaison. Rappelons que celle-ci est égale à la racine de la soustraction quadratique de la largeur de la distribution des résidus avec la résolution du télescope et la diffusion multiple selon l'équation 3.29. Nous considérerons la diffusion multiple nulle étant donnée l'impulsion des pions valant $120 \text{ GeV}/c$. Comme l'inclinaison du capteur n'est pas nulle, la résolution spatiale du télescope varie légèrement si l'on se trouve au bord du capteur ou au centre de celui-ci. La position z n'est en effet pas la même. Selon la composition et la configuration du télescope, la résolution du télescope vaut $1.75 \mu\text{m}$ au centre du *DUT*. Dans le cas extrême où le *DUT* est incliné de 70 degrés, la résolution du télescope sur un des bords de ce dernier vaut $1.88 \mu\text{m}$. On rappelle que dans notre configuration, la résolution spatiale est symétrique par rapport à $z = 0$. Cet effet n'a pas été considéré dans le calcul de la résolution du DUT, et la valeur constante de $1.75 \mu\text{m}$ pour la résolution du télescope a été utilisée. Nous allons expliciter les raisons de cette approximation.

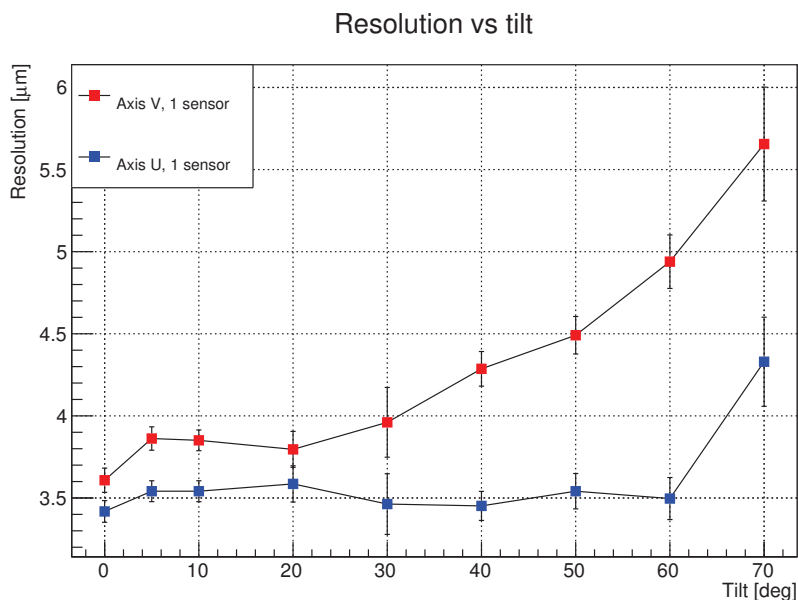


FIGURE 4.23 – Résolution en fonction de l'inclinaison du capteur selon son axe Ox .

Nous allons alors estimer l'erreur commise. Pour cela, on calcule selon l'équation 3.28 et selon l'inclinaison du *DUT* la valeur de la résolution du télescope en fonction de la longueur du *DUT*. Quelques unes de ces valeurs ont été calculées pour une inclinaison de 70 degrés du *DUT*. Elles sont présentées sur la figure 4.24.

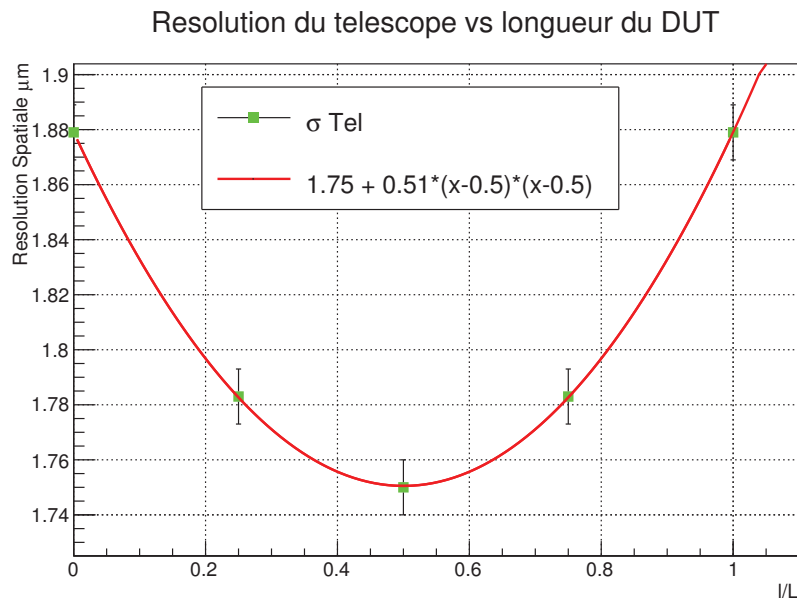


FIGURE 4.24 – Résolution du télescope en fonction de la position U du *DUT*.

Cette figure représente la valeur de la résolution du télescope en fonction de la distance l de l'impact selon l'axe V du capteur par rapport à une origine prise sur le bord inférieur ou supérieur du capteur, divisée par la longueur totale L du *DUT*. Dans notre configuration de télescope, la résolution spatiale du télescope selon l'axe Oz évolue quadratiquement. Ainsi, le problème est symétrique. L'origine $l = 0$ peut donc être prise sur le bord inférieur ou supérieur du *DUT*.

Un modèle quadratique en $x = l/L$ a ensuite été ajusté pour rendre compte de la résolution du télescope en fonction de la position de l'impact d'une trace sur le *DUT*. Ce modèle est le suivant :

$$\sigma_{tel}(x) = A + B(x - 0.5)^2 \quad (4.9)$$

Les valeurs pour A et B sont les suivantes : $A = \sigma_{tel}(x = 0.5) = 1.75$ et $B = 0.51$ (obtenues après ajustement). Supposons maintenant que les impacts sur le *DUT* sont répartis de façon homogène, c'est-à-dire que la densité d'impacts est la même sur toute la surface du *DUT*. Il suffit alors d'intégrer l'équation 4.9 entre 0 et 1 selon la variable x pour obtenir la résolution moyenne du télescope. Après calcul, la résolution moyenne du télescope pour un *DUT* incliné à 70 degrés vaut environ $\sigma_{tel} = 1.80$ (1.7925) μm . Il s'agit

d'une valeur environ 2.5% plus élevée que la valeur de base $\sigma_{tel} = 1.75$. De plus, il s'agit de la valeur moyenne la plus élevée puisqu'elle est calculée pour une inclinaison du *DUT* maximale de 70 degrés. Étant données les erreurs sur la résolution des plans de référence du télescope, la valeur de la résolution du télescope au niveau du centre du *DUT* est aussi soumise à une erreur. Ainsi, nous considérons la résolution du télescope constante et valant $1.75 \mu m$ et nous attribuerons une erreur de $0.1 \mu m$ sur cette résolution. Pour effectuer les calculs de la résolution spatiale du *DUT* nous avons pris une résolution spatiale du télescope égale à $1.75 \pm 0.1 \mu m$ et une erreur statistique sur la largeur de la distribution des résidus valant $\Delta\sigma_{res} = \sigma_{res}/\sqrt{N}$, avec N le nombre de traces passant à travers le *DUT*. Les erreurs sont calculées à partir de la relation de propagation des erreurs et de la relation 3.29 :

$$\Delta\sigma_{DUT} = \sqrt{\frac{\sigma_{res}^2}{\sigma_{res}^2 - \sigma_{tel}^2}(\Delta\sigma_{res})^2 + \frac{\sigma_{tel}^2}{\sigma_{res}^2 - \sigma_{tel}^2}(\Delta\sigma_{tel})^2} \quad (4.10)$$

Que l'on peut aussi écrire :

$$\Delta\sigma_{DUT} = \sqrt{\frac{\sigma_{res}^2}{\sigma_{res}^2 - \sigma_{tel}^2} \frac{\sigma_{res}^2}{N} + \frac{\sigma_{tel}^2}{\sigma_{res}^2 - \sigma_{tel}^2}(\Delta\sigma_{tel})^2} \quad (4.11)$$

La figure 4.23 indique que la résolution spatiale du *DUT* en fonction de son inclinaison reste constante à environ $3.5 \mu m$ selon l'axe U du capteur (correspondant ici à l'axe Ox du télescope) hormis pour le point à 70 degrés où elle atteint $4.3 \mu m$. Entre 0 et 5 degrés la résolution spatiale du *DUT* selon l'axe V du capteur augmente de $3.6 \mu m$ à $3.9 \mu m$ puis celle-ci reste stable jusqu'à 20 degrés. Entre 20 et 70 degrés la résolution spatiale du *DUT* selon son axe V augmente de nouveau en passant de respectivement de $3.8 \mu m$ à $5.7 \mu m$.

Ainsi, la résolution spatiale selon l'axe horizontal U du capteur reste identique lorsque le capteur est incliné selon son axe horizontal U . De plus, selon l'axe vertical V du capteur, la résolution spatiale se dégrade au fur et à mesure que l'on incline le capteur selon son axe horizontal U . Cela s'explique par la plus grande longueur traversée dans la couche épitaxiale selon l'axe V du capteur. À haute impulsion, cette longueur traversée vaut $L = \frac{L_{epi}}{\cos\theta}$. L'étendue à la surface de l'amas selon l'axe V vaut donc approximativement $L_{epi} \times \tan(\theta)$. Comme l'étendue de l'amas augmente selon la direction verticale V en fonction de l'augmentation de θ , la résolution obtenue est de moins en moins bonne lorsque l'angle d'incidence θ de la trace augmente (jusqu'à une limite de 90 degrés).

Conclusion

Nous avons vu dans cette section comment varient les principaux paramètres en fonction de l'angle d'incidence θ des traces selon l'axe Ox (ou de l'inclinaison du capteur selon l'axe Ox). Au seuil de 5σ l'efficacité reste supérieure à 99.9% pour toutes les valeurs de θ entre 0 et 70 degrés, tandis que la multiplicité et la résolution spatiale se détériorent.

Concernant la multiplicité nous avons montré que celle-ci augmente entre $\theta = 0$ degré et $\theta = 70$ degrés approximativement comme :

$$M(\theta) = \frac{M(\theta = 0)}{2} \left(1 + \frac{1}{\cos(\theta)} \right) \quad (4.12)$$

Pour la résolution spatiale, celle-ci augmente en fonction de θ selon l'axe vertical V du capteur et reste approximativement identique selon l'axe horizontal U du capteur. Nous avons ainsi caractérisé les performances du capteur en fonction de l'inclinaison des traces le traversant. Ces résultats seront utilisés dans la suite de ce chapitre et au chapitre suivant traitant de l'alignement des capteurs et des échelles de capteurs.

4.4 Conclusion

Une simulation basée sur *GEANT4* a permis de reproduire les données des tests en faisceau du capteur MIMOSA-28 HR15. Les différences de performances entre simulation et données sont inférieures ou égales à 10%. Ces résultats ont été obtenus grâce à un dépôt de charges de type *Landau*, grâce à un système de répartition des charges déposées dans les pixels du capteur basé sur les données des tests en faisceau, et grâce à un système de numérisation du signal. Différents objets comme les échelles PLUME ou encore les super-plans SALAT, ont pu être à leur tour simulés à partir d'un assemblage de capteurs simulés. Les capteurs simulés ont alors été caractérisés en fonction de l'angle d'incidence des traces. Les différents objets multi-capteurs décrits dans ce chapitre vont permettre la mise en place de méthodes d'alignement adaptées à leur géométrie. En particulier, la conception d'une méthode d'alignement utilisant les mini-vecteurs sur la zone de recouvrement entre deux échelles PLUME consécutives va pouvoir être mise au point et testée.

Chapitre 5

Alignement

5.1 Introduction

L'alignement constitue la première étape du processus de prise de données. Pour pouvoir utiliser un détecteur, il est nécessaire d'aligner chaque composante du détecteur avec une précision supérieure à sa résolution intrinsèque. Un alignement dit "nominal" de chaque sous-partie du détecteur de l'ordre de la centaine de microns est obtenu. Cet alignement se base sur la mesure de chaque élément d'un détecteur lors de la construction et sur un système de mesures optiques par la suite. Cependant, cette précision n'est pas suffisante pour un détecteur de vertex qui vise une résolution spatiale de seulement quelques microns. Pour l'ILC, afin d'identifier les saveurs des particules produites dans les collisions, la résolution spatiale requise pour le détecteur de vertex sera de l'ordre de $3 \mu m$ pour la première couche. Pour cela un alignement basé sur les traces est nécessaire. Cet alignement se déroule en deux étapes majeures. La première étape, dite de *pattern recognition*, sert à identifier les impacts susceptibles d'avoir été créés par une trace. La seconde étape, nommée *track fitting*, consiste à ajuster un modèle théorique de trace. L'alignement consiste à minimiser la distribution des écarts entre les vrais impacts et le passage de la trace extrapolée (appelée distribution des résidus). Pour cela on utilise une méthode basée sur la minimisation d'un χ^2 . La géométrie du détecteur de vertex de l'ILC constitué d'échelles équipées sur leurs deux faces devrait permettre d'améliorer l'étape de *pattern recognition* grâce aux mini-vecteurs reconstruits. Ces mini-vecteurs devraient permettre de distinguer les traces de faible impulsion transverse des traces de plus haute impulsion transverse. Dans ce chapitre, nous réaliserons dans un premier temps une revue des différentes méthodes d'alignement utilisées pour les détecteurs de particules actuels et nous parlerons de leurs faiblesses. Ensuite, nous introduirons une première approche d'alignement d'échelles double face d'une même couche à l'aide des mini-vecteurs reconstruits sur la zone de recouvrement de ces échelles. Nous dresserons alors une étude de la statistique disponible à l'ILC en fonction de différents processus physiques. Enfin, nous réaliserons une étude du bruit de fond faisceau à l'ILC dans le but de déterminer les temps de lecture et les caractéristiques des pixels pour les capteurs CMOS du détecteur de vertex de l'ILD.

5.2 Pourquoi l’alignement ?

Les trajectomètres des détecteurs de particules requièrent un alignement de grande précision. L’objectif consiste à reconstruire les traces et les vertex en répondant au cahier des charges des détecteurs. L’alignement et la calibration d’un trajectomètre demandent de comprendre l’ensemble du processus de mesure. La procédure d’alignement est directement reliée à l’identification correcte des impacts laissés par une trace sur les détecteurs et à l’ajustement des traces. Ces étapes sont d’autant plus difficiles à accomplir que le désalignement est grand. L’étape d’alignement demande de plus un ajustement d’un très grand nombre de paramètres. Par exemple, plus de 10^4 à 10^5 paramètres doivent être ajustés avec grande précision (de l’ordre de quelques microns et quelques mrad) pour un trajectomètre du type de celui d’un détecteur du LHC. Les désalignements des détecteurs impliquent une dégradation des performances des détecteurs. Aussi, un bon alignement des composantes des détecteurs est essentiel pour effectuer des analyses physiques précises. Comme nous l’avons déjà vu, la précision demandée sur le paramètre d’impact à l’ILD implique une résolution spatiale, pour la première couche de détection du détecteur de vertex de l’ILD, de l’ordre de $3 \mu m$. Nous allons à présent estimer l’ordre de grandeur de la précision requise pour l’alignement de la première double couche du détecteur de vertex pour l’ILD.

Soit σ la résolution spatiale d’un capteur selon une de ses deux dimensions (horizontale ou verticale) et σ_{Align} la résolution sur l’alignement de ce capteur selon le même axe. La résolution sur la mesure σ_{Tot} est donnée par la relation suivante :

$$\sigma_{Tot}^2 = \sigma^2 + \sigma_{Align}^2 \quad (5.1)$$

Prenons $\sigma_{Tot} \approx 3 \mu m$ et $\sigma_{Align} \approx 1 \mu m$, cela implique que la résolution du capteur σ est inférieure ou égale à environ $2.8 \mu m$. Si la résolution sur l’alignement est de $2 \mu m$, il faudrait avoir une résolution sur les capteurs inférieure à $2.2 \mu m$. L’alignement joue donc un rôle important puisqu’il influe sur les exigences de performance des détecteurs. Ainsi, le détecteur de vertex de l’ILD demandera une précision sur l’alignement sub-micrométrique. Un alignement aussi précis représente un véritable défi.

5.2.1 Alignement et désalignement

Une particule chargée passant à travers un trajectomètre produit des impacts dans les détecteurs situés le long de sa trajectoire. Les différents impacts reconstruits dans les détecteurs sont ensuite ajustés avec une équation de trace. Les paramètres de cette trace permettent ensuite de déterminer l’impulsion, la direction mais aussi l’origine de la trace dans le détecteur. Une forte granularité des détecteurs permet des mesures de précision sur la position des impacts et conduit ainsi à la reconstruction précise des paramètres des traces. Tout cela n’est valable que si les détecteurs composant le trajectomètre sont alignés avec une précision accrue, supérieure à leur résolution intrinsèque.

Lors de la confection d’un trajectomètre, un alignement nominal de l’ensemble des modules le composant est effectué. Cet alignement est réalisé grâce aux mesures effectuées

lors de la conception du trajectomètre et lorsqu'elles sont disponibles grâce à des mesures optiques. On retiendra que la précision sur les éléments constituant le détecteur est de l'ordre de la centaine de micromètres.

Au LHC, ATLAS utilise le système *FSI* (*Frequency Scanning Interferometry*) pour son *Inner Detector* [59]. Ce système est capable d'observer des déplacements de l'ordre de 50 nm entre 4088 points de mesures équipés de modules spécifiques. Avec ce système les désalignements induits par le champ magnétique ou par les variations de température sont par exemple observables. Toutefois, les mesures optiques réalisées ne permettent que de surveiller les distances relatives entre certains points équipés pour profiter du *FSI* mais ne donnent pas la position absolue des modules dans un référentiel plus global. Ce système constitue donc un très bon outil de surveillance de l'alignement. En effet, lorsque l'alignement des détecteurs est optimal, le système d'interférométrie peut alors surveiller (monitoring) les déplacements relatifs de certaines parties des détecteurs. Il est important de souligner que les systèmes optiques tels que celui-ci ne sont pas présents pour tous les détecteurs.

Les sources de désalignement à l'intérieur d'un détecteur sont nombreuses. On peut dénombrer parmi ces sources de désalignement :

- les contraintes mécaniques,
- les contraintes électromagnétiques (champ magnétique intense et *power-pulsing*),
- les contraintes thermiques,
- les mouvements de terrain,
- les déformations des échelles ou des capteurs.

Les désalignements dépendent aussi du temps. Ainsi, de lentes déformations dues aux contraintes mécaniques peuvent avoir lieu ou au contraire des vibrations rapides induites, par exemple, à cause d'un refroidissement par pulsation d'air peuvent jouer sur l'alignement des composantes d'un détecteur.

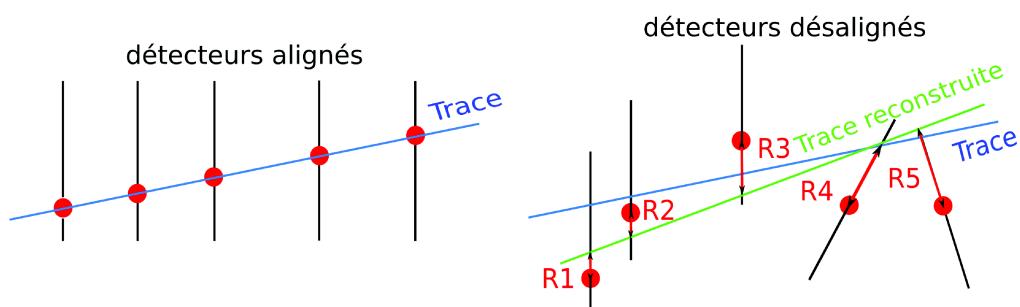


FIGURE 5.1 – Schéma d'un détecteur parfaitement aligné (en haut) et d'un détecteur désaligné (en bas). Les ronds rouges représentent les positions des impacts sur les capteurs. La trace correspondant à un alignement parfait des capteurs est indiquée en bleu et celle réalisée à partir de capteurs désalignés est visible en vert. Les distances R_i indiquent les résidus sur chaque capteur i . Ces résidus sont donnés par les distances entre la trace reconstruite et l'impact réel.

La figure 5.1 illustre le cas de plusieurs détecteurs alignés ou désalignés. Dans le cas désaligné on observe que la trace reconstruite ne correspond pas à celle dans le cas d'un détecteur aligné. Ainsi dans le cas désaligné, l'erreur sur les paramètres de la trace reconstruite conduisent à des erreurs sur la reconstruction de l'impulsion de la trace et sur le vertex dont elle est issue. C'est pourquoi un alignement précis de chaque partie du trajectomètre est nécessaire.

Pour conclure, la résolution spatiale demandée pour le détecteur de vertex de l'ILC sera de l'ordre de quelques micromètres en vertu des contraintes sur le paramètre d'impact explicitée au chapitre 2.1.1. Comme nous l'avons vu, un alignement plus précis que cette résolution, de l'ordre du micromètre, doit être effectué. À l'heure actuelle, seul un alignement basé sur les traces permet un alignement aussi précis. Il s'agit du type d'alignement dont il sera question dans ce chapitre.

5.3 Alignement basé sur les traces

Un alignement basé sur les traces permet de réduire les incertitudes sur la position des capteurs sous la barre de la résolution intrinsèque des capteurs. Comme nous allons le voir il existe plusieurs méthodes d'alignement basées sur les traces différentes. Ces méthodes sont réparties en quatre groupes : les méthodes dites robustes, les méthodes globales basées sur la minimisation d'un χ^2 global, les méthodes locales basées sur la minimisation d'un χ^2 local et le filtre de Kalman. Dans la suite de cette section, nous verrons les avantages et limitations de ces méthodes. Mais avant cela nous allons discuter des pré-requis pour ce type d'alignement.

5.3.1 Pattern recognition et Track fitting

Afin de réaliser un alignement basé sur les traces, il faut pouvoir identifier et reconstruire les traces passant à travers les détecteurs à partir des impacts laissés dans ces derniers, c'est ce que l'on appelle le *track finding*. La première étape consiste à identifier quels impacts appartiennent à quelle trace, c'est ce que l'on nomme le *pattern recognition*. Plus les détecteurs sont désalignés, plus cette étape est difficile. Différents algorithmes peuvent être utilisés pour effectuer cette étape (voir [60]). Une fois l'étape de *pattern recognition* effectuée, l'étape de *track fitting* est réalisée. Il s'agit cette fois-ci d'ajuster les traces à partir des points leurs étant attribués et d'un modèle de trace. Enfin, la procédure d'alignement peut débuter. Voyons à présent les différentes méthodes d'alignements basées sur les traces.

5.3.2 Approche dite "robuste"

Les méthodes dites robustes sont des méthodes basées sur les résidus. Lorsque l'alignement d'un détecteur est parfait, la distribution des résidus obtenue est centrée en zéro. Lorsque par exemple, le détecteur est décalé d'une distance d_x [μm] selon l'axe X,

la distribution des résidus selon la coordonnée X sera décalée d'une distance $-d_x$ [μm] selon l'axe X . L'idée est alors de compenser ce décalage pour recentrer la distribution des résidus à zéro. Ce type de méthode est en général limitée à 2 ou 3 degrés de liberté. Les distributions des résidus sont tout d'abord centrées en zéro ce qui entraîne de nouvelles valeurs pour l'alignement. Puis, une fois le nouvel alignement pris en compte, les résidus sont recalculés. Les distributions des résidus sont alors de nouveau centrées en zéro. Ainsi, la méthode est itérative et elle s'arrête lorsque l'alignement est suffisamment précis. Une description de cette méthode pour le détecteur ATLAS est disponible en référence [61]. Ces méthodes ne sont pas aussi précises que celles basées sur la minimisation d'un χ^2 et sont limitées dans le nombre de degrés de liberté que l'on peut aligner. Cependant, ces méthodes permettent un pré-alignement rapide et permettent de vérifier que les alignements basés sur des méthodes plus puissantes sont corrects. Nous ne reviendrons pas en détail sur ce type d'alignement.

5.3.3 Approche par la minimisation d'un χ^2 global

L'alignement basé sur les traces est réalisé grâce à la minimisation d'un χ^2 . Selon certaines hypothèses de linéarité, cette minimisation conduit à un système d'équations normales des moindres carrés.

Le désalignement influe sur la qualité des traces reconstruites et donc sur le χ^2 des traces. Le χ^2 de chaque trace est donné par la relation suivante :

$$\chi_{\text{trace}}^2 = \sum_{\text{capteur } i}^N \left(\frac{(\text{distance trace-impact})_i}{(\text{résolution})_i} \right)^2 \quad (5.2)$$

La distance trace-impact est appelée *résidu*. Si l'alignement des capteurs est bon, l'ajustement des traces grâce aux impacts pris sur chaque détecteur traversé par la trace, selon un modèle de trace réaliste, sera de bonne qualité. C'est-à-dire que les distances trace-impact sur chaque capteur et donc le χ^2 seront faibles. A contrario, si l'ajustement est de mauvaise qualité, c'est-à-dire que les distances trace-impact et donc le χ^2 de la trace sont élevés alors les capteurs du détecteur sont désalignés (ou le modèle de trace est incorrect). Ainsi, avec un modèle de trace réaliste, et en utilisant autant de traces que possible, l'alignement optimal d'un détecteur est obtenu lorsque la somme des χ^2 de l'ensemble des traces passant à travers les capteurs impactés est minimale. Pour réaliser un alignement optimal il faut donc minimiser la quantité suivante :

$$\chi_{\text{total}}^2 = \sum_{\text{traces}} \left(\sum_{\text{capteur } i}^N \frac{(\text{distance trace-impact})_i}{(\text{résolution})_i} \right)^2 \quad (5.3)$$

Pour reconstruire les traces lors de l'alignement, on peut distinguer deux types de méthodes :

- la méthode biaisée : l'impact utilisé pour calculer le résidu est inclus dans la reconstruction de la trace considérée.

- la méthode non biaisée : l'impact pris pour calculer le résidu est exclu de la reconstruction de la trace. Cela signifie que pour obtenir des résidus non biaisés, il faut ré-ajuster la trace à chaque fois que l'on change d'impact. Le temps de calcul pour obtenir des résidus non biaisés est alors beaucoup plus important que dans le cas biaisé.

Utiliser des résidus biaisés revient alors à introduire un biais sur la correction de l'alignement. Il faut toutefois tempérer l'impact des résidus biaisés. En effet, lorsque le nombre d'impacts pour reconstruire une trace est grand, utiliser des résidus biaisés ne pose pas de problème puisque le biais sera infime car les paramètres de la trace ne dépendent que très peu d'un nouveau point de mesure. Par contre lorsque la trace est peu contrainte à cause du faible nombre d'impacts à partir desquels elle est reconstruite, utiliser des résidus biaisés peut effectivement amener à un biais sur le résultat de l'alignement. Les traces de haute impulsion traversant plusieurs couches sans subir une forte diffusion multiple sont ainsi peu ou pas touchées par le problème des résidus biaisés. Au contraire, les traces de faible impulsion, traversant un faible nombre de détecteurs, et étant fortement sujettes à la diffusion multiple, sont particulièrement sensibles au problème du biais des résidus.

Formalisme mathématique Comme nous l'avons vu, l'alignement se base sur la minimisation d'un χ^2 total. On peut généraliser l'équation 5.3 de la façon suivante :

$$\chi^2 = \sum_{\text{traces}} \vec{R}^T V^{-1} \vec{R} \quad (5.4)$$

Où \vec{R} est le vecteur des résidus associés à une trace donnée. Chaque résidu dépend des paramètres d'alignement \vec{a} du capteur traversé et des paramètres de la trace $\vec{\pi}$ (3 composantes du vecteur directeur de la trace) selon la relation suivante :

$$R_{(i,j)} \equiv (\vec{m}_{(i,j)} - e_{(i,j)}(\vec{a}, \vec{\pi})) \cdot \vec{k} \quad (5.5)$$

Où \vec{m}_i représente les impacts mesurés sur le capteur i , $e_i(\vec{a}, \vec{\pi})$ représente l'extrapolation de la trace sur le capteur i en fonction des paramètres \vec{a} définissant l'alignement du capteur i et en fonction des paramètres $\vec{\pi}$ de la trace considérée. Le vecteur \vec{k} définit les vecteurs de base du capteur et l'indice j définit l'axe du capteur sur lequel est pris le résidu. Dans le cas d'un capteur plan, le vecteur \vec{k} représente les deux vecteurs de base de l'axe horizontal U et de l'axe vertical V du capteur. On souligne alors le fait que $\vec{R}_{(i,j)}$ dépend des paramètres d'alignement \vec{a} des capteurs et des paramètres des traces $\vec{\pi}$. Enfin V^{-1} est l'inverse de la matrice de covariance des positions mesurées sur chaque capteur i . Pour plus de visibilité, dans la suite de cette partie mathématique, nous allons représenter les vecteurs en gras et nous oublierons les flèches.

Commençons d'abord par définir les vecteurs et matrices utilisés dans la suite de cet exposé. \mathbf{R} est le vecteur des résidus contenus sur tous les modules et capteurs traversés par une certaine trace. \mathbf{R} est défini en fonction des n capteurs/modules que l'on veut aligner. Ce nombre n représente le nombre de capteurs/modules traversés par toutes les

traces que l'on utilise pour l'alignement. Ainsi, n peut être plus grand que le nombre de capteurs/modules traversés par une trace donnée. $R_{(p,j)}$ est la $j^{\text{ème}}$ composante du résidu pris sur le $p^{\text{ème}}$ module/capteur. Pour simplifier l'écriture on prend $j = 1, 2$ (cas d'un capteur CMOS d'axe U et V). \mathbf{R} est alors défini comme suit :

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} R_{1,1} \\ R_{1,2} \\ \vdots \\ R_{k,1} \\ R_{k,2} \\ \vdots \\ R_{n,1} \\ R_{n,2} \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

La dimension de ce vecteur est $2 \times n$. Comme il est défini pour une seule trace donnée, le vecteur \mathbf{R} peut avoir des valeurs nulles. En effet, chaque trace ne passe pas toujours à travers tous les capteurs.

La matrice de covariance V est aussi définie à l'échelle d'une seule trace. Lorsque l'on considère qu'il n'y a pas de corrélations entre les différents axes des modules/capteurs, il s'agit d'une matrice diagonale, de taille définie par la taille de \mathbf{R} . Elle s'exprime comme suit :

$$V = \begin{pmatrix} \sigma_{1,1}^2 & & & & & \\ & \sigma_{1,2}^2 & & & & \\ & & \ddots & & & \\ & & & \sigma_{n,1}^2 & & \\ & & & & \sigma_{n,2}^2 & \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

Où les termes $\sigma_{k,j}^2$ sont les résolutions au carré selon les axes des capteurs associés. Des corrélations entre différents modules/capteurs peuvent toutefois être prises en compte. La matrice V peut alors devenir pleine et symétrique.

Le vecteur \mathbf{a} est le vecteur des paramètres d'alignement. Il est défini en fonction du nombre de degrés de liberté l par module/capteur i . Pour simplifier on prendra $l = 1, \dots, 6$ comme c'est le cas pour trois translations et trois rotations. Il s'agit donc d'un vecteur de dimension $6 \times n$.

$$\mathbf{a} = \begin{pmatrix} a_{1,1} \\ \vdots \\ a_{1,6} \\ \vdots \\ a_{i,1} \\ \vdots \\ a_{i,6} \\ \vdots \\ a_{n,6} \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

Maintenant que nous avons présenté les différents objets mathématiques, nous allons voir que la minimisation de notre χ^2 global se ramène à un système d'équations normales des moindres carrés linéaires.

Méthode des moindres carrée linéaire Afin de minimiser notre χ^2 global il faut remplir la condition :

$$\frac{d\chi^2}{d\mathbf{a}} = \mathbf{0} \quad (5.9)$$

Cette expression est volontairement compactée. Elle s'écrit lorsque l'on pose $a_k = (a_{k,1}, \dots, a_{k,6})$ pour n modules à aligner :

$$\frac{d\chi^2}{d\mathbf{a}} \equiv \left(\frac{d\chi^2}{d\mathbf{a}_1}, \frac{d\chi^2}{d\mathbf{a}_2}, \frac{d\chi^2}{d\mathbf{a}_3}, \dots, \frac{d\chi^2}{d\mathbf{a}_n} \right) = (0, 0, 0, \dots, 0) \quad (5.10)$$

Dans la suite nous allons présenter une méthode de dérivation mathématique possible. Il en existe d'autres. Nous allons montrer que ce système nous amène sous certaines conditions à l'inversion d'une matrice M . Pour cela nous allons donner les grandes lignes de la méthode utilisée par l'expérience ATLAS [62]. On notera que cette méthode utilise des résidus biaisés.

Comme V^{-1} est une matrice symétrique, l'équation de minimisation 5.9 amène à l'équation suivante (on applique ici seulement les règles de dérivation) :

$$2 \sum_{Traces} \frac{d\mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi)^T}{d\mathbf{a}} V^{-1} \mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi) = 0 \quad (5.11)$$

Ou \mathbf{R} et V sont définis pour chaque trace. La matrice $d\mathbf{R}/d\mathbf{a}$ a pour dimension $N_{Res} \times N_{Module}$ avec N_{Res} le nombre de résidus et N_{Module} le nombre de modules à aligner. Le nombre de résidus vaut $N_{Res} = N_{axe} \times N_{Module}$, où N_{axe} est le nombre d'axes sur le module considéré. On a :

$$\frac{d\mathbf{R}}{d\mathbf{a}} = \begin{pmatrix} \frac{d\mathbf{R}_1}{da_1} & \cdots & \frac{d\mathbf{R}_1}{da_N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{d\mathbf{R}_M}{da_1} & \cdots & \frac{d\mathbf{R}_M}{da_N} \end{pmatrix} \quad (5.12)$$

Nous allons à présent linéariser $\mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi)$ selon \mathbf{a} . Pour cela on utilise un développement de Taylor, au premier ordre autour de la valeur initiale $\mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi) = \mathbf{R}(\mathbf{a}_0, \pi_0)$. Tous les autres ordres y compris les dérivées croisées sont négligés. On a alors :

$$\mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi) \approx \mathbf{R}(\mathbf{a}_0, \pi) + \left. \frac{d\mathbf{R}}{d\mathbf{a}} \right|_{\mathbf{a}=\mathbf{a}_0} (\mathbf{a} - \mathbf{a}_0) \quad (5.13)$$

Où l'on notera pour simplifier :

$$\left. \frac{d\mathbf{R}}{d\mathbf{a}} \right|_{\mathbf{a}=\mathbf{a}_0} = \frac{d\mathbf{R}}{d\mathbf{a}_0} \quad (5.14)$$

Et,

$$\mathbf{a} - \mathbf{a}_0 = \delta\mathbf{a} \quad (5.15)$$

où a_0 représente les valeurs des paramètres d'alignement avant alignement. L'équation 5.11 associée à l'équation 5.13 donne la relation suivante :

$$\sum_{Traces} \frac{d\mathbf{R}}{d\mathbf{a}_0}{}^T V^{-1} \left(\mathbf{R}(\mathbf{a}_0, \pi) + \frac{d\mathbf{R}}{d\mathbf{a}_0} \delta\mathbf{a} \right) = 0 \quad (5.16)$$

Après le développement de cette équation, une simple inversion mène à la solution suivante :

$$\delta\mathbf{a} = \mathbf{a} - \mathbf{a}_0 = - \left(\sum_{Traces} \frac{d\mathbf{R}}{d\mathbf{a}_0}{}^T V^{-1} \frac{d\mathbf{R}}{d\mathbf{a}_0} \right)^{-1} \sum_{Traces} \frac{d\mathbf{R}}{d\mathbf{a}_0}{}^T V^{-1} \mathbf{R}(\mathbf{a}_0, \pi) \quad (5.17)$$

Où $\mathbf{R}(\mathbf{a}_0, \pi)$ est le vecteur des résidus avant alignement et où :

$$\frac{d\mathbf{R}}{d\mathbf{a}_0} = \left. \frac{d\mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi)}{d\mathbf{a}} \right|_{\mathbf{a}=\mathbf{a}_0} \quad (5.18)$$

Les dérivées de 5.17 ne sont pas connues. Afin de les calculer, on effectue une différentiation de $\mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi)$. On a alors :

$$\frac{d\mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi)}{d\mathbf{a}_0} = \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \mathbf{a}_0} + \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \pi} \frac{d\pi}{d\mathbf{a}_0} \quad (5.19)$$

Seule la dérivée $\frac{d\pi}{d\mathbf{a}}$ est inconnue. Pour la calculer, il faut obtenir la valeur de π . La méthode est alors la même que celle utilisée pour calculer $\delta\mathbf{a}$. Cette étape revient à ajuster la trace en fonction du désalignement. On se sert de nouveau d'une minimisation d'un χ^2 . Pour chaque trace on a alors :

$$\frac{d\chi^2}{d\pi} = 0 \quad (5.20)$$

Ce qui conduit à

$$\frac{d\mathbf{R}}{d\pi}{}^T V^{-1} \mathbf{R} = 0 \quad (5.21)$$

On linéarise alors $\mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi)$ selon π . Pour cela on utilise un développement de Taylor au premier ordre. Tous les autres ordres sont négligés. On a alors :

$$\mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi) \approx \mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi_0) + \left. \frac{d\mathbf{R}}{d\pi} \right|_{\pi=\pi_0} (\pi - \pi_0) \quad (5.22)$$

Où l'on notera pour simplifier :

$$\left. \frac{d\mathbf{R}}{d\pi} \right|_{\pi=\pi_0} = \frac{d\mathbf{R}}{d\pi_0} \quad (5.23)$$

Et,

$$\pi - \pi_0 = \delta\pi \quad (5.24)$$

De la même façon que précédemment, on obtient une solution générique pour $\delta\pi$:

$$\delta\pi = \pi - \pi_0 = - \left(\frac{d\mathbf{R}}{d\pi_0}{}^T V^{-1} \frac{d\mathbf{R}}{d\pi_0} \right)^{-1} \frac{d\mathbf{R}}{d\pi_0}{}^T V^{-1} \mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi_0) \quad (5.25)$$

Pour simplifier l'écriture, on pose :

$$A = \frac{d\mathbf{R}}{d\pi_0} \quad (5.26)$$

Où A est une matrice définie pour chaque trace à l'aide de l'expression des résidus $R(\mathbf{a}, \pi)$ par rapport aux paramètres de la trace. C'est cette matrice qui va corrélérer les variations des résidus par rapport aux variations des paramètres de la trace. L'essence de cette méthode globale se trouve dans ce terme. Avec la nouvelle écriture de la matrice A , qui ne dépend plus ni de \mathbf{a} ni de π , on obtient :

$$\delta\pi = -(A^T V^{-1} A)^{-1} A V^{-1} \mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi_0) \quad (5.27)$$

On peut alors montrer que la matrice $A^T V^{-1} A$ est la matrice de covariance des paramètres des traces. Elle dépend explicitement de l'inverse de la matrice de covariance des résidus.

On peut alors calculer $\frac{d\pi}{d\mathbf{a}_0}$. En dérivant l'équation 5.25 :

$$\frac{d\pi}{d\mathbf{a}_0} = -(A^T V^{-1} A)^{-1} A V^{-1} \frac{d\mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi_0)}{d\mathbf{a}_0} \quad (5.28)$$

Or en différentiant $\mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi_0)$ on obtient :

$$\frac{d\mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi_0)}{d\mathbf{a}_0} = \frac{\partial \mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi_0)}{\partial \mathbf{a}_0} + \left. \frac{\partial \mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi_0)}{\partial \pi} \right|_{\mathbf{a}_0} \frac{d\pi}{d\mathbf{a}_0} \quad (5.29)$$

Avec :

$$\left. \frac{\partial \mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi_0)}{\partial \pi} \right|_{\mathbf{a}_0} = \mathbf{0} \quad (5.30)$$

Ce qui donne :

$$\frac{d\pi}{d\mathbf{a}_0} = -(A^T V^{-1} A)^{-1} A V^{-1} \frac{\partial \mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi_0)}{\partial \mathbf{a}_0} \quad (5.31)$$

Ainsi à partir de l'équation 5.19 on a :

$$\frac{d\mathbf{R}}{d\mathbf{a}_0} = (\mathbb{1} - A(A^T V^{-1} A)^{-1} A^T V^{-1}) \frac{\partial \mathbf{R}(\mathbf{a}, \pi_0)}{\partial \mathbf{a}_0} \quad (5.32)$$

La solution trouvée à l'équation 5.17 peut alors s'écrire :

$$\delta \mathbf{a} = - \left(\sum_{Traces} \frac{\partial \mathbf{R}^T}{\partial \mathbf{a}_0} B \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \mathbf{a}_0} \right)^{-1} \sum_{Traces} \frac{\partial \mathbf{R}^T}{\partial \mathbf{a}_0} B \mathbf{R}(\mathbf{a}_0, \pi_0) \quad (5.33)$$

Avec :

$$B = V^{-1} - V^{-1} A (A^T V^{-1} A)^{-1} A^T V^{-1} \quad (5.34)$$

On peut poser :

$$M = \sum_{Traces} \frac{\partial \mathbf{R}^T}{\partial \mathbf{a}_0} B \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \mathbf{a}_0} \quad (5.35)$$

et,

$$C = \sum_{Traces} \frac{\partial \mathbf{R}^T}{\partial \mathbf{a}_0} B \mathbf{R}(\mathbf{a}_0, \pi_0) \quad (5.36)$$

On obtient alors le problème linéaire suivant :

$$\delta \mathbf{a} = -M^{-1} C \quad (5.37)$$

Où M est une matrice de taille $N \times N$ et C est un vecteur de taille N , avec N le nombre de degrés de liberté de l'alignement. Soit $N = 6 \times n$ avec n le nombre de modules/capteurs à aligner. Il suffit d'inverser la matrice M et de la multiplier par C pour obtenir le vecteur des corrections dûs à l'alignement. De plus, on peut montrer que M est la matrice de covariance des paramètres d'alignement \mathbf{a} des capteurs/modules [63].

Pour n capteurs/modules il faudra alors inverser une matrice de taille $6n \times 6n$. Lorsque $N = 6n$ est grand, l'inversion de la matrice devient un vrai défi informatique. Il faut en effet assez de mémoire vive pour charger la matrice et l'inverser. Plusieurs *Go* sont nécessaires pour inverser une matrice avec $N = 10^4$ à 10^5 . Cela demande de plus un temps CPU très important. Il faut plusieurs minutes à plusieurs heures pour effectuer une inversion avec une taille de matrice N d'environ 10^4 à 10^5 avec un microprocesseur actuel (2015). Si la matrice est $N \times N$ le temps de calcul pour l'inversion augmente comme N^3 , et la mémoire consommée comme N^2 .

Au final, pour former la matrice M il faut fournir : les résidus initiaux, les dérivés des résidus par rapport aux paramètres de la trace, les dérivés des résidus par rapport aux paramètres d'alignement et les matrices de covariance V .

Lorsque l'alignement nominal n'est pas proche de l'alignement optimal, les linéarisations effectuées ne permettent pas de faire converger l'alignement en une seule itération. Ainsi, pour compenser les linéarisations effectuées, plusieurs itérations de la méthode peuvent être nécessaires.

Afin de contraindre l'alignement, le χ^2 peut être modifié. Par exemple on peut rajouter au χ^2 initial un χ^2 prenant en compte : l'impulsion des traces, des contraintes sur la position des vertex ou encore des contraintes sur les paramètres d'alignement. Cela peut se résumer de la sorte :

$$\chi_{Tot}^2 = \chi^2 + \chi_{traces}^2 + \chi_{Vertex}^2 + \chi_{Param}^2 + \dots \quad (5.38)$$

D'autres méthodes pour contraindre l'alignement sont utilisées. On pourra se référer à la référence [60]. On peut citer par exemple les multiplicateurs de Lagrange.

La méthode présentée ici est développée par les membres de l'équipe *ATLAS* [60] [62]. L'inversion de la matrice est effectuée grâce à un calcul distribué. Au cours de cette thèse, une implémentation de cette méthode globale d'alignement a été ajoutée au logiciel de reconstruction *TAF*. Cette méthode inclut la méthode d'alignement globale décrite précédemment adaptée à la géométrie d'un télescope et aux traces rectilignes. Des contraintes sur les paramètres des traces et sur les paramètres d'alignement ont de plus été ajoutées.

Nous allons maintenant présenter une autre méthode d'alignement globale nommée *Millepede*.

Millepede La méthode d’alignement **Millepede** [64] [65] fait partie des méthodes dites globales. Bien que cette méthode soit obtenue d’une façon différente de celle exposée plus haut, le résultat est équivalent.

Le point clé de la méthode est l’ajustement simultané des toutes les traces et de tous les paramètres d’alignement. Cette méthode a de plus l’avantage d’utiliser des résidus non biaisés.

S’il y a N_c capteurs paramétrisés par 6 degrés de libertés et n traces dotées de $m = 5$ paramètres, l’objectif de la méthode est de résoudre un système de $N = 6 N_c + n \times m$ équations. Cela revient à inverser une matrice M de dimension $N \times N$. Par exemple pour $n = 10^5$ traces et $N_c = 10^3$ capteurs. Il faut résoudre un système de 506000 équations ! Cela revient à inverser une matrice de taille 506000×506000 ! Le temps de calcul devient alors extrêmement élevé et la minimisation est souvent impossible.

Pour résoudre ce problème, **Millepede** fournit une méthode mathématique pour réduire la matrice M à une taille de $6N_c \times 6N_c$ équivalente à la matrice obtenue avec la méthode de l’expérience ATLAS décrite plus haut. Cette méthode réalise un partitionnement de la matrice initiale grâce entre autres au complément de *Schur*. Grâce à cet outil mathématique, les traces peuvent être ajustées (équivalent à une méthode du χ^2 locale) simultanément avec les paramètres d’alignement (inversion d’une matrice de taille $6N_c \times 6N_c$). Pour plus d’informations, la méthode **Millepede** est décrite en détail en annexe A.1.

Même si la méthode **Millepede** est conçue pour aligner tous les capteurs en une seule itération, la variation des résidus en fonction des paramètres des traces et des paramètres d’alignement n’est pas toujours linéaire. Cette non linéarité implique de faire plusieurs itérations de la méthode avant d’obtenir une convergence de l’alignement.

Millepede fournit en plus des méthodes qui permettent d’ajouter de nombreuses contraintes : comme les *linear equality constraint* ou les multiplicateurs de *Lagrange* [66]. Ces contraintes sont très souvent nécessaires afin de faire converger l’alignement. **Millepede** offre de plus différents algorithmes mathématiques afin de réaliser l’inversion de la matrice $6N_c \times 6N_c$. **Millepede II** va encore plus loin et fournit de nouvelles méthodes mathématiques et informatiques pour résoudre le système exactement ou avec certaines approximations (gain de temps). Les expériences du LHC : *CMS* [67] [68], *LHCb* [69] [66] et *ALICE* [70] [71] [66] utilisent **MILLEPEDE II**. Il faut toutefois remarquer que **MILLEPEDE** n’est qu’une des nombreuses méthodes utilisées pour l’alignement des détecteurs par ces expériences.

On notera aussi que **Millepede II** offre une méthode d’ajustement des traces nommée *General Broken Lines (GBL)* [72]. Celle-ci permet d’ajuster les traces en s’adaptant à la diffusion multiple et à la perte d’énergie lors de la traversée des capteurs/modules. Cette méthode fonctionne pour des traces droites (sans champ magnétique) ou incurvées (avec champ magnétique). *CMS* [68] [73] a recours à cette méthode associée à **Millepede II**. La méthode *GBL* a été jugée aussi efficace que le filtre de Kalman utilisé par défaut pour ajuster les traces dans CMS.

5.3.4 Modes faibles

Toutes les méthodes d'alignement basées sur les traces souffrent d'un même problème : celui des modes faibles (*weak modes*). Certaines distorsions sur un ensemble de modules ne sont pas contraintes par le χ^2 . En effet, le χ^2 reste très peu affecté ou inchangé par ces distorsions. Il ne s'agit pas d'un biais mathématique. Un alignement optimal ne peut alors plus être obtenu. Chaque type de lot de données, comme les données issues des collisions ou les données issues des rayonnements cosmiques, possède son propre type de modes faibles. Afin d'identifier les modes faibles on peut effectuer une décomposition en valeurs singulières (SVD) de la matrice M trouvée lors de l'alignement global (avant son inversion). On peut voir cette décomposition comme la recherche d'une base de vecteurs propres ou M est diagonale. Dans notre cas, on a :

$$M = U D U^{-1} \quad (5.39)$$

Avec U une matrice orthogonale et D une matrice diagonale. On notera que comme M est symétrique, les valeurs des diagonales de D sont réelles. De plus, comme M est l'inverse de la matrice de covariance et qu'elle est diagonalisée dans la nouvelle base, les valeurs des diagonales λ_i de la matrice D valent l'inverse des variances associées aux nouveaux vecteurs propres.

$$\lambda_i = \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (5.40)$$

Ainsi, lorsque l'erreur σ_i associée à un vecteur propre i sur le paramètre d'alignement correspondant est grande, la valeur de λ_i de la diagonale est très petite. Cela signe un mode faible, c'est à dire que l'erreur associée à un vecteur propre est très grande. On peut alors exprimer le vecteur propre associé au mode faible observé dans la base initiale. Il s'agit d'une combinaison de plusieurs paramètres d'alignement qui ne modifie que très peu le χ^2 lorsqu'ils subissent de grandes variations.

Grâce à cette méthode on peut identifier les différents types de modes faibles présents lors de l'alignement des détecteurs. La figure 5.2 résume les principaux modes faibles que l'on retrouve lors de l'alignement d'un détecteur de vertex et d'un trajectomètre. Sur cette figure, les modes faibles sont décomposés en différents modes faibles caractéristiques. Chaque déformation est caractérisée par l'invariance du χ^2 suite à la variation d'une des coordonnées du système cylindrique, ΔR , $\Delta \Phi$ ou ΔZ pour chaque coordonnée R , Φ et Z fixée. Afin de résoudre le problème des modes faibles, il faut contraindre ces distorsions en créant plus de corrélations entre les modules. Il faut donc remplir les zéros de la matrice M de l'équation 5.37. Pour cela différents types de traces peuvent être utilisées. Les traces issues des muons cosmiques peuvent être mélangées avec celles issues des collisions.

De plus, comme nous l'avons déjà vu avec l'équation 5.38, des contraintes sur certaines traces peuvent être ajoutées. Parmi ces contraintes on peut citer : l'imposition d'un vertex commun pour certaines traces, l'imposition du rapport E/p pour une trace incurvée, ou des limites sur les paramètres de l'alignement issues des sondages optiques.

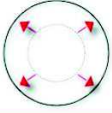

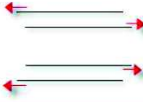
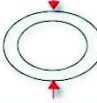
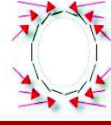
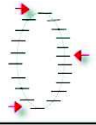
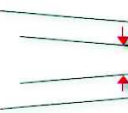
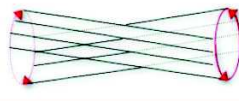
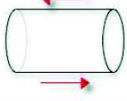
	ΔR	$\Delta\phi$	ΔZ
R	Radial Expansion (distance scale) 	Curl (Charge asymmetry) 	Telescope (CM boost) 
ϕ	Elliptical (vertex mass) 	Clamshell (vertex displacement) 	Skew (Z momentum) 
Z	Bowing (total momentum) 	Twist (vertexing) 	Z expansion (distance scale) 

FIGURE 5.2 – Différents types de modes faibles, n'affectant pas ou très peu le χ^2 . (Figure issue de la référence [8])

Différents types de traces issus de la désintégration de résonances connues, comme les désintégrations d'un Z , d'un J/Ψ ou d'un Υ sont particulièrement utiles. Comme les détecteurs de vertex et les trajectomètres possèdent des zones de recouvrement entre modules d'une même couche, les traces passant à travers sont particulièrement intéressantes pour résoudre certains modes faibles. D'autres méthodes peuvent être utilisées comme les multiplicateurs de Lagrange. Ainsi, lorsque l'on a détecté un mode faible, on peut appliquer un multiplicateur de Lagrange [66] afin de soustraire la part du χ^2 associée à ce mode faible spécifique au χ^2 global.

Nous allons à présent discuter le cas de l'alignement local.

5.3.5 Approche par la minimisation d'un χ^2 local

Les méthodes locales sont des méthodes où l'on ne prend plus en compte les paramètres des traces dans le calcul des résidus. Les variations des résidus par rapport aux paramètres des traces sont alors nulles. Autrement dit, les traces sont fixes durant l'alignement. Les traces sont d'abord ajustées, puis l'alignement est effectué. Ainsi, la minimisation ne prend plus en compte les corrélations entre les différents capteurs/modules induites par la reconstruction simultanée des traces. A partir de la formulation de la méthode globale présentée en section 5.3.3, on a :

$$A = \frac{d\mathbf{R}(\mathbf{a}_0)}{d\pi_0} = \mathbf{0} \quad (5.41)$$

Ce qui mène à :

$$B = V^{-1} \quad (5.42)$$

B devient alors l'inverse de la matrice de covariance des résidus, c'est à dire la matrice des poids. On a alors :

$$M = \sum_{Traces} \frac{\partial \mathbf{R}^T}{\partial \mathbf{a}_0} V^{-1} \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \mathbf{a}_0} \quad (5.43)$$

$$C = \sum_{Traces} \frac{\partial \mathbf{R}^T}{\partial \mathbf{a}_0} V^{-1} \mathbf{R}(\mathbf{a}_0, \pi_0) \quad (5.44)$$

Soit :

$$\delta \mathbf{a} = - \left(\sum_{Traces} \frac{\partial \mathbf{R}^T}{\partial \mathbf{a}_0} V^{-1} \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \mathbf{a}_0} \right)^{-1} \sum_{Traces} \frac{\partial \mathbf{R}^T}{\partial \mathbf{a}_0} V^{-1} \mathbf{R}(\mathbf{a}_0, \pi_0) \quad (5.45)$$

$$\delta a = M^{-1} \mathbf{C} \quad (5.46)$$

Les corrélations trace/modules ayant disparues, la matrice M est alors diagonale par bloc de 6×6 . On peut alors décomposer l'équation 5.46 pour chaque module/capteur. On a ainsi :

$$\delta \mathbf{a}_i = M_i^{-1} \mathbf{b}_i \quad (5.47)$$

Où l'indice i correspond au numéro du module/capteur à aligner. Pour ce type d'alignement toutes les traces passant à travers le module sont utilisées et les traces doivent être reconstruites avant l'alignement. Il suffit alors d'inverser une matrice 6×6 pour obtenir les corrections sur les paramètres d'alignement. La complexité du problème global a disparu et il est possible d'aligner un très grand nombre de capteurs ($> 10^5$). Cependant, comme les corrélations inter-capteur ont disparu, il est nécessaire de faire de nombreuses itérations pour chaque capteur avant que l'alignement converge vers une valeur optimale. Avant chaque itération, les traces sont réajustées. L'alignement local est alors de nouveau effectué. Le processus continue jusqu'à ce que la méthode converge. On s'attend à des corrections importantes lors des toutes premières itérations puis à des corrections de plus en plus faibles. Plusieurs dizaines voir centaines d'itérations sont généralement nécessaires pour converger vers un alignement optimal.

On notera que comme les traces sont reconstruites avant l'alignement, on peut choisir d'inclure l'impact sur le module à aligner dans la reconstruction de la trace ou de ne pas l'inclure de façon à ne pas biaiser les résidus.

Par exemple, les expériences : CMS (HIP) [74], ATLAS [60] [75], ALICE [71] ou encore *BaBar* [76] utilisent ce type de méthode locale. L'ajustement des traces demande un modèle de trace adapté à la diffusion multiple. Par exemple, pour le cas de CMS, les traces sont reconstruites grâce à une méthode itérative appelée filtre de Kalman (voir 5.3.6).

Pour résumer, une méthode locale est une méthode qui aligne les modules/capteurs appartenant à un détecteur un à un. Les traces doivent être préalablement reconstruites à partir d'un ou plusieurs capteurs. Un χ^2 local est alors minimisé, c'est à dire qu'à l'aide de traces connues, on aligne un capteur non encore aligné. Afin d'éviter un nombre important d'itérations et d'assurer la convergence, les traces peuvent être réalisées à partir de capteurs déjà alignés. Le χ^2 associé est alors de la forme :

$$\chi_{\text{total}}^2 = \sum_{\text{traces}} \left(\frac{(\text{distance trace-impact})_{\text{capteur } X}}{(\text{résolution})_{\text{capteur } X}} \right)^2 \quad (5.48)$$

Où le capteur X est le capteur à aligner et où les traces sont reconstruites à partir de capteurs déjà alignés ou de capteurs désalignés. Dans notre cas, nous utiliserons des méthodes d'alignement locales pour aligner des échelles de capteurs CMOS.

5.3.6 Filtre de Kalman

Depuis une dizaine d'années, une nouvelle méthode d'alignement a été proposée. Cette méthode se base sur la technique du *filtre de Kalman*. Cette technique est une technique itérative. Historiquement, les *filtres de Kalman* sont utilisés pour l'ajustement des traces. Avec cette technique on ajoute les points composant les traces itérativement. On peut ainsi à chaque étape estimer la déviation des traces dans la matière. Pour l'alignement, l'idée derrière cette technique est d'exploiter l'efficacité de l'alignement par la minimisation d'un χ^2 global, sans avoir à résoudre un système d'équations gigantesque. La procédure consiste à mettre à jour simultanément les paramètres des traces et les paramètres d'alignement en ajoutant de façon itérative l'information apportée par de nouvelles traces.

Un lot de paramètres d'alignement correspondant aux modules/capteurs traversés par un lot de traces est ajusté. L'ajustement est réalisé grâce à un procédé itératif. À chaque itération, une trace appartenant au lot de traces que l'on veut utiliser est ajoutée. Les matrices de covariance relatives aux paramètres des traces et aux paramètres d'alignement sont alors mises à jour itérativement. À la fin du processus itératif quand toutes les traces ont été ajoutées, les paramètres finaux de l'alignement et des traces sont obtenus. L'alignement avec filtre de Kalman est décrit en détail en annexe A.2.

On ajoutera que comme l'ajustement des traces et des paramètres d'alignement peuvent être scindés en 2 processus, la technique du *filtre de Kalman* permet d'inclure les effets de la diffusion multiple et de la perte d'énergie subies par chaque trace, grâce à un *filtre de Kalman* spécifique pour l'ajustement des traces.

Les différentes matrices et les différents vecteurs doivent être stockés en mémoire, ce qui peut demander de grandes quantités de mémoire vive. De plus, comme ces mêmes matrices et vecteurs sont mis à jour à chaque itération, ils doivent être enregistrés et lus à chaque itération. Ce processus mène à de lourdes entrées/sorties, et entraîne une forte augmentation du temps de calcul. Afin de composer avec ces limitations, le nombre de capteurs/modules pris en compte dans la procédure doit être restreint. Ainsi, pour chaque capteur i à aligner, on peut ignorer certaines corrélations avec certains autres capteurs si ces dernières sont suffisamment faibles. Les calculs à effectuer sont alors moins lourds, et la bande passante demandée est réduite. Pour plus de détails sur la procédure de sélection on pourra se référer à la référence [77].

On ajoutera que pour faire converger l'alignement des contraintes doivent souvent être ajoutées. Il peut s'agir de contraintes sur la position des vertex, des contraintes sur le rapport E/p , et bien d'autres. Ces contraintes sont appliquées grâce à la modification du *filtre de Kalman* utilisé pour ajuster les traces. Parmi les expériences utilisant un alignement grâce à la méthode du filtre de Kalman on peut citer *CMS* [78] et *LHCb* [79].

Niveau d'alignement

Différents niveaux d'alignement peuvent être réalisés. L'idée est d'aligner les grandes structures les unes par rapport aux autres en figeant chaque sous structure. Puis d'aligner chaque sous structure par rapport à sa structure d'accueil. Ainsi, plus l'on va dans le détail des structures plus le nombre de paramètres d'alignement augmente. Comme nous l'avons vu, les méthodes globales sont limitées à cause de la taille de la matrice à inverser. Les méthodes locales, même si elles demandent un grand nombre d'itérations et donc un temps de calcul élevé, peuvent permettre d'aligner un nombre de modules bien supérieurs à celui des méthodes globales. Ainsi, lorsque le nombre de modules à aligner est trop important pour inverser la matrice finale (quand on aligne à l'échelle du simple capteur par exemple), on peut se reporter sur une méthode locale.

5.3.7 Méthode d'alignement sur les zones de recouvrement

Dans ce chapitre nous allons présenter une nouvelle méthode d'alignement basée sur les échelles double face. Comme nous l'avons vu, pour ce type d'échelles des mini-vecteurs peuvent être reconstruits. Ces mini-vecteurs amènent une information sur la direction de la trace. Ils peuvent ainsi conduire à un meilleur *pattern recognition*. Avec un champ magnétique, les directions des mini-vecteurs peuvent permettre de sélectionner certaines traces. La direction des mini-vecteurs associés à la forme des deux amas qui composent les mini-vecteurs peuvent permettre une pré-sélection de l'impulsion des traces. Au niveau du détecteur de vertex, le bruit de fond faisceau est élevé. Les mini-vecteurs pourraient permettre un meilleur *pattern recognition* et ainsi sélectionner des traces de bruit de fond pour réaliser un alignement rapide. L'idée est alors d'aligner les échelles d'une même couche grâce à leur zone de recouvrement. Ce type d'alignement prenant en compte des mesures redondantes permet aussi de se défaire de certains modes faibles sur les cylindres

à aligner. Le travail présenté dans ce chapitre constitue une première étape dans l'étude de ce type d'alignement (voir section 5.6).

5.3.8 Trajectométrie

Dans cette section, nous allons décrire la trajectométrie dans le logiciel de reconstruction TAF (voir section 3.2). Dans un contexte de type télescope, nous parlerons de l'association des impacts à une trace, de l'ajustement des traces et de l'alignement. On notera que comme la taille des structures à aligner est restreinte, un alignement global n'est pas nécessaire et un simple alignement local est suffisant. Avant de décrire la procédure de trajectométrie dans TAF nous allons définir certains termes.

Référentiels

Pour nos études, les objets à aligner sont des capteurs CMOS et des échelles de capteurs CMOS. Les données utilisées proviennent de notre simulation GEANT4 décrite au chapitre 4. La base dans laquelle les calculs seront effectués est définie par le centre O du premier capteur ou de la première échelle et par trois axes Ox , Oy , Oz eux mêmes définis par les axes du premier capteur ou de la première échelle. On appellera cette base dans la suite de ce chapitre : référentiel du télescope. Une illustration de cette base est donnée en figure 5.3.

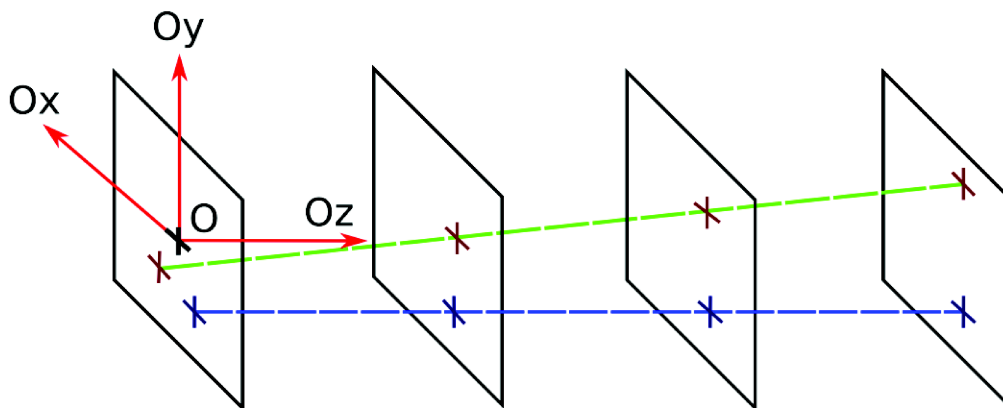


FIGURE 5.3 – Le référentiel pour effectuer les calculs est défini par le point O et les axes Ox , Oy , Oz . Sont indiqués sur le schéma une trace rectiligne perpendiculaire au premier plan de référence en bleu et une trace rectiligne inclinée en vert.

Un autre référentiel sera utilisé dans la suite de ce chapitre, il s'agit du référentiel local de chaque capteur. Ce référentiel est défini pour chaque capteur par son axe horizontal U et son axe vertical V . Ce référentiel est centré au centre de chaque capteur. Pour passer d'un référentiel à un autre on utilise les relations suivantes :

$$\vec{U} = R(\vec{X} - \vec{T}) \quad (5.49)$$

$$\vec{U} = R^{-1}\vec{X} + \vec{T} \quad (5.50)$$

Avec $\vec{X} = (x, y, z)$ un point dans le référentiel du télescope et $\vec{U} = (u, v, w = 0)$ un point dans le référentiel du capteur considéré. Le capteur considéré est placé dans le référentiel du télescope grâce à trois translations $\vec{T} = (T_x, T_y, T_z)$ et trois rotations $(\theta_x, \theta_y, \theta_z)$. R est la matrice de rotation selon les axes respectifs Oz, Oy et Ox. Les angles de cette rotation sont les angles $(\theta_x, \theta_y, \theta_z)$. Le sens de rotation est Oz, Oy puis Ox. Enfin, R^{-1} est la matrice de rotation inverse telle que $RR^{-1} = 1$

Reconstruction des traces

Nous allons ici décrire comment sont calculées les traces et comment elles sont reconstruites. Chaque trace est définie par un point nommé origine pris à la coordonnée $z = 0$ et par deux paramètres a et b . La trace est définie de la façon suivante :

$$\begin{aligned} x &= x_0 + at \\ y &= y_0 + bt \\ z &= z_0 + ct \end{aligned} \quad (5.51)$$

Où (x_0, y_0, z_0) est le point de la droite à l'origine et où (a, b, c) est un vecteur directeur de la droite. Dans le cas d'un télescope on peut fixer le paramètre c à une valeur constante. Prenons $c = 1$. Notre paramétrisation des paramètres a et b s'expriment alors comme :

$$a = \frac{\Delta x}{\Delta z} \quad ; \quad b = \frac{\Delta y}{\Delta z} \quad (5.52)$$

On peut alors calculer les valeurs de a et b lorsque la droite est définie par deux points. Lorsque la droite est définie par un ensemble de points de taille supérieure à deux, on a recours à un ajustement à l'aide de la méthode des moindres carrés. Pour cela on calcule un χ^2 et on procède comme on l'a fait pour obtenir l'expression 5.25. (Les paramètres d'alignement sont alors tous invariants en fonction des paramètres des traces)

Afin de reconstruire une trace, il faut identifier les impacts créés par le passage de la particule responsable de la trace à travers les différents capteurs. La méthode est la suivante :

Tout d'abord les impacts sur le premier plan sont localisés. Ensuite, pour chaque impact sur le premier plan, une trace rectiligne et parallèle à l'axe du faisceau est construite. L'intersection de la trace créée sur le second plan est alors calculée. Puis dans une certaine fenêtre de recherche, fixée au préalable, un impact est recherché. Plus le détecteur est désaligné, plus cette fenêtre de recherche doit être grande. Si un impact est trouvé, celui-ci est ajouté à la trace. La trace est alors ajustée à partir de ces deux impacts. Dans le cas où plusieurs impacts sont trouvés, seul l'impact le plus proche est conservé. Deux

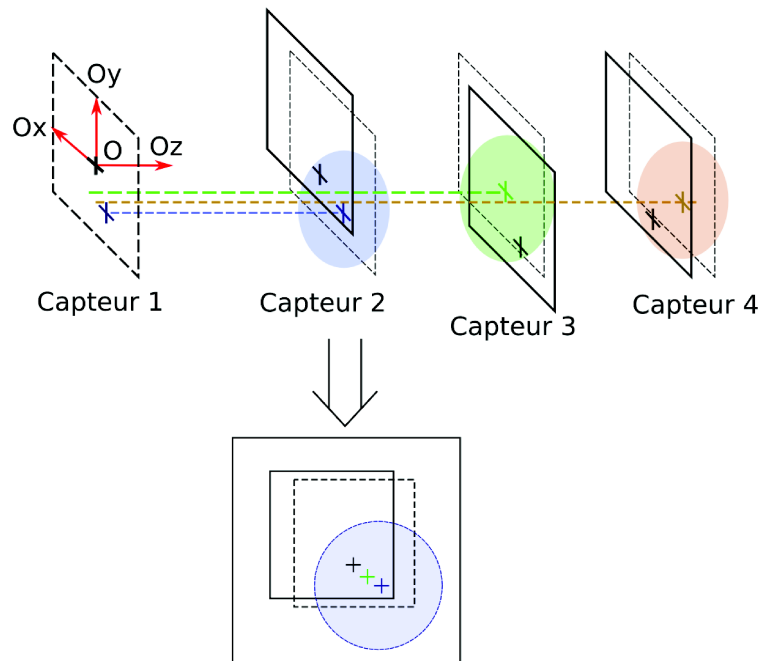


FIGURE 5.4 – Représentation du tracking dans le logiciel TAF.

options d'ajustement de la trace sont possibles. La première option consiste à créer une trace rectiligne et toujours perpendiculaire au premier plan (pas d'inclinaison), et la seconde option permet d'ajuster une trace rectiligne et inclinée. Ces deux possibilités sont réglables dans le code source de *TAF*. Si aucun impact n'est trouvé, alors on en recherche un sur les capteurs suivants. Une fois la nouvelle trace ajustée, celle-ci est extrapolée au plan suivant et un nouvel impact est recherché dans la fenêtre de recherche. L'impact le plus proche dans cette fenêtre est alors ajouté aux points composant la trace. La trace est alors réajustée. Si aucun impact n'est trouvé alors on passe au plan suivant. Une trace est finalement créée si elle possède un nombre minimum d'impacts. Ce nombre est fixé préalablement dans un fichier de configuration. La figure 5.4 résume la trajectométrie dans le logiciel TAF.

Alignement

L'alignement réalisé avec le logiciel TAF est un alignement local, c'est à dire que l'on aligne les plans un par un en minimisant un χ^2 local. Le χ^2 est calculé sur le plan à aligner à partir des résidus reconstruit sur ce plan. Afin de calculer l'extrapolation de la trace sur le plan à aligner, une trace est reconstruite à l'aide des plans déjà alignés. Nous allons alors décrire les étapes nécessaires à l'alignement.

La toute première étape de l'alignement consiste à choisir un plan de référence. Le choix de ce dernier s'arrête en général sur le premier plan croisant le faisceau. À chaque

impact détecté sur ce plan de référence, une trace parallèle à l'axe du faisceau est reconstruite. L'extrapolation des traces sur le plan à aligner peut alors être effectuée. Pour chaque trace, on associe l'impact le plus proche de l'intersection de la trace. Cette association doit être située dans une certaine fenêtre de recherche autour de l'extrapolation de la trace. Plus le désalignement est important plus la fenêtre de recherche doit être importante. Lorsque toutes les associations sont réalisées, un χ^2 local peut alors être calculé selon l'équation 5.3 restreinte à un plan. Ce χ^2 local dépend de la position (x,y,z) du capteur et de ses inclinaisons. L'étape d'alignement est effectué en minimisant ce χ^2 . Une nouvelle position et de nouvelles inclinaisons sont alors obtenues. Afin de raffiner l'alignement, la fenêtre de recherche peut être diminuée afin d'éliminer les mauvaises associations. L'alignement est alors de nouveau effectué. Cette procédure peut être réévaluée jusqu'à obtenir une fenêtre de recherche la plus faible possible. La fenêtre de recherche devra être abaissée avec précaution afin de ne pas exclure certaines bonnes associations.

Une fois cette étape réalisée, les traces sont reconstruites à partir du plan de référence et du plan que l'on vient d'aligner. Elles sont alors le résultat de l'ajustement de deux impacts. Un (ou plusieurs) nouveau(x) plan(s) est (sont) alors aligné(s) selon la même méthode que précédemment. Les traces peuvent alors être ré-ajustées à l'aide des impacts obtenus sur la totalité des plans alignés. D'autres plans peuvent alors être alignés. La même procédure peut être réalisée jusqu'à l'alignement complet de l'ensemble des plans.

Une nouvelle méthode locale d'alignement de capteurs a tout d'abord été ajoutée au logiciel d'analyse. Cette méthode se base sur la minimisation d'un χ^2 local avec six degrés de liberté (3 translations et 3 rotations). Cette méthode possède deux degrés de liberté de plus que la méthode précédente utilisée pour d'alignement du télescope lors des campagnes de tests en faisceau. Puis des méthodes d'alignement spécifiques aux échelles PLUME et aux super-plan SALAT simulés ont été ajoutées. Ces méthodes permettent d'aligner une échelle PLUME ou un super-plan SALAT dans sa globalité grâce à la connaissance des positions de chacun des capteurs composant l'échelle ou le super-plan. Enfin, une méthode basée sur les mini-vecteurs a été mise en place afin d'aligner deux échelles PLUME grâce aux mini-vecteurs reconstruits sur leur zone de recouvrement.

Alignement de capteurs

Une méthode locale d'alignement de capteurs à été ajoutée au code de reconstruction. Cette méthode se base sur la minimisation d'un χ^2 local et aligne les six degrés de liberté du capteur. Les degrés de liberté sont les coordonnées du centre du capteur $C(X_c, Y_c, Z_c)$ et les inclinaisons du capteur $(\theta_X, \theta_Y, \theta_Z)$. Le χ^2 est donné par :

$$\chi^2(X_c, Y_c, Z_c, \theta_X, \theta_Y, \theta_Z) = \sum_{traces} \left(\frac{ResU^2}{\sigma_U^2} + \frac{ResV^2}{\sigma_V^2} \right) \quad (5.53)$$

Où $ResU$ et $ResV$ sont les résidus pris sur le capteur à aligner. Ces résidus valent : $ResU = U_{Extrapol} - U_{Impact}$ et $ResV = V_{Extrapol} - V_{Impact}$. Les coordonnées de l'extrapolation de la trace $U_{Extrapol}, V_{Extrapol}$ dépendent explicitement de tous les paramètres

d'alignement. σ_U et σ_V sont les résolutions sur les impacts détectés sur le capteur à aligner. Dans le cas de nos capteurs simulés, ces résolutions valent $3.5\mu m$ (voir chapitre 4) lorsque les traces traversent le capteur à incidence normale. Le χ^2 est minimisé à l'aide des méthodes de minimisation de la classe MINUIT de l'environnement logiciel *ROOT*. On notera que comme l'alignement est local, les paramètres des traces ne sont pas pris en compte dans la minimisation. Ainsi, l'alignement sera optimal si tous les plans de référence utilisés pour reconstruire la trace sont déjà alignés.

Validation de l'alignement

Afin de valider l'alignement, la figure de mérite est la distribution des résidus obtenue sur le capteur que l'on vient d'aligner. En effet, cette distribution décrit les écarts entre les positions des centres de gravité des amas de pixels détectés sur le capteur et l'intersection de la trace avec le capteur. Lorsque l'on utilise des données simulées, on peut aussi comparer les paramètres d'alignement après minimisation avec les paramètres Monte Carlo. Plus la différence entre ces deux lots de paramètres d'alignement est faible, plus l'alignement est optimal.

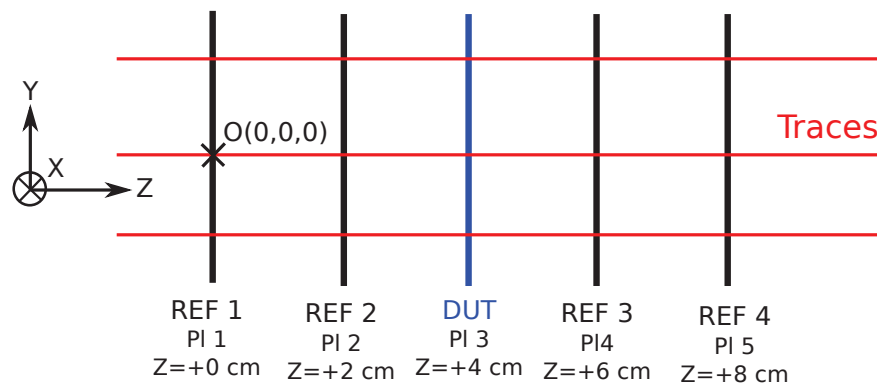
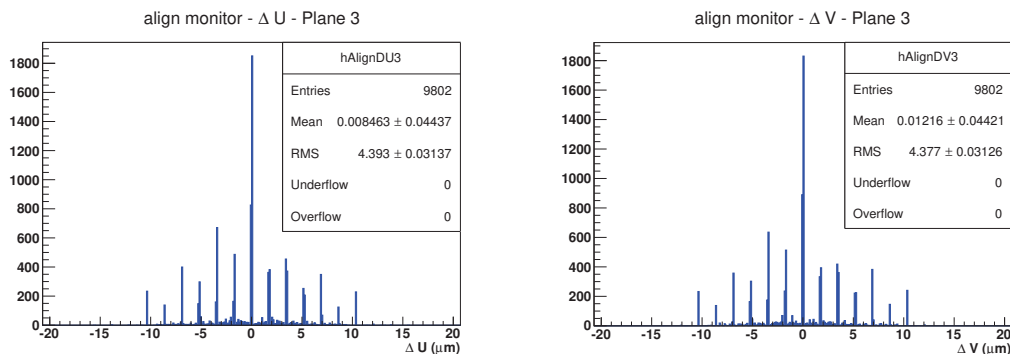


FIGURE 5.5 – Configuration à 5 plans. Sont indiqués 4 plans de référence et un DUT.

Afin d'illustrer les distributions des résidus après alignement, on se place dans le cas d'un télescope simulé, composé de quatre plans de référence (capteurs 1, 2, 4 et 5) et d'un DUT (capteur 3). Pour cette simulation, on utilise des capteurs MIMOSA-28 HR15 et des traces rectilignes et strictement perpendiculaires au premier plan. Le centre de ce premier plan est placé au point $O(0,0,0)$ et le plan ne possède aucune inclinaison. Les capteurs 2, 3, 4 et 5 sont respectivement placés à 2 cm , 4 cm , 6 cm et 8 cm du premier selon l'axe du faisceau et aucune inclinaison n'est effectuée sur ceux-ci. Les axes X et Y du repère du télescope correspondent respectivement aux axes U et V du capteur 1. L'axe Z est défini par la direction du faisceau. La configuration est illustrée en figure 5.5. Un seuil de 8σ est utilisé pour les capteurs. La résolution spatiale à incidence normale pour chaque plan vaut $3.5 \pm 0.1\mu m$.

Les figures 5.6(a) et 5.6(b) représentent les distributions des résidus obtenues sur le DUT (capteur 3) après son alignement. On rappelle que ces distributions sont obtenues à l'aide de données simulées. Les traces sont reconstruites à partir des plans 1 et 5. À titre d'exemple, les paramètres d'alignement du capteur 3 obtenus après minimisation du χ^2 sont les suivants :



(a) Distribution des résidus selon l'axe U du plan 3, après alignement. Les traces sont reconstruites à partir des plans 1 et 5.

(b) Distribution des résidus selon l'axe V du plan 3, après alignement. Les traces sont reconstruites à partir des plans 1 et 5.

FIGURE 5.6 – Distributions des résidus sur le plan 3.

- $X = 1.3 \times 10^{-2} \mu m$ (Monte Carlo : $0 \mu m$)
- $Y = 1.2 \times 10^{-2} \mu m$ (Monte Carlo : $0 \mu m$)
- $Z = 40458.2 \times \mu m$ (Monte Carlo : $40000 \mu m$)
- $\theta X = 3.1 \times 10^{-2}$ degré (Monte Carlo : 0 degré)
- $\theta Y = -4.5 \times 10^{-2}$ degré (Monte Carlo : 0 degré)
- $\theta Z = -2.1 \times 10^{-4}$ degré (Monte Carlo : 0 degré)

Les écarts entre les paramètres d'alignement et les paramètres Monte Carlo sont très faibles excepté pour la coordonnée Z du DUT. En ne considérant pas ce dernier paramètre, l'alignement obtenu est optimal pour tous les autres paramètres. Nous discuterons plus loin la qualité de l'alignement. Le décalage en Z signe un mode faible de l'alignement. En effet, le χ^2 ne dépend pas de l'axe Oz et les capteurs peuvent être translatés selon cet axe sans modifier le χ^2 . Pour contraindre la coordonnée Z du DUT et supprimer le mode faible observé, il faudrait utiliser des traces d'inclinaisons variées. Comme nous sommes dans le cas de simulations numériques sans déformations et sans source d'erreurs (vibrations par exemple) nous obtenons des résultats extrêmement précis. Dans la réalité les sources d'erreurs sont supérieures à ces valeurs d'environ un ordre de grandeur (≈ 0.1 microns).

Pour évaluer la qualité d'un alignement on étudie les distributions des résidus après alignement. En règle générale lorsque l'alignement est optimal ces dernières sont gaussiennes et centrées en zéro. L'alignement est jugé optimal lorsque les valeurs moyennes

des distributions des résidus sont comprises dans l'intervalle $[-\sigma/\sqrt{N}, +\sigma/\sqrt{N}]$ (erreur statistique). Où σ est la largeur de la distribution des résidus et N le nombre de traces.

Dans notre cas les distributions des résidus obtenues ne sont pas gaussiennes nous allons voir pourquoi. Les histogrammes 5.6(a) et 5.6(b) sont volontairement présentés avec un pas très fin dans le but de décrire leur forme non gaussienne. Cela s'explique par le fait que les positions sur chaque capteur sont données en fonction du centre de gravité des amas de pixels. On rappelle que pour nos capteurs simulés la sortie est binaire. Ainsi, les positions possibles pour les valeurs en U et V sont discrètes. Comme, la trace n'est reconstruite qu'à partir de deux points possédants eux-aussi des valeurs possibles discrètes, la projection de cette trace sur le DUT aura aussi des valeurs discrètes. Comme le DUT renvoie des positions discrètes et comme l'intersection de la trace sur le DUT donne aussi des valeurs discrètes, les valeurs des résidus seront aussi discrètes. Discutons ce fait dans le cadre d'un alignement parfait. Prenons le cas des axes U des capteurs, correspondant ici à l'axe X dans le repère du télescope. Comme la trace croise les capteurs à incidence normale, on obtient une multiplicité moyenne des amas d'environ 2.7 pixels. On a donc affaire essentiellement à des amas de 1, 2 ou 3 pixels, voire plus rarement de 4 pixels.

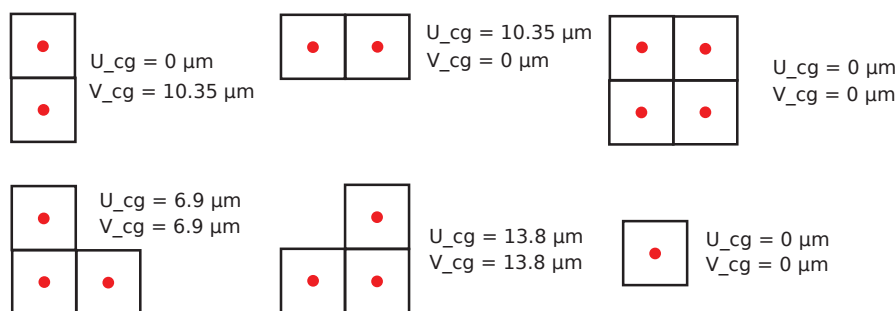


FIGURE 5.7 – Différents centre de gravités pour des amas de 1, 2, 3 et 4 pixels créés à incidence normale. Les centres de gravité selon U et V sont donnés à partir du pixel inférieur gauche de chaque amas. Tous les amas symétriques possédant au moins une coordonnée de leur centre de gravité négative ne sont pas illustrés. Les autres amas ne sont pas listés puisqu'ils ne sont en principe pas (ou très peu) créés à incidence normale.

On va alors étudier les positions des centres de gravité pour les amas de 1, 2, 3 et 4 pixels. Les amas de 1, 2, 3 et 4 pixels les plus représentatifs à incidence normale donnant des centres de gravité positifs sur les axes U et V sont illustrés en figure 5.7. Avec tous leurs symétriques par rapport à zéro on obtient l'ensemble des valeurs possible selon les axes U et V suivant :

$$\{-13.8, -10.35, -6.9, 0, 6.9, 10.35, 13.8\} \quad [\mu m] \quad (5.54)$$

L'espace n'est alors plus quadrillé par pas de $20.7 \mu m$ sur chaque axe mais avec les distances listées dans l'ensemble 5.54. Le centre de gravité d'un impact sur le DUT, se

trouve alors nécessairement à l'intérieur d'un carré de $13.8 \times 13.8 \mu m^2$ à partir du pixel choisi comme référence. Lorsque l'on crée des traces parfaitement rectilignes sans inclinaison à partir des plans 1 et 5 (déjà alignés), les deux amas parcourent essentiellement les valeurs explicitées ci-dessus (plus celles des rares amas à plus de 3 pixels non explicités ci-dessus). Il suffit alors de sommer ou de soustraire les nombres de la liste précédente et de les diviser par deux pour obtenir toutes les possibilités pour les extrapolations des traces sur le DUT. La liste de ces possibilités est la suivante :

$$\{-13.80, -12.075, -10.35, -8.625, -6.9, -5.175, -3.45, -1.725, 0, 1.725, 3.45, 5.175, 6.9, 8.625, 10.35, 12.075, 13.80\} \quad [\mu m] \quad (5.55)$$

On obtient donc des valeurs espacées d'un pas de $1.725 \mu m$. Lorsque l'alignement est parfait, l'extrapolation de la trace sur le DUT se trouve dans un carré de $13.8 \times 13.8 \mu m^2$ autour du pixel de référence. Ainsi, lorsque l'alignement est parfait, l'extrapolation de la trace et l'impact sur le DUT, se trouvent dans un quadrillage de $13.8 \times 13.8 \mu m^2$. Les résidus sont alors égaux à l'une des valeurs de la liste 5.55. Comme l'alignement n'est pas exactement parfait, de légères variations de l'extrapolation de la trace sur le DUT sont observées. Ainsi, les résidus prennent des valeurs très légèrement différentes autour des valeurs discrètes de la liste 5.55. C'est ce que l'on observe sur les figures 5.6(a) et 5.6(b). Dans le cas d'une trace reconstruite à partir d'un nombre de plans de référence plus important, plus de valeurs sont explorées. Dans le cas d'un capteur réel les positions des pixels ne sont pas parfaites comme dans le cas d'une simulation et des variations statistiques sur la position des pixels existent. De plus, un nombre plus important de capteurs de référence est utilisé. Ainsi, on retrouve une forme gaussienne pour les résidus.

Lorsque l'alignement est effectué à partir de 2 plans et N traces, la précision sur l'alignement du DUT est obtenue à partir de la distribution des résidus. Lorsque cette dernière est gaussienne, l'erreur sur la valeur moyenne est donnée par σ_{Res}/\sqrt{N} . Dans notre cas, les distributions ne sont pas gaussiennes mais suivent des valeurs discrètes d'une gaussienne. On utilise alors l'écart type de la distribution divisée par la racine carrée du nombre de traces pour estimer la précision de l'alignement. Après un alignement avec 20 000 traces, 9802 nouvelles traces, c'est à dire 9802 traces non utilisées pour l'alignement, sont utilisées pour construire une distribution des résidus pour chaque axe du capteur. Cette distribution selon l'axe U a une largeur de $4.39 \pm 0.03 \mu m$ et est centrée à environ $0.01 \pm 0.04 \mu m$. Selon l'axe V, la distribution des résidus obtenue à partir de 9802 traces possède une moyenne d'environ à $0.01 \pm 0.04 \mu m$ et une largeur d'environ $4.38 \pm 0.03 \mu m$.

Nous allons à présent vérifier ces valeurs par le calcul. La résolution du télescope au niveau du DUT vaut : $\sigma_{tel} = \sigma_{Pl1,Pl5}/\sqrt{2} \pm \delta\sigma_{Pl1,Pl5}/\sqrt{2} \approx 3.5/\sqrt{2} \pm 0.07 \approx 2.475 \pm 0.07 \mu m$. De plus, lorsque les résidus sont Gaussiens, on a la relation suivante :

$$\sigma_{Res}^2 = \sigma_{Tel}^2 + \sigma_{DUT}^2 \quad (5.56)$$

Avec $\sigma_{DUT} = 3.5 \pm 0.1 \mu m$. Donc $\sigma_{Res} = \sqrt{3 \times 3.5^2/2} \approx 4.29 \mu m$. Et l'erreur sur la résolution des résidus vaut :

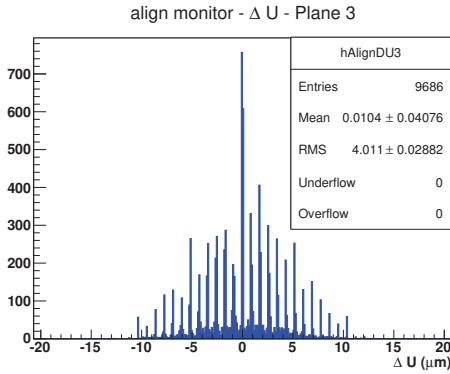
$$\Delta\sigma_{Res} = \frac{\sigma_{DUT} \Delta\sigma_{DUT}}{\sigma_{Res}} + \frac{\sigma_{tel} \Delta\sigma_{Tel}}{\sigma_{Res}} \quad (5.57)$$

On obtient alors : $\sigma_{Res} = 4.29 \pm 0.12 \mu m$.

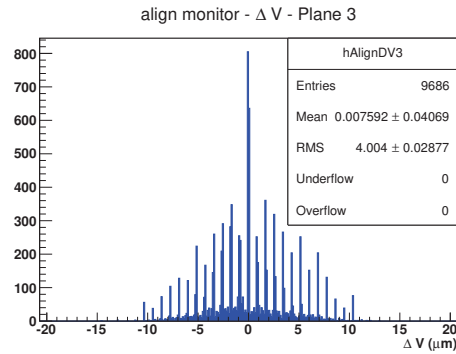
Dans l'approximation gaussienne, les valeurs de $4.39 \pm 0.03 \mu m$ en U et $4.38 \pm 0.03 \mu m$ en V sont ainsi retrouvées aux incertitudes près.

Les figures 5.8(a) et 5.8(b) représentent les distributions des résidus obtenues sur le DUT (capteur 3) après son alignement. Les traces sont reconstruites à partir de 4 plans : les plans 1, 2, 4, et 5. Comme prédit plus haut, les résidus explorent plus de valeurs possibles. L'alignement est effectué à partir de 20000 traces. À titre d'exemple, les paramètres d'alignement après minimisation valent :

- $X = -6.7 \times 10^{-3} \mu m$ (Monte Carlo : $0 \mu m$)
- $Y = -6.5 \times 10^{-3} \mu m$ (Monte Carlo : $0 \mu m$)
- $Z = 40220.5 \mu m$ (Monte Carlo : $40000 \mu m$)
- $\theta X = 3.6 \times 10^{-2}$ degré (Monte Carlo : 0 degré)
- $\theta Y = -9.4 \times 10^{-5}$ degré (Monte Carlo : 0 degré)
- $\theta Z = -3.5 \times 10^{-4}$ degré (Monte Carlo : 0 degré)



(a) Distribution des résidus selon l'axe U du plan 3, après alignement. Les traces sont reconstruites à partir des 4 autres plans.



(b) Distribution des résidus selon l'axe V du plan 3, après alignement. Les traces sont reconstruites à partir des 4 autres plans.

FIGURE 5.8 – Distributions des résidus sur le plan 3.

Les distributions des résidus selon les axes U et V du capteur sont centrées en $0.01 \pm 0.04 \mu m$ et les largeurs correspondantes valent respectivement $4.01 \pm 0.03 \mu m$ et $4.00 \pm 0.03 \mu m$. Voyons à présent quelles valeurs sont attendues si l'on considère des distributions gaussiennes et des résolutions de $3.5 \pm 0.1 \mu m$ sur chaque plan. On a $\sigma_{Tel} = 3.5/2 \pm 0.1/2 = 1.75 \pm 0.05 \mu m$ et $\sigma_{Res} = 3.91 \pm 0.11 \mu m$. On retrouve donc bien les largeurs mesurées même si celles-ci sont issues de distributions non gaussiennes.

5.4 Alignement d'échelles PLUME

Dans cette section nous allons décrire une méthode d'alignement locale d'échelles PLUME. Il s'agit d'une méthode alignant l'échelle considérée dans son ensemble, par rapport à une référence fixe. Cet alignement est réalisé en connaissant la position relative de tous les capteurs appartenant à l'échelle. Les échelles PLUME que nous alignerons sont considérées comme parfaitement rigides et ne possèdent aucune déformation. Cette méthode comporte six degrés de liberté. Elle aligne le centre de l'échelle considéré ainsi que ses inclinaisons. Nous décrivons dans un premier temps la méthode d'alignement, puis nous étudierons l'alignement d'échelles PLUME dans le cadre d'une configuration type.

5.4.1 Description de l'algorithme d'alignement

La méthode d'alignement présentée ici est basée sur la minimisation d'un χ^2 local. Notre méthode aligne l'échelle double face dans son ensemble en connaissant au préalable la position et les inclinaisons de tous les capteurs la constituant par rapport à son centre. Ces paramètres sont exactement connus avec notre simulation et peuvent être obtenus, dans le cas d'une échelle réelle, grâce à un test en faisceau de l'échelle.

Principe de fonctionnement L'alignement peut être décomposé en plusieurs étapes. La première étape consiste en la reconstruction des traces à partir des capteurs déjà alignés. Il peut s'agir de capteurs uniques, d'échelles de capteurs ou de super-plans SALAT. La reconstruction de ces traces est décrite en section 5.3.8. Une fois les traces reconstruites, les extrapolations de celles-ci sur l'échelle à aligner sont associées aux impacts détectés sur cette dernière comme décrit en section 5.3.8. Les résidus, $ResU = U_{Impact} - U_{Trace}$ et $ResV = V_{Impact} - V_{Trace}$ selon les axes U et V de l'échelle à aligner sont alors créés. Un χ^2 local est ensuite calculé en fonction de ces résidus.

Minimisation du χ^2 Le χ^2 local calculé dépend de six paramètres d'alignement. Ces paramètres sont les coordonnées du centre de l'échelle $C(Cx, Cy, Cz)$ et ses inclinaisons $\theta_X, \theta_Y, \theta_Z$ selon les axes C_X, C_Y et C_Z . Le χ^2 est calculé de la façon suivante :

$$\chi^2(Cx, Cy, Cz, \theta_X, \theta_Y, \theta_Z) = \sum_{traces} \left(\frac{ResU^2}{\sigma_U^2} + \frac{ResV^2}{\sigma_V^2} \right) \quad (5.58)$$

Les résidus en U et V valent : $ResU = U_{Extrapol} - U_{Impact}$ et $ResV = V_{Extrapol} - V_{Impact}$. Les coordonnées de l'extrapolation de la trace $(U_{Extrapol}, V_{Extrapol})$ sur l'échelle à aligner dépendent explicitement des six paramètres d'alignement. U_{Impact} et V_{Impact} représentent les coordonnées des impacts selon les axes U et V de l'échelle. Ils correspondent aux coordonnées du centre de gravité des amas de pixels détectés sur les capteurs composant l'échelle. σ_U et σ_V sont les résolutions selon les axes U et V des impacts détectés. On notera que pour des traces droites à incidence normale ces deux résolutions sont identiques et valent $3.5 \mu m$. Lorsque les traces ne sont plus perpendiculaires au plan

étudié, les valeurs de ces deux résolutions varient en fonction de l'angle d'incidence de la trace étudiée et prennent les valeurs mesurées au chapitre précédent (voir figure 4.23).

Enfin, la dernière étape dans le processus d'alignement consiste en la minimisation du χ^2 . Celui-ci est minimisé à l'aide de la classe de minimisation *MINUIT* de l'environnement logiciel *ROOT* (méthodes *MIGRAD* et *SIMPLEX*).

Enfin, une autre méthode locale permettant d'ajuster les paramètres d'alignement de chaque capteurs à l'intérieur de leur échelles a été implémentée. Elle se base sur un χ^2 local similaire à ceux présentés précédemment. Cette méthode sert à affiner l'alignement dans le cas d'échelles réelles puisque dans un cas réel les positions et les rotations des capteurs dans l'échelle ne sont pas connues avec une très grande précision.

Résultats et utilisation Nous n'avons pas étudié en détail les précisions associées à notre méthode locale d'alignement d'échelles. Cependant la méthode est fonctionnelle et a été testée avec des simulations d'échelles *PLUME*. De plus, une version modifiée de notre méthode a été utilisée pour l'alignement des tests en faisceau de trois bras de télescope composés de super-plans *SALAT*.

Dans la suite de ce chapitre nous allons nous concentrer sur la réalisation d'une méthode d'alignement d'échelles doubles faces à l'aide des mini-vecteurs reconstruits sur celles-ci. Mais avant cela nous allons décrire une géométrie prenant en compte un recouvrement entre échelles successives pour les doubles couches du détecteur de vertex de l'ILD.

5.5 Géométrie des doubles couches avec recouvrement pour l'ILD

Avant de nous pencher sur l'alignement basé sur le recouvrement des échelles successives pour les doubles couches du détecteur de vertex, nous allons étudier la géométrie de ce dernier lorsqu'il est équipé de double couche. On rappelle que le détecteur de vertex pour l'ILD comporte 3 doubles couches. Une géométrie avec des échelles double face a déjà été décrite pour le *BDB* de l'ILD. Cependant, cette géométrie ne prend pas en compte les zones de recouvrements entre chaque échelle successive. C'est pourquoi, dans cette partie nous allons étudier quelle géométrie est réalisable avec des doubles couches et des zones de recouvrements entre échelles double face. La géométrie que nous allons décrire pour chaque double couche est définie à l'aide des variables décrites en figure 5.9. Ces variables sont les suivantes :

- *Rayon* : le rayon intérieur de la couche pris au niveau du "bras".
- *Épaisseur* : épaisseur de la double couche
- *N* : le nombre d'échelles par couche.
- *X* : distance où le bras est perpendiculaire à l'échelle.
- *Angle = θ* : angle entre deux échelles successives. Cet angle vaut $2\pi/N$
- *Bord droit* : zone inactive à la droite de l'échelle.

- *Bord gauche* : zone inactive à la gauche de l'échelle. Cette zone est définie par la taille de la zone de lecture et de traitement des pixels.
- *offsetX* et *offsetY* : offset en X et Y afin que les deux échelles successives ne se touchent pas.
- *Recouvrement* : définit une mesure du recouvrement entre deux échelles successives. On notera qu'il ne s'agit que d'un indicatif puisque le recouvrement peut être défini de diverses façons.
- L_{int} : distance entre le bras et le point où est défini l'offset.
- ΔL : distance entre le point définissant l'offset et le début du bord gauche.

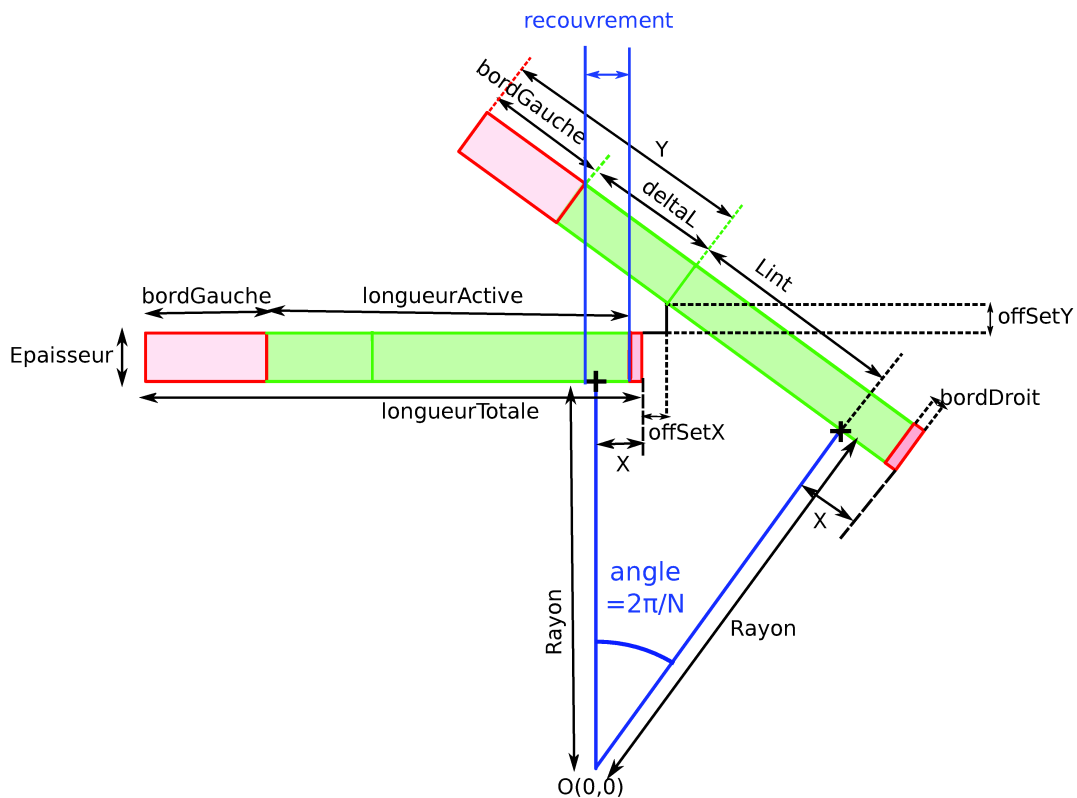


FIGURE 5.9 – Description de la géométrie, avec recouvrement, créée pour les double couche du détecteur de vertex.

La géométrie des doubles couches pour le *DBD* nous renseigne sur les rayons des doubles couches. Ainsi le rayon de la double couche 1 (DL1) au niveau du bras est défini entre 16 et 18 *mm*, celui de la double couche 2 (DL2) entre 37 et 39 *mm* et celui de la double couche 3 (DL3) entre 58 et 60 *mm*. Nous allons donc nous baser sur ces valeurs de rayons. Pour ce qui est de l'épaisseur, celle-ci a été définie pour le *DBD* à 2 *mm*. Nous allons aussi garder cette valeur.

La taille des bords droits et gauches est définie par la taille de la zone de traite-

ment/lecture des pixels. Pour des raisons de vitesse de lecture, la double couche 1 possédera des zones de traitement/lecture des deux côtés des capteurs. Étant donnée la taille de la zone de lecture des capteurs actuels, cette zone sera d'approximativement 1 mm de chaque côté pour la couche 1. Pour les doubles couches 2 et 3, la lecture pourra se faire d'un seul côté et mesurera environ 2 mm . Au niveau des offSets, on pourra par exemple prendre une valeur de départ à $\sqrt{2}/2\ \mu\text{m}$ pour les offsetX et offsetY, ce qui donne une distance minimale entre deux échelles successives de 1 mm . Au niveau des zones pixellisées, celles-ci seront proches de 1 cm pour la double couche 1 et proches de 2 cm pour les doubles couches 2 et 3 en raison des temps de lecture demandés. On rappelle que le temps de lecture des capteurs est proportionnel au nombre de lignes de pixels qu'ils possèdent. Pour des raisons de coût de fabrication, on s'efforcera à ce que les doubles couches 2 et 3 utilisent des capteurs identiques.

Afin d'optimiser la géométrie de chaque double couche on peut mettre en équation les paramètres définis précédemment. Pour cela on peut commencer par calculer les coordonnées du point où les offSet appliqués à l'échelle horizontale sur la figure 5.9 (échelle 0) touchent l'échelle inclinée de $2\pi/N$. On va alors exprimer les coordonnées de ce point pour l'échelle 0 et l'échelle 1. Comme ces deux coordonnées sont égales on obtient le système d'équation suivant :

$$\begin{cases} X + \text{offSet}X = +R \sin \theta - L_{int} \cos \theta \\ R + \text{Epaisseur} + \text{offSet}Y = R \cos \theta + L_{int} \sin \theta \end{cases} \quad (5.59)$$

On peut alors extraire X et L_{int} :

$$\begin{cases} X = +R \sin \theta - L_{int} \cos \theta - \text{offSet}X \\ L_{int} = \frac{R + \text{Epaisseur} + \text{offSet}Y - R \cos \theta}{\sin \theta} \end{cases} \quad (5.60)$$

Ce qui donne :

$$X = +R \sin \theta - \frac{R + \text{Epaisseur} + \text{offSet}Y - R \cos \theta}{\sin \theta} \cos \theta - \text{offSet}X \quad (5.61)$$

Nous pouvons dès lors exprimer le recouvrement en fonction de nos paramètres lorsque l'égalité précédente est vraie. On a alors après calcul :

$$\text{Recouvrement} = (\Delta L + L_{int}) \cos \theta - (R + \text{Epaisseur}) \times \sin \theta + X - \text{bordDroit} \quad (5.62)$$

On peut alors exprimer ΔL :

$$\Delta L = \frac{\text{bordDroit} + \text{Recouvrement} + (R + \text{Epaisseur}) \sin \theta - X}{\cos \theta} - L_{int} \quad (5.63)$$

Voyons à présent quel résultat est obtenu pour chaque double couche. Pour cela nous allons réaliser un graphique résumant la géométrie du détecteur de vertex. Le langage de programmation de graphiques vectoriels *Asymptote* [80] est utilisé pour calculer et concevoir les représentations des trois doubles couches du détecteur de vertex.

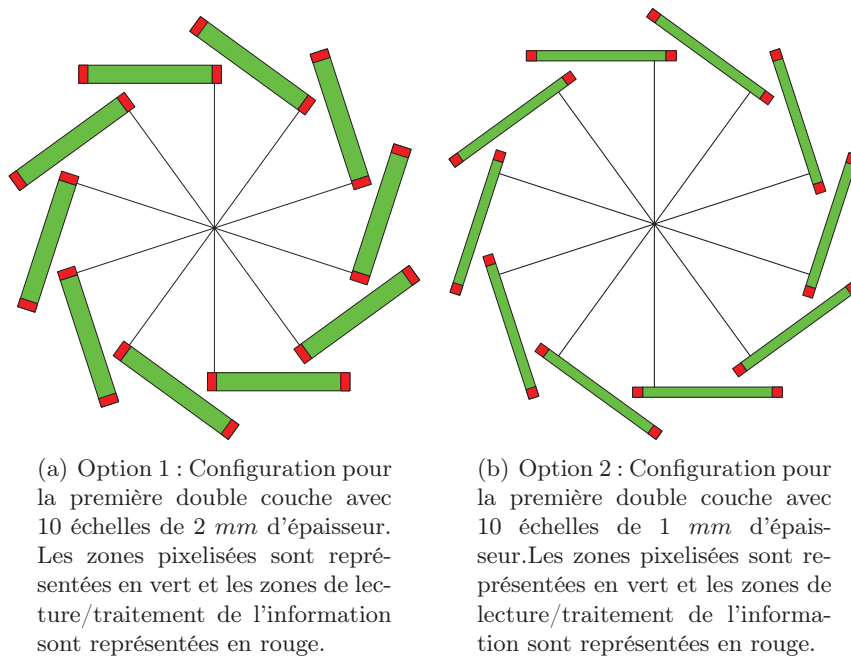
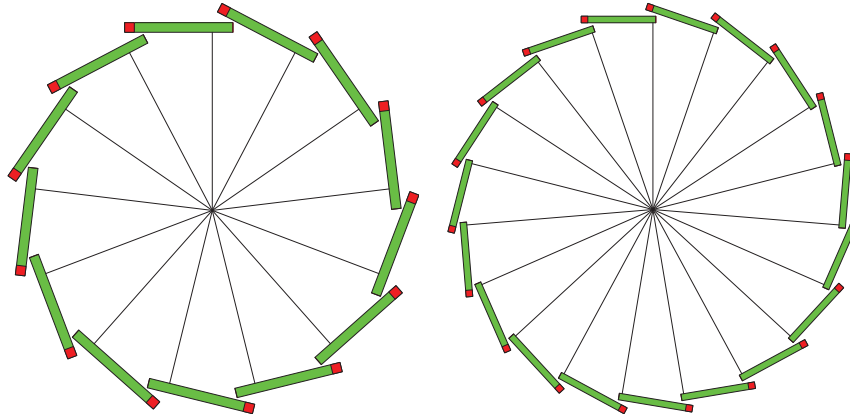


FIGURE 5.10 – Représentation de la première double couche du détecteur de vertex.

La figure 5.10 représente la première double couche du détecteur de vertex décrite à l'aide des calculs précédents. On peut voir sur cette figure, deux options possibles, l'une utilisant des échelles d'une épaisseur de 2 mm et l'autre utilisant des échelles de 1 mm d'épaisseur. Cette seconde option a été jugée utile puisque la configuration utilisant des échelles de 2 mm d'épaisseur possède d'importantes zones où les traces peuvent croiser deux échelles successives de la première double couche. Cela augmente le budget de matière de la double couche. Ainsi, afin de réduire le budget de matière et ces zones de recouvrement, on préférera utiliser des échelles de seulement 1 mm d'épaisseur.

La seconde et la troisième double couche sont représentées en figure 5.11. Afin de réduire le coût de fabrication, ces deux doubles couches pourront être équipées des mêmes capteurs. Il faudra donc optimiser la hauteur des échelles afin d'utiliser des capteurs de même taille. Lorsque l'on effectue les calculs ci-dessus, on constate que pour des capteurs d'environ 2 cm de hauteur et un recouvrement de 500 μm , il faut utiliser 13 échelles pour la seconde double couche et 19 échelles pour la troisième double couche. Le tableau 5.1 résume les valeurs obtenues pour chaque double couche. Lorsque l'on se concentre sur les valeurs des rayons de ces deux doubles couches déterminées pour



(a) Configuration pour la seconde double couche avec 13 échelles de 2 mm d'épaisseur. Les zones pixelisées sont représentées en vert et les zones de lecture/traitement de l'information sont représentées en rouge.

(b) Configuration pour la troisième double couche avec 19 échelles de 2 mm d'épaisseur. Les zones pixelisées sont représentées en vert et les zones de lecture/traitement de l'information sont représentées en rouge.

FIGURE 5.11 – Représentation de la seconde et de la troisième double couche du détecteur de vertex.

le *DBD* à savoir $R_2 = 37\text{ mm}$ et $R_3 = 58\text{ mm}$, on trouve des tailles de capteurs de respectivement $L_2 = 22.612\text{ mm}$ et $L_3 = 23.064\text{ mm}$. Cela représente une différence de $452\ \mu\text{m}$. Afin de conserver un recouvrement et une taille de capteur identiques, on peut choisir de légèrement réduire ou agrandir le rayon des doubles couches 2 et 3. On peut alors calculer le rayon de la double couche 3 en fonction de la double couche 2 à recouvrement et taille de capteur identiques. Afin d'effectuer ce calcul on calcule les tailles totales L_2 et L_3 des capteurs pour les doubles couches 2 et 3 :

$$L = L_{int} + \Delta L + X + bordGauche \quad (5.64)$$

Ce qui donne après calcul :

$$L = \left[\frac{\sin \theta}{\cos \theta} + \left(\frac{\cos \theta - 1}{\cos \theta} \right) \left(\sin \theta + \frac{\cos \theta - 1}{\sin \theta} \cos \theta \right) \right] Rayon \quad (5.65)$$

$$+ \frac{bordDroit + Recouvrement + Epaisseur \sin \theta}{\cos \theta}$$

$$- \left(1 - \frac{1}{\cos \theta} \right) \left(offSetX + \frac{Epaisseur + offSetY}{\sin \theta} \cos \theta \right) + bordGauche$$

On peut alors réécrire ce terme de la façon suivante :

$$L_i = A_i \text{Rayon}_i + B_i \quad (5.66)$$

Avec l'indice i correspondant au numéro de la double couche et les constantes A_i et B_i valant :

$$A_i = \frac{\sin \theta_i}{\cos \theta_i} + \left(\frac{\cos \theta_i - 1}{\cos \theta_i} \right) \left(\sin \theta_i + \frac{\cos \theta_i - 1}{\sin \theta_i} \cos \theta_i \right) \quad (5.67)$$

$$B_i = + \frac{\text{bordDroit}_i + \text{Recouvrement}_i + \text{Epaisseur}_i \sin \theta_i}{\cos \theta_i} \quad (5.68)$$

$$- \left(1 - \frac{1}{\cos \theta_i} \right) \left(\text{offSetX}_i + \frac{\text{Epaisseur}_i + \text{offSetY}_i}{\sin \theta_i} \cos \theta_i \right) + \text{bordGauche}_i$$

On égalise alors $L_2 = L_3$:

$$A_2 \text{Rayon}_2 + B_2 = A_3 \text{Rayon}_3 + B_3 \quad (5.69)$$

On obtient alors la valeur du rayon de la troisième double couche en fonction de celui de la seconde double couche, pour un recouvrement et une taille de capteur identique :

$$\text{Rayon}_3 = \frac{A_2}{A_3} \text{Rayon}_2 + \frac{B_2 - B_3}{A_3} \quad (5.70)$$

La relation 5.66 donne la taille total des capteurs des doubles couches 2 et 3 en fonction du rayon de leur double couche. La relation 5.70 lie les rayons des doubles couches 2 et 3 lorsque le recouvrement et la taille des capteurs sont identiques. On peut donc facilement choisir une même taille totale pour les capteurs des doubles couches 2 et 3 et déterminer les rayons des doubles couches 2 et 3 correspondants.

Le tableau 5.1 résume les valeurs obtenues pour chaque double couche en fonction de l'option choisie. Les paramètres utilisés pour le *DBD* sont étiquetés *option1*. Pour les doubles couches 2 et 3, l'*option2* renseigne sur les rayons calculés précédemment pour les doubles couches 2 et 3 pour obtenir une taille de capteur et un recouvrement constant ; et correspondant aux valeurs des rayons de 37 mm et 58 mm du *DBD*.

Enfin, la figure 5.12 est une illustration des trois doubles couches réunies sur un même graphique. On notera qu'un offset peut être utilisé afin de tourner les doubles couches les unes par rapport aux autres. Cela permet de répartir le budget de matière du détecteur de vertex. En effet, le budget de matière est plus important au niveau de chaque zone de recouvrement et il est préférable de ne pas aligner les zones de recouvrement de chacune des couches afin d'homogénéiser le budget de matière. Pour la figure 5.12 aucun offset n'est utilisé.

Double Couche	DL1 option1	DL1 option2	DL2 option1	DL2 option2	DL3 option2	DL3 option1
Rayon [mm]	16	16	37 fixé	37.917	56.6456	58 fixé
Épaisseur [mm]	1	2	2	2	2	2
Échelles	10		13	13	19	19
Angle [rad]	$2\pi/10$	$2\pi/10$	$2\pi/13$	$2\pi/13$	$2\pi/19$	$2\pi/19$
bordDroit [μm]	1	1	0	0	0	0
bordGauche [μm]	1	1	2	2	2	2
offSetX	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$
offSetY	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$
X [mm]	2.142	0.766	3.255	3.481	0.860	1.086
Lint [mm]	8.103	9.804	14.945	15.171	17.790	18.016
DeltaL [mm]	3.455	4.181	2.413	2.413	1.963	1.963
Recouvrement [μm]	500	500	500	500	500	500
Lpixels [mm]	12.700	13.751	20.612	21.064	20.612	21.064
L Totale [mm]	14.700	15.751	22.612	23.064	22.612	23.064

TABLE 5.1 – Valeurs obtenues pour les paramètres des doubles couches après calculs.

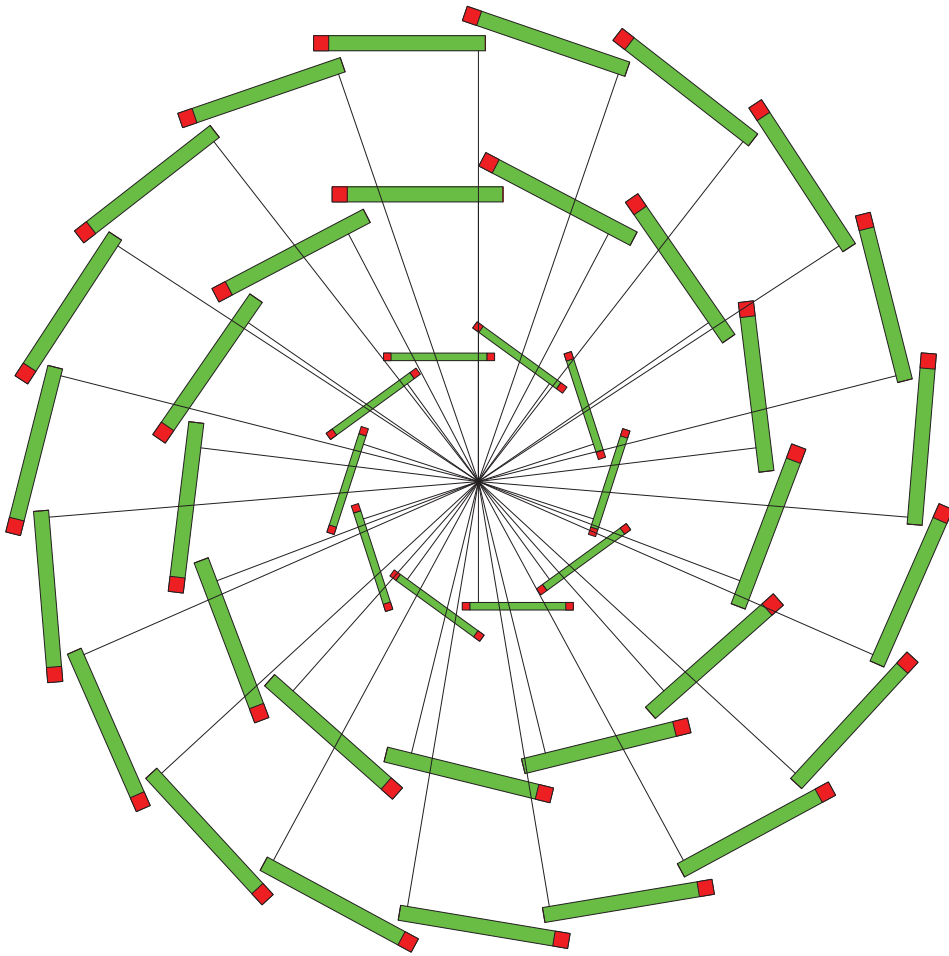


FIGURE 5.12 – Schéma des trois doubles couches du détecteur de vertex réunies. Aucun offset n'est utilisé.

5.6 Alignement basé sur les mini-vecteurs

Les échelles doubles faces de capteurs CMOS, permettent la création de mini-vecteurs. Ces mini-vecteurs permettent à priori un alignement des doubles couches du détecteur de vertex grâce aux zones de recouvrement entre échelles successives. L'idée est d'effectuer un alignement de la double couche en se servant uniquement des mini-vecteurs sur les zones recouvrement des échelles de la double couche considérée.

Afin de voir si cette idée ambitieuse est réalisable ou non, nous allons dans un premier temps voir dans quelle mesure on peut aligner une échelle double face fixe par rapport à une autre mobile, à l'aide des mini-vecteurs reconstruits dans la zone de recouvrement des deux échelles. Cela revient à aligner deux échelles consécutives d'une double couche de détecteur de vertex. Nous verrons dans un premier temps comment la reconstruction

des mini-vecteurs est réalisée, nous décrirons ensuite la géométrie utilisée pour réaliser cette étude; puis, nous présenterons la méthode d'alignement avec mini-vecteurs. Notre méthode d'alignement utilise des traces strictement rectilignes, c'est à dire qu'aucun champ magnétique n'est utilisé. Nous allons alors réaliser des alignements à haute impulsion ($p = 120\text{GeV}/c$) afin de savoir si notre méthode d'alignement est viable ou non.

5.6.1 Réalisation des mini-vecteurs

Les mini-vecteurs sur chacune des échelles utilisées sont réalisés de la façon suivante. Sur chaque échelle, on identifie les impacts sur la face de l'échelle croisant le faisceau en premier. Puis, à chacun de ces impacts, l'impact le plus proche sur la face opposée est sélectionné. Il s'agit là de la façon la plus simple pour réaliser des mini-vecteurs.

Dans la suite de ce chapitre nous utiliserons une seule trace par événement afin de caractériser la méthode d'alignement avec mini-vecteurs. Il s'agit ici de montrer les précisions et possibilités de la méthode dans un cadre idéal.

5.6.2 Description de l'algorithme d'alignement

Nous allons à présent décrire la méthode d'alignement de deux échelles doubles faces successives, grâce aux mini-vecteurs reconstruits à l'intérieur de leur zone de recouvrement.

Principe de fonctionnement Nous voulons aligner une échelle double face mobile (échelle 1) par rapport à une échelle double face fixe (échelle 0). Pour cela nous considérerons des échelles "parfaites" c'est à dire sans déformation. Aucun champ magnétique n'est présent. Le faisceau utilisé est composé de pions négatifs dotés d'une impulsion de $120\text{ GeV}/c$. Du fait de cette haute impulsion, les traces reconstruites sont considérées rectilignes. Notre méthode d'alignement aligne le centre et les inclinaisons de l'échelle mobile par rapport à l'échelle fixe, prise comme référence. Nous allons nous baser sur le cas d'une échelle mobile et désalignée, comme schématisée en figure 5.13. La méthode d'alignement peut se décomposer en plusieurs étapes. Nous allons les décrire.

La première étape consiste en la détection des mini-vecteurs sur chacune des échelles selon la méthode exposée ci-dessus (5.6.1). Une fois cette étape réalisée, la seconde étape est l'association des mini-vecteurs. Pour cela, il est nécessaire de faire correspondre chaque mini-vecteur détecté sur l'échelle 0, avec le mini-vecteur issu de la même trace, sur l'échelle 1. Cette étape est triviale lorsque l'on n'utilise qu'une seule trace par événement mais l'est de moins en moins lorsque la densité d'impacts sur les échelles grandit. On procède de la façon suivante : le mini-vecteur de l'échelle 0 est projeté sur l'échelle 1, puis le mini-vecteur correspondant est recherché dans une certaine fenêtre de recherche autour de cette extrapolation. La fenêtre de recherche est établie en fonction du désalignement estimé. Plus celui-ci est grand, plus la fenêtre doit être importante. Dans notre cas nous nous limiterons à une trace par événement afin d'obtenir des associations toujours justes.

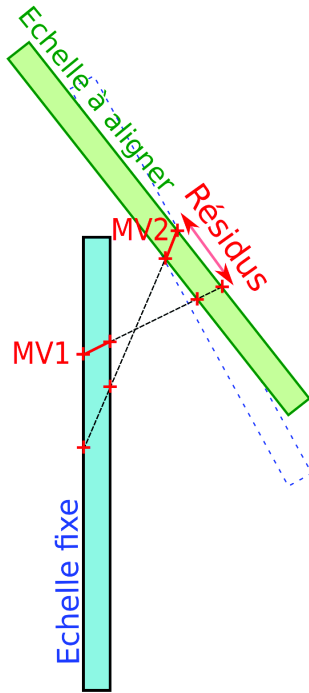


FIGURE 5.13 – Schéma de principe de la méthode d'alignement avec mini-vecteurs. L'échelle fixe (échelle 0) est illustrée en bleu et l'échelle à aligner (échelle 1) est affichée en vert. L'échelle 1 une fois alignée est représentée en pointillés bleus.

Lorsque le nombre de traces par événement est supérieur, l'association devient plus ardue, et des méthodes plus complexes doivent être développées.

Expression du χ^2 Afin de calculer le χ^2 , nous allons définir les repères et les objets utilisés en termes mathématiques. Tout d'abord, les traces sont paramétrées dans le repère du laboratoire centré en $O(0, 0, 0)$, par un vecteur directeur $\vec{v}_d = (TiltX, TiltY, 1.0)$ et un point appartenant à la trace. Les mini-vecteurs sont eux exprimés par un vecteur directeur $v_{MV} = (R_X, R_Y, 1.0)$ et un point correspondant à leur milieu dans le repère du laboratoire.

Le χ^2 est calculé en fonction des coordonnées du centre de l'échelle : $(X1, Y1, Z1)$ et des trois angles associés à l'échelle : θ_X, θ_Y et θ_Z . S'ajoutent à ces paramètres, des résidus exprimés dans les coordonnées de l'échelle 1 selon ses axes U et V . Le χ^2 s'exprime alors de la façon suivante :

$$\chi^2(X1, Y1, Z1, \theta_X, \theta_Y, \theta_Z) = \sum_{Traces} \left(\frac{\Delta U^2}{\sigma_U^2} + \frac{\Delta V^2}{\sigma_V^2} + \frac{\Delta R_X^2}{\sigma_{R_X}^2} + \frac{\Delta R_Y^2}{\sigma_{R_Y}^2} \right) \quad (5.71)$$

Les pentes R_X et R_Y peuvent respectivement être exprimées en fonction de θ_X et θ_Y par : $R_X = \theta_X + I_X$ et $R_Y = \theta_Y + I_Y$ avec I_X et I_Y des paramètres constants représentant l'inclinaison du mini-vecteur par rapport à l'échelle. Les résidus angulaires ΔR_X et ΔR_Y valent :

$$\Delta R_{X(Y)} = R_{X1(Y1)} - R_{X0(Y0)} \quad (5.72)$$

Nous allons développer l'expression de ce χ^2 en définissant par U_{Ext} et V_{Ext} les coordonnées de l'extrapolation du mini-vecteur de l'échelle 0 sur l'échelle 1, dans le repère de l'échelle 1. Nous définissons de surcroît les coordonnées selon U et V du milieu du mini-vecteur de l'échelle 1 par U_{MV1} et V_{MV1} . Le χ^2 est alors donné par l'expression suivante :

$$\chi^2 = \sum_{Traces} \left(\frac{(U_{ext} - U_{MV1})^2}{\sigma_U^2} + \frac{(V_{ext} - V_{MV1})^2}{\sigma_V^2} + \frac{(\Delta R_X)^2}{\sigma_{R_X}^2} + \frac{(\Delta R_Y)^2}{\sigma_{R_Y}^2} \right) \quad (5.73)$$

Calculons à présent les valeurs des incertitudes : σ_U , σ_V , σ_{R_X} et σ_{R_Y} . σ_U représentent la précision sur la mesure du milieu d'un mini-vecteur de l'échelle 1.

Si le mini-vecteur est perpendiculaire à l'échelle, σ_U vaut $3.5/\sqrt{2} \mu m$ puisque l'incertitude sur U des deux amas de pixels constituant le mini-vecteur est de $3.5 \mu m$ (voir 3.24). De même, si le mini-vecteur est perpendiculaire à l'échelle, $\sigma_V = 3.5/\sqrt{2}$. Lorsque le mini-vecteur n'est pas perpendiculaire à l'échelle, les résolutions en U et V augmentent. Une valeur est alors donnée à σ_U et σ_V en fonction de l'inclinaison du mini-vecteur par rapport à l'échelle 1. Les valeurs utilisées pour les résolutions spatiales des deux amas constituant le mini-vecteur sont celles décrites au chapitre 4 (voir figure 4.23).

Les expressions des pentes R_X et R_Y d'un mini-vecteur sont calculées à partir des coordonnées de deux centres de gravité des deux amas : (x_1, y_1, z_1) et (x_2, y_2, z_2) appartenant au mini-vecteur, dans le repère du laboratoire. Ces pentes valent :

$$R_X = \frac{x_2 - x_1}{z_2 - z_1} = \frac{\Delta x}{\Delta z} \quad (5.74)$$

$$R_Y = \frac{y_2 - y_1}{z_2 - z_1} = \frac{\Delta y}{\Delta z} \quad (5.75)$$

L'incertitude σ_{R_X} , correspondant à l'incertitude sur la pente R_X d'un mini-vecteur, est définie par la relation de propagation des erreurs suivantes :

$$\sigma_{R_X}^2 = \sum_i \left(\frac{\partial R_X(p_i)}{\partial p_i} \right)^2 (\sigma_{p_i})^2 \quad (5.76)$$

$$\sigma_{R_X}^2 = \frac{\sigma_{\Delta x}^2}{(\Delta z)^2} + \frac{(\Delta x)^2 \sigma_{\Delta z}^2}{(\Delta z)^4} \quad (5.77)$$

De la même façon pour σ_{R_Y} on a :

$$\sigma_{R_Y}^2 = \frac{\sigma_{\Delta y}^2}{(\Delta z)^2} + \frac{(\Delta y)^2 \sigma_{\Delta z}^2}{(\Delta z)^4} \quad (5.78)$$

Avec Δx , Δy , Δz , les longueurs du mini-vecteur dans les coordonnées du laboratoire. Calculons à présent les valeurs des incertitudes $\sigma_{\Delta x}$, $\sigma_{\Delta y}$ et $\sigma_{\Delta z}$. On a :

$$\sigma_{\Delta x(y)(z)} = 2 \sigma_{x(y)(z)} \quad (5.79)$$

Afin d'exprimer $\sigma_{x(y)(z)}$ on utilise la relation de passage du référentiel local des capteurs au référentiel du télescope. On obtient alors :

$$\begin{pmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \sigma_z \end{pmatrix} = R^{-1} \begin{pmatrix} \sigma_u \\ \sigma_v \\ \sigma_w = 0 \end{pmatrix} \quad (5.80)$$

Les valeurs pour σ_u et σ_v sont prises, comme expliqué plus haut, en fonction de l'angle d'incidence du mini-vecteur sur les capteurs de l'échelle 1.

5.6.3 Géométrie (double couche 2)

Afin de tester la méthode d'alignement basée sur les mini-vecteurs décrite ci-dessus (5.6.2), nous allons utiliser une configuration géométrique composée de deux échelles se chevauchant. Cette configuration utilise deux échelles successives de la géométrie pour la double couche 2 avec un rayon de 37 mm décrite dans le tableau 5.1. La longueur de la zone pixélisée selon l'axe vertical V du capteur vaut alors $L_V = 20612 \mu\text{m}$. Ce qui représente $20612/20.7 = 996$ lignes de pixels.

La figure 5.14 illustre la configuration utilisée. L'échelle 0 est fixe, alors que l'échelle 1 est mobile. Sur la figure 5.14 l'échelle 1 est parfaitement alignée. Avec cet alignement parfait, les mini-vecteurs de la première et de la seconde échelle, représentés en couleur bleu, sont donc eux aussi parfaitement alignés (aux erreurs près de reconstruction). Trois traces à l'intérieur de la zone de recouvrement sont indiquées en rouge. Pour cette configuration, les positions et orientation monte-carlo des échelles sont les suivantes :

- $X_0 = 0 \text{ mm}$
- $Y_0 = 7.0586 \text{ mm}$
- $Z_0 = 38.0 \text{ mm}$
- $\theta_{X_0} = 0 \text{ degré}$
- $\theta_{Y_0} = 0 \text{ degré}$
- $\theta_{Z_0} = 0 \text{ degré}$
- $X_1 = 0 \text{ mm}$
- $Y_1 = 23.9096 \text{ mm}$
- $Z_1 = 30.367 \text{ mm}$
- $\theta_{X_1} = 27.6923 \text{ degrés}$
- $\theta_{Y_1} = 0 \text{ degré}$
- $\theta_{Z_1} = 0 \text{ degré}$

Afin d'étudier la méthode d'alignement avec mini-vecteurs, des désalignements du centre C_1 de l'échelle 1 et des ses rotations sont réalisés. Nous verrons plus loin quels désalignements ont été utilisés.

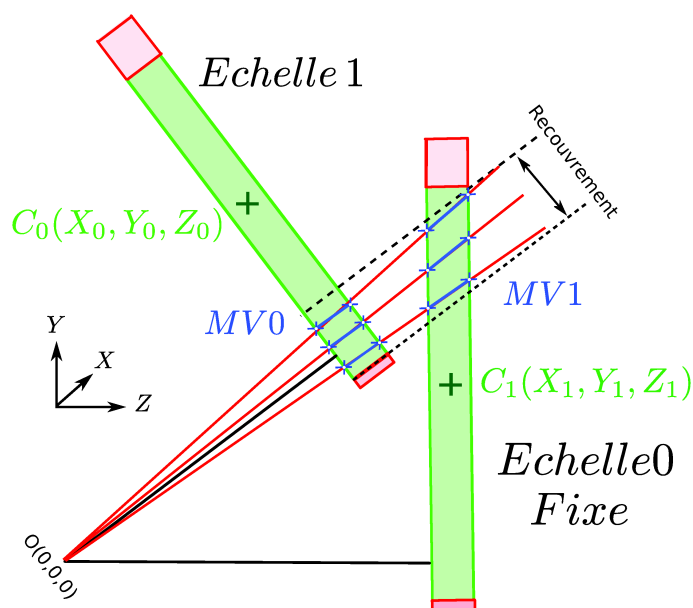


FIGURE 5.14 – Schéma de la configuration utilisée pour l'analyse de la méthode d'alignement avec mini-vecteurs. L'échelle 0 est fixée alors que l'échelle 1 est mobile. En rouge sont visibles quelques traces passant par la zone de recouvrement. Les mini-vecteurs reconstruits sont illustrés en bleu.

5.6.4 Procédure avant alignement (double couche 2)

Dans cette section nous allons présenter la procédure avant minimisation de méthode d'alignement inter-échelle avec mini-vecteurs et traces rectilignes. Dans un premier temps nous présenterons la configuration utilisée puis nous traiterons du désalignement utilisé, des coupures pour l'association des mini-vecteurs et enfin des résidus obtenus sur la seconde échelle.

Configuration

Nous allons utiliser la configuration de la double couche 2 avec recouvrement décrite en section 5.6.3. Dans un premier temps nous allons tester notre méthode d'alignement avec des particules de hautes impulsions. On rappelle que l'objectif est de savoir si notre méthode d'alignement est viable ou non. Pour cela un faisceau de pions négatifs de $120 \text{ GeV}/c$ est utilisé. Les pions sont envoyés à partir d'un vertex unique placé en $O(0,0,0)$ et avec des directions aléatoires à destination de la zone de recouvrement des échelles. Le vecteur directeur de chaque trace est titré aléatoirement dans deux distributions distinctes. La distribution selon l'axe Oz est constante et vaut 1. La distribution de la composante X du vecteur directeur des traces est une distribution uniforme dont les bornes valent $\pm L_{Ladder}/37 = 62.5/37$. Avec L_{Ladder} la longueur horizontale de l'échelle et 37 mm le rayon de la couche. Ainsi les traces parcourent toute l'échelle selon la

coordonnée X. Pour la distribution des coordonnées Y des vecteurs directeurs des traces, on choisit une distribution uniforme dont les bornes b_y^{Min} et b_y^{max} sont définies en fonction de la zone de recouvrement. On définit alors ces valeurs minimales et maximales de la façon suivante :

$$b_y^{Min} = \frac{(Rayon + Epaisseur)\sin(angle) - (X - bordDroit)\cos(angle)}{(Rayon + Epaisseur)\cos(angle) + (X - bordDroit)\sin(angle)}; \quad (5.81)$$

$$b_y^{Max} = \frac{L_{capteur}^V - X - L_{Inactive}^V}{Rayon + Epaisseur} \quad (5.82)$$

Avec *Rayon* le rayon de la double couche (ici 37mm), *Epaisseur* l'épaisseur de la double couche (ici 2mm), *X* la valeur définie en section 5.5, *bordDroit* la partie non pixelisée en bas du capteur, *angle* la différence d'inclinaison entre les deux échelles (ici 360/13 degrés), $L_{capteur}^V$ la longueur verticale totale du capteur et $L_{Inactive}^V$ la partie non pixelisée en haut du capteur.

Afin d'étudier l'alignement nous effectuons un désalignement du centre $C_1(X_1, Y_1, Z_1)$ et des inclinaisons $(\theta_{X1}, \theta_{Y1}, \theta_{Z1})$ de l'échelle 1. Nous allons donc voir quel désalignement utiliser.

Désalignement

Nous allons ici discuter le désalignement maximal possible pour une échelle de type *PLUME*. Comme nous l'avons vu un alignement nominal donne lieu à des incertitudes de l'ordre de 100 μm sur la position des modules d'un détecteur. Nous allons alors considérer un désalignement maximal de l'ordre de 100 μm sur chacune des coordonnées du centre de l'échelle à aligner. Si l'on considère une erreur sur les extrémités de l'échelle selon l'axe $C1X$ d'environ 100 μm sur chaque extrémité, et une longueur de l'échelle selon ce même axe d'environ 12.5 cm l'angle maximal obtenu vaut $Arctan(100/6250) \approx 0.1$ deg. Selon la même méthode, le même angle maximal d'environ 0.1 deg est obtenu selon l'axe $C1Z$. Enfin, selon l'axe $C1X$, si l'échelle est déjà inclinée de 360/13 degrés et si elle mesure 2 cm selon son axe V , sa projection sur l'axe Y vaut $10000 \times \cos(90 - 360/13) = 8855 \mu m$. Si l'on considère une erreur de mesure de 100 μm l'extrémité Y de l'échelle, on obtient un angle de $360/13 - acos[(8855 + 100)/10000] \approx 1.25$ degrés. Ainsi, pour résumer on obtient les désalignements maximaux suivants :

- $C1_X = C1_{X_{MC}} \pm 100 \mu m$
- $C1_Y = C1_{Y_{MC}} \pm 100 \mu m$
- $C1_Z = C1_{Z_{MC}} \pm 100 \mu m$
- $\theta_X = \theta_{X_{MC}} \pm 1.25$ degré
- $\theta_Y = \theta_{Y_{MC}} \pm 0.1$ degré
- $\theta_Z = \theta_{Z_{MC}} \pm 0.1$ degré

Coupures pour l'association des mini-vecteurs

Avant d'effectuer la procédure d'alignement, il faut associer les mini-vecteurs de l'échelle 0 avec ceux de l'échelle 1. Dans le cas d'une trace par événement, l'association des 2 mini-vecteurs est triviale. Cependant, dans le but de rejeter les éventuels mini-vecteurs mals reconstruits (dus au bruit sur les pixels et aux amas coupés sur les bords des capteurs), des coupures sont utilisées. Une première coupure est réalisée sur la différence des directions des paires de mini-vecteurs associées. Ainsi, seul les paires de mini-vecteurs dont la valeur absolue de la différence de pente est inférieure à $\Delta Pente$ exprimé en millièmes sont sélectionnés. Ainsi pour qu'une paire de mini-vecteurs associés soit prise en compte dans la minimisation, on doit valider les deux conditions suivantes : $|1000 \times (TiltX1 - TiltX0)| \leq \Delta Pente_X$ et $|1000 \times (TiltY1 - TiltY0)| \leq \Delta Pente_Y$.

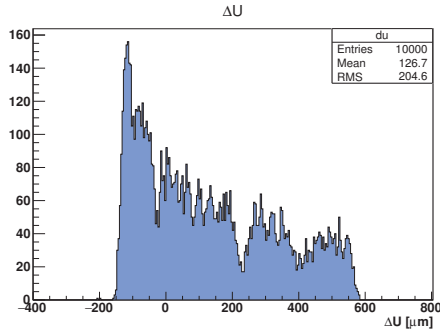
Une seconde coupure consiste à utiliser une fenêtre de recherche autour de l'extrapolation du mini-vecteur de l'échelle 0 sur l'échelle 1. Il s'agit donc d'une coupure sur les résidus pris sur l'échelle 1. Cette fenêtre de recherche est exprimée en micromètres. On la notera ΔRes . Pour valider une association de mini-vecteurs la valeur des résidus selon les axes U et V obtenue doit donc être comprise dans l'intervalle $[-\Delta Res, +\Delta Res]$.

La dernière coupure est réalisée à partir des distributions des résidus sur l'échelle 1. Les résidus selon les axes U et V et selon les inclinaisons $tiltX$ et $tiltY$ sont tracés dans des histogrammes à une dimension (voir 5.6.4). Sur chacun des deux histogrammes des distributions des résidus selon les axes U et V de l'échelle 1, une gaussienne est ajustée. Les couples de mini-vecteurs donnant des résidus s'écartant de la moyenne de la gaussienne de N fois sa largeur, sont retirés de l'alignement (du calcul du χ^2). Dans la suite de cette section, cette coupure est fixée à 5 fois la largeur de la gaussienne. Cette coupure n'est utilisée que lorsque le désalignement est très faible après une première minimisation, c'est-à-dire lorsque les résidus suivent des distributions quasi-gaussiennes.

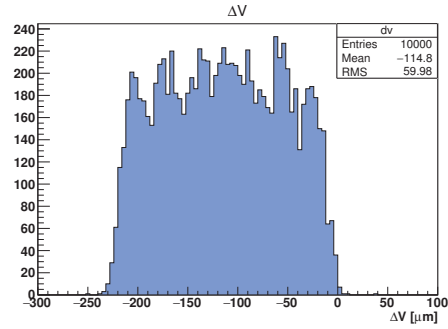
Résidus sur l'échelle à aligner

Comme décrit précédemment (5.6.2) le χ^2 à minimiser est calculé à partir des résidus selon les axes U et V de l'échelle à aligner et à partir des résidus angulaires des paires de mini-vecteurs associés. Les désalignements maximums définis plus haut sont utilisés pour l'échelle 1. Une illustration des distributions des résidus obtenues est disponible en figures 5.15 et 5.16. Ces distributions sont réalisées avec 10000 paires de mini-vecteurs bien associés. Les coupures $\Delta Res = 800\mu m$ et $\Delta Pente = 50$ ont été utilisées.

Ces distributions avant alignement sont à comparer avec celles obtenues avec un alignement parfait (valeurs Monte Carlo) (voir figures 5.20(a), 5.20(b), 5.21(a) et 5.21(b)).

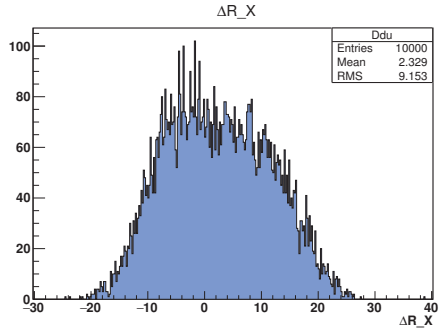


(a) Distribution des résidus selon l'axe U de l'échelle à aligner

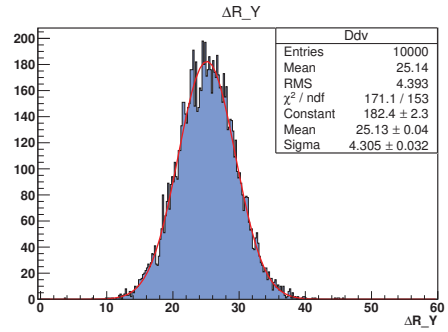


(b) Distribution des résidus selon l'axe V de l'échelle à aligner

FIGURE 5.15 – Distributions des résidus selon les axes U et V de l'échelle à aligner avant alignement.



(a) Avant minimisation : résidus angulaires des couples de mini-vecteurs selon la composante R_X de leur vecteur directeur



(b) Avant minimisation : résidus angulaires des couples de mini-vecteurs selon la composante R_Y de leur vecteur directeur

FIGURE 5.16 – Distributions des résidus angulaires des mini-vecteurs avant minimisation.

5.6.5 Résultats après alignement

Le but de cette section est de montrer le bon fonctionnement de notre méthode d'alignement avec mini-vecteurs et de caractériser sa précision.

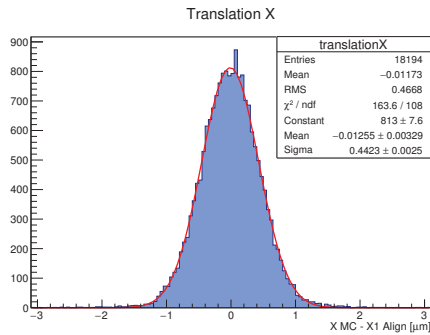
Afin de caractériser notre méthode d'alignement, la première étape consiste à produire un nombre important de données simulées. Ensuite des séries de N minimisations indépendantes comportant un nombre M de paires de mini-vecteurs bien associés ont été effectuées. Environ 2 000 000 d'événements, passant par la zone de recouvrement des deux échelles ont été utilisés. Les valeurs obtenues après alignement ont ensuite été étudiées. Nous allons à présent décrire plus en détails, la procédure utilisée.

Pour notre étude de précision, une seule trace par événement est utilisée dans le but d'obtenir de parfaites associations de mini-vecteurs. Les coupures $\Delta Res = 800 \mu m$ et $\Delta Pente = 50$ ont été utilisées pour rejeter les éventuelles mauvaises associations de mini-vecteurs. À l'aide de ces données un nombre N de lots indépendant de M paires de mini-vecteurs bien associés est obtenu. Chaque lot de mini-vecteurs est ensuite utilisé pour aligner l'échelle 1 en minimisant le χ^2 de notre méthode d'alignement. Une fois la minimisation effectuée, pour chaque paramètre d'alignement, les écarts entre le paramètre monte carlo et le paramètre obtenu après alignement est ajoutée à un histogramme. Pour chaque histogramme ainsi créé la moyenne M_i et l'écart type σ_i de la distribution sont calculés. La largeur σ_i représente alors la précision de la méthode d'alignement pour le paramètre d'alignement i . La moyenne M_i représente quant à elle le biais de l'alignement, c'est-à-dire l'erreur systématique commise.

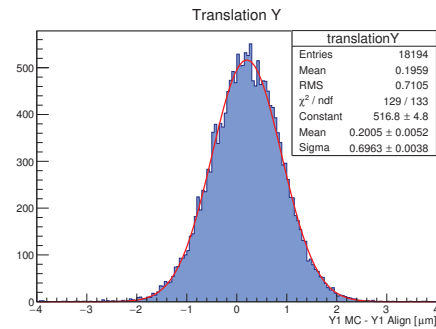
Les figures 5.17(a), 5.17(b), 5.18(a), 5.18(b), 5.19(a) et 5.19(b) représentent les écarts, après alignement, entre la valeur reconstruite après alignement et la valeur Monte Carlo pour chacun des six paramètres définissant la position et l'orientation de l'échelle 1. Ces figures sont réalisées grâce à 18194 minimisations comportant 1000 paires de mini-vecteurs bien associés. Les distributions obtenues sont d'allure gaussiennes. On réalise alors un ajustement Gaussien pour chacun des six histogrammes.

Pour les coordonnées $X1$, $Y1$ et $Z1$ du centre de l'échelle 1, les moyennes obtenues sont de respectivement environ $0.01 \mu m$, $0.20 \mu m$ et $0.36 \mu m$. Les écarts types pour ces mêmes coordonnées valent respectivement $0.47 \mu m$, $0.71 \mu m$ et $1.01 \mu m$. Le biais pour la coordonnée $X1$ est ainsi quasiment nul alors que celui pour les coordonnées $Y1$ et $Z1$ est plus important sans toutefois dépasser le demi-micron. On s'intéressera plus loin à la raison de ces biais. Les écarts types obtenus donnent la précision de la méthode. Ainsi, on obtient une précision sub-micrométrique pour les coordonnées $X1$ et $Y1$ et micrométrique pour la coordonnée $Z1$. Il s'agit là d'une précision élevée pour seulement 1000 paires de mini-vecteurs bien associés.

Concernant les inclinaisons selon les axes $C1X$, $C1Y$ et $C1Z$ de l'échelle 1, on obtient des moyennes de respectivement -1.90×10^{-3} degré, -1.87×10^{-5} degré et -4.00×10^{-7} degré. Les écarts types correspondant valent 6.45×10^{-3} , 7.62×10^{-4} et 4.49×10^{-4} . On obtient ainsi des distributions ne présentant quasiment aucun biais pour les rotations $C1Y$ et $C1Z$ et un léger biais pour la rotation $C1X$. Au niveau de la précision celle-ci est de l'ordre de quelques 10^{-3} à 10^{-4} degré lorsque l'on utilise 1000 paires de mini-vecteurs bien associés pour aligner.

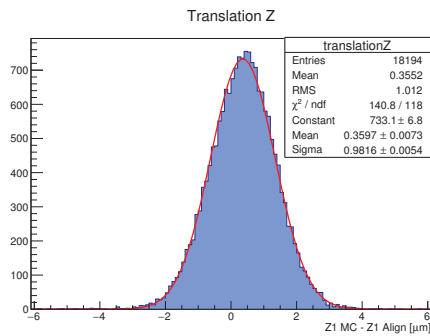


(a) Distribution des écarts à la valeur Monte Carlo pour la coordonnée $X1$ du centre de l'échelle 1 après alignements. Des lots de 1000 paires de mini-vecteurs sont utilisés.

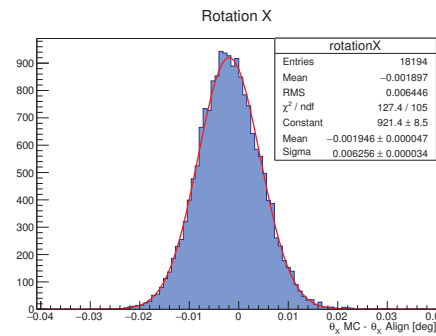


(b) Distribution des écarts à la valeur Monte Carlo pour la coordonnée $Y1$ du centre de l'échelle 1 après alignements. Des lots de 1000 paires de mini-vecteurs sont utilisés.

FIGURE 5.17 – Distributions de paramètres de l'échelle 1 après alignement

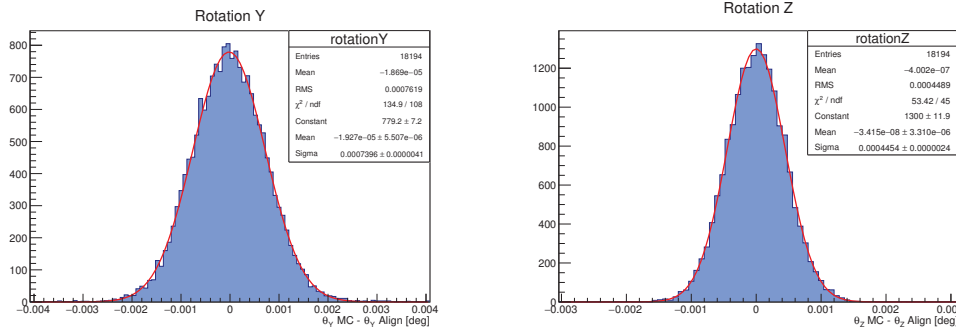


(a) Distribution des écarts à la valeur Monte Carlo pour la coordonnée $Z1$ du centre de l'échelle 1 après alignements. Des lots de 1000 paires de mini-vecteurs sont utilisés.



(b) Distribution des écarts à la valeur Monte Carlo pour la rotation selon l'axe $C1X$ du centre de l'échelle 1 après alignements. Des lots de 1000 paires de mini-vecteurs sont utilisés.

FIGURE 5.18 – Distributions de paramètres de l'échelle 1 après alignement



(a) Distribution des écarts à la valeur Monte Carlo pour la rotation selon l'axe $C1Y$ du centre de l'échelle 1 après alignements. Des lots de 1000 paires de mini-vecteurs sont utilisés.

(b) Distribution des écarts à la valeur Monte Carlo pour la rotation selon l'axe $C1Z$ du centre de l'échelle 1 après alignements. Des lots de 1000 paires de mini-vecteurs sont utilisés.

FIGURE 5.19 – Distributions de paramètres de l'échelle 1 après alignement

Après minimisation, toutes les valeurs monte-carlo sont retrouvées avec une précision inférieure ou égale au micron pour les translations et inférieure ou égale à 2×10^{-3} degré pour les inclinaisons. Cependant, on observe de légers biais inférieurs au micron pour les coordonnées $Y1$ et $Z1$ et la rotation $C1X$. Voyons d'où ils peuvent provenir.

Un premier constat est le suivant : lorsque l'on utilise les positions Monte-Carlo des impacts pour aligner (c'est-à-dire qu'on suppose une résolution nulle pour les capteurs), les biais et les écarts types deviennent nuls (non représentés ici). Les biais observés sont donc causés par la résolution spatiale non nulle des impacts sur les capteurs. Nous allons distinguer deux sources possibles de biais.

Biais dû aux centres de gravité des amas et à la distribution angulaire La forme des amas de pixels joue sur la position reconstruite. On rappelle que la multiplicité moyenne des amas est fonction de l'angle d'incidence de la trace sur le capteur. On sait aussi que la résolution spatiale des impacts est de moins en moins bonne au fur et à mesure que l'angle d'incidence de la trace est élevé.

Autrement dit, plus l'angle d'incidence des traces sur l'échelle considérée est grand plus la résolution spatiale moyenne des deux impacts créés par les traces sera élevée. Ainsi, plus l'angle d'incidence sur l'échelle est grand, plus la résolution spatiale moyenne et la résolution angulaire moyenne des mini-vecteurs se dégradent. Lorsque les traces possèdent toujours la même direction la forme de l'amas produit sera orienté vers cette direction. Ainsi, à incidence non normale, si le nombre de pixels dans l'amas selon cette direction est grand, le centre de gravité selon cette direction est biaisé. Ce biais se retrouve alors reporté sur les mini-vecteurs reconstruits.

On rappelle que les traces sont définies en fonction de leur vecteur directeur $v(v_x, v_y, 1)$

dans le repère du télescope (O, x, y, z) . Nous allons alors décomposer les traces selon leurs composantes v_x et v_y . Nous avons vu que la distribution de v_x est symétrique et centrée en 0 (voir 5.6.4). De ce fait, les biais selon l'axe X sur les mini-vecteurs reconstruits s'annulent. En effet, le biais sur un mini-vecteur reconstruit à la coordonnée $+x$ est opposé au biais sur le mini-vecteur reconstruit à la coordonnée $-x$. De fait, les distributions des composantes R_X des pentes des mini-vecteurs sur les échelles 0 et 1 ne seront pas décalées et seront centrées en zéro. Ainsi, la distribution des résidus angulaires ΔR_X sera elle aussi centrée en zéro.

La distribution de v_y n'est quant à elle pas centrée en zéro et est beaucoup moins large que celle des v_x . De plus en raison de la différence d'inclinaison selon l'axe X de deux échelles, les angles d'incidence selon la composante Y seront différents sur l'échelle 0 et sur l'échelle 1. On obtiendra alors deux biais moyens différents (selon la coordonnée verticale Y) si l'on se trouve sur l'échelle 0 ou sur l'échelle 1. Les distributions des composantes R_Y des pentes des mini-vecteurs sur les échelles 0 et 1 seront alors décalées de façon différente. Au final, la distribution des résidus angulaires ΔR_Y ne sera pas centrée en zéro mais sera légèrement décalée. Cela aura bien évidemment un effet sur l'alignement puisque la moyenne de cette distribution sera ajustée à zéro lors de la minimisation. Les coordonnées $Y1$ et $Z1$ du centre de l'échelle 1 se verront ainsi légèrement décalées, d'où le biais observé. L'angle selon l'axe $C1X$ de l'échelle est aussi affecté par cet effet puisque l'axe de rotation de l'échelle 1 est décalée en raison du décalage du centre de l'échelle 1 selon les axes Y et Z .

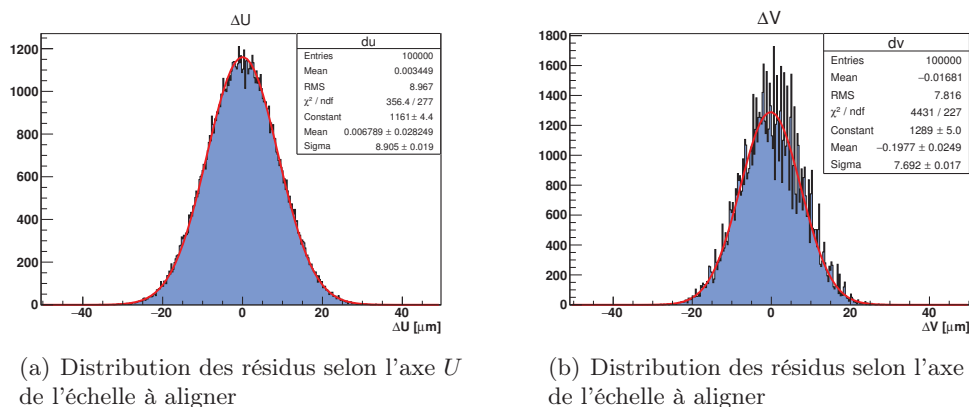
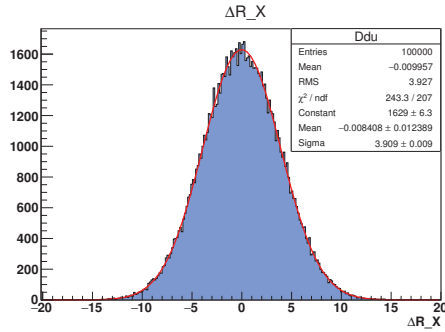
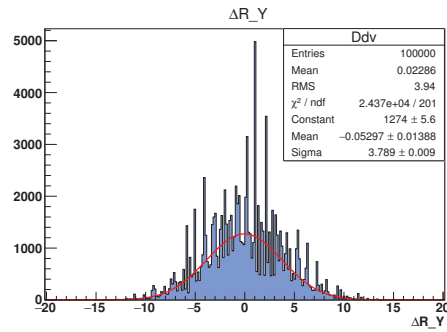


FIGURE 5.20 – Distributions des résidus selon les axes U et V de l'échelle à aligner obtenues avec un alignement parfait (valeurs Monte Carlo).

Nous pouvons alors vérifier cet effet en examinant les distributions des résidus obtenues avec un alignement parfait. Les figures 5.20(a), 5.20(b), 5.21(a) et 5.21(b) représentent les distributions des résidus sur l'échelle 1 obtenues à l'aide d'un alignement parfait. On constate qu'aux erreurs statistiques près la distribution des résidus selon l'axe U de l'échelle 1 et selon les différences d'inclinaisons ΔR_X des mini-vecteurs sont centrées



(a) Résidus angulaires des couples de mini-vecteurs selon la composante R_X de leur vecteur directeur



(b) Résidus angulaires des couples de mini-vecteurs selon la composante R_Y de leur vecteur directeur

FIGURE 5.21 – Distributions des résidus angulaires des mini-vecteurs obtenues avec un alignement parfait (résidus Monte Carlo).

en zéro et symétriques. Cependant, comme nous l'avons prédit, les distributions des résidus selon l'axe V de l'échelle 1 et selon les différences des pentes ΔR_Y des mini-vecteurs ne sont ni centrées en zéro ni symétriques.

On obtient des décalages d'environ -0.053 mrad et d'environ $-0.20 \mu m$ pour ces deux distributions. Le biais sur la distribution des résidus ΔV correspond bien au biais observé ($0.20 \mu m$) sur la valeur moyenne de la coordonnée $Y1$ après minimisation, trouvé ci-dessus. De plus, un décalage d'environ -0.053 mrad projeté à 3.5 mm de distance (distance approximative entre le centre du premier mini-vecteur et le centre du second) donne un biais d'environ $-0.19 \mu m$. Il s'agit bien du biais que nous avons observé. Les biais sur la coordonnée $Z1$ et la rotation $C1X$ résultent alors du biais sur la coordonnée $Y1$ lors de la minimisation. Bien que ces biais sont faibles on verra par la suite qu'ils ne peuvent plus être négligés pour la double couche 1 (voir 5.6.7).

Biais dû à la projection sur une échelle inclinée Un autre effet responsable des biais observés est la projection des mini-vecteurs de l'échelle 0 sur l'échelle 1. Cette projection induit une distribution des résidus selon l'axe V de l'échelle 1 asymétrique. En effet, comme les mini-vecteurs de l'échelle 0 n'arrivent pas avec une direction R_Y moyenne perpendiculaire à la surface de l'échelle 1, cela induit une légère asymétrie sur la distribution des résidus selon l'axe V de l'échelle 1. Les résidus selon l'axe V de l'échelle 1 obtenus pour des mini-vecteurs de l'échelle 0 dont l'inclinaison est supérieure à la moyenne seront légèrement plus élevés que ceux provenant de la projection des mini-vecteurs de l'échelle 0 dont l'inclinaison est inférieure à l'inclinaison moyenne. Cet effet est toutefois minoritaire comparé à celui de la mise en amas. Il peut être corrigé en prenant en compte l'erreur due à la projection des erreurs des mini-vecteurs de l'échelle 0 sur l'échelle 1.

Le χ^2 de notre méthode d'alignement a ainsi été modifié en prenant en compte les erreurs sur la pente des mini-vecteurs de l'échelle 0 et des erreurs supplémentaires (somme quadratiquement avec la résolution spatiale) dues à la projection de l'erreur des mini-vecteurs de l'échelle 0 sur l'échelle 1. La variation sur les résultats après alignement s'est avérée négligeable. Nous avons donc conservé le χ^2 présenté dans cette thèse pour la suite de cette étude.

Nous allons à présent étudier les variations de la précision de notre méthode d'alignement en fonction de la statistique utilisée.

5.6.6 Précision de la méthode en fonction de la statistique

Nous allons à présent étudier la précision de notre méthode d'alignement avec mini-vecteurs en fonction de la statistique disponible. L'objectif de cette étude est de savoir quelle statistique est nécessaire pour obtenir une certaine précision sur l'alignement des paramètres de l'échelle 1. La même configuration et le même désalignement que précédemment ont été utilisés.

Afin d'étudier la précision de notre méthode d'alignement en fonction de la statistique, les histogrammes décrits en section 5.6.5 sont réalisés pour des échantillons de données comportant 1000, 2500, 5000, 10000 et 20000 paires de mini-vecteurs bien associés. L'étude s'est arrêtée à 20 000 paires de mini-vecteurs en raison du nombre de données simulées nécessaires.

On étudiera ici, les variations des moyennes M_i et des largeurs σ_i en fonction de la statistique. Les résultats obtenus pour chaque paramètre de l'échelle sont visibles en figures 5.22, 5.23 et 5.24. Ces figures représentent les moyennes et écarts types des distributions des écarts aux valeurs monte carlo des paramètres d'alignement. Il s'agit de la même procédure que précédemment (voir 5.6.5). Les moyennes des distributions sont affichées à l'aide de points représentant une ligne centrale. De plus, deux bandes autour de la moyenne représentent les valeurs incluses à plus ou moins 1 (vert) ou 3 (bleu) σ_i de la moyenne. Cela correspond à des intervalles de confiance de 68% et 99.7%.

Premièrement on constate que pour les degrés de liberté de l'alignement la moyenne des distributions des paramètres après alignement (on parlera de biais sur l'alignement) sont constants en fonction de la statistique. Les biais pour la coordonnée $X1$ et les rotations $C1Y$ et $C1Z$ sont statistiquement compatibles avec zéro. Les biais pour les coordonnées $Y1$ et $Z1$ et la rotation $C1X$ valent quant à eux respectivement $0.20 \mu m$, $0.35 \mu m$ et 2×10^{-3} degré.

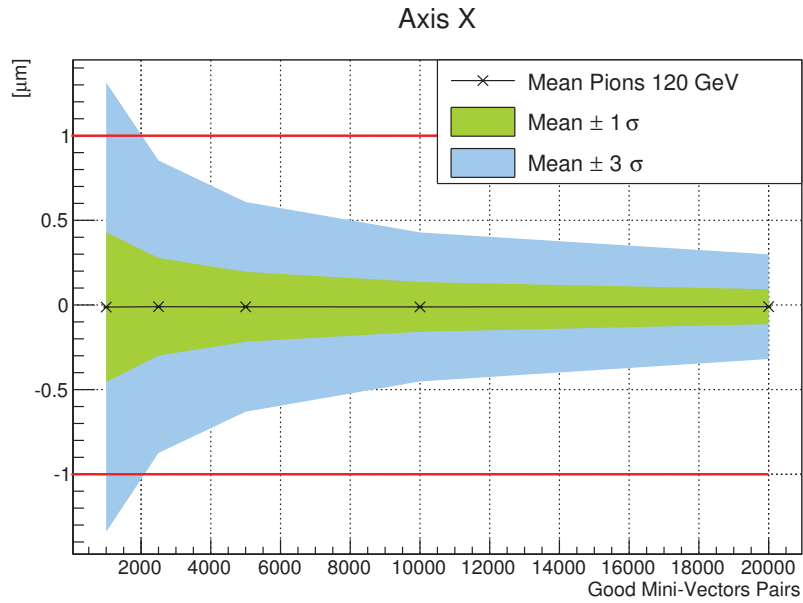
Au niveau des écarts types ceux-ci diminuent avec l'augmentation de la statistique comme attendu. Pour les coordonnées $X1$, $Y1$ et $Z1$ on obtient un écart-type inférieur ou égal $0.5 \mu m$ dès 1000 paires de mini-vecteurs pour $X1$, et dès 2500 paires de mini-vecteurs pour $Y1$ et $Z1$. Ainsi, on obtient un alignement sub-micrométrique (à 1σ) pour ces trois coordonnées dès 2500 paires de mini-vecteurs. Un alignement à $0.65 \mu m$ près est obtenu dès 20000 paires de mini-vecteurs. On notera qu'avec cette statistique l'alignement est

dominé par les biais observés puisque pour $Y1$ et $Z1$ les biais valent 0.20 et $0.35 \mu m$ alors que les écarts types valent 0.18 et $0.27 \mu m$.

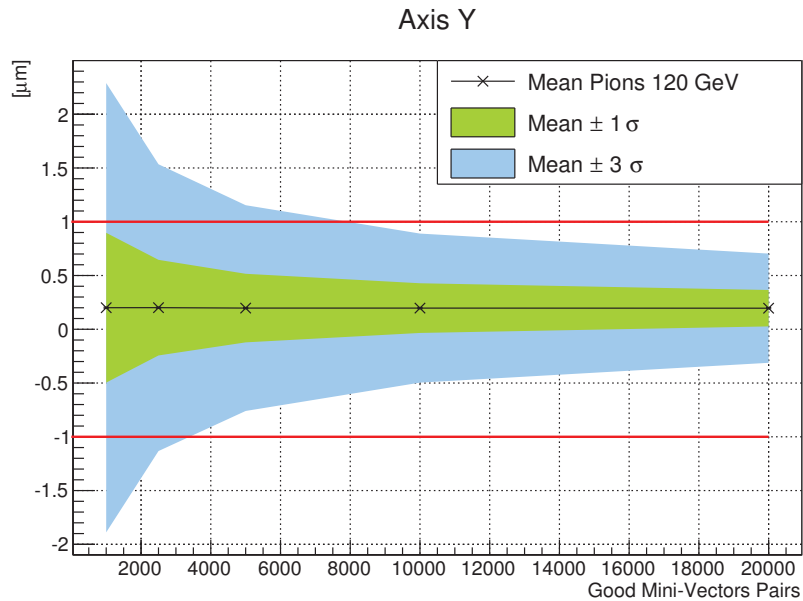
Concernant les rotations un écart type inférieur à 0.1 mrad est observé dès 1000 paires de mini-vecteurs bien associées pour la rotation $C1X$. L'écart type pour les rotations respectives $C1Y$ et $C1Z$ est inférieur à 10^{-2} mrad dès 2500 et 1000 paires de mini-vecteurs. Ce résultat s'explique par un rapport de $1/10$ entre la longueur et la hauteur des échelles PLUME utilisées. L'alignement étant relié au bras de levier selon l'axe de la rotation. Finalement on obtient un alignement d'une précision inférieure à 10^{-2} mrad pour les rotations $C1Y$ et $C1Z$ dès 2500 paires de mini-vecteurs et une précision sur l'alignement de la rotation $C1X$ inférieure à 0.1 mrad dès 2500 couples de mini-vecteurs.

Comme nous obtenons des biais systématiques constants, on peut envisager de les soustraire afin de recentrer les histogrammes des écarts à la valeur monte carlo après alignement. Cependant, on notera que ces biais changent en fonction de la configuration utilisée. Il faudra donc pouvoir les identifier au préalable. Si tel est le cas la précision sur tous les paramètres d'alignement deviendra uniquement fonction de la statistique.

Nous avons caractérisé la précision de notre méthode d'alignement en fonction de la statistique avec une certaine géométrie de la double couche 2. Une étude similaire a été réalisée avec les géométries des doubles couches 1 et 3. Les résultats de ces études sont disponibles en annexe B.2 B.1. Nous allons à présent décrire les différences observées sur l'alignement de chacune des trois doubles couches.

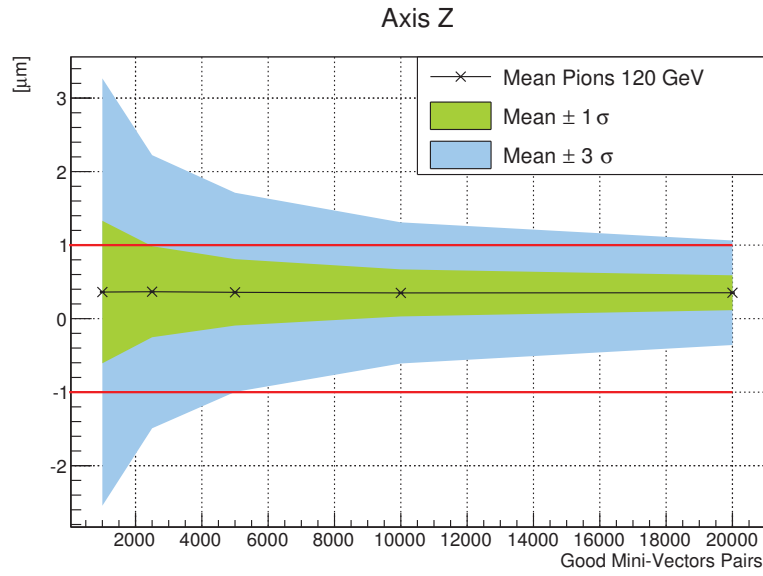


(a) Écart à la valeur Monte-Carlo de la valeur moyenne de la distribution du paramètre $X1$ après alignement, en fonction de la statistique. En vert et bleu : \pm une et trois fois σ , en fonction de la statistique. A titre indicatif, les lignes rouges représentent les valeurs de $\pm 1\mu m$.

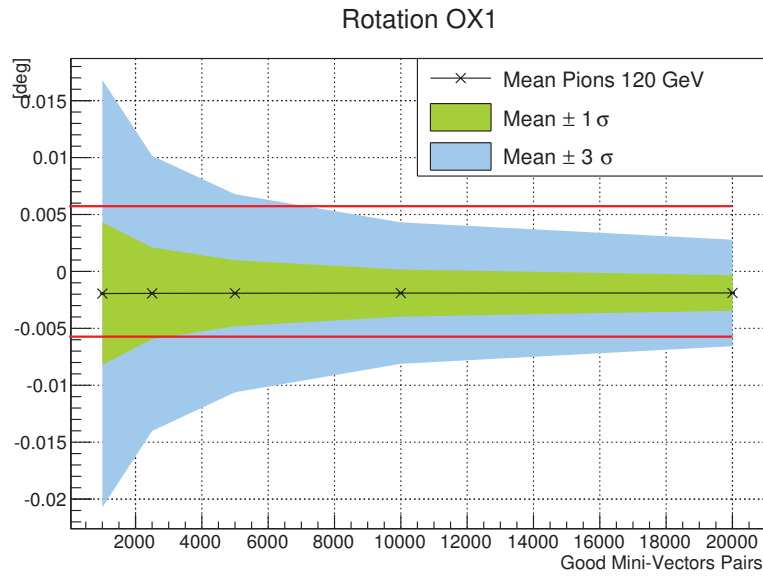


(b) Écart à la valeur Monte-Carlo de la valeur moyenne de la distribution du paramètre $Y1$ après alignement, en fonction de la statistique. En vert et bleu : \pm une et trois fois σ , en fonction de la statistique. A titre indicatif, les lignes rouges représentent les valeurs de $\pm 1\mu m$.

FIGURE 5.22 – Performances de la méthode d'alignement avec mini-vecteur en fonction de la statistique utilisée

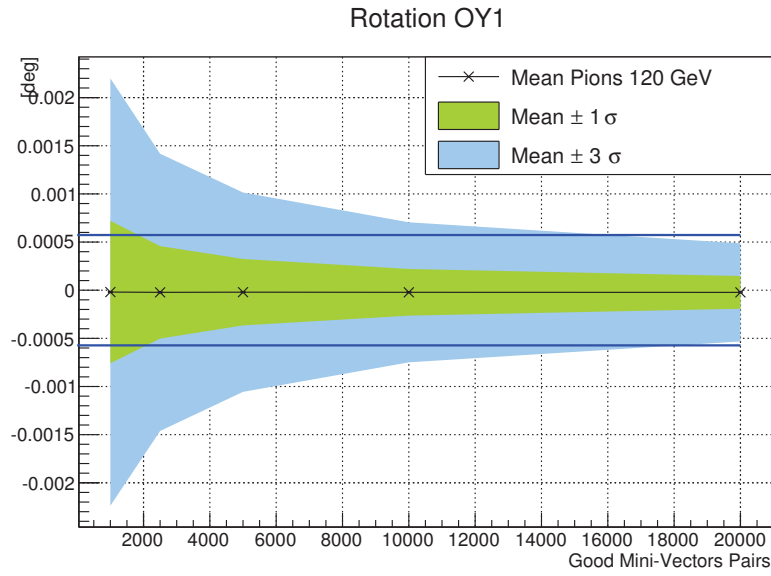


(a) Écart à la valeur Monte-Carlo de la valeur moyenne de la distribution du paramètre Z1 après alignement, en fonction de la statistique. En vert et bleu : \pm une et trois fois σ , en fonction de la statistique. A titre indicatif, les lignes rouges représentent les valeurs de $\pm 1\mu m$.

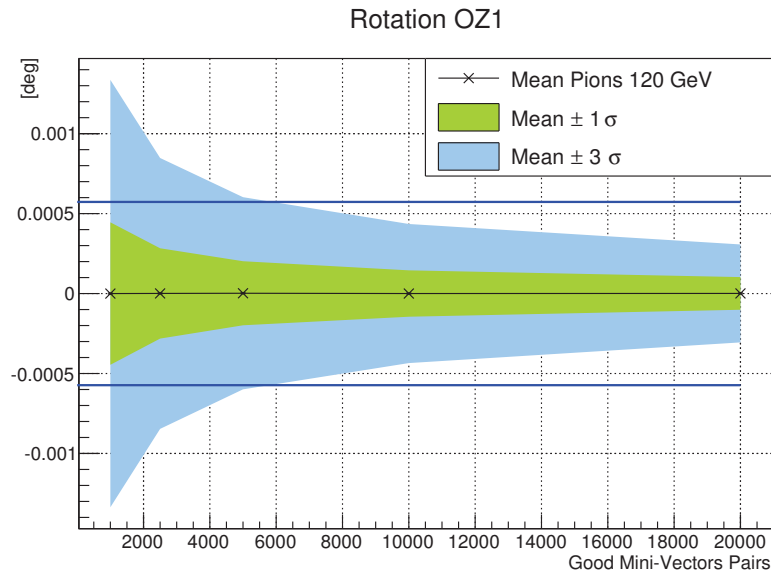


(b) Écart à la valeur Monte-Carlo de la valeur moyenne de la distribution de la rotation selon l'axe C1X après alignement, en fonction de la statistique. En vert et bleu : \pm une et trois fois σ , en fonction de la statistique. A titre indicatif, les lignes rouges représentent les valeurs de $\pm 0.1mrad$.

FIGURE 5.23 – Performances de la méthode d'alignement avec mini-vecteur en fonction de la statistique utilisée



(a) Écart à la valeur Monte-Carlo de la valeur moyenne de la distribution de la rotation selon l'axe $C1Y$ après alignement, en fonction de la statistique. En vert et bleu : \pm une et trois fois σ , en fonction de la statistique. A titre indicatif, les lignes bleues représentent les valeurs de $\pm 10^{-2} mrad$.



(b) Écart à la valeur Monte-Carlo de la valeur moyenne de la distribution de la rotation selon l'axe $C1Z$ après alignement, en fonction de la statistique. En vert et bleu : \pm une et trois fois σ , en fonction de la statistique. A titre indicatif, les lignes bleues représentent les valeurs de $\pm 10^{-2} mrad$.

FIGURE 5.24 – Performances de la méthode d'alignement avec mini-vecteur en fonction de la statistique utilisée

5.6.7 Précision de l’alignement pour les doubles couches 1, 2 et 3

Dans cette section nous allons décrire les différences observées concernant l’alignement de chacune des trois doubles couches avec notre méthode d’alignement basée sur les mini-vecteurs et les zones de recouvrement. La géométrie de la couche 2 est celle présentée précédemment, celle de la double couche 3 est celle qui préserve une taille de capteur identique à ceux de la double couche 2 pour un rayon légèrement modifié (voir table 5.1 : DL3 option 2). Enfin la géométrie de la double couche 1 est celle avec une épaisseur d’échelle de 1 mm (voir table 5.1 : DL1 option 1). Les trois double couches possèdent un recouvrement de 500 μm .

Nous allons premièrement nous intéresser aux différences observées entre la double couche 2 et la double 3 puis nous traiterons le cas de la double couche 1 dans un second temps.

Les figures 5.25(a), 5.25(b), 5.25(c), 5.25(d), 5.25(e) et 5.25(f) illustrent les résultats obtenus pour l’alignement avec 10000 paires de mini-vecteurs bien associés et en fonction du numéro de la double couche. Les résultats en fonction de la statistique pour les doubles couches 1 et 3 sont donnés en annexe B.1 et B.2.

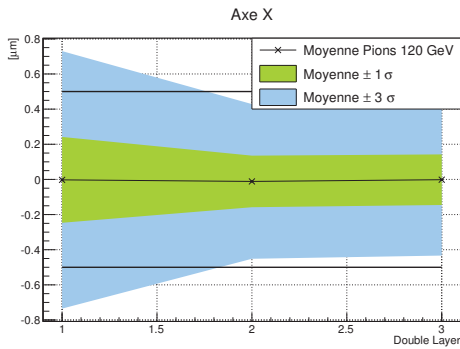
Les résultats obtenus pour l’alignement de la double couche 3 sont similaires à ceux de la double couche 2. On observe toutefois des biais légèrement inférieurs pour la double couche 3 comparée à la double couche 2. Les écarts types diminuent aussi légèrement (sauf pour la rotation $C1Y$ et la coordonnée $Z1$).

Comme la double couche 1 possède des épaisseurs pour ses échelles deux fois plus minces (1 mm) que celles des échelles des doubles couches 2 et 3 (2 mm), une dégradation de la précision de l’alignement est attendue. C’est ce que nous observons. Comme l’épaisseur des échelles chute de moitié et que la résolution spatiale des amas reste la même, la résolution angulaire et la résolution spatiale des mini-vecteurs chutent elles aussi de moitié. De plus, la réduction de l’épaisseur des échelles implique que la distance entre les échelles diminue. Lorsque la résolution angulaire des mini-vecteurs est fixée, cela a pour effet de réduire la largeur de la distribution des résidus (projection à une distance plus faible). Ainsi, une réduction d’un facteur deux de la résolution angulaire des mini-vecteurs sera compensée par une réduction d’un facteur deux de la distance moyenne entre échelles. Or le passage de la double couche 2 à la double couche 1 entraîne une réduction de la distance inter-échelle inférieure à deux. On observe donc des largeurs des distributions des résidus plus larges et donc une moins bonne résolution sur l’alignement comparé à la double couche 2.

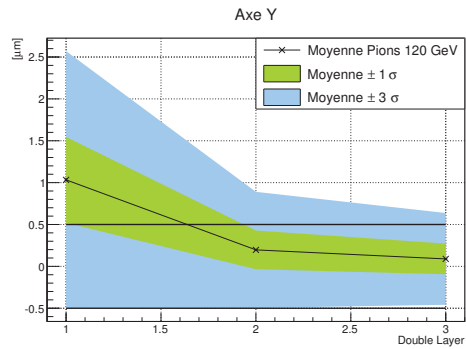
Pour la double couche 1, on observe aussi une augmentation importante des biais et des écarts types des coordonnées $Y1$ et $Z1$ et de la rotation $C1X$. Cet effet est dû à la réduction de l’épaisseur des échelles qui augmentent les biais sur les pentes des mini-vecteurs. (Les biais sur les positions des deux amas du mini-vecteur induisent des erreurs sur les pentes du mini-vecteur plus importantes lorsque les distances des mini-vecteurs sont plus courtes. Voir 5.6.5). Les autres paramètres d’alignement possèdent un biais compatible statistiquement avec zéro. Tous les biais sont constants avec la statistique.

Ces derniers passent de 0.2 à 1.0 μm pour $Y1$, de 0.35 à 1.3 μm pour $Z1$ et de 2×10^{-3} degré à 1.5×10^{-2} degré pour $C1X$ entre la double couche 2 et la double couche 3. Pour ces paramètres les biais passent la barre du micron et du dixième de mrad. Cela est problématique lorsque l'on recherche un alignement inférieur au micron et au dixième de mrad. A cela s'ajoute des écarts types environ deux fois plus élevés pour les coordonnées $Y1$ et $Z1$ et la rotation $C1X$ comparés à ceux de la double couche 2. Pour les rotations $C1Y$ et $C1Z$ et la coordonnée $X1$ on observe des écarts types environ 50% plus élevés. Ainsi, même si les rotations $C1Y$ et $C1Z$ et la coordonnée $X1$ obtiennent des précisions sur leur alignement dégradées de 50 % et permettent un alignement sub-micrométrique et sous le dixième de mrad, les trois autres paramètres limitent la précision de l'alignement à environ 2 μm et 5 dixièmes de mrad.

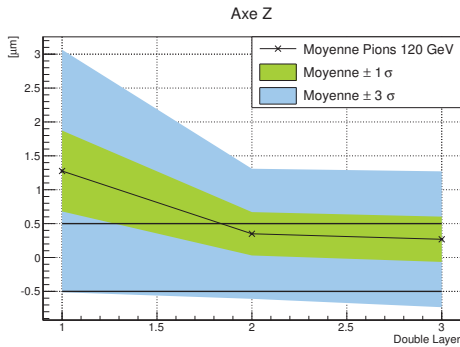
Pour conclure, la double couche 2 et la double couche 3 arborent des performances d'alignement équivalentes et la double couche 1 présente des performances 1.5 à 3 fois moindre à cause de son épaisseur plus fine. En particulier, les biais observés sur les coordonnées $Y1$ et $Z1$ et la rotation $C1X$ sont supérieurs aux pré-requis en terme de précision d'alignement. Si ces biais ne peuvent pas être corrigés cela limitera l'usage de notre méthode d'alignement aux deux couches externes du détecteur de vertex. On soulignera aussi la présence d'une sortie avec des ADC de 3 à 4 bits pour les doubles couches 2 et 3 dans le cas de l'ILD. Cela devrait permettre de réduire les biais observés puisque les positions des amas seront moins biaisées. De plus, la géométrie de l'ILD devrait être pourvue d'une première double couche dotée d'une résolution de 2.8 μm . Les performances d'alignement seront donc meilleures dans ce cas et un alignement précis au micron près est peut-être envisageable.



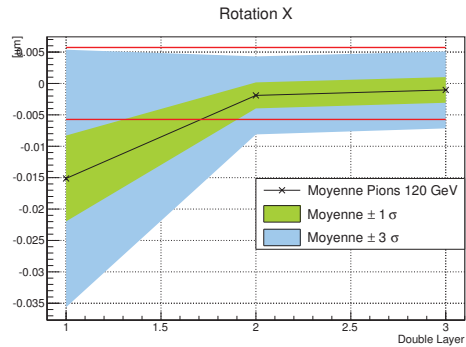
(a) Évolution de la précision de la méthode pour la coordonnée $X1$ après alignement, en fonction de la double couche. 10000 paires de mini-vecteurs sont utilisées.



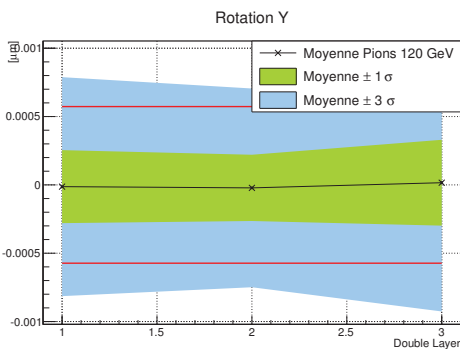
(b) Évolution de la précision de la méthode pour la coordonnée $Y1$ après alignement, en fonction de la double couche. 10000 paires de mini-vecteurs sont utilisées.



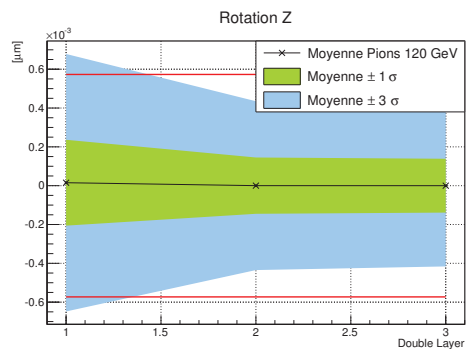
(c) Évolution de la précision de la méthode pour la coordonnée $Z1$ après alignement, en fonction de la double couche. 10000 paires de mini-vecteurs sont utilisées.



(d) Évolution de la précision de la méthode pour la rotation selon l'axe $C1X$ après alignement, en fonction de la double couche. 10000 paires de mini-vecteurs sont utilisées.



(e) Évolution de la précision de la méthode pour la rotation selon l'axe $C1Y$ après alignement, en fonction de la double couche. 10000 paires de mini-vecteurs sont utilisées.



(f) Évolution de la précision de la méthode pour la rotation selon l'axe $C1Z$ après alignement, en fonction de la double couche. 10000 paires de mini-vecteurs sont utilisées.

FIGURE 5.25 – Performances de la méthode d'alignement avec mini-vecteur en fonction de la double couche.

5.6.8 Précision en fonction de la zone de recouvrement

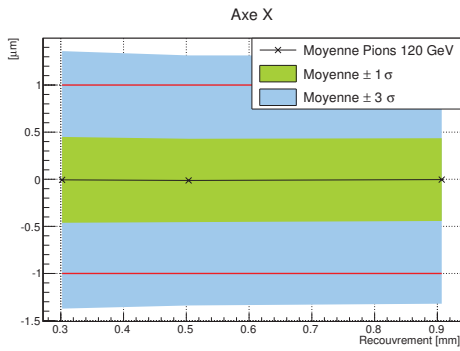
Nous allons à présent étudier la précision de notre méthode d'alignement en fonction de la zone de recouvrement des deux échelles. Le but est d'étudier la performance de notre méthode d'alignement en fonction de la taille de la zone de recouvrement afin de pouvoir estimer quelle taille de recouvrement utiliser.

Les moyennes et largeurs des distributions des écarts aux valeurs Monte-Carlo ont été calculées pour chaque taille du recouvrement entre les échelles. Le nombre de couples de mini-vecteurs utilisé est de 1000 et une configuration similaire à la précédente est utilisée mais avec des recouvrements plus ou moins grands. Pour cette étude nous utilisons la double couche 2. Des simulations avec les mêmes paramètres de la seconde couche que ceux utilisés précédemment ont été utilisés.

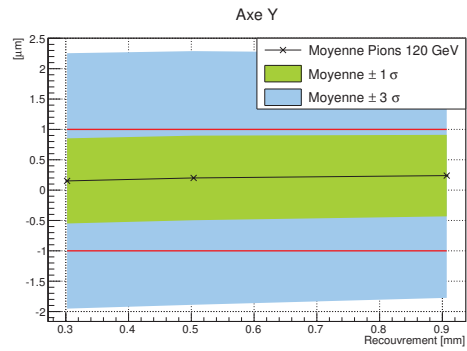
Pour faire varier le recouvrement, la longueur verticale des capteurs a été modifiée. Des recouvrements d'environ $302\mu m$ (885 lignes de pixels), $504\mu m$ (996 lignes de pixels : configuration précédente) et $907\mu m$ (1096 lignes de pixels) ont été utilisés. Des désalignements identiques aux précédant ont été utilisés. Les données ont ensuite été alignées selon la même procédure que précédemment.

Les résultats obtenus sont représentés en figures 5.26(a), 5.26(b), 5.26(c), 5.26(d), 5.26(e) et 5.26(f). Ces figures représentent les moyennes et les intervalles à ± 1 et $\pm 3\sigma$ autour de la moyenne des distributions des écarts aux valeurs monte carlo après alignement en fonction du recouvrement.

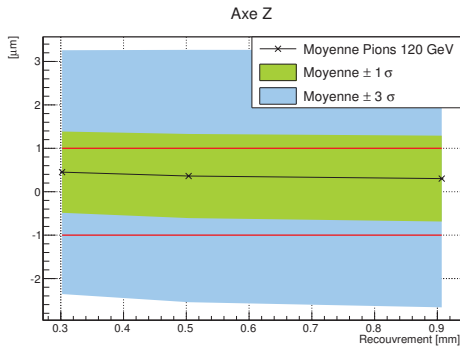
Sur l'ensemble de ces graphes nous n'observons pas de variations sur la précision de l'alignement. De légères variations sont présentes mais elles ne sont pas significatives étant données les erreurs statistiques. Ainsi, on peut conclure que la taille du recouvrement ne joue pas un rôle important sur la précision de l'alignement. On rappelle toutefois que l'on utilise des traces rectilignes (sans champ magnétique) et de hautes impulsions ($120 GeV/c$) avec des échelles parfaites, sans déformation. Le comportement observé pourrait changer dans le cas d'échelles déformées ou lorsque l'on utilise des traces de plus faibles impulsions. Ainsi, la taille du recouvrement ne joue que sur la durée d'acquisition de la statistique nécessaire à l'alignement. Plus le recouvrement est important, plus la durée d'acquisition est courte.



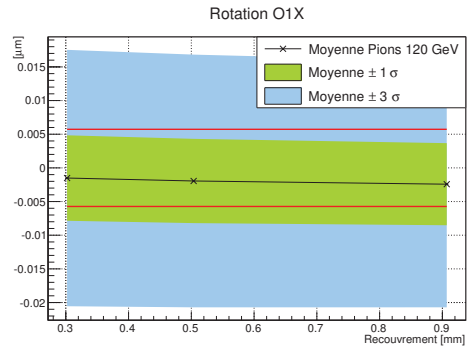
(a) Évolution de la précision de la méthode pour la coordonnée $X1$ du centre de l'échelle alignée, pour 1000 couples de mini-vecteurs bien associés, en fonction du recouvrement.



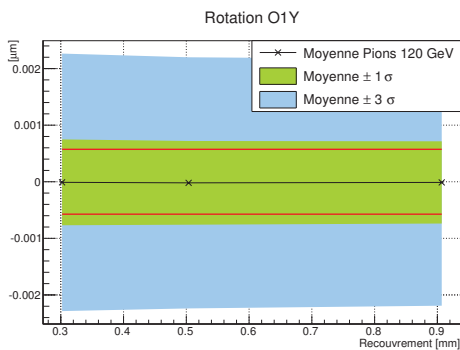
(b) Évolution de la précision de la méthode pour la coordonnée $Y1$ du centre de l'échelle alignée, pour 1000 couples de mini-vecteurs bien associés, en fonction du recouvrement.



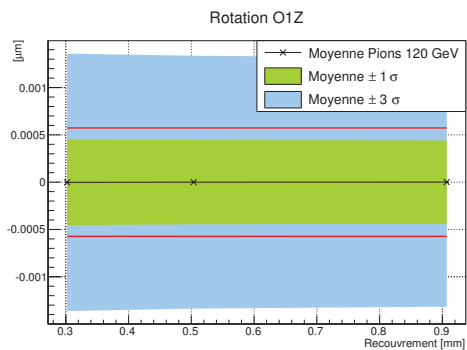
(c) Évolution de la précision de la méthode pour la coordonnée $Z1$ du centre de l'échelle alignée, pour 1000 couples de mini-vecteurs bien associés, en fonction du recouvrement.



(d) Évolution de la précision de la méthode pour la rotation $C1X$ du centre de l'échelle alignée, pour 1000 couples de mini-vecteurs bien associés, en fonction du recouvrement.



(e) Évolution de la précision de la méthode pour la rotation $C1Y$ du centre de l'échelle alignée, pour 1000 couples de mini-vecteurs bien associés, en fonction du recouvrement.



(f) Évolution de la précision de la méthode pour la rotation $C1Z$ du centre de l'échelle alignée, pour 1000 couples de mini-vecteurs bien associés, en fonction du recouvrement.

FIGURE 5.26 – Évolution de la précision de la méthode, pour 1000 couples de mini-vecteurs bien associés, en fonction du recouvrement.

5.6.9 Précision en fonction de l'offset

Nous allons ici étudier la précision de notre méthode d'alignement en fonction de l'offset entre les échelles. Pour cela nous utilisons des géométries possibles pour la double couche numéro 2 obtenues à l'aide de notre paramétrisation de la géométrie de cette couche (voir 5.5). Des géométries possédant des offsets de 0.5, 1 et 2 *mm* ont été simulées. De plus, un recouvrement constant de 500 μm a été utilisé. On notera qu'une géométrie de double couche 2 avec un offset de 3 *mm* n'est pas réalisable. Nous nous sommes donc arrêtés à une valeur de 2 *mm*.

Les géométries utilisées sont listées dans le tableau 5.2 :

offSet Total [<i>mm</i>]	0.5	1	2
Rayon [<i>mm</i>]	37	37	37
Epaisseur [<i>mm</i>]	2	2	2
Echelles	13	13	13
Angle [<i>rad</i>]	$2\pi/13$	$2\pi/13$	$2\pi/13$
bordDroit [μm]	0	0	0
bordGauche [μm]	2	2	2
offSetX	$0.5/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	$2/\sqrt{2}$
offSetY	$0.5/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	$2/\sqrt{2}$
X [<i>mm</i>]	4.281	3.255	1.200
L_{int} [<i>mm</i>]	14.184	14.945	16.466
ΔL [<i>mm</i>]	2.014	2.413	3.212
Recouvrement [μm]	500	500	500
L_{Pixels} [<i>mm</i>]	20.480	20.612	20.878
L_{Totale} [<i>mm</i>]	22.480	22.612	22.878
Lignes	990	996	1009

TABLE 5.2 – Géométries utilisées en fonction de l'offset total.

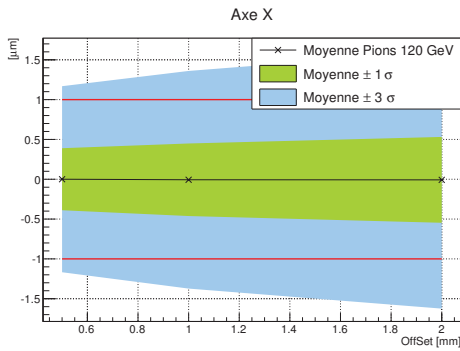
Les figures 5.27(a), 5.27(b), 5.27(c), 5.27(d), 5.27(e) et 5.27(f) illustrent les résultats obtenus. Ces figures donnent les moyennes M_i et les intervalles à $\pm 1 \sigma_i$ et $3 \pm \sigma_i$ des distributions des écarts aux valeurs monte carlo de chaque paramètre d'alignement après alignement de l'échelle 1.

Pour les rotations selon les axes *C1Y* et *C1Z* et la coordonnée *X1* le biais est constant en fonction de l'offset et il est compatible statistiquement avec zéro. De plus pour ces paramètres on observe une précision plus fine lorsque l'offset diminue. On obtient ainsi une amélioration des écarts de 30% pour la coordonnée *X1* et de 50% pour les rotations *C1Y* et *C1Z* lorsque l'on passe d'un offset de 2 à 0.5 *mm*.

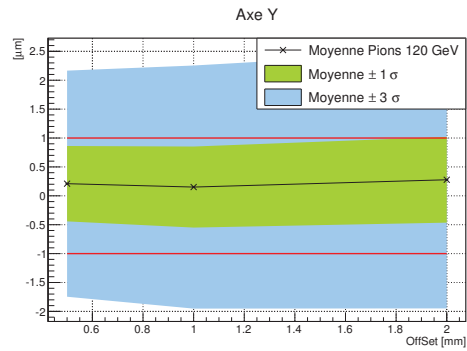
Le cas des paramètres *Y1*, *Z1* et *C1X* est plus complexe. En effet, les moyennes des distributions des écarts aux valeurs monte carlo pour ces paramètres varient en fonction de l'offset. Pour les coordonnées *Y1* et *Z1* et la rotation selon l'axe *C1X* les moyennes sont

les moins élevées pour un offset de 1 *mm*. Lorsque que l'on regarde les valeurs des écarts-types, celles-ci diminuent en fonction de la réduction de l'offset pour la coordonnée *Y1* et restent quasi-constantes pour la coordonnée *Z1* et la rotation *C1X*. Pour ces paramètres un offset de 1 *mm* est donc à privilégier.

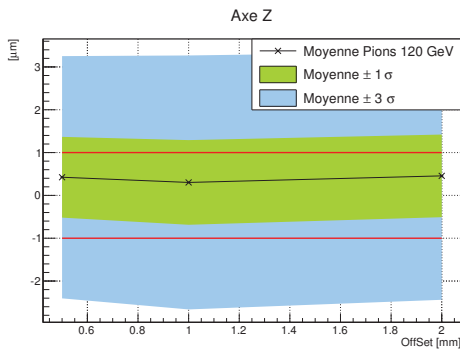
Finalement, un offset de 1 mm semble un choix raisonnable à la vue de nos résultats. Cependant, le choix de l'offset est majoritairement guidé par les contraintes techniques et mécaniques. Ainsi, il faudra pouvoir réaliser une géométrie de la double couche 2 permettant un offset de 1 *mm*.



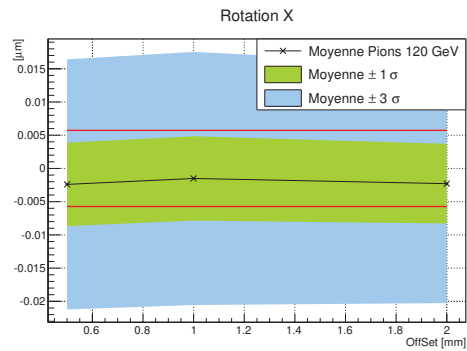
(a) Évolution de la précision de la méthode pour la coordonnée $X1$ du centre de l'échelle alignée, pour 1000 couples de mini-vecteurs bien associés, en fonction de l'offset entre les échelles.



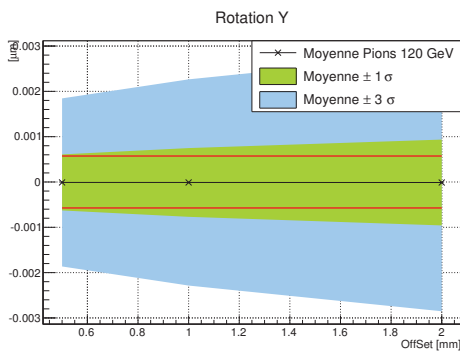
(b) Évolution de la précision de la méthode pour la coordonnée $Y1$ du centre de l'échelle alignée, pour 1000 couples de mini-vecteurs bien associés, en fonction de l'offset entre les échelles.



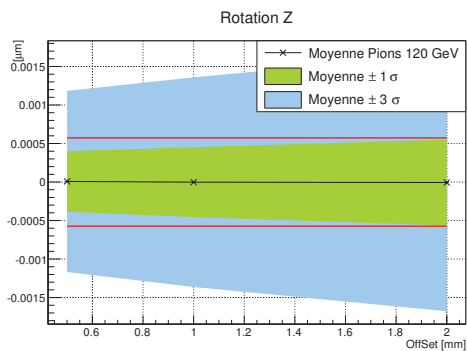
(c) Évolution de la précision de la méthode pour la coordonnée $Z1$ du centre de l'échelle alignée, pour 1000 couples de mini-vecteurs bien associés, en fonction de l'offset entre les échelles.



(d) Évolution de la précision de la méthode pour la rotation $C1X$ du centre de l'échelle alignée, pour 1000 couples de mini-vecteurs bien associés, en fonction de l'offset entre les échelles.



(e) Évolution de la précision de la méthode pour la rotation $C1Y$ du centre de l'échelle alignée, pour 1000 couples de mini-vecteurs bien associés, en fonction de l'offset entre les échelles.



(f) Évolution de la précision de la méthode pour la rotation $C1Z$ du centre de l'échelle alignée, pour 1000 couples de mini-vecteurs bien associés, en fonction de l'offset entre les échelles.

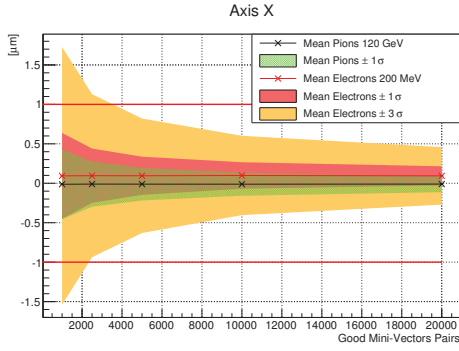
5.6.10 Électrons de faibles impulsions

Dans cette partie nous allons étudier notre méthode d’alignement à plus faible impulsion. Le but étant ici de voir quel est l’impact de la diffusion multiple sur notre méthode d’alignement. Afin de réaliser cette étude nous avons utilisé un faisceau d’électrons de $200 \text{ MeV}/c$ en lieu et place du faisceau de pions de $120 \text{ GeV}/c$. Aucun champ magnétique n’est utilisé. La configuration géométrique est celle de la double couche 2 possédant un rayon de 37 mm , un offset total de 1 mm et un recouvrement de $500 \mu\text{m}$. Il s’agit de la même configuration que celle utilisée en section 5.6.6.

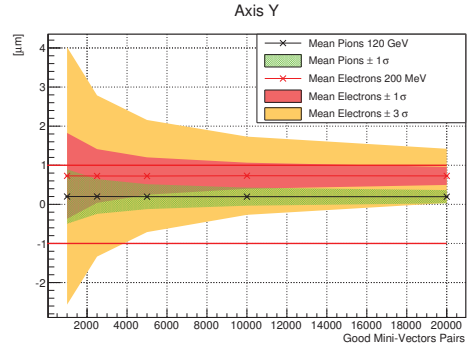
Nous avons réalisé les mêmes histogrammes que précédemment afin de caractériser la précision de notre méthode d’alignement à faible impulsion. Afin de comparer facilement notre méthode à haute et faible impulsion les graphiques de résultats à faible et haute impulsion ont été superposés. Les figures 5.28(a), 5.28(b), 5.28(c), 5.28(d), 5.28(e) et 5.28(f) illustrent les résultats obtenus.

Ces figures sont composées à l’aide des moyennes et des écarts types des histogrammes des écarts à la valeur Monte Carlo des paramètres d’alignement après minimisation obtenus à l’aide d’un nombre variable de paires de mini-vecteurs bien associés. On utilise pour ces graphiques des lots de 1000, 2500, 5000, 10000 et 20000 paires de mini-vecteurs bien associés. Les points noirs représentent les moyennes M_i de ces distributions obtenues à haute impulsion ($120 \text{ GeV}/c$) alors que les points rouges représentent ces mêmes moyennes mais à basse énergie ($200 \text{ MeV}/c$). Les intervalles $M_i \pm \sigma_i$ pour les particules de haute impulsion sont représentés en vert et les intervalles $M_i \pm \sigma_i$ et $M_i \pm 3\sigma_i$ sont représentés en rouge et orange pour les particules de basse impulsion. Toutes ces valeurs sont données en fonction du nombre de paires de mini-vecteurs utilisées pour l’alignement.

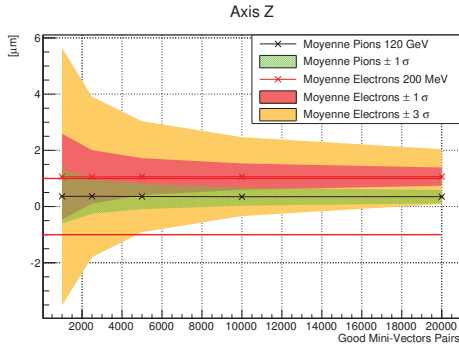
À la vue de ces figures, on peut immédiatement constater que les moyennes et les écarts types obtenus sont plus grands à basse impulsion qu’à haute impulsion. Ce comportement était attendu puisque la diffusion multiple disperse les pentes des mini-vecteurs. On remarque aussi que les moyennes obtenues sont toutes constantes en fonction de la statistique utilisée. Au niveau des biais ceux-ci sont en augmentation. Ils passent de 0 à $0.1 \mu\text{m}$ pour la coordonnée $X1$, de 0.20 à $0.73 \mu\text{m}$ pour la coordonnée $Y1$, de 0.70 à $1.10 \mu\text{m}$ pour la coordonnée $Z1$, de 1.93×10^{-3} degré à 6.45×10^{-3} degré pour la rotation $C1X$ et de 0 à 9.3×10^{-4} degré pour la rotation $C1Y$. Le biais pour la rotation $C1Z$ reste quant à lui statistiquement compatible avec zéro. On pourra caractériser ce biais à l’aide d’une simulation (ou d’un test en faisceau) pour ensuite le réduire ou le soustraire. Pour les écarts types on observe une augmentation relative de ceux-ci comparé au cas à haute impulsion. On note aussi une dégradation de l’écart type plus importante à basse statistique (1000 paires de mini-vecteurs) qu’à haute statistique (2000 paires de mini-vecteurs). Ainsi, le passage d’un faisceau de pions d’une impulsion de $120 \text{ GeV}/c$ à celui d’un faisceau d’électrons d’une impulsion de $200 \text{ MeV}/c$ augmente les écarts types des paramètres d’alignement après minimisation d’environ 20% et 70%. Au final, les précisions sur l’alignement sont plus impactées par les larges biais observés que par les pertes de résolutions dues aux augmentations des largeurs des distributions susmentionnées.



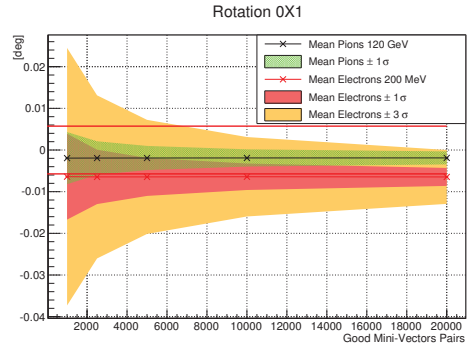
(a) Évolution de la précision de la méthode d'alignement pour la coordonnée $X1$ du centre de l'échelle en fonction de l'impulsion des particules choisie. 1000 couples de mini-vecteurs bien associés sont utilisés.



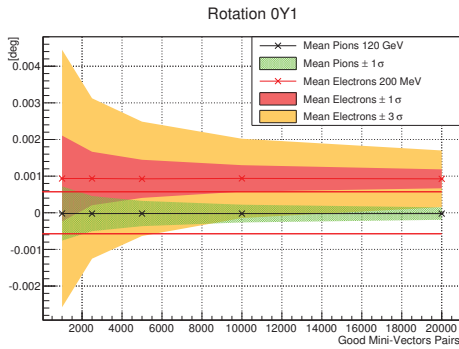
(b) Évolution de la précision de la méthode d'alignement pour la coordonnée $Y1$ du centre de l'échelle en fonction de l'impulsion des particules choisie. 1000 couples de mini-vecteurs bien associés sont utilisés.



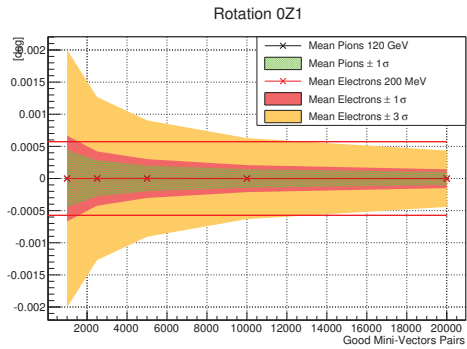
(c) Évolution de la précision de la méthode d'alignement pour la coordonnée $Z1$ du centre de l'échelle en fonction de l'impulsion des particules choisie. 1000 couples de mini-vecteurs bien associés sont utilisés.



(d) Évolution de la précision de la méthode d'alignement pour la rotation $C1X$ du centre de l'échelle en fonction de l'impulsion des particules choisie. 1000 couples de mini-vecteurs bien associés sont utilisés.



(e) Évolution de la précision de la méthode d'alignement pour la rotation $C1Y$ du centre de l'échelle en fonction de l'impulsion des particules choisie. 1000 couples de mini-vecteurs bien associés sont utilisés.



(f) Évolution de la précision de la méthode d'alignement pour la rotation $C1Z$ du centre de l'échelle en fonction de l'impulsion des particules choisie. 1000 couples de mini-vecteurs bien associés sont utilisés.

Nous allons à présent voir comment atteindre une statistique suffisante pour notre alignement en fonction des processus physiques présents à l'ILC. Pour cela nous allons estimer la statistique sur les zones de recouvrement de chaque double couche en fonction des processus physiques disponibles à l'ILC.

5.6.11 Estimation de la statistique

Dans cette section nous allons estimer la statistique atteignable dans une zone de recouvrement entre deux échelles d'une même couche et pendant une certaine durée à partir de différents processus physiques. Les nombres présentés dans cette section sont obtenus grâce à des calculs approchés. Ils ne fournissent donc que des ordres de grandeur de la statistique atteignable par unité de temps. Une simulation complète de l'ILD est nécessaire pour fournir des valeurs plus réalistes. On rappelle que notre méthode d'alignement se destine à être une méthode rapide de pré-alignement d'alignement ou de ré-alignement. C'est pourquoi nous cherchons à obtenir une statistique permettant d'aligner (au moins 10000 paires de mini-vecteurs) en une durée de temps raisonnable de l'ordre de la journée ou de quelques jours.

Nous allons tout d'abord voir quelle statistique est atteignable avec des processus issus des collisions à 500 GeV. Pour cela nous étudierons les processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ à 500 GeV. Puis, nous verrons quelle statistique est possible avec les muons cosmiques et enfin nous nous intéresserons au bruit de fond faisceau à l'ILC.

Numéro Couche	R(mm)	$ z (mm)$	$ \cos(\theta) $	$\sigma(\mu m)$	Lecture (μs)	Surface (cm^2)
1	16	62.5	0.97	2.8	50	125.66
2	18	62.5	0.96	6	10	141.37
3	37	125	0.96	4	100	581.19
4	39	125	0.95	4	100	612.61
5	58	125	0.91	4	100	911.06
6	60	125	0.91	4	100	942.48

TABLE 5.3 – Résumé de la géométrie choisie pour le détecteur de vertex de l'ILD équipé de capteurs CMOS du groupe PICSEL (géométrie du DBD). La dernière colonne indique une estimation cylindrique de la surface de chaque couche.

Numéro Couche	Circonférence (mm)	Echelles	Hauteur (mm)	Angles (deg)
1	100,53	10	11	36
2	113,10	10	11	36
3	232,48	11	21	32
4	245,04	11	21	32
5	364,42	17	21	21
6	376,99	17	21	21

TABLE 5.4 – Résumé de la géométrie choisie pour le détecteur de vertex de l'ILD équipé de capteurs CMOS du groupe PICSEL (géométrie du DBD). On se base sur des échelles de $1 \times 12.5 cm^2$ pour la première double couche et de $2 \times 25 cm^2$ pour les deux autres doubles couches.

Dans un premier temps voyons les caractéristiques du détecteur de vertex étudié pour l'ILD par le groupe *PICSEL*. Ces caractéristiques sont listées dans le tableau 5.3. Pour nos calculs de densité d'impacts nous ferons le calcul de la statistique sur chacune des deux couches simples de chacune des trois doubles couches. Les surfaces des couches indiquées sont approximées aux surfaces des cylindres décrits par chaque couche. Ces surfaces sont calculées de la façon suivante :

$$S_i = 2\pi R_i \times 2 \times z_i \quad (5.83)$$

Avec S_i la surface du cylindre décrit par la couche i et R_i et $2 \times z_i$ les rayons et longueurs de ce cylindre. Les surfaces sont données en cm^2 . On notera que chaque échelle est composée de deux modules selon la coordonnée de l'axe du faisceau. Ainsi les couches possèdent des longueurs de $2 \times z_i$. On retiendra aussi de ce tableau, les temps de lecture de chaque couche en μs .

Le tableau 6.1 donne les options choisies pour la géométrie des doubles couches utilisées pour nos calculs. On rappelle qu'aucune géométrie de double couche n'a pour l'instant été choisie. Le nombre d'échelles par couche utilisé ici est celui donné dans le *DBD* de l'ILC. Les nombres choisis se veulent génériques mais aussi approximatifs.

Processus issus des collisions

Le tableau 5.5 résume la statistique atteignable sur une zone de recouvrement d'une couche du détecteur de vertex avec le processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ à $500 GeV$. Le calcul prend en compte la luminosité nominale de $1.8 \times 10^{34} cm^{-2}.s^{-1}$ de l'ILC à $500 GeV$. La structure temporelle des faisceaux utilisée est constituée de 1312 paquets par trains. Chaque paquet est espacé du suivant par $0.552 \mu s$. Cinq trains par seconde sont utilisés. On prend de plus comme hypothèse que tous les événements créés sont répartis de façon isotrope dans le détecteur de vertex (ce n'est pas forcément le cas en réalité). Pour nos calculs les zones de recouvrement sont estimées à 5% de la surface de chaque échelle. La hauteur des échelles est définie à partir des valeurs du *TDR*. Ainsi, la première double couche est prise à $1.1 cm$, et celles des échelles des doubles couches 2 et 3 sont prises à $2.2 cm$. La statistique est calculée sur chacune des 6 couches composant les trois doubles couches. Pour chaque double couche, à temps de lecture égal, on prendra le nombre d'impacts le plus faible entre les deux simples couches pour estimer le nombre de mini-vecteurs reconstituables.

Avec le processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ à $500 GeV$, la statistique obtenue pour une zone de recouvrement sur chaque double couche vaut environ 1 impact par jour pour la double couche 3, 1.6 impacts par jour pour la double couche 2 et environ 1.7 à 1.9 impacts par jour pour la double couche 1. Cela correspond à un nombre d'impacts pour une zone de recouvrement sur chaque double couche variant entre environ 370 impacts pour la double couche 3 et environ 695 impacts pour la double couche 1 pour une année de prise de données. Autrement dit, étant donnée la faible statistique, l'alignement avec notre méthode n'est pas réalisable à l'échelle de l'année avec le processus considéré. Aligner avec ce type de données n'est donc pas réalisable.

On va à présent considérer la section efficace totale $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ à 500 GeV. Le tableau 5.6 résume les options utilisées et la statistique obtenue en fonction de la durée de prise de données.

Cette fois-ci à l'échelle de la journée, on peut collecter entre environ 6 impacts par zone de recouvrement de la double couche 3 et 11.5 impacts par zone de recouvrement de la double couche 1. En un mois de collecte de données, on passe à environ 300 à 350 impacts moyens sur une zone de recouvrement de la double couche 1 et à environ 185 à 190 impacts par zone de recouvrement de la double couche 3. À l'échelle de l'année, on trouve environ 3750 à 4170 impacts pour la double couche 1, 3450 à 3830 impacts pour la double couche 2 et entre 2240 et 2310 impacts pour la double couche 3. Cela correspond à la reconstruction d'environ 3750 paires de mini-vecteurs pour la double couche 1, d'environ 3750 paires de mini-vecteurs pour la double couche 2 et d'environ 2240 paires de mini-vecteurs sur la double couche 3.

En fonction de la répartition des impacts dans leur zone de recouvrement, un alignement de la première et de la seconde double couche avec environ 1000 couples de mini-vecteurs pourrait être envisagé avec quelques mois de prise de données. Cependant,

Processus	section efficace (fb)	Lumi $cm^{-2}.s^{-1}$	N.sigma
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	500	1.8×10^{-34}	0,009
Numéro couche	Impact/BX	Impact/cm ² /BX	BX/Lecture
1	1.372×10^{-6}	$1,09 \times 10^{-8}$	90
2	1.372×10^{-6}	$9,70 \times 10^{-9}$	18
3	1.372×10^{-6}	$2,36 \times 10^{-9}$	181
4	1.372×10^{-6}	$2,24 \times 10^{-9}$	181
5	1.372×10^{-6}	$1,51 \times 10^{-9}$	181
6	1.372×10^{-6}	$1,46 \times 10^{-9}$	181
Numéro couche	Impacts/cm ² /Lecture	Impacts/ZR/Lecture	Par Seconde
1	9.88×10^{-7}	3.07×10^{-7}	2.21×10^{-5}
2	1.75×10^{-7}	5.46×10^{-8}	1.99×10^{-5}
3	4.27×10^{-7}	5.34×10^{-7}	1.92×10^{-5}
4	4.05×10^{-7}	5.07×10^{-7}	1.82×10^{-5}
5	2.73×10^{-7}	3.41×10^{-7}	1.23×10^{-5}
6	2.63×10^{-7}	3.29×10^{-7}	$1,19 \times 10^{-5}$
Numéro couche	par Minute	Par Heure	Par Jour
1	1.33×10^{-3}	7.96×10^{-2}	1.91
2	1.19×10^{-3}	7.15×10^{-2}	1.72
3	1.15×10^{-3}	6.92×10^{-2}	1.66
4	1.09×10^{-3}	6.57×10^{-2}	1.58
5	7.36×10^{-4}	4.42×10^{-2}	1.06
6	7.11×10^{-4}	4.27×10^{-2}	1.02
Numéro couche	Par Semaine	Par Mois	Par An
1	13.37	57.30	695.29
2	12.02	51.50	624.91
3	11.63	49.84	604.68
4	11.03	47.28	573.67
5	7.42	31.79	385.74
6	7.17	30.73	372.88

TABLE 5.5 – Calculs de la statistique en fonction de la durée de prise de données pour le processus $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ à 500 GeV. La statistique est donnée pour une zone de recouvrement de chaque couche et pour une durée de prise de données.

<i>Processus</i>	<i>section efficace (fb)</i>	$L \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$N \times \sigma$
$e^+e^- \rightarrow qq$	3000	1.8×10^{34}	5.4×10^{-2}
Δt paquets (μs)	Paquets par train	Trains/Seconde	Surface ZR (%)
0.552	1325	5	5
Numéro couche	Impacts/BX	Impacts/cm ² /BX	BX/Lecture
1	8.23×10^{-6}	6.55×10^{-8}	90
2	8.23×10^{-6}	5.82×10^{-8}	18
3	8.23×10^{-6}	1.42×10^{-8}	181
4	8.23×10^{-6}	1.34×10^{-8}	181
5	8.23×10^{-6}	9.00×10^9	181
6	8.23×10^{-6}	8.73×10^{-9}	181
Numéro couche	Impacts/cm ² /Lecture	Impact/Recouvrement/Lecture	Par Seconde
1	5.90×10^{-6}	1.84×10^{-6}	1.33×10^{-4}
2	1.05×10^{-6}	3.28×10^{-7}	1.19×10^{-4}
3	2.56×10^{-6}	3.20×10^{-6}	1.15×10^{-4}
4	2.43×10^{-6}	3.04×10^{-6}	1.09×10^{-4}
5	1.64×10^{-6}	2.04×10^{-6}	$7,36 \times 10^{-5}$
6	1.58×10^{-6}	1.98×10^{-6}	7.11×10^{-5}
Numéro couche	par Minute	Par Heure	Par Jour
1	7.96×10^{-3}	0.48	11.47
2	7.15×10^{-3}	0.43	10.30
3	6.92×10^{-3}	0.42	9.97
4	6.57×10^{-3}	0.39	9.46
5	4.42×10^{-3}	0.26	6.36
6	4.27×10^{-3}	0.26	6.15
Numéro couche	Par Semaine	Par Mois	Par An
1	80.23	343.83	4171.77
2	72.10	309.02	3749.44
3	69.77	299.02	3628.06
4	66.19	283.68	3442.01
5	44.51	190.75	2314.45
6	43.03	184.39	2237.30

TABLE 5.6 – Calculs de la statistique en fonction de la durée de prise de données pour le processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ à 500 GeV. La statistique est donnée pour une zone de recouvrement de chaque couche et pour une durée de prise de données.

étant données les approximations grossières utilisées, ces nombres doivent être confirmés par une simulation complète de l'ILD. La troisième double couche est alignable avec au moins un an de prise de données. Étant donné la statistique obtenue, ce processus ne permettra pas d'utiliser notre méthode d'alignement. En effet, notre méthode se veut être une méthode rapide permettant de pré-aligner, d'aligner ou de réaligner rapidement le détecteur de vertex.

Muons cosmiques

Le tableau 5.7 résume les calculs de statistiques effectués pour des muons cosmiques. Un flux de muons de $150 \text{ muons}/\text{m}^2/\text{s}$ a été utilisé. Ce flux correspond au flux de muons à la surface de la mer faute de connaître le flux de muons pour l'ILD. Le flux de muons atmosphérique à l'ILD devrait être inférieur à celui-ci. Il ne s'agit ici que d'approximer grossièrement la statistique maximale que l'on peut obtenir sur les zones de recouvrement de chaque double couche avec des muons cosmiques. La surface des doubles couches

est approximée à celle d'un cylindre comme précédemment. On utilisera ici un nombre d'échelles par couche arbitraire. L'idée étant juste d'obtenir un ordre de grandeur de la statistique atteignable.

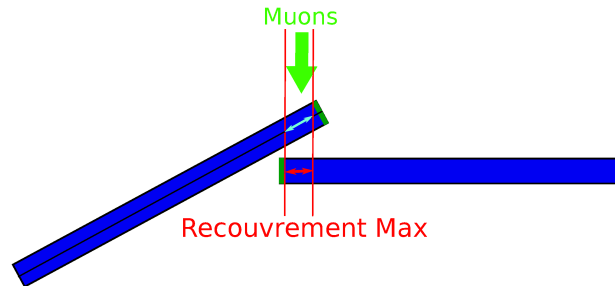


FIGURE 5.29 – Surface horizontale équivalente pour la zone de recouvrement présentant la surface horizontale maximale.

Afin d'estimer cette statistique on prend en compte une zone de recouvrement de $500 \mu m$ pour chaque double couche. Pour simplifier, la direction des muons cosmiques est considérée strictement verticale (perpendiculaire au sol). Ainsi, seules les surfaces horizontales équivalentes (parallèles au sol) sont touchées par les muons cosmiques. Pour notre étude de la statistique nous allons calculer une statistique maximale, pour laquelle le recouvrement équivalent horizontal est maximal. Autrement dit, nous prendrons un recouvrement horizontal maximal de $500 \mu m$.

$\mu/m^2/s$	$\mu/cm^2/s$	ZR Max[mm]
150	0,015	0,5
Double Couche	Surface ZR Max (cm^2)	$\mu/ZR/Sec$
1	0,625	0,009375
2	1,25	0,01875
3	1,25	0,01875
Double Couche	$\mu/ZR/Heure$	$\mu/ZR/Jour$
1	33,75	810
2	67,5	1620
3	67,5	1620

TABLE 5.7 – Calculs de la statistique obtenue avec des muons cosmiques. La statistique est donnée pour une zone de recouvrement de chaque couche en fonction de la durée de la prise de données.

On remarque que le nombre de muons traversant les zones de recouvrement possédant les surfaces horizontales maximales pour les trois doubles couches, commence à être intéressant à partir d'une prise de données d'une journée. Ainsi, en une journée, il passe 810 muons dans la zone de recouvrement maximale de la double couche 1. Pour la double couche 2, il passe 1620 muons dans la zone de recouvrement maximale en une journée. Enfin, pour la double couche 3, il passe 1620 muons. On rappelle que ces nombres ne

sont que des estimations grossières et qu'ils ont été calculés pour une surface horizontale maximale de $500 \mu m$. Ainsi, en deux semaines de prise de données, on peut obtenir une statistique de l'ordre de 10 000 muons correspondant à 10 000 couples de mini-vecteurs pour la zone de recouvrement maximale de la double couche 1. Pour les doubles couches 2 et 3 on arrive à environ 20 000 couples de mini-vecteurs dans la zone de recouvrement maximale.

Dans le cadre de notre approximation verticale, la surface horizontale des zones de recouvrement est plus faible pour les zones de recouvrement différentes de celles présentant la surface horizontale maximale. Ainsi, la plupart des échelles aura une statistique très inférieure.

Cependant, dans le cas réel, les muons cosmiques possèdent des directions variées. Une statistique plus élevée est donc attendue sur les zones de recouvrement se trouvant sur les côtés du détecteur. De plus, l'ILD étant situé sous terre, une part des muons sera filtrée. Le flux de muons observé dans l'expérience MINOS (FNAL) localisée à environ 100 mètres sous terre est de $0.80 \mu/m^2/s$ [81] soit environ 200 fois moins que le flux utilisé pour nos calculs. Dans ces conditions il faudra une année pour obtenir la statistique calculée dans cette section. Ainsi, les muons ne constituent pas une source suffisante de statistique pour aligner rapidement avec notre méthode. Voyons à présent la statistique atteignable avec le bruit de fond faisceau.

Bruit de fond faisceau

Le tableau 5.8 résume les calculs de la statistique obtenue provenant du bruit de fond faisceau à l'ILD. Pour la réalisation de ces calculs, on se base sur les densités d'impacts de bruit de fond calculées pour le TDR [51]. Le nombre d'impacts par zone de recouvrement est calculé en fonction du nombre maximal d'impacts par unité de surface donné dans le TDR (géométrie du DBD). L'incertitude systématique sur le Beamstrahlung étant très importante, un facteur de sécurité de $\times 2$ ou $\times 5$ a aussi été calculé. Pour nos calculs on se place dans le cadre d'une densité d'impacts homogène sur toute la surface des échelles. Ce n'est pas le cas en réalité et nos calculs ne fournissent donc qu'un simple ordre de grandeur de la statistique. On notera que les densités d'impacts par unité de surface données dans le TDR sont calculées à partir d'une luminosité de $2 \times 10^{34} cm^{-2}.s^{-1}$ à l'énergie de $500 GeV$ et avec structure temporelle des faisceaux constituée de 2625 paquets par train (ancienne structure temporelle des faisceaux utilisée pour le DBD). De plus, les paquets sont espacés de $0.369 \mu s$ et cinq trains par seconde sont utilisés. Les temps de lecture de chaque couche sont reportés en nombres de croisements de faisceaux (BX). La zone de recouvrement choisie est de 5% de la surface des échelles. Le nombre d'impacts par zone de recouvrement pour chacune des couches composant les trois doubles couches a été calculé en fonction du temps de lecture associé. Le nombre de paires de mini-vecteurs que l'on peut reconstruire par double couche est égal au nombre minimum d'impacts sur l'une ou l'autre de deux couches appartenant à la double couche obtenu avec le temps de lecture le plus grand des deux couches.

E (GeV)	L ($cm^{-2}.s^{-1}$)	Paquets par train	Δt Paquets (μs)
500	2×10^{34}	2625	0,369
Numéro couche	Impacts Bruits Fond/BX/ cm^2	Erreur	Max
1	6,320	1.763	8.083
2	4.009	1.176	5.185
3	0.250	0.109	0.359
4	0.212	0.094	0.306
5	0.048	0.031	0.079
6	0.041	0.026	0.067
Numéro couche	BX/Lecture	Impacts/ cm^2 /Lecture	Impacts/Ech./Lect.
1	135	1091.205	15004.069
2	27	139.995	1924.931
3	271	97.289	5350.895
4	271	82.926	4560.930
5	271	21.409	1177.495
6	271	18.157	998.635
Numéro couche	Impacts/Lect./ZR	Facteur 2	Facteur 5
1	750.203	1500.407	3751.017
2	96.247	192.493	481.233
3	267.545	535.090	1337.724
4	228.047	456.093	1140.233
5	58.875	117.750	294.374
6	49.932	99.864	249.659

TABLE 5.8 – Calculs de la statistique obtenue avec le bruit de fond faisceau-faisceau à l'ILD, en fonction du temps de lecture des couches. La statistique est donnée pour une zone de recouvrement de chaque couche en fonction du temps de lecture de la couche. La géométrie et la structure temporelle des faisceaux sont celles du DBD.

Pour la double couche numéro 1 on obtient environ 750 impacts par temps de lecture de 50 μs et par zone de recouvrement sur la première simple couche. Cinq lectures de la seconde simple couche sont effectuées pendant la lecture de la première couche. Comme on a 96 impacts par zone de recouvrement et par temps de lecture de la seconde couche, on obtient environ 480 impacts sur une zone de recouvrement de la seconde simple couche durant la lecture de la première. Ainsi, sur la double couche numéro 1 on peut reconstruire et associer au maximum environ 480 couples de mini-vecteurs par zone de recouvrement et par temps de lecture de la première simple couche. Avec des facteurs de sécurité de 2 et 5 on obtient respectivement 960 et 2400 couples de mini-vecteurs par zone de recouvrement. La densité d'impact sur la première couche étant importante (750 impacts), la reconstruction des mini-vecteurs sera difficile. De plus, comme le nombre de mini-vecteurs sera important sur chaque échelle de la zone de recouvrement de la première double couche, les associations de mini-vecteurs seront aussi très difficiles. Nous reviendrons sur ce point crucial plus loin.

Pour la seconde double couche, par temps de lecture de 100 μs , on obtient environ 228 à 268 impacts par zone de recouvrement. La densité d'impacts étant importante, la reconstruction des mini-vecteurs sera difficile. Avec un facteur de sécurité de 2 et 5 on obtient respectivement 456 et 1140 couples de mini-vecteurs à associer par zone de recouvrement. Comme le nombre de couples de mini-vecteurs à associer est grand, il sera aussi difficile de réaliser de bonnes associations.

Concernant la dernière double couche, on obtient un nombre de 50 à 59 impacts sur les simples couches 5 et 6. Cela correspond à la reconstruction et l'association d'environ 50 couples de mini-vecteurs sur chaque zone de recouvrement de la troisième double couche. Avec un facteur de sécurité de 2 et 5 on trouve respectivement 100 et 225 couples de mini-vecteurs à associer par zone de recouvrement. La densité d'impacts est cette fois-ci moins importante et le taux de bonnes reconstructions de mini-vecteurs pourra être plus élevé. Le nombre de couples de mini-vecteurs est ici plus restreint et de meilleures associations pourront être possibles.

Lorsque que l'on convertit en seconde, on obtient pour les double couche respectives 1, 2 et 3 : 9333, 2596 et 483 couples de mini-vecteurs par seconde par zone de recouvrement de 5% de la longueur pixelisée des capteurs de chaque double couche. Soit une statistique considérable. Si l'on pouvait reconstruire et associer ces mini-vecteurs parfaitement, on obtiendrait la statistique suffisante en quelques secondes ! Malheureusement, comme indiqué plus haut, la densité d'impacts étant très importante, la reconstruction et l'association des mini-vecteurs risque d'être très difficile. De plus les particules de bruit de fond faisceau possèdent de basses impulsions, ce qui implique une diffusion multiple importante. La présence du champ magnétique vient aussi complexifier la procédure d'alignement. Il faudra alors aligner avec des traces en forme d'hélices. Il s'agit alors de savoir si un pattern recognition viable est possible avec des particules de bruit de fond. Et si oui, avec quelle durée de lecture associée à chaque couche. Afin de pallier à la diffusion multiple, on pourra ne sélectionner que les particules de bruit de fond de plus forte impulsion. Cela augmente la durée d'acquisition d'environ trois ordres de grandeur et nous ramène à des durées d'acquisition de l'ordre de l'heure à quelques heures. Une étude du bruit de fond faisceau détaillée a été réalisée au cours de cette thèse avec une statistique 10 fois plus élevée que celle utilisée dans cette section. Une estimation plus précise de la statistique atteignable sur les zones de recouvrement avec différentes coupures en impulsion est donnée plus loin en section 6.7.

5.7 Conclusion

Nous avons vu au cours de notre étude sur la précision de notre méthode d'alignement avec mini-vecteurs que les précisions obtenues permettent un alignement sub-micrométrique du centre de l'échelle alignée, un alignement inférieur à 0.1 mrad pour l'inclinaison selon la rotation $C1X$ de l'échelle et un alignement inférieur à 10^{-2} mrad pour les rotations $C1Y$ et $C1Z$. Ces résultats ont été obtenus à haute impulsion (120 GeV/c) et avec une statistique de l'ordre de 10 000 paires de mini-vecteurs. Ils sont valables à la fois pour la double couche 2 et la double couche 3. Notre méthode d'alignement est donc valide pour des particules de haute impulsion subissant une diffusion multiple négligeable. Toujours à haute impulsion nous avons vu que la taille du recouvrement ne modifie que très peu les précisions obtenues. Nous avons aussi constaté qu'un offset total de 1 mm était un bon compromis pour obtenir un alignement optimal. Des biais systématiques sont de plus observés. Il ne dépassent pas les 0.5 μm . Ces biais sont la résultante d'une mise en amas biaisée. À haute impulsion ils peuvent être prédits au préalable.

Pour l'ILD les doubles couches 2 et 3 seront équipées de capteurs à sortie analogique (3-4 bits). On peut alors penser que les biais sur la mise en amas seront moins importants en utilisant un algorithme de mise en amas qui intègre la répartition des charges. Enfin on notera que la soustraction des biais mène à une précision encore meilleure qui ne dépend plus que de la statistique utilisée. Plus celle-ci est importante, meilleure sera la précision sur l'alignement.

La double couche 3 affiche des performances similaires à celles de la double couche 2. Cependant, pour la double couche 1 les performances de l'alignement sont dégradées d'un factor 1.5 à 3 par rapport aux performances observées pour les doubles couches 2 et 3. Cette dégradation était attendue puisque les épaisseurs des échelles sont diminuées de moitié sur la double couche 1. Il en résulte une moins bonne résolution pour les mini-vecteurs et donc de moins bonnes performances sur l'alignement de la double couche 1. Il faut aussi noter que les biais obtenus dépassent parfois le micron et le dixième de mrad ce qui interdit un alignement précis à ces ordres de grandeur sans soustraction des biais.

Enfin, lorsque l'on utilise un faisceau d'électrons d'impulsion $200 \text{ MeV}/c$, la diffusion multiple implique des biais plus importants sur les paramètres alignés associés. A cause de ces biais et de la diffusion multiple, des précisions moins bonnes sont observées. Ainsi, si l'on ne connaît pas au préalable la valeur des biais, une précision de l'ordre de $2 \mu\text{m}$ est atteinte sur le centre de l'échelle alignée avec un nombre de paires de mini-vecteurs de l'ordre de 10 000. Pour les rotations de l'échelle alignée, sans soustraction des biais on obtient un alignement précis à 0.3 mrad près pour la rotation $C1X$ et à 2×10^{-2} mrad pour les rotations $C1Y$ et $C1Z$. Ceci, avec un nombre de paires de mini-vecteurs de l'ordre de 10 000. Lorsque les biais sont connus, la précision obtenue est meilleure et il faut une statistique environ deux fois plus élevée pour obtenir les mêmes précisions qu'avec des particules de haute impulsion.

Pour la statistique atteignable à l'ILC, nous avons vu que la meilleure option consiste à utiliser le bruit de fond faisceau. Nous avons alors estimé la densité d'impacts induite par le bruit de fond faisceau au niveau des zones de recouvrement de chaque double couche. Les densités d'impacts estimées varient entre quelques centaines d'impacts par zone de recouvrement et par temps de lecture de la première double couche à environ 50 impacts par zone de recouvrement et par lecture pour la troisième double couche.

Nous avons alors vu que les particules de bruit de fond possèdent essentiellement des impulsions basses. Ces basses impulsions impliquent une diffusion multiple non négligeable. Pour composer avec la diffusion multiple, il faut alors pouvoir sélectionner les traces possédant une impulsion transverse la plus élevée possible. Cependant, ces traces ne représentent qu'une infime partie du bruit de fond. Ainsi, il faudra être capable d'identifier les traces d'impulsions élevées (par exemple supérieures à $100 \text{ MeV}/c$) parmi les autres particules de beamstrahlung. Ces traces représentent environ 0.1% des traces issues du beamstrahlung. Ainsi, la statistique atteignable est drastiquement réduite et l'on peut espérer une statistique de l'ordre de 10000 couples de mini-vecteurs de hautes impulsions en une à quelques heures. Il faudra alors soustraire les mini-vecteurs mal reconstruits ou mal associés.

Nous allons alors réaliser une étude détaillée des particules de bruit de fond faisceau afin d'estimer plus en profondeur la statistique atteignable. Nous caractériserons aussi les particules de bruit de fond faisceau utiles pour l'alignement afin de pouvoir les distinguer des autres particules de bruit de fond inutile pour l'alignement.

Chapitre 6

Étude du bruit de fond faisceaux et taux d'occupation des capteurs CMOS à l'ILD :

Comme nous l'avons vu, afin d'effectuer un alignement à l'aide des mini-vecteurs sur les zones de recouvrement des doubles couches du détecteur de vertex pour l'ILD, seul le bruit de fond faisceau fournit une statistique suffisante durant une période suffisamment courte pour pouvoir aligner précisément. Dans ce chapitre nous allons étudier les caractéristiques du bruit de fond faisceau à l'ILC, constitué principalement du *Beamstrahlung*. En particulier, nous étudierons la densité et la distribution des impacts de bruit de fond sur les doubles couches du détecteur de vertex. Nous établirons alors la distribution angulaire des impacts de ce bruit de fond sur les couches du détecteur de vertex et nous réaliserons une étude de la statistique engendrée sur les zones de recouvrement des doubles couches. Enfin, nous estimerons le taux d'occupation des capteurs des trois doubles couches du détecteur de vertex pour l'ILD et nous en tirerons les temps de lecture adaptés.

6.1 Données simulées et reconstruction :

Afin de réaliser notre étude du bruit de fond faisceau, nous utilisons des simulations de ce bruit de fond déjà réalisées présentes sur la grille de calcul de l'ILC. Ces simulations ont été réalisées grâce aux logiciels *Guinea Pig* [82] et *Mokka* [83]. La géométrie utilisée est celle introduite pour le DBD de l'ILC, elle comporte trois doubles couches. Le tableau 6.1 résume cette géométrie.

Pour plus de détails sur la paramétrisation des détecteurs de l'ILD, et en particulier les champs anti-DID et les géométries du BeamCal, on pourra se référer à la présentation d'Eduard Avetisyan lors du meeting ECFA LC 2013 : [84]. Les paramètres des faisceaux que nous utilisons sont ceux utilisés pour les études de physique du TDR. Enfin, l'énergie dans le centre de masse a été réglée à sa version nominale à 500 *GeV*. Nous avons

Numéro Couche	R(mm)	z (mm)	cos(θ)	$\sigma(\mu\text{m})$	Lecture (μs)	Surface (cm^2)
1	16	62.5	0.97	2.8	50 (90 BXs)	62.83
2	18	62.5	0.96	6	10 (18 BXs)	70.69
3	37	125	0.96	4	100 (181 BXs)	290.60
4	39	125	0.95	4	100 (181 BXs)	306.31
5	58	125	0.91	4	100 (181 BXs)	455.53
6	60	125	0.91	4	100 (181 BXs)	471.24

TABLE 6.1 – Résumé des options choisies pour le détecteur de vertex de l'ILD équipé de capteurs CMOS du groupe PICSEL. La dernière colonne indique une estimation cylindrique de la surface de chaque couche. BXs signifie croisements de faisceaux.

ainsi choisi des données simulées de bruit de fond utilisant le champs *anti-DID* nommé *fieldX02*. Comme expliqué au chapitre 1 ce champ diminue la densité d'impacts de bruit de fond sur les détecteurs en projetant les particules chargées à l'avant et à l'arrière du détecteur. Nous avons choisi la version X02 du champ anti-DID puisque la version X03 entraîne un bruit de fond 2 à 3 fois plus important à 500 GeV et 4 fois plus important à 1 TeV [84]. Nous avons aussi choisi le modèle géométrique de l'ILD *mILD_o1_v05* avec la géométrie du BeamCal : *BCal08*. Cette géométrie du BeamCal minimise le nombre de particules rétrodiffusées depuis le BeamCal (voir section : 6.4 et [84]).

Guinea Pig est un générateur de particules issues des interactions faisceau-faisceau et *Mokka* est une sur-couche de *GEANT4* permettant de simuler l'ILD. Pour l'analyse de ces données simulées nous utilisons le logiciel *Marlin* [83]. *Marlin* est un logiciel d'analyse de données au format binaire *slcio*. Il s'agit du format de sortie de *Mokka*. *Marlin* est un logiciel modulaire qui permet de reconstruire et d'analyser des données grâce à un empilement de sous-programmes nommés *processor*. Chaque *processor* réalise une partie de l'analyse désirée. Ainsi, on peut sélectionner et empiler différentes reconstructions et analyse de données.

Pour notre analyse du bruit de fond faisceau, nous avons créé un *processor* spécifique permettant de récolter les informations nécessaires à notre analyse. Les données de bruit de fond faisceau analysées comportaient une simulation d'un peu plus d'un train complet de l'ILC (un train = 1312 BXs), soit 1325 croisements de faisceaux. Cela représente une statistique environ 10 fois plus élevée comparée aux études précédentes (voir [85] (100 BXs), [51] (100 BXs)). La structure de faisceau utilisée est celle du TDR avec 1312 croisement de faisceaux (Brunch Crossing (BX)) par train espacés de 0.554 μs . 5 trains par seconde sont utilisés et l'énergie dans le centre de masse choisie est de 500 GeV.

Dans ces données sont présents, le Beamstrahlung, les particules créées par le passage d'autres particules dans la matière des différentes couches de l'ILD, mais aussi différents autres processus très minoritaires (mini-jets, "beam halo" (muons), radiation synchrotron, radiative Bhabha, neutrons, ...). Les informations caractérisant le bruit de fond faisceau extraites des données simulées sont les suivantes :

- Position des impacts des particules de bruit de fond dans le référentiel de l'ILD (x, y, z).

- Position des impacts des particules de bruit de fond dans le référentiel local de chaque échelle.
- Impulsion des impacts de bruit de fond dans le référentiel de l'ILD.
- Impulsion des impacts de bruit de fond dans le référentiel local de chaque échelle.
- Position du vertex de chaque particule de bruit de fond dans le référentiel de l'ILD.
- Angle d'incidence des particules sur les échelles en coordonnées sphériques (θ, ϕ) .
- Durée Δt entre le temps du croisement de faisceau ($t=0$) et le temps de l'impact sur les détecteurs (t_{impact}). Nous appellerons dans la suite cette durée : *durée avant impact*.
- Numéro de croisement de faisceau pour chaque impact.
- Numéro de couche et numéro d'échelle pour chaque impact.
- Numéro de particule pour chaque impact.
- Type de particule

Les particules de bruit de fond sont essentiellement des électrons et des positons (presque 100 %). Exceptionnellement, comme nous l'avons vu, il peut s'agir de photons, de muons, ou d'autres particules chargés (mini-jets).

6.2 Densité d'impacts de bruit de fond faisceau

Nous allons tout d'abord effectuer une étude de la densité d'impacts de bruit fond faisceau sur les trois doubles couches du détecteur de vertex. Pour cela nous traçons la densité d'impacts selon la coordonnée cylindrique Z (axe du faisceau) et selon l'angle azimutal ϕ de ce même système de coordonnées.

6.2.1 Densité d'impacts de bruit de fond faisceau en fonction de la coordonnée Z

Dans cette section nous présentons la distributions de la densité des impacts de bruit de fond faisceau obtenues selon l'axe Z du détecteur de vertex. La figure 6.1 donne la densité moyenne d'impacts par croisement de faisceau pour chaque portion de 1 mm selon l'axe Z pour chaque couche du détecteur de vertex. Les valeurs données sur cette figure représentent le nombre moyen d'impact par mm^2 , par couche et par croisement de faisceau, moyennées sur 1325 croisements de faisceaux. Les couches 0 et 1 forment la première double couche, les couches 2 et 3, la seconde et les couches 4 et 5 la troisième.

Pour les doubles couches 2 et 3 la densité d'impacts a été multipliée par 10 afin de faciliter la lecture. Avec l'ensemble des 1325 croisements de faisceaux, les erreurs statistiques obtenues sont petites et valent environ $10^{-3} \text{ impact}/\text{mm}^2/\text{BX}$. Cependant les simulations du bruit de fond dépendent de nombreux paramètres et les incertitudes systématiques dominant très nettement les incertitudes statistiques. On pourra alors prendre une marge de sécurité en multipliant par 2 les valeurs obtenues lors de notre analyse.

Hit density in function of Z

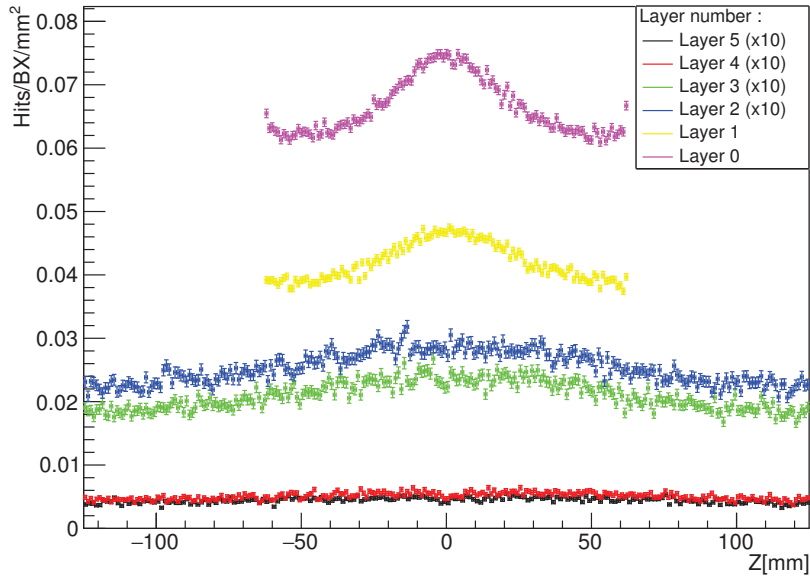
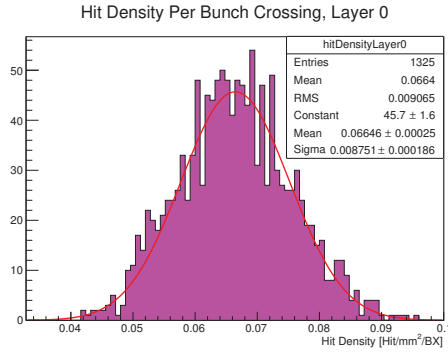


FIGURE 6.1 – Densité d’impacts de bruit de fond en fonction de la coordonnée cylindrique Z et de la couche du détecteur de vertex. La densité d’impacts est moyennée sur 1325 croisements de faisceaux.

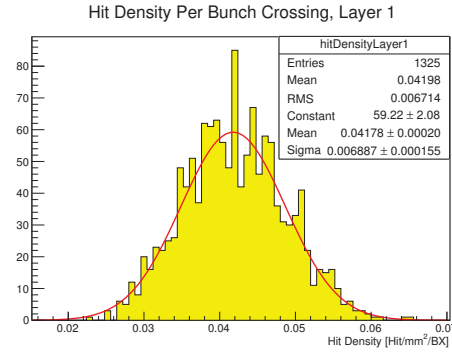
Pour la première couche (Layer 0) on observe une densité moyenne d’impacts comprise entre 6.2×10^{-2} et 7.6×10^{-2} $\text{impact}/\text{mm}^2/\text{BX}$. Cette densité est la plus importante au milieu de la couche selon l’axe Z avec 7.6×10^{-2} $\text{impact}/\text{mm}^2/\text{BX}$ et décroît en direction des extrémités. Juste avant l’extrémité de la couche, celle-ci remonte légèrement en passant de son minimum de 6.2×10^{-2} $\text{impact}/\text{mm}^2/\text{BX}$ à environ 6.5×10^{-2} à l’extrémité de la couche. Le même comportement est observé pour la couche 1 (Layer 1). Les valeurs extrêmes pour la densité d’impacts sont cette fois-ci de 3.8×10^{-2} et 4.8×10^{-2} $\text{impact}/\text{mm}^2/\text{BX}$.

Les couches 2, 3, 4 et 5 sont deux fois plus longues que les couches 0 et 1. En effet, les doubles couches 2 et 3 sont composées de deux modules alors que la double couche 1 est composée d’un seul module. Les doubles couches 2 et 3 sont aussi plus éloignées de la région d’interaction, elles reçoivent donc moins d’impacts de bruit de fond. Ainsi, la seconde couche reçoit entre 2×10^{-3} et 3×10^{-3} $\text{impact}/\text{mm}^2/\text{BX}$ et la troisième double couche entre 3×10^{-4} et 6×10^{-4} . Sur ces deux double couche, la densité d’impacts est la plus forte au milieu de la double couche et diminue progressivement en direction des bords de ces couches. On notera que nous trouvons des valeurs compatibles avec celles données lors des analyses précédentes (voir [85] (100 BXs) et [51] (100 BXs)).

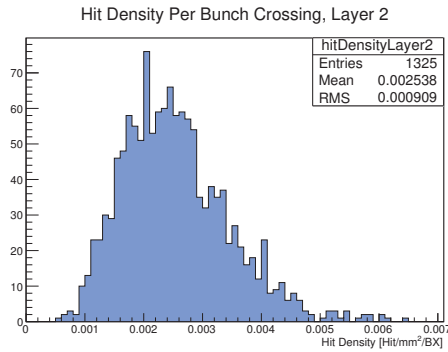
Afin de caractériser la dispersion de la densité d’impacts en fonction du croisement de faisceaux considéré, les figures 6.2 et 6.3 donnent la distribution de la densité d’impacts



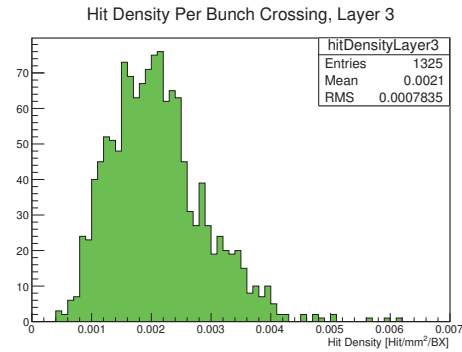
(a) Distribution des densités d'impacts de bruit de fond par croisement de faisceaux sur la couche 0.



(b) Distribution des densités d'impacts de bruit de fond par croisement de faisceaux sur la couche 1.



(c) Distribution des densités d'impacts de bruit de fond par croisement de faisceaux sur la couche 2.

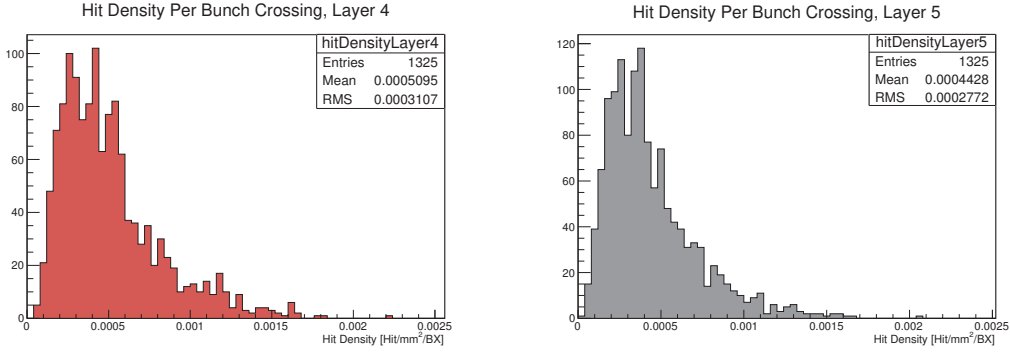


(d) Distribution des densités d'impacts de bruit de fond par croisement de faisceaux sur la couche 3.

FIGURE 6.2 – Distribution des densités d'impacts de bruit de fond par croisement de faisceaux sur les deux premières doubles couches du détecteur de vertex. La densité d'impacts est donnée en $[Impact/mm^2/BX]$. 1325 croisements de faisceaux sont utilisés.

par unité de surface pour chacun des 1325 croisements de faisceaux et pour chaque couche. Pour les couches 0 et 1, on observe des distributions d'allure gaussienne centrée en 6.64×10^{-2} et 4.18×10^{-2} impact/ mm^2/BX et large d'environ 9×10^{-3} et 6.9×10^{-3} impact/ mm^2/BX . On obtient donc une dispersion de l'ordre de 15% autour de la valeur moyenne pour ces deux couches.

Pour les doubles couches 2 et 3, c'est à dire les couches 2 à 5, on obtient des distributions d'allure non gaussienne. Ces dernières présentent une asymétrie pour les valeurs supérieures à la valeur moyenne. Pour la double couche 2, on observe des valeurs de densité d'impacts pour certains croisements de faisceaux allant jusqu'à 3 fois la valeur moyenne. Pour la double couche 3, certains croisements de faisceaux provoque des densités d'impacts jusqu'à quatre fois supérieures à la valeur moyenne. Toutefois les écarts-types de



(a) Distribution des densités d'impacts de bruit de fond par croisement de faisceaux sur la couche 4.

(b) Distribution des densités d'impacts de bruit de fond par croisement de faisceaux sur la couche 5.

FIGURE 6.3 – Distribution des densités d'impacts de bruit de fond par croisement de faisceaux sur la troisième double couche du détecteur de vertex. La densité d'impacts est donnée en $[Impact/mm^2/BX]$. 1325 croisements de faisceaux sont utilisés.

ces distributions ne dépassent pas 35% et 60% de la valeur moyenne pour les doubles couches respectives 2 et 3. Pour ces deux doubles couches on se trouve donc dans une situation où la densité d'impact dépend fortement du croisement de faisceaux étudié. Cependant, lorsque l'on intègre sur plusieurs croisements de faisceaux comme c'est le cas durant le temps de lecture d'une couche, ces dispersions se réduisent. On s'entend alors à une dispersion importante de la densité d'impacts pour des temps de lecture court (≤ 18 croisements de faisceaux : $\leq 10 \mu s$); et à une dispersion moins importante pour un temps de lecture plus long (≥ 100 croisements de faisceaux : $\geq 55 \mu s$)

Pour plus de détails sur la répartition des impacts sur les couches, on se référera à l'annexe C.1. Cette annexe donne les positions locales des impacts de bruit de fond selon l'axe horizontal U et l'axe vertical V de chacune des échelles des 3 doubles couches. On peut notamment observer une densité d'impacts plus élevée au centre des échelles selon leur axe local U (axe du faisceau) comme observé en figure 6.1.

Le tableau 6.1 donne la durée de lecture de chaque couche en μs et en croisements de faisceaux. Nous estimons donc la densité moyenne d'impacts sur chaque couche en multipliant la densité d'impacts par croisement de faisceaux par le nombre de croisements de faisceaux se déroulant par cycle de lecture.

Les valeurs moyennes de densité d'impacts par temps de lecture et par unité de surface sont comprises entre 5.6 et 6.8 impacts/ mm^2 /lecture pour la couche 0 et entre 0.7 et 0.85 impact/ mm^2 /lecture pour la couche 1. Pour la double couche 2, on obtient une densité moyenne d'impacts par unité de surface et par cycle de lecture comprise entre 0.4 et 0.6 impact/ mm^2 /lecture pour la couche 2 et entre 0.30 et 0.45 impact/ mm^2 /lecture pour la couche 3. Enfin pour la double couche 3 les densités d'impacts moyennes par cycle de

lecture et par unité de surface sont comprises entre 0.06 et 0.10 impact/ mm^2 /lecture pour la couche 4, et entre 0.06 et 0.08 impact/ mm^2 /lecture pour la couche 5. Ces nombres sont des moyennes ne prenant pas en compte les dispersions de densité d'impacts en fonction des croisements de faisceau.

À la vue de ces résultats, on constate que la densité moyenne d'impacts sur la première double couche est très élevée puisqu'elle varie entre environ 5 et 7 impacts par mm^2 . Il s'agit là d'un frein important pour le *pattern recognition*. Il sera en effet très difficile d'identifier à quelle trace de faible impulsion appartient l'impact. Cela est d'autant plus vrai si le module est désaligné.

6.2.2 Densité d'impacts de bruit de fond faisceau en fonction de l'angle ϕ :

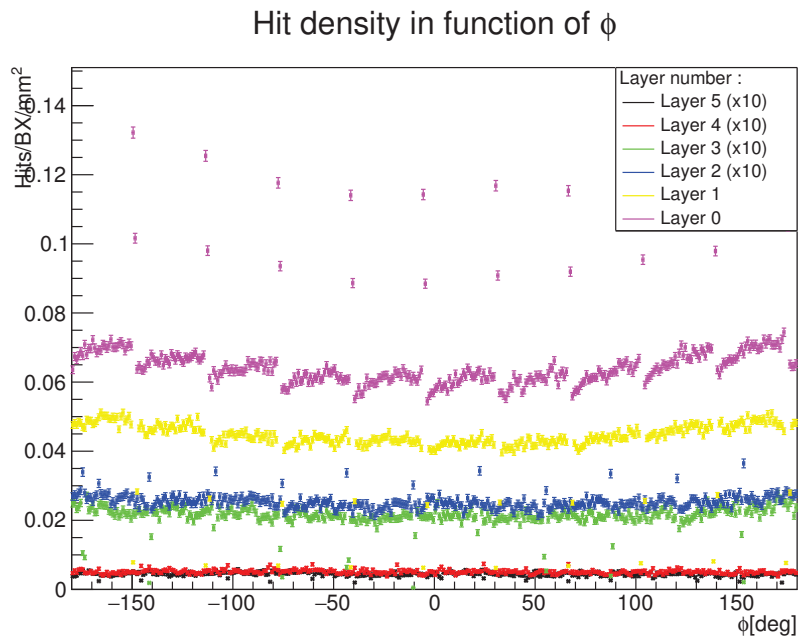


FIGURE 6.4 – Densité d'impact de bruit de fond en $\text{Impacts}/\text{BX}/\text{mm}^2$ en fonction de l'angle cylindrique ϕ et de la couche du détecteur de vertex. La densité d'impacts est moyennée sur 1325 croisements de faisceaux.

Dans cette section nous allons étudier la distribution angulaire de la densité d'impacts de bruits de fond. La surface de chaque couche a été découpée en 360 zones et la densité moyenne de bruit de fond faisceau a été calculée pour chacune de ces zones. De plus les valeurs obtenues ont été moyennées sur 1325 croisements de faisceaux.

La figure 6.4 représente ainsi la densité moyenne d'impacts de bruit de fond par croisement de faisceaux et par unité d'angle azimutal.

Les valeurs obtenues sont quasi-constantes selon l'angle azimutal Φ . Ainsi, le bruit de fond est réparti de façon homogène selon cet angle ϕ . Cela est le cas pour l'ensemble des couches du détecteur de vertex. De fortes fluctuations sont toutefois visibles aux niveaux des extrémités des échelles. Elles sont imputables aux faibles recouvrements (double comptage) et aux zones non recouvertes entre échelles successives d'une même couche (faible comptage). Pour rappel, la géométrie du DBD utilise un recouvrement faible et peu réaliste entre les échelles double faces.

6.3 Impulsions des particules de bruit de fond faisceau

Nous allons ici présenter les impulsions des particules de bruit de fond. Les figures 6.5, 6.6(a) et 6.6(b) représentent respectivement les impulsions totales, les impulsions transverses et les impulsions longitudinales des particules de bruit de fond associées à chaque impact sur chaque couche du détecteur de vertex. L'axe des abscisses de ces histogrammes est indiqué en logarithme décimal afin d'obtenir une représentation des très faibles et des hautes impulsions sur un même graphique. Les impulsions totales des particules de bruit de fond sont comprises entre quelques dizaines de keV/c et quelques GeV/c . Les impulsions transverses sont, elles, comprises entre $10 keV/c$ et un GeV/c et les impulsions longitudinales sont réparties entre $10 eV$ et quelques GeV/c . On remarque que les particules de bruit de fond sont essentiellement des particules d'impulsions inférieures à $100 MeV/c$.

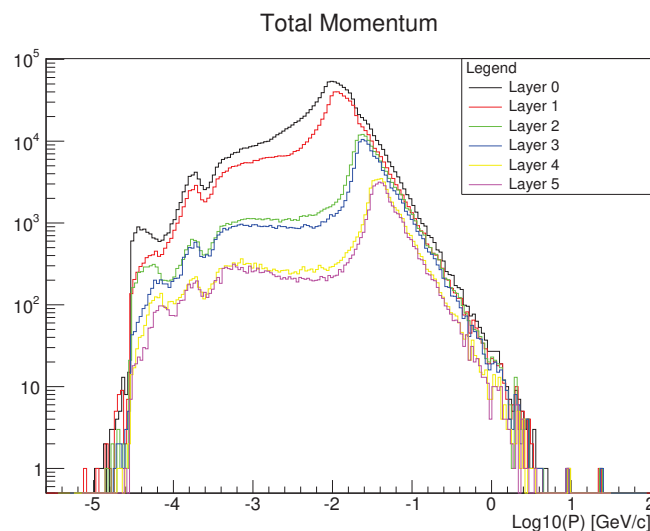
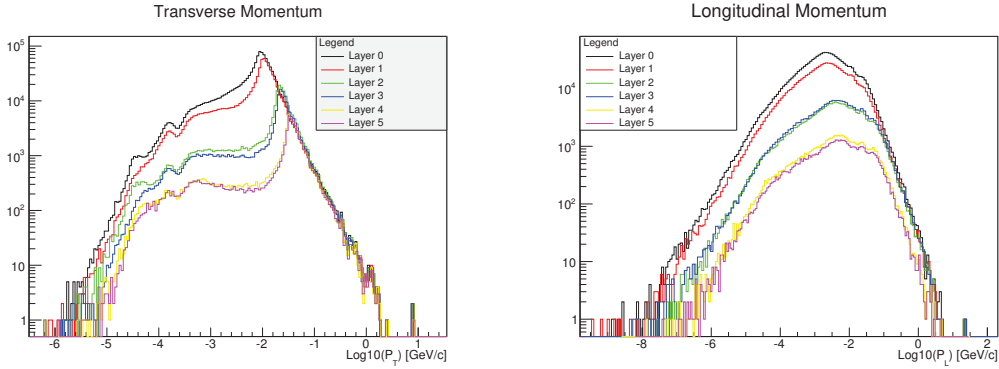


FIGURE 6.5 – Impulsions des particules de bruit de fond associées à chaque impact. La totalité des 1325 croisements de faisceaux est utilisée. Les impulsions sont données pour chaque couche du détecteur de vertex.



(a) Impulsions transverses des particules de bruit de fond associées à chaque impact. La totalité des 1325 croisements de faisceaux est utilisée. Les impulsions sont données pour chaque couche du détecteur de vertex.

(b) Impulsions longitudinales des particules de bruit de fond associées à chaque impact. La totalité des 1325 croisements de faisceaux est utilisée. Les impulsions sont données pour chaque couche du détecteur de vertex.

FIGURE 6.6 – Impulsions transverses et longitudinales des impacts de bruit de fond en fonction de la couche impactée.

Pour la première double couche on observe un pic autour de $10 \text{ MeV}/c$. Pour la seconde double couche, le pic est obtenu pour des impulsions avoisinant les $20 \text{ MeV}/c$ et pour la troisième double couche le pic est situé aux alentours des $30 \text{ MeV}/c$. Dans un champ magnétique, l'impulsion minimale des particules de bruit de fond générées au niveau du point d'interaction pour atteindre un rayon R est égale à l'impulsion transverse minimale pour atteindre chaque couche. Cette impulsion transversale minimale est donnée par :

$$P_T^{\min} = \frac{0.3 B D}{2} \quad (6.1)$$

Avec P_T^{\min} l'impulsion minimale en GeV/c nécessaire pour atteindre un point situé à un rayon D (diamètre de l'hélice) exprimé en mètre dans un champ magnétique homogène de B Tesla ($B = 3.5 \text{ T}$ dans notre cas). On obtient pour des rayons de 17, 37 et 59 mm (diamètre de l'hélice) des valeurs minimales d'impulsions transverses de respectivement $8.93 \text{ MeV}/c$, $19.43 \text{ MeV}/c$ et $30.98 \text{ MeV}/c$. Ces nombres représentent donc les impulsions minimales pour atteindre les couches du détecteur de vertex depuis un vertex situé au niveau du point d'interaction. Ces nombres correspondent aux valeurs observées sur les figures 6.5 et 6.6(a). On notera qu'un grand nombre d'impacts de bruit de fond possédant des impulsions inférieures à la limite minimale calculée plus haut, touchent également le détecteur de vertex. Ces impacts sont issus des particules qui spiralent et perdent de l'énergie en traversant la matière des détecteurs et de leurs supports. Ils sont aussi issus de particules rétrodiffusées et de particules secondaires créées par le passage dans la matière des détecteurs des particules primaires. En moyenne, des électrons d'une

impulsion de $10 \text{ keV}/c$ et de $50 \text{ keV}/c$ conduisent à des parcours moyen dans le silicium de respectivement 15 à $240 \mu\text{m}$ ¹. Ainsi, les particules de bruit de fond spiralent en perdant progressivement de l'énergie jusqu'à ce qu'elles soient absorbées soit dans la matière soit dans les détecteurs avec cette limite d'impulsion de quelques dizaines de keV/c .

Nous allons à présent voir où sont situés les vertex associés aux impacts de bruit de fond.

6.4 Vertex et durées avant impact

Nous allons ici étudier les positions des vertex et les durées Δt entre le croisement de faisceau et les impacts de bruit de fond faisceau dans le détecteur. Nous nommerons cette durée : *durée avant impact*. De cette étude nous dégagerons trois catégories d'impacts distinctes. La majeure partie du bruit de fond faisceau provient du processus de *Beamstrahlung* (voir 1.3.3). Les vertex des particules formant le *Beamstrahlung* se localisent essentiellement au niveau de la région d'interaction (environ 2 mm autour comme nous allons le voir). Les autres particules de bruit de fond peuvent être produites loin de la région d'interaction. Il s'agit essentiellement de particules secondaires créées dans les épaisseurs de matériaux des calorimètres de faisceaux et de leurs masques. De plus, certaines particules sont rétrodiffusées depuis ces régions et peuvent atteindre le détecteur de vertex. On utilise des masques en graphite car ils possèdent la propriété de limiter les particules secondaires et les rétrodiffusions. D'autres processus de bruit de fond existent mais ils sont très minoritaires et constituent dans notre simulation seulement 61 impacts sur l'ensemble des 1325 croisements de faisceaux (muons ou particules associées à des mini-jets). Les figures représentant les positions des vertex que nous allons décrire sont construites à partir des impacts de bruit de fond. Ainsi, à un impact de bruit de fond, correspond un vertex. De ce fait, une particule créant un nombre N d'impacts donnera N entrées pour son vertex.

La figure 6.7 représente les rayons en fonction des coordonnées Z des vertex associés aux impacts de bruit de fond. À partir de cette figure, on peut dégager trois régions pour les vertex. La première région d'impacts est caractérisée par un vertex inclus dans une sphère de moins de 5 mm de rayon autour du point d'interaction (*Beamstrahlung*) nous nommerons cette zone : *zone 1*. La seconde région est définie par un vertex inclus dans la matière du détecteur de vertex ($R \in [16, 65] \text{ mm}$) ou du tube de faisceau ($R \in [14.5, 15] \text{ mm}$). On élargira cette région à ± 1 mètre selon l'axe du faisceau et à un rayon de 70 mm autour de l'axe du faisceau. On observe en effet quelques impacts dans cette extension. Les impacts proches du point d'interaction ne sont bien sûr pas inclus dans cette seconde catégorie. Nous appellerons cette zone : *zone 2*. Enfin, la troisième catégorie de vertex regroupe les impacts provenant de particules créées en dehors du détecteur de vertex lorsque la coordonnée Z du vertex est au moins distante de 1 mètre du point d'interaction. Cette dernière catégorie regroupe les particules secondaires créées depuis

1. Ces données sont extraites de la table des longueurs moyennes de pénétration des électrons dans le silicium suivante http://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/e_table.pl.

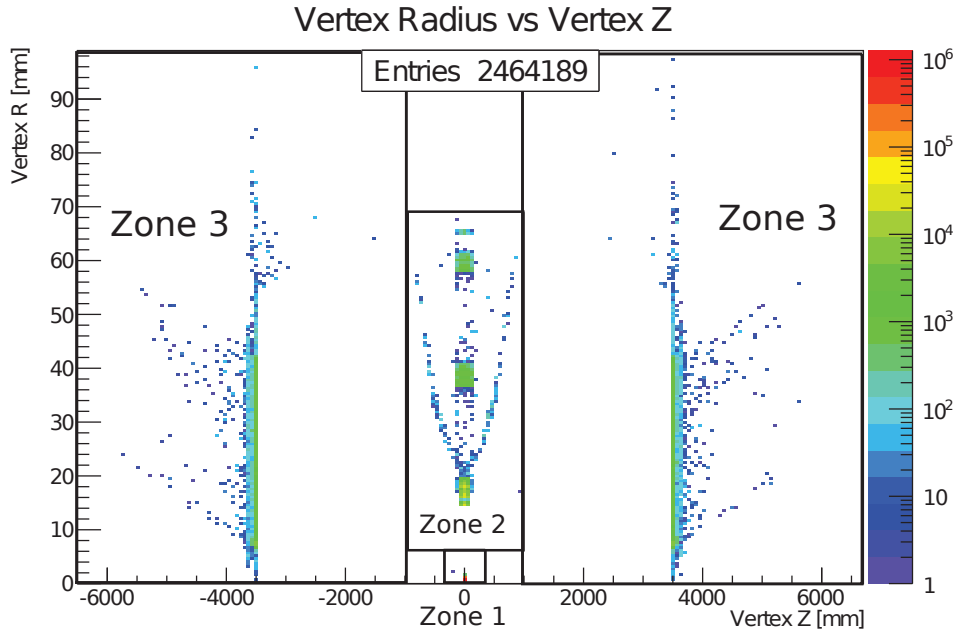


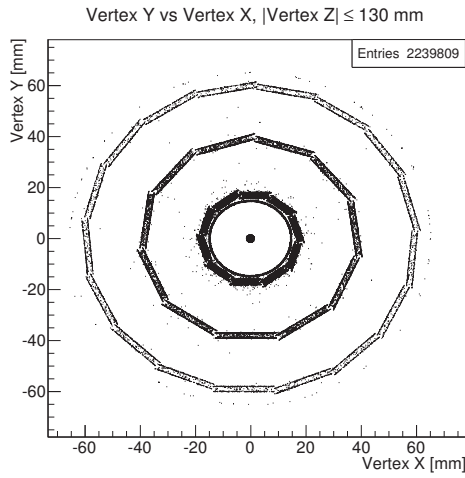
FIGURE 6.7 – Rayons des vertex en fonction des coordonnées des vertex associés aux impacts de bruit de fond. 1325 croisements de faisceaux sont utilisés.

le *BeamCal* ($Z_{inner} = \pm 3486 \text{ mm}$) et ses masques en graphite. Nous appellerons cette zone : zone 3.

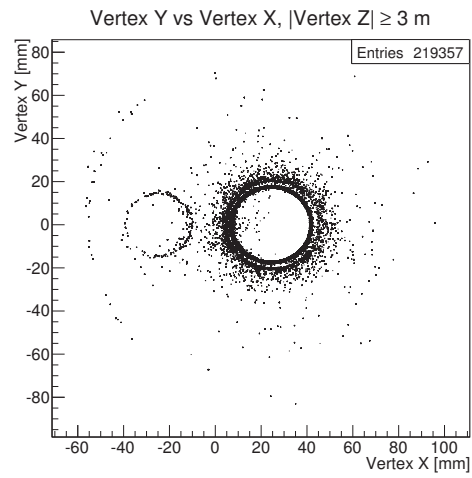
Les figures 6.8(c) et 6.8(d) sont respectivement des zooms réalisés sur le détecteur de vertex et le tube de faisceau (zone 2) d'une part et sur le point d'interaction d'autre part (zone 1). Les figures 6.8(a) et 6.8(b) représentent deux vues en coupe des positions des vertex associés aux impacts de bruit de fond selon les coordonnées X et Y. La figure 6.8(a) est réalisée avec des coordonnées de vertex selon l'axe Z (axe du faisceau) correspondantes à la zone du détecteur de vertex c'est à dire pour $|Z| < 130$ (zone 2). La figure 6.8(b) est quant à elle réalisée pour des vertex de coordonnées $|Z| > 3m$ (Zone 3).

La figure 6.8(b) permet de plus de constater que la majorité des particules secondaires créés très à l'avant proviennent de la périphérie des deux trous du *BeamCal* (zone 3). Les masques jouent ainsi bien leur rôle de réducteurs de bruit de fond. Au niveau de la statistique, la zone 1 regroupe 76% des impacts de bruit de fond, la zone 2 en compte 15.1% et la zone 3 en totalise 8.9%.

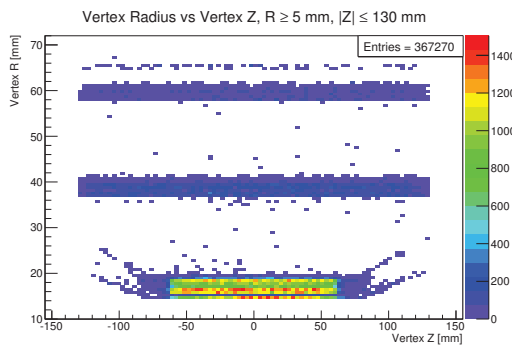
Nous avons vu que pour notre méthode d'alignement, il est préférable d'utiliser des impacts associés à des impulsions supérieures à 100 voir quelques centaines de MeV/c . On constate alors que les impacts de bruit de fond pour lesquels l'impulsion totale est supérieure à 100 MeV/c sont issus en quasi totalité (43902/43939) issus d'un vertex situé à une distance maximale de 2 mm du point d'interaction.



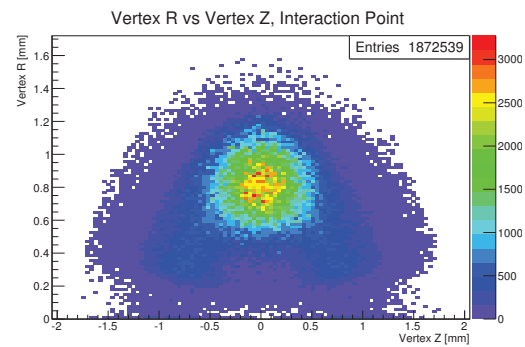
(a) Vertex associés aux impacts de bruit de fond. Vue en coupe sur le détecteur de vertex : $|VertexZ| \leq 130 \text{ mm}$. Les 1325 croisements de faisceaux sont utilisés. (zone 2)



(b) Vertex associés aux impacts de bruit de fond. Vue en coupe sur les parties très à l'avant : $|VertexZ| \geq 3000 \text{ mm}$. Les 1325 croisements de faisceaux sont utilisés. (zone 3)



(c) Rayons des vertex en fonction des coordonnées des vertex associés aux impacts de bruit de fond. Zoom sur le Beam Pipe et le détecteur de vertex. 1325 croisements de faisceaux sont utilisés. (zone 2)



(d) Rayons des vertex en fonction des coordonnées des vertex associés aux impacts de bruit de fond. Zoom sur le point d'interaction. 1325 croisements de faisceaux sont utilisés. (zone 1)

FIGURE 6.8 – Rayons en fonction des coordonnées Z des vertex associés aux impacts de bruit de fond pour 1325 croisements de faisceaux et les zones que nous avons distingué.

Nous allons à présent étudier les distributions des durées Δt entre le croisement de faisceaux et les impacts sur le détecteur de vertex pour les trois régions que nous avons définies. On rappelle que pour plus de simplicité nous avons renommé cette durée selon le terme : durée avant impact.

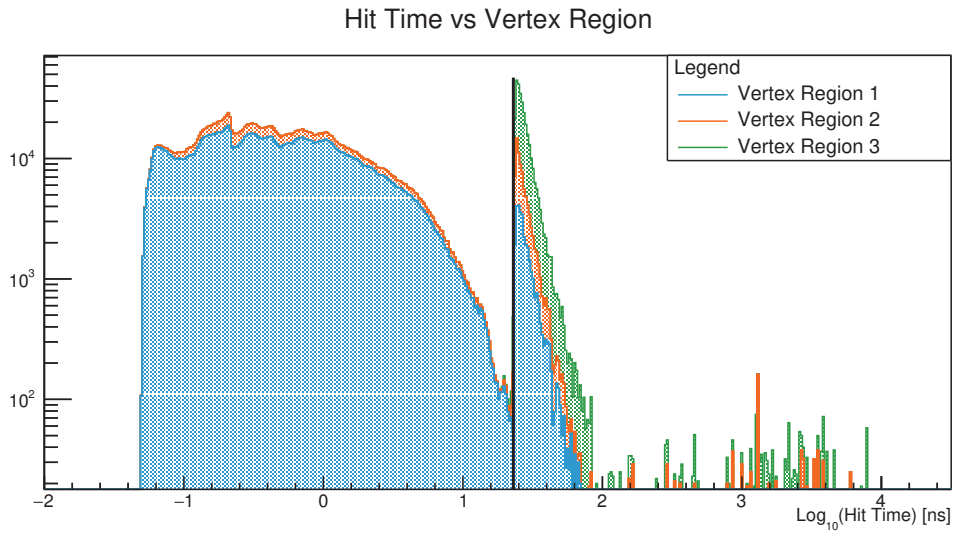


FIGURE 6.9 – Durée avant impact pour les impacts issus dans trois régions de vertex définies précédemment. Le trait vertical noir correspond à une durée avant impact de 24 ns.

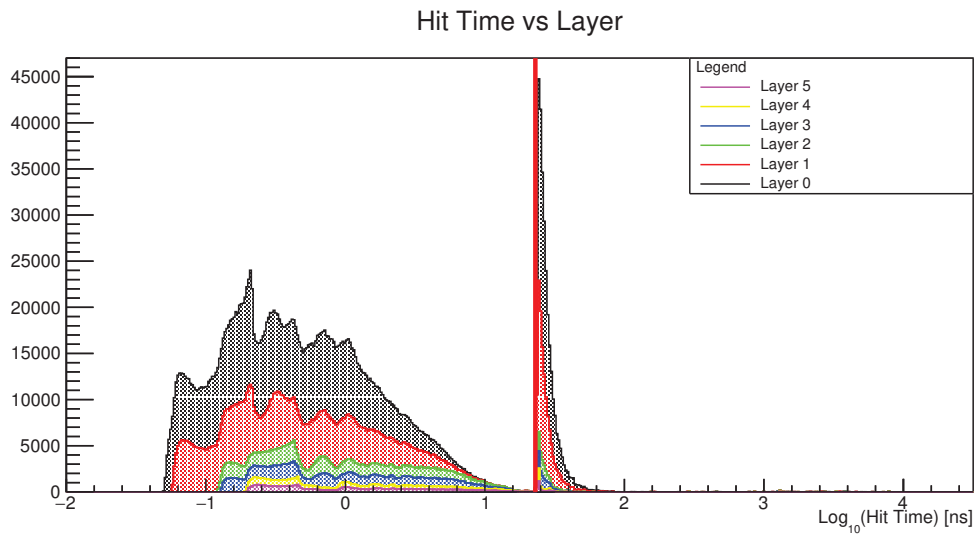


FIGURE 6.10 – Durée avant impact pour les impacts sur les couches du détecteur de vertex. Le trait vertical rouge correspond à une durée avant impact de 24 ns.

La figure 6.9 représente les durées avant impact pour les impacts appartenant aux trois catégories de vertex que nous avons définies. La figure 6.10 représente quant à elle les durées avant impact pour les impacts de bruit de fond sur les 6 couches du détecteur de vertex. Les durées avant impact sont empilées les unes sur les autres. Nous avons

utilisé une échelle en logarithme décimal afin de montrer toute l'étendue de ces durées avec un pas constant pour les histogrammes. Pour les couches 0 et 1, la durée minimale avant impact est d'environ 0.050 ns et 0.055 ns, pour les couches 2 et 3 elle est de 0.120 ns et 0.130 ns et pour les couches 4 et 5 elle vaut 0.195 ns et 0.200 ns. Cela représente des distances parcourues à la vitesse de la lumière de respectivement 15, 16.5, 36, 39, 58.5 et 60 mm . On rappelle que pour un électron de 10 MeV/c : $\beta \approx 0.998$ et que pour un électron de 1 MeV/c, $\beta \approx 0.89$. Ces durées avant impact correspondent donc à des impulsions transverses élevées associées à des impulsions longitudinales faibles donnant des trajectoires quasi-perpendiculaire au faisceau et en quasi ligne droite entre le vertex et l'impact. Ce type de particules est assez rare puisque on observe une montée progressive du nombre d'impacts associés à une durée avant impact légèrement supérieure au minimum. Ces durées avant impact un peu plus longues sont associées à un boost longitudinal plus important puisque dans ce cas la distance au point d'interaction attendue est plus grande.

Comme les particules spiralent, la durée d'impact depuis le début de l'événement augmente au fur et à mesure des impacts successifs. Les particules perdent alors progressivement de l'énergie dans la matière du détecteur de vertex ou le quittent. On observe alors une décroissance de la distribution des durées avant impact. Le nombre d'impacts diminue jusqu'à une durée avant impact de 24 ns. Cette durée correspond à une distance d'environ 7.2 mètres pour $\beta = 1$

Cette durée de 24 ns correspond à un aller-retour entre le détecteur de vertex et le *BeamCal*. C'est à partir de cette durée que l'on observe les impacts sur le détecteur de vertex possédant un vertex proche du *BeamCal* (en vert sur la figure 6.9). Pour cette catégorie d'impacts on a donc affaire à des particules primaires de bruit de fond créées au niveau du point d'interaction qui viennent impacter le *BeamCal* et les masques en graphite après un temps d'environ 12 ns soit 3.6 mètres (distance BeamCal/Point d'Interaction) (sans toucher le détecteur de vertex). Ces particules créent ensuite des particules secondaires dans le *BeamCal* qui arrivent ensuite sur le détecteur de vertex après 12 ns supplémentaires. Parmi ces particules primaires ne touchant pas le détecteur de vertex, certaines sont rétrodiffusées au niveau du *BeamCal* et reviennent impacter le détecteur de vertex après un temps de parcours total d'environ 24 ns. Ces rétrodiffusions concernent les impacts appartenant à la première catégorie de vertex (zone 1 : en bleu sur la figure) que l'on observe après la limite de 24 ns. Les impacts de la seconde catégorie de vertex (zone 2), possèdent aussi des impacts ayant un temps de parcours supérieur ou égal à 24 ns. Dans cette seconde catégorie d'impacts ils représentent 12.5% des impacts. Il s'agit donc de particules secondaires créées dans les épaisseurs de matériaux du tube de faisceau et du détecteur de vertex (essentiellement dans la première double couche), qui sont projetés très à l'avant et qui sont de nouveau rétrodiffusées vers le détecteur de vertex. Les autres 87.5% des impacts de la catégorie 2 sont issus de particules créées rapidement dans les épaisseurs du détecteur et du tube de faisceaux qui spiralent le long du détecteur de vertex.

À la vue de ces durées avant impact, nous pouvons ré-organiser nos catégories d'im-

pacts en prenant en compte les rétrodiffusions au niveau des zones très à l'avant. Ainsi nous incluons les impacts des catégories de vertex 1 et 2 pour lesquels la durée avant impact est supérieure ou égale à 24 ns dans notre troisième catégorie d'impacts. Nous regroupons ainsi tous les impacts provenant de particules créées ou rétrodiffusées très à l'avant dans la troisième catégorie. Pour résumer, nos nouvelles catégories d'impacts sont :

- Catégorie 1 : Vertex proche du point d'interaction + durée avant impact $< 24\text{ ns}$, 1842818 Impacts (74.8%).
- Catégorie 2 : Vertex dans la matière du tube de faisceau ou du détecteur de vertex + durée avant impact $< 24\text{ ns}$, 324493 Impacts (13.2%)
- Catégorie 3 : Durée avant impact $\geq 24\text{ ns}$, 296878 Impacts (12.0%).

Nous allons à présent étudier les impulsions des impacts de bruit de fond en fonction de nos trois nouvelles catégories d'impacts.

6.5 Impulsions des impacts de bruit de fond en fonction de la catégorie d'impact étudiée

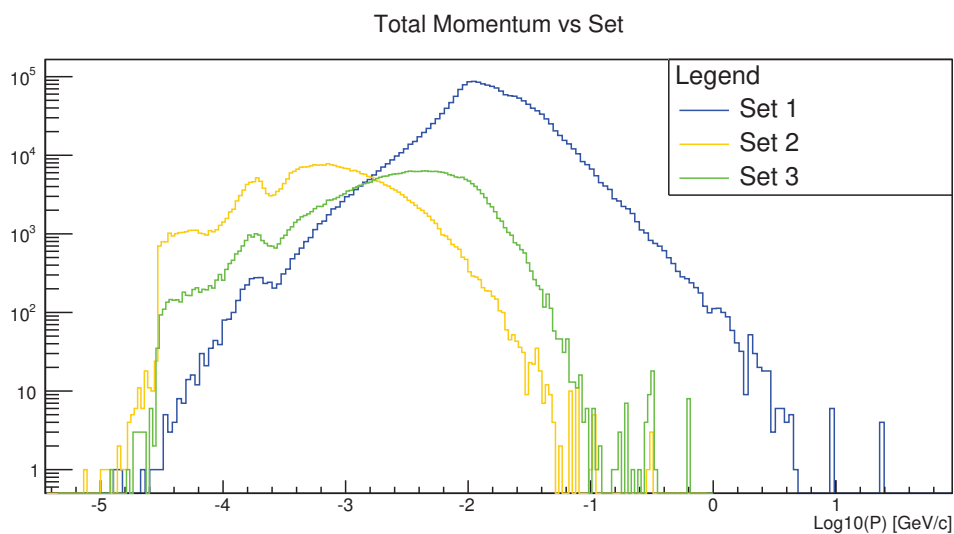
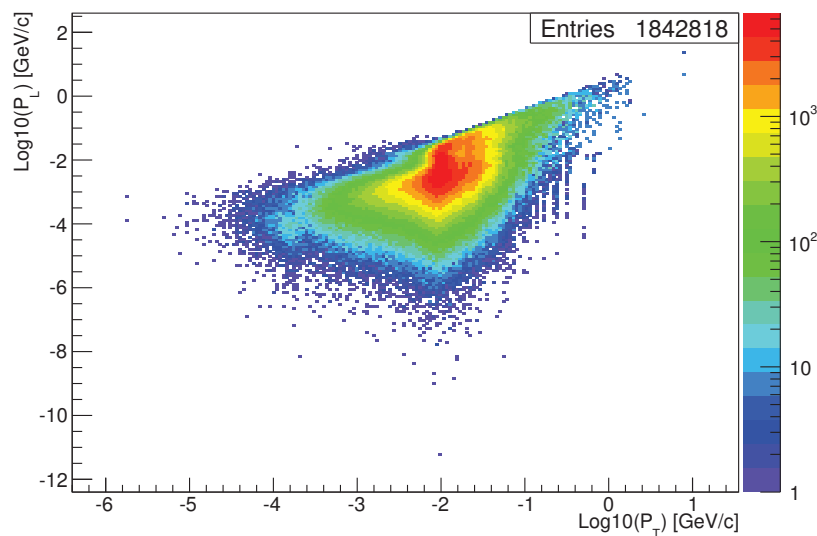


FIGURE 6.11 – Impulsions totales associées aux impacts de bruit de fond en fonction de la position de leur vertex.

La figure 6.11 représente les impulsions associées aux impacts de bruit de fond en fonction des trois catégories d'impacts de bruit de fond définies précédemment. Sur cette figure les impulsions des impacts de la première catégorie sont affichées en bleu, celles de la seconde catégorie sont indiquées en orange et enfin celles de la troisième catégorie sont données en vert. Les figures respectives 6.12(a), 6.12(b) et 6.12(c) donnent quant à elles

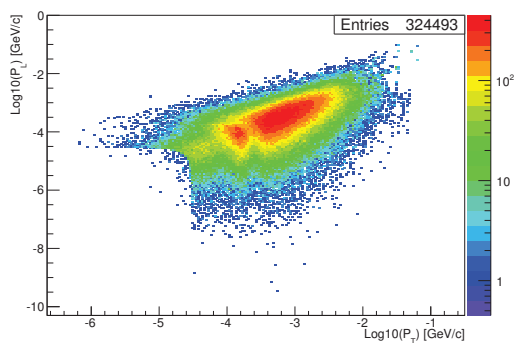
les impulsions longitudinales en fonction des impulsions transverses pour les impacts de bruit de fond des trois catégories.

Longitudinal vs Transverse Momentum, Set1



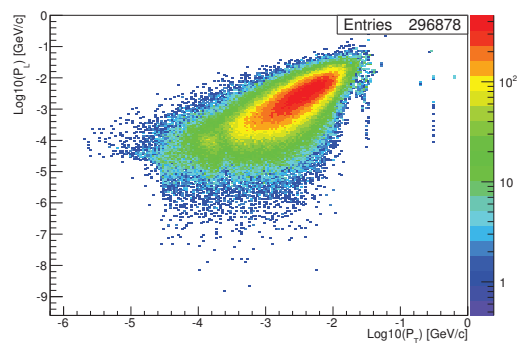
(a) Impulsions longitudinales en fonction des impulsions transverses associées aux impacts de bruit de fond pour la première catégorie d'impacts.

Longitudinal vs Transverse Momentum, Set2



(b) Impulsions longitudinales en fonction des impulsions transverses associées aux impacts de bruit de fond pour la seconde catégorie d'impacts.

Longitudinal vs Transverse Momentum, Set3



(c) Impulsions longitudinales en fonction des impulsions transverses associées aux impacts de bruit de fond pour la troisième catégorie d'impacts.

FIGURE 6.12 – Impulsions longitudinales en fonction des impulsions transverses associées aux impacts de bruit de fond des catégories d'impacts 1 et 2 et 3.

Globalement, on observe que les impacts de la catégorie 1 ont des impulsions supérieures à ceux des catégories 2 et 3. Les impulsions totales de la première catégorie

varient de quelques dizaines de keV/c à quelques GeV/c . Les impacts des catégories 2 et 3 varient quant à elles de quelques dizaines de keV/c à $100 MeV/c$. La moitié des impulsions des impacts de bruit de fond de ces deux dernières catégories sont inférieures au MeV/c .

Lorsqu'on étudie les impulsions longitudinales en fonction des impulsions transverses pour les trois catégories d'impacts, on observe une certaine corrélation entre ces deux quantités. Pour la première catégorie on observe des impulsions transverses majoritairement concentrées entre 5 et $75 MeV/c$ et des impulsions longitudinales majoritairement concentrées entre $1 MeV/c$ et $100 MeV/c$.

Pour les catégories d'impacts 2 et 3 on observe des impulsions transverses maximales de respectivement 10 et $25 MeV/c$ et des impulsions longitudinales maximales de respectivement 10 et $100 MeV/c$. Les impacts de la troisième catégorie sont donc définis par des impacts d'impulsion longitudinale globalement plus élevée que ceux de la catégorie 2. Pour ces deux catégories on observe clairement une limite minimale des impulsions transverses et longitudinales de quelques dizaines de keV/c . Cela correspond à l'impulsion minimale pour atteindre la couche épitaxiée des capteurs. On rappelle qu'à $10 keV/c$ on traverse une distance moyenne de $15 \mu m$ dans le silicium et qu'à $50 keV/c$, on traverse en moyenne $240 \mu m$ ^b.

Nous allons à présent étudier les angles d'incidence du bruit de fond sur les différentes échelles du détecteur de vertex.

6.6 Angle d'incidence du bruit de fond faisceau dans le référentiel local des capteurs

Dans cette section nous allons analyser les angles d'incidence du bruit de fond faisceau dans le référentiel local des échelles du détecteur de vertex. L'objectif de cette analyse est de caractériser le bruit de fond en terme d'angle d'incidence sur les capteurs des 3 doubles couches du détecteur de vertex et ensuite d'estimer le taux d'occupation des capteurs, c'est-à-dire le nombre de pixels touchés par durée de lecture des capteurs. Comme la multiplicité et la forme des amas de pixels dépendent de l'angle d'incidence des particules sur le capteur, on peut aussi tirer partie de cette analyse afin de savoir si l'on peut utiliser des coupures sur la forme et la multiplicité des amas de pixels afin de sélectionner certains types d'impacts de bruit de fond. Une étude de la multiplicité et de la forme des amas en fonction de l'angle d'incidence de la particule est actuellement en cours dans le groupe *PICSEL*. Pour l'alignement, l'idée est d'essayer d'identifier les impacts de bruit de fond de plus haute impulsion afin de sélectionner des traces subissant le moins de diffusion multiple et de perte d'énergie dans les couches pour pouvoir obtenir la meilleure précision d'alignement possible.

b. Ces données sont extraites de la table des longueurs moyennes de pénétration des électrons dans le silicium http://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/e_table.pl.

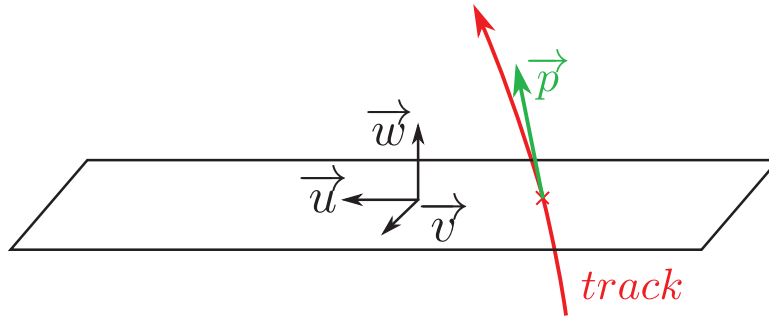


FIGURE 6.13 – Schéma d'une trace arrivant sur une échelle d'une couche du détecteur de vertex. Les coordonnées (u, v, w) sont définies pour chaque échelle. Le vecteur impulsion local \vec{p} est aussi défini.

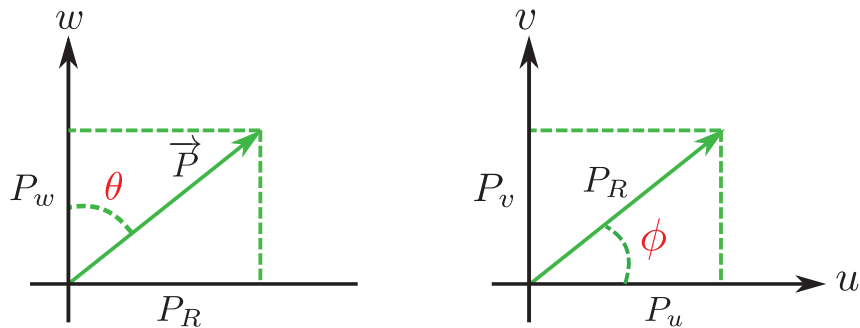


FIGURE 6.14 – Définition des angles sphériques d'incidence sur les couches du détecteur de vertex.

Afin de calculer les angles d'incidence associés aux impacts bruit de fond, le vecteur impulsion associé à chaque impact de bruit de fond a été recalculé dans le système de coordonnées locales (U, V, W) de chaque échelle. La figure 6.13 illustre le système de coordonnées locales et le vecteur impulsion. Comme indiqué en figure 6.14, les angles d'incidence pour chaque impact sur leur échelle respective ont été calculés en coordonnées sphériques de la manière suivante :

$$\theta = \text{Arccos} \left(\frac{P_W}{\|\vec{P}\|} \right) \quad (6.2)$$

$$\phi = \text{Arctan2}(P_V, P_U) \quad (6.3)$$

L'angle θ est défini entre 0 et 180 degrés et l'angle ϕ est défini entre -180 et $+180$ degrés. L'angle θ correspond à l'angle d'incidence par rapport à la normale à l'impact dans le référentiel local du capteur. L'angle ϕ correspond lui à l'inclinaison de la projection du vecteur impulsion dans le plan de l'échelle ou du capteur. Pour une meilleure lisibilité, l'angle ϕ a été redéfini entre 0 et 360 degrés. Pour cela on ajoute 360 degrés aux valeurs négatives de l'angle ϕ défini précédemment.

L'angle d'incidence θ est compris entre $0 \leq \theta \leq 90$ degrés ($P_w \geq 0$) lorsque la particule est sortante et il est compris entre $90 < \theta \leq 180$ degrés ($P_w < 0$) lorsque la particule est rentrante. Lorsque θ approche des 90 degrés cela signifie que la particule possède une incidence rasante sur le capteur. L'angle ϕ décrit la rotation de la particule par rapport à l'axe de la normale à l'impact. Lorsque ϕ vaut 0 ou 180 degrés la particule se dirige selon l'axe du faisceau. Lorsque ϕ vaut 90 ou 270 degrés la particule se dirige perpendiculairement à l'axe du faisceau. De plus, un angle d'incidence ϕ compris entre 0 et 180 degrés signifie que l'on a affaire à des particules de charge négative (électrons). Un angle d'incidence ϕ compris entre 180 et 360 degrés signifie que l'on a affaire à des particules de charge positive (positons).

Les angles d'incidence θ et ϕ des impacts de bruit de fond dépendent de l'impulsion transverse et longitudinale des particules de bruit de fond au niveau des impacts dans les capteurs, de la position du vertex de la particule de bruit de fond et de la position des couches de capteurs dans le détecteur. Pour un vertex proche du point d'interaction et lorsque l'angle θ est proche de 0 ou 180 degrés (incidence normale) cela signifie que l'impulsion transverse de la particule est importante (très supérieure à l'impulsion transverse minimale pour atteindre la couche impactée) pour des valeurs de boost faibles et donc d'impulsions longitudinales peu élevées. Lorsque le boost est important et donc lorsque l'impulsion longitudinale est grande devant l'impulsion transverse, l'angle d'incidence θ sera moins élevé. On notera que si le boost est trop important, la particule ne touche plus le détecteur de vertex. De plus, lorsque l'impulsion longitudinale est très faible et lorsque l'impulsion transverse de la particule correspond au rayon de la couche on obtient un angle d'incidence θ rasant proche de 90 degrés. Un grand nombre d'impacts à angle rasant est problématique puisque les amas de pixels formés à partir d'angles rasants sont de très grande taille. Nous verrons plus loin que ces impacts sont très peu nombreux. Il ne posent donc pas problème.

Passons à l'angle ϕ . Lorsque l'impulsion transverse est grande et que le boost est faible, l'angle ϕ se rapprochera de 90 ou 270 degrés. Lorsque le boost est important, l'angle ϕ se rapprochera de 0, 180 ou 360 degrés.

Enfin la position et l'inclinaison des capteurs selon l'axe du faisceau et la position du vertex de la particule de bruit de fond jouent aussi un rôle important. Comme nous le verrons, dans le cas d'un vertex pris au point d'interaction, le rayon et la position de l'impact selon l'axe du faisceau sélectionnent certaines gammes d'impulsions transverses ou longitudinales et donc certaines gammes angles d'incidence.

Nous allons premièrement donner un aperçu général des angles d'incidence associés aux impacts de bruit de fond. Les figures 6.15(a), 6.15(b), 6.15(c) et 6.15(d) donnent respectivement les angles d'incidence ϕ en fonction des angles d'incidence θ pour tous les impacts de bruit de fond (avec 1325 croisements de faisceaux), et pour les impacts de bruit de fond des catégories 1, 2 et 3.

Sur la figure 6.15(c) on constate que les angles d'incidence sont répartis de façon quasiment aléatoire selon l'angle ϕ . Il est difficile d'interpréter la distribution des angles

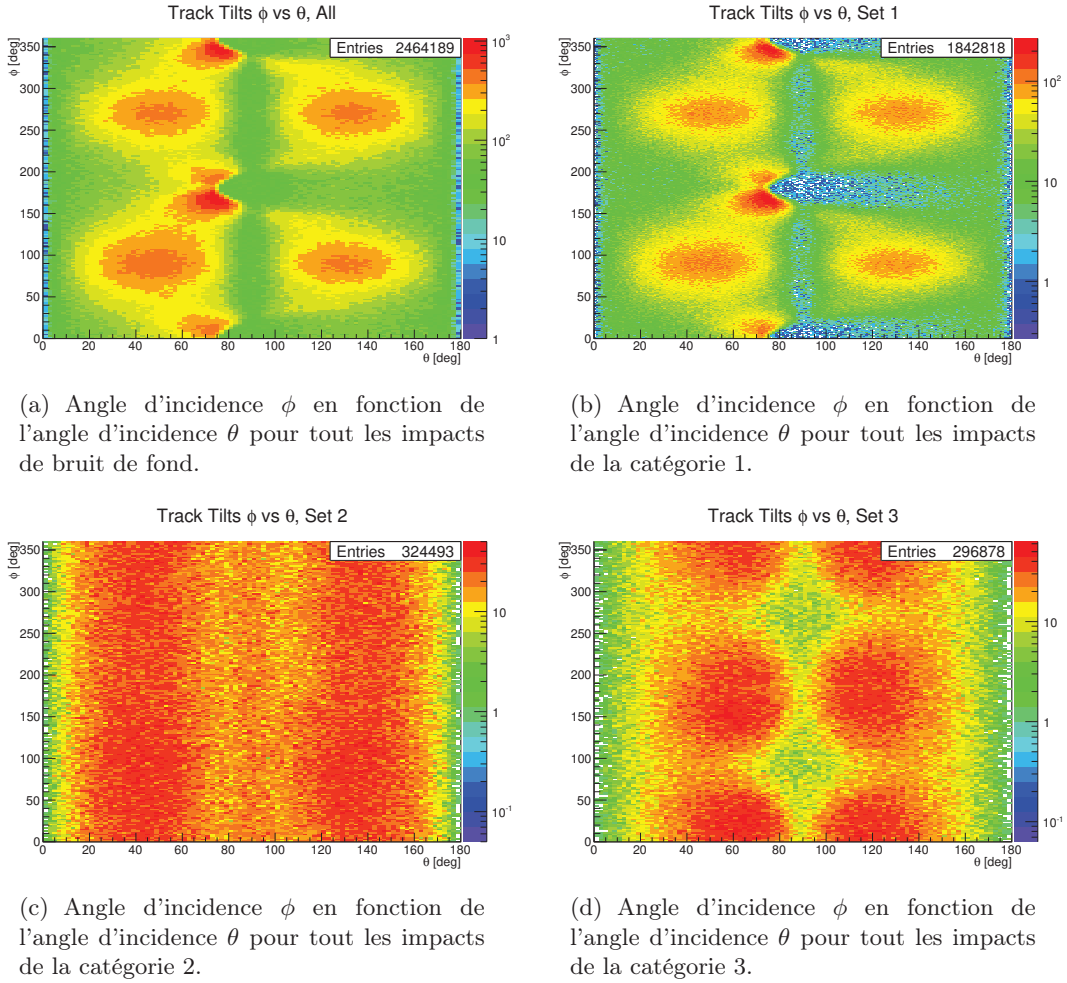


FIGURE 6.15 – Angle d'incidence ϕ en fonction de l'angle d'incidence θ pour tout les impacts de bruit de fond (1325 croisements de faisceaux) et pour les trois catégories d'impacts.

d'incidence des impacts appartenant à cette catégorie étant donné qu'ils possèdent des vertex et des impulsions très différentes. On notera cependant que les angles d'incidence θ compris entre 0 et 10 et 170 et 180 degrés sont moins présents pour ce type d'impacts.

La figure 6.15(d) représente les angles d'incidence ϕ des impacts de bruit de fond de la catégorie 3 en fonction de leurs angles θ . Il est très difficile d'expliquer les angles d'incidence de cette catégorie d'impacts étant donné que le rayon de leur vertex est très variable. Pour ce type d'impacts, on observe une plus faible fréquence des incidences quasi-normales ($0 \leq \theta \leq 20$ degrés et $160 \leq \theta \leq 180$). On observe aussi une symétrie par rapport à l'axe $\theta = 90$ degrés. Cela signifie que les angles d'incidence des impacts de bruit de fond sont répartis de façon identique s'ils sortent du détecteur ou s'ils rentrent dans

le détecteur. Enfin, on observe aussi une plus faible fréquence des incidences rasantes ($\theta \approx 90$ degrés) lorsque ϕ est proche de 90 et 270 degrés.

Enfin, pour les impacts de la première catégorie, on observe sur la figure 6.15(b) plusieurs zones distinctes pour la distribution de ϕ en fonction de θ . Pour cette catégorie d'impacts, le vertex est localisé proche du point d'interaction. On peut donc plus facilement comprendre les différentes zones sur la figure 6.15(b). Pour cette catégorie d'impacts on observe des impulsions maximales pour les impacts plus élevées comparée aux catégories 2 et 3. On observe tout d'abord quatre zones caractéristiques fortement peuplées situées pour des angles θ compris entre 60 et 85 degrés. Ces quatre zones correspondent à des angles ϕ compris entre 0 et 30 degrés, 140 et 180 degrés, 180 et 210 degrés et entre 330 et 360 degrés. Ces quatre zones sont déterminées par les deux types de charges et les deux sens de boost ($Z > 0$ ou $Z < 0$). Leurs angles ϕ correspondant impliquent des impulsions longitudinales élevées permettant au moins un passage dans le détecteur de vertex. Ces quatre zones ne possèdent pas de zones équivalentes pour $\theta > 90$ degrés. Cela signifie que ces impacts sont uniquement sortant. Comme les angles θ de ces impacts sont élevés et comme les particules correspondantes sortent du détecteur de vertex, on peut en conclure que ces impacts sont issus de particules qui possèdent de grandes impulsions. Les composantes transverses et longitudinales de ces impulsions doivent être suffisantes pour impacter les couches du détecteur de vertex et ensuite sortir de celui-ci. Les impulsions transverses et longitudinales associées à ces impacts varient dans une certaine gamme, ce qui donne une variation de θ entre 60 et 85 degrés une variation en ϕ autour de 180, 0 et 360 degrés. De plus, deux des quatre zones mentionnées possèdent une statistique plus élevée. Ceci est dû au fait que dans un sens de courbure on a plus de chance de toucher deux échelles proche du recouvrement, dans l'autre moins.

Quatre autres zones plus étendues sont identifiables. Celles-ci sont symétriques deux à deux par rapport à $\theta = 90$ degrés. Cela signifie que ces impacts sont issus de particules qui spiralent dans le détecteur de vertex. En spiralant ces particules créent des impacts à la fois sortant et rentrant. On a donc affaire à des particules de bruit de fond de plus faible impulsion. Pour ces quatre zones on observe aussi une symétrie par rapport à $\phi = 180$ degrés. Cela signifie qu'il y a autant de positons que d'électrons. Ces quatre zones sont définies pour θ compris entre 20 et 75 degrés et pour θ compris entre 110 et 150 degrés. Les angles ϕ définissant ces zones sont eux compris entre 60 et 120 degrés (électrons) et 240 et 310 degrés (positons). Pour les impacts sortants on observe une figure en W renversé entre les quatre zones décrites précédemment et les deux nouvelles zones à $\theta < 90$ degrés que nous décrivons. Lorsque les impulsions des impacts de bruit de fond sont très élevées, on observe les quatre zones décrites précédemment. Lorsque l'impulsion des particules est plus basse, les particules commencent à spiraler dans le détecteur de vertex et perdent de l'énergie au fur à mesure de interactions avec la matière. Le nombre de spirales dépend de l'impulsion longitudinale et de la perte d'énergie. Quand l'impulsion longitudinale des impacts est faible on observe des angles ϕ proches de 90 et 270. Quand celle ci augmente l'angle ϕ évolue en direction de $\phi = 0/360$ degrés et $\phi = 180$ degrés. Quand l'impulsion transverse est importante on observe des angles θ proche de 15 degrés et quand celle-ci diminue on observe des angles θ allant jusqu'à 75 degrés. La figure 6.12(a) indique

qu'un grand nombre de particules possèdent des impulsions longitudinales faibles. C'est pourquoi on retrouve beaucoup d'impacts autour de $\phi = 90$ degrés et $\phi = 270$ degrés.

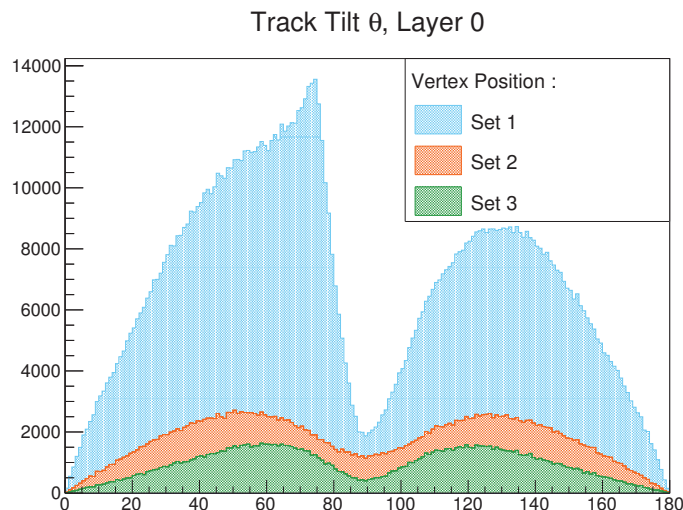


FIGURE 6.16 – Distribution des angles θ reconstruits pour chaque impact sur les échelles de la couche 0. Les couleurs bleue, rouge et verte distinguent les positions des vertex des particules associées aux impacts.

Nous allons à présent donner les distributions des angles d'incidence θ et ϕ pour chaque couche du détecteur de vertex et pour chaque catégorie d'impact. Dans la suite, les angles d'incidences associés aux impacts de bruit de fond de la première catégorie seront indiqués en bleu, ceux de la seconde catégorie seront indiqués en orange et enfin ceux de la troisième catégorie seront indiqués en vert.

Nous allons tout d'abord traiter le cas de la couche 0. La figure 6.16 illustre les angles d'incidences θ sur les échelles de cette couche. Cette figure est un empilement des trois distributions de θ pour nos trois catégories d'impacts. Sur cette figure on observe le même comportement que pour le cas général décrit précédemment. On observe deux populations, l'une pour $0 \leq \theta \leq 90$ degrés et l'autre pour $90 \leq \theta \leq 180$ degrés correspondant respectivement aux impacts sortant et rentrant. On s'intéressera surtout à la première catégorie d'impacts. Ceux-ci possèdent une distribution des angles θ croissante entre 0 et environ 75 degrés. La distribution est maximale pour $\theta = 75$ degrés. Puis, on observe une chute et un creux pour les impacts rasants ($\theta \approx 90$ degrés). Les impacts rentrant sont moins nombreux que les impacts sortant en raison des particules de forte impulsion qui ne traversent qu'un fois la première couche du détecteur de vertex.

La figure 6.17 montre les angles d'incidence θ sur les échelles de la couche 0 du détecteur de vertex lorsque l'impulsion des impacts est supérieure ou égale à $100 \text{ MeV}/c$. On effectue cette coupure dans le but de caractériser les angles d'incidence des particules de bruit de fond de plus haute impulsion afin de pouvoir les sélectionner pour l'aligne-

Track Tilt θ , $P > 100 \text{ MeV}$, Layer 0

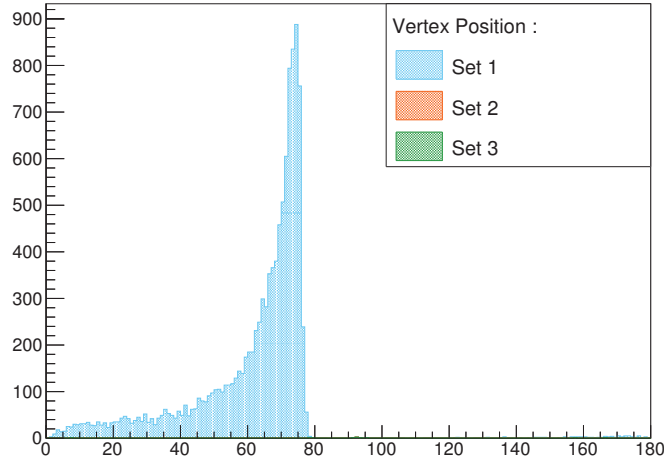
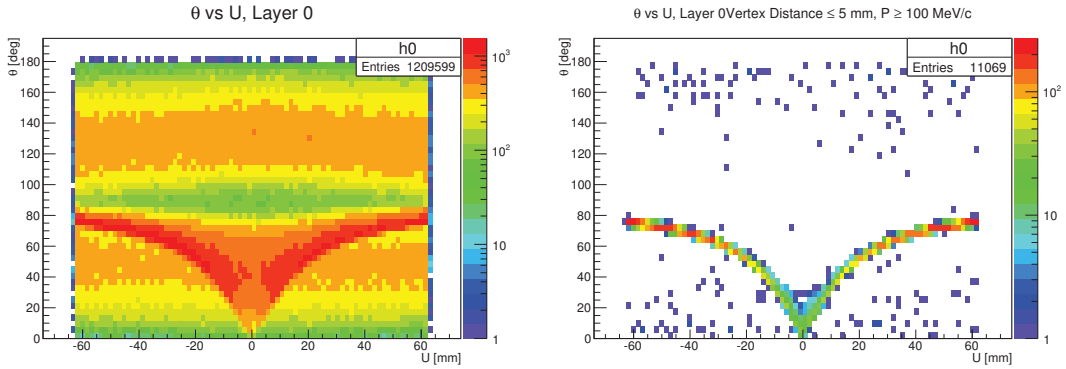


FIGURE 6.17 – Distribution des angles θ reconstruits pour chaque impact sur les échelles de la couche 0. Seuls les impacts correspondant à une impulsion supérieure à $100 \text{ MeV}/c$ sont comptabilisés.

ment avec mini-vecteurs. On remarque sur la figure que les impacts des catégories 2 et 3 disparaissent en raison de leur impulsion inférieure à $100 \text{ MeV}/c$. On observe alors une distribution entre 0 et environ 80 degrés. Cette dernière distribution possède un pic majoritaire entre 65 et 85 degrés correspondant aux zones que nous avons décrites précédemment dans le cas général. Les impacts rentrant sont supprimés. Cela signifie que les particules de bruit de fond créant des impacts associés à des impulsions supérieures à $100 \text{ MeV}/c$ ne traversent qu’une seule fois la première couche du détecteur de vertex. De plus, on observe des impacts pour lesquels l’angle θ est compris entre 0 et 60 degrés. Ces impacts correspondent à des particules de bruit de fond de forte impulsion mais peu ou pas boostées vers l’avant.

La figure 6.18(a) représente les angles d’incidence associés aux impacts de bruit de fond faisceau sur la couche 0 en fonction de la position de l’impact selon l’axe U des échelles. Cet axe correspond à l’axe du faisceau. La figure 6.18(b) représente la même information mais pour des particules créées dans une sphère de 5 mm autour du point d’interaction et des impulsions supérieures à $100 \text{ MeV}/c$. Lorsqu’on regarde les impacts d’impulsion supérieure à $100 \text{ MeV}/c$ provenant de particules créées proche du point d’interaction (seuls ces impacts sont présents à plus de $100 \text{ MeV}/c$), on observe une forte corrélation entre l’angle d’incidence et la position U de l’impact. Lorsque l’on se trouve en $U = 0$, on observe des impacts issus de particules à incidence normale. Cela correspond à des impulsions transverses relativement élevées et des impulsions longitudinales faibles, voir nulles. Puis, plus l’on s’éloigne de $U = 0$ plus les angles d’incidence θ sont élevés en raison d’un boost plus important, jusqu’à atteindre environ 75 degrés pour $U = \pm 60 \text{ mm}$. Au niveau de la statistique on observe plus de particules de forte impulsion boostées vers



(a) Angle d'incidence θ associé aux impacts de bruit de fond de la couche 0 en fonction de la position des impacts selon l'axe U de l'échelle considérée. U est selon l'axe du faisceau.

(b) Angle d'incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d'impulsion supérieure à $100\text{MeV}/c$ de la couche 0 en fonction de la position des impacts selon l'axe U de l'échelle considérée. Seules les particules dont le vertex est compris dans une sphère de 5 mm autour du point d'interaction sont représentées. U est selon l'axe du faisceau.

FIGURE 6.18 – Angle d'incidence θ associé aux impacts de bruit de fond de la couche 0 en fonction de la position des impacts selon l'axe U de l'échelle considérée avant et après coupure en impulsion et en vertex.

l'avant, donc plus d'impacts de forte impulsion aux valeurs de $|U|$ élevées. La comparaison entre les deux figures permet de voir quels sont les effets de nos coupures en impulsion. On remarque ainsi que l'on peut éliminer certains impacts de bruit de fond si l'on peut estimer l'angle d'incidence associé à l'impact. Cela pourra notamment être possible grâce à l'étude de la multiplicité, de la forme des amas de pixels et de la position locale de ceux-ci sur les échelles. Cela pourra aussi être étendu avec une étude des angles des mini-vecteurs reconstruits sur la première double couche.

Passons à présent aux angles ϕ associés aux impacts de bruit de fond sur la couche 0. Ces angles sont décrits en figure 6.19. Sur cette figure, les distributions de l'angle ϕ pour les trois catégories d'impacts sont empilées. Pour les impacts associés à la catégorie 3 on observe des creux de la distribution pour des valeurs d'angle ϕ proches de 90 et 270 degrés. Cela signifie qu'il y a relativement peu d'impacts de cette catégorie qui possèdent des impulsions longitudinales très faibles. Pour les impacts de la catégorie 2, comme observé plus haut, on obtient une distribution homogène des angles d'incidence ϕ . Enfin, pour la catégorie d'impact numéro 1, on observe deux pics principaux aux alentours de 90 et 270 degrés. Il s'agit d'impacts de faible impulsion issus des spirales des électrons et positons. On observe aussi des creux vers 0, 180 et 360 degrés. Cela signifie qu'il y a relativement peu d'impacts possédant de forts boosts et donc de fortes impulsions longitudinales. Enfin on peut distinguer deux petits pics autour des angles $\phi = 160$ degrés et $\phi = 340$ degrés.

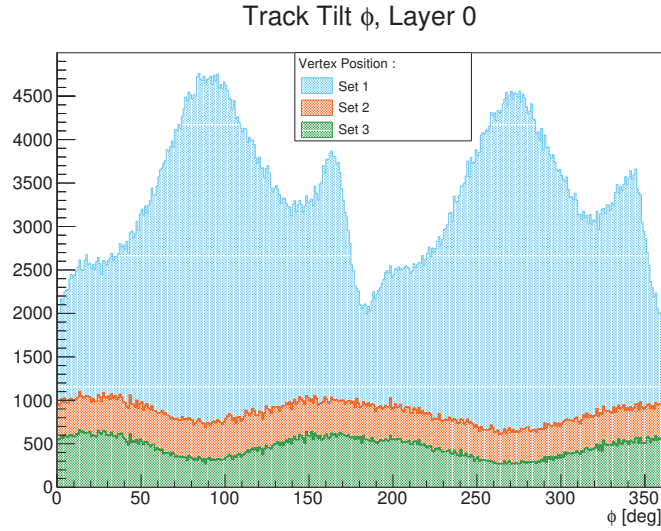


FIGURE 6.19 – Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 0.

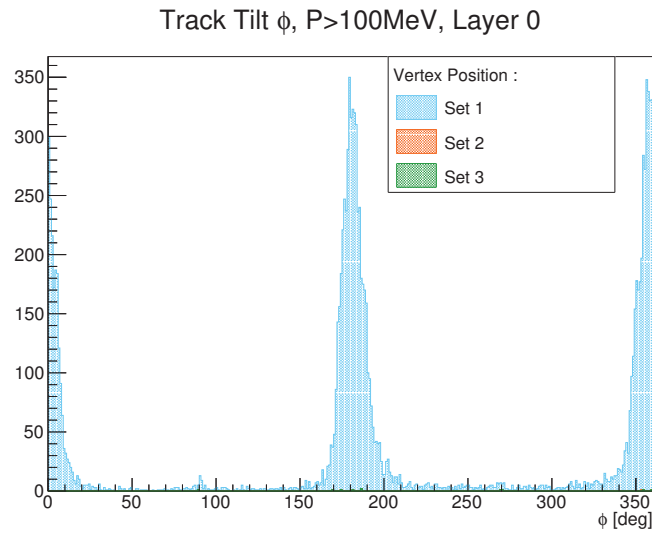


FIGURE 6.20 – Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 0 pour les impacts associés à des impulsions supérieures à $100 \text{ MeV}/c$.

Si l'on se réfère à la figure 6.15(b) il s'agit des angles pour lesquels on observe des impacts créés par des particules possédant un fort boost et une forte impulsion, qui ne traverse qu'une seule fois le détecteur.

la figure 6.20 représente les angles locaux ϕ des impacts de bruit de fond de la couche 0 pour lesquels l'impulsion des impacts est supérieure à $100 \text{ MeV}/c$. Sur cette figure, les impacts des catégories d'impacts 2 et 3 ont disparu en raison de leur trop faible impulsion.

Pour la première catégorie d'impacts, on n'observe plus que deux pics principaux situés autour des angles $\phi = 0/360$ degrés et $\phi = 180$ degrés. Ces pics indiquent des impulsions longitudinales élevées vers l'avant et vers l'arrière. On observe aussi un léger fond entre ces deux pics.

Dans la suite de cet énoncé les figures sont placées en annexe C.2. Les figures C.7 et C.8, C.12 et C.13, C.17 et C.18, C.22 et C.23 et C.27 et C.28 représentent les angles d'incidence θ associés à chaque impact de bruit de fond pour toutes les impulsions et pour les impulsions supérieures à $100 \text{ MeV}/c$ des impacts de bruit de fond des couches respectives 1, 2, 3, 4 et 5 du détecteur de vertex. De plus, les figures C.10, C.15, C.20, C.25, C.30 et C.11, C.16, C.21, C.26, C.31 représentent les angles ϕ associés aux impacts de bruit de fond sur les couches 1, 2, 3, 4 et 5. Ces figures sont réalisées avec et sans coupure en impulsion supérieure à $100 \text{ MeV}/c$ pour les impacts représentés. Pour toutes les figures mentionnées, les mêmes catégories d'impacts que précédemment sont utilisées. Ces dernières sont aussi affichées avec les mêmes couleurs.

Les figures C.9, C.14, C.19, C.24 et C.29 représentent quant à elles les angles d'incidence θ en fonction des positions locales U des impacts de bruit de fond faisceau. Sur ces dernières figures, seuls les impacts associés à des impulsions supérieures à $100 \text{ MeV}/c$ sont pris en compte.

Sur l'ensemble des figures citées ci-dessus, nous observons globalement le même comportement que pour la couche 0. Nous allons donc uniquement décrire les différences observées.

Pour la couche 1, nous n'observons presque aucune différence. Pour les doubles couches 2 et 3, on observe principalement quelques impacts rentrant supplémentaires sur les distributions des angles d'incidences θ lorsque l'on sélectionne les impacts d'impulsion supérieure ou égale à $100 \text{ MeV}/c$. La proportion des ces impacts rentrant augmente très légèrement entre la double couche 2 et la double couche 3. De plus les pics sur les distributions des angles ϕ situés au alentours de $\phi = 160$ degrés et $\phi = 340$ degrés disparaissent de plus en plus avec l'élévation de rayon de la couche. Cela s'explique par les boost élevés associés aux particules responsables de ce type d'impacts. Ces particules touchent ainsi moins souvent les rayons plus élevés que ceux de la double couche 1.

Pour conclure, pour toutes les doubles couches, on observe des corrélations entre l'angle d'incidence θ et la position de l'impact selon l'axe locale U lorsque l'impulsion des impacts est supérieure à $100 \text{ MeV}/c$. De plus, toujours pour des impacts de bruit de fond d'impulsion supérieure ou égale à $100 \text{ MeV}/c$, l'angle ϕ est aussi contraint proche de 0 ou 180 degrés. Cette observation pourra être utilisée pour réduire le nombre d'impacts de bruit de fond ne correspondant pas à ces gammes et ces corrélations. Il faudra pour cela être capable de reconstruire les angles d'incidence des amas de pixel considérés. Une étude de la forme des amas en fonction de l'angle d'incidence de la particule est actuellement en cours dans le groupe *PICSEL*. Les mini-vecteurs pourraient aussi être un moyen de rejeter une part importante du bruit de fond de faible impulsion grâce aux

inclinaisons locales de ces derniers. Cette procédure devra être réalisées avec des échelles déjà alignées.

De plus, les impacts de bruit de fond associés à des impulsions supérieures à $100 \text{ MeV}/c$ possèdent tous des vertex distants de moins de 2 mm du point d'interaction et sont en très grande majorité créés par des particules qui ne spiralent pas le long du détecteur de vertex (et sortent après l'avoir traversé). Ainsi, en plus de la forme et de la multiplicité des amas, on pourra utiliser cette propriété afin d'identifier les impacts de bruit de fond de plus haute impulsion noyés dans un nombre d'impacts de bruit de fond très importants. En effet, on pourra essayer de reconstruire une trace (d'impulsions supérieures à $100 \text{ MeV}/c$ voire moins) à l'aide des mini-vecteurs potentiels et du vertex proche du point d'interaction.

Pour notre sélection d'impacts pour l'alignement, nous utiliserons préférentiellement des impacts de forte impulsion ($\geq 100 \text{ MeV}/c$). Cependant, le problème réside dans l'identification de ces derniers dans un cas désaligné. On pourra par exemple chercher à réaliser des paires de mini-vecteurs sur les zones de recouvrement en effectuant des projections de ces derniers. Seuls de faibles désalignements autoriseront ces associations en paires.

6.7 Estimation de la statistique sur les zones de recouvrement

Pour estimer la statistique atteignable avec le bruit de fond faisceau pour notre méthode d'alignement avec mini-vecteurs, nous allons estimer le nombre de traces reconstituables aux extrémités de chaque échelle selon leur axe V . On rappelle que la géométrie utilisée pour les simulations du beamstrahlung ne possède pas de zone de recouvrement réaliste entre échelles adjacentes. Nous ne pouvons alors pas fournir la statistique en fonction de la zone de recouvrement entre chaque échelle consécutive. Nous pouvons cependant l'estimer.

À défaut de fournir une statistique précise sur les zones de recouvrement, nous pouvons tout de même fournir une estimation de la statistique atteignable à l'extrémité de chaque échelle lorsque l'on prend en compte les impacts de bruit de fond d'impulsion supérieure ou égale à $100 \text{ MeV}/c$. Ceci constituera une assez bonne approximation de la statistique atteignable avec une géométrie possédant des zones de recouvrement. Pour notre estimation nous allons sélectionner les impacts sur chaque échelle des couches 1, 3 et 5 dont la coordonnée V des impacts est comprise entre V_{max} et $V_{max} - 500 \mu\text{m}$. Nous sélectionnerons uniquement les impacts sur la seconde couche de chaque double couche afin de s'assurer qu'un mini-vecteur est bien reconstituable.

Nous allons de plus utiliser une coupure sur l'angle local ϕ . Il s'agit ici encore d'une approximation quant à la direction des traces. Ainsi, pour les particules sortantes de la couche ($p_w \geq 0$) nous ne sélectionnerons que les impacts pour lesquels l'angle local ϕ satisfait la condition suivante :

$$0 \leq \phi \leq 180, \quad p_w \geq 0 \quad (6.4)$$

Il s'agit en effet de ne sélectionner que les impacts dont la direction est dirigée vers l'échelle adjacente. Lorsque la particule est rentrante ($p_w < 0$) on choisit cette fois-ci les impacts pour lesquels l'angle local ϕ répond à la condition :

$$180 \leq \phi \leq 360, \quad p_w < 0 \quad (6.5)$$

Le nombre moyen d'impacts par zone de recouvrement et par seconde M_{Second} pour chaque double couche i est simplement donné à partir du nombre moyen d'impacts par croisement de faisceau M_{BX} par :

$$M_{Second} = M_{BX} \times 5 \times 1312 \quad (6.6)$$

Où :

$$M_{BX} = M/1325 \quad (6.7)$$

Avec M le nombre de mini-vecteurs obtenus avec notre méthode pour chaque zone de recouvrement durant 1325 croisements de faisceaux. M suit une loi de poisson ; son incertitude vaut donc $\sigma_M = \sqrt{M}$. L'erreur associée à M_{Second} est donc la suivante :

$$\sigma(M_{Second}) = \sqrt{M}/1325 \times 5 \times 1312 \quad (6.8)$$

Les figures 6.21, 6.22 et 6.23 représentent la statistique obtenue avec notre méthode pour les doubles couches 1, 2 et 3 ; et pour les impacts associés à une impulsion supérieure ou égale à 100, 200 et 400 MeV/c .

Pour chaque échelle de chaque double couche, on observe une statistique variable en fonction de l'échelle considérée. Pour des impacts associés à des impulsions supérieures ou égales à 100 MeV/c , on observe une statistique comprise entre 60 et 240 impacts moyens par seconde pour la première double couche, une statistique comprise entre 24 et 92 impacts moyens par seconde pour la seconde double couche et enfin une statistique variant entre 5 et 29 impacts moyens par seconde pour la troisième et dernière double couche. Si l'on prend en compte la limite basse de cette statistique, cela correspond à environ 36000 impacts en 10 minutes associés à une impulsion supérieure ou égale à 100 MeV/c pour la double couche 1, à 28800 impacts en 20 minutes pour la seconde double couche et à 18000 impacts en une heure pour la double couche 3.

Pour les impacts associés à une impulsion supérieure ou égale à 200 MeV/c on trouve une statistique comprise entre 22 et 62 impacts moyens par seconde pour les extrémités des échelles de la première double couche, une statistique entre 5 et 24 impacts moyens par seconde pour la double couche 2 et une statistique variant de 0 à 14 impacts moyens par seconde pour la dernière double couche. Cela correspond à au moins 26400 impacts en 20 minutes pour la double couche 1 et à au moins 18000 impacts par heure pour la double couche 2. Pour la double couche 3, on ne pourra pas utiliser des impulsions

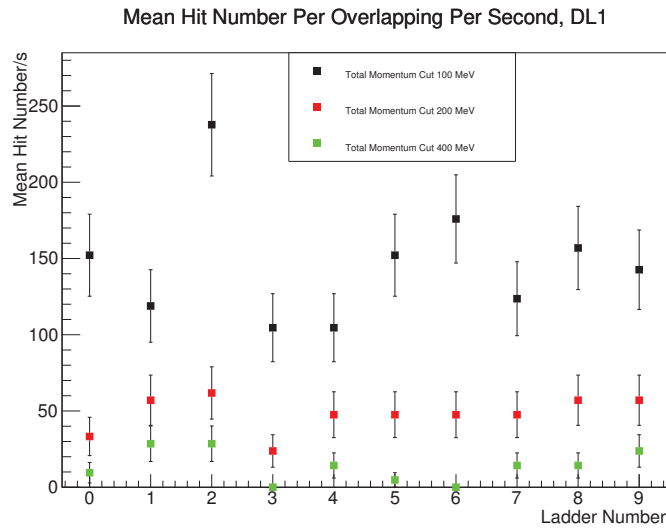


FIGURE 6.21 – Statistique estimée pour les extrémités des échelles de la double couche 1 en fonction du numéro d'échelle, pour 3 valeurs d'impulsion minimales. (100, 200 et 400 MeV/c).

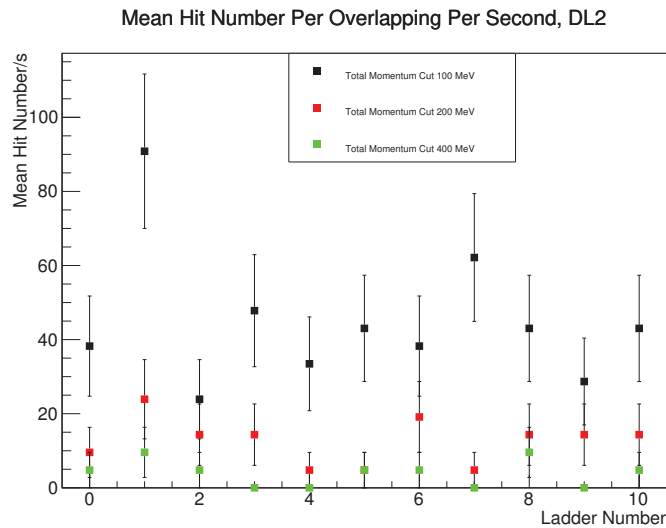


FIGURE 6.22 – Statistique estimée pour les extrémités des échelles de la double couche 2 en fonction du numéro d'échelle, pour 3 valeurs d'impulsion minimales. (100, 200 et 400 MeV/c).

supérieures ou égales à 200 MeV/c puisque l'on retrouve un nombre d'impacts nul pour certaines échelles. On peut cependant tempérer ce fait étant donné que l'on ne prend en compte qu'un seul train de bruit de fond. Il est ainsi possible qu'avec un nombre plus important de données on trouve une statistique non nulle, quoi que faible, pour toutes

les zones de recouvrement.

Enfin, pour les impacts associés à une impulsion totale supérieure à $400 \text{ MeV}/c$, on constate que pour toutes les doubles couches on retrouve un nombre d'impacts nul sur plusieurs échelles. Ainsi, on ne pourra pas utiliser une coupure aussi haute en impulsion pour notre alignement.

Il est important de mentionner que les nombres obtenus ici ne sont que des approximations grossières et qu'une simulation complète de l'ILD avec une géométrie du détecteur de vertex possédant des recouvrements entre échelles successives est requise afin d'évaluer une statistique plus réaliste sur les zones de recouvrements entre échelles consécutives.

Ainsi, on pourra choisir notre limite basse en impulsion à $200 \text{ MeV}/c$ pour les doubles couches 1 et 2 et une limite à $100 \text{ MeV}/c$ pour la double couche 3. Nous retiendrons alors que nous obtenons une statistique nécessaire à l'alignement entre quelques minutes à une heure.

L'idée d'aligner ou de ré-aligner rapidement les doubles couches du détecteur grâce aux zones de recouvrements et avec des particules issues du *beamstrahlung* (vertex proches du point d'interaction) semble ainsi réalisable. Cependant, une limitation importante existe. Il s'agit du pattern recognition. En effet, afin d'utiliser les particules de hautes impulsions créées proches du point d'interaction, il faudra pouvoir les identifier parmi tous les autres impacts de bruit de fond. Étant données les densités d'impacts sur chaque couche, la tâche sera d'autant plus ardue que la densité d'impact est importante. Nous y reviendrons plus loin en section 6.10

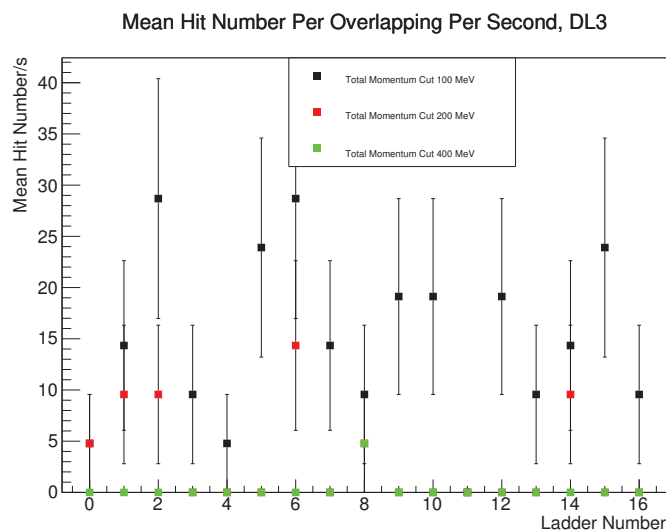


FIGURE 6.23 – Statistique estimée pour les extrémités des échelles de la double couche 3 en fonction du numéro d'échelle, pour 3 valeurs d'impulsion minimales. (100, 200 et $400 \text{ MeV}/c$).

Avec une densité moyenne d'impact de l'ordre de 0.1 impact moyen/ mm^2 pour la troisième double couche obtenue pour un temps de lecture de $100 \mu s$, le pattern recognition semble parfaitement réalisable. Avec les environ 0.5 impact moyen/ mm^2 pour la seconde double couche calculé avec un temps de lecture de $100 \mu s$, cela paraît aussi réalisable. Cependant, pour la double couche numéro une, les environ 7 impacts moyens/ mm^2 associés à un temps de lecture de $50 \mu s$ (couche 0) pourront rendre le pattern recognition très difficile voire irréalisable. Il faudrait idéalement revoir à la baisse le temps de lecture pour les capteurs de la première double couche. Nous allons donc estimer le taux d'occupation moyen des capteurs CMOS pour les trois doubles couches du détecteur de vertex de l'ILD afin de déterminer le temps de lecture maximum requis et afin de ré-estimer les densités d'impacts associés.

6.8 Estimation du taux d'occupation des capteurs

Nous allons dans cette partie estimer le nombre moyen de pixels touchés sur chaque capteur de chaque couche du détecteur de vertex. Pour cela nous allons nous servir du nombre d'impacts sur chaque capteur et des angles d'incidence calculés précédemment associés à chacun de ces impacts. Ainsi, nous allons estimer le nombre de pixels touchés pour chaque impact sur le détecteur de vertex. L'idée n'étant pas ici de donner un résultat exact mais bien d'estimer en première approximation le nombre de pixels touchés par temps de lecture des capteurs. Cela nous permettra alors d'estimer le taux d'occupation de chaque capteur du détecteur de vertex en fonction de son temps de lecture. On rappelle que le taux d'occupation est le rapport des pixels touchés par temps de lecture divisé par le nombre total de pixels du capteur. Les taux d'occupations obtenus pour chaque capteur de chaque couche nous permettra alors de discuter la valeur du temps de lecture requis pour les capteurs de chaque couche.

6.8.1 Méthode

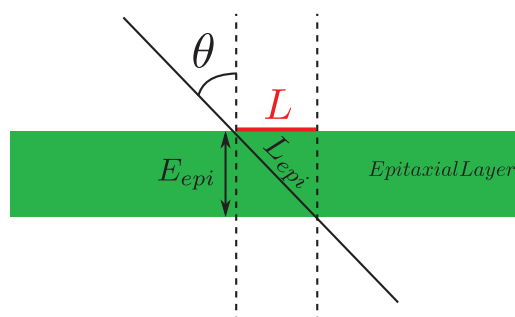


FIGURE 6.24 – Schéma des longueurs traversées par une particule incidente dans la couche épitaxiée d'un capteur.

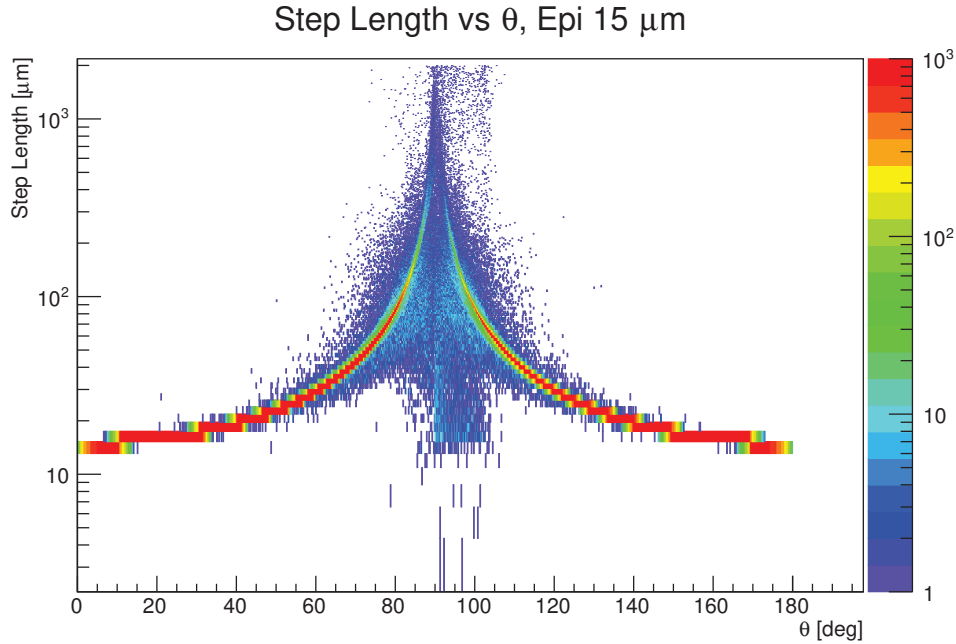


FIGURE 6.25 – Longueurs traversées par une particule incidente dans la couche épitaxiée d'un capteur en fonction de l'angle d'incidence θ . Une couche épitaxiée de $15 \mu\text{m}$ est utilisée.

La première étape dans notre cheminement est l'estimation de la multiplicité des amas de pixels correspondant aux impacts sur les capteurs. Comme indiqué en figure 6.24, lorsque une particule traverse la couche épitaxiée d'un capteur, elle parcourt une distance L_{epi} à l'intérieur de cette couche. Cette distance est reliée au nombre de pixels touchés dans l'amas formé. Cette distance n'est pas accessible avec la simulation du bruit de fond utilisée. Comme la distance traversée dans la couche épitaxiée dépend de la diffusion multiple à basse impulsion, nous allons estimer cette distance à l'aide de notre simulation *GEANT4* de capteurs CMOS. Pour cela, dans un premier temps, on récupère les angles d'incidence θ et ϕ et les impulsions associées à chaque impact de bruit de fond issu de la simulation du bruit de fond à l'ILD. Puis, on fournit ces données à notre simulation *GEANT4* locale et on récupère en sortie les positions d'entrée et de sortie des particules dans la couche épitaxiée du capteur. On notera que pour notre simulation locale un champ magnétique de 3.5 Tesla a été utilisé. On calcule alors la distance L_{epi} parcourue entre l'entrée et la sortie de la couche épitaxiée pour chaque impact de bruit de fond. Des couches épitaxiées typiques des capteurs CMOS de $15 \mu\text{m}$ et $30 \mu\text{m}$ sont utilisées.

La figure 6.25 montre la longueur traversée dans la couche épitaxiale en fonction de l'angle d'incidence θ pour une couche épitaxiée de $15 \mu\text{m}$ et pour tous les impacts de bruit de fond. On peut vérifier que les zones rouges sur la figure suivent une variation en $1/\cos\theta$ (traces rectilignes : pas de diffusion multiple). La plupart des particules sont donc

peu déviées dans la couche épitaxiale. En dehors des zones rouges, la diffusion multiple et le champ magnétique jouent un rôle plus important.

Lorsque θ est proche de 90 degrés, on observe des longueurs de *step* GEANT4 allant jusqu'à quelques *mm*. Cependant le nombre d'impacts possédant de telles longueurs de *step* GEANT4 sont rares.

Une fois la longueur dans la couche épitaxiée obtenue, on calcule la distance équivalente L traversée à la surface du capteur. Cette distance vaut alors :

$$L = \sqrt{L_{epi}^2 - E_{epi}^2} \quad (6.9)$$

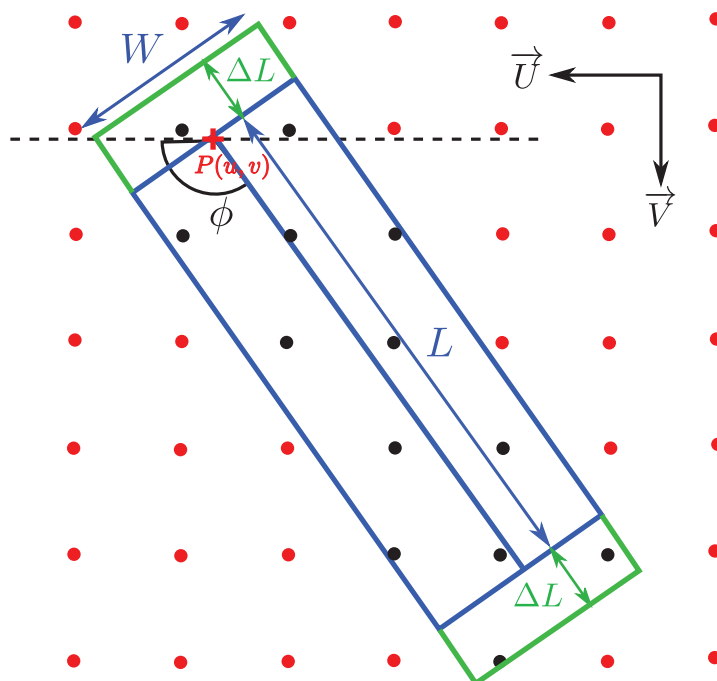


FIGURE 6.26 – Schéma de la longueur traversée sur un capteur par une particule incidente traversant la couche épitaxiée de ce capteur.

Avec E_{epi} l'épaisseur de la couche épitaxiée. Lorsque la distance L est connue, on utilise la position locale de l'impact $P(u, v)$ et l'angle local ϕ afin de situer un segment de longueur L sur le capteur. On ajoute alors une distance ΔL de chaque côté du segment afin de simuler les effets de la diffusion des porteurs de charge dans la couche épitaxiée. Afin de reproduire grossièrement la diffusion des porteurs de charge dans la dimension transverse de l'amas, on construit un rectangle de largeur W autour de ce segment de longueur $L + 2\Delta L$. Les valeurs de la largeur W et la distance ΔL sont choisies en fonction de la multiplicité obtenue à incidence normale. Ces valeurs dépendent de la taille des pixels et du seuil appliqué aux capteurs. On considère de plus que la diffusion

des porteurs de charge dans la couche épitaxiée est isotrope. Ainsi, l'étendu de l'amas à incidence normale est similaire selon ses dimensions longitudinales et transverses, c'est à dire $W = 2\Delta L$. Nous reviendrons plus loin sur le choix des valeurs de ΔL et W .

Pour sélectionner les pixels touchés dans les amas créés par les impacts sur les capteurs nous procédons comme suit : si la diode du pixel est incluse à l'intérieur du rectangle alors le pixel est touché, sinon il ne l'est pas. La figure 6.26 illustre la construction de ce rectangle et les pixels environnants. On peut y voir le rectangle autour du segment de longueur L , la position de l'impact $P(u, v)$, les diodes des pixels environnants représentées par des cercles rouges ; et les diodes situées dans le rectangle représentées par des cercles noirs. On calcule alors pour chaque impact sur chaque capteur le nombre de pixels touchés N_{fired} parmi les N_{pixels} pixels de chaque capteur. Si un pixel est allumé plusieurs fois pendant une lecture du capteur, on ne le compte qu'une seule fois. Pour chaque temps de lecture, le taux d'occupation T en pourcent est alors simplement donné par :

$$T = 100 \frac{N_{fired}}{N_{pixels}} \quad (6.10)$$

Durant les 1325 croisements de faisceaux, les capteurs sont lus plusieurs fois. On compte alors le nombre de pixels touchés pour chaque lecture du capteur considéré. Le nombre de lectures $N_{Readout}$ dépend de la durée de lecture du capteur. Nous calculons alors le taux d'occupation moyen $\langle T \rangle$ et son erreur σ_T associée sur l'ensemble des lectures de chaque capteur de chaque couche. On a ainsi :

$$\langle T \rangle = 100 \sum_{r=1}^{N_{readout}} \frac{T_r}{N_{Readout}} \quad (6.11)$$

$$\sigma_T = \frac{100}{N_{Readout}} \sum_{r=1}^{N_{readout}} (T_r - \langle T \rangle)^2 \quad (6.12)$$

On notera que le nombre de lectures dépend de la vitesse de lecture des capteurs. Par exemple, pour une lecture de $65 \mu s$ et 1325 croisements de faisceau on compte 11 lectures complètes. Avec une lecture de $4 \mu s$ on en dénombre 189. Ainsi, plus la durée de lecture est importante, plus la statistique est faible.

Pour estimer plus rigoureusement le taux d'occupation, il faudra effectuer des tests en faisceau des prototypes de capteurs CMOS développés pour l'ILD. Il faudra alors mesurer la multiplicité des amas avec un champ magnétique et avec une gamme de traces d'incidence comprise entre 0 et 90 degrés. On pourra par exemple utiliser des intervalles de 5 degrés. On pourra aussi éclaircir notre compréhension des multiplicités moyennes en fonction de l'angle d'incidence θ grâce aux données de l'expérience *STAR*. On rappelle que le détecteur de vertex de cette expérience a récemment été mis à jour et est équipé de capteurs *CMOS MIMOSA-28*.

De plus, pour aller plus loin dans notre étude, une géométrie du détecteur de vertex avec double couche et zones de recouvrement devra être intégrée à la simulation de l'ILD.

Cette géométrie devra prendre en compte la géométrie réelle des capteurs CMOS et un *digitiseur* pour chaque type de capteur devra être ajouté. Les études du bruit de fond avec cette nouvelle géométrie seront ainsi plus précises.

6.8.2 Propriétés des capteurs

Voyons à présent les tailles de pixels, les temps de lecture et les résolutions pour les capteurs en fonction de la couche du détecteur de vertex considérée. Premièrement on rappelle en tableau 6.2 la géométrie décrite dans le *DBD*.

Couche	Taille Pixel [μm^2]	Résolution [μm]	Lecture [μs]	Sortie
0	17 × 17	2.8	50 (90 BXs)	Binaire
1	17 × 85	6	10 (18 BXs)	Binaire
2 → 5	34 × 34	4	100 (181 BXs)	ADC 3-4 bits

TABLE 6.2 – Caractéristiques des capteurs présentées dans le *DBD* de l'*ILD*

La géométrie pour le *DBD* a été conçue grâce à une estimation du bruit de fond de l'*ILD* réalisée en 2009 [85], grâce à la correspondance entre taille de pixel et résolution spatiale et grâce au nombre de lignes supposées par capteur des couches 0, 1 et 2 à 5. Cette géométrie date et les résolutions des capteurs à pixels rectangulaires étaient alors hypothétiques. À la date de la rédaction de cette section (2015) plusieurs capteurs à pixels rectangulaires ont été testés et on sait aujourd'hui mieux estimer la résolution spatiale obtenue avec des capteurs à pixels rectangulaires. De plus, étant donné notre estimation du bruit de fond faisceau les densités d'impacts obtenues nous amène à réduire le temps de lecture des capteurs de la première double couche pour assurer un meilleur *pattern recognition*. Une densité d'impacts de 6 à 8 par mm^2 et par temps de lecture est en effet problématique pour pouvoir sélectionner le bon impact pour la trace à reconstruire. Ainsi, nous avons actualisé les caractéristiques des capteurs pour les doubles couches de l'*ILD*. Les tableaux 6.3 et 6.3 présentent les options possibles pour les deux couches de la première double couche. Voyons comment nous sommes parvenus à ces valeurs.

Couche	Pas inter-pixel [μm^2]	Lignes	Sortie
0	17 × 17	647	Binaire
1 Lecture	1 ligne // [μs]	2 lignes // [μs]	4 lignes // [μs]
	65 (118 BXs)	32 (58 BXs)	16 (29 BXs)
2 Lectures	1 ligne // [μs]	2 lignes // [μs]	4 lignes // [μs]
	32 (58 BXs)	16 (29 BXs)	8 (14 BXs)

TABLE 6.3 – Caractéristiques des capteurs pour la première couche du détecteur de vertex de l'*ILD* (couche 0). *BXs* signifie croisements de faisceaux. *N lignes //* signifie la lecture de *N* lignes simultanément par lecture.

Premièrement, la résolution spatiale nécessaire pour chaque couche implique une taille de pixel spécifique. Ainsi, pour la première couche (couche 0) nous avons gardé des pixels

Couche	Pas inter-pixel [μm^2]	Lignes	Sortie
1	22×33	333	Binaire
2 Lectures	1 ligne // [μs]	2 lignes // [μs]	4 lignes // [μs]
	16 (29 BXs)	8 (14 BXs)	4 (7 BXs)

TABLE 6.4 – Caractéristiques des capteurs pour la seconde couche du détecteur de vertex de l’ILD (couche 1). BXs signifie croisements de faisceaux. N lignes // signifie la lecture de N lignes simultanément par lecture.

carrés de taille $17 \times 17 \mu m^2$ donnant une résolution spatiale de 2.8 à 3 μm à incidence normale. Une taille de capteur de 11000 μm (géométrie de la simulation) selon l’axe vertical de celui-ci mène à capteur possédant $11000/17 = 647$ lignes. La durée de lecture d’une ligne étant d’environ 100ns, on arrive à un temps de lecture pour les capteurs de la couche 0 de 65 μs . Pour la couche 1, on veut obtenir une vitesse de lecture très rapide. On utilise donc deux zones de lecture, une en haut du capteur et une autre en bas du capteur. Le temps de lecture est ainsi réduit de moitié. Pour assurer une résolution spatiale d’environ 5 μm tout en gardant un temps de lecture élevé, on pourra utiliser des pixels rectangulaires de $22 \times 33 \mu m^2$. Avec une taille verticale de capteur de 11000 μm on obtient $11000/33 = 333$ lignes. Cela mène à un temps de lecture d’environ 33 μs pour une seule lecture et d’environ 16 μs pour deux lectures.

Cependant, comme l’on recherche une identification temporelle de l’ordre de 10 μs pour la couche 1, il faudra être encore plus rapide. Une solution envisagée pour diminuer le temps de lecture est de lire plusieurs lignes simultanément. Les tableaux 6.3 et 6.4 présentent les temps de lecture obtenus pour des lectures lisant 1, 2 ou 4 lignes simultanément. Nous avons de plus ajouté les temps de lecture des capteurs de la couche 0 avec 2 zones de lectures (une en haut et une en bas du capteur). En effet, étant donnée la zone morte due à la deuxième zone de lecture sur la couche 1, la zone correspondante sur la couche 0 ne sera pas exploitée totalement si elle est pixélisée. Une seconde zone de lecture pourrait ainsi combler la zone morte avec une perte de surface sensible moindre. Ainsi, le temps de lecture minimum obtenu pour les couches 0 et 1 avec deux lectures de 4 lignes en simultanée vaut respectivement 8 et 4 μs .

Pour notre étude du taux d’occupation moyen des capteurs sur la première double couche, on choisira des temps de lecture pour la couche 1 de l’ordre des 10 μs du DBD ou inférieurs, soit 8 μs et 4 μs et des temps de lecture de 65, 32, 16 et 8 μs pour la couche 0.

Pour les doubles couches 2 et 3, le tableau 6.5 donne des options possibles. Pour ces deux doubles couches, la surface étant plus importante, la consommation devient un point essentiel à optimiser. On cherche donc à limiter le nombre de colonnes lues. En effet, lors de la lecture d’une ligne on lit les informations pour chaque colonne. Il y a donc autant de blocs actifs de lecture que de colonnes. On veut toutefois aussi garder une bonne résolution spatiale. Une solution consiste à utiliser des ADC de 3 ou 4 bits en sortie des pixels. Cela permet d’utiliser une fonction η pour calculer les résolutions

Couche	Pas inter-pixel [μm^2]	Lignes	Sortie	Lecture [μs]
2	35×35	628	ADC 3-4 bits	120
3	35×35	628	ADC 3-4 bits	120
4	35×35	628	ADC 3-4 bits	120
5	35×35	628	ADC 3-4 bits	120
Couche	Pas inter-pixel [μm^2]	Lignes	Sortie	Lecture [μs]
2	25×50	440	ADC 3-4 bits	80
3	25×50	440	ADC 3-4 bits	80
4	25×50	440	ADC 3-4 bits	80
5	25×50	440	ADC 3-4 bits	80

TABLE 6.5 – Caractéristiques des capteurs pour les doubles couches 2 et 3 du détecteur de vertex de l'ILD.

des amas de pixels. On obtient donc une meilleure précision qu'avec une sortie purement binaire. Cependant, le temps de lecture sera plus élevé qu'avec une sortie binaire. Le temps de lecture est toutefois moins important pour ces deux doubles couches puisque la densité d'impacts de bruit de fond est bien moindre. Pour garder une résolution autour des $4 \mu m$, on pourra utiliser des pixels carrés de $35 \times 35 \mu m^2$ pour un temps de lecture de $120 \mu s$ ou des pixels rectangulaires de $25 \times 50 \mu m^2$ pour un temps de lecture de $80 \mu s$.

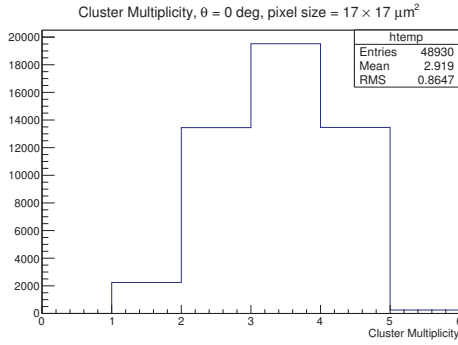
Comme les tailles de pixels et les temps de lecture des capteurs donnés pour le DBD datent et ne correspondent pas aux tailles des capteurs de nos données de bruit de fond (11 mm pour la double couche 1 (DBD 10 mm) et 22 mm sur les doubles couches 2 et 3 (DBD 20mm)), nous nous focaliserons uniquement sur les tailles de capteurs de notre simulation de bruit de fond et sur les nouveaux temps de lecture définis dans cette section.

6.8.3 Calibration

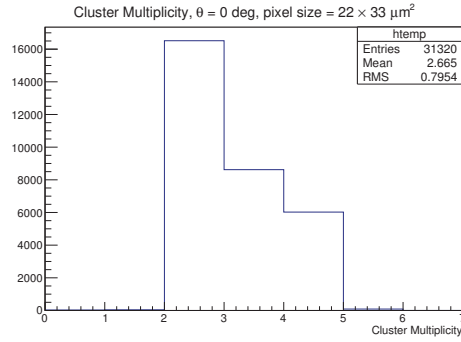
Nous allons à présent calibrer notre méthode de mise en amas. On rappelle que notre méthode est une méthode simplifiée pour estimer la multiplicité des amas de pixels et ensuite le taux d'occupation des capteurs de chaque capteur de chaque couche du détecteur de vertex.

Pour calibrer nos longueurs de diffusion $W = 2\Delta L$, nous regardons la multiplicité moyenne obtenue à incidence normale. Les figures 6.27(a), 6.27(b), 6.27(c) et 6.27(d), représentent les distributions des multiplicités des amas, obtenues à incidence normale avec notre méthode de mise en amas. Nous ne regarderons les résultats de notre méthode que pour les nouvelles caractérisations des capteurs.

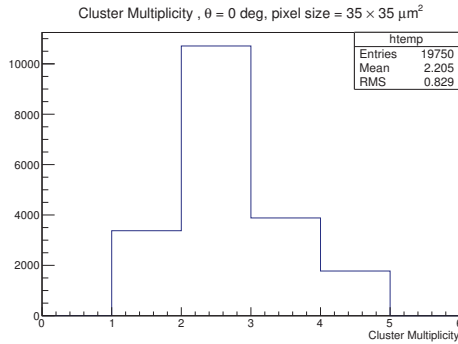
Une couche épitaxiée de $15 \mu m$ et des tailles de pixels respectives de $17 \times 17 \mu m^2$, $22 \times 33 \mu m^2$, $35 \times 35 \mu m^2$ et $25 \times 50 \mu m^2$ sont utilisés. Les valeurs moyennes des multiplicités obtenues valent respectivement 2.92, 2.67, 2.21 et 2.16. Les valeurs de $\Delta L = W/2$ ont



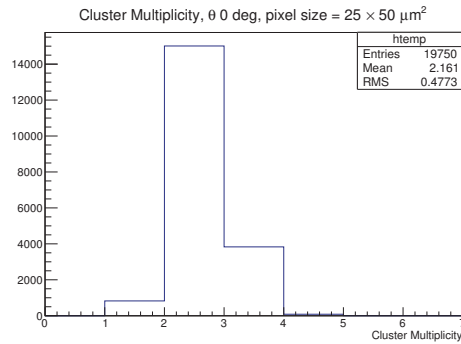
(a) Distribution des multiplicités des amas de pixels à incidence normale, obtenue avec notre méthode de mise en amas et une taille de pixels de $17 \times 17 \mu\text{m}^2$.



(b) Distribution des multiplicités des amas de pixels à incidence normale, obtenue avec notre méthode de mise en amas et une taille de pixels de $22 \times 33 \mu\text{m}^2$.



(c) Distribution des multiplicités des amas de pixels à incidence normale, obtenue avec notre méthode de mise en amas et une taille de pixels de $35 \times 35 \mu\text{m}^2$.



(d) Distribution des multiplicités des amas de pixels à incidence normale, obtenue avec notre méthode de mise en amas et une taille de pixels de $25 \times 50 \mu\text{m}^2$.

FIGURE 6.27 – Distribution des multiplicités des amas de pixels à incidence normale, obtenue avec notre méthode de mise en amas.

été optimisées pour obtenir ces valeurs de multiplicité similaires à celles obtenues en test en faisceau. Les valeurs suivantes ont été choisies :

- $17 \times 17 \mu\text{m}^2$: $\Delta L = W/2 = 14.5 \mu\text{m}$ (Multiplicité moyenne = 2.92)
- $22 \times 33 \mu\text{m}^2$: $\Delta L = W/2 = 22.0 \mu\text{m}$ (Multiplicité moyenne = 2.67)
- $35 \times 35 \mu\text{m}^2$: $\Delta L = W/2 = 26.0 \mu\text{m}$ (Multiplicité moyenne = 2.21)
- $25 \times 50 \mu\text{m}^2$: $\Delta L = W/2 = 26.0 \mu\text{m}$ (Multiplicité moyenne = 2.16)

Ces multiplicités correspondent aux valeurs de résolutions attendues à incidence normale. Dans la réalité la multiplicité dépend également fortement du procédé de fabrication (profil de dopage, taille de grille, etc) et du design des pixels (pas inter-pixel, taille des diodes, etc). A titre indicatif, la figure 6.28 représente les multiplicités des amas obtenues

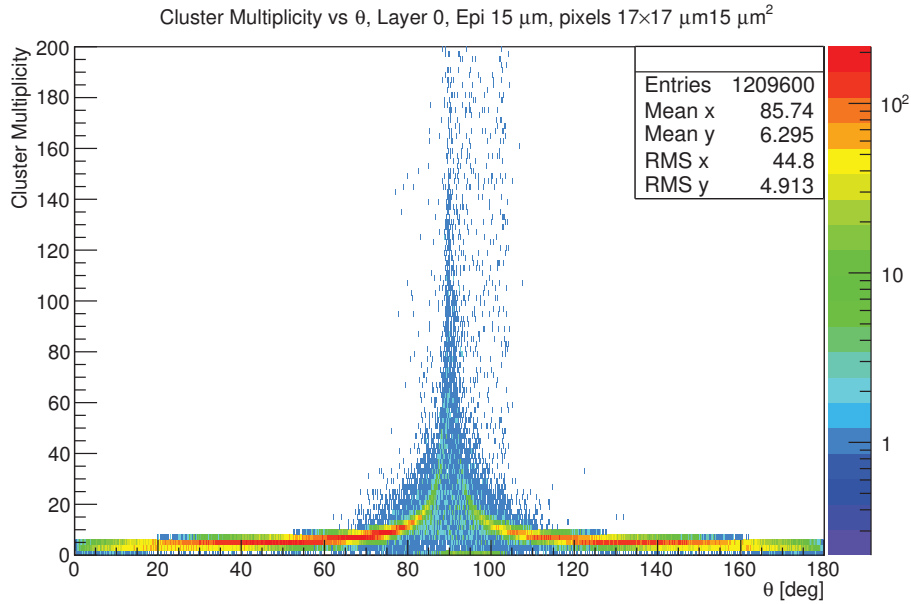


FIGURE 6.28 – Distribution des multiplicités des amas de pixels obtenue avec notre méthode de mise en amas en fonction de l’angle d’incidence θ pour une taille de pixels de $17 \times 17 \mu\text{m}^2$ et une couche épitaxiée de $15 \mu\text{m}$. (couche 0)

avec des pixels de $17 \times 17 \mu\text{m}^2$ et une couche épitaxiée de $15 \mu\text{m}$; et avec l’ensemble des 1325 croisements de faisceau. On peut notamment observer les très fortes multiplicités obtenues pour $85 \leq \theta \leq 95$ degrés. Voyons à présent les résultats obtenus pour le taux d’occupation des capteurs.

6.8.4 Résultats

Dans cette partie, nous allons donner les taux d’occupation de l’ensemble des capteurs sur les 6 couches du détecteur de vertex. L’objectif premier de cette section est d’estimer la vitesse de lecture des capteurs CMOS pour l’ILD afin qu’il possède un taux d’occupation maximum inférieur ou égal au pourcent. Une fois cette étude réalisée, nous donnerons la densité d’impacts obtenus correspondant aux vitesses de lectures choisies. Nous discuterons alors brièvement du *pattern recognition* sur les couches du détecteur de vertex à l’aide des nouvelles densités d’impacts obtenues.

À titre d’exemple, la figure 6.29 donne la distribution des taux d’occupation en pourcent pour tous les 60 capteurs de la couche 0 et pour toutes les lectures avec un temps de lecture de $65 \mu\text{s}$ (11 lectures complètes de chaque capteur). Dans ce cas de figure, on obtient un taux d’occupation moyen sur la couche 0 de $1.29 \pm 0.10\%$. On notera que l’écart type et donc la dispersion des taux d’occupations est de l’ordre de 10 % de la valeur moyenne.

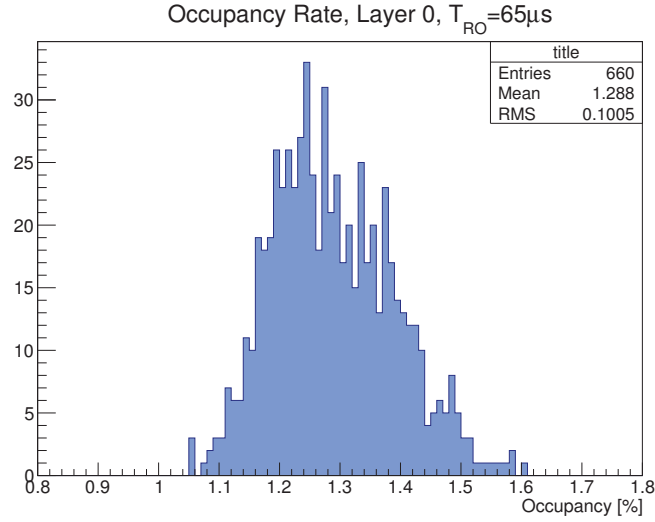


FIGURE 6.29 – Distribution des taux d’occupation obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 0 et un temps de lecture de $65 \mu s$. Les 11 lectures de 60 capteurs sont incluses. Une couche épitaxiée de $15 \mu m$ et des pixels de $17 \times 17 \mu m^2$ sont utilisés.

Les figures 6.30, C.32, C.34, C.36, C.38 et C.40 représentent les taux d’occupation obtenus avec une couche épitaxiée de $15 \mu m$ pour les capteurs des couches respectives 0, 1, 2, 3, 4 et 5. Les figures pour les couches 1 à 5 se trouvent en annexe C.3.

Les figures 6.31, C.33, C.35, C.37, C.39 et C.41 représentent quant à elles les taux d’occupation obtenus avec une couche épitaxiée de $30 \mu m$ pour les capteurs des couches respectives 0, 1, 2, 3, 4 et 5. Les figures pour les couches 1 à 5 se trouve en annexe C.3.

Les taux d’occupation sont de plus donnés en fonction du temps de lecture des capteurs de la couche considérée. Sur nos figures les capteurs sont numérotés de la façon suivante :

$$N_{\text{Capteur}} = I_{\text{capteur}} + K \times I_{\text{echelle}} \quad (6.13)$$

Avec K le nombre de capteurs par échelle, I_{capteur} l’index du capteur variant de 0 à $K - 1$ (dans le sens Z positifs vers Z négatifs) et I_{echelle} l’index de l’échelle variant de 0 au nombre d’échelles moins un.

Comme attendu, les taux d’occupation les plus élevés obtenus avec notre méthode sont ceux correspondant à une couche épitaxiée de $30 \mu m$. En effet, plus l’épaisseur de la couche épitaxiée est grande, plus les *step* dans la couche épitaxiée sont grands et plus les multiplicités des amas sont importantes.

Les taux d’occupation pour la couche 0 varient en fonction du temps de lecture utilisé. Avec une couche épitaxiée de $15 \mu m$ on obtient des taux d’occupation pour les capteurs de 1.30% pour un temps de lecture de $65 \mu s$, de 0.70% pour un temps de lecture de $32 \mu s$,

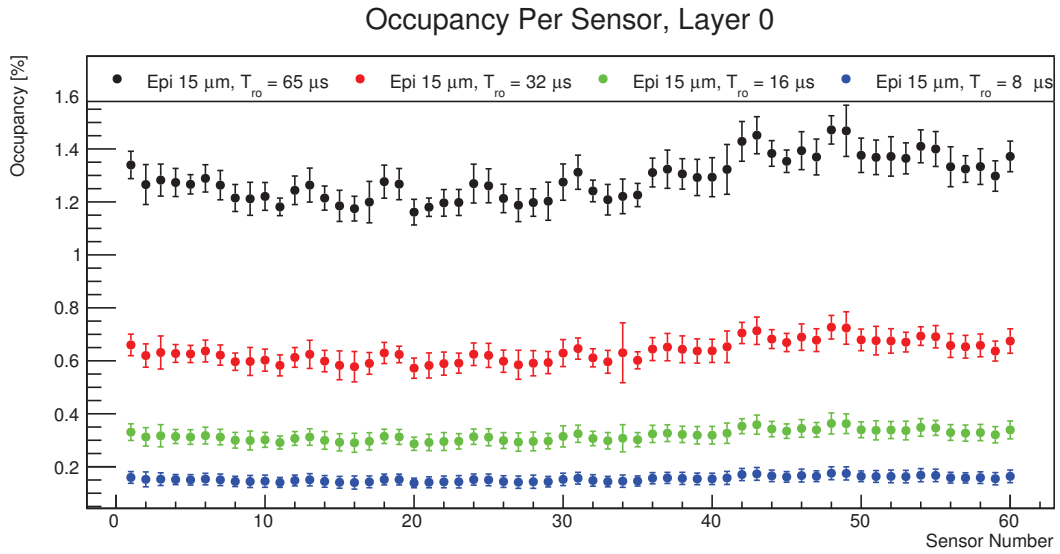


FIGURE 6.30 – Taux d’occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 0 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de $15\ \mu\text{m}$ et des pixels de $17 \times 17\ \mu\text{m}^2$ sont utilisés.

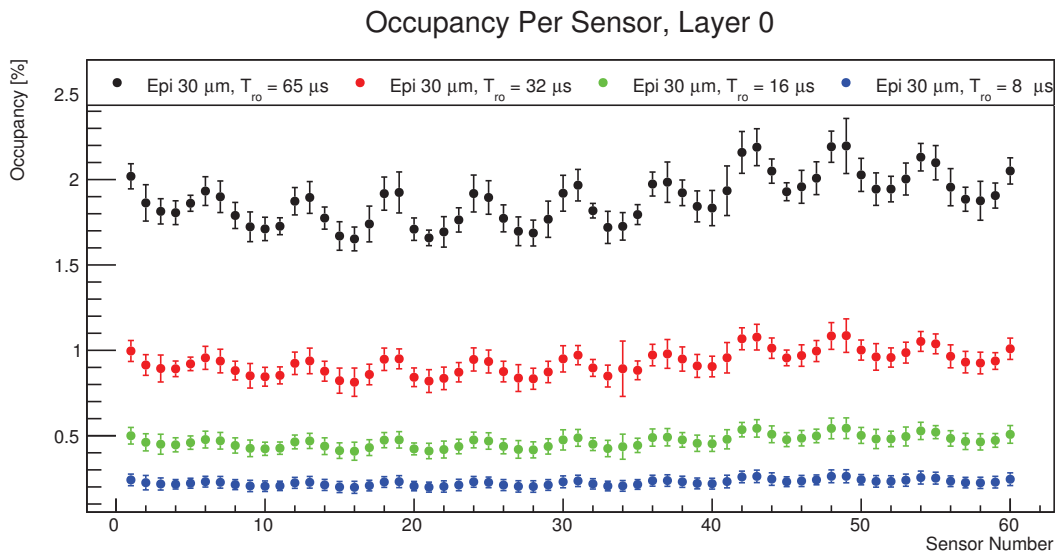


FIGURE 6.31 – Taux d’occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 0 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de $30\ \mu\text{m}$ et des pixels de $17 \times 17\ \mu\text{m}^2$ sont utilisés.

de 0.35% pour un temps de lecture de 16 μs et de 0.17% pour un temps de lecture de 8 μs . Les écart-types des taux d'occupation pour chaque capteur sont de l'ordre d'environ 5% de la valeur moyenne. Les dispersions des taux d'occupations obtenus sur l'ensemble des lectures sont donc réduites. Les taux d'occupations obtenus sont proportionnels à la durée de lecture des capteurs. Ainsi, pour un temps de lecture réduit d'un facteur 2 on obtient un taux d'occupation réduit d'un facteur 2. On observe de plus une variation des taux d'occupation entre capteurs d'une même couche. Cela se voit facilement avec un temps de lecture de 65 μs pour la couche 0. Les capteurs aux extrémités des échelles ont un taux d'occupation plus élevé que ceux au centre des échelles. Cela s'explique par les angle d'incidence θ des impacts de bruit de fond plus grands aux extrémité des échelles comparé au centre de ces dernières. Ces variations du taux d'occupation moyen sont toutefois modestes puisqu'elles ne dépassent pas 10% de la valeur moyenne sur toute la couche.

Avec une couche épitaxiée de 30 μm d'épaisseur ont trouve des taux d'occupation valant 2%, 1%, 0.5% et 0.25%. Ici aussi les taux d'occupation varient linéairement avec la vitesse de lecture. Ici aussi, on observe des variations des taux d'occupation moyens en fonction de la position des capteurs sur les échelles. Là aussi ces variations ne dépassent pas 10% de la valeur moyenne sur toute la couche.

Comme mentionné plus haut, un taux d'occupation des capteurs sous le pourcent est considéré comme viable. Ainsi, pour la couche 0 si l'on utilise une couche épitaxiée de 15 μm d'épaisseur, il faudra un temps de lecture de maximum 32 μs . Si l'on utilise une couche épitaxiée de 30 μm d'épaisseur, le temps de lecture des capteurs de la couche 0 devra être inférieur à 16 μs . Un temps de lecture de 8 μs pourra par exemple être utilisé. Il est aussi important de souligner que les simulations de bruit de fond faisceau sont soumises à des grandes erreurs systématiques. Ainsi, une marge de sécurité d'un facteur au moins deux est à prendre en compte. Dans ce cas de figure, on visera si cela est possible techniquement un temps de lecture inférieur ou égal à 16 μs pour cette couche.

Pour la couche 1 on observe des taux d'occupation très inférieurs au pourcent. Avec une couche épitaxiée épaisse de 15 μm on obtient des taux d'occupation moyens pour les capteurs compris entre 0.17% et 0.21% pour un temps de lecture de 8 μs et entre 0.09% et 0.11% pour un temps de lecture de 4 μs . Avec une couche épitaxiée de 30 μm d'épaisseur, on arrive à des taux d'occupation moyens compris entre 0.23% et 0.30% pour une lecture en 8 μs et entre 0.12% et 0.15% pour une lecture en 4 μs . La dispersion est cette fois-ci de l'ordre de 30% de la valeur moyenne.

Les taux d'occupation moyens sur l'ensemble des couches 2 à 5 en fonction du temps de lecture et de l'épaisseur de la couche épitaxiée sont donnés en tableau 6.6 et 6.7. Le taux d'occupation moyen le plus élevé pris sur l'ensemble des capteurs de chaque couche est aussi indiqué. Pour la double couche 2, on observe des taux d'occupation moyen de l'ordre de 0.4% à 0.6% pour une couche épitaxiée de 15 μm et de l'ordre de 0.5% à 0.75% pour une couche épitaxiée de 30 μm . On observe de plus des dispersions beaucoup plus importantes à la fois entre les différents capteurs mais aussi entre chaque lecture. On reste toutefois, pour la plupart des capteurs sous le pourcent d'occupation moyen. Pour

Couche	80 μs	80 μs (Tx Max)	120 μs	120 μs (Tx Max)
2	0.42	0.74	0.56	0.83
3	0.41	0.71	0.49	0.73
4	0.15	0.25	0.18	0.26
5	0.14	0.23	0.16	0.22

TABLE 6.6 – Taux d’occupations moyens pris sur l’ensemble des couches 2 à 5 en fonction de la vitesse de lecture et avec une couche épitaxiée de 15 μm . Le taux d’occupation moyen le plus élevé sur l’ensemble des capteurs de la couche est aussi indiqué.

Couche	80 μs	80 μs (Tx Max)	120 μs	120 μs (Tx Max)
2	0.57	0.99	0.75	1.27
3	0.55	0.95	0.66	1.12
4	0.20	0.33	0.23	0.28
5	0.18	0.30	0.21	0.26

TABLE 6.7 – Taux d’occupations moyens pris sur l’ensemble des couches 2 à 5 en fonction de la vitesse de lecture et avec une couche épitaxiée de 30 μm . Le taux d’occupation moyen le plus élevé sur l’ensemble des capteurs de la couche est aussi indiqué.

la double couche 3 (couche 4 et 5), on observe des taux d’occupation moyen de l’ordre de 0.15% avec une dispersion d’environ 100%.

Les figures 6.32, C.42, 6.33, C.43, C.44 et C.45 représentent la fraction, en pourcent, du nombre de taux d’occupation (à l’échelle d’une seule lecture) qui restent inférieurs à une certaine limite d’occupation. Ces fractions sont données en fonction du temps de lecture des capteurs de la couche respective et des deux épaisseurs de couche épitaxiée. La totalité des lectures de tous capteurs de chaque couche est utilisé. Les figures pour les couche 1, 3, 4 et 5 sont disponibles en annexe C.4.

Les fractions observées pour les couches 2 et 3, et donc la double couche 2 ne valent pas 100% à la limite d’un taux d’occupation de 1%. Nous allons donc nous focaliser essentiellement sur ces deux couches, et en particulier sur la couche 2 qui possède les occupations les plus élevées de la double couche 2. En fonction de l’option choisie seul 85% à 95% des taux d’occupation sont inférieurs ou égaux à 1 % d’occupation. Il faut 1.3% à 1.9% d’occupation, selon la configuration utilisée, pour que les 100% des taux d’occupation soit inférieurs à ces limites. Toutefois, 15% des taux d’occupation au dessus de la barre des 1% ne semble pas problématique. En effet, la valeur maximale des occupations de cette couche est relativement peu élevée et vaut environ 1.3% dans la meilleure configuration (couche épitaxiée de 15 μm et temps de lecture de 80 μs). On privilégiera donc une couche épitaxiée de 15 μm et un temps de lecture de 80 μs pour les capteurs de cette double couche, faute de mieux pour l’instant. Une amélioration du temps de lecture des lignes de pixels ou une taille verticale de pixels plus importante sont les options sur lesquelles on pourra jouer pour gagner en temps de lecture. La réduction du temps de lecture des lignes de pixels dépend de l’électronique intégrée dans les pixels

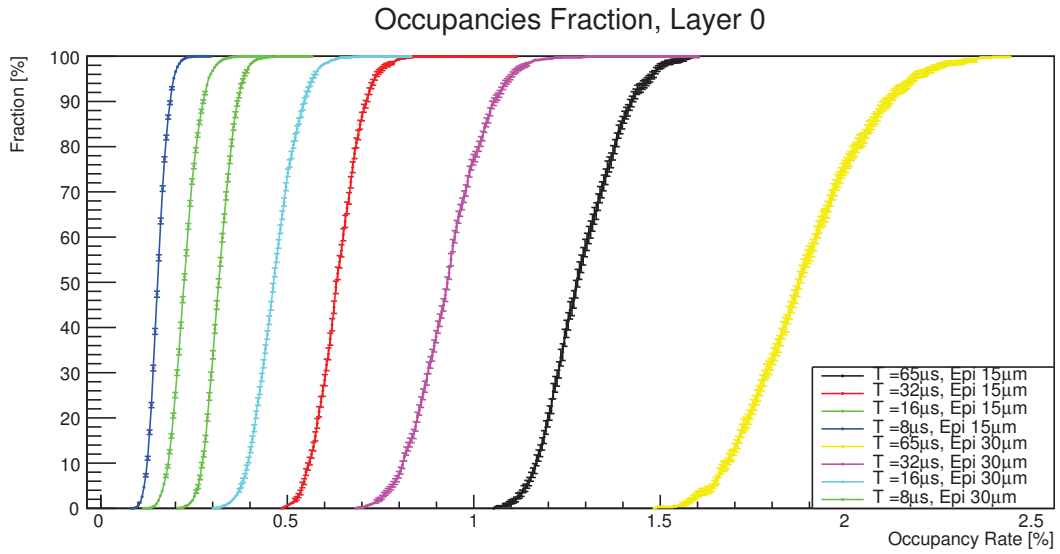


FIGURE 6.32 – Fractions des taux d’occupation par lecture restant inférieurs à une certaine limite d’occupation en fonction du temps de lecture de la couche 0. La totalité des capteurs de la couche 0 sont utilisés. Les résultats pour les deux épaisseurs de couche épitaxiée sont inclus.

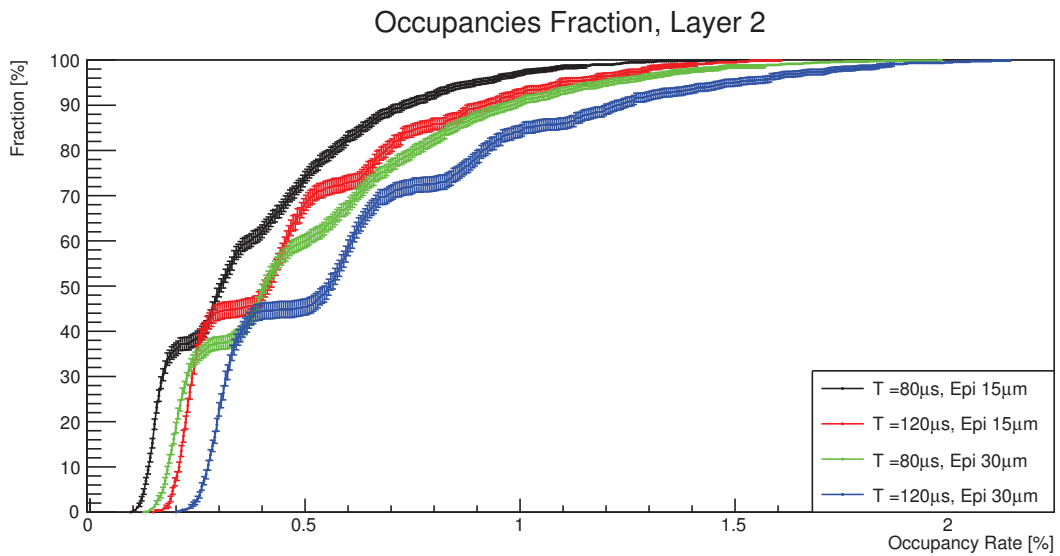


FIGURE 6.33 – Fractions des taux d’occupation par lecture restant inférieurs à une certaine limite d’occupation en fonction du temps de lecture de la couche 2. La totalité des capteurs de la couche 2 sont utilisés. Les résultats pour les deux épaisseurs de couche épitaxiée sont inclus.

et de la technologie CMOS disponible. La taille verticale des pixels reste contrainte par une résolution spatiale nécessaire de l'ordre de 4 à 5 μm .

Pour résumer, pour la couche 0, on pourra prendre des temps de lecture inférieurs ou égaux à 32 μs avec une couche épitaxiée de 15 μm . Ou, un temps de lecture inférieur ou égal à 16 μs avec une couche épitaxiée de 30 μm . Pour la couche 1, les deux temps de lecture de 8 et 4 μs possèdent des taux d'occupation moyens bien inférieurs à 1%. Ces deux temps de lecture sont donc valides. Seul le pattern recognition ou la faisabilité technologique d'un tel capteur diront vers quelle vitesse de lecture se tourner. Nous avons aussi vu que la meilleure option pour la double couche 2 est celle d'un temps de lecture de 80 μs associée à des pixels de $50 \times 25 \mu m^2$ et à une couche épitaxiée de 15 μm d'épaisseur. Toutefois, on peut observer avec cette configuration environ 5% des taux d'occupation qui dépassent la limite des 1%. Comme les capteurs des doubles couches 2 et 3 seront les mêmes pour des raisons de coût de conception et de fabrication, nous utiliserons aussi cette configuration pour la double couche 3. Étant donnés les faibles taux d'occupation obtenus avec cette même configuration, celle-ci est validée pour la double couche 3.

Hit density per readout in function of Z

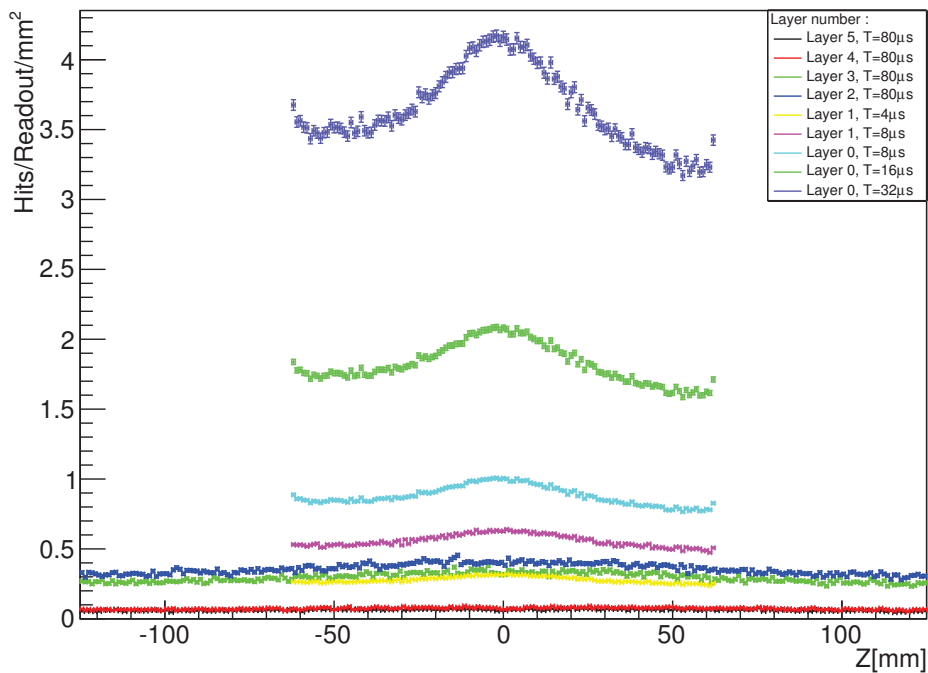


FIGURE 6.34 – Densité d'impacts de bruit de fond par temps de lecture. Les nouveaux temps de lecture définis dans cette section sont utilisés. Les 1325 croisements de faisceaux sont utilisés.

Voyons à présent les densités d'impacts obtenues avec les temps de lecture déterminés dans cette section. La figure 6.34 donne les densités d'impacts obtenues en fonction de

la coordonnée Z pour les 3 doubles couches du détecteur de vertex. Les temps de lecture utilisés sont de 32, 16 et 8 μs pour la couche 0, de 8 et 4 μs pour couche 1 et de 80 μs pour les couches 2 à 5. Les densités moyennes d'impacts obtenues pour la couche 0 valent environ 3.8, 1.9 et 0.9 $\text{impact}/\text{mm}^2/T_{ro}$ pour des temps de lecture de 32, 16 et 8 μs . Pour la couche 1 on trouve des densités moyennes d'impacts de 0.56 et 0.28 $\text{impact}/\text{mm}^2/T_{ro}$ pour des temps de lecture de 8 et 4 μs . Pour les couches 2, 3, 4 et 5 les densités d'impacts moyennes sont de 0.36, 0.30, 0.07 et 0.6 $\text{impact}/\text{mm}^2/T_{ro}$ pour des lectures de 80 μs .

Ces densités sont à comparer à celles obtenues avec les temps de lecture du DBD en figure 6.1. Ces nouvelles densités locales d'impacts sont obtenues grâce à des moyennes sur l'ensemble des croisements de faisceaux et sur toute la surface des couches. Il s'agit ici d'impacts et non pas de pixels. Les densités d'impacts obtenues avec les nouveaux temps de lecture pour les capteurs des couche 0 et 1 sont moins élevées et permettent à priori un meilleur pattern recognition. Ainsi, des études de pattern recognition sont à mener afin de pouvoir choisir les temps de lecture les plus appropriés pour les couches 0 et 1.

6.9 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons analysé le bruit de fond faisceau à l'ILC. Nous sommes remontés à la densité d'impacts sur chaque couche et nous avons analysé les impulsions et les vertex associés aux impacts de bruits de fond. Nous sommes ensuite remontés aux angles d'incidence locaux associés à chaque impact de bruit de fond, ce qui nous a permis d'estimer les taux d'occupations des capteurs de chaque couche.

Pour les particules d'impulsion supérieure ou égale à 100 MeV/c , nous avons alors observé une corrélation entre l'angle d'incidence θ et la position locale U des impacts sur les échelles. Si l'on peut identifier les angles d'incidence en fonction de la forme et de la multiplicité des amas de pixels, on pourra se servir de cette corrélation pour rejeter certains impacts de bruit de fond de plus faible impulsion non corrélés. Nous avons alors estimé la statistique atteignable sur les bords des échelles de chaque couche en fonction de l'impulsion associée aux impacts de bruits de fond et pour des particules de bruit de fond créées proche du point d'interaction. Ainsi, pour l'alignement, on pourra choisir une limite basse en impulsion à 200 MeV/c pour les doubles couches 1 et 2 et une limite à 100 MeV/c pour la doubles couches 3. Une statistique de l'ordre de 10000 paires de mini-vecteurs nécessaire à l'alignement sera atteinte entre quelques minutes à une heure. Cela signifie que notre méthode permettra si elle fonctionne, un alignement ou un ré-alignement très rapide. Cela est un avantage même si la précision raisonnablement atteignable ne sera pas forcément inférieure au micron mais très certainement égale à quelques microns.

Le tableau 6.8 résume les nouveaux paramètres pour les pixels et les temps de lecture de chaque couche du détecteur de vertex. On retiendra principalement l'utilisation de pixels rectangulaires moins allongés ($22 \times 33 \mu m^2$ au lieu de $17 \times 85 \mu m^2$) et de temps

Couche	Pixels μm^2	Réso. [μm]	Lecture [μs]	Couche Epi [μm]	Sortie
0	17×17	2.8	32, 16, 8	15	Binaire
1	22×33	5	8, 4	15	Binaire
$2 \rightarrow 5$	25×50	4	80	15	ADC 3-4 bits

TABLE 6.8 – Nouveaux paramètres pour les capteurs du détecteur de vertex.

de lecture plus faible pour chaque couche. D'un point de vue technologique, des temps de lecture de 8 et 4 μs déterminés pour la couche 1 demandent deux zones de lecture par capteur, chacune lisant 2 ou 4 lignes en simultané. Les nouveaux temps de lecture obtenus dans cette section permettent aussi d'abaisser la densité d'impacts par temps de lecture sur les couches 0 et 1 et permettront ainsi un meilleur pattern recognition et donc une meilleure reconstruction des particules de faible impulsion.

Il faut toutefois nuancer les choix de temps de lecture présentés dans cette section. En effet, notre méthode de mise en amas est approximative et les incertitudes systématiques sur le bruit de fond faisceau sont très grandes. À cela vient se rajouter des fluctuations des densités d'impacts de bruit de fond en fonction des paramètres du champ anti-DID ou des géométries du *BeamCal*. Par exemple, lorsque l'on utilise le champ anti-DID *fieldX03*, les densités d'impacts de bruits de fond sont 2 à 4 fois plus importantes qu'avec le champ anti-DID *fieldX02* utilisé pour notre étude.

Pour aller plus loin dans l'étude du bruit de fond faisceau, il faudra implémenter une nouvelle géométrie dans la simulation de l'ILD. Cette géométrie devra comprendre des recouvrements réalistes entre échelles successives d'une même couche et une géométrie plus réaliste des capteurs *CMOS*. Un digitiseur sous forme de processeur *marlin* pourra de plus être intégré à la simulation afin d'obtenir une mise en amas encore plus réaliste.

6.10 Reconstruction et associations des Mini-Vecteurs

Comme nous l'avons vu, afin de pouvoir réaliser un bon alignement il faut de bonnes reconstructions et associations de mini-vecteurs. Pour cela il faut tout d'abord reconstruire les bons mini-vecteurs. Lorsqu'il n'y a qu'une seule trace par événement correspondant à un seul mini-vecteur par échelle l'opération est triviale. Cependant lorsque le nombre de traces par événement devient important, la reconstruction des bons mini-vecteurs devient beaucoup plus ardue. Afin d'améliorer les reconstructions on pourra utiliser la forme des amas de pixels sur chacune des deux faces. La forme des amas signe en effet la direction approchée de la trace. Ainsi, on pourra écarter les reconstructions possédant des amas de pixels donnant des directions de trace très différentes.

L'utilisation de particules de bruit de fond implique qu'il faut composer avec le champ magnétique, la diffusion multiple et la perte d'énergie dans les doubles couches. Dans les sections précédentes, nous avons estimé à 100 MeV/c l'impulsion minimale utilisable pour l'alignement. Nous avons alors estimé qu'avec cette coupure en impulsion, une

statistique de l'ordre de 10000 paires de mini-vecteurs était obtenue en une durée de l'ordre de l'heure sur l'ensemble des couches. L'objectif est alors de pouvoir identifier, reconstruire, et associer les mini-vecteurs créés par les particules de bruit de fond.

Au niveau de chaque double couche, il faudra pouvoir reconstruire les mini-vecteurs issus de traces de bruit de fond de haute impulsion ($\geq 100 \text{ MeV}/c$). On rappelle qu'avec les nouveaux temps de lecture définis lors de notre étude du bruit de fond, les densités moyennes d'impacts de bruits de fond valent entre environ 4 et environ $0.06 \text{ impact}/\text{mm}^2/\text{Lecture}$. Ces valeurs de densités d'impacts décroissent avec la distance au point d'interaction. La création des *mini-vecteurs* sera donc plus facile sur la couche 3 (0.06 à $0.07 \text{ impacts}/\text{mm}^2/\text{lecture}$) et de plus en plus difficile lorsque l'on passe aux doubles couches 2 et 1 (jusqu'à $4 \text{ impacts}/\text{mm}^2/\text{lecture}$).

De plus, une autre information pour identifier et reconstruire les mini-vecteurs est la reconstruction des angles d'incidence associés aux amas de pixels. Avec une telle reconstruction la sélection des impacts appartenant à un mini-vecteur de haute impulsion (peu dévié) serait plus facile. Dans ce cas de figure on pourra de plus utiliser la corrélation entre l'angle d'incidence des impacts de bruit de fond d'impulsion supérieure à $100 \text{ MeV}/c$ et la position locale de l'impact selon l'axe U de l'échelle observée lors de notre étude des angles d'incidence du bruit de fond. Avec une identification des angles d'incidence par les amas, cette corrélation pourrait permettre de supprimer les impacts possédant des positions et des angles d'incidence très différents de notre corrélation.

De plus, on peut imaginer utiliser les mini-vecteurs pour rejeter les impacts de bruit de fond de faible impulsion, par exemple inférieur à $100 \text{ MeV}/c$ grâce à leurs inclinaisons. Dans ce cas on utilisera un détecteur de vertex déjà aligné. Cependant pour savoir si cela est réalisable, il faudra étudier les corrections entre les inclinaisons des mini-vecteurs et l'impulsion des particules de bruit de fond.

Passons à présent à l'association des mini-vecteurs en paires. Pour cette étape on pourra projeter les mini-vecteurs reconstruits sur les zones de recouvrement afin de les associer en paires. Les particules de plus haute impulsion étant peu déviées par la diffusion multiple les *mini-vecteurs* devraient pouvoir être identifiées lors de l'étape d'association. En effet, les *mini-vecteurs* appartenant à l'une ou l'autre des deux échelles de la zone de recouvrement pourront être projetés sur l'échelle opposée correspondante. Une coupure selon les différences de pente et selon la distance à l'extrapolation de l'un ou l'autre des deux mini-vecteurs pourra être effectuée. Ces coupures devront dépendre du désalignement estimé. Afin de lever les ambiguïtés possibles, on pourra par exemple conserver une liste de quelques paires de *mini-vecteurs* possibles par lecture et par zone de recouvrement de chaque échelle. Une procédure itérative d'alignement pourra alors être mise en place. Par exemple à chaque itération on cherchera à réaliser un alignement meilleur que le précédent en affinant les associations de mini-vecteurs après chaque minimisation. Pour conclure, seules des études à l'aide d'une simulation complète de l'ILD incluant le bruit de fond faisceau et une digitisation de la réponse des capteurs permettront de trancher si l'identification des bons mini-vecteurs et leurs associations sont possibles ou non.

Chapitre 7

Discussion des résultats

7.1 Synthèse des résultats

Dans le chapitre 5 nous avons explicité la nécessité de l’alignement des détecteurs. Nous avons décrit les principales méthodes d’alignement basées sur les traces utilisées pour les trajectomètres des grandes expériences de physique des particules. Nous avons en particulier étudié les méthodes d’alignements utilisant la minimisation d’un χ^2 local ou global. Dans cette thèse, des méthodes d’alignement locales d’échelles doubles faces de capteurs ont été créées. Ces méthodes permettent par exemple d’aligner des échelles doubles-faces *PLUME* en un seul bloc. Le coeur du chapitre 5 décrit la réalisation et l’étude d’une méthode d’alignement locale de deux échelles doubles faces se chevauchant à l’intérieur d’une double couche. Elle est basée sur l’utilisation des mini-vecteurs reconstruits sur chacune des deux échelles à l’intérieur de leur zone de recouvrement. Ainsi, avec cette méthode il n’est pas nécessaire de reconstruire en totalité les traces. Seuls les mini-vecteurs sont utilisés pour l’alignement. On peut alors se servir de traces non reconstruites totalement afin de maximiser la statistique. Cela est particulièrement intéressant lorsque l’on utilise des traces associées à de faibles impulsions comme celles du bruit de fond faisceau.

Afin de réaliser notre étude d’alignement, nous avons utilisé notre simulation Monte-Carlo dans le but de simuler des échelles *PLUME*. Puis nous avons décrit une géométrie pour le détecteur de vertex de l’ILD basée sur les échelles doubles faces et permettant un recouvrement de $500 \mu m$ entre échelles successives. Cette géométrie et ces simulations nous ont alors permis de mettre au point et de tester notre méthode d’alignement sans champ magnétique à haute impulsion tout d’abord et à plus basse impulsion par la suite.

Notre méthode d’alignement avec mini-vecteurs réalisée avec des objets Monte-Carlo parfaits, permet un alignement sub-micrométrique pour les coordonnées du centre de l’échelle à aligner et restitue les inclinaisons de cette échelle avec une précision meilleure que 10^{-2} mrad pour les rotations *C1Y* et *C1Z* et meilleure que 10^{-1} mrad pour la rotation *C1X*. Cette précision est obtenue avec des particules de haute impulsion ($120 GeV/c$), une géométrie des doubles couches 2 ou 3, une statistique de 10 000 paires de mini-vecteurs

bien associées, un support de 2 mm entre les deux faces des échelles et avec une résolution spatiale de $3.5\ \mu\text{m}$ sur chacune des faces des échelles utilisées. Des biais systématiques sont toutefois observés. Il ne dépassent pas les $0.5\ \mu\text{m}$ (coordonnées $Y1$ et $Z1$) et le dixième de $mrad$ (rotation $C1X$) pour les doubles couches 2 et 3 et sont acceptables puisqu'ils sont au moins deux fois inférieurs à la précision requise sur l'alignement.

À haute impulsion ces biais peuvent être prédits au préalable. Ils sont la résultante d'une position restituée par le centre de gravité des amas biaisée lorsque ces derniers sont produits à incidence non normale. On rappelle que même si notre simulation n'a pas été calibrée spécifiquement pour les incidences non normales en raison d'un manque de données, elle reproduit cependant un comportement valide à incidence non normale. Afin de réduire les biais observés, la direction et les erreurs sur la position des amas à incidence non normale pourraient être étudiées et ajoutées à notre méthode d'alignement. Cette étude n'a pas eu lieu faute de temps en fin de thèse mais pourrait s'avérer très utile. La soustraction ou la diminution des biais observés mènera alors à une précision encore meilleure. Lorsque les biais sont soustraits, la précision ne dépend plus que de la statistique utilisée. Plus celle-ci est importante, meilleure est la précision sur l'alignement. On soulignera que pour l'ILD les doubles couches 2 et 3 seront équipées de capteurs avec ADC (3-4 bits) permettant l'utilisation d'une fonction η pour calculer la position des amas. Cette méthode permet l'obtention de positions non biaisées pour les amas. Une réduction importante des biais observés sur notre alignement est donc attendue.

Les performances de notre méthode d'alignement pour la première double couche sont dégradées d'un facteur 1.5 à 3 par rapport aux performances des doubles couches 2 et 3. Cela s'explique par une épaisseur des échelles de la première double couche diminuée d'un facteur 2 entraînant une résolution angulaire plus faible d'un facteur deux pour les mini-vecteurs. De plus, des biais systématiques plus importants que pour les doubles couches 2 et 3 sont observés, là aussi à cause de la diminution de l'épaisseur des échelles. Ces biais atteignent jusqu'à $1.3\ \mu\text{m}$ pour la coordonnée $Z1$ et dépassent le dixième de $mrad$ pour la rotation $C1X$. Ils sont problématiques puisqu'ils sont supérieurs aux pré-requis de précision pour l'alignement. Dans le cas de l'ILD les capteurs de la première double couche posséderont des sorties binaires. Ainsi, pour réduire les biais observés il faudra effectuer une étude des biais sur la position des amas de pixels en fonction de la multiplicité, de la forme des amas de pixels, et des pentes des mini-vecteurs.

Notre méthode d'alignement est donc valide pour les doubles couches 2 et 3 pour des particules de haute impulsion subissant une diffusion multiple négligeable et sans champ magnétique. De plus, seule une réduction des biais sur l'alignement de la double couche 1 permettra un alignement de cette double couche avec notre méthode d'alignement. Toujours à haute impulsion nous avons vu que la taille du recouvrement ne modifie que très peu les précisions obtenues. Ainsi, la taille de la zone de recouvrement n'influe que sur la statistique atteignable en une durée de temps fixe. Nous avons aussi constaté qu'un *offset* total de 1 mm entre les deux échelles était un bon compromis pour obtenir un alignement optimal de la double couche 2.

Lorsque l'on utilise un faisceau d'électrons d'impulsion $200\text{ MeV}/c$, la diffusion mul-

type implique des biais plus importants et des précisions moins bonnes sur les paramètres d'alignement. Ainsi, dans le cas de la double couche 2, si l'on ne connaît pas au préalable la valeur des biais, une précision de l'ordre de $2\ \mu m$ est atteinte sur le centre de l'échelle alignée et un alignement précis à $0.3\ \text{mrad}$ près pour la rotation $C1X$ et à $2 \times 10^{-2}\ \text{mrad}$ pour les rotations $C1Y$ et $C1Z$ de l'échelle alignée est obtenu. Lorsque les biais sont soustraits, la précision obtenue est meilleure et il faut une statistique environ deux fois plus élevée pour obtenir les mêmes précisions qu'avec des particules de haute impulsion.

On insistera sur le fait que les précisions obtenues dans cette thèse sont atteintes avec une configuration idéale, sans déformation des capteurs et sans champ magnétique. Les échelles doubles faces utilisées avec notre méthode d'alignement possèdent une résolution spatiale de $3.5\ \mu m$ sur chaque face et une distance entre les deux faces de $2\ \text{mm}$ pour les doubles couches 2 et 3 et de $1\ \text{mm}$ pour la double couche 1. Puisque une résolution spatiale de $4\ \mu m$ est pour l'heure envisagée pour les doubles couches 2 et 3 du détecteur de vertex de l'ILD, la précision obtenue sera donc un peu moins bonne à statistique équivalente. Ainsi, il faudra une statistique plus élevée pour obtenir les précisions obtenues dans cette thèse. De plus, les échelles de la première couche pourront être hybrides. La face 1 pourra être optimisée pour la résolution spatiale alors que la face 2 pourra être optimisée pour la vitesse de lecture. Une résolution spatiale moins bonne sera alors attendue sur la seconde face, ce qui dégradera aussi la précision de notre méthode d'alignement.

Les résultats présentés ici sont réalisés à l'aide d'échelles parfaites, ne présentant aucune déformation. Les échelles réelles présentent cependant des déformations. Afin de résoudre ce problème, l'algorithme d'alignement peut être adapté pour réaliser l'alignement de l'échelle par petites parties. Mais cette segmentation demande une statistique plus importante et est de surcroît moins précise ("bras de levier" moins important). Une autre solution est d'ajouter des degrés de liberté correspondants aux déformations de chaque échelle. Certains types de déformations peuvent ainsi être pris en compte dans le calcul du χ^2 . Les déformations de chaque échelle pourraient ainsi être mesurées avant leur utilisation dans le détecteur de vertex afin de fournir une valeur de départ pour le futur alignement. Un doctorant basé à DESY, Benjamin Boitrelle, travaille actuellement sur cet aspect. Comme dans un détecteur de vertex, les échelles de capteurs sont soumises à de nombreuses contraintes, les déformations évoluent. Ainsi, des alignements fréquents sont nécessaires afin de garder la précision sur les paramètres physiques reconstruits. Notre méthode serait alors un moyen de ré-aligner rapidement le détecteur de vertex et permettra un suivi des désalignements.

Nous avons également discuté la durée d'acquisition nécessaire pour atteindre une statistique d'environ 10000 couples de mini-vecteurs par zone de recouvrement dans le cadre de l'ILD en fonction de certains processus physiques. Les statistiques calculées ne sont que des ordres de grandeurs mais permettent d'éliminer certains processus pour notre alignement. Pour résumer nos estimations, dans le cas du détecteur de vertex imaginé par le groupe *PICSEL* pour l'ILD, la densité d'impacts sur les zones de recouvrement émanant de processus durs, lors des collisions e^+e^- ne permettra pas d'atteindre une statistique suffisante pour un temps d'acquisition des données de l'ordre de la journée ou moins.

Il faudrait en effet plusieurs semaines voire plusieurs mois pour atteindre la statistique requise avec ces processus. Du côté des muons cosmiques, le taux de ceux-ci pour une expérience enterrée ne permet pas non plus d'atteindre une statistique suffisante en une durée inférieure à la journée puisqu'il faudra une année pour engendrer la statistique nécessaire. Finalement, la meilleure option pour engranger rapidement une statistique suffisante consiste à utiliser le bruit de fond faisceau. Comme nous l'avons déjà vu, la nature même des mini-vecteurs permet de s'affranchir de la reconstruction totale des traces. Ainsi, seul des morceaux de traces de bruit de fond peuvent être utilisées pour l'alignement. Cependant plusieurs obstacles restent à franchir pour pouvoir aligner avec ce type de particules. En effet, les particules de bruit de fond faisceau sont de faible impulsion et elles induisent une diffusion multiple importante. De plus, la densité d'impacts issue du bruit de fond est très importante. Il faudra alors pouvoir reconstruire les bons mini-vecteurs qui devront ensuite être correctement associés par paires.

Nous avons finalement étudié le bruit de fond à l'ILC grâce à la simulation de celui-ci durant un peu plus d'un train complet. Les études effectuées ont permis d'établir la densité moyenne d'impacts de bruit de fond par croisement de faisceau et par unité de surface selon l'axe du faisceau et selon l'angle radial ϕ du détecteur (en coordonnées cylindriques). Nous avons alors étudié les impulsions associées aux impacts de bruit de fond. Cela nous a permis d'estimer la limite basse des impulsions pour lesquelles une statistique sur la zone de recouvrement est rapidement atteignable. Pour l'alignement, plus cette limite est haute, meilleur sera l'alignement. Des limites basses de $200 \text{ MeV}/c$ pour les doubles couches 1 et 2 de $100 \text{ MeV}/c$ pour la double couche 3 ont été choisies. Les impacts possédant des impulsions supérieures ou égales à ces limites permettent d'obtenir une statistique de l'ordre de 10000 paires de mini-vecteurs dans une durée de l'ordre d'une heure ou moins. Cela permettra donc un alignement, un ré-alignement ou un monitoring des désalignements des doubles couches des détecteurs de vertex très rapide. Les angles d'incidence associés aux impacts de bruit de fond ont alors été calculés. Ces angles ont ensuite permis d'estimer les taux d'occupation moyens des capteurs CMOS sur la totalité des couches du détecteur de vertex. Les temps de lecture et les tailles de pixels associés à chaque couche ont alors été optimisés pour limiter le taux d'occupation des capteurs sous la barre des 1 % d'occupation.

7.2 Impact sur le cahier des charges des échelles et des capteurs

Au cours de cette thèse nous avons pu estimer l'influence de l'épaisseur du support entre les deux faces des échelles doubles faces utilisées grâce aux résultats obtenus pour la double double couche 1 et les doubles couches 2 et 3. Nous avons alors constaté une diminution des performances de notre alignement lorsque l'épaisseur des échelles diminue. Cependant nous n'avons pas cherché à optimiser ce paramètre. L'épaisseur des échelles est directement liée à la résolution angulaire au niveau du milieu du mini-vecteur. Cette résolution angulaire a une influence sur la reconstruction et l'association des mini-

vecteurs puisque les projections des mini-vecteurs en dépendent. L'épaisseur du support des échelles doubles faces doit aussi être optimisé pour assurer une bonne rigidité de l'échelle et un budget de matière réduit. Lorsque l'impulsion des traces est faible comme dans le cas du bruit de fond faisceau, une augmentation de l'épaisseur de la double couche amène un budget de matière plus important qui induit à la fois une diffusion multiple plus importante et une perte d'énergie dans la matière plus élevée. Il sera difficile d'augmenter de manière importante l'épaisseur du support puisque avec l'épaisseur actuelle de 2 mm on atteint le budget de matière maximum requis pour les échelles. Toutefois, une légère augmentation pourra apporter une meilleure résolution angulaire pour les mini-vecteurs. A haute impulsion, cette meilleure résolution angulaire devrait apporter une meilleure précision pour notre méthode d'alignement et des associations en paires de mini-vecteurs plus faciles. D'autre part, une réduction de l'épaisseur du support implique une moins bonne résolution angulaire pour les mini-vecteurs mais aussi une diffusion multiple plus faible. A haute impulsion, comme nous l'avons vu avec la double couche 1, cela provoque une moins bonne précision pour notre méthode d'alignement. De plus, cela entraînera de moins bonnes associations en paires de mini-vecteurs. Cependant, pour des particules de faible impulsion, une plus faible diffusion multiple pourrait compenser la moins bonne résolution angulaire des mini-vecteurs. L'influence de l'épaisseur du support pourra par exemple être étudiée dans le cas d'une simulation de l'ILD. En particulier, la reconstruction et l'association des mini-vecteurs pourront être analysées en fonction de l'épaisseur du support et de l'impulsion des particules.

Cette thèse a de plus permis de redéfinir de nouvelles caractéristiques pour les capteurs CMOS en fonction de la couche étudiée. Celles-ci sont données dans le tableau 7.2. D'un point de vue technologique, une couche épitaxiée réduite de l'ordre de 15 μm est à privilégier pour les doubles couches 2 et 3. De plus, pour atteindre les temps de lecture de la première double couche il faudra utiliser deux zones de lecture lisant 2 ou 4 lignes simultanément chacune.

Couche	Pixels μm^2	Réso. [μm]	Lecture [μs]	Couche Epi [μm]	Sortie
0	17 \times 17	2.8	32, 16, 8	15 ou 30	Binaire
1	22 \times 33	5	8, 4	15 ou 30	Binaire
2 \rightarrow 5	25 \times 50	4	80	15	ADC 3-4 bits

TABLE 7.1 – Nouveaux paramètres pour les capteurs du détecteur de vertex.

Avec ces nouvelles durées de lecture, les densités moyennes d'impacts obtenues pour la couche 0 valent environ 3.8, 1.9 et 0.9 impact/ mm^2/T_{ro} pour des temps de lecture de 32, 16 et 8 μs . Pour la couche 1, elles valent 0.56 et 0.28 impact/ mm^2/T_{ro} pour des temps de lecture de 8 et 4 μs . Enfin, pour les couches 2, 3, 4 et 5 les densités d'impacts moyennes valent 0.36, 0.30, 0.07 et 0.06 impact/ mm^2/T_{ro} pour un temps de lecture de 80 μs . Il faudra alors pouvoir identifier les impacts associés aux particules d'impulsions supérieures ou égales à 200 MeV/c pour la première et la seconde double couche et supérieures ou égales à 100 MeV/c pour la troisième double couche.

7.3 Perspectives

Afin d'identifier les impacts permettant de reconstruire les mini-vecteurs de haute impulsion du bruit de fond faisceau, on pourra utiliser les propriétés des mini-vecteurs à savoir leur information sur la position et leur information sur l'inclinaison locale de la trace et réaliser des coupures sur ces deux paramètres. Cette identification est dépendante du désalignement et de la densité d'impact sur les zones de recouvrement. Plus la densité d'impact est faible, plus la reconstruction des bons mini-vecteurs est facile. Ainsi, la reconstruction des bons mini-vecteurs sera plus facile sur les doubles couches 3 et 2 puisque la densité d'impacts est faible. Pour la double couche 1 où l'on pourra atteindre jusqu'à 4 impacts/ $mm^2/lecture$ sur la couche 0 pour une lecture de 32 μs et environ 0.6 impact/ $mm^2/lecture$ sur la couche 1 pour une lecture de 8 μs , il faudra utiliser des informations supplémentaires. On pourra par exemple se servir de la forme et de la multiplicité des amas de pixels. Ces dernières signent en effet la direction de la particule incidente. Toutefois, il faudra estimer dans quelle mesure les angles d'incidence de la particule incidente sont reconstituables à l'aide de ces informations. La reconstruction du mini-vecteur devra alors assurer des directions et des multiplicités d'amas correspondant à l'inclinaison du mini-vecteur. On pourra aussi se servir de la corrélation entre l'angle d'incidence des particules de bruit de fond d'impulsion supérieure à 100 MeV/c et la position de l'impact le long des échelles (selon l'axe horizontal des échelles = axe du faisceau). Les pentes des mini-vecteurs associés aux particules de bruit de fond de plus haute impulsion devraient donc aussi être corrélées avec la position de ces mini-vecteurs selon l'axe horizontal des échelles. Cette propriété pourrait aussi servir dans un cas aligné à rejeter une quantité non négligeable d'impacts de bruit fond associé à de faible impulsion. Cependant, pour l'utilisation de nos corrélations, il faudra prendre en compte le désalignement des échelles. Plus ce dernier sera important, plus la reconstruction et l'identification des bons mini-vecteurs lorsque la densité d'impacts est élevée sera ardue. La reconstruction des bons mini-vecteurs devrait ainsi être plus difficile pour la double couche 1 et plus facile pour les doubles couches 2 et 3.

Des études sur ces aspects pourront être réalisées à l'aide d'une simulation complète de l'ILD incluant le bruit de fond faisceau et une géométrie possédant un recouvrement réaliste. Ces études permettront une estimation plus réaliste des densités d'impacts au niveau des zones de recouvrement inter-échelle et détermineront si l'identification, la reconstruction et l'association en paires des mini-vecteurs issus des particules de plus haute impulsion du bruit de fond sont possibles. Enfin, si tel est le cas, les précisions de notre méthode utilisant les particules de plus haute impulsion bruit de fond pourront être délivrées. Il faudra alors ajuster des hélices subissant une diffusion multiple et une perte d'énergie dans les couches en utilisant les informations des paires mini-vecteurs associées (4 points). On notera que l'on ne cherche pas une efficacité de bonnes reconstructions et de bonnes associations de 100%. En effet, étant donné la faible durée d'acquisition pour obtenir la statistique nécessaire à l'alignement, une bonne reconstruction et association de moins de 100% des mini-vecteurs de haute impulsion est envisageable.

Nous allons à présent discuter les améliorations futures possibles pour les capteurs

CMOS utilisés pour le détecteur de vertex de l'ILD en vue de simplifier les reconstructions et associations de mini-vecteurs, mais aussi la trajectométrie à basse impulsion. Les trois paramètres qui dictent les performances de la trajectométrie sont la résolution spatiale des capteurs, le budget de matière des échelles double face et la vitesse de lecture de la double couche. Une diminution du temps de lecture des capteurs CMOS pour les trois doubles couches et notamment pour la première facilitera les reconstructions et les associations des mini-vecteurs en diminuant la densité d'impacts de bruit de fond par temps de lecture des doubles couches. Comme les zones de recouvrement des capteurs ne mesurent qu'une petite partie du capteur, on pourrait ne lire qu'une partie réduite du capteur pour l'alignement. Comme 2 lectures sont utilisées sur les capteurs de la première double couche, on pourrait par exemple diminuer d'un facteur 2 le temps de lecture en divisant par 2 le nombre de lignes lues par chaque lecture. Les lignes placées au milieu des capteurs étant moins importantes lorsque l'on s'intéresse uniquement aux zones de recouvrement. On notera toutefois que comme les traces sont en forme d'hélice, les impacts sur les zones de recouvrement occupent une plus grande surface que les impacts issus de traces rectilignes. Il faudra alors estimer quelles lignes sont inutiles à lire. Des prises de données spécifiques à l'alignement seront requises dans ce cas. Elles ne devraient cependant pas dépasser une durée de l'ordre de l'heure. Afin de minimiser la diffusion multiple, le budget de matière des doubles couches pourrait lui aussi être réduit, cependant le budget de matière de $0.3\% X_0$ prévu pour l'ILD semble être une limite inférieure difficilement franchissable. Au niveau de la résolution spatiale, à haute impulsion, plus celle-ci est fine, meilleurs seront les résultats. Cependant, une résolution spatiale plus fine entraîne un nombre de lignes à lire plus élevé et donc un temps de lecture plus important. Ainsi, une augmentation de la vitesse de lecture à résolution spatiale identique est alors à privilégier. De plus, pour la première double couche, le concept d'une double couche hybride équipée de pixels rectangulaires sur l'une de ces deux faces pourrait être un plus pour le pattern recognition. On pourra alors coupler le concept des doubles couches hybrides avec une limitation de la zone de lecture des capteurs pour obtenir des durées de lecture encore plus basses.

D'autres stratégies de lecture des pixels des capteurs sont envisageables pour l'avenir, comme celle utilisée dans le prototype *ALPIDE*. L'idée est alors de lire en continue et de façon asynchrone les pixels touchés et de leur associer une identification temporelle. Ainsi, pour chaque pixel, on atteint une résolution temporelle de l'ordre de 1 à 2 μs . *ALPIDE* est développé par le CERN en collaboration avec le groupe *PICSEL* pour la mise à jour des capteurs de l'*ITS* d'*ALICE* (voir TDR de la mise à jour de l'*ITS* : [86], Chapitre 6.2). Ainsi, avec cette stratégie de lecture il ne faut plus raisonner en temps de lecture pour les capteurs mais en résolution temporelle sur la lecture des pixels. La méthode est toutefois limitée à l'utilisation d'une sortie binaire pour les pixels. Cette stratégie de lecture pourra alors aboutir à un meilleur pattern recognition pour la double couche 1.

La méthode d'alignement utilisée ici donne un avant goût de ce qui est réalisable en terme d'alignement grâce aux mini-vecteurs. En effet, un alignement de l'ensemble d'une couche, à l'aide des mini-vecteurs pris sur toutes les zones de recouvrement de cette

couche, peut être envisagé. Cet alignement devrait permettre de contraindre plus fortement les expansions radiales de chaque échelle. En effet, on pourra prendre en compte certaines contraintes relatives à la couche considérée, comme par exemple, son rayon. Cependant, ce type d'alignement demandera une refonte complète du code utilisé pour la trajectométrie dans le groupe. En effet, le logiciel d'analyse actuel n'est développé que dans le cadre des tests en faisceau des capteurs CMOS. Ainsi, le logiciel ne comprend que des méthodes de trajectométrie basée sur des traces rectilignes. Il faudra alors soit y inclure une trajectométrie basée sur les hélices, soit utiliser un autre environnement logiciel. Le second choix semble être le plus raisonnable puisque des outils trajectométriques utilisant des hélices sont déjà développés dans le framework de l'ILC.

Pour conclure, le travail présenté ici ne constitue qu'une première étape dans l'étude de l'alignement avec mini-vecteurs. Afin de progresser sur l'utilité et le bien fondé de cette méthode d'alignement, celle-ci doit être étudiée et améliorée dans un cadre réel. C'est ce que permettra entre autre le télescope en faisceau AIDA. De plus, des études dans le cadre d'une simulation complète de l'ILD seront nécessaires afin d'évaluer si l'on peut utiliser ou non le bruit fond faisceau avec notre méthode d'alignement. Cette simulation complète devra comporter :

- Le bruit de fond faisceau-faisceau,
- Le champ magnétique de l'ILD, et le champ *anti-DID*,
- Une simulation des différents capteurs utilisés dans le détecteur de vertex. Et en particulier, une bonne restitution de la résolution spatiale de chaque couche en fonction de l'angle d'incidence (nouveaux digitiseurs).

Pour réaliser cette simulation, on pourra utiliser la simulation complète de l'ILD déjà existante et lui rajouter une géométrie basée sur des doubles couches possédant des recouvrements entre échelles successives similaire à celle développée dans cette thèse. Afin de simuler le bruit de fond faisceau, on pourra utiliser des générations du bruit de fond réalisé grâce au logiciel *guinea-pig* disponibles sur la grille de calcul de l'ILC. Le code de reconstruction pourra aussi être développé en utilisant le framework de l'ILC (*Marlin*), celui-ci incluant en particulier des outils de trajectométrie avec champ magnétique activé. Il faudra alors réaliser une étude sur la forme et les résolutions des amas de pixels en fonction des angles d'incidence sur les couches et une étude du *pattern recognition* et de la reconstruction et de l'association des *mini-vecteurs*. Ensuite, une trajectométrie basée sur les hélices et les mini-vecteurs devra être développée dans le but d'étudier l'alignement sur les zones de recouvrement avec les particules du bruit de fond faisceau. Il s'agit là d'un travail sur le long cours qui pourra être débuté lors d'une nouvelle thèse.

La trajectométrie avec mini-vecteurs est un domaine vaste qui requiert de redéfinir l'ensemble du domaine en terme de mini-vecteurs. Il faut en effet, savoir reconstruire les mini-vecteurs lors de l'étape du *pattern recognition*. Il faut ensuite savoir associer ces mini-vecteurs par groupe de 2 ou plus pour reconstruire des pseudo-traces (track finding), et enfin, il faut savoir les utiliser pour l'alignement. Cette thèse représente un point de départ pour l'exploration de l'alignement avec mini-vecteurs. Ainsi, les précisions d'une nouvelle méthode d'alignement basée sur les mini-vecteurs ont été validées dans un cas

idéal à haute impulsion. Une simulation complète du détecteur de vertex devrait permettre d'étudier la création et l'association des mini-vecteurs issus du beamstrahlung et la précision de notre nouvelle méthode d'alignement dans un cadre plus réaliste. Les densités d'impacts et les taux de particules de plus haute impulsion du bruit de fond sur les zones de recouvrement, extrapolés dans le chapitre 6, pourront être définis plus précisément. De plus, les précisions sur les paramètres d'alignement pourront être redéfinies dans le cas de l'ILD, en utilisant les traces du bruit de fond faisceau et les résolutions et temps de lecture envisagés sur chaque double couche définis dans cette thèse. Enfin, des tests en faisceau d'échelles doubles faces possédant une zone de recouvrement pourront être réalisés grâce au télescope en faisceau AIDA et devraient permettre de connaître la précision réellement atteignable avec cette méthode d'alignement en fonction de l'impulsion des particules utilisées.

Conclusion

La découverte récente d'un nouveau boson au LHC, compatible avec le boson de Higgs standard, a ouvert la voie à l'étude précise du secteur de Higgs du modèle électrofaible. En particulier, une étude fine du mécanisme de brisure électrofaible est requise. Même s'il est pour l'instant compatible avec le boson de Higgs du modèle standard, ce nouveau boson pourrait tout aussi bien se révéler être le boson de Higgs neutre le plus léger prédit par la supersymétrie. L'ILC, du fait de sa nature de collisionneur leptonique, devrait fournir des mesures de précision des propriétés et des couplages de ce nouveau boson. Des mesures d'une précision d'un à deux ordres de grandeur meilleures que les précisions actuelles devraient ainsi pouvoir être atteintes. De telles précisions permettront entre autres de réfuter ou de confirmer certains modèles de physique au delà du modèle standard. Ces précisions sont extrapolées en fonction de l'environnement et des caractéristiques avantageuses d'un collisionneur e^+e^- linéaire. Pour exploiter ces avantages, l'infrastructure de détection devra s'adapter aux conditions de fonctionnement et fournir des précisions encore inégalées. Cela s'applique en particulier au détecteur de vertex qui est en charge de l'identification des saveurs et qui participe à la reconstruction des traces de faible impulsion. Par exemple, une identification des saveurs très performante est primordiale lorsque l'on veut mesurer les voies de désintégrations hadroniques du boson de Higgs.

Des capteurs CMOS adaptés à la physique des hautes énergies sont développés depuis une quinzaine d'années dans le groupe *PICSEL* de Strasbourg. Du fait de leurs caractéristiques, ces capteurs sont de bons candidats pour le détecteur de vertex de l'ILD. Ils possèdent en effet une granularité importante menant à des résolutions spatiales de l'ordre de quelques micromètres, tout en possédant une efficacité de détection supérieure à 99.5 %, un taux d'impacts fantômes inférieur à 10^{-5} (dominé par quelques pixels bruyants), et une vitesse de lecture ainsi qu'une résistance aux radiations adaptées aux conditions de l'ILC. Afin de composer avec les exigences sur la résolution du paramètre d'impact un détecteur de vertex pour l'ILD composé de capteurs CMOS a été imaginé. Il s'agissait alors d'atteindre un budget de matière réduit et une résolution spatiale accrue (mieux que $3 \mu m$). Une géométrie composée de trois couches équipées de capteurs sur leur deux faces a été proposée. Basée sur des couches doubles faces, elle permet d'optimiser le budget de matière en utilisant un support mécanique commun à deux couches de capteurs. Une double couche correspond ainsi à 0.3% X_0 seulement.

Afin d'étudier les futurs détecteurs de vertex, le projet européen AIDA, par le biais du

WorkPackage 9.3, offrira un nouveau télescope en faisceau composé d'un premier bras de télescope de grande surface, suivi d'une cible et d'un secteur de détecteur de vertex. Une partie de ce premier bras de télescope pourra être composé de trois super-plans SALAT, et le secteur de détecteur de vertex pourra être constitué d'échelles doubles faces *PLUME*. Des tests en faisceaux de ces deux objets ont ainsi été menés à bien afin de s'assurer de leur bon fonctionnement. Les résultats de ces tests ont été délivrés dans cette thèse. Ils démontrent le bon fonctionnement et l'homogénéité de la réponse en terme de résolution spatiale, d'efficacité de détection, de taux d'impacts fantômes et de multiplicité des amas, des capteurs CMOS composants ces deux objets.

Une simulation numérique de ces objets a ensuite été implémentée en se basant sur la simulation du capteur MIMOSA-28. Comme de nombreuses inconnues sur les caractéristiques physiques de ce capteur existaient, une approche pragmatique a été utilisée. Ainsi, la réponse du capteur a été ajustée à l'aide des données recueillies lors des campagnes de tests en faisceau des capteurs MIMOSA-28 et MIMOSA-22. Une restitution avec une précision meilleure que 10 % de la réponse du capteur a été atteinte. Une fois la simulation de ce capteur réalisée, les échelles *PLUME* et les super-plans SALAT ont à leur tour été simulés. Puis, grâce à ces simulations, des méthodes d'alignement de ces objets dans leur globalité, basées sur la minimisation d'un χ^2 local, ont été implémentées. Les caractéristiques des capteurs et des échelles *PLUME* simulés ont alors été étudiées.

Les résolutions spatiales exigées pour le détecteur de vertex de l'ILD nécessitent un alignement de ce dernier avec une précision meilleure à la précision intrinsèque des capteurs utilisés. Une précision sur l'alignement de l'ordre du micromètre est requise afin de ne pas dégrader les performances du détecteur. Outre l'obtention d'un meilleur budget de matière, l'utilisation de couches doubles faces de capteurs permet la reconstruction de mini-vecteurs entre les deux impacts causés par le passage des particules chargées à travers une double couche. Chaque mini-vecteur apporte alors une information supplémentaire sur la direction de la trace traversant la double couche. On peut alors se questionner sur la valeur ajoutée de ces mini-vecteurs en terme de trajectométrie, et en particulier en terme d'alignement. Dans cette thèse nous avons exploré le potentiel d'un alignement avec mini-vecteurs. L'alignement selon les zones de recouvrement des échelles se chevauchant à l'intérieur d'une couche est particulièrement intéressant puisqu'il permet à priori de s'affranchir de certains modes faibles obtenus lors d'une procédure d'alignement globale. Il permet de plus de s'affranchir de la reconstruction complète des traces, puisque seuls les mini-vecteurs sont nécessaires.

Une étude de l'alignement avec mini-vecteurs de deux échelles *PLUME* simulées a été effectuée pour différentes hypothèses sur la zone de recouvrement. Une résolution spatiale de $3.5 \mu m$ (à incidence normale) sur chacune des faces des deux échelles *PLUME* a été utilisée. Une résolution différente est envisagée pour les trois doubles couches du détecteur de vertex de l'ILC. Cependant, la configuration utilisée dans cette thèse permet de donner des ordres de grandeur sur ce qu'il sera possible de faire à l'ILC. La méthode d'alignement utilisée se base sur la minimisation d'un χ^2 local. Un désalignement jugé pessimiste de tous les degrés de liberté a été utilisé. Puis une minimisation du χ^2 a été effectuée. Pour

les doubles couches 2 et 3, notre méthode d'alignement avec mini-vecteurs réalisée avec des objets Monte-Carlo parfaits, permet alors un alignement sub-micrométrique pour les coordonnées du centre de l'échelle à aligner et restitue les inclinaisons de cette échelle avec une précision meilleure que 10^{-2} mrad pour les rotations $O1Y$ et $O1Z$ et meilleure que 10^{-1} mrad pour la rotation $O1X$. Notre méthode d'alignement souffre de plus de biais systématiques engendrés par la reconstruction des positions des amas de pixels reconstruite avec un centre de gravité sur la position des pixels de l'amas. Ces biais ne sont pas problématiques pour les doubles couches 2 et 3 puisqu'ils sont inférieurs à la résolution demandée sur l'alignement. Pour la double couche 1, les précisions obtenues sont 1.5 à 3 fois moins bonnes. Cette dégradation de la précision est la résultante de l'épaisseur deux fois moins importante pour les échelles de cette double couche. Cela réduit la précision angulaire des mini-vecteurs d'un facteur deux et donc la précision sur l'alignement. La réduction de l'épaisseur des échelles de la double couche 1 induit aussi des biais systématiques plus importants. Ces biais deviennent problématiques puisqu'ils deviennent supérieurs à la précision requise sur l'alignement. Dans le cas des doubles couches 2 et 3, les capteurs pour l'ILD seront dotés d'une sortie avec ADC de 3 ou 4 bits permettant l'utilisation de l'algorithme η pour la détermination des positions des amas. Comme nous l'avons vu au chapitre 3, cet algorithme corrige les biais sur les positions des amas de pixels (voir 3.2.2). De plus dans le cas de sortie binaire, comme pour la double couche 1, les biais observés pourraient être corrigés à l'aide d'une étude des biais des amas en fonction de l'inclinaison des mini-vecteurs. (Cette étude n'a pas eu lieu faute de temps). Les précisions mentionnées sur les paramètres d'alignement sont obtenues avec des particules de haute impulsion ($120 \text{ GeV}/c$), et une statistique de 10 000 paires de mini-vecteurs bien associées et avec une résolution spatiale de $3.5 \mu\text{m}$ sur chacune des faces des échelles utilisées.

La méthode utilisée dans cette thèse donne un avant goût de ce qui est réalisable en terme d'alignement grâce aux mini-vecteurs. En effet, un alignement global de l'ensemble d'une couche, à l'aide de toutes les zones de recouvrement de cette couche, peut être envisagé. Cet alignement devrait permettre de contraindre l'expansion radiale de chaque échelle puisqu'on pourra prendre en compte certaines contraintes relatives à la couche considérée, comme par exemple, son rayon.

Les résultats énoncés ci-dessus pour notre méthode d'alignement sans champ magnétique sont des résultats idéaux. En effet, nous avons utilisé des traces de haute impulsion, non impactées par la diffusion multiple, et la reconstruction et l'association des mini-vecteurs utilisés pour l'alignement étaient parfaites puisque nous n'avons utilisé qu'une seule trace par événement.

Une fois la validation de l'alignement à haute impulsion réalisée, nous avons déterminé la statistique atteignable sur les zones de recouvrement à l'ILC en fonction de plusieurs sources. L'utilisation de processus durs issus des collisions et les muons cosmiques a été exclue en raison d'une durée d'acquisition de 10000 paires de mini-vecteurs trop importante. Nous avons alors montré que seul le bruit de fond faisceau permettait d'atteindre une statistique nécessaire en une durée de l'ordre de l'heure. L'utilisation du

bruit de fond faisceau implique l'utilisation de particules de faible impulsion. Il faudra alors composer avec la diffusion multiple, la courbure des traces et la perte d'énergie dans les doubles couches. On s'attend donc à une réduction des performances de notre méthode d'alignement.

Nous avons alors étudié le bruit de fond à l'ILC grâce à la simulation de celui-ci durant un peu plus d'un train complet. Cela représente une statistique 10 fois plus importante que les études précédentes. Les études effectuées ont permis d'établir la densité moyenne d'impacts de bruit de fond par croisement de faisceau et par unité de surface selon l'axe du faisceau et selon l'angle azimutal ϕ du détecteur (en coordonnées cylindriques). Nous avons alors étudié les impulsions associées aux impacts de bruit de fond. Cela nous a permis d'estimer la limite basse des impulsions pour lesquelles une statistique sur la zone de recouvrement est rapidement atteignable. Pour l'alignement, plus cette limite est haute, meilleur sera l'alignement. Des limites basses de $200 \text{ MeV}/c$ pour les doubles couches 1 et 2 et de $100 \text{ MeV}/c$ pour la double couche 3 ont été choisies. Les impacts associés à des impulsions supérieures ou égales à ces limites permettent d'obtenir une statistique de l'ordre de 10000 paires de mini-vecteurs dans une durée comprise entre quelques minutes et une heure. Cela permettra donc un alignement ou un ré-alignement des doubles couches du détecteur de vertex très rapide. Cette possibilité peut s'avérer très utile pour contrôler d'éventuels effets indésirables de l'alimentation pulsée du détecteur dans un fort champ magnétique.

Les angles d'incidence associés aux impacts de bruit de fond ont alors été calculés. Ces angles ont ensuite permis d'estimer les taux d'occupation moyens des capteurs CMOS sur la totalité des couches du détecteur de vertex. Les temps de lecture et les tailles de pixels associés à chaque couche ont alors été optimisés pour limiter le taux d'occupation des capteurs à une valeur inférieure au pourcent. Les nouvelles caractéristiques des capteurs en fonction de la couche étudiée sont données dans le tableau 7.2. La durée de lecture de la couche 0 a ainsi été abaissée à des valeurs de 32 à $8 \mu s$. Pour la couche 1 des lectures en 8 ou $4 \mu s$ sont visées. Enfin le temps de lecture des doubles couches 2 et 3 a été réduit à $80 \mu s$. De plus, d'un point de vue technologique une couche épitaxiée réduite de l'ordre de $15 \mu m$ est favorisée pour les doubles couches 2 et 3. On soulignera qu'une faible épaisseur de couche épitaxiée est l'un des avantages de la technologie CMOS.

Couche	Pixels μm^2	Réso. $[\mu m]$	Lecture $[\mu s]$	Couche Epi $[\mu m]$	Sortie
0	17×17	2.8	32, 16, 8	15 ou 30	Binaire
1	22×33	5	8, 4	15 ou 30	Binaire
2 → 5	25×50	4	80	15	ADC 3-4 bits

TABLE 7.2 – Nouveaux paramètres pour les capteurs du détecteur de vertex.

Ces nouvelles durées de lecture, permettent de redéfinir les densités moyennes d'impacts obtenues pour chaque couche du détecteur de vertex. Les densités d'impacts pour la couche 0 valent environ 3.8, 1.9 et $0.9 \text{ impact}/mm^2/T_{ro}$ pour des temps de lecture de 32, 16 et $8 \mu s$. Pour la couche 1, elles valent 0.56 et $0.28 \text{ impact}/mm^2/T_{ro}$ pour des temps de lecture de 8 et $4 \mu s$. Et pour les couches 2, 3, 4 et 5 les densités d'impacts moyennes

valent 0.36, 0.30, 0.07 et 0.06 $\text{impact}/\text{mm}^2/T_{ro}$ pour un temps de lecture de 80 μs . Il faudra alors pouvoir identifier les impacts associés aux particules d'impulsion supérieure ou égale à 200 MeV/c pour la première et la seconde double couche et supérieure ou égale à 100 MeV/c pour la troisième double couche.

La reconstruction des bons mini-vecteurs sur les couches du détecteur de vertex, dépend de la densité d'impact sur celle-ci et donc de la durée de lecture de ces dernières. Ainsi, la reconstruction des bons mini-vecteurs sera plus facile sur les doubles couches 3 et 2 que sur la double couche 1. Afin d'identifier les impacts de bruit de fond de plus haute impulsion ($>100 \text{ MeV}/c$), et reconstruire les mini-vecteurs associés, nous avons vu que plusieurs propriétés pourront être utilisées. Tout d'abord une étude des formes et multiplicités des amas pourrait permettre de remonter aux angles d'incidence des particules au niveau de l'amas. Cette information pourra être utile pour associer les deux impacts du mini-vecteur. Les pentes et les positions des mini-vecteurs pourront aussi servir à sélectionner les impulsions du bruit de fond. Les pentes des mini-vecteurs devraient être corrélées avec les impulsions du bruit de fond faisceau. Cela devrait servir, lorsque les détecteurs sont alignés, à éliminer une partie du bruit de fond de faible impulsion. On pourra de plus utiliser la corrélation entre l'angle d'incidence des particules de bruit de fond de haute impulsion et la position horizontale des mini-vecteurs le long des échelles pour ne sélectionner que certaines pentes de mini-vecteurs qui correspondent à des hautes impulsions. Toutefois, plus le désalignement est important plus cette information sera difficile à exploiter. Il faudra ensuite associer les mini-vecteurs sur les zones de recouvrement en paires. Pour cela on pourra utiliser des projections entre échelles adjacentes et des coupures sur celles-ci, après sélection des mini-vecteurs de haute impulsion. On notera que pour notre méthode d'alignement, on ne cherche pas une efficacité de bonnes reconstructions et de bonnes associations de 100% des mini-vecteurs de haute impulsion. En effet, étant donné la faible durée d'acquisition pour obtenir la statistique nécessaire à l'alignement, une bonne reconstruction et association de moins de 100%, des mini-vecteurs de haute impulsion est envisageable. Enfin, si la reconstruction et l'association des mini-vecteurs issus du bruit de fond sont possibles, les précisions de notre méthode d'alignement utilisant les particules de plus haute impulsion bruit de fond pourront être recalculées. Il faudra alors ajuster des hélices subissant une diffusion multiple et une perte d'énergie dans les couches en utilisant les informations des paires mini-vecteurs associées (4 points). Cependant, les précisions attendues sont très certainement moins bonnes que celles obtenues à haute impulsion. Même si les précisions obtenues sont plus grandes que les pré-requis en terme d'alignement, notre méthode pourra servir à monitorer les désalignement sur de courtes durée de l'ordre de l'heure et pourra tout de même fournir des valeurs de départ pour les paramètres de départ de l'alignement global.

Afin d'améliorer la reconstruction, la sélection et l'association des mini-vecteurs, il faudra chercher à diminuer les durées de lecture des capteurs de chaque couche. Les développements des capteurs CMOS vont actuellement dans ce sens. On soulignera ici qu'un nouveau mode de lecture des pixels des capteurs CMOS est actuellement en développement avec le prototype de capteur *ALPIDE* [86]. *ALPIDE* utilise en effet un mode de lecture asynchrone. Avec ce type de lecture on ne raisonne plus en temps de lecture

pour l'ensemble des pixels du capteurs, mais en résolution temporelle pour lire un pixel. Chaque pixel étant lu (quasi) indépendamment des autres. La résolution temporelle estimée pour ce mode de lecture est de l'ordre de 1 à 2 μs . Cela permettra une meilleure reconstruction des mini-vecteurs.

Comme dans un détecteur de vertex, les échelles de capteurs sont soumises à de nombreuses contraintes, les déformations évoluent au cours du temps. Ainsi, des alignements fréquents sont nécessaires afin de garder la précision sur les paramètres physiques reconstruits. Avec la méthode présentée ici, la faible durée d'acquisition pour obtenir un lot de traces suffisant à l'alignement précis des échelles entre elles est un atout important puisqu'elle autorise un ré-alignement et un monitoring très rapide, à l'échelle de l'heure.

Les résultats présentés dans cette thèse sont réalisés à l'aide d'objets parfaits, ne présentant aucune déformation. Les objets réels sont eux déformés. Afin de résoudre ce problème, l'algorithme d'alignement peut être adapté pour prendre en compte des degrés de liberté supplémentaires correspondants aux déformations de chaque échelle. Ces déformations seraient ainsi prises en compte dans le calcul du χ^2 . Les déformations de chaque échelle pourraient être mesurées avant leur utilisation dans le détecteur de vertex afin de fournir une valeur de départ pour le futur alignement. Des tests en faisceaux d'une configuration de deux échelles présentant une zone de recouvrement devraient permettre de développer notre méthode d'alignement dans une cadre réel et non idéal. Ces tests seront possibles grâce au télescope en faisceau AIDA. Ainsi, les précisions réelles de la méthode pourront être mieux estimées.

Le travail présenté ici ne constitue qu'une première étape dans l'étude de l'alignement avec mini-vecteurs. Il ouvre aussi la voie à l'étude de la valeur ajoutée des mini-vecteurs lorsque les détecteurs sont déjà alignés. Comme nous l'avons vu, ces derniers pourront aussi se révéler précieux dans le but de sélectionner les impulsions des impacts de bruit de fond et donc de rejeter une partie du bruit de fond faisceau.

La présente thèse a donc défriché les intérêts principaux des mini-vecteurs et de leur valeur ajoutée. Pour aller plus loin des études dans le cadre d'une simulation complète de l'ILD seront nécessaires. Avec pour l'objectif l'évaluation de notre méthode d'alignement avec le bruit de fond faisceau. Cette simulation complète devra comporter :

- Le bruit de fond faisceau,
- Le champ magnétique de l'ILD, et le champ *anti-DID*,
- Une simulation des différents capteurs utilisés dans le détecteur de vertex. Et en particulier, une bonne restitution de la résolution spatiale de chaque couche en fonction de l'angle d'incidence (nouveaux digitiseurs).

Pour réaliser cette simulation, on pourra utiliser la simulation complète de l'ILD déjà existante et lui rajouter une géométrie avec des doubles couches possédant des recouvrements entre échelles successives similaire à celle développée dans cette thèse. Le code de reconstruction et d'alignement pourra aussi être développé en utilisant le framework de l'ILC (*Marlin*). Celui-ci incluant en particulier des outils de trajectométrie avec champ magnétique activé, diffusion multiple et perte d'énergie dans la matière.

De plus, la présente thèse aboutie sur un certain nombres de questions et d'idées appartenant à plusieurs domaines distincts de la trajectométrie qui pourront faire l'objet de nouvelles études. On pourra alors utiliser la simulation complète de l'ILD pour étudier nos nouvelles idées. Il s'agit là d'un travail sur le long cours qui pourra être débuté lors d'une nouvelle thèse. On pourra par exemple se focaliser sur :

- l'étude de la forme et de la multiplicité des amas de pixels issus du bruit de fond faisceau dans l'objectif de reconstruire les angles d'incidence de la particule,
- l'étude de la reconstruction des mini-vecteurs issus du bruit de fond faisceau à l'ILC,
- l'étude de l'association de ces mini-vecteurs sur les zones de recouvrement des doubles couches du détecteur de vertex,
- l'étude de l'inclinaison des mini-vecteurs issus du bruit de fond faisceau en fonction des impulsions des particules de bruit de fond,
- l'étude de la précision de l'alignement des doubles couches du détecteur de vertex avec les mini-vecteurs reconstruits sur les zones de recouvrement et avec des particules de bruit de fond. Et en particulier la réduction des biais.

De plus, d'autres processus physiques sont susceptibles d'être exploités pour l'alignement, qui n'ont pas été abordés dans cette thèse. Il s'agit en particulier des collisions *photon-photon* et, dans une moindre mesure, de la diffusion *Bhabha*. Tous deux produisent des particules beaucoup plus énergétiques que celles du bruit de fond de *beamstrahlung*, mais en nombre sensiblement plus faible et dans une région de l'espace de phase restreinte aux petits angles polaires. Leur utilité reste à évaluer.

Pour conclure, la trajectométrie avec mini-vecteurs est un domaine vaste qui requiert de redéfinir l'ensemble du domaine en terme de mini-vecteurs. Il faut en effet, savoir reconstruire les mini-vecteurs lors de l'étape du *pattern recognition*. Il faut ensuite savoir associer ces mini-vecteurs par groupe de 2 ou plus pour reconstruire des pseudo-traces (track finding), et enfin, il faut savoir les utiliser pour l'alignement. Cette thèse représente ainsi une première exploration de la trajectométrie avec mini-vecteurs.

Appendices

Annexes A

Méthodes globales d'alignement

A.1 Millepede

La méthode d'alignement **Millepede** [64] [65] fait partie des méthodes dites globales. Bien que cette méthode soit obtenue d'une façon différente de celle exposée plus haut, le résultat est équivalent.

Le point clé de la méthode est l'ajustement simultané des toutes les traces et de tous les paramètres d'alignement. Les paramètres des traces sont appelés paramètres locaux alors que les paramètres de l'alignement sont appelés paramètres globaux.

Les résidus r_{ij} peuvent être écrits en fonction de la mesure de l'impact m_{ij} et du modèle d'extrapolation de la trace j : $f(\mathbf{q}_j^{\text{local}}, \mathbf{p}^{\text{global}})$:

$$r_{ij} = m_{ij} - f(\mathbf{q}_j^{\text{local}}, \mathbf{p}^{\text{global}}) \quad (\text{A.1})$$

Pour simplifier l'écriture nous allons utiliser les nouvelles notations $\mathbf{q}_j^{\text{local}} = \mathbf{q}_j$ correspondant aux paramètres de la trace j et $\mathbf{p}^{\text{global}} = \mathbf{p}$ correspondant au vecteur des paramètres d'alignement.

En différentiant les résidus, on obtient :

$$\Delta r_{ij} = - (\delta_{\text{local}}^{\text{T}} \Delta \mathbf{q}_j + \mathbf{d}_{\text{global}}^{\text{T}} \Delta \mathbf{p}) \quad (\text{A.2})$$

Avec Δr_{ij} la variation des résidus correspondant à l'impact i par rapport aux variations des paramètres q_j : $\delta_{\text{local}}^{\text{T}}$ de la trace j ; et aux variations $\mathbf{d}_{\text{global}}^{\text{T}}$ des paramètres de l'alignement p des capteurs/modules. On a alors :

$$\delta_{ij}^{\text{T}} \equiv \delta_i^{\text{T}} = \frac{\partial f(\mathbf{q}_j, \mathbf{p})}{\partial \mathbf{q}_j} \quad (\text{A.3})$$

et,

$$\mathbf{d}_{ij}^{\text{T}} \equiv \mathbf{d}_i^{\text{T}} = \frac{\partial f(\mathbf{q}_j, \mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} \quad (\text{A.4})$$

et avec : $\Delta \mathbf{q}_j = \mathbf{q}_j - \mathbf{q}_j(\mathbf{0})$ et $\Delta \mathbf{p} = \mathbf{p} - \mathbf{p}(\mathbf{0})$.

Les résidus peuvent alors être exprimés en tenant compte de cette correction. On a alors la relation suivante :

$$r_{ij} = m_{ij} - \Delta r_{ij} = m_{ij} + (\delta_i^T \Delta \mathbf{q}_j + \mathbf{d}_i^T \Delta \mathbf{p}) \quad (\text{A.5})$$

Une fois ce modèle établi, on peut procéder à la minimisation du χ^2 suivant :

$$\chi^2(\mathbf{Q}_j, \mathbf{P}) = \sum_{ij} \frac{(m_{ij} + \delta_i^T \Delta \mathbf{q}_j + \mathbf{d}_i^T \Delta \mathbf{p})^2}{\sigma_{ij}^2} \quad (\text{A.6})$$

Où l'on somme sur toutes les traces j et toutes les mesures i . Pour plus de clarté nous allons renommer certaines variables. On prendra par la suite : $\Delta \mathbf{p} = \mathbf{P}$ et $\Delta \mathbf{q}_j = \mathbf{Q}_j$. À partir d'ici, P et Q_j représentent les corrections aux paramètres d'alignement et aux paramètres des traces.

L'objectif est de minimiser ce χ^2 global en ajustant simultanément les paramètres de l'alignement et les paramètres des traces. On se sert alors de la relation suivante :

$$\frac{\partial (\mathbf{Y}^T \mathbf{Z})}{\partial \mathbf{X}} = \mathbf{Z}^T \frac{\partial \mathbf{Y}}{\partial \mathbf{X}} + \mathbf{Y}^T \frac{\partial \mathbf{Z}}{\partial \mathbf{X}} \quad (\text{A.7})$$

Où \mathbf{X} , \mathbf{Y} et \mathbf{Z} sont des vecteurs.

Ce qui nous donne pour toutes les traces et les mesures i :

$$\begin{cases} \frac{\partial \chi^2}{\partial \mathbf{P}} = 2 \sum_{ij} \omega_{ij} (\mathbf{P}^T \mathbf{d}_i \mathbf{d}_i^T - (m_{ij} - \delta_i^T \mathbf{Q}_j) \mathbf{d}_i^T) = \mathbf{0} \\ \text{Et si les paramètres des différentes traces sont indépendants,} \\ \text{pour chaque trace } j \text{ on a :} \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial \mathbf{Q}_j} = 2 \sum_{ij} \omega_{ij} (\mathbf{Q}_j^T \delta_i \delta_i^T - (m_{ij} - \mathbf{d}_i^T \mathbf{P}) \delta_i^T) = \mathbf{0} \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

Ces deux systèmes d'équations peuvent être reformulés de la façon suivante :

$$\begin{cases} \sum_{ij} \omega_{ij} (\mathbf{d}_i \mathbf{d}_i^T \mathbf{P} + \mathbf{d}_i \delta_i^T \mathbf{Q}_j) = \sum_{ij} \omega_{ij} \mathbf{d}_i m_{ij} \\ \sum_j \omega_{ij} (\delta_i \delta_i^T \mathbf{Q}_j + \delta_i \mathbf{d}_i^T \mathbf{P}) = \sum_j \omega_{ij} \delta_i m_{ij} \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

Pour simplifier l'écriture on va renommer les matrices et vecteurs présents dans ces deux systèmes.

$$\begin{cases} C_j = \sum_i \omega_{ij} \mathbf{d}_i \mathbf{d}_i^T \\ G_i = \sum_j \omega_{ij} \mathbf{d}_i \delta_i^T \\ b_i = \sum_j \omega_{ij} \mathbf{d}_i m_{ij} \\ \Gamma_i = \sum_j \omega_{ij} \delta_i \delta_i^T \\ \beta_i = \sum_j \omega_{ij} \delta_i m_{ij} \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

S'il y a N_c capteurs paramétrisés par 6 degrés de libertés et n traces dotées de $m = 5$ paramètres, cela revient à résoudre un système de $N = 6N_c + n \times m$ équations. Le temps de calcul pour un tel problème est proportionnel à N^3 et la mémoire consommée à N^2 . Par exemple pour $n = 10^5$ traces et $N_c = 10^3$ capteurs. Il faut résoudre un système de 506000 équations! Le temps de calcul devient alors très élevé.

Nous allons voir que grâce aux propriétés de ce système d'équations, on peut se ramener à l'inversion d'une matrice dépendant uniquement des paramètres d'alignement. La taille de la matrice à inverser sera alors de $6N_c \times 6N_c$. Pour cela on va résoudre le problème en partitionnant la matrice équivalente au système d'équations A.8. On exprime d'abord cette matrice équivalente :

$$\left(\begin{array}{c|cccccccc} \sum_j C_j & G_1 & \cdots & \cdots & G_l & \cdots & \cdots & G_k & \cdots & \cdots & G_n \\ \hline G_1^T & \Gamma_1 & 0 & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ G_l^T & 0 & \cdots & 0 & \Gamma_l & 0 & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ G_k^T & 0 & \cdots & 0 & \cdots & \cdots & 0 & \Gamma_k & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ G_n^T & 0 & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & 0 & \Gamma_n \end{array} \right) \begin{pmatrix} \mathbf{P} \\ \mathbf{Q}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{Q}_l \\ \vdots \\ \mathbf{Q}_k \\ \vdots \\ \mathbf{Q}_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_j b_j \\ \beta_1 \\ \vdots \\ \beta_l \\ \vdots \\ \beta_k \\ \vdots \\ \beta_n \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

Identifions les termes. \mathbf{P} est le vecteur des corrections pour les paramètres d'alignement, \mathbf{Q}_j est le vecteur des corrections pour les paramètres de la trace j , C_j est l'inverse de la matrice de covariance de la trace j par rapport aux paramètres d'alignement et Γ_j est l'inverse de la matrice de covariance de la trace j par rapport aux paramètres de la trace. G_j contient les covariances entre les paramètres de la trace j et les paramètres d'alignement pour la trace j . Enfin, b_i contient les dérivées selon les paramètres d'alignement et β_j contient les dérivées selon les paramètres des traces.

Comme nous sommes intéressés uniquement par les paramètres de l'alignement, on peut remarquer la structure particulière de la relation A.11. On peut l'écrire sous la forme compacte suivante :

$$\left(\begin{array}{c|c} M_{11} & M_{21}^T \\ \hline M_{21} & M_{22} \end{array} \right) \begin{pmatrix} \mathbf{P} \\ \mathbf{Q} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{b} \\ \beta \end{pmatrix} \quad (\text{A.12})$$

La solution à ce système peut être ré-écrite en utilisant le *complément de Schur* S :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{P} \\ \mathbf{Q} \end{pmatrix} = - \left(\begin{array}{c|c} S^{-1} & -S^{-1} M_{21}^T M_{22} \\ \hline -M_{22}^{-1} M_{21} S^{-1} & M_{22}^{-1} - M_{22}^{-1} M_{21} M_{21}^T S^{-1} M_{22}^{-1} \end{array} \right) \begin{pmatrix} \mathbf{b} \\ \beta \end{pmatrix} \quad (\text{A.13})$$

Avec le complément de *Schur* donné par ,

$$S = M_{11} - M_{21}^T M_{22}^{-1} M_{21} \quad (\text{A.14})$$

Ainsi la solution pour le vecteur des corrections d'alignement \mathbf{P} est la suivante :

$$\mathbf{P} = -S^{-1} (\mathbf{b} - M_{21}^T M_{22} \beta) \quad (\text{A.15})$$

On peut réécrire la relation précédente en remplaçant les matrices M et S par leurs expressions. On a alors :

$$\mathbf{P} = \left[\sum_j (C_j - G_j \Gamma_j^{-1} G_j^T) \right]^{-1} \sum_j (\mathbf{b}_j - G_j (\Gamma_j^{-1} \beta_j)) \quad (\text{A.16})$$

Ce qui donne sous une forme plus compactée :

$$\mathbf{P} = A^{-1} \mathbf{b}' \quad (\text{A.17})$$

Avec :

$$A = \sum_j (C_j - G_j \Gamma_j^{-1} G_j^T) \quad (\text{A.18})$$

et :

$$\mathbf{b}' = \sum_j (\mathbf{b}_j - G_j (\Gamma_j^{-1} \beta_j)) \quad (\text{A.19})$$

Les matrices Γ_j contenues dans A sont de petites tailles et sont donc très facilement inversables. La matrice A à inverser a cette fois-ci une taille de $6N_c \times 6N_c$, lorsqu'il y a 6 degrés de liberté par capteur/module. La taille de cette matrice est alors fortement réduite, et une inversion (beaucoup plus rapide) que celle du système complet A.8 est alors possible. Même si la méthode est conçue pour aligner tous les capteurs en une seule itération, la variation des résidus en fonction des paramètres des traces et des paramètres d'alignement n'est pas toujours linéaire. Cette non linéarité implique de faire plusieurs itérations de la méthode avant d'obtenir une convergence de l'alignement.

Si l'on considère les paramètres d'alignement constants dans la relation A.11, on peut remarquer que comme les corrélations des paramètres entre deux traces sont nulles (Une trace ne dépend pas d'une autre) M_{22} est bloc-diagonale. On peut alors ré-écrire le système pour chaque trace j par :

$$\mathbf{Q}_j = \Gamma_j^{-1} \beta_j \quad (\text{A.20})$$

Il s'agit là d'un ajustement de la trace j par la minimisation d'un χ^2 local (pas de dépendance selon les variations des paramètres d'alignement). On remarquera que les corrections associées aux traces \mathbf{Q}_j sont directement accessibles à partir du calcul du vecteur \mathbf{b}' . (voir équation A.19 et A.20).

Millepede fournit en plus des méthodes permettant d'ajouter de nombreuses contraintes : comme les *linear equality constraint* ou les multiplicateurs de *Lagrange* [66]. Ces contraintes sont très souvent nécessaires afin de faire converger l'alignement. **Millepede** offre de plus différents algorithmes mathématiques afin de réaliser l'inversion de la matrice A . **Millepede II** va encore plus loin et fournit de nouvelles méthodes mathématiques et informatiques pour résoudre le système exactement ou avec certaines approximations (gain de temps). Les expériences du LHC : *CMS* [67] [68], *LHCb* [69] [66] et *ALICE* [70] [71] [66] utilisent **MILLEPEDE II**. Il faut toutefois remarquer que **MILLEPEDE** n'est qu'une des nombreuses méthodes utilisées pour l'alignement des détecteurs par ces expériences.

On notera aussi que **Millepede II** offre une méthode d'ajustement des traces nommée *General Broken Lines (GBL)* [72]. Celle-ci permet d'ajuster les traces en s'adaptant à la diffusion multiple et à la perte d'énergie lors de la traversée des capteurs/modules. Cette méthode fonctionne pour des traces droites (sans champ magnétique) ou incurvées (avec champ magnétique). *CMS* [68] [73] a recours à cette méthode associée à **Millepede II**. La méthode *GBL* a été jugée aussi efficace que le filtre de Kalman utilisé par défaut pour ajuster les traces dans CMS.

A.2 Filtre de Kalman

Récemment, une nouvelle méthode d'alignement a été proposée. Cette méthode se base sur la technique du *filtre de Kalman*. Cette technique est une technique itérative. Historiquement, les *filtres de Kalman* étaient utilisés pour l'ajustement des traces. L'idée derrière cette technique est d'exploiter l'efficacité de l'alignement par la minimisation d'un χ^2 global, sans avoir à résoudre un système d'équations gigantesque. La procédure consiste à mettre à jour simultanément les paramètres des traces et les paramètres d'alignement. Un lot de paramètres d'alignement correspondant aux modules/capteurs traversés par un lot de traces est ajusté. L'ajustement est réalisé grâce à un procédé itératif. À chaque itération, une trace appartenant au lot de traces que l'on veut utiliser est ajoutée. Les matrices de covariance relatives aux paramètres des traces et aux paramètres d'alignement sont alors mises à jour itérativement. À la fin du processus d'itération quand toutes les traces ont été ajoutées, les paramètres finaux de l'alignement et des traces sont obtenus. Ainsi, à chaque itération, c'est à dire ajout d'une trace dans la procédure, les paramètres des traces et les paramètres d'alignement sont simultanément mis à jour. Nous allons décrire mathématiquement le filtre de Kalman. Il s'agit ici d'une description basique. En pratique, des formulations plus complexes sont utilisées.

Pour les paramètres d'alignement \mathbf{a} à chaque ajout d'une trace on a :

$$\mathbf{a}_n = \mathbf{a}_{n-1} + \mathbf{cov}(\mathbf{a})_{n-1} \frac{\partial \mathbf{R}^T}{\partial \mathbf{a}} G \mathbf{R} \quad (\text{A.21})$$

$$\mathbf{cov}(\mathbf{a})_n = \mathbf{cov}(\mathbf{a})_{n-1} - \mathbf{cov}(\mathbf{a})_{n-1} \frac{\partial \mathbf{R}^T}{\partial \mathbf{a}} G \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \mathbf{a}} \mathbf{cov}(\mathbf{a})_{n-1} \quad (\text{A.22})$$

Pour les paramètres des traces π , on a

$$\pi_n = \pi_{n-1} + \mathbf{cov}(\pi)_{n-1} \frac{\partial \mathbf{R}^T}{\partial \pi} G \mathbf{R} \quad (\text{A.23})$$

$$\mathbf{cov}(\pi)_n = \mathbf{cov}(\pi)_{n-1} - \mathbf{cov}(\pi)_{n-1} \frac{\partial \mathbf{R}^T}{\partial \pi} G \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \pi} \mathbf{cov}(\pi)_{n-1} \quad (\text{A.24})$$

Une matrice de gain G est calculée à chaque ajout d'une trace de la façon suivante :

$$G \equiv \left(\mathbf{cov}(\mathbf{R}) + \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \pi} \mathbf{cov}(\pi)_{n-1} \frac{\partial \mathbf{R}^T}{\partial \pi} + \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \mathbf{a}} \mathbf{cov}(\mathbf{a})_{n-1} \frac{\partial \mathbf{R}^T}{\partial \mathbf{a}} \right)^{-1} \quad (\text{A.25})$$

Avec : \mathbf{R} le vecteur des résidus pour la trace considérée, $\mathbf{cov}(\mathbf{a})_n$ la matrice de covariance des paramètres d'alignement à l'itération n , $\mathbf{cov}(\pi)_n$ la matrice de covariance des paramètres des traces à l'itération n et $\mathbf{cov}(\mathbf{R})$ la matrice de covariance des résidus pour la trace considérée. L'indice n varie entre 0 et le nombre total de traces utilisées. La matrice de gain G_n est calculée à l'échelle d'une trace. Elle relie les paramètres de la trace n aux paramètres d'alignement.

Nous allons à présent expliciter la taille des matrices en jeu. Commençons par les matrices associées à la reconstruction des traces. Supposons un nombre N_T de traces. Chaque trace j passe à travers un nombre n_j couches de détection. Imaginons que chaque détecteur traversé donne deux informations (capteur plan avec 2 axes). On aurait alors $m = 2n_j$ points de mesure par trace j . Dans le cas d'une trace en forme d'hélice on a $t = 5$ paramètres par trace. Prenons un nombre maximal de couches traversées $n_{max} = 15$. Cela nous conduit à

$$\dim[\pi_n] = (N_T t \times 1) = (5N_T \times 1) \quad (\text{A.26})$$

$$\dim[\mathbf{cov}(\pi)_n] = (t \times t) = (5 \times 5) \quad (\text{A.27})$$

La matrice jacobienne suivante n'est calculée qu'à l'échelle de la trace numéro j . Il s'agit là du coeur de la méthode du filtre de Kalman. On a alors :

$$\dim \left[\frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \pi} \right] = (m \times t) = (m \times 5) \leq (30 \times 5) \quad (\text{A.28})$$

Nous verrons le cas de G plus tard. Voyons à présent le cas des matrices associées aux paramètres d'alignement. Imaginons que l'on veuille aligner N détecteurs. Prenons $p = 6$ degrés de liberté pour chaque capteur. (Pour chaque trace on a toujours $m = 2n_j$ points de mesure par trace j). On a alors :

$$\dim[\mathbf{a}_n] = (pN \times 1) = (6N \times 1) \quad (\text{A.29})$$

$$\dim[\mathbf{cov}(\mathbf{a})_n] = (pN \times pN) = (6N \times 6N) \quad (\text{A.30})$$

Les matrices suivantes ne sont calculées qu'à l'échelle de la nouvelle trace prise en compte. Il s'agit là aussi du coeur de cette méthode d'alignement. Si cette trace numéro j comporte n_j capteurs, on a :

$$\dim \left[\frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \mathbf{a}} \right] = (m \times pN) = (2n_j \times 6N) \quad (\text{A.31})$$

Cela correspond à une matrice composée de N blocs A_i ($i = 0, \dots, N$) de dimension $(2n_j \times 6)$. On a alors pour une trace j donnée :

$$\frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \mathbf{a}} = (0 \cdots 0 A_{i1} 0 \cdots 0 A_{i2} 0 \cdots 0 A_{in_j} 0 \cdots 0) \quad (\text{A.32})$$

Pour une trace j donnée, seul n_j blocs A_i sur un total de N blocs sont non nuls. Calculons à présent la taille de la matrice suivante à l'échelle de la trace j :

$$\dim \left[\mathbf{cov}(\mathbf{a}) \frac{\partial \mathbf{R}^T}{\partial \mathbf{a}} \right] = (6N \times 6N) \times (6N \times 2n_j) = (6N \times 2n_j) \quad (\text{A.33})$$

Et enfin, toujours pour la même trace, la matrice de gain G à la dimension suivante :

$$\dim[G] = (2n_j \times 2n_j) \leq (30 \times 30) \quad (\text{A.34})$$

Ainsi, la taille de G est faible et l'inversion est rapidement réalisable ($\propto (2n_j)^3$). Comme la matrice relative aux dérivées partielles des résidus par rapport aux paramètres d'alignement n'est calculée qu'à l'échelle de chaque nouvelle trace, chaque itération est rapide. Ainsi, à chaque itération, on ajoute des corrélations entre capteurs dans la matrice de covariance, et ces corrélations améliorent la détermination des paramètres d'alignement.

On ajoutera que comme l'ajustement des traces et des paramètres d'alignement peuvent être scindés en 2 processus, la technique du *filtre de Kalman* permet d'inclure les effets de la diffusion multiple et de la perte d'énergie subies par chaque trace, grâce à un *filtre de Kalman* spécifique pour l'ajustement des traces. La matrice de gain établit le lien entre l'ajustement des traces et les paramètres d'alignement.

Les différentes matrices et les différents vecteurs doivent être stockés en mémoire, ce qui peut demander de grandes quantités de mémoire vive. De plus, comme ces mêmes

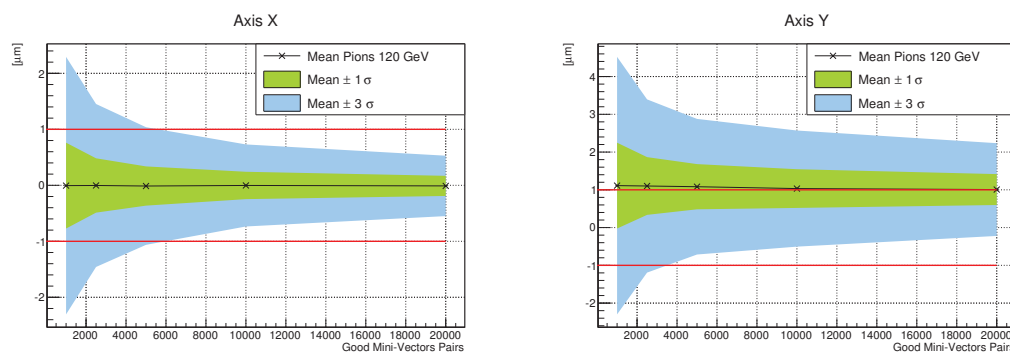
matrices et vecteurs sont mis à jour à chaque itération, ils doivent être enregistrés et lus à chaque itération. Ce processus mène à de lourdes entrées/sorties, et entraîne une forte augmentation du temps de calcul. Afin de composer avec ces limitations, le nombre de capteurs/modules pris en compte dans la procédure doit être restreint. Ainsi, pour chaque capteur i à aligner, on peut ignorer certaines corrélations avec certains autres capteurs si ces dernières sont suffisamment faibles. Les calculs à effectuer sont alors moins lourds, et la bande passante demandée est réduite. Pour plus de détails sur la procédure de sélection on pourra se référer à la référence [77].

On ajoutera que pour faire converger l'alignement des contraintes doivent souvent être ajoutées. Il peut s'agir de contraintes sur la position des vertex, des contraintes sur le rapport E/p , et bien d'autres. Ces contraintes sont appliquées grâce à la modification du *filtre de Kalman* utilisé pour ajuster les traces. L'alignement grâce à la méthode du filtre de Kalman a été implémenté dans les expériences *CMS* [78] et *LHCb* [79].

Annexes B

Alignement avec mini-vecteurs

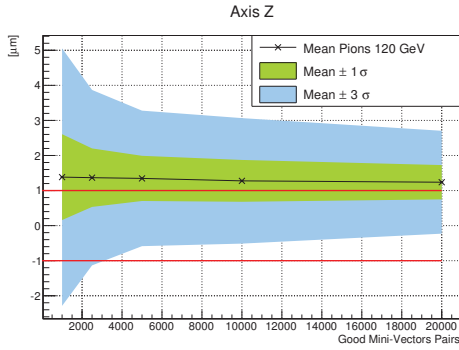
B.1 Résultats d'alignement avec une géométrie de la double couche 1



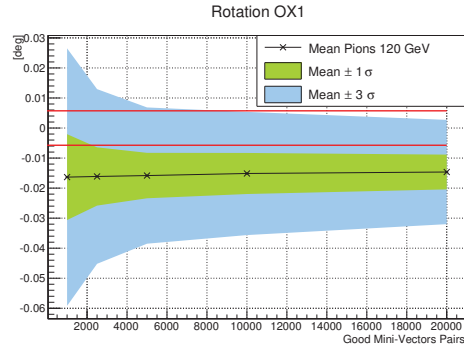
(a) Écart à la valeur Monte-Carlo de la valeur moyenne de la distribution du paramètre $X1$ après alignement, en fonction de la statistique. En vert et bleu : \pm une et trois fois largeur de la distribution de ce paramètre, en fonction de la statistique. A titre indicatif, les lignes rouges représente les valeurs de $\pm 1\mu\text{m}$.

(b) Écart à la valeur Monte-Carlo de la valeur moyenne de la distribution du paramètre $Y1$ après alignement, en fonction de la statistique. En vert et bleu : \pm une et trois fois largeur de la distribution de ce paramètre, en fonction de la statistique. A titre indicatif, les lignes rouges représente les valeurs de $\pm 1\mu\text{m}$.

FIGURE B.1 – Performances de la méthode d'alignement avec mini-vecteur en fonction de la statistique utilisée

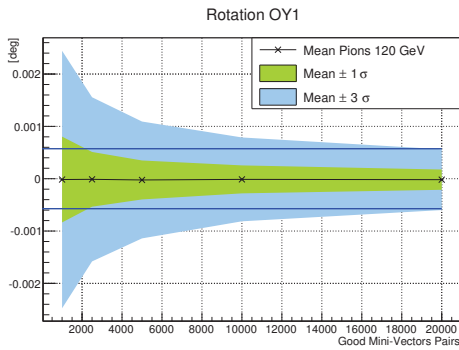


(a) Écart à la valeur Monte-Carlo de la valeur moyenne de la distribution du paramètre $Z1$ après alignement, en fonction de la statistique. En vert et bleu : \pm une et trois fois largeur de la distribution de ce paramètre, en fonction de la statistique. A titre indicatif, les lignes rouges représente les valeurs de $\pm 1\mu m$.

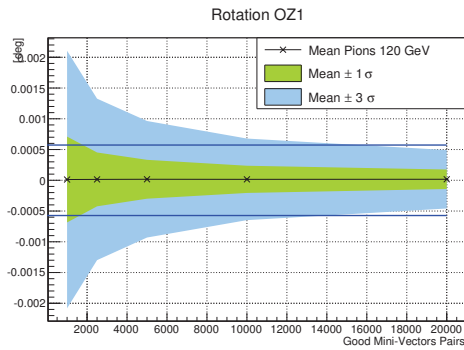


(b) Écart à la valeur Monte-Carlo de la valeur moyenne de la distribution de la rotation selon l'axe $C1X$ après alignement, en fonction de la statistique. En vert et bleu : \pm une et trois fois largeur de la distribution de ce paramètre, en fonction de la statistique. A titre indicatif, les lignes rouges représente les valeurs de $\pm 1mrad$.

FIGURE B.2 – Performances de la méthode d'alignement avec mini-vecteur en fonction de la statistique utilisée



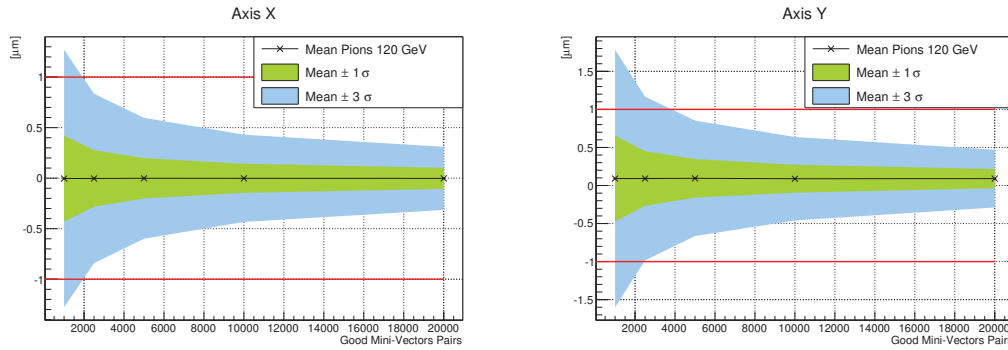
(a) Écart à la valeur Monte-Carlo de la valeur moyenne de la distribution de la rotation selon l'axe $C1Y$ après alignement, en fonction de la statistique. En vert et bleu : \pm une et trois fois largeur de la distribution de ce paramètre, en fonction de la statistique. A titre indicatif, les lignes bleues représente les valeurs de $\pm 0.1mrad$.



(b) Écart à la valeur Monte-Carlo de la valeur moyenne de la distribution de la rotation selon l'axe $C1Z$ après alignement, en fonction de la statistique. En vert et bleu : \pm une et trois fois largeur de la distribution de ce paramètre, en fonction de la statistique. A titre indicatif, les lignes bleues représente les valeurs de $\pm 0.1mrad$.

FIGURE B.3 – Performances de la méthode d'alignement avec mini-vecteur en fonction de la statistique utilisée

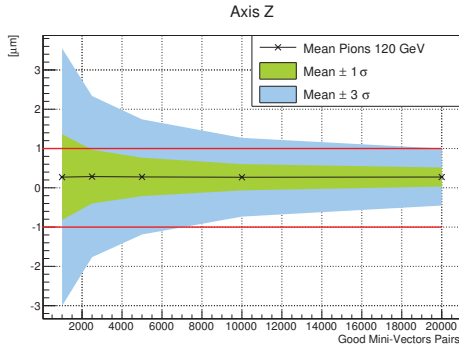
B.2 Résultats d'alignement avec une géométrie de la double couche 3



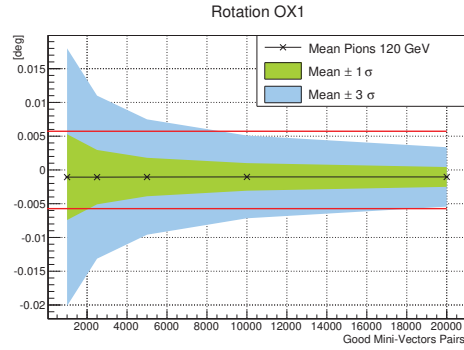
(a) Écart à la valeur Monte-Carlo de la valeur moyenne de la distribution du paramètre $X1$ après alignement, en fonction de la statistique. En vert et bleu : \pm une et trois fois largeur de la distribution de ce paramètre, en fonction de la statistique. A titre indicatif, les lignes rouges représente les valeurs de $\pm 1\mu m$.

(b) Écart à la valeur Monte-Carlo de la valeur moyenne de la distribution du paramètre $Y1$ après alignement, en fonction de la statistique. En vert et bleu : \pm une et trois fois largeur de la distribution de ce paramètre, en fonction de la statistique. A titre indicatif, les lignes rouges représente les valeurs de $\pm 1\mu m$.

FIGURE B.4 – Performances de la méthode d'alignement avec mini-vecteur en fonction de la statistique utilisée

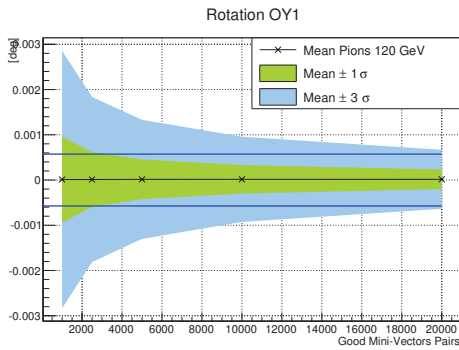


(a) Écart à la valeur Monte-Carlo de la valeur moyenne de la distribution du paramètre $Z1$ après alignement, en fonction de la statistique. En vert et bleu : \pm une et trois fois largeur de la distribution de ce paramètre, en fonction de la statistique. A titre indicatif, les lignes rouges représente les valeurs de $\pm 1\mu m$.

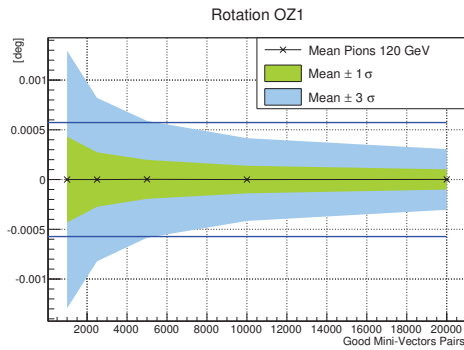


(b) Écart à la valeur Monte-Carlo de la valeur moyenne de la distribution de la rotation selon l'axe $C1X$ après alignement, en fonction de la statistique. En vert et bleu : \pm une et trois fois largeur de la distribution de ce paramètre, en fonction de la statistique. A titre indicatif, les lignes rouges représente les valeurs de $\pm 1mrad$.

FIGURE B.5 – Performances de la méthode d'alignement avec mini-vecteur en fonction de la statistique utilisée



(a) Écart à la valeur Monte-Carlo de la valeur moyenne de la distribution de la rotation selon l'axe $C1Y$ après alignement, en fonction de la statistique. En vert et bleu : \pm une et trois fois largeur de la distribution de ce paramètre, en fonction de la statistique. A titre indicatif, les lignes bleues représente les valeurs de $\pm 0.1mrad$.



(b) Écart à la valeur Monte-Carlo de la valeur moyenne de la distribution de la rotation selon l'axe $C1Z$ après alignement, en fonction de la statistique. En vert et bleu : \pm une et trois fois largeur de la distribution de ce paramètre, en fonction de la statistique. A titre indicatif, les lignes bleues représente les valeurs de $\pm 0.1mrad$.

FIGURE B.6 – Performances de la méthode d'alignement avec mini-vecteur en fonction de la statistique utilisée

Annexes C

Bruit de fond faisceau

C.1 Positions locales des impacts sur les 3 doubles couches :

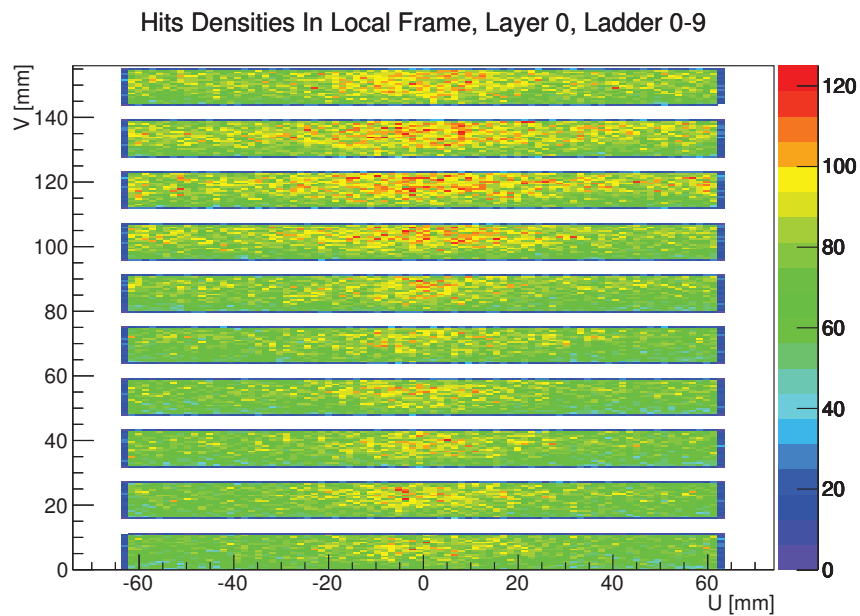


FIGURE C.1 – Positions locales des impacts de bruit de fond sur les 10 échelles de la couche 0. Les 1325 croisements de faisceaux sont utilisés.

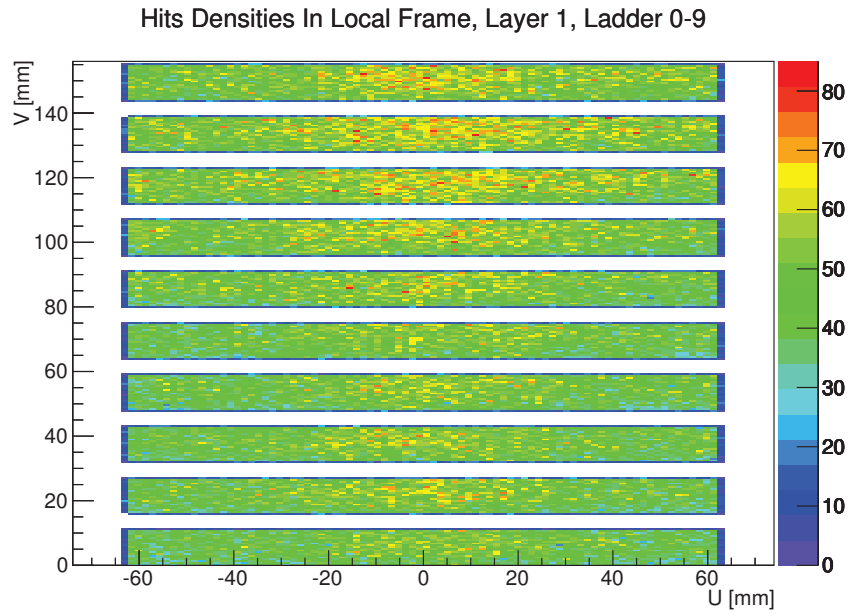


FIGURE C.2 – Positions locales des impacts de bruit de fond sur les 10 échelles de la couche 1. Les 1325 croisements de faisceaux sont utilisés.

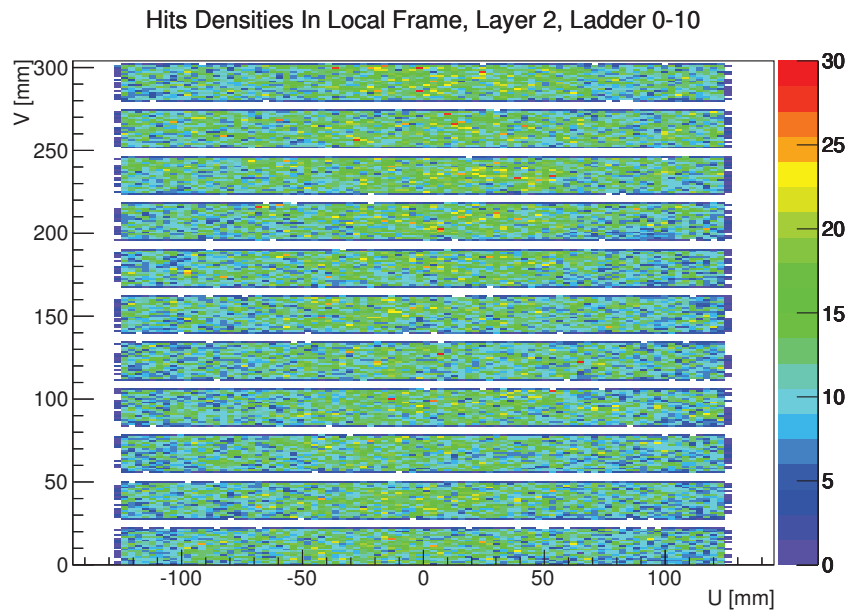


FIGURE C.3 – Positions locales des impacts de bruit de fond sur les 11 échelles de la couche 2. Les 1325 croisements de faisceaux sont utilisés.

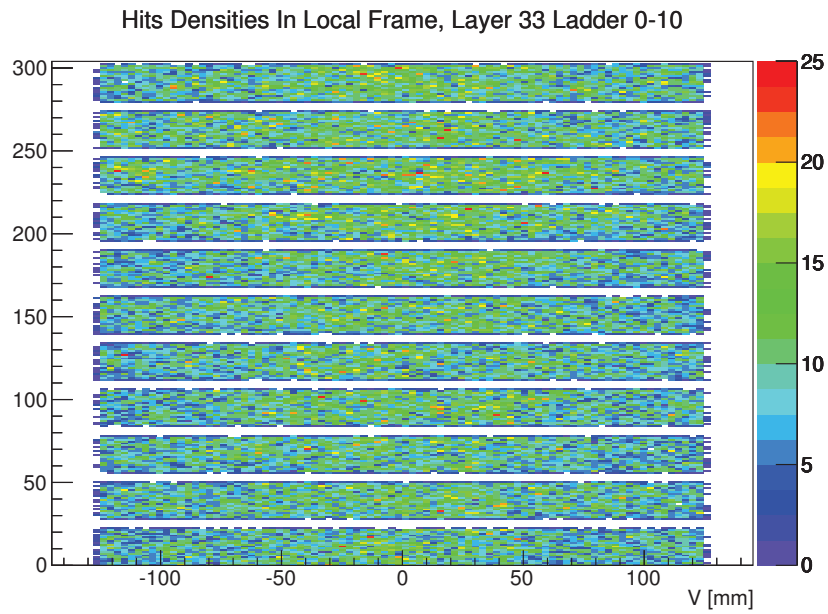


FIGURE C.4 – Positions locales des impacts de bruit de fond sur les 11 échelles de la couche 3. Les 1325 croisements de faisceaux ont utilisés.

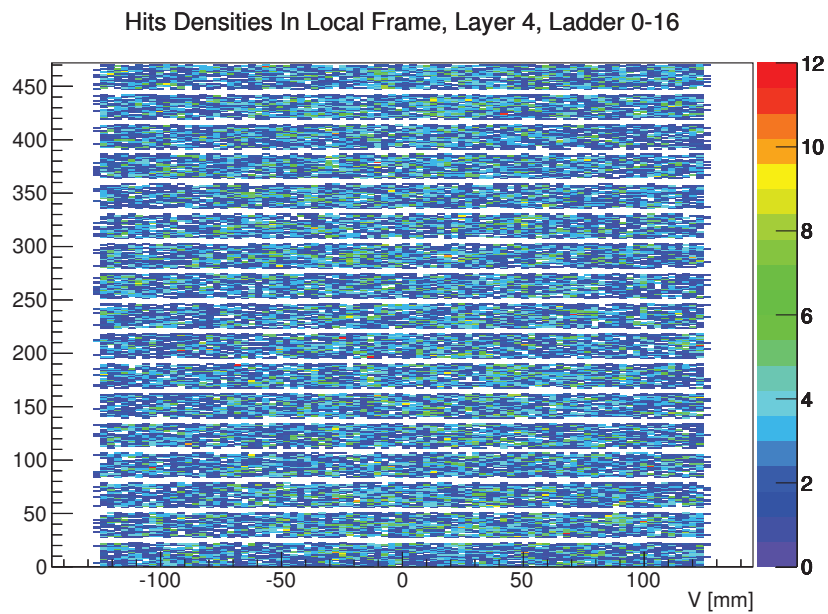


FIGURE C.5 – Positions locales des impacts de bruit de fond sur les 17 échelles de la couche 4. Les 1325 croisements de faisceaux sont utilisés.

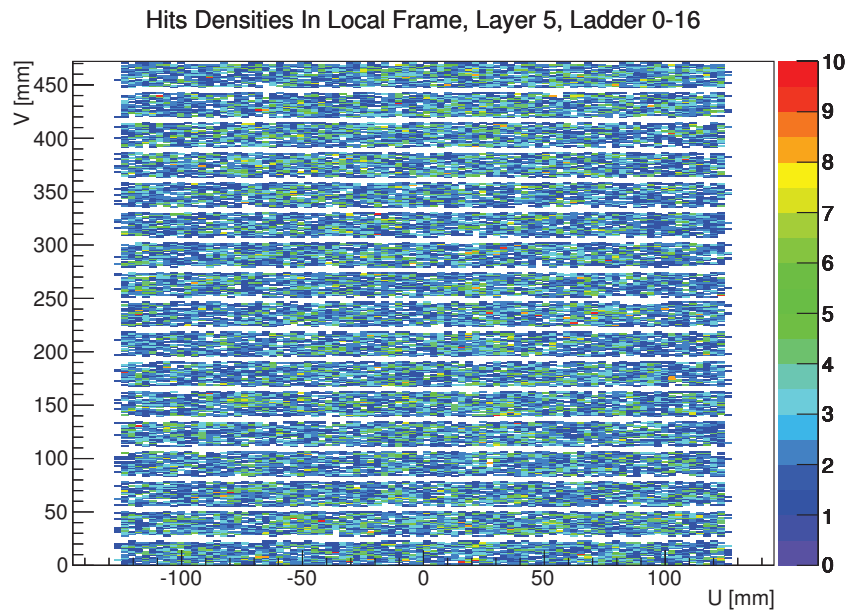


FIGURE C.6 – Positions locales des impacts de bruit de fond sur les 17 échelles de la couche 5. Les 1325 croisements de faisceaux sont utilisés.

C.2 Angles d'incidence du bruit de fond des couches 1 à 5 :

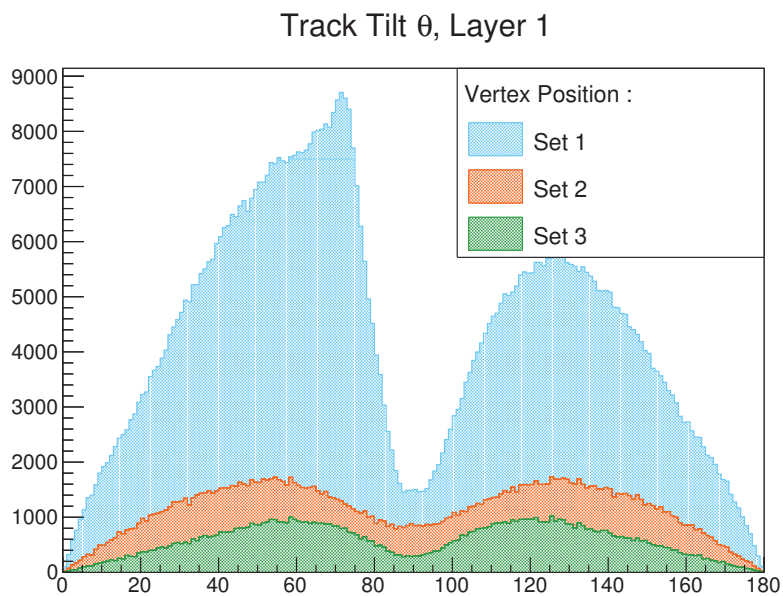


FIGURE C.7 – Distribution des angles θ reconstruits pour chaque impact sur les échelles de la couche 1. Les couleurs bleue, rouge et verte distinguent les positions des vertex des particules associées aux impacts.

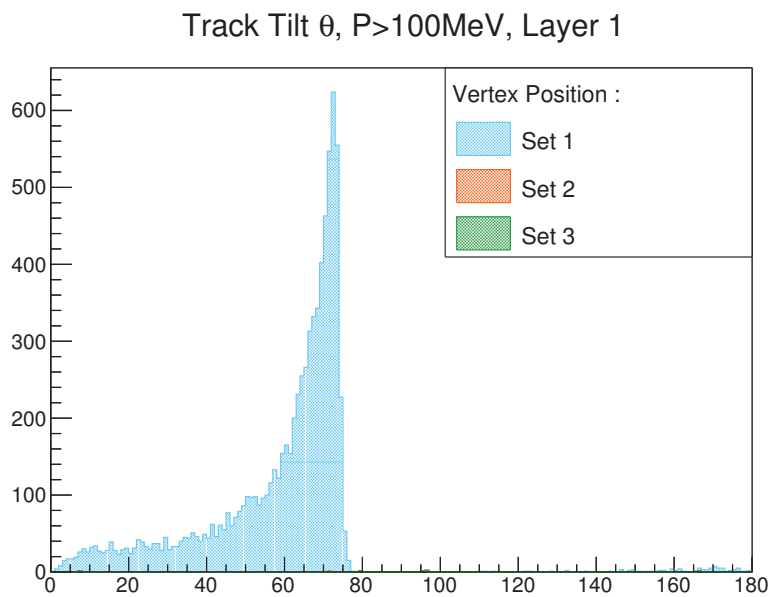


FIGURE C.8 – Angle d'incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d'impulsion supérieure à $100 \text{ MeV}/c$ sur la couche 1.

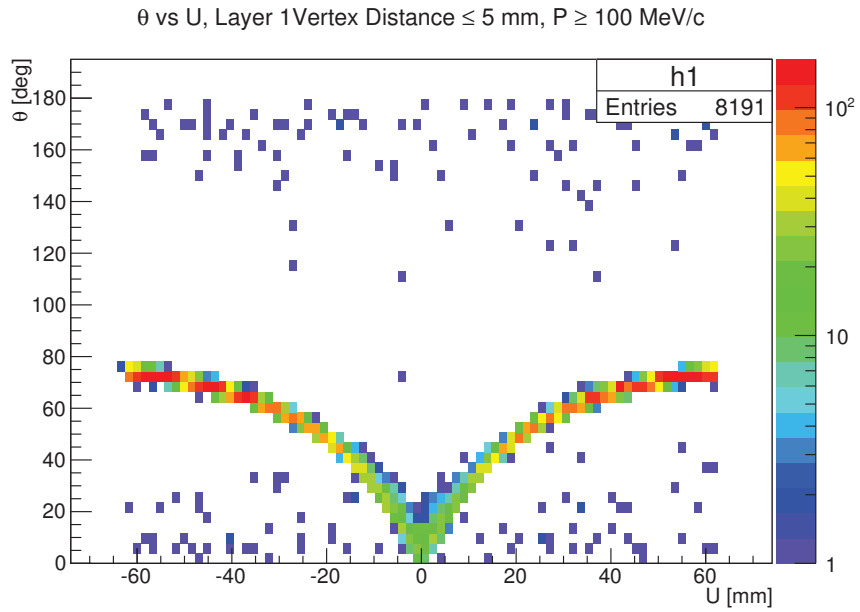


FIGURE C.9 – Angle d'incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d'impulsion supérieure à $100\text{MeV}/c$ de la couche 1 en fonction de la position des impacts selon l'axe U de l'échelle considérée. Seules les particules dont le vertex est compris dans une sphère de 5 mm autour du point d'interaction sont représentées. U est selon l'axe du faisceau.

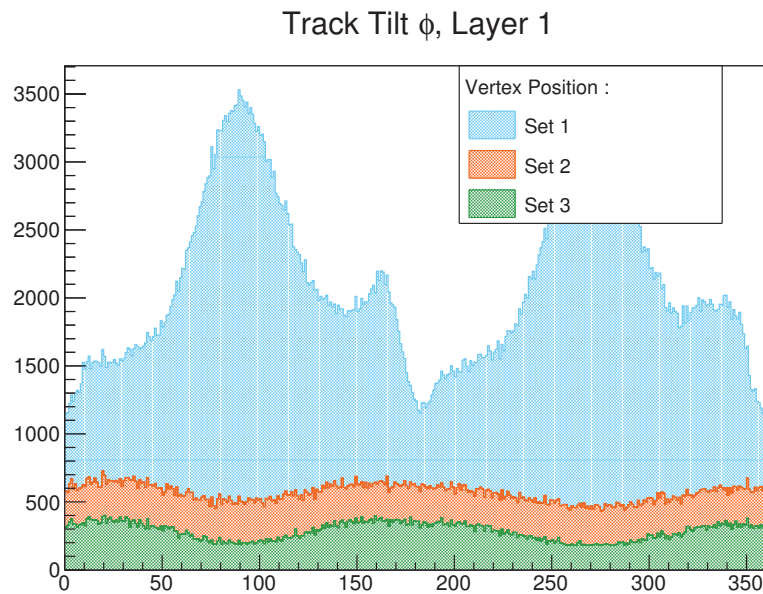


FIGURE C.10 – Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 1.

Track Tilt ϕ , $P > 100 \text{ MeV}$, Layer 1

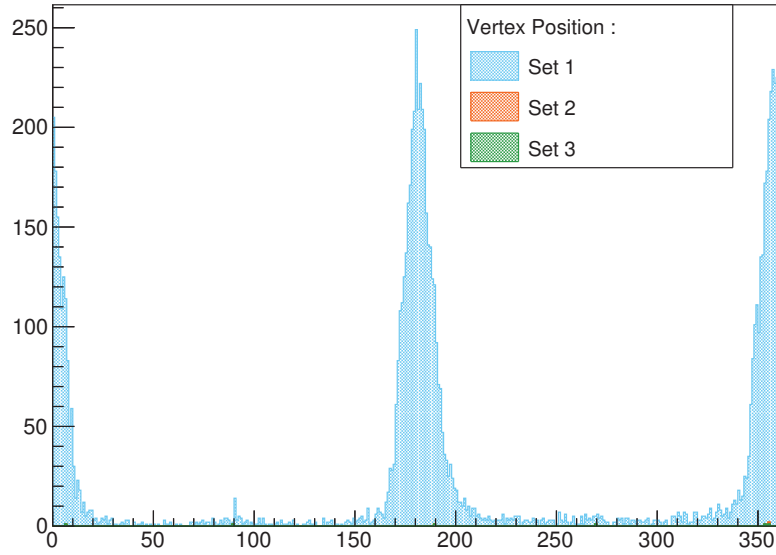


FIGURE C.11 – Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 1 pour les impacts associés à des impulsions supérieures à $100 \text{ MeV}/c$.

Track Tilt θ , Layer 2

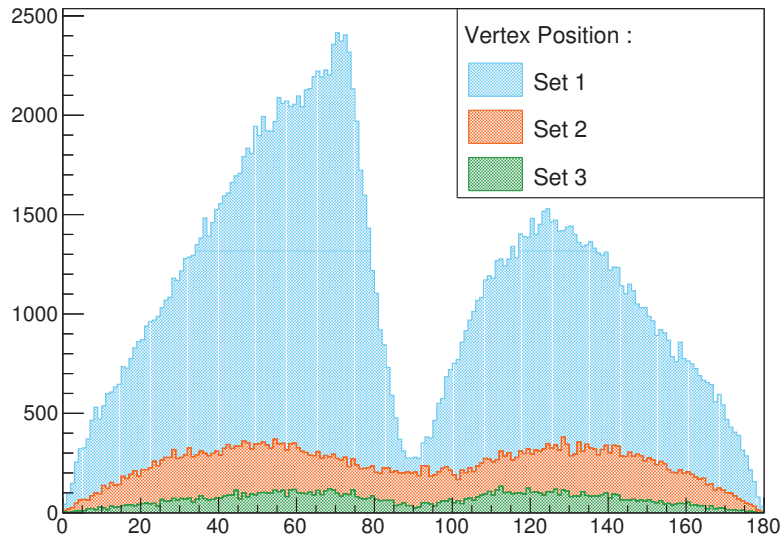


FIGURE C.12 – Distribution des angles θ reconstruits pour chaque impact sur les échelles de la couche 2. Les couleurs bleue, rouge et verte distinguent les positions des vertex des particules associées aux impacts.

Track Tilt θ , $P > 100 \text{ MeV}$, Layer 2

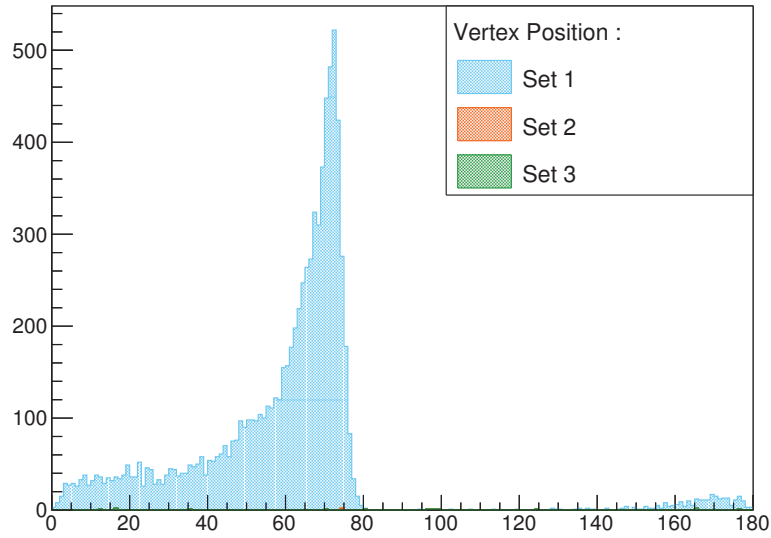


FIGURE C.13 – Angle d'incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d'impulsion supérieure à $100 \text{ MeV}/c$ sur la couche 2.

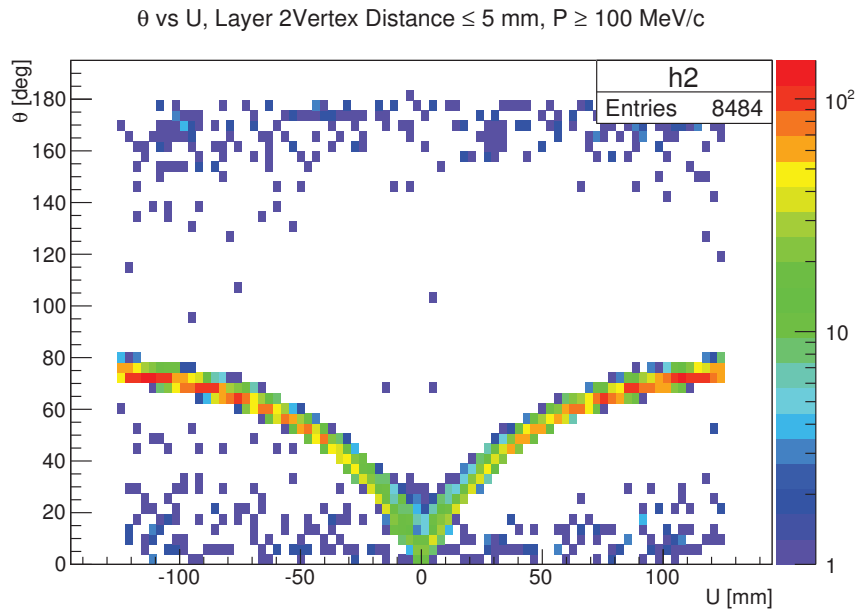


FIGURE C.14 – Angle d'incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d'impulsion supérieure à $100 \text{ MeV}/c$ de la couche 2 en fonction de la position des impacts selon l'axe U de l'échelle considérée. Seules les particules dont le vertex est compris dans une sphère de 5 mm autour du point d'interaction sont représentées. U est selon l'axe du faisceau.

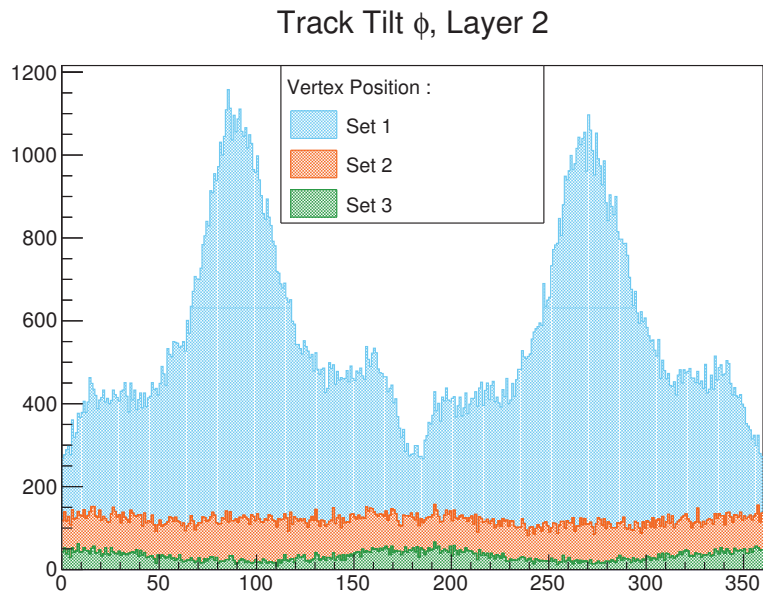


FIGURE C.15 – Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 2.

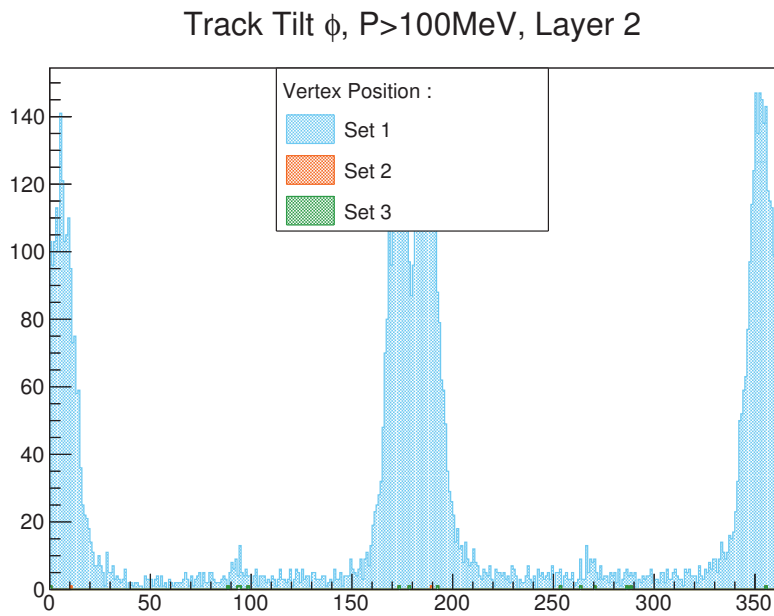


FIGURE C.16 – Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 2 pour les impacts associés à des impulsions supérieures à $100 \text{ MeV}/c$.

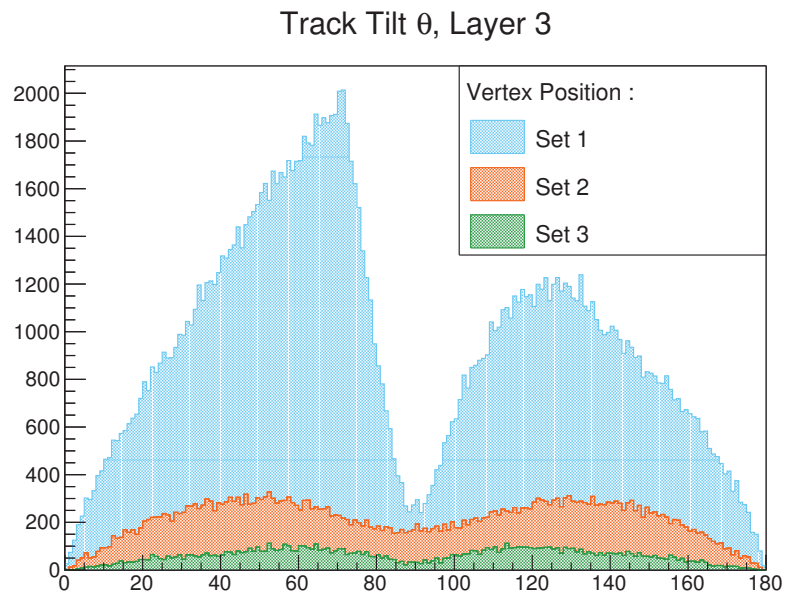


FIGURE C.17 – Distribution des angles θ reconstruits pour chaque impact sur les échelles de la couche 3. Les couleurs bleue, rouge et verte distinguent les positions des vertex des particules associées aux impacts.

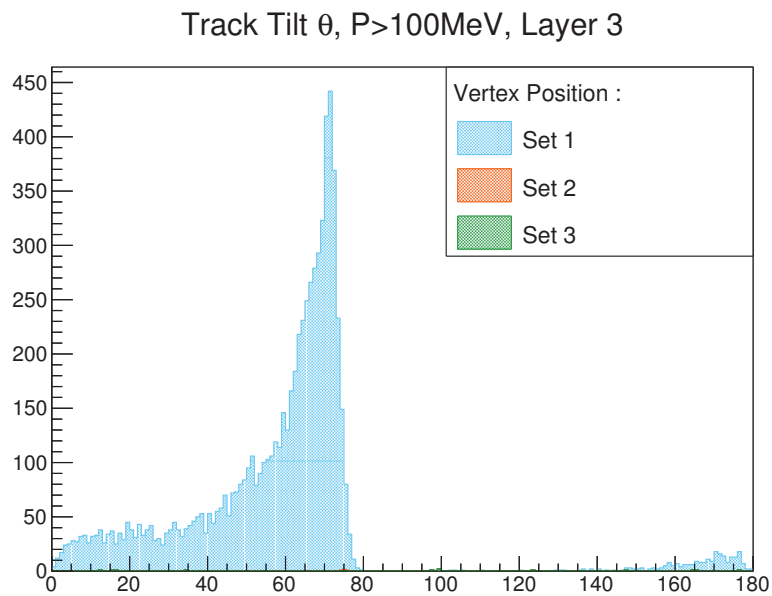


FIGURE C.18 – Angle d'incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d'impulsion supérieure à $100 \text{ MeV}/c$ sur la couche 3.

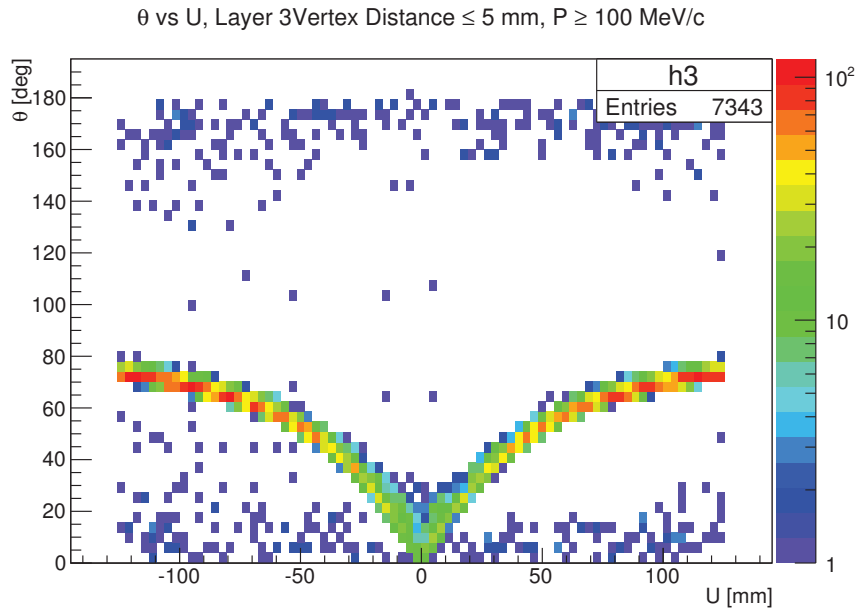


FIGURE C.19 – Angle d’incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d’impulsion supérieure à $100\text{MeV}/c$ de la couche 3 en fonction de la position des impacts selon l’axe U de l’échelle considérée. Seules les particules dont le vertex est compris dans une sphère de 5 mm autour du point d’interaction sont représentées. U est selon l’axe du faisceau.

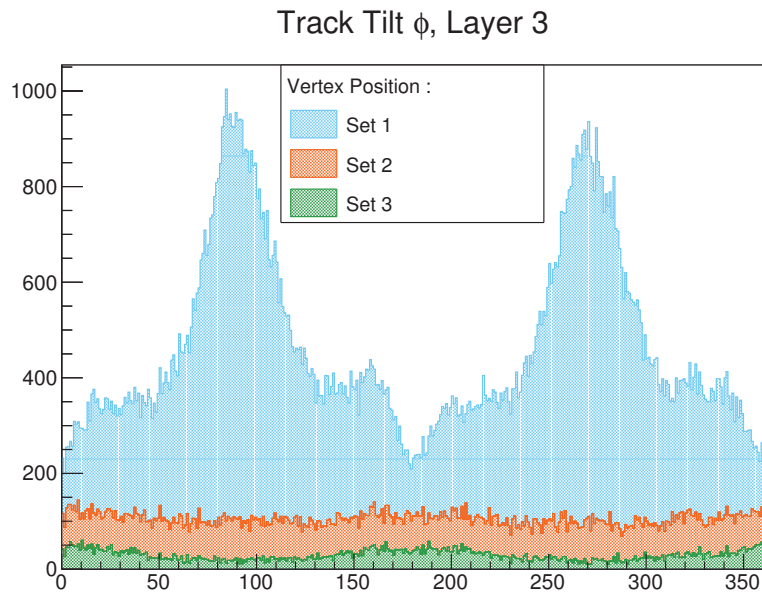


FIGURE C.20 – Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 3.

Track Tilt ϕ , $P > 100 \text{ MeV}$, Layer 3

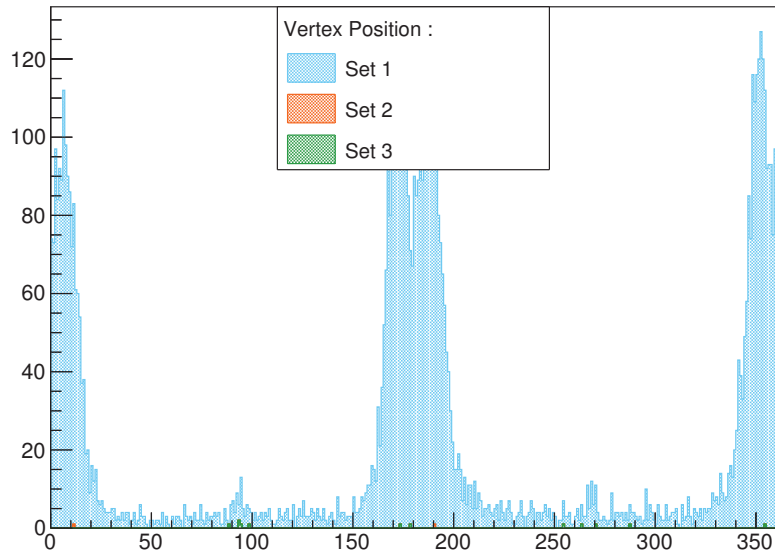


FIGURE C.21 – Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 3 pour les impacts associés à des impulsions supérieures à $100 \text{ MeV}/c$.

Track Tilt θ , Layer 4

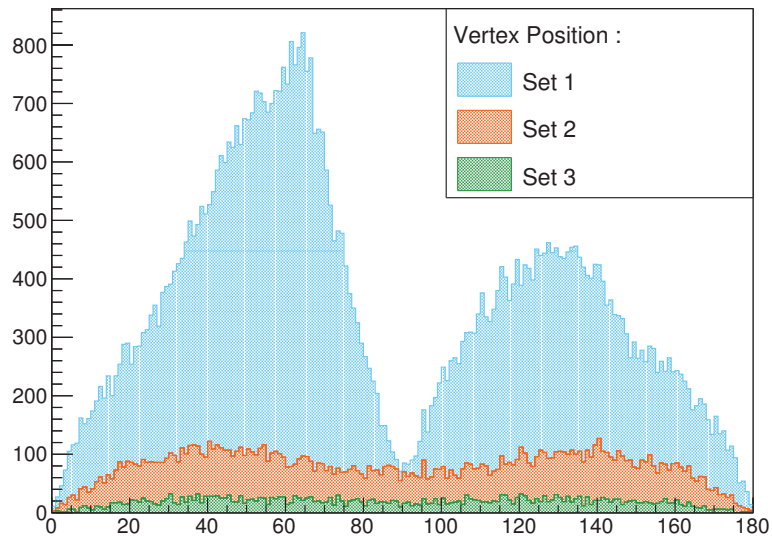


FIGURE C.22 – Distribution des angles θ reconstruits pour chaque impact sur les échelles de la couche 4. Les couleurs bleue, rouge et verte distinguent les positions des vertex des particules associées aux impacts.

Track Tilt θ , $P > 100 \text{ MeV}$, Layer 4

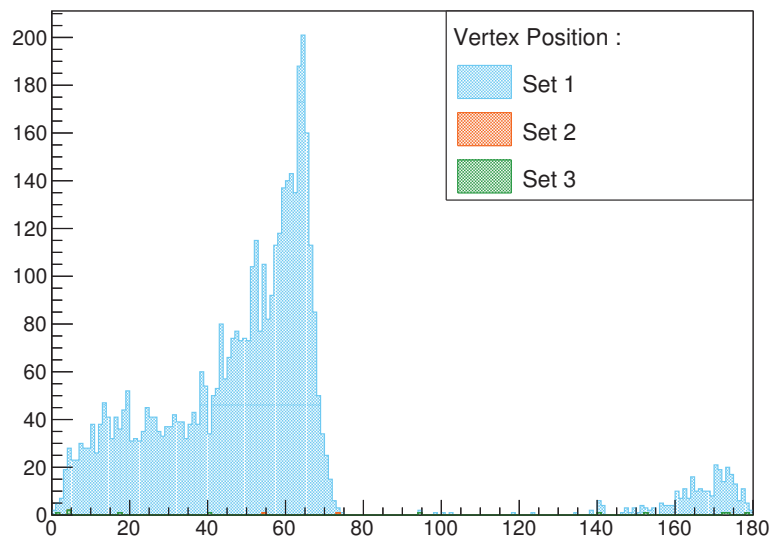


FIGURE C.23 – Angle d'incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d'impulsion supérieure à $100 \text{ MeV}/c$ sur la couche 4.

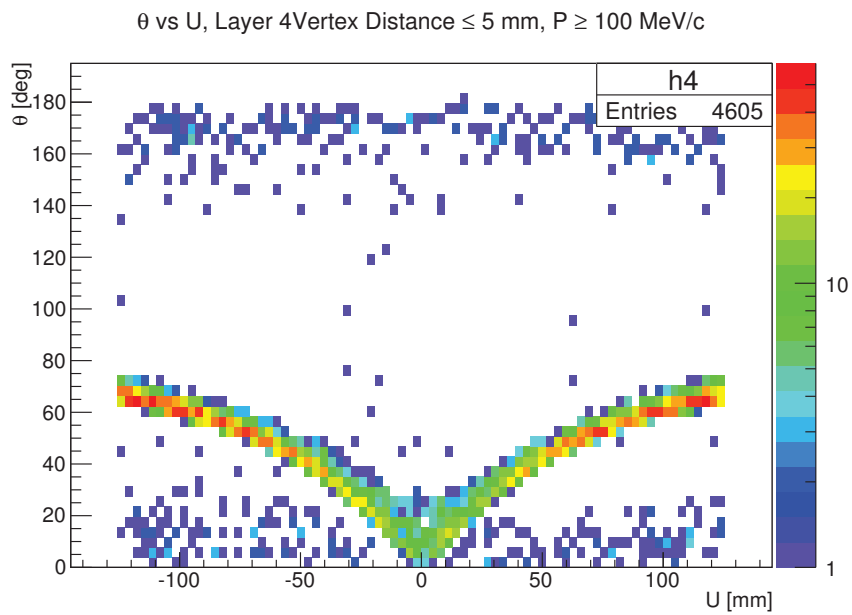


FIGURE C.24 – Angle d'incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d'impulsion supérieure à $100 \text{ MeV}/c$ de la couche 4 en fonction de la position des impacts selon l'axe U de l'échelle considérée. Seules les particules dont le vertex est compris dans une sphère de 5 mm autour du point d'interaction sont représentées. U est selon l'axe du faisceau.

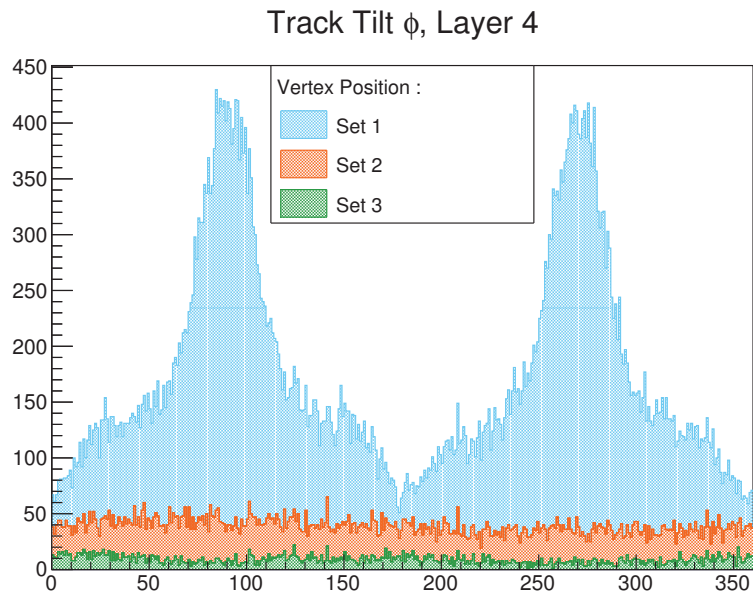


FIGURE C.25 – Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 4.

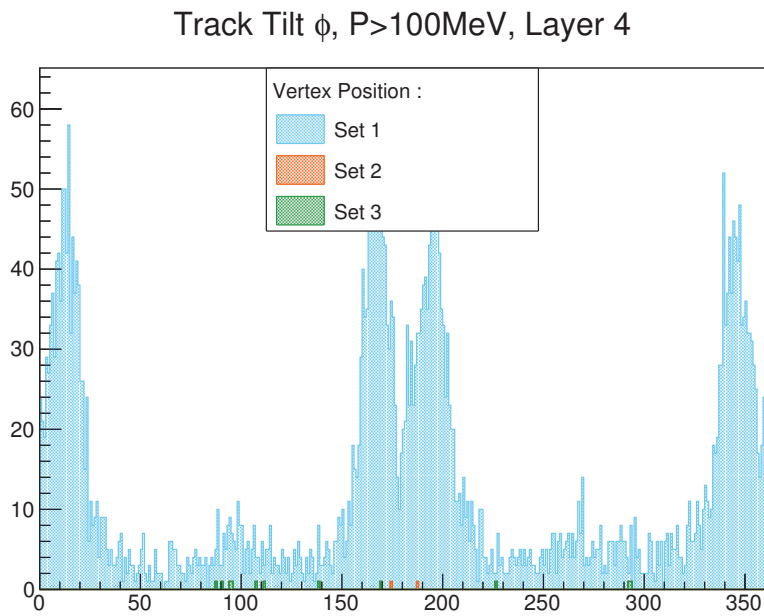


FIGURE C.26 – Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 4 pour les impacts associés à des impulsions supérieures à $100 \text{ MeV}/c$.

Track Tilt θ , Layer 5

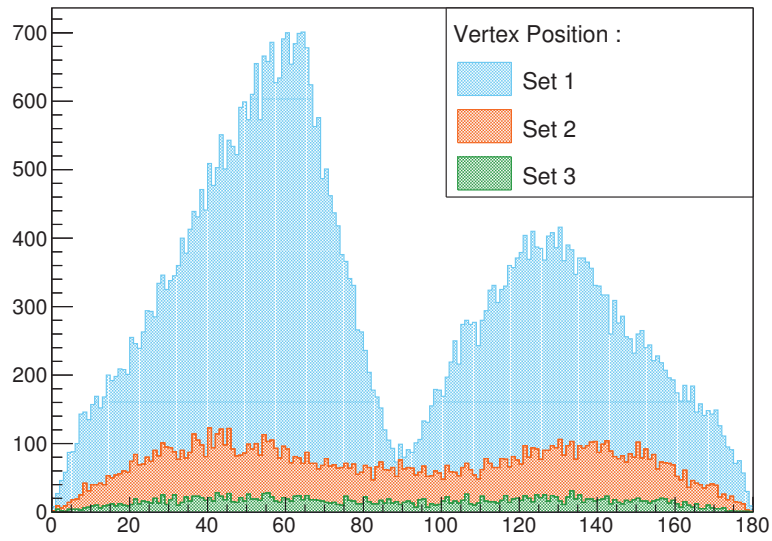


FIGURE C.27 – Distribution des angles θ reconstruits pour chaque impact sur les échelles de la couche 5. Les couleurs bleue, rouge et verte distinguent les positions des vertex des particules associées aux impacts.

Track Tilt θ , $P > 100\text{MeV}$, Layer 5

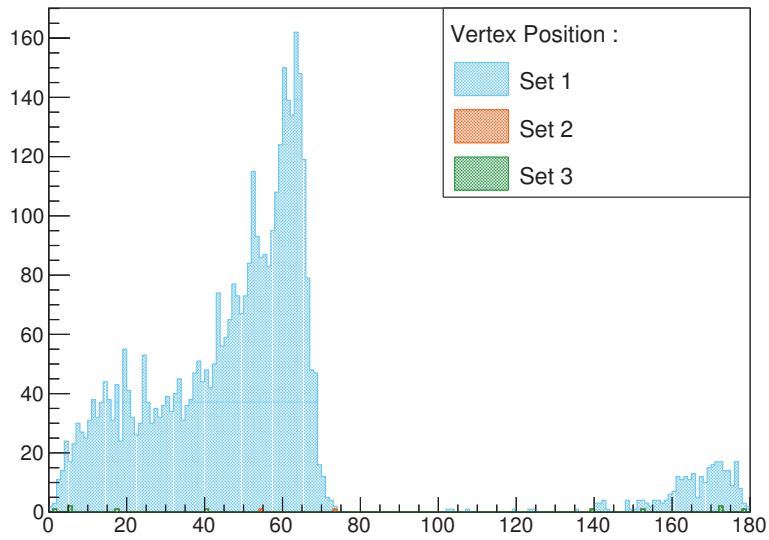


FIGURE C.28 – Angle d'incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d'impulsion supérieure à $100\text{MeV}/c$ sur la couche 5.

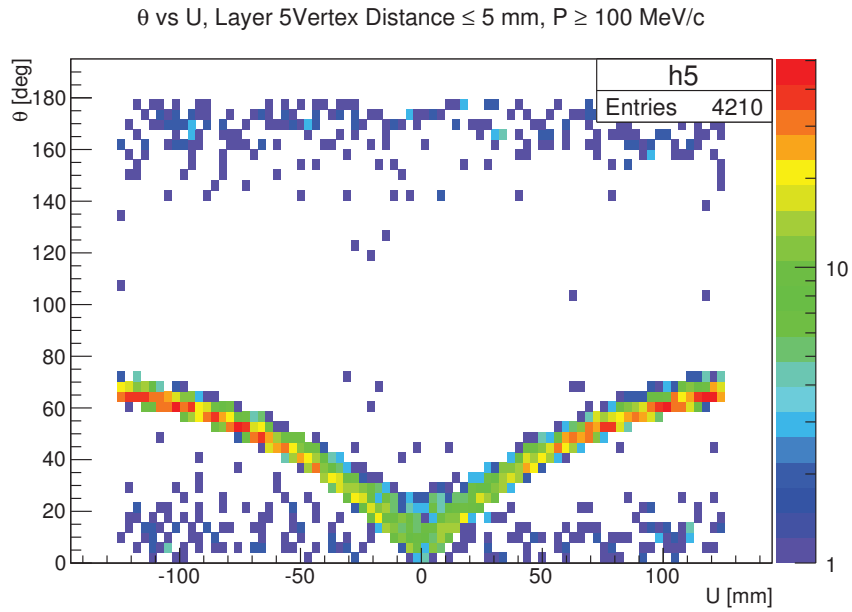


FIGURE C.29 – Angle d'incidence θ associé aux impacts de bruit de fond d'impulsion supérieure à $100\text{MeV}/c$ de la couche 5 en fonction de la position des impacts selon l'axe U de l'échelle considérée. Seules les particules dont le vertex est compris dans une sphère de 5 mm autour du point d'interaction sont représentées. U est selon l'axe du faisceau.

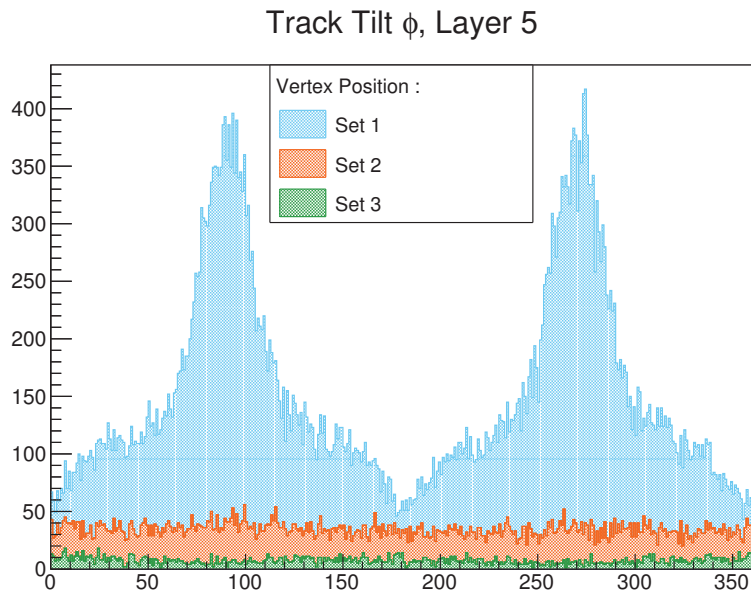


FIGURE C.30 – Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 5.

Track Tilt ϕ , $P > 100 \text{ MeV}$, Layer 5

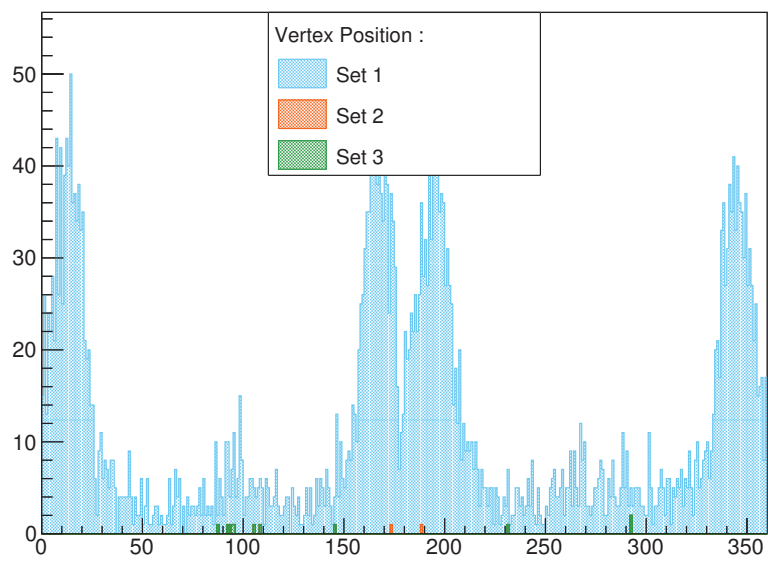


FIGURE C.31 – Angle local ϕ associé à chaque impact de bruit de fond de la couche 5 pour les impacts associés à des impulsions supérieures à $100 \text{ MeV}/c$.

C.3 Taux d'occupation moyens des capteurs des couches 1 à 5 :

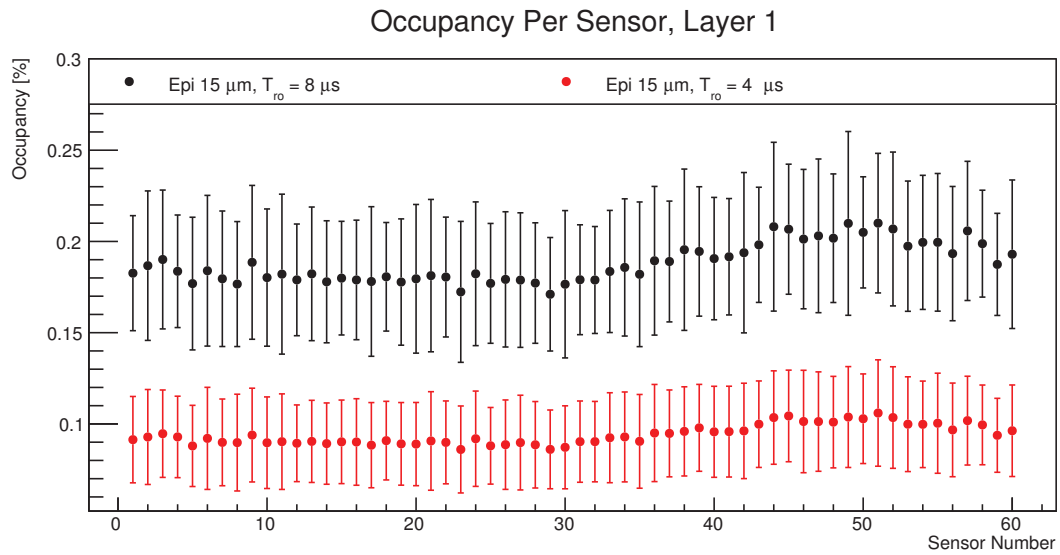


FIGURE C.32 – Taux d'occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 1 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de $15 \mu\text{m}$ et des pixels de $22 \times 33 \mu\text{m}^2$ sont utilisés.

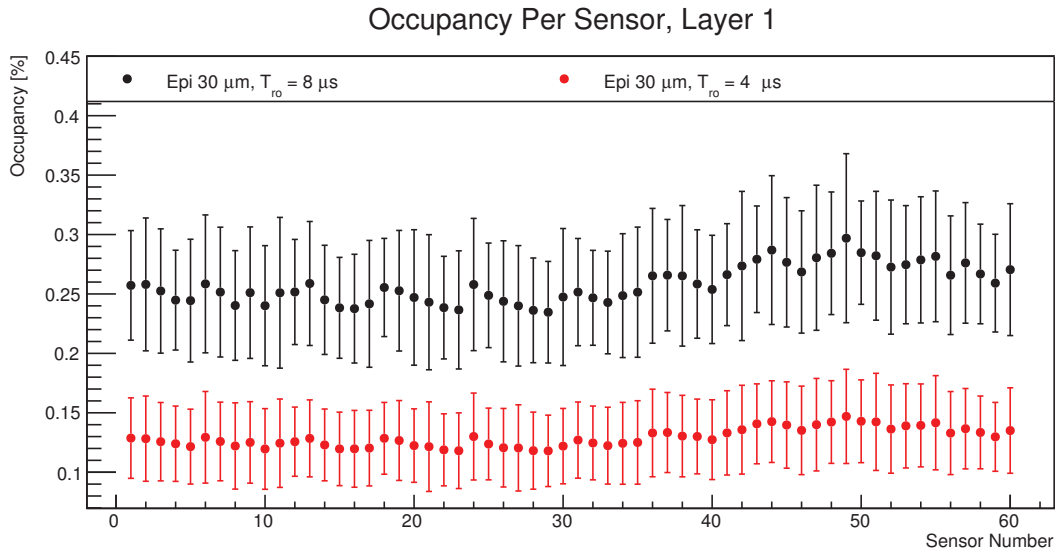


FIGURE C.33 – Taux d’occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 1 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de $30\ \mu\text{m}$ et des pixels de $22 \times 33\ \mu\text{m}^2$ sont utilisés.

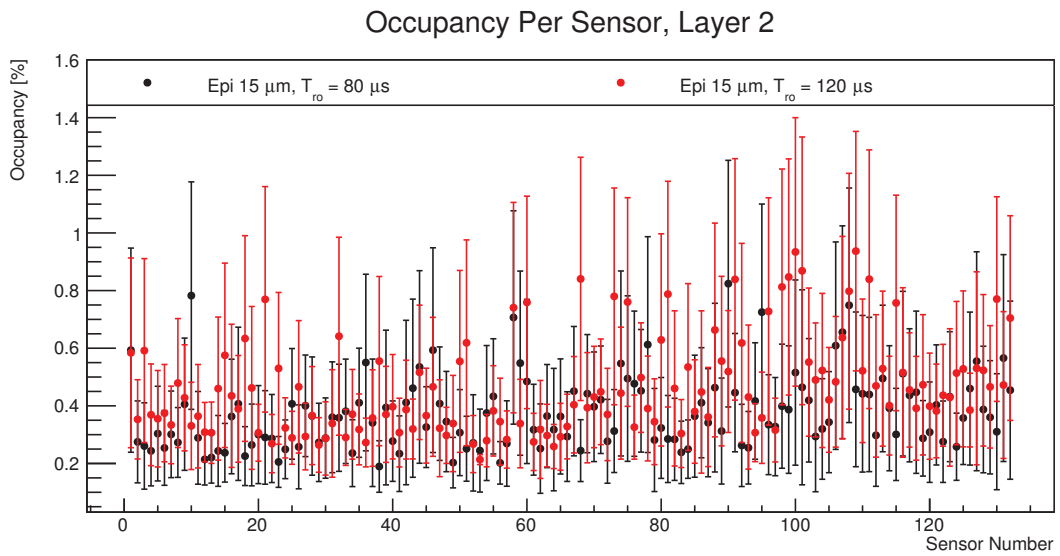


FIGURE C.34 – Taux d’occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 2 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de $15\ \mu\text{m}$ et des pixels de $25 \times 50\ \mu\text{m}^2$ ou $34 \times 34\ \mu\text{m}^2$ sont utilisés.

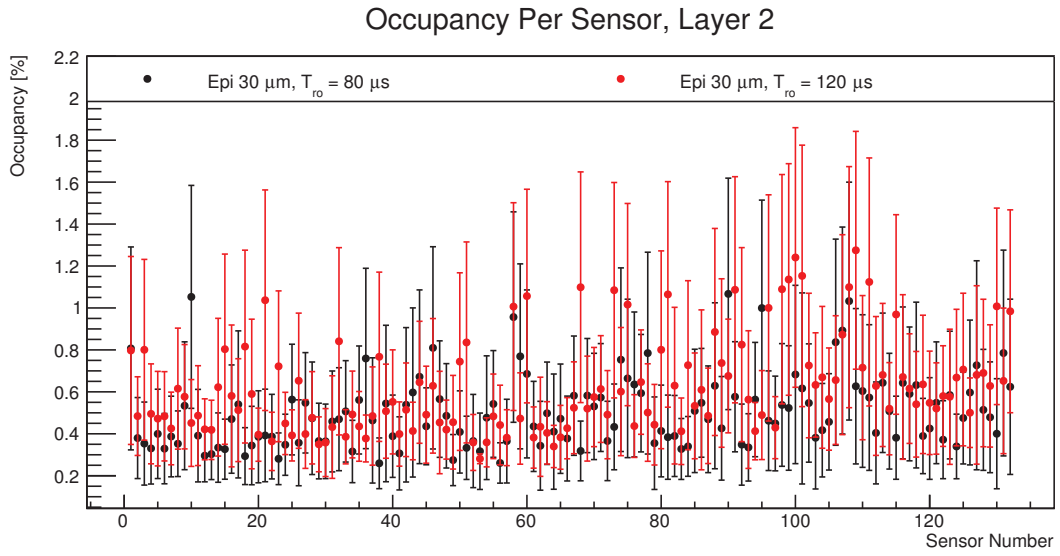


FIGURE C.35 – Taux d’occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 2 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de $30 \mu\text{m}$ et des pixels de $25 \times 50 \mu\text{m}^2$ ou $34 \times 34 \mu\text{m}^2$ sont utilisés.

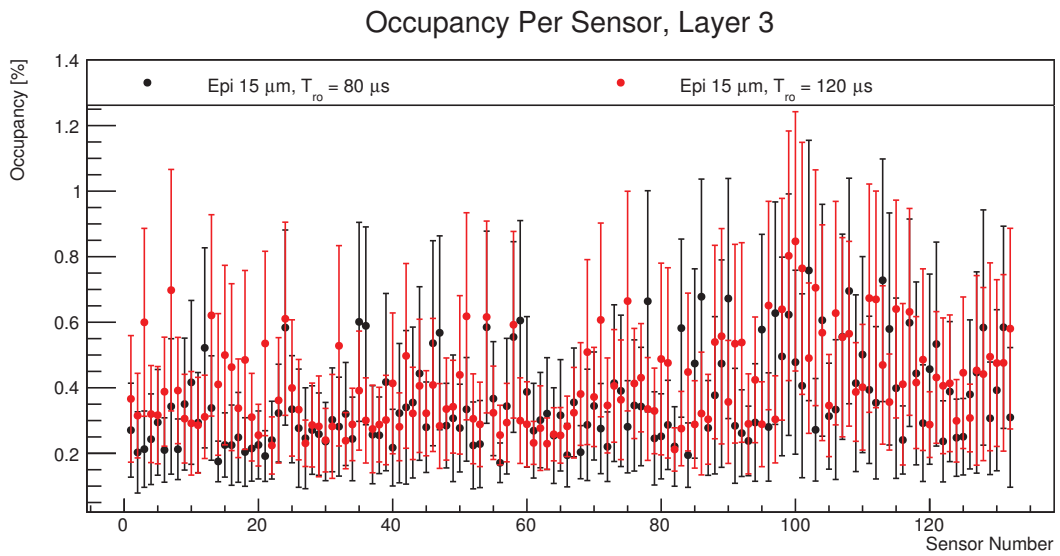


FIGURE C.36 – Taux d’occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 3 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de $15 \mu\text{m}$ et des pixels de $25 \times 50 \mu\text{m}^2$ ou $34 \times 34 \mu\text{m}^2$ sont utilisés.

Occupancy Per Sensor, Layer 3

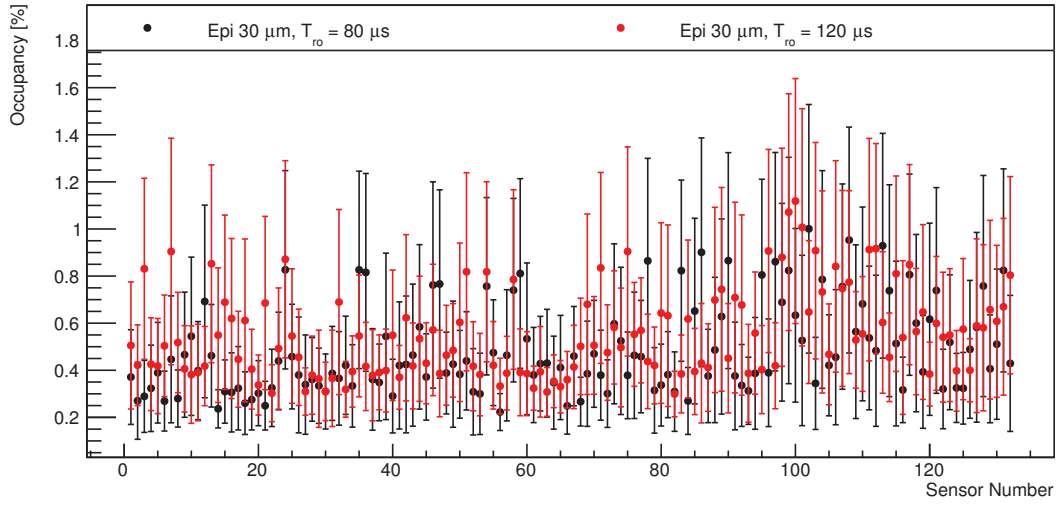


FIGURE C.37 – Taux d’occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 3 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de 30 μm et des pixels de 25 × 50μm² ou 34 × 34μm² sont utilisés.

Occupancy Per Sensor, Layer 4

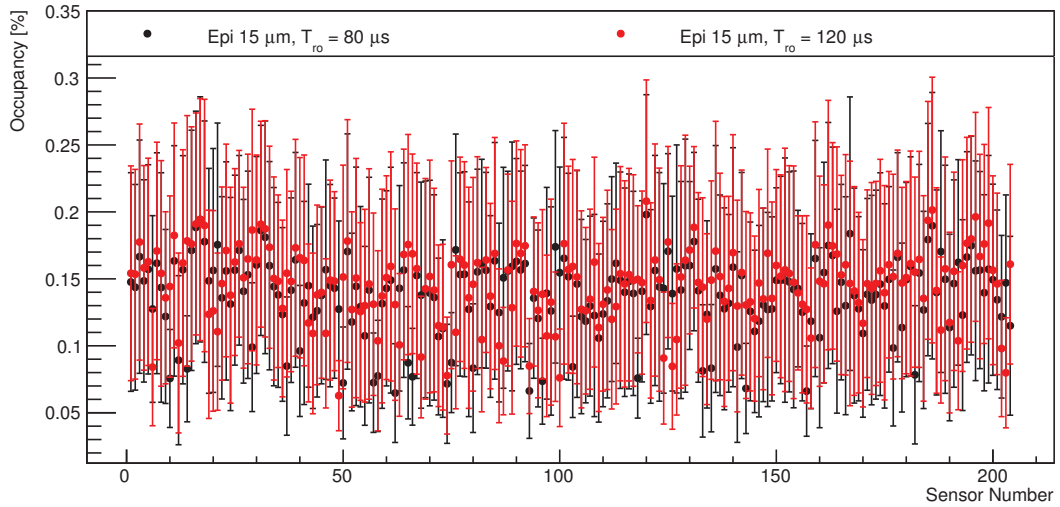


FIGURE C.38 – Taux d’occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 4 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de 15 μm et des pixels de 25 × 50μm² ou 34 × 34μm² sont utilisés.

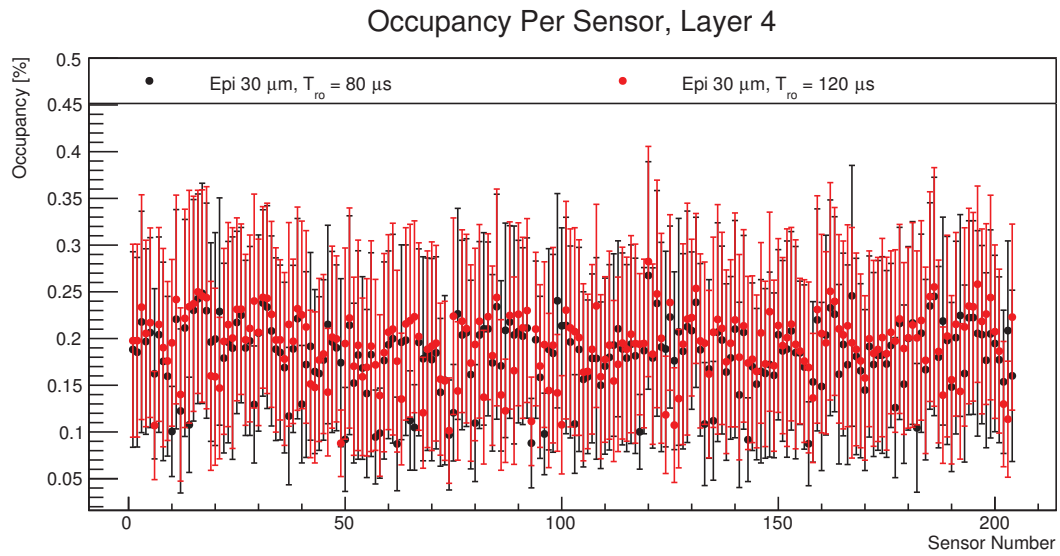


FIGURE C.39 – Taux d’occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 4 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de 30 μm et des pixels de 25 × 50μm² ou 34 × 34μm² sont utilisés.

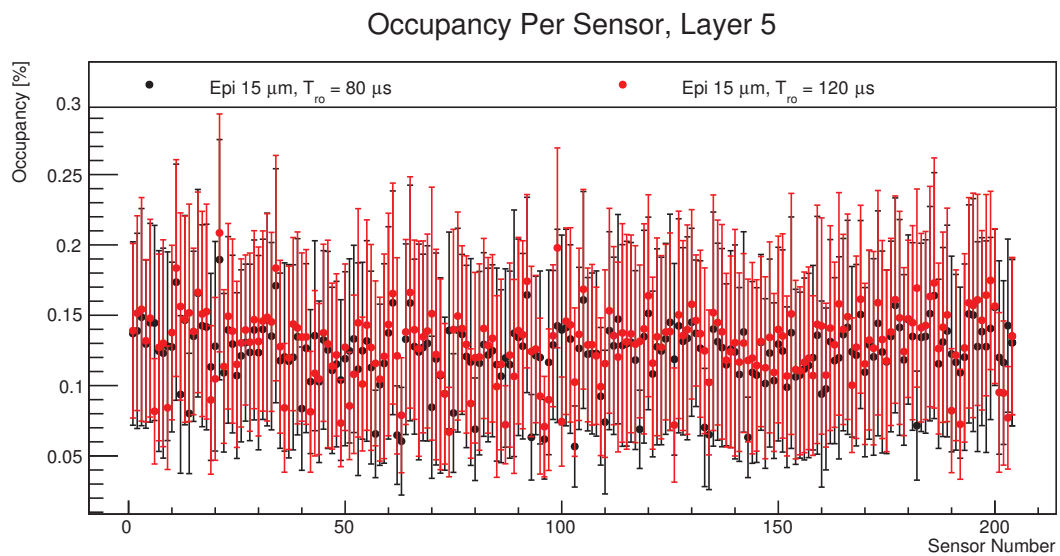


FIGURE C.40 – Taux d’occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 5 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de 15 μm et des pixels de 25 × 50μm² ou 34 × 34μm² sont utilisés.

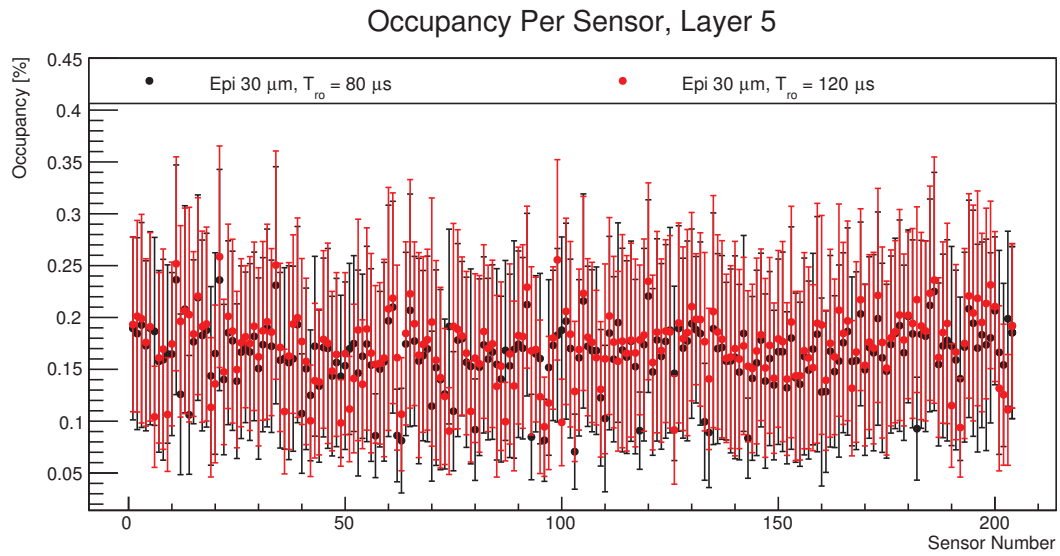


FIGURE C.41 – Taux d’occupation moyens obtenus avec notre méthode pour les capteurs la couche numéro 5 en fonction du temps de lecture de ceux-ci. Une couche épitaxiée de 30 μm et des pixels de $25 \times 50 \mu\text{m}^2$ ou $34 \times 34 \mu\text{m}^2$ sont utilisés.

C.4 Fraction des occupations des capteurs des couches 1, 3, 4 et 5 :

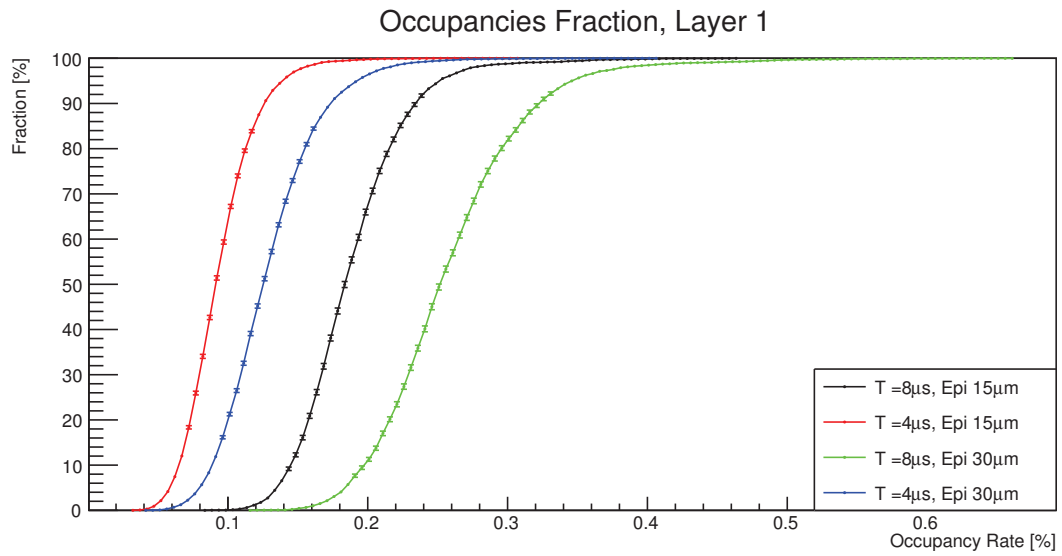


FIGURE C.42 – Fractions des taux d'occupation par lecture restant inférieurs à une certaine limite d'occupation en fonction du temps de lecture de la couche 1. La totalité des capteurs de la couche 1 sont utilisées. Les résultats pour les deux épaisseurs de couche épitaxiée sont inclus.

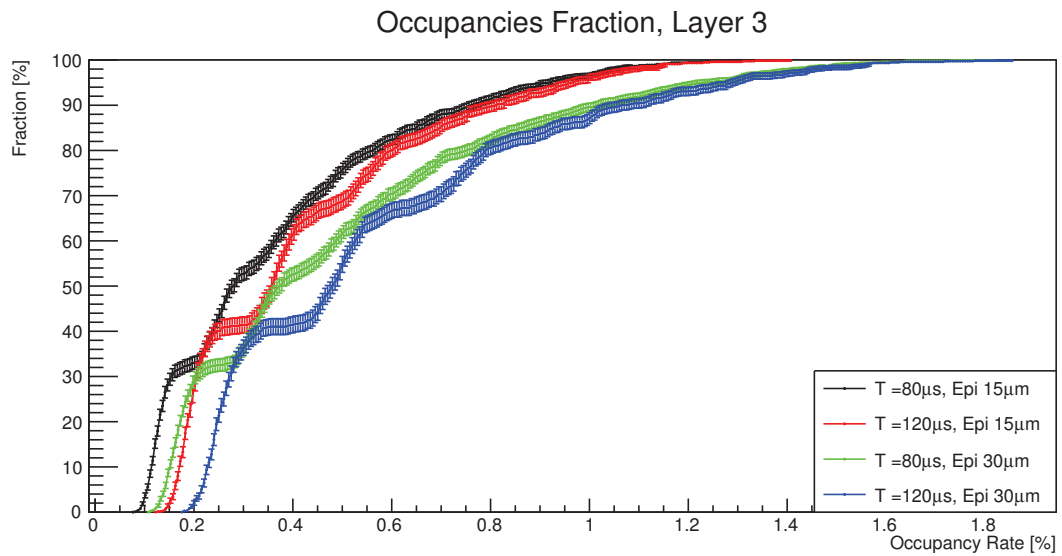


FIGURE C.43 – Fractions des taux d'occupation par lecture restant inférieurs à une certaine limite d'occupation en fonction du temps de lecture de la couche 3. La totalité des capteurs de la couche 3 sont utilisées. Les résultats pour les deux épaisseurs de couche épitaxiée sont inclus.

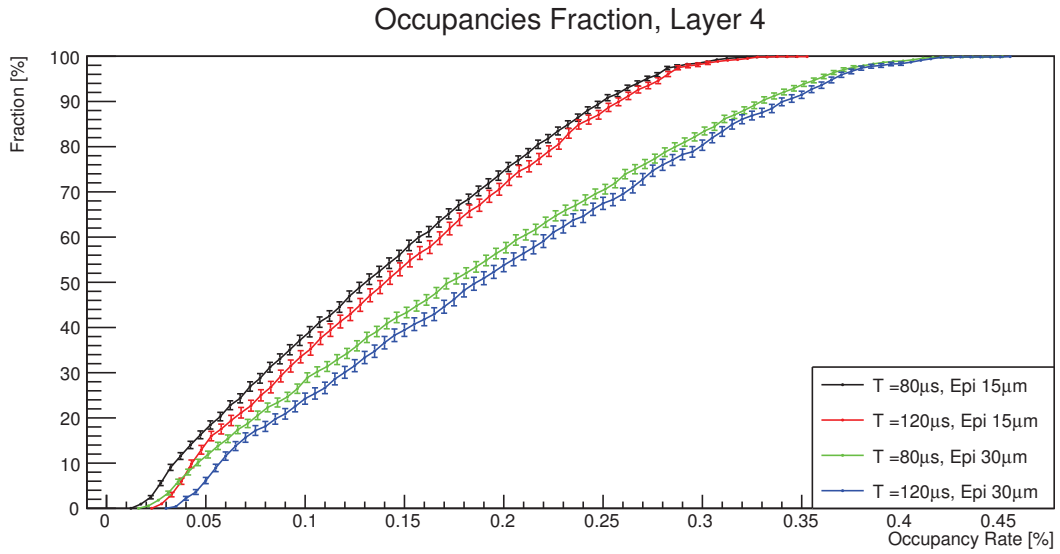


FIGURE C.44 – Fractions des taux d'occupation par lecture restant inférieurs à une certaine limite d'occupation en fonction du temps de lecture de la couche 4. La totalité des capteurs de la couche 4 sont utilisées. Les résultats pour les deux épaisseurs de couche épitaxiée sont inclus.

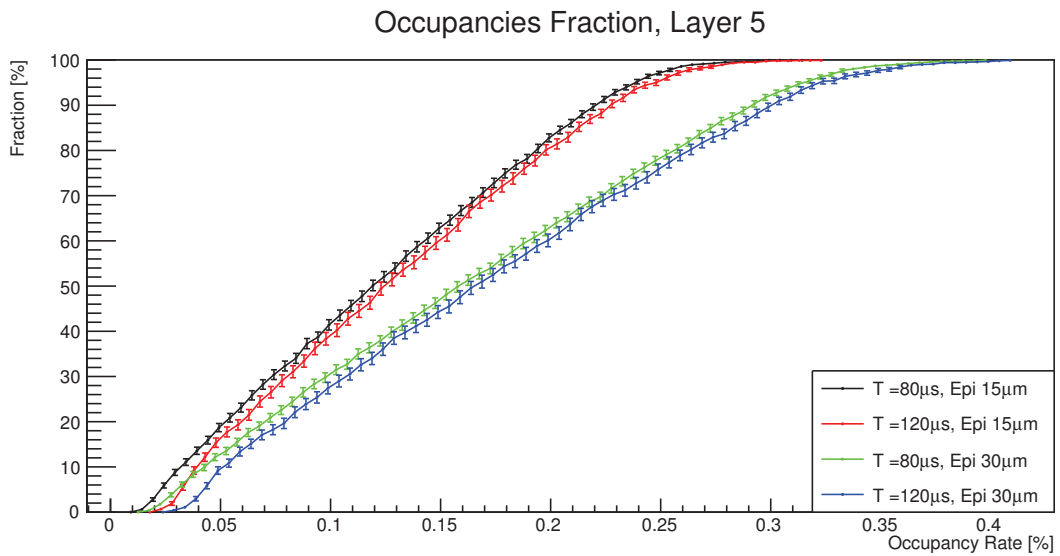


FIGURE C.45 – Fractions des taux d'occupation par lecture restant inférieurs à une certaine limite d'occupation en fonction du temps de lecture de la couche 5. La totalité des capteurs de la couche 5 sont utilisées. Les résultats pour les deux épaisseurs de couche épitaxiée sont inclus.

Bibliographie

- [1] “Precise determination of the mass of the Higgs boson and studies of the compatibility of its couplings with the standard model,” Tech. Rep. CMS-PAS-HIG-14-009, CERN, Geneva, 2014.
- [2] T. Behnke, J. E. Brau, P. N. Burrows, J. Fuster, M. Peskin, *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 4 : Detectors,” 2013.
- [3] M. Dova, P. Garcia-Abia, and W. Lohmann, “Determination of the Higgs boson spin with a linear e^+e^- collider,” pp. 182–186, 2003.
- [4] H. Ono and A. Miyamoto, “A study of measurement precision of the Higgs boson branching ratios at the International Linear Collider,” *Eur.Phys.J.*, vol. C73, p. 2343, 2013.
- [5] M. E. Peskin, “Comparison of LHC and ILC Capabilities for Higgs Boson Coupling Measurements,” 2012.
- [6] M. Zolotarev, E. Kuraev, and V. Serbo, “ESTIMATES OF ELECTROMAGNETIC BACKGROUND PROCESSES FOR THE VLEPP PROJECT,” 1987.
- [7] J. Baudot, A. Besson, G. Claus, W. Dulinski, A. Dorokhov, *et al.*, “Optimization of CMOS pixel sensors for high performance vertexing and tracking,” *Nucl.Instrum.Meth.*, vol. A732, pp. 480–483, 2013.
- [8] C. Escobar, “Track based alignment of the ATLAS Silicon Tracker,” *PoS*, vol. VERTEX2008, p. 026, 2008.
- [9] P. Langacker, “Introduction to the Standard Model and Electroweak Physics,” pp. 3–48, 2009.
- [10] S. Glashow, “Partial Symmetries of Weak Interactions,” *Nucl.Phys.*, vol. 22, pp. 579–588, 1961.
- [11] S. Weinberg, “A Model of Leptons,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 19, pp. 1264–1266, 1967.
- [12] J. S. Schwinger, “Gauge Invariance and Mass,” *Phys.Rev.*, vol. 125, pp. 397–398, 1962.
- [13] Anderson, P. W., “Plasmons, Gauge Invariance, and Mass,” *Phys. Rev.*, vol. 130, pp. 439–442, Apr 1963.
- [14] P. W. Higgs, “Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 13, pp. 508–509, 1964.

- [15] Higgs, Peter W., “Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons,” *Phys. Rev.*, vol. 145, pp. 1156–1163, May 1966.
- [16] Englert, F. and Brout, R., “Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, pp. 321–323, Aug 1964.
- [17] Guralnik, G. S. and Hagen, C. R. and Kibble, T. W. B., “Global Conservation Laws and Massless Particles,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, pp. 585–587, Nov 1964.
- [18] G. ’t Hooft, “Renormalizable Lagrangians for Massive Yang-Mills Fields,” *Nucl.Phys.*, vol. B35, pp. 167–188, 1971.
- [19] G. ’t Hooft and M. Veltman, “Combinatorics of gauge fields,” *Nucl.Phys.*, vol. B50, pp. 318–353, 1972.
- [20] B. Lee and J. Zinn-Justin, “Spontaneously Broken Gauge Symmetries. 1. Preliminaries,” *Phys.Rev.*, vol. D5, pp. 3121–3137, 1972.
- [21] B. Lee and J. Zinn-Justin, “Spontaneously Broken Gauge Symmetries. 4. General Gauge Formulation,” *Phys.Rev.*, vol. D7, pp. 1049–1056, 1973.
- [22] S. R. Coleman and E. J. Weinberg, “Radiative Corrections as the Origin of Spontaneous Symmetry Breaking,” *Phys.Rev.*, vol. D7, pp. 1888–1910, 1973.
- [23] T. Kibble, “Symmetry breaking in nonAbelian gauge theories,” *Phys.Rev.*, vol. 155, pp. 1554–1561, 1967.
- [24] Y. Nambu, “Axial vector current conservation in weak interactions,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 4, pp. 380–382, 1960.
- [25] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, “Dynamical Model of Elementary Particles Based on an Analogy with Superconductivity. 1.,” *Phys.Rev.*, vol. 122, pp. 345–358, 1961.
- [26] J. Goldstone, “Field Theories with Superconductor Solutions,” *Nuovo Cim.*, vol. 19, pp. 154–164, 1961.
- [27] J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg, “Broken Symmetries,” *Phys.Rev.*, vol. 127, pp. 965–970, 1962.
- [28] G. Arnison *et al.*, “Recent Results on Intermediate Vector Boson Properties at the CERN Super Proton Synchrotron Collider,” *Phys.Lett.*, vol. B166, pp. 484–490, 1986.
- [29] R. Ansari *et al.*, “Measurement of the Standard Model Parameters from a Study of W and Z Bosons,” *Phys.Lett.*, vol. B186, pp. 440–451, 1987.
- [30] M. Dine, “TASI lectures on the strong CP problem,” pp. 349–369, 2000.
- [31] F. Abe *et al.*, “Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions,” *Phys.Rev.Lett.*, vol. 74, pp. 2626–2631, 1995.
- [32] “First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass,” 2014.
- [33] G. Aad *et al.*, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,” *Phys.Lett.*, vol. B716, pp. 1–29, 2012.

- [34] S. Chatrchyan *et al.*, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC,” *Phys.Lett.*, vol. B716, pp. 30–61, 2012.
- [35] G. Aad *et al.*, “Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data,” *Phys.Lett.*, vol. B726, pp. 120–144, 2013.
- [36] G. Aad *et al.*, “Measurement of the Higgs boson mass from the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ channels with the ATLAS detector using 25 fb^{-1} of pp collision data,” 2014.
- [37] H. Wang, “Discovery of the Higgs boson by the ATLAS and CMS experiments at the LHC,” *Sci.China Phys.Mech.Astron.*, vol. 57, no. 10, pp. 1822–1834, 2014.
- [38] M. Benedikt, D. Schulte, J. Wenninger, and F. Zimmermann, “Challenges for highest energy circular colliders,” Tech. Rep. CERN-ACC-2014-0153, CERN, Geneva, Jun 2014.
- [39] S. Dawson, A. Gritsan, H. Logan, J. Qian, C. Tully, *et al.*, “Working Group Report : Higgs Boson,” 2013.
- [40] R. Lipton, “Muon Collider : Plans, Progress and Challenges,” 2012.
- [41] O. Long, “Status of CKM Angle Measurements, a report from BaBar and BELLE,” 2010.
- [42] B. Barish and J. E. Brau, “The International Linear Collider,” *Int.J.Mod.Phys.*, vol. A28, no. 27, p. 1330039, 2013.
- [43] H. Baer, T. Barklow, K. Fujii, Y. Gao, A. Hoang, *et al.*, “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 2 : Physics,” 2013.
- [44] T. Abe *et al.*, “The International Large Detector : Letter of Intent,” 2010.
- [45] H. Li *et al.*, “HZ Recoil Mass and Cross Section Analysis in ILD,” 2012.
- [46] R. S. Gupta, H. Rzehak, and J. D. Wells, “How well do we need to measure the Higgs boson mass and self-coupling?,” *Phys.Rev.*, vol. D88, p. 055024, 2013.
- [47] C. Durig, K. Fujii, J. List, and J. Tian, “Model Independent Determination of HWW coupling and Higgs total width at ILC,” 2014.
- [48] R. Yonamine, K. Ikematsu, T. Tanabe, K. Fujii, Y. Kiyoy, *et al.*, “Measuring the top Yukawa coupling at the ILC at $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$,” *Phys.Rev.*, vol. D84, p. 014033, 2011.
- [49] P. Chen, “DISRUPTION, BEAMSTRAHLUNG, AND BEAMSTRAHLUNG PAIR CREATION,” 1989.
- [50] De Masi, R. and Winter, M., “Improved Estimate of the Occupancy by Beamstrahlung Electrons in the ILD Vertex Detector,” *ArXiv e-prints*, feb 2009.
- [51] A. Vogel, “Beam-induced backgrounds in detectors at the ILC,” 2008.
- [52] K. Olive *et al.*, “Review of Particle Physics,” *Chin.Phys.*, vol. C38, p. 090001, 2014.
- [53] M Deveaux and J Baudot and N Chon-Sen and G Claus and C Colledani and R De Masi and D Doering and A Dorokhov and G Dozière and W Dulinski and I Fröhlich

- and M G elin and M Goffe and A Himmi and C Hu-Guo and K Jaaskelainen and M Koziel and F Morel and C M untz and C Santos and C Schrader and M Specht and J Stroth and C Trageser and I Valin and F M Wagner and M Winter, “Radiation tolerance of a column parallel CMOS sensor with high resistivity epitaxial layer,” *Journal of Instrumentation*, vol. 6, no. 02, p. C02004, 2011.
- [54] A. Dorokhov, G. Bertolone, J. Baudot, A. Brogna, C. Colledani, G. Claus, R. D. Masi, M. Deveaux, G. Dozi ere, W. Dulinski, J.-C. Fontaine, M. Goffe, A. Himmi, C. Hu-Guo, K. Jaaskelainen, M. Koziel, F. Morel, C. Santos, M. Specht, I. Valin, G. Voutsinas, F. Wagner, and M. Winter, “Improved radiation tolerance of maps using a depleted epitaxial layer,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 624, no. 2, pp. 432 – 436, 2010. New Developments in Radiation Detectors Proceedings of the 11th European Symposium on Semiconductor Detectors 11th European Symposium on Semiconductor Detectors.
- [55] I. Valin, C. Hu-Guo, J. Baudot, G. Bertolone, A. Besson, C. Colledani, G. Claus, A. Dorokhov, G. Dozi ere, W. Dulinski, M. Gelin, M. Goffe, A. Himmi, K. Jaaskelainen, F. Morel, H. Pham, C. Santos, S. Senyukov, M. Specht, G. Voutsinas, J. Wang, and M. Winter, “A reticle size cmos pixel sensor dedicated to the star hft,” *Journal of Instrumentation*, vol. 7, no. 01, p. C01102, 2012.
- [56] J. Behr, “Test beam measurements with the eudet pixel telescope,” 2010.
- [57] J. Baudot, O. Bashinska, N. Chon-Sen, W. Dulinski, F. Hegner, *et al.*, “Development of Single- and Double-sided Ladders for the ILD Vertex Detectors,” 2012.
- [58] H. Perrey, “An EUDET / AIDA pixel beam telescope for detector development,” pp. 1996–1998, 2012.
- [59] S. Gibson, M. Dehchar, K. Horton, A. Lewis, Z. Liang, *et al.*, “A novel method for ATLAS FSI alignment based on rapid, direct phase monitoring,” 2010.
- [60] de Renstrom, P.B., *Alignment of Precision Tracking Systems and Its Importance for Physics Studies in High-energy Experiments*. 2012.
- [61] F. Heinemann, “Track based alignment of the ATLAS silicon detectors with the Robust Alignment algorithm,” 2007.
- [62] P. Bruckman, A. Hicheur, and S. Haywood, “Global χ^2 approach to the Alignment of the ATLAS Silicon Tracking Detectors,” 2005.
- [63] A. Bocci and W. Hulsbergen, “TRT alignment for SR1 cosmics and beyond,” 2007.
- [64] V. Blobel and C. Kleinwort, “A New method for the high precision alignment of track detectors,” pp. URL–STR(9), 2002.
- [65] V. Blobel, “Software alignment for tracking detectors,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 566, no. 1, pp. 5 – 13, 2006. Proceedings of the 1st Workshop on Tracking in High Multiplicity Environments 1st Workshop on Tracking in High Multiplicity Environments.

- [66] S. Blusk, O. Buchmuller, A. Jacholkowski, T. Ruf, J. Schieck, *et al.*, “Proceedings, first LHC Detector Alignment Workshop, CERN, Geneva, Switzerland, 4-6 September 2006,” 2007.
- [67] J. Behr, “Alignment procedures for the CMS silicon tracker,” *J.Phys.Conf.Ser.*, vol. 396, p. 022005, 2012.
- [68] S. Chatrchyan *et al.*, “Alignment of the CMS tracker with LHC and cosmic ray data,” *JINST*, vol. 9, p. P06009, 2014.
- [69] M. Gersabeck, “Alignment of the LHCb Vertex Locator,” *Nucl.Instrum.Meth.*, vol. A598, pp. 71–74, 2009.
- [70] A. Rossi, “Alice Alignment, Tracking and Physics Performance Results,” *PoS*, vol. VERTEX2010, p. 017, 2010.
- [71] K. Aamodt *et al.*, “Alignment of the ALICE Inner Tracking System with cosmic-ray tracks,” *JINST*, vol. 5, p. P03003, 2010.
- [72] C. Kleinwort, “General Broken Lines as advanced track fitting method,” *Nucl.Instrum.Meth.*, vol. A673, pp. 107–110, 2012.
- [73] P. Schleper, G. Steinbruck, and M. Stoye, “Alignment of the CMS silicon tracker using Millepede II,” *J.Phys.Conf.Ser.*, vol. 119, p. 032040, 2008.
- [74] V. Karimaki, T. Lampen, and F. Schilling, “The HIP algorithm for track based alignment and its application to the CMS pixel detector,” 2006.
- [75] F. Schilling, “Track-based alignment in the CMS detector,” pp. 181–186, 2006.
- [76] D. Brown, A. Gritsan, Z. Guo, and D. Roberts, “Local Alignment of the BABAR Silicon Vertex Tracking Detector,” *Nucl.Instrum.Meth.*, vol. A603, pp. 467–484, 2009.
- [77] E. Widl, R. Fruhwirth, and W. Adam, “A Kalman filter for track-based alignment,” 2006.
- [78] D. Sprenger, M. Weber, R. Adolphi, R. Brauer, L. Feld, *et al.*, “Validation of Kalman Filter alignment algorithm with cosmic-ray data using a CMS silicon strip tracker endcap,” *JINST*, vol. 5, p. P06007, 2010.
- [79] J. M. Amoraal, M. H. M. Merk, and W. D. Hulsbergen, *Alignment with Kalman filter fitted tracks and reconstruction of $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ decays*. PhD thesis, Amsterdam, Vrije U., Amsterdam, 2011. Presented 11 Apr 2011.
- [80] Andy Hammerlindl, John Bowman, and Tom Prince, “Asymptote is a powerful descriptive vector graphics language that provides a natural coordinate-based framework for technical drawing.” 2015.
- [81] L. Garrison, “Measurement of Neutron and Muon Fluxes 100 m Underground with the SciBath Detector,”
- [82] D. Schulte, M. Alabau, P. Bambade, O. Dadoun, G. Le Meur, *et al.*, “GUINEA PIG++ : An Upgraded Version of the Linear Collider Beam Beam Interaction Simulation Code GUINEA PIG,” *Conf.Proc.*, vol. C070625, p. 2728, 2007.
- [83] T. Behnke and F. Gaede, “Software for the International Linear Collider : Simulation and reconstruction frameworks,” *Pramana*, vol. 69, pp. 1089–1092, 2007.

- [84] Eduard Avetisyan, “Study of pair background in ILD,” 2013.
- [85] R. De Masi and M. Winter, “Improved Estimate of the Occupancy by Beamstrahlung Electrons in the ILD Vertex Detector,” 2009.
- [86] B. Abelev *et al.*, “Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Inner Tracking System,” *J. Phys.*, vol. G41, p. 087002, 2014.

Trajectométrie dans le cadre du projet européen AIDA.

Résumé

Ce travail se place dans le contexte du détecteur de vertex (VXD) composé de capteurs CMOS pour l'ILC, et dans celui du télescope en faisceau du projet européen AIDA. La thèse inclut les tests en faisceau des éléments du télescope AIDA : les super-plans SALAT et les échelles double faces PLUME. Elle questionne la valeur ajoutée en terme d'alignement, des couches double faces de capteurs CMOS pour le VXD de l'ILD. Une nouvelle méthode d'alignement autonome de chacune des 3 double couches du VXD grâce aux mini-vecteurs construits sur chaque zone de recouvrement inter-échelle est proposée et a été testée avec des particules de haute impulsion. Cependant, seules les particules du bruit de fond faisceau, de plus basses impulsions, permettent l'obtention d'une statistique suffisante pour cet alignement. Ce bruit de fond a alors été étudié et une estimation des taux d'occupation des capteurs du VXD a conduit à une ré-estimation des vitesses de lecture des capteurs de chaque couche du VXD.

Mots Clés : Détecteur de vertex, Trajectométrie, capteurs CMOS (CPS), International Linear Collider (ILC), Advanced European Infrastructures for Detectors at Accelerators (AIDA), Alignement, Bruit de fond faisceau.

Résumé en anglais

This work was conducted in the context of a vertex detector (VXD) composed of CMOS sensors for ILC and in the context of the beam telescope of the european project AIDA. The provides the results of beam tests for the new telescope components : the SALAT super-planes and the PLUME double sided ladders. The thesis addresses the added value in terms of alignment, of double sided layers of CMOS sensors for the VXD of ILC. A new standalone alignment method of each of the three double sided layers of VXD with the mini-vectors built on each overlapping zone between the consecutive ladders is analysed. Such alignment was validated with high momentum particles. However, only the beam background particles, with lower momentum, can provide the minimum statistic for this kind of alignment. Thus, the beam background noise was studied and the occupancy rate of the VXD sensors was studied. This led to a reassessment of the readout speed for the sensors of each layer of the VXD.

Keywords : Vertex Detector, Tracking, CMOS pixel sensor (CPS), International Linear Collider (ILC), Advanced European Infrastructures for Detectors at Accelerators (AIDA), Alignment, Beam Background.