

UNIVERSITÉ DE NANTES
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES
ÉCOLE DOCTORALE
SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE L'INFORMATION ET DES MATÉRIAUX

Année : 2007

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

Performances du détecteur en silicium à micropistes de l'expérience STAR à RHIC

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Physique Nucléaire

Spécialité : Physique des Ions Lourds

Présentée et soutenue publiquement par

Jonathan BOUCHET

Le 29 octobre 2007, devant le jury ci-dessous

Président Barbara Erazmus *Directeur de recherche, CNRS, Subatech, Nantes*

Rapporteurs Jérôme Lauret *Brookhaven National Laboratory, Upton*

Spyridon Margetis *Professeur, Kent State University, Kent*

Examineurs Jérôme Baudot *Maître de conférence, Université Louis Pasteur, IPHC, Strasbourg*

Barbara Erazmus *Directeur de recherche, CNRS, Subatech, Nantes*

Sonia Kabana *Professeur, Université de Nantes, Subatech, Nantes*

Spyridon Margetis *Professeur, Kent State University, Kent*

Directeur de thèse : Sonia Kabana, *Professeur, Université de Nantes, Subatech, Nantes*

N° ED 366-322



Performances of the silicon Strip Detector of the STAR
experiment at RHIC.

*Performances du détecteur en silicium à micropistes de l'expérience
STAR à RHIC.*

Jonathan Bouchet

SUBATECH, Nantes (France), 2007

À mes parents

Remerciements

Je tiens en premier lieu à exprimer ma gratitude à Sonia Kabana d'avoir encadré ce travail de thèse. Mes remerciements vont aussi à Jacques Martino, qui m'a accueilli au sein du laboratoire SUBATECH et a permis aussi que ce travail se déroule dans les meilleures conditions en me permettant d'aller travailler au BNL plusieurs fois durant ma thèse.

Je voudrais ensuite remercier Jérôme Lauret ainsi que Spiridon Margetis d'avoir été les rapporteurs de cette thèse et par la même occasion de leur venue en France.

Merci d'avoir lu et corrigé ce manuscrit sous une forme préliminaire et en français et pour m'avoir fait parvenir leurs conseils et suggestions dans les meilleurs délais.

Ma gratitude va aussi naturellement à Jérôme Baudot et Barbara Erazmus d'avoir jugé ce travail. Leurs remarques concernant mon manuscrit furent aussi très utiles.

Je n'aurais pu évoluer au sein de SUBATECH sans l'aide précieuse de Christelle Roy. Pour tout ce que tu as fait pour moi durant ces 3 ans, merci.

Je remercie aussi Lilian Martin de m'avoir accueilli au sein du groupe STAR de Subatech durant ma première année de thèse et d'avoir encadré en partie ce travail de thèse. Je le remercie aussi de m'avoir permis de voir le détecteur «en vrai» lors de travaux de maintenance du détecteur à BNL. J'associe à ces remerciements Joerg Reinnarth, post-doctorant, pour son aide et soutien.

Je voudrais aussi remercier les personnes de la collaboration STAR que j'ai pu rencontré.

En premier lieu mes remerciements vont à Yuri Fisyak, qui a toujours répondu à mes questions et pour sa disponibilité, ainsi que les autres membres de la *Software & Computing* team : Jérôme Lauret, Spiridon Margetis, Gene Van Buren, Michael De Phillips, Lidia Didenko, Victor Perevoztchikov, Maxim Potekhin.

Merci encore infiniment à Jérôme pour son aide et pour m'avoir proposé la responsabilité du code du SSD.

Je voudrais aussi remercier les membres du groupe SVT, spécialement Rene Bellwied, qui me donna la possibilité de présenter régulièrement mes travaux durant ces meetings, ainsi qu'Helen Caines, Sarah LaPointe, Christine Nattrass, Mark Heinz, Yvan Kotov, Rafael Derradi, Geraldo Vasconcelos.

Finalement, je voudrais remercier les personnes de LBNL et de BNL qui nous ont rejointes pour le run VII : Jim Thomas, Nu Xu, Howard Matis, Micheal Levine et particulièrement Vi Nham Tram. Je te suis vraiment reconnaissant pour ton aide et ta présence, à BNL et après.

Je voudrais aussi remercier les thésards avec qui j'ai partagé différents bureaux (avant et après déménagement) durant ces 3 années : Jérôme, Karim, Cyril, Ahmed, Anneli, Zaïda.

Merci aussi à Muriel Fallot et Guillaume Batigne pour leur aide et présence lors des répétitions de la soutenance de thèse, ainsi qu'à Stéphane Bouvier et Christophe Renard qui ont toujours répondu à mes questions.

Je remercie aussi Fabien (JDoe a commencé), eva, otaking et *C^{rie}*.

Et finalement et pas des moindres un infini merci à mon frère et ma soeur : pour votre aide et soutien dans les bons comme dans les moins bons moments, je n'ai pas de mots. Merci pour tout.

Acknowledgements

First of all my gratitude goes to Sonia Kabana for her guidance.

My thanks goes also to Jacques Martino, director of Subatech and allows this works was in good conditions by allowing to go several times at BNL.

I would like to thank Jérôme Lauret and Spirydon Margetis for reading this thesis handwritten and for their coming in France.

Thank you both for reading this manuscrit (in french) and for giving me corrections and advices in short time in order to improve it.

My gratitude goes also to Jérôme Baudot and Barbara Erazmus to judge this work as others dissertation members and for their useful suggestions for the manuscript.

I have to thank Christelle Roy, for her precious help at SUBATECH. For all that you made for me for these 3 years, thank you.

I also thank Lilian Martin for having received me within the STAR group at Subatech during my first year of thesis and for supervising partly this thesis. I also thank you for having allowed me to see the detector *in real* during the detector maintenance in BNL. I join to this gratitude Joerg Reinnarth, post - doctorant, for his help and support.

I would take the opportunity here to thank the people from the STAR Collaboration I have met.

I would like to thank gratefully Yuri Fisyak for his help, advices and disponibility and also all the others STAR Software & Computing members : Jérôme Lauret, Spirydon Margetis, Gene Van Buren, Michael De Phillips, Lidia Didenko, Victor Perevoztchikov, Maxim Potekhin.

Thanks again to Jérôme who gave me the responsability of the SSD software.

I would like to thank the members of the SVT group : Rene Bellwield, who kindly gave me the possibility to regularly present my work during these meeting, Helen Caines, Sarah LaPointe, Christine Natrass, Mark Heinz, Yvan Kotov, Rafael Derradi, Geraldo Vasconcelos.

Finally I would like to thank people from LBNL and BNL who joined the «SSD team» for this exciting 2007 run : Jim Thomas, Nu Xu, Howard Matis, Micheal Levine and especially Vi Nham Tram. I am deeply grateful for all you did for me these last months at BNL and after. Thank you.

I would also like to thank the PhD students with whom I shared different offices (before and after move) during these 3 years: Jérôme, Karim, Cyril, Ahmed, Anneli, Zaïda.

Thank you also to Muriel Fallot and Guillaume Batigne for their help and presence during the repetitions of the thesis, as well as to Stéphane Bouvier and Christophe Renard who always answered my questions.

I also thank Fabien (JDoe began), eva, otaking and *C^{ie}*.

And finally and not of the slightest an infinity thanks to my brother and my sister, for your help and support in good as in the least good instants.

Table des matières

Introduction	17
1 Quelques éléments de physique des ions lourds	19
1.1 Plasma de quarks et gluons	19
1.2 Diagramme des phases	20
1.3 Prédications des calculs QCD	21
1.4 Collisions d'ions lourds	22
1.5 Scénario de Björken	23
1.5.1 Déroulement d'une collision	23
1.5.2 Le pouvoir d'arrêt	25
1.6 Les signatures du plasma de quarks et de gluons	27
1.6.1 Signatures électromagnétiques	27
1.6.2 Suppression des quarkonia	28
1.6.3 Mésons vecteurs de faible masse, résonances	29
1.6.4 Augmentation de l'étrangeté	30
1.6.5 Suppression des particules de hautes impulsions transverses	31
1.6.6 Charme ouvert	32
2 RHIC	37
2.1 Complexe d'accélérateurs au BNL	37
2.2 Historique	37
2.2.1 Complexe pré accélérateur : le Tandem et le Booster	38
2.2.2 AGS	38
2.2.3 RHIC : une vue globale	39
2.2.4 Sites expérimentaux	40
2.3 STAR	42
2.4 Coeur de STAR : TPC	42
2.4.1 Description	43
2.4.2 Système de lecture	44
2.4.3 Reconstruction des points d'impacts dans la TPC	45
2.4.4 Perte d'énergie et identification des particules	45
2.5 L'aimant	46
2.6 Les détecteurs de déclenchement : ZDC et CTB	46
2.7 Trajectographie dans les pseudo rapidités élevées : les Forward TPC	48
2.8 Les calorimètres électromagnétiques	48
2.9 Détecteur de vertex interne	49

2.9.1	Le Silicon Vertex Tracker	49
2.9.2	Principe de détection	49
2.10	Le futur «proche» de STAR	52
2.10.1	DAQ1000	52
2.10.2	<i>Forward Meson Spectrometer</i>	52
2.10.3	Time of Flight	53
2.10.4	Heavy Flavor Tracker	53
3	Le Silicon Strip Detector	55
3.1	Motivations et apports de la 4 ^e couche de détecteurs en silicium	56
3.2	Description du détecteur	59
3.2.1	Description générale du SSD	59
3.2.2	Module de détection frontal : généralités	61
3.2.3	Détecteur en silicium	61
3.2.4	Circuit de lecture A128C	65
3.2.5	Le ruban TAB	66
3.3	Rappels sur la technologie des détecteurs au Si	66
3.3.1	Jonction PN	67
3.3.2	Détection des particules	69
3.4	Spécificités du SSD de STAR	70
3.4.1	Électronique de lecture	70
4	Analyse des données incluant le SSD	73
4.1	Piédestaux et valeurs de bruits	73
4.1.1	Notions et définitions	73
4.1.2	Stabilité des piédestaux	75
4.2	Reconstruction des amas de charge du SSD lors de la prise des données Cu+Cu à 62 GeV	79
4.2.1	Reconstruction et taille des amas de charge	80
4.2.2	Charge totale et signal sur bruit	84
4.2.3	Cas des collisions à 200 GeV/c	87
4.3	Partage des amas reconstruits	87
4.3.1	Position des amas reconstruits	89
4.4	Calibrage	92
4.4.1	Méthode du «pulser»	93
4.4.2	Résultats	95
4.5	Corrections au logiciel	97
4.5.1	Coupe sur le signal sur bruit des pistes voisines	97
4.5.2	Coupe sur la liste de pistes	99
4.6	Angle de Lorentz	101
4.6.1	Les résultats de l'expérience CMS	102
4.6.2	Implémentation de l'effet de Lorentz dans le logiciel de reconstruction	103
4.6.3	Possible adaptation au SSD	104
4.7	Conclusion	104

5	Analyse des données produites incluant le SSD	107
5.1	Conditions d'analyse	107
5.2	Grandeurs du SSD en corrélation avec celles des autres détecteurs	108
5.2.1	Densité de points d'impacts	110
5.3	La technique d'alignement des détecteurs de vertex	111
5.4	Efficacité de trajectographie	113
5.4.1	Définition de l'efficacité de trajectographie ϵ_{track}	113
5.5	Critère de qualité	118
5.5.1	Définition	118
5.5.2	Résultats concernant la production $P0\gamma_{ib}$	120
5.5.3	Résolutions sur les DCA en fonction de l'impulsion	124
5.5.4	Récapitulatif	127
6	Technique de reconstruction des particules étranges	129
6.1	Reconstruction du type V0	130
6.2	Coupures	135
6.3	Reconstruction des Λ	139
7	Simulation	143
7.1	Code de simulation complète	143
7.1.1	Modélisation du signal	143
7.1.2	Cadre de la simulation complète	145
7.2	Quelques résultats et comparaisons de la simulation complète	146
7.2.1	Taille des amas de charge	146
7.2.2	Signal sur bruit des amas de charge	147
7.2.3	Efficacités de trajectographie	150
7.3	Simulation rapide	152
7.3.1	Les motivations	152
7.3.2	Les principes de la simulation	153
7.3.3	Résultats	155
7.3.4	Densité de points reconstruits	156
A	Piédestaux et bruits pour le run V	163
B	Pourcentage de pistes bruyantes	169
C	Données Cu+Cu (62 GeV) : détail par échelle	173
D	Efficacité par échelle pour les collisions Cu+Cu (62GeV)	181
E	Trajectographie dans STAR	185
E.1	Star Computing Environnement	185
E.1.1	Vue d'ensemble du code de STAR	185
E.2	Description sommaire de TPT	185
E.3	Tentative de trajectographie avec les points du SVT	187
E.3.1	<i>Svt GroupeR</i>	187
E.3.2	Exemple : trace de haute impulsion de la TPC	189
E.3.3	Exemple : trace de basse impulsion de la TPC	190

E.3.4	Test du programme	192
E.3.5	<i>Svt TracKer</i>	193
E.3.6	<i>Svt Vector to vector Matching</i>	194
E.3.7	<i>External Silicon Tracker</i>	194
E.4	ITTF	196
E.4.1	Stratégie générale de reconstruction des traces	196
E.4.2	Représentations des objets utilisés dans ITTF	201
Bibliographie		208

Liste des tableaux

1.1	Bosons vecteurs des quatre interactions fondamentales [1]	19
1.2	6 saveurs des quarks [1]	20
1.3	Caractéristiques des accélérateurs utilisés pour l'étude des collisions d'ions lourds	23
1.4	Caractéristiques des principales particules charmées recherchées par décroissance topologique directe [1]	34
2.1	Caractéristiques géométriques du SVT	49
3.1	Campagnes d'acquisition durant 7 années du RHIC	55
3.2	Propriétés des particules de type Kink [2]	58
3.3	Propriétés des particules de type V0 [2]	58
3.4	Propriétés des particules de type Cascade [2]	58
3.5	Caractéristiques des détecteurs de trajectographie dans la partie centrale de STAR	59
3.6	Principales caractéristiques du circuit de lecture A128C	65
3.7	Positions dans le silicium des niveaux d'énergie des atomes dopeurs pour un gap de $E_g = 1.1$ eV (valeurs tirées de [3])	67
4.1	Statistique du run V à RHIC	73
4.2	Valeurs des écarts-types des ajustements gaussiens	77
4.3	Pourcentage du nombre d'amas reconstruits par le logiciel dont la taille est supérieure à 5 pistes ($\times 10^{-1}$)	82
4.4	Valeurs les plus probables (MPV), écart-types (et erreurs associées) de la charge totale obtenue à partir d'une distribution de Landau	84
4.5	Nombre moyen de pistes par modules et par évènement	100
5.1	Définition des classes de centralité pour des collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 200$ GeV	108
5.2	Taille des amas de charge en fonction de l'impulsion transverse des traces associées au point reconstruit	110
5.3	Densité de points d'impacts reconstruits dans le SSD pour des collisions à $\sqrt{s} = 200$ GeV	110
5.4	Corrections sur les erreurs associées aux points du SVT et du SSD	113
5.5	Efficacités intégrées selon l'impulsion des traces	117
5.6	Valeurs des résolutions sur les DCA (μm)	122
5.7	Valeurs des résolutions sur les DCA (μm)	122
5.8	Résolutions sur la DCA des traces d'impulsions $P = 1$ GeV pour des collisions à $\sqrt{s} = 200$ GeV	127
5.9	Valeurs du paramètre a pour des collisions à $\sqrt{s} = 200$ GeV	127

5.10 Résolutions sur la DCA (μm) des traces d'impulsions $P = 1 \text{ GeV}$ pour des collisions à $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ Min-Bias	128
6.1 Coupures géométriques utilisées pour la reconstruction du V0	132
6.2 Erreurs liées à la méthode 1	132
6.3 Résultats	135
7.1 Résumé des 3 types de simulations étudiées avec le simulateur complet	145
7.2 Conversion des valeurs ADC en nombre d'électrons	146
7.3 Efficacité intégrée pour les différentes configurations	152

Table des figures

1.1	Diagramme des phases de la matière nucléaire	21
1.2	Densité d'énergie ϵ/T^4 en fonction de T/T_c pour trois compositions de hadrons	22
1.3	La nucléo synthèse de hadrons	22
1.4	Évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds (dans le centre de masse)	23
1.5	Centralité de la collision	24
1.6	Distribution nette de baryons en fonction de la rapidité normalisée	25
1.7	Densité de particules chargées par unité de pseudo-rapacité mesurée à PHOBOS pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$	26
1.8	Production de photons dans les collisions d'ions lourds	27
1.9	Suppression du J/ψ mesurée par NA50	28
1.10	Facteur de modification nucléaire R_{AA} du J/ψ en fonction de N_{part} pour des collisions Au+Au	29
1.11	Masse effective des six quarks (échelle logarithmique)	29
1.12	De gauche à droite, le spectre de di-leptons en collisions p-Be, p-Au et Pb-Au	30
1.13	Mécanismes de production de l'étrangeté	30
1.14	Augmentation de l'étrangeté mesurée au SPS et au RHIC	31
1.15	Facteur de modification nucléaire R_{AB}	32
1.16	Asymétrie de la distribution de matière pour des collisions à paramètre d'impact non nul	33
1.17	Facteur de modification nucléaire des électrons pour des collisions d+Au et Au+Au à $\sqrt{s} = 200\text{ GeV}$	33
1.18	Mode de désintégration d'une paire $c\bar{c}$	34
1.19	Décroissance hadronique du $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$	35
2.1	Vue aérienne des accélérateurs et du collisionneur RHIC	38
2.2	Tandem Van der Graff	39
2.3	Vue d'ensemble du RHIC	39
2.4	Vue d'ensemble des détecteurs de PHOBOS	40
2.5	Vue d'ensemble des détecteurs de BRAHMS	41
2.6	Vue d'ensemble des détecteurs de PHENIX	41
2.7	Coupe longitudinale de STAR	42
2.8	Schéma représentant la TPC	43
2.9	Coupe transverse d'un pad de lecture de la TPC	44
2.10	Vue en coupe de la TPC	45
2.11	Perte d'énergie en fonction de l'impulsion pour différentes particules	46
2.12	Corrélation des signaux mesurés dans les ZDC et les CTB	47
2.13	Disposition des calorimètres électromagnétiques dans STAR	48

2.14	Schéma représentant les 3 couches de détecteurs du SVT	50
2.15	Module de détection (SDD) du SVT	50
2.16	Temps de dérive : $t_{max} - t_0$: l'axe x représentant l'indice des 120 cathodes d'une même face. t_0 correspond aux anodes les plus éloignées des cathodes où est appliquée la haute tension	51
2.17	Distribution de la vitesse de dérive v_{drift} des modules du SVT	51
2.18	Vue en coupe des améliorations prévues ces prochaines années dans STAR	52
2.19	Gauche : vue de face des 2 couches du HFT - Droite : Arrangement des échelles de la couche interne et externe	53
3.1	Résultats des simulations montrant l'efficacité du nouvel algorithme de trajectographie <i>EST</i>	57
3.2	Description générale du SSD	59
3.3	Support mécanique du SSD et d'une échelle	60
3.4	Module de détection	61
3.5	Le module de détection	61
3.6	Vrais et faux points d'impacts dans un détecteur double face	62
3.7	Analyse du signal collecté par les pistes face à face	63
3.8	Résolution des cas ambigus	64
3.9	Lecture des charges dans un détecteur au silicium double face à micropistes	65
3.10	Repliage et adaptation : solutions offertes par le TAB	66
3.11	Structure de bandes de niveaux d'énergie dans un semi-conducteur	67
3.12	Modélisation pour le calcul de la longueur de déplétion	68
3.13	Montage amplificateur associé au semi-conducteurs [4]	70
3.14	Architecture de lecture du SSD	71
4.1	Distribution des piédestaux et des valeurs de bruit des pistes d'un module	74
4.2	Format des tables stockant les valeurs des piédestaux et de bruits	75
4.3	Valeurs moyennes des piédestaux et des bruits par échelle en fonction du numéro d'acquisition de la prise de données	76
4.4	Distribution de la différence successive entre 2 valeurs de piédestaux et de bruit	76
4.5	Évolution des valeurs moyennes des piédestaux en fonction du temps pour l'échelle 11 P	78
4.6	Lien des points simulés avec les points reconstruits	78
4.7	Pourcentage du nombre de pistes bruyantes	79
4.8	Nombre de pistes pour des amas de charge reconstruits sur les faces P de toutes les échelles	80
4.9	Formation d'un amas de charge et taille des amas de charge en nombre de pistes pour les échelles (les barres d'erreurs sont statistiques)	81
4.10	Comparaison de la taille des amas avant et après identification géométrique	83
4.11	Charge totale des amas de charge de l'échelle 11	83
4.12	Perte d'énergie dans des matériaux de faibles épaisseurs (figures tirées de [5])	85
4.13	Signal sur bruit des amas de charge	85
4.14	Étude sur le signal sur bruit	86
4.15	Charge totale des amas en fonction de leur taille	87
4.16	Comparaison des caractéristiques de l'échelle 11 pour des collisions à 62 et 200 GeV	87
4.17	Charge totale des amas en fonction de leur taille	88
4.18	Résolution d'un amas en deux	88
4.19	Étude du rapport $r = \frac{q_R}{q_R + q_L}$	90

4.20	Cas des amas de charge à 3 pistes	91
4.21	Répartition des types de points d'impacts reconstruits	92
4.22	Corrélation des charges entre la face P et celles de la face N	93
4.23	Indices des pistes des A128C recevant du signal provenant du générateur d'impulsion interne pour chaque échelle	93
4.24	Réponse en signal de 2 pistes au pulser	94
4.25	Réponse en signal au pulser pour tous les A128C	94
4.26	Valeurs et distribution des coefficients correctifs (run V)	95
4.27	Méthode d'application des rapports	95
4.28	Différence entre les charges de la face P et celles de la face N pour un module de l'échelle 3	96
4.29	Rapport entre les charges de la face P et celles de la face N pour un module de l'échelle 3	96
4.30	Coupure à $s/b > 3$ pour toutes les tailles d'amas de charge	97
4.31	Étude pour toutes les coupures ; restriction à des tailles d'amas de charge < 10 pistes	97
4.32	Effet de la coupure en signal sur bruit appliquée sur les pistes voisines	98
4.33	Signal sur bruit des amas des charges en fonction des coupures	98
4.34	Répartition des points d'impacts en fonction des coupures	99
4.35	Effet de la coupure sur la liste des pistes	99
4.36	Nombre de pistes par modules	100
4.37	Répartition des points d'impacts sans et avec la coupure	101
4.38	Effet du champ magnétique sur l'induction du signal par les porteurs de charges.	101
4.39	Décalage pour les électrons et trous en fonction de la température et de la tension de déplétion.	102
5.1	Nombre de traces globales et primaires de la TPC en fonction du nombre de points du SSD pour des collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 200$ GeV pour chaque évènement	108
5.2	Nombres de traces globales et primaires de la TPC en fonction du nombre de points du SVT pour des collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 200$ GeV pour chaque évènement	109
5.3	Taille des amas de charge et charge totale en fonction de l'impulsion transverse des traces globales	109
5.4	Densité de points d'impacts reconstruits dans le SSD pour des collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 200$ GeV	111
5.5	Illustration du désalignement	111
5.6	Procédure d'alignement du SVT et du SSD	112
5.7	Calcul du domaine en pseudo rapidité	114
5.8	Nombres de traces possédant k points ajustés en fonction du nombre de traces possédant n points possibles pour le SSD et le SVT	114
5.9	Nombres de traces possédant k points ajustés en fonction du nombre de traces possédant n points possibles pour l'ensemble SSD+SVT	115
5.10	Efficacités de trajectographie pour des collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 200$ GeV	116
5.11	Nombre de points possibles (haut) en fonction de P pour 2 configurations	116
5.12	Effet des traces de basses impulsions transverses sur la reconstruction des points d'impacts du SSD	117
5.13	Efficacités pour les collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 62$ GeV en fonction de l'impulsion transverse des traces	118
5.14	Extrapolation de la relation linéaire entre 2 points de mesure dans le plan transverse vers le vertex primaire	119
5.15	Schéma représentant la relation entre la DCA et la diffusion multiple	120

5.16	DCA signées des traces	121
5.17	DCA des traces globales dans le plan transverse (gauche) et selon Z (droite)	122
5.18	Ajustement des DCA intégrées dans le plan transverse par un polynôme de degré 6 et une distribution gaussienne pour 2 configurations (production <i>High-Tower</i>)	123
5.19	Démographie des traces	124
5.20	σ_{DCA}^{xy} : production <i>High-Tower</i>	124
5.21	σ_{DCA}^z : production <i>High-Tower</i>	125
5.22	σ_{DCA}^{xy} : production <i>Min-Bias</i>	125
5.23	σ_{DCA}^z : production <i>Min-Bias</i>	126
5.24	σ_{DCA}^{xy} : production <i>Min-Bias</i>	127
5.25	σ_{DCA}^z : production <i>Min-Bias</i>	128
6.1	Vue schématique de la géométrie de la décroissance des vertex	129
6.2	Vue schématique de la décroissance V0 et des paramètres associés	130
6.3	Distribution et rapport signal sur bruit des V0 reconstruits	132
6.4	Optimisation de l'ajustement linéaire du fond combinatoire	133
6.5	Masse invariante des K_S^0 en fonction des différentes configurations (Tab. 6.3)	134
6.6	Masse invariante des K_S^0 en fonction des différentes coupures géométriques	136
6.7	Masse invariante des K_S^0 après optimisations des différentes coupures géométriques	137
6.8	Masse invariante des K_S^0 en fonction des différentes coupures géométriques après inclusion d'un point du SSD	138
6.9	Masse invariante du K_s^0 pour la production P06ib	139
6.10	Masse invariante du Λ en fonction du decayLength	139
6.11	Masse invariante des Λ	140
6.12	Masse invariante du Λ pour une longueur de décroissance supérieure à 15 cm	141
7.1	Résolution (μm) sur les points d'impacts en fonction de l'angle incident (algorithme du centre de gravité)	144
7.2	Résultats de simulation pour la taille des amas de charge pour toutes les échelles cumulées	147
7.3	Résultats de simulation concernant le signal sur bruit des amas de charge pour l'échelle 11	148
7.4	Résultats de simulation concernant le signal sur bruit des amas de charge pour toutes les échelles cumulées	148
7.5	Valeurs des bruits des pistes et des amas de charge pour l'échelle 11 provenant des données réelles	148
7.6	Résultats de simulation pour les valeurs du signal sur bruit des amas de charge en fonction de leur bruit	149
7.7	Résultats de simulation de la charge totale des amas de charge en fonction de leur taille	149
7.8	Nombres de traces possédant k points ajustés en fonction du nombre de traces possédant n points possibles pour la simulation	150
7.9	Résultats de simulation pour l'efficacité de trajectographie pour un bruit des pistes parfait	150
7.10	Résultats de simulation pour l'efficacité de trajectographie pour un bruit des pistes réel	151
7.11	Résultats de simulation pour l'efficacité de trajectographie pour un bruit des pistes égal à 12 ADC	151
7.12	Distribution des points d'impacts dans le SSD pour une simulation réaliste	152
7.13	Effets des coupures opérées par la DAQ sur les données simulées	152
7.14	Principales étapes pour la simulation rapide	153

7.15	Différence entre les positions X,Y et Z initiales et après décalage	154
7.16	Non-prise en compte du décalage pour certaines échelles	154
7.17	Efficacité en fonction de P et ϕ	155
7.18	Zones mortes dans un module de détection	155
7.19	Distribution de la densité de points d'impacts reconstruits	156
A.1	Échelles 1 à 6	164
A.2	Échelles 7 à 12	165
A.3	Échelles 13 à 18	166
A.4	Échelles 19 à 20	167
B.1	Échelles 1 à 8	170
B.2	Échelles 9 à 16	171
B.3	Échelles 17 à 20	172
C.1	Échelles 1 à 6	174
C.2	Échelles 7 à 12	175
C.3	Échelles 13 à 18	176
C.4	Échelles 1 à 10	177
C.5	Échelles 11 à 16	178
C.6	Échelles 16 à 20	179
D.1	Échelles 1 à 8	182
D.2	Échelles 9 à 16	183
D.3	Échelles 17 à 20	184
E.1	Schéma d'analyse pour la reconstruction des traces dans la TPC avec le code <i>TPT</i>	186
E.2	Définition des paramètres ρ et θ de la transformation de Hough	188
E.3	Fonction linéaire et sa transformée dans l'espace de Hough	188
E.4	Histogramme 2-D représentant les paramètres ρ , θ	189
E.5	Transformée de Hough d'une trace de haute impulsion et représentation de l'ajustement linéaire dans le repère de STAR	189
E.6	Positions des points reconstruits dans la TPC dans le plan transverse (X-Y)	190
E.7	Régression linéaire de la relation $v = f(u)$	191
E.8	Ajustement linéaire de la trajectoire dans le plan (r,z) et coupures utilisées	192
E.9	Ajustement de l'hélice et prédiction d'un point du SSD	192
E.10	Résultats de la méthode	193
E.11	Recherche des points dans le SVT avec une méthode locale	194
E.12	Illustration de l'embranchement des traces et du partage des points	195
E.13	Étapes de la reconstruction des traces	196
E.14	Philosophie du Kalman	197
E.15	Représentation hélicoïdale d'une trace dans le plan transverse	199
E.16	Projection d'hélices selon les plans (X-Y) et (S-Z)	199
E.17	Minimisation des distances de plus courte approche des traces	201
E.18	Modèle de traces	202

Introduction

Depuis plus de 7 ans des collisions d'ions lourds ultra relativistes ont lieu au RHIC¹ dont le but est de mettre en évidence et d'étudier le plasma de quarks et de gluons, un état de la matière qui aurait prévalu aux tous premiers instants de l'univers.

Ces expériences d'ions lourds sont actuellement le seul moyen en laboratoire de recréer des conditions de pression et de température si élevées. L'intensité atteinte est un défi technologique pour la détection du nombre important de particules produites lors de ces collisions. Afin de réaliser cet objectif, l'expérience STAR² s'est dotée d'un ensemble de trajectographie qui reste à ce jour le plus imposant. Cet ensemble se compose d'un détecteur à gaz pour la reconstruction des traces des [articules chargées et de détecteurs en silicium pour la reconstruction précise du point d'interaction de la collision. Durant l'année 2005, pour la première fois, son ensemble de trajectographie interne était complet et entièrement actif pour la prise des données.

Deux laboratoires français (l'IReS de Starsbourg et Subatech de Nantes) ont contribué à l'élaboration d'un des deux sous système du trajectographe interne composé de détecteurs en silicium à micropistes double face (SSD³).

Dans le chapitre 1 nous rappellerons brièvement le cadre théorique ayant lieu lors des collisions d'ions lourds. L'interaction forte est la force dominante lors de ces processus physiques. Puis nous verrons comment, à partir d'observables expérimentales, les *signaux* physiques servant à l'étude du milieu créé lors des collisions d'ions lourds sont traduits. Ces *signaux* doivent donner une information sur la création ou non du plasma de quarks et de gluons.

Le chapitre 2 sera consacré aux systèmes de détection installés auprès du RHIC. Faisant parti de la collaboration STAR, l'accent sera principalement donné sur la description des détecteurs de cette expérience.

Le chapitre 3 consistera en une description du détecteur dont notre thèse est le sujet. Les généralités ainsi que les spécificités inhérentes à ce détecteur seront données.

Le chapitre 4 est une analyse des performances du détecteur. Les points essentiels de la reconstruction hors-ligne des données seront expliqués. Nous définirons aussi les grandeurs relatives à la reconstruction des points d'impacts dans ce détecteur. Nous effectuerons une comparaison de ces grandeurs entre les collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 62$ GeV et à $\sqrt{s} = 200$ GeV.

¹Relativistic Heavy Ion Collider

²Soneloid Tracker at RHIC

³Silicon Strip Detector

Au chapitre 5 nous verrons comment ces données s'intègrent dans le schéma global du code de reconstruction des traces de particules dans STAR. Nous y définirons la notion d'efficacité que nous avons utilisée dans notre étude et nous étendrons notre analyse des qualités de la reconstruction à l'ensemble total des détecteurs de vertex.

Ce chapitre servira de lien avec le chapitre 6 qui analysera de façon quantitative la reconstruction des particules étranges pour lesquelles les détecteurs de vertex apportent une amélioration significative.

Le chapitre 7 traitera du code de simulation des données du SSD. Nous y donnerons aussi une description du code que nous avons implémenté afin de simplifier les études de simulation.

Chapitre 1

Quelques éléments de physique des ions lourds

1.1 Plasma de quarks et gluons

Le modèle standard décrit les interactions fondamentales (gravitation, force électromagnétisme, force nucléaire faible et forte) entre les particules. À l'échelle de la matière ordinaire que nous connaissons, les interactions entre les nucléons (les partons) se font par l'interaction forte, décrite par la chromodynamique quantique (QCD).

Historiquement, la QCD a été bâtie selon le modèle de l'électrodynamique quantique (QED) dans la mesure où la description de 2 particules se fait par l'échange de boson vecteur. Ainsi, par analogie avec l'électromagnétisme où l'interaction des particules chargées se fait via un photon, les quarks interagissent entre eux par l'échange de gluons. Poursuivant l'analogie avec l'électromagnétisme, on attribue

Interaction	Gravitation	Électromagnétisme	Faible	Forte
Médiateur	Graviton	Photon	W^\pm, Z^0	Gluons
Masse	0 (?)	0	80.425, 91.1876	0
Spin	2	1	1	1

TAB. 1.1 – Bosons vecteurs des quatre interactions fondamentales [1]

une charge de couleur aux quarks (rouge, vert et bleu) qui portent une charge électrique fractionnaire. Nous classons les hadrons (particules soumises à l'interaction forte) en deux catégories : les baryons (composés de 3 quarks) et les mésons (composés d'un quark et d'un anti-quark¹). Cependant, expérimentalement un quark n'a jamais pu être isolé, c'est le phénomène de confinement.

Pour expliquer ce phénomène, on peut aussi, à l'instar de l'électromagnétisme, associé un potentiel d'interaction entre les quarks qui est de la forme (exprimée à température nulle) :

$$V(r) = \frac{-\alpha(r)}{r} + kr \quad (1.1)$$

¹Les baryons et les mésons sont des objets blancs d'un point de vue de charge de couleur, c'est-à-dire qu'un baryon peut posséder trois mêmes quarks mais avec une charge de couleur différente : $\Omega^- = sss \equiv q_r q_v q_b$ et un méson un quark et un anti-quark de même nature mais de charge de couleur différente : $J/\Psi = c\bar{c} \equiv c_r \bar{c}_b$ par exemple

	Masse (GeV/c^2)	Charge électrique (Q/e)
u	$(1.5 - 3) 10^{-3}$	$2/3$
d	$(3 - 7) 10^{-3}$	$-1/3$
s	$(70 - 120)10^{-2}$	$-1/3$
c	$(1.16 - 1.24)$	$2/3$
b	$(4.13 - 4.77)$	$-1/3$
b	$(170.9 - 180.5)$	$2/3$

TAB. 1.2 – 6 saveurs des quarks [1]

avec $\alpha(r)$ la constante de couplage forte et r la distance inter quarks, k la constante de couplage représentant la tension de la corde liant les 2 quarks.

La constante de couplage $\alpha(r)$ est décroissante avec l'énergie d'interaction Q entre les quarks (elle est ici exprimée en fonction de r tel que $Q \simeq \frac{1}{r}$).

Nous remarquons de l'équation 1.1 :

- à faible distance r (pour les grandes valeurs de Q telles que $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$) : le premier terme hyperbolique domine dans cette région. Quand $r \rightarrow 0$, $\alpha(r) \rightarrow 0$, on parle alors de liberté asymptotique car les quarks ne subissent plus d'interaction mutuelle [6].

(Dans ces domaines d'énergie, les calculs théoriques par perturbation sont réalisables)

- pour r grand, le potentiel varie linéairement avec r et maintient les quarks confinés dans les hadrons.

Dès qu'on fournit plus d'énergie pour séparer les quarks, la corde reliant les quarks se brise, mais ce phénomène crée 2 paires de quarks-antiquarks : on n'observera donc pas de quarks libres.

Dans ces domaines d'énergie, on a recours à des calculs de QCD sur réseau (le calcul par perturbation n'étant plus possible du fait de la valeur élevée de $\alpha(r)$).

Les enjeux actuels de la physique nucléaire est de mettre en évidence une phase dans laquelle les partons seraient déconfinés et seraient alors libres : le plasma de quarks et de gluons (PQG).

1.2 Diagramme des phases

On représente pour décrire qualitativement les différents aspects que prend de la matière nucléaire un diagramme des phases de la matière nucléaire (Fig. 1.1) : en abscisse est donné le potentiel baryonique chimique μ_B (en MeV) et en ordonnée la température (en MeV).

On distingue trois régions dans ce diagramme :

- pour les faibles potentiels chimiques et les faibles températures : la matière hadronique y est décrite en termes de gaz de hadrons régit par l'équation 1.1, qui décrit les interactions entre quarks de la matière nucléaire dans son état fondamental, c'est-à-dire pour des densités de l'ordre de $\rho_0=0.14$ nucléons. Les degrés de liberté sont hadroniques
- Une zone de transition pour laquelle la matière nucléaire subirait une transition de phase
- la région des hautes densités et températures représenterait la zone où se situerait le PQG. Les degrés de liberté y sont essentiellement partoniques (quarks, gluons)

Sur cette figure sont aussi indiquées les valeurs caractéristiques atteintes par les différents complexes expérimentaux de physique nucléaire.

² Λ_{QCD} est le paramètre d'échelle de QCD, c'est un paramètre libre de la théorie

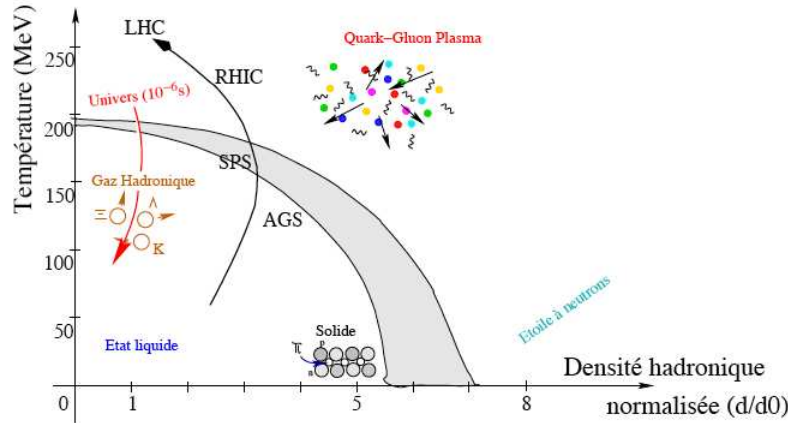


FIG. 1.1 – Diagramme des phases de la matière nucléaire

Partant de la matière nucléaire disponible en laboratoire, on peut recréer un PQG de deux façons : soit en chauffant le système (on parcourt alors le diagramme des phases selon l'axe des températures), ou en le comprimant, c'est-à-dire en augmentant le nombre de nucléons par unité de volume de manière à faire chevaucher entre eux. (Ce chemin correspond à un parcours selon l'axe des potentiels chimiques sur la figure 1.1).

Sur la figure 1.1 est aussi indiqué l'état dans lequel se trouvait l'univers à ses premiers instants (haute température et faible μ_B) dans lesquels on s'attend aussi à trouver un plasma de quarks et de gluons. Les caractéristiques atteintes par les différents complexes expérimentaux de physique nucléaire ainsi que le cheminement de la matière créée lors des expériences de collisions d'ions lourds y sont aussi représentés : nous y reviendrons plus en détail dans le chapitre suivant.

Les modèles les plus simples pour évaluer la température et densité critiques décrivant cette transition de phase ([7],[8]) prédisent une température critique de transition de phase de l'ordre de 150 MeV et une densité d'énergie de l'ordre de $\epsilon_c=2 \text{ GeV}/fm^3$. La compression équivalerait dans ce cas à ce que la distance entre quarks des différents hadrons atteigne le rayon moyen d'un hadron $r_H=0.8 \text{ fm}$ [8]³.

1.3 Prédictions des calculs QCD

La figure 1.2 montre des résultats de calculs de QCD sur réseaux : la densité d'énergie ϵ est représentée en fonction de la température, pour un potentiel chimique nul [9].

On obtient de [9] :

- $T_C=(173\pm 4) \text{ MeV}$ pour deux saveurs de quarks
- $T_C=(154\pm 8) \text{ MeV}$ pour trois saveurs de quarks (en séparant les configurations trois quarks légers, noté «3 flavour» et deux quarks légers et un quark lourd, noté «2+1 flavour»)

La figure 1.2 montre qu'autour de la température critique, la densité croît très fortement signant une transition de phase d'un état ordonné à celui où les constituants sont libres. La nature de la transition dépendrait de la composition en quarks.

³Pour un nucléon de masse atomique A et de rayon $r\sim 1.2A^{1/3}\text{fm}$, la densité de nucléons vaut $\rho_0=\frac{A}{4/3\pi r^3}=0.14 \text{ nucléons}.fm^{-3}$

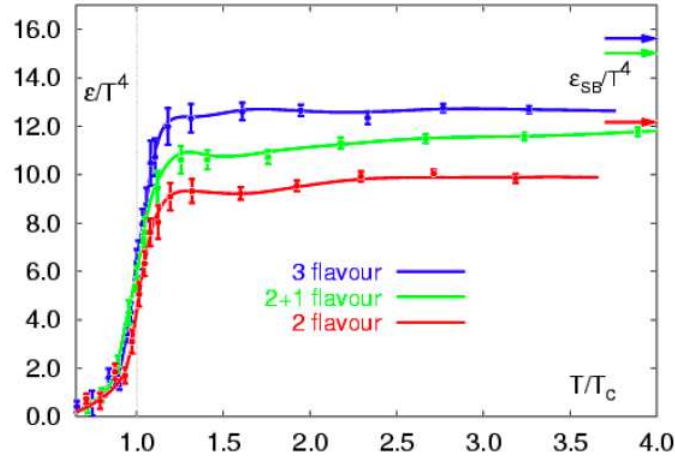


FIG. 1.2 – Densité d'énergie ϵ/T^4 en fonction de T/T_c pour trois compositions de hadrons

On remarque aussi que, dans les trois configurations, les valeurs de la température et de la densité sont en-dessous de celles obtenues avec un gaz de Stephan-Boltzman (gaz parfait sans interaction); ce qui indique que les composants de l'état final obtenu interagissent encore et ne sont pas entièrement libres. Ainsi, dès que la densité d'énergie d'un système dépasse la valeur de $1 \text{ GeV}/f\text{m}^3$, on est en attente de trouver la matière dans ce nouvel état, où ses constituants sont déconfinés.

1.4 Collisions d'ions lourds

Les collisions d'ions lourds sont actuellement le seul outil technique capable de recréer en laboratoire le plasma de quarks et de gluons. Comme illustré sur le schéma 1.1, les régions de l'espace des phases où on pourrait trouver le PQG correspondrait aux instants après le big-bang. Cependant, ces instants de l'Univers ne sont pas accessibles directement par l'observation due à l'opacité de l'Univers à son propre rayonnement (voir Fig. 1.3)

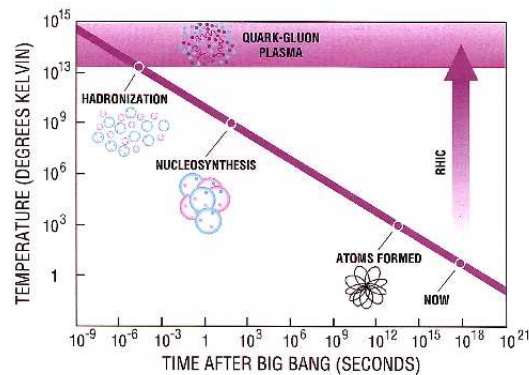


FIG. 1.3 – La nucléosynthèse de hadrons

De même étudier la composition des étoiles à neutrons où une forte densité règne reste difficile à mettre en oeuvre [10].

Historique Les trois principaux accélérateurs dédiés à la recherche du PQG sont, historiquement parlant, l'AGS⁴ au BNL⁵, le SPS⁶ au CERN⁷ et le RHIC au BNL.

Le CERN prévoit la mise en activité du LHC⁸ au CERN pour la fin de l'année 2007. Hormis différentes dates de mise en fonctionnement (ici par ordre chronologique), la grande différence réside dans l'énergie disponible atteinte au centre de masse de la collision. L'AGS et le SPS sont des accélérateurs en cible fixe alors que le RHIC est un collisionneur ; l'énergie disponible alors pour la réaction est plus grande. Le tableau 1.3 résume les caractéristiques de ces expériences d'ions lourds.

Accélérateur	faisceau	cible	E_{faisceau} (GeV)	$\sqrt{S_{NN}}$ (GeV)	ϵ attendue ⁹ (GeV/ fm^3)
AGS	Au	Au	11.6	4.9	1
SPS	Pb	Pb	158	17.3	2.5
RHIC	Au		100	200	5

TAB. 1.3 – Caractéristiques des accélérateurs utilisés pour l'étude des collisions d'ions lourds

1.5 Scénario de Björken

Dans cette section, nous décrivons comment se déroule une collision d'ions lourds dans l'hypothèse de formation d'un PQG [11] puis nous expliciterons les principales notions utilisées.

1.5.1 Déroulement d'une collision

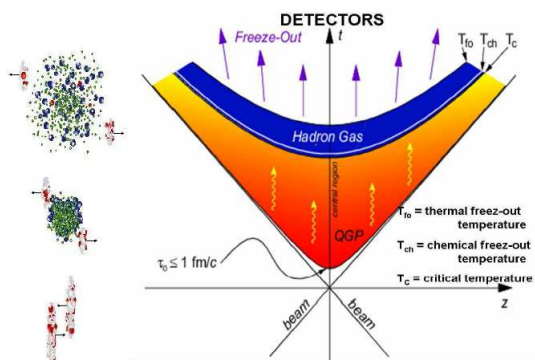


FIG. 1.4 – Évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds (dans le centre de masse)

⁴ Alternating Gradient System

⁵ BrookHaven National laboratory, EU

⁶ Super Proton Synchrotron

⁷ communément appelée Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire

⁸ Large Hadron Collider

⁹ calculée selon l'équation 1.4

La collision entre 2 noyaux lourds ultra relativiste est représentée dans le diagramme espace-temps par le schéma 1.4.

En phase initiale ($t < 0$), les 2 noyaux sont accélérés à des vitesses relativistes (correspondant aux lignes d'univers pour lesquelles $v = c$), ce qui a pour conséquence de les contracter, dû au facteur de Lorentz γ , selon la direction longitudinale (axe du faisceau); ils sont souvent représentés sous forme allongée.

Une grandeur importante durant cette phase est le paramètre d'impact b , représenté sur le schéma 1.5 : il correspond au recouvrement des noyaux et qualifie la façon dont se font les collisions : on parlera de collisions centrales pour $b = 0$ et de collisions périphériques selon les valeurs positives non nulles de b .

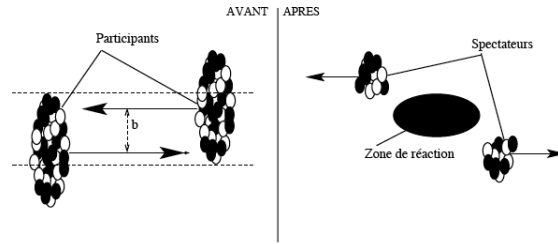


FIG. 1.5 – Centralité de la collision

Cependant b étant un paramètre purement théorique, on a recours à une description plus simpliste lors du recouvrement des deux noyaux ; on parle de nucléons spectateurs et participants. Les nucléons à l'intérieur de la région délimitée par les deux lignes horizontales (Fig. 1.5) seront qualifiés de participants car ils vont subir au moins une collision. Les nucléons en dehors de cette zone sont nommés spectateurs car ils ne participent pas à la collision.

La distinction entre les nucléons qui subissent au moins une collision, N_{part} , et le nombre de collisions binaires entre 2 nucléons, N_{bin} , est souvent utilisée, car au même titre que le paramètre d'impact, ce sont des quantités non directement calculables mais utilisées pour décrire la géométrie de la collision. Ils sont calculés selon le modèle de Glauber [12] et qualifient de régimes «durs» et «mous» la collision : la création de certaines particules serait proportionnelle à l'un ou l'autre.

Le PQG est attendu pour des collisions centrales car elles réunissent les conditions favorables (grand dépôt d'énergie) pour sa formation.

Après un temps de formation (pré équilibre) de l'ordre de $\tau=1$ fm/c après la collision, pendant lesquels les gluons et les quarks auraient interagi fortement, il y a formation d'un PQG si la densité d'énergie du système dépasse la densité critique ϵ_c .

Ce système vivrait pendant un temps de 5 à 6 fm/c. L'expansion spatiale du système entraîne son refroidissement au cours du temps et le PQG se transformerait en gaz d'hadrons, en passant par une phase mixte pendant laquelle les particules constituant la surface du PQG s'évaporent.

Vers $\tau \sim 10$ fm/c, la densité d'énergie n'est plus assez élevée pour continuer la création de particules ; les collisions inélastiques cessent et la composition du système est figée (*freeze out chimique*). Selon [13], durant cette phase où les collisions élastiques subsistent, pour les collisions périphériques où le paramètre d'impact n'est pas négligeable, l'anisotropie spatiale de ce système dû à sa forme oblongue se convertirait progressivement en anisotropie dans l'espace des phases.

Ce phénomène résultant de processus collectif se déroulerait après le freeze out chimique. La mesure de l'une de ses composantes (le *flot elliptique*) est un indicateur de la thermalisation du système dans

la mesure où un flot observé de particules lourdes nécessiterait de multiples interactions au cours desquelles une vitesse collective leur sont transmises.

Finalement le système se fige entièrement vers $\tau \sim 20$ fm/c où les collisions élastiques qui pouvaient modifier les impulsions des particules cessent à leur tour. Les particules résultantes migrent alors sans aucune interaction vers les détecteurs.

Le but des collisions d'ions lourds est alors de rechercher parmi l'état final du système seulement accessible par les détecteurs des indices (signatures) de l'existence d'un PQG.

Des observables dites *globales* caractérisent les conditions de la collision.

1.5.2 Le pouvoir d'arrêt

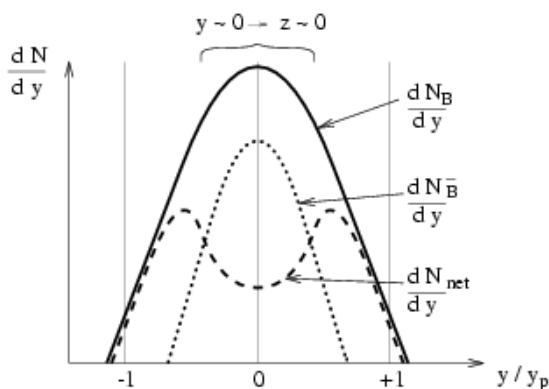
C'est une grandeur physique mesurable directement et elle quantifie l'état final de la collision. Il est en effet nécessaire de connaître l'énergie disponible à la création de particules résultant de la collision initiale. La distribution nette en rapidité nous renseigne sur l'énergie qui a été déposée lors de la collision. La rapidité y en relativité mesure la composante longitudinale de l'impulsion :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}} \quad (1.2)$$

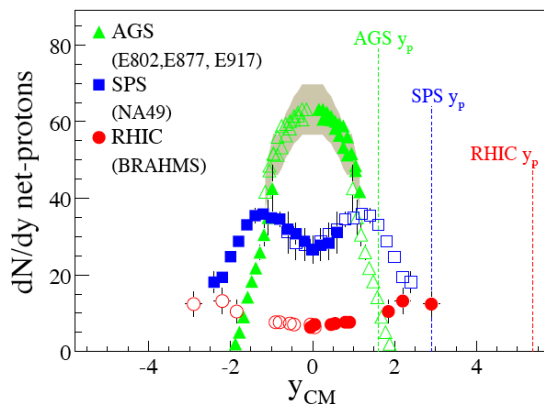
où p_{\perp} et p_{\parallel} sont les composantes transverses et longitudinales de l'impulsion \vec{p} de la particule. Expérimentalement on mesure la distribution nette baryonique :

$$\left(\frac{dN}{dy} \right)_{Nette} = \frac{dN}{dy} - \frac{d\bar{N}}{dy} \quad (1.3)$$

avec $\frac{dN}{dy}$, $\frac{d\bar{N}}{dy}$ sont les distributions de baryons, antibaryons par unité de rapidité (Fig. 1.6(a)).



(a) Distribution de rapidité nette des baryons



(b) Résultats expérimentaux

FIG. 1.6 – Distribution nette de baryons en fonction de la rapidité normalisée

Pour une énergie incidente faible modérée, les nucléons sont fortement ralentis, c'est-à-dire qu'ils vont perdre rapidement leur énergie cinétique. La région de l'espace où cette énergie peut être convertie en création de particules sera donc peu étendue (points verts de la figure 1.6(b) correspondant aux énergies atteintes à l'AGS). La distribution nette en particules est alors proche de la densité en particules, c'est-à-dire que peu d'antiparticules sont créées.

À l'inverse, plus l'énergie des nucléons augmente, plus ils auront suffisamment d'énergie résiduelle après leurs chocs inélastiques initiaux et pourront alors continuer leur trajet. Le domaine de rapidité centrale est donc libre pour la création de nouvelles particules. La distribution nette en particules prend la forme d'un M, traduisant le fait que l'on retrouve des fragments du faisceau à rapidité élevée. Ce comportement est légèrement identifié au SPS et apparaît de façon plus nette au RHIC (représenté par les symboles rouges sur la figure 1.6(b)). Sur la figure 1.6(b) sont aussi indiquées les rapidités maximales possibles correspondantes à celles des faisceaux¹⁰.

Densité d'énergie De même que le pouvoir d'arrêt, la densité d'énergie obtenue au cours de la collision est importante à estimer pour savoir si les conditions nécessaires à la création d'un PQG sont atteintes. La densité d'énergie ϵ peut être évaluée selon des critères géométriques [11] par :

$$\epsilon(\tau) = \frac{1}{A\tau} \frac{dE_T}{dy} \quad (1.4)$$

avec

- τ : le temps de formation du PQG
- A : la surface équivalent au recouvrement des deux nucléons ; pour un paramètre d'impact $b = 0$, $A = \pi R^2$ où $R = 1.2A^{1/3}$ fm
- $\frac{dE_T}{dy}$: énergie transverse par unité de rapidité

Il est à noter, comme cité dans le paragraphe suivant, que la valeur de $\tau=1\text{fm}/c$ est habituellement admise dans les calculs. Elle correspond à la valeur prise par Björken dans son article original et indiquerait le temps pour lequel les conditions initiales de l'évolution hydrodynamique sont établies. La densité d'énergie a été évaluée par la collaboration PHOBOS [14] à partir de l'estimation du nombre de particules par unité de rapidité (représenté sur la figure 1.7).

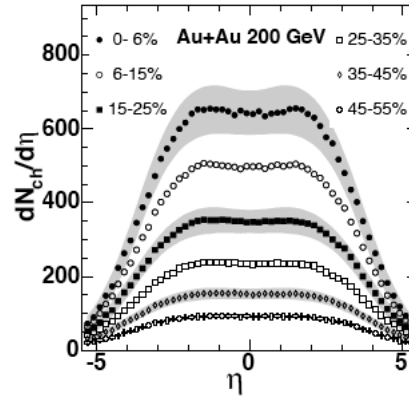


FIG. 1.7 – Densité de particules chargées par unité de pseudo-rapacité mesurée à PHOBOS pour des collisions Au+Au à $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$

Une densité de particule $\frac{dN}{d\eta} = 625$ particules est mesurée pour les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$. Le maximum de la densité de particules chargées décroît avec l'énergie de la collision et est moins étalé en pseudo-rapacité pour des collisions ayant lieu avec une énergie de faisceau plus faible. En remplaçant dE_T par $dN \times m_T$, la densité d'énergie a pu être estimée à $\epsilon \sim 5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$, ce qui reste supérieure aux prédictions de QCD.

¹⁰ Au RHIC pour un nucléon de 1 GeV, $E_{Tot} = E_{Faisceau} + E_M$. $\gamma = \frac{E_{Tot}}{E_M}$ d'où $\gamma \sim 101$; il en résulte $y_{max} \sim 5.3$

1.6 Les signatures du plasma de quarks et de gluons

1.6.1 Signatures électromagnétiques

Les photons thermiques, de par leur nature, n'interagissent pas avec le PQG de manière forte et leur mesure constitue alors une signature du PQG et de son degré de thermalisation. En effet ils pourraient servir de « thermomètre » de la collision car ils auront gardé toute l'information de la température à laquelle ils auraient été émis (dans l'hypothèse que le PQG se comporte comme un corps noir).

Les principales sources de production de photons sont :

- la diffusion sur des quarks
- l'annihilation d'un quark et d'un anti-quark

C'est une grandeur difficile à mesurer car le bruit de fond provenant de la décroissance des mésons π^0 et η est important.

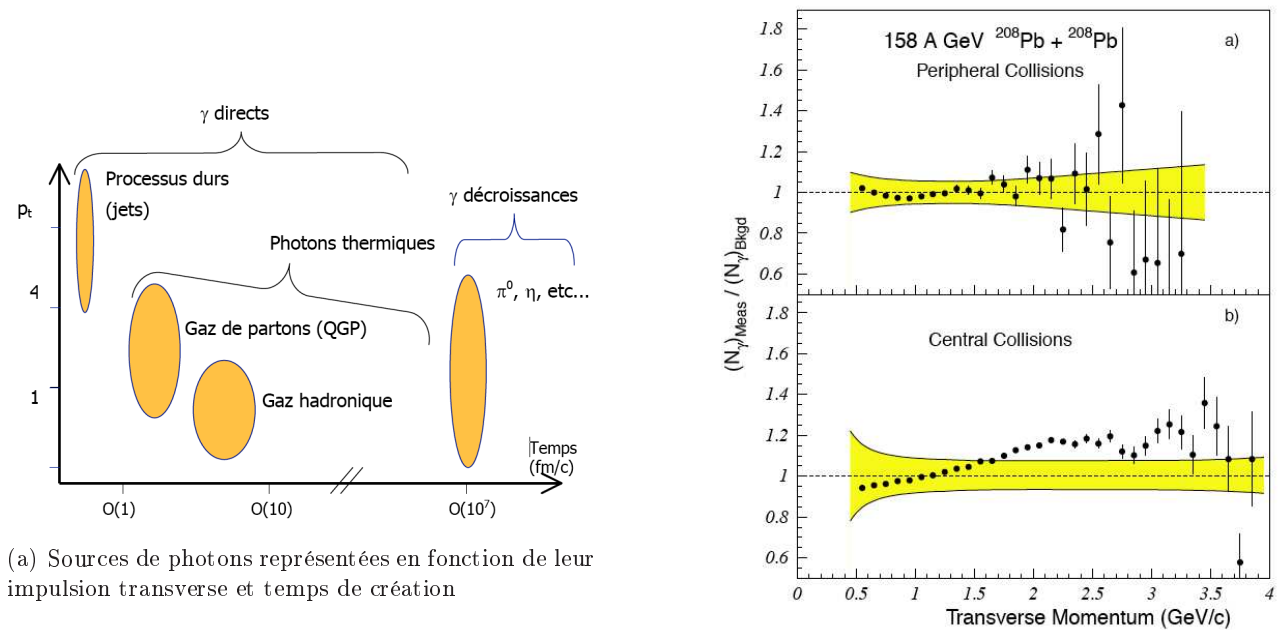


FIG. 1.8 – Production de photons dans les collisions d'ions lourds

Les différentes sources de photons que l'on peut mesurer lors de collisions sont représentées sur le schéma 1.8(a) ; en retranchant du spectre des photons directs la contribution des photons émis lors des processus durs (premiers instants de la collision) à celle des photons directs dans des collisions p+p (référence), on a alors accès aux photons provenant d'un milieu thermalisé.

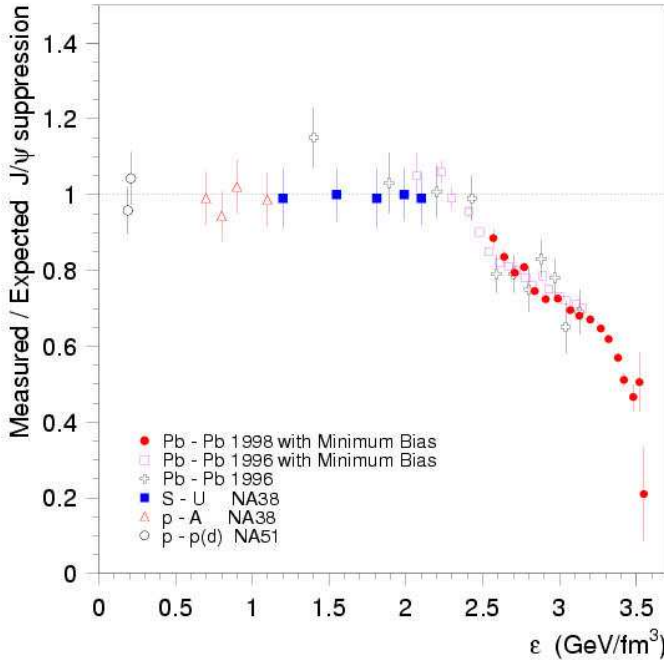
La collaboration WA98 a rapporté la mesure de photons dans des collisions Pb+Pb à 158 GeV/nucléons [15]. Sur les graphiques précédents (Fig. 1.8(b)), un excès de photons mesurés sur le bruit de fond dans des collisions périphériques et centrales est observé. (les bandes jaunes représentent les incertitudes systématiques, les barres d'erreurs statistiques étant reportées par les barres verticales).

1.6.2 Suppression des quarkonia

Au milieu des années 80, Matsui et Satz proposèrent une autre signature leptonique de la formation d'un PQG. De par la masse élevée des quarks c et b , l'état lié $q\bar{q}$ ¹¹ doit exister lors des tous premiers instants de la collision, là où l'énergie pour sa création est suffisante. Matsui et Satz émirent alors l'hypothèse de la suppression du J/ψ (correspondant à l'état lié $c\bar{c}$ de plus basse énergie, les deux autres étant appelés ψ' et χ) dû à l'écrantage de couleur. En présence d'un milieu dense et déconfiné, le potentiel liant deux quarks (décrit par l'équation 1.1) est modifié en :

$$V(r) = \frac{\alpha}{r} \times e^{\frac{-r}{r_D(T)}} \quad (1.5)$$

qui est une conséquence de l'écrantage de la charge de couleur par les autres charges du milieu. L'écrantage de couleur est l'équivalent de l'écrantage des charges électriques en électromagnétisme : dans un milieu vide de charge, l'électron est lié au proton dans l'atome d'hydrogène à travers le champ électrique de ce dernier : l'électron, décrit selon la mécanique classique, orbite alors à une distance r . La présence d'autres charges électriques entre eux va diminuer le champ \vec{E} vu par l'électron et ainsi augmenter la distance r car ils sont moins liés. Dès que l'écrantage devient de l'ordre du rayon orbital r de l'électron, l'électron perd alors l'identité du proton auquel il appartient et devient libre. Le rayon d'écrantage de Debye r_D dépend de la température de façon décroissante [16]. L'écrantage diminuerait la formation des paires $c\bar{c}$: les quarks c , \bar{c} se recombineraient avec les autres quarks environnants pour former des états $\bar{c}u$, $c\bar{u}$, $\bar{c}d$, $c\bar{d}$, $\bar{c}s$ et $c\bar{s}$.



Suppression anormale du J/ψ en fonction de la densité atteinte lors de la collision : le taux de J/ψ est normalisé à celui attendu en prenant en compte les phénomènes d'absorption nucléaire, mesuré par NA50

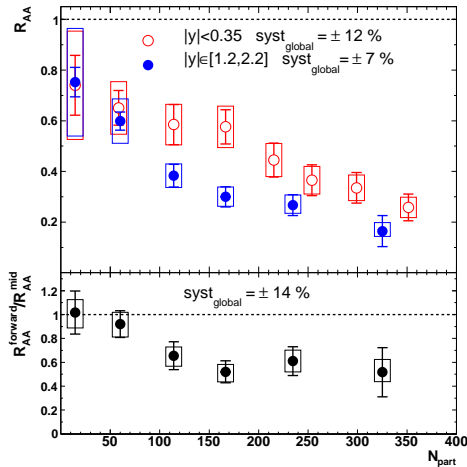
FIG. 1.9 – Suppression du J/ψ mesurée par NA50

La collaboration NA50 au SPS a mesuré lors de collisions Pb+Pb à $\sqrt{s} = 17.3$ GeV le taux de production du J/ψ normalisé à la production attendue en prenant en compte les processus usuels

¹¹ on parle de charmonia pour l'état $c\bar{c}$, de bottomonia pour le quark b et de toponium pour le quark t

d'absorption nucléaire en fonction de la densité d'énergie (Fig. 1.9). Une suppression «anormale» est observée pour une densité d'énergie $\epsilon \sim 2.2 \text{ GeV}/fm^3$, signifiant qu'un nouveau processus physique apparaît à de telles densités d'énergie [17].

Plus récemment, la collaboration PHENIX a mesuré le taux de J/ψ dans des collisions Au+Au à $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ [18].



Le R_{AA} , défini par $R_{AA} = \frac{d^2 N_{J/\psi}^{AA}/dp_T dy}{N_{coll} d^2 N_{J/\psi}^{pp}/dp_T dy}$ pour 2 classes de rapidité montre le même comportement, c'est-à-dire une décroissance en fonction du nombre de participants N_{part} .

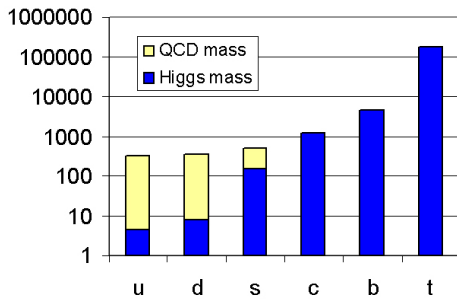
FIG. 1.10 – Facteur de modification nucléaire R_{AA} du J/ψ en fonction de N_{part} pour des collisions Au+Au

Le R_{AA} traduit la production du J/ψ dans les collisions d'ions lourds comparée à celle mesurée en p+p. Pour les collisions les plus centrales et les domaines en rapidité $|y| < 0.35$ (resp. $|y| \in [1.2; 2.2]$), le R_{AA} est en-dessous de 0.2 (resp. 0.3); cette différence serait due à des effets nucléaires froids qui modifient les fonctions de distributions des partons [19].

Même si à l'heure actuelle il n'est pas possible de statuer entre les différents modèles décrivant la suppression du J/ψ mesurée à PHENIX, tous reposent sur l'existence du PQG, ou tout du moins d'un milieu suffisamment dense et chaud.

1.6.3 Mésons vecteurs de faible masse, résonances

La transition de phase vers un PQG s'accompagnant d'une restauration de la symétrie chirale, une diminution de la masse des quarks est alors attendue pour les quarks les plus légers selon des calculs de QCD (voir Fig. 1.11).



En bleu la contribution à la masse des quarks dû à la brisure de la symétrie électrofaible, en jaune la contribution provenant de la brisure spontanée de la symétrie chirale [20].

FIG. 1.11 – Masse effective des six quarks (échelle logarithmique)

Cela devrait se traduire alors par une augmentation de la largeur des mésons les plus légers (mésons ρ , ω et ϕ ¹²). les taux de di-leptons e^+e^- mesurés par NA45 dans des collisions S+Au et Pb+Au montrent un excès de production de di-leptons par rapport aux productions attendues (décroissance des ρ , ω en e^+e^-) dans des collisions d'ions lourds. Cet effet est plus accentué dans les systèmes lourds (Pb-Au) que dans les systèmes plus légers.

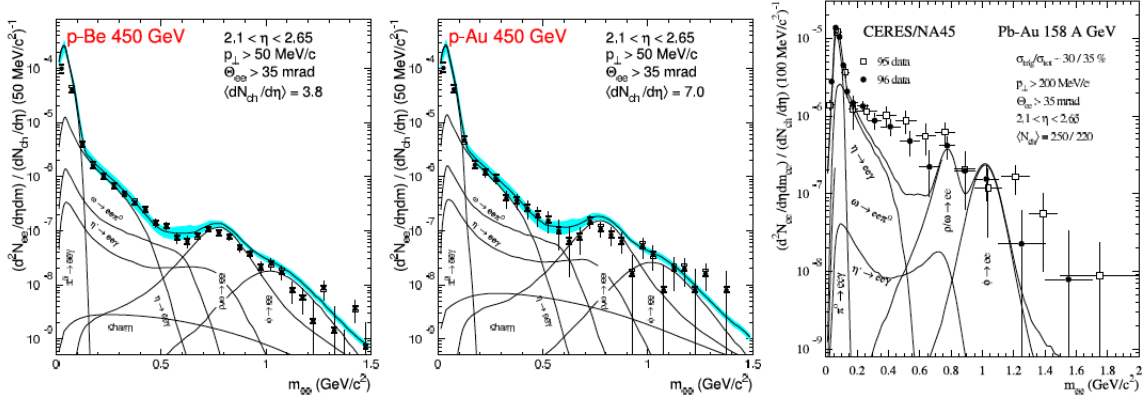
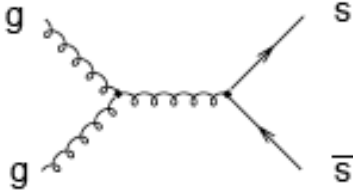


FIG. 1.12 – De gauche à droite, le spectre de di-leptons en collisions p-Be, p-Au et Pb-Au

1.6.4 Augmentation de l'étrangeté

Rafelski et Müller [21] proposèrent plusieurs explications pour une création favorisée de l'étrangeté dans un milieu dense.



(a) $gg \rightarrow s\bar{s}$



(b) $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$

FIG. 1.13 – Mécanismes de production de l'étrangeté

Dans un milieu dense et déconfiné, la formation de particules étranges est favorisée à cause :

- les seuils de production des réactions aboutissant à des saveurs étranges sont plus faibles que ceux dans un gaz de hadrons. La création de saveurs étranges dans un gaz de hadrons nécessite des réactions en cascade, du type :

$$\pi + N \rightarrow K + \Lambda$$

$$\pi + \Lambda \rightarrow \Xi + K,$$

(ici pour créer un baryon doublement étrange, le Ξ)

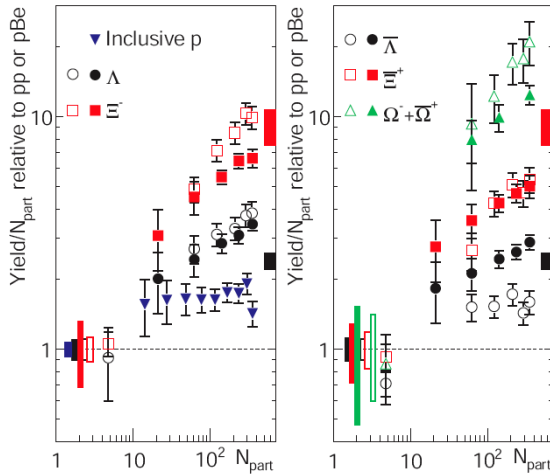
¹²Les masses du ρ et de l' ω étant respectivement de $m_\rho=775.8\pm 0.5$ MeV et $m_\omega=782.59\pm 0.11$ MeV ; celle du ϕ est légèrement plus élevée, $m_\phi=1019.45\pm 0.02$ MeV

– les taux de production arrive plus rapidement à saturation

Les principaux mécanismes de production de l'étrangeté (paire de quarks $s\bar{s}$) dans un plasma (à l'ordre le plus bas de QCD) sont représentés sur les 2 schémas 1.13.

Dû à la restauration partielle de la symétrie chirale qui abaisse la masse des quarks légers (u,d et s) [22], le seuil de production du processus d'annihilation $q\bar{q}$ serait plus faible dans un milieu déconfiné. La forte densité en gluons favoriserait aussi les processus du type fusion gluonique dont la section efficace a été évaluée à $\sigma_{gg} = 0.6\text{mb}$ [21].

L'expérience NA57 au CERN a mesuré les taux de productions des particules simplement (Λ), doublement (Ξ) et triplement étranges (Ω) selon différents types de collisions [23] et plus récemment STAR dont est prise la figure 1.14(a) [24] : Un accroissement du taux de particules en fonction du nombre de



Les valeurs de SPS (symboles ouverts) ont été mesurées lors des collisions p+Pb à $\sqrt{s_{NN}}=17.3$ GeV ; celle de STAR (symbole plein) lors de collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. Les valeurs de SPS sont normalisées par des collisions p+Be alors que celles de RHIC par des collisions p+p.

(a) Taux des particules étranges mesurés par NA57 et STAR en fonction du nombre de participants

FIG. 1.14 – Augmentation de l'étrangeté mesurée au SPS et au RHIC

participants (et leurs antiparticules associées) a été observé. L'accroissement est d'autant plus important que le contenu en quarks étranges est élevé.

Le même comportement est observé au RHIC, mais les taux n'augmentent pas en conséquence même si l'énergie s'accroît. En effet dans le formalisme statistique grand canonique, une suppression plus importante est attendue pour les faibles énergies [25].

1.6.5 Suppression des particules de hautes impulsions transverses

Lors des tous premiers instants après la collision, des processus durs créent des partons de haute impulsion transverse. En traversant le milieu, ils peuvent perdre une partie de leur énergie par radiation de gluons. Une façon d'observer cet effet est de mesurer le facteur de modification nucléaire $R_{AA}(p_T)$ défini par :

$$R_{AA}(p_T) = dN^{AA}/T^{AA} \times d\sigma^{pp} \quad (1.6)$$

où dN^{AA} est le spectre de production obtenu lors des collisions A-A, T^{AA} traduit la géométrie de la collision et $d\sigma_{pp}$ la section efficace différentielle de production des hadrons lors des collisions p+p.

L'analogue pour des collisions asymétriques est le $R_{AB}(p_T)$.

En l'absence d'effets nucléaires, R_{AA} tend vers 1 dans la région des hautes impulsions transverses.

Une suppression du R_{AA} signifierait au contraire une diminution de production de particules à hautes impulsions transverses (donc créées au début de la collision) qui pourrait être expliquée par la formation d'un milieu dense. Les particules formées perdraient alors plus d'énergie avec ce milieu ambiant. Cette suppression attendue a été observée à RHIC (Fig. 1.15).

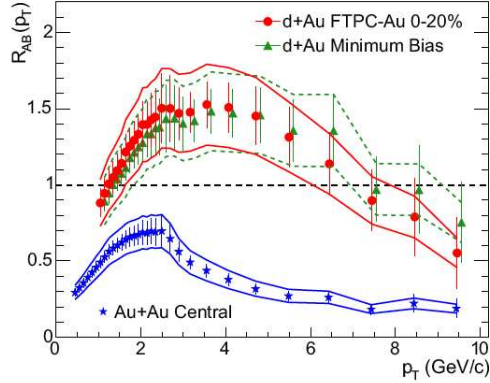


FIG. 1.15 – Facteur de modification nucléaire R_{AB}

Facteur de modification nucléaire R_{AA} des hadrons chargés pour des collisions d+Au et Au+Au mesurés par STAR [26] : la suppression des particules de hautes impulsions transverses est moins marquée pour les collisions d+Au que pour les collisions Au+Au. Les hadrons de hautes impulsions transverses produits lors de collisions Au+Au sont supprimés d'un facteur ~ 5 par rapport aux collisions d+Au. Ceci est interprété comme une évidence des interactions des partons dans l'état final avec un milieu dense créé lors des collisions Au+Au et qui n'apparaît pas pour des collisions d+Au.

1.6.6 Charme ouvert

La production de charme ouvert constitue un moyen direct de tester la matière créée lors des tous premiers instants après la collision. Du fait des valeurs de masses élevées des quarks b et c, les *saveurs lourdes* constituent un moyen utile de mettre en évidence la matière créée lors des tous premiers instants de la collision [27]. De plus, les interactions des quarks c avec les partons du milieu pourraient modifier leurs propriétés de flot. Cet effet, visible dans la forme des spectres en impulsion transverse p_T , augmenterait la valeur v_2 du flot des particules charmées dans l'état final.

Notion de flot elliptique : le coefficient v_2 La notion de flot est une propriété observée lors des collisions d'ions lourds et résulte de l'existence d'un gradient de pression dans la direction du paramètre d'impact entre 2 noyaux pour des collisions périphériques.

L'anisotropie azimutale dans l'espace des phases du système est décrite par un développement de Fourier :

$$\frac{d^3N}{dp_T dy d\phi} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2N}{dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=0}^{\infty} 2v_n(p_T) \cos[n(\phi - \Psi_R)] \right) \quad (1.7)$$

avec $\phi = \arctan(\frac{p_y}{p_x})$ et Ψ_R le plan de réaction, correspondant au plan formé par l'axe du faisceau (selon Z sur Fig. 1.16) et le paramètre d'impact \vec{b} .

Le second coefficient de ce développement, v_2 est appelé le flot elliptique. Des valeurs élevées de v_2 pour un type de particules indiqueraient que ces particules participeraient au mouvement collectif. La matière créée serait alors en interaction avec le milieu et le v_2 renseignerait alors sur la thermalisation du système.

Finalement, les quarks b et c sont supposés perdre moins d'énergie comparé aux quarks légers dû à l'effet de *cône mort* [28]. Ainsi une mesure du facteur de modification nucléaire $R_{AA}(p_T)$ donnera des renseignements utiles à propos des pertes d'énergie dans les premiers instants de la collision.

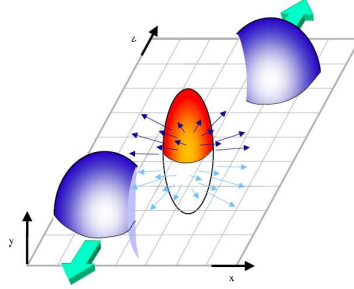
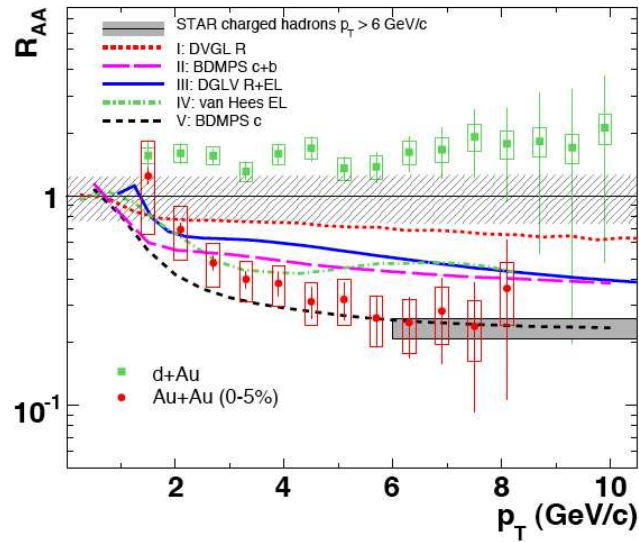


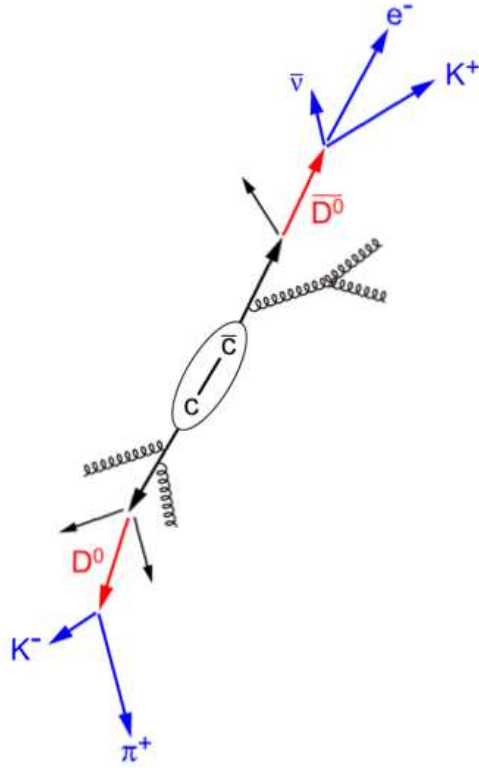
FIG. 1.16 – Asymétrie de la distribution de matière pour des collisions à paramètre d'impact non nul

Le facteur de modification nucléaire des électrons provenant directement de la décroissance semi leptonique des mésons B et D a été mesuré par STAR [29] (voir Fig. 1.17).


 FIG. 1.17 – Facteur de modification nucléaire des électrons pour des collisions d+Au et Au+Au à $\sqrt{s} = 200$ GeV

Les données pour les collisions d+Au et Au+Au sont comparées à des modèles de perte d'énergie des quarks ([30], [31]). Une suppression plus importante a été observée par rapport aux modèles suggérant d'autres processus de perte d'énergie. Un des moyens suggérés pour réduire les incertitudes théoriques et de comprendre ce déficit de production par rapport aux modèles théoriques serait de mesurer séparément la production des mésons B et D [31].

Les particules charmées décroissent selon 2 modes : hadroniques (par décroissance en hadrons) et semi-leptoniques (par décroissance en un lepton)(Fig. 1.18)

FIG. 1.18 – Mode de désintégration d'une paire $c\bar{c}$

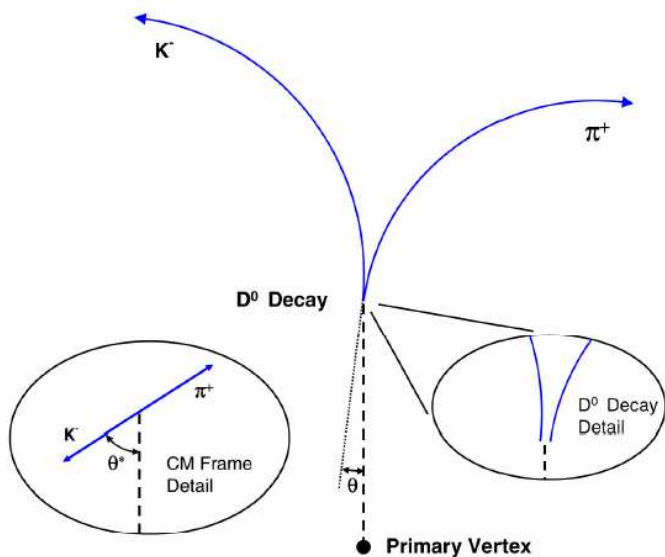
Les différents canaux hadroniques sont résumés dans le tableau 1.4 :

	Masse(GeV)	Constituants	$c\tau$ (μm)	Canal hadronique	Rapport d'embranchement (%)
D^\pm	1869.3	$c\bar{d}$ $\bar{c}d$	311.8	$K^-\pi^+\pi^-$	9.51
D^0, \bar{D}^0	1864.5	$c\bar{u}$ $\bar{c}u$	122.9	$K^-\pi^+$	8.8

TAB. 1.4 – Caractéristiques des principales particules charmées recherchées par décroissance topologique directe [1]

STAR a mesuré la production de charme ouvert provenant de décroissance hadronique direct à partir des collisions d+Au à $\sqrt{s} = 200$ GeV [32]. Cependant cette mesure n'utilisait pas l'identification des particules charmées via l'identification de vertex secondaires.

La collaboration STAR a donc mis en oeuvre un programme de calibration et d'alignement de ces détecteurs de vertex actuels afin d'explorer la possibilité de mesurer la production de charme ouvert avec ceux-ci.



Des critères sur la longueur de décroissance du D^0 , la distance et l'angle d'ouverture entre le K^+ et π^- sont autant de coupures à appliquer afin de réduire le bruit de fond combinatoire.

FIG. 1.19 – Décroissance hadronique du $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$

Par exemple, le D^0 se désintègre en 2 particules chargées (Fig. 1.19). Connaître la localisation du vertex primaire avec précision, afin de le séparer du vertex secondaire, est essentiel car cela permettra de réduire le bruit de fond combinatoire lors de la reconstruction de la masse invariante du D^0 . Cette mesure est néanmoins non-triviale à cause de la faible longueur de décroissance du D^0 (voir Tab. 1.4) ; une précision de l'ordre de la longueur de décroissance est donc requise.

Conclusions Même si la mesure des différentes observables ne peuvent pas signer de manière catégorique la formation d'une phase de plasma de quarks et de gluons, l'existence d'un milieu dense qui serait créé lors des premiers instants des collisions d'ions lourds reste néanmoins observé à travers notamment la suppression des particules de hautes impulsions transverses. Cette matière serait soumise à de fortes interactions et atteindrait l'équilibre thermique dans un temps relativement court (1fm). Afin de quantifier cet état, la mesure des particules charmées apparaît aujourd'hui comme une preuve supplémentaire à effectuer.

Chapitre 2

RHIC

2.1 Complexe d'accélérateurs au BNL

Situé au Brookhaven National Laboratory aux États-Unis, le RHIC est un collisionneur d'ions lourds ultra relativistes ayant pour but la création et l'étude du PQG.

Le projet initial d'installer un collisionneur d'ions lourds à BNL remonte aux années 1980 avec la construction de deux projets qui ont été par la suite avortés pour des raisons techniques et financières : ISABELLE¹ et CBA².

L'idée de ces projets était d'utiliser, à l'opposé de l'AGS, l'accélérateur sur cible fixe déjà existant au BNL, deux anneaux de stockage pour faire des collisions de deux faisceaux. Ainsi l'existence d'un tunnel vide, de halles expérimentales et d'un système d'injection ont facilité l'implémentation d'un nouveau collisionneur. Les capacités optimales du RHIC sont des collisions d'ions Au à 100 GeV par nucléons et par faisceau. Pour atteindre cette énergie, un complexe d'accélérateur et d'anneaux de stockage sont nécessaires. Le chapitre suivant les décrit en détail.

Il est constitué de deux anneaux concentriques de 3,8 Km de circonférence. Les ions sont accélérés en traversant un complexe d'accélérateurs avant d'être séparés puis injectés dans les deux anneaux par paquets circulant en sens inverse. Diverses énergies peuvent être atteintes au centre de masse de la réaction et différents systèmes peuvent être accélérés ; RHIC a permis en particulier de produire des collisions Au+Au à $\sqrt{s}=200$ GeV. Actuellement, quatre expériences sont installées auprès du collisionneur (PHOBOS³, BRAHMS⁴, PHENIX⁵ et STAR) avec des objectifs et des dispositifs expérimentaux différents.

2.2 Historique

Le RHIC se décompose en trois sous ensembles, chacune ayant une fonction différente :

¹Intersecting Storage Accelerator + Belle

²Colliding Beam Accelerator

³l'expérience initiale Modular Array for Rhic Spectroscopy n'ayant pas été approuvée, un autre dispositif portant le nom d'une des lunes de Mars a été retenu plus tard.

⁴Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometers

⁵Pionnering High Energy Nuclear Experiment

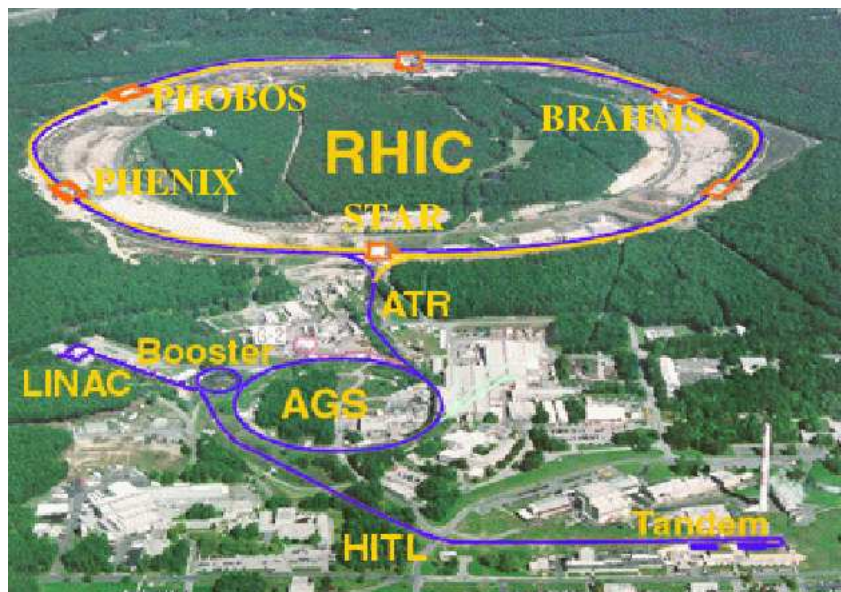


FIG. 2.1 – Vue aérienne des accélérateurs et du collisionneur RHIC

2.2.1 Complexe pré accélérateur : le Tandem et le Booster

Le premier stage correspond à la création des ions et leur accélération dans le Tandem Van der Graff et le Booster Synchrotron.

Le Tandem est un accélérateur linéaire de 24 m de long et fut construit initialement dans les années 60. Des ions depuis l'hydrogène jusqu'à l'uranium y sont créés.

Prenons le cas de collisions Au+Au : les ions créés par la source à pulvérisation, sont accélérés sous une tension de 14 M et traversent le Tandem pour acquérir une énergie par nucléon de 1 MeV/u et une charge électrique $Q = +32$. (32 électrons sont arrachés au fur et à mesure quand les ions passent à traversent des grilles électrostatiques) Les deux accélérateurs sont symbolisés en partie orangée sur la figure 2.2.

Les ions cheminent via une ligne de transfert (TtB) de 850 mètres de long vers le Booster Synchrotron (accélérateur circulaire) pour y être injectés par paquets. C'est un accélérateur circulaire d'une taille le quart de l'AGS et sa construction fut achevée au début des années 90. En sorti du Booster et après 45 tours, les ions ont une charge $Q = +77$ et une énergie de 95 MeV/u.

2.2.2 AGS

La seconde étape est une accélération plus conséquente dans l'AGS. C'est l'un des plus anciens accélérateurs circulaires et est en activité depuis 1960. Son diamètre est de 250 m environ. Les ions sortant du Booster y sont injectés en 4 cycles, chacun contenant 24 paquets d'ions or. Ils sont plusieurs dégroupés et regroupés lors de leurs cycles successifs dans l'AGS. Ils atteignent une énergie de 10.8 GeV/u en sorti de l'AGS et ont subi 2 dernières ionisations pour obtenir une charge $Q = +79$.

La ligne de transfert AgsToRhic les achemine finalement au RHIC.

L'AGS peut aussi recevoir des protons de 200 MeV provenant du LINAC⁶ qui sont utilisés dans des

⁶Linear Accelerator

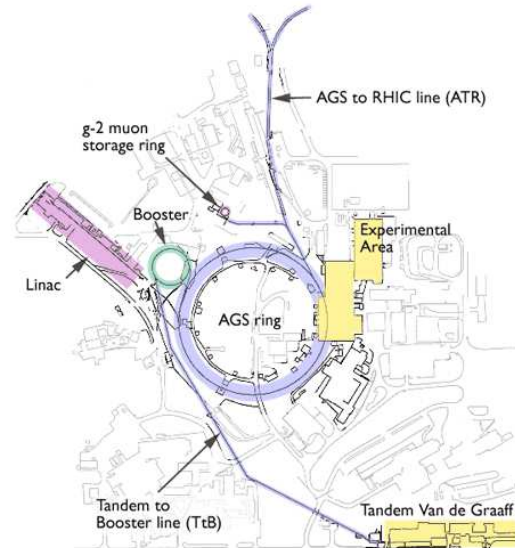
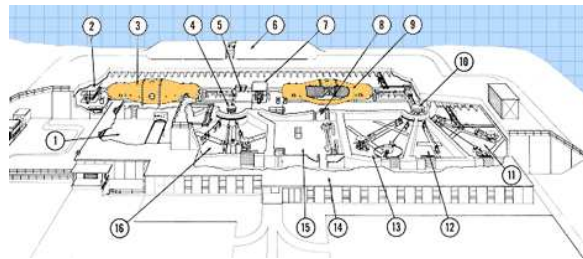
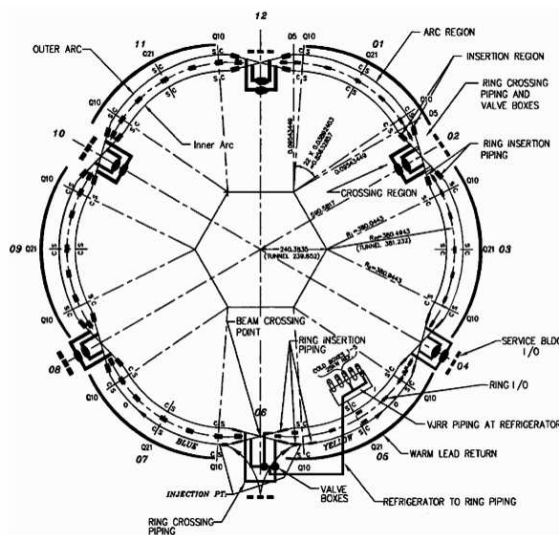


FIG. 2.2 – Tandem Van de Graaff

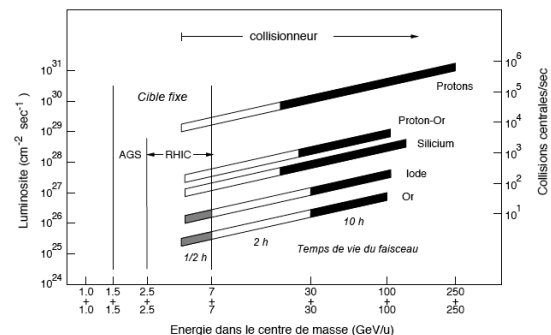
expériences mettant en jeu des protons polarisés pour la mesure du spin du nucléon.

2.2.3 RHIC : une vue globale

Le RHIC est composé de deux anneaux concentriques de 3.8 Km de circonférence dans lesquels les ions sont stockés puis accélérés en sens opposé.⁷



(a) Ensemble d'aimants et dipôles constituant le RHIC



(b) Caractéristiques générales

FIG. 2.3 – Vue d'ensemble du RHIC

L'ensemble magnétique (Fig. 2.3(a)) est composé de six sections d'arcs, réunies entre elles par ⁷ils sont communément appelé blue (sens est ouest) et yellow ring (sens ouest est)

six sections d'insertion rectilignes où les faisceaux se croisent ; dans quatre de ces insertions sont actuellement localisées quatre expériences.

Des aimants super conducteurs, dipôles et quadripôles servent à diriger et focaliser les faisceaux tout le long des anneaux. Le RHIC fonctionne à 2 fréquences de rotation : 28 MHz pour capturer les quatre paquets de l'AGS et les accélérer jusqu'à l'énergie voulue et une fréquence accélératrice de 197 MHz⁸ pour réaliser les collisions.

La conception du RHIC est telle qu'il peut investiguer différents systèmes à différentes énergies. La figure, 2.3(b) représentant la luminosité⁹ atteinte pour différents systèmes, illustre cette flexibilité possible du RHIC.

Le RHIC a aussi la possibilité d'accélérer des protons polarisés longitudinalement où transversalement. Ce type de faisceaux est utilisé pour les expériences récemment installées concernant l'étude du spin du nucléon [34].

2.2.4 Sites expérimentaux

Nous décrirons dans cette partie les expériences installées auprès du RHIC (la partie relative à STAR fera l'objet d'une description plus complète). Elles sont au nombre de quatre et ont des axes de recherche différents mais néanmoins complémentaires dans la recherche et mise en évidence du plasma de quarks et de gluons. STAR et PHENIX constituent les deux plus «grandes» expériences tandis que PHENIX et PHOBOS constituent des expériences plus modestes (*grande* réfère ici à la taille, complexité, nombre de collaborations et physiciens).

PHOBOS

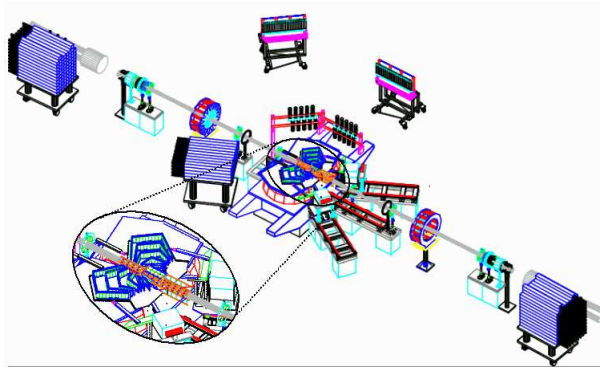


FIG. 2.4 – Vue d'ensemble des détecteurs de PHOBOS

PHOBOS consiste en la mesure du nombre de particules chargées dans un angle solide complet et pour des particules à très faible impulsion transverse. L'idée de base était que comme l'on ne connaissait pas a priori les signatures (densité de particule par exemple) de ce nouveau régime, une étude détaillée en sélectionnant toutes les collisions et en détectant relativement toutes les particules [35]. PHOBOS est constitué de deux spectromètres latéraux, composé de détecteurs au silicium qui permettent la mesure de la perte d'énergie des particules ainsi que la mesure de la trajectoire des particules. Leur

⁸cette fréquence minimise la dilatation des paquets à cause des collisions des ions à l'intérieur du faisceau [33]

⁹la luminosité L est définie par $L = fn \frac{N_1 N_2}{A}$ où f est la fréquence de révolution des paquets d'ions, n leur nombre, N_1 et N_2 le nombre d'ions constituant les paquets et A la surface d'interaction des 3 paquets lors de la collision.

identification est alors possible jusqu'à $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$.

PHOBOS comporte aussi un ensemble de détecteurs au silicium formant le détecteur de multiplicité, couvrant alors un domaine de mesure de près 10 unités en pseudo rapidité.

BRAHMS

BRAHMS s'attelle à la mesure des hadrons chargés sur un domaine de rapidité $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_{\parallel}}{E-p_{\parallel}}$ et d'impulsion transverse les plus grands [36]. Elle est composée de deux spectromètres (FS et MRS) situés respectivement à $2^\circ, 3^\circ$ et à 90° de l'axe du faisceau.

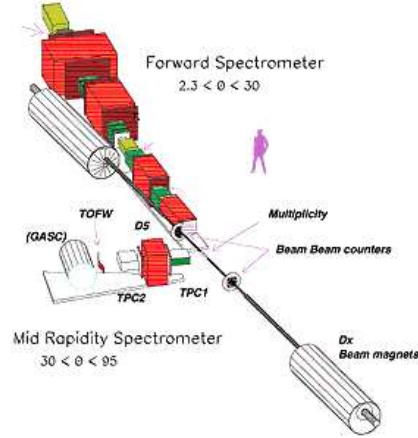


FIG. 2.5 – Vue d'ensemble des détecteurs de BRAHMS

PHENIX

PHENIX fait partie avec STAR des deux expériences de plus grande envergure. Elle a été construite pour mesurer les photons directs et les paires de leptons (e^\pm et μ^\pm signant la production d'états liés tels que le J/ψ , Ψ' et Υ [37]).

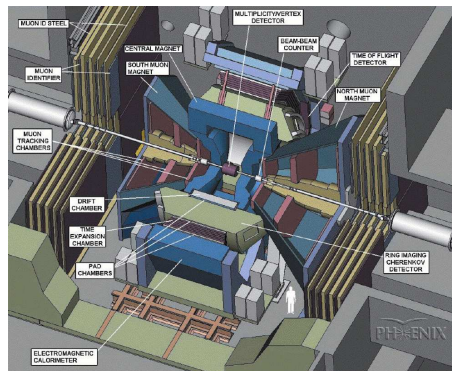


FIG. 2.6 – Vue d'ensemble des détecteurs de PHENIX

Le second but de PHENIX est la mesure du spin du nucléon par la mesure de polarisation des gluons. Elle est constituée de plusieurs sous détecteurs dont deux spectromètres à muons placés de chaque côté du point d'interaction ainsi que d'un spectromètre central pour la trajectographie et la mesure de la perte d'énergie des particules chargées.

2.3 STAR

STAR permet la mesure et l'identification des hadrons produits lors de ces réactions dans un grand angle solide. Pour atteindre cet objectif, le coeur de STAR se compose essentiellement d'une chambre à projection temporelle cylindrique de grand volume entourée d'un champ magnétique, qui permet la mesure et l'identification des particules chargées. La reconstruction des traces des particules dans la partie centrale de STAR s'effectue à l'aide du trajectographe interne. Il est composé de trois couches de détecteurs au silicium à dérive (SVT¹⁰) et de détecteurs au silicium à micropistes (SSD¹¹).

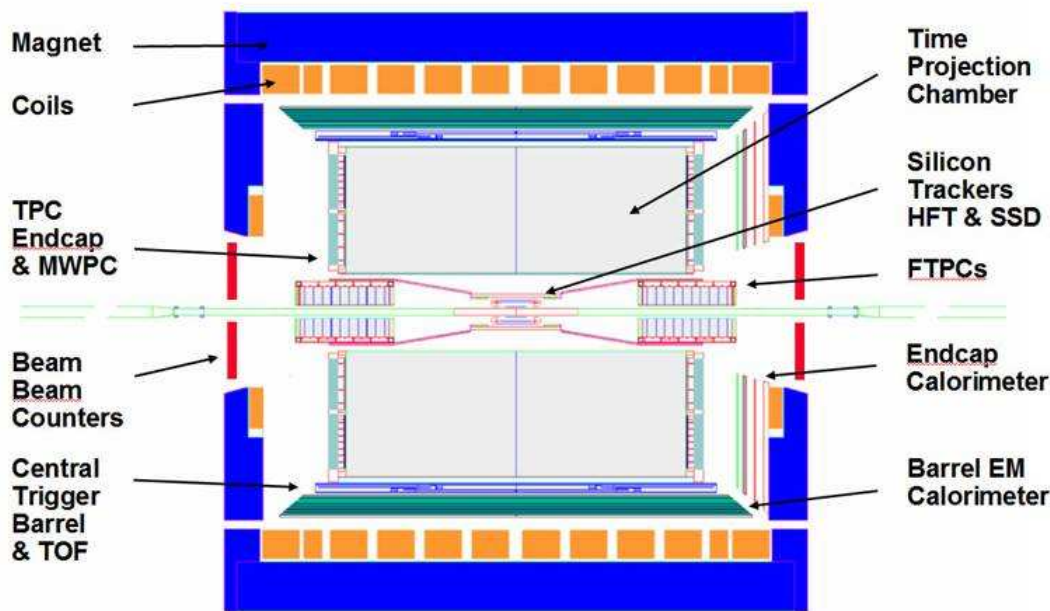


FIG. 2.7 – Coupe longitudinale de STAR

SUBATECH a participé aux prises et à l'analyse des données de STAR ainsi que dans la conception et la construction du SSD.

2.4 Coeur de STAR : TPC

Le détecteur principal de STAR est une chambre à projection temporelle de forme cylindrique [38].

Elle doit être capable de reconstruire les trajectoires de particules d'événements de haute multiplicité (plus de 1000 traces dans des collisions Au+Au par exemple). Les opérations que doit remplir la

¹⁰Silicon Vertex Tracker

¹¹Silicon Strip Detector

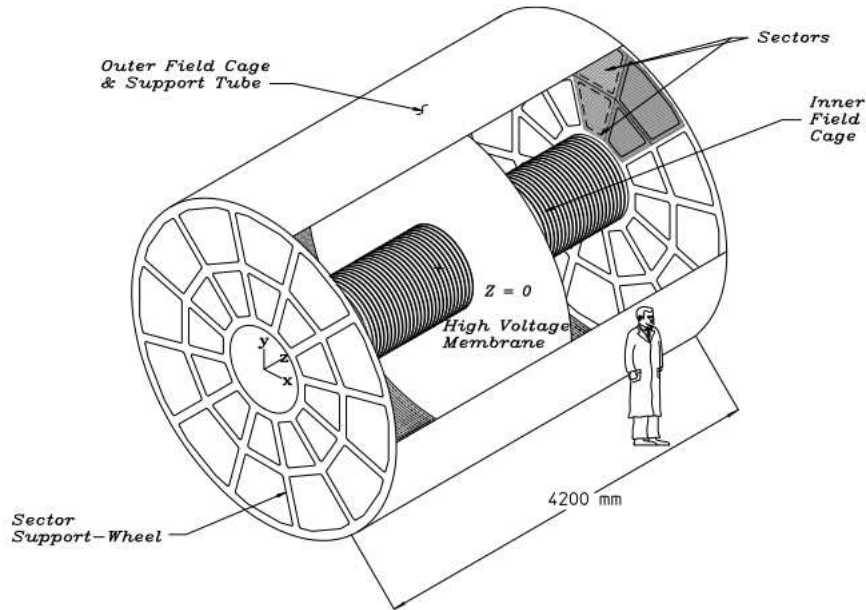


FIG. 2.8 – Schéma représentant la TPC

TPC sont :

- l'enregistrement des traces
- la mesure de leurs impulsions
- l'identification des particules

2.4.1 Description

La TPC mesure 4.2 m de long, ses rayons interne et externe étant respectivement localisé à 50 cm et 2 m à partir du faisceau. Cela lui confère une couverture en pseudo rapidité de 2 unités et une couverture azimutale complète.

C'est un volume rempli de gaz soumis à un champ électrique de 135V/cm. Le passage des particules crée par ionisation des électrons qui dérivent aux extrémités de la TPC où se trouve l'électronique de lecture (voir figure 2.9).

La composition du mélange gazeux (90% d'argon et 10% de méthane) a été choisie pour ses propriétés dynamiques qu'il confère aux charges créées lors de l'ionisation, c'est-à-dire une vitesse de dérive des électrons relativement rapide ($v_e = 5.45 \text{ cm}/\mu\text{s}$) tout en minimisant la diffusion transverse ($\sigma_T = 3.3 \text{ mm}$ après une dérive de 210 cm dans la TPC). Le gaz est aussi soumis à une légère surpression de 2 mbar au-dessus de la pression atmosphérique pour réduire la présence d'impuretés réductrices comme l'oxygène qui pourrait capter des électrons.

Le champ électrique requis pour la dérive des électrons est créé en établissant une différence de potentiel entre la membrane centrale (portée au potentiel $V_{CM} = -28\text{kV}$) et les deux extrémités de la TPC mise à la terre. L'uniformité du champ dans ces deux zones est assurée par des anneaux conducteurs répartis sur toute la longueur de la TPC qui sont reliés entre eux par des résistances placées sur la cage interne.

2.4.2 Système de lecture

Il consiste en un ensemble des chambres proportionnelles multi fils (Multi-Wire Proportional Chamber) réparties sur 2 rangées de 12 secteurs de forme trapézoïdale. Les électrons y sont soumis à un fort champ électrique de façon à créer une avalanche électronique sur une faible profondeur.

Un système de trois grilles sert au déclenchement de l'acquisition. La première grille («gated grid») peut s'ouvrir et se fermer, permettant ainsi le passage des électrons pendant le temps de dérive et se referme et permet la capture des ions créés lors de l'avalanche électronique pour les empêcher de retourner dans le volume de dérive (un potentiel de 110 V est appliqué quand un trigger est reçu pour laisser passer les électrons, sinon en absence de triggers, le potentiel est de ± 75 V).

Les deux grilles suivantes («shield grid», «anode grid») constituent à proprement parler la chambre proportionnelle : une différence de potentiel entre les deux de 1200 V est appliquée et provoque l'avalanche électronique par laquelle les électrons secondaires seront recueillis sur le plan de lecture.

Un gain amplificateur de 1000-3000 est nécessaire pour maintenir un rapport signal sur bruit de l'électronique de lecture de 20 :1.

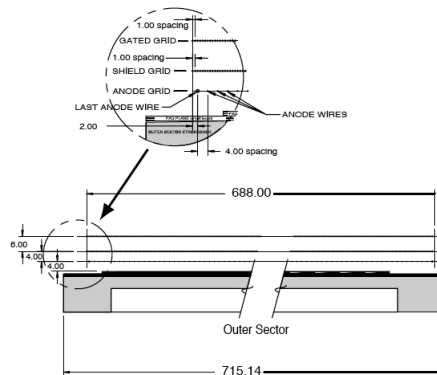


FIG. 2.9 – Coupe transversale d'un pad de lecture de la TPC

On distingue deux rangées de secteurs (figure 2.10) pour des raisons de reconstruction des traces de particules : dans la région proche du faisceau, la densité en trace est plus élevée que dans les secteurs les plus externes.

Ainsi, l'électronique de lecture («pad») y est différente pour refléter cet aspect. Les pads internes ont une granularité plus fine (leur dimension vaut $3.35 \times 12 \text{ mm}^2$) pour une meilleure résolution à deux traces (capacité à distinguer 2 traces proches l'une de l'autre) et ils sont séparés entre eux de 12 mm. Les pads externes sont plus larges du fait de la densité en traces plus faible ($6.7 \times 20 \text{ mm}^2$) et sont jointifs entre eux. Le rôle des pads internes et externes est différent : les pads internes servent à l'amélioration de la mesure de l'impulsion et au raccord des traces provenant de la TPC avec les détecteurs de vertex interne alors que les pads externes servent essentiellement à optimiser la mesure de la perte d'énergie par une plus grande collecte des électrons. Les secteurs internes comportent 13 rangées de pads alors que les secteurs externes en contiennent 32. Elle est entourée d'un aimant solénoïde délivrant un champ magnétique de 0.5 T.

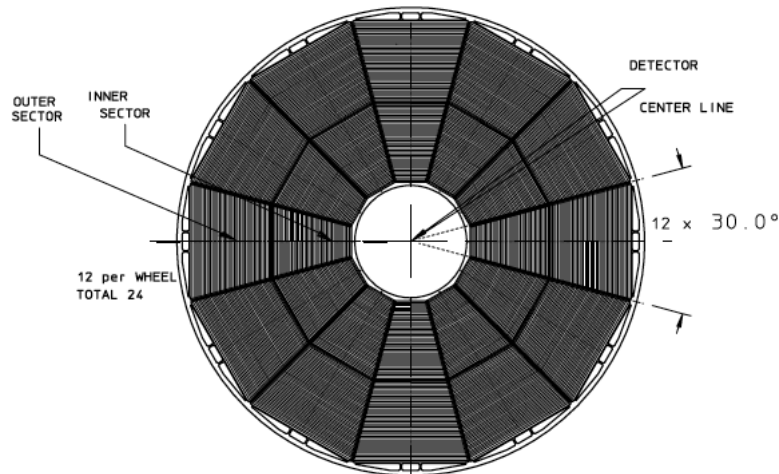


FIG. 2.10 – Vue en coupe de la TPC

2.4.3 Reconstruction des points d'impacts dans la TPC

Dans le plan transverse au faisceau (r/ϕ), l'information de la charge recueillie par les pads est utilisée. Un ajustement gaussien du profil de charges dans les directions x et y locales est effectué, ie pour une rangée de pads y_i , l'ajustement est fait en prenant en compte les trois pads adjacents.

3942 pads dans les secteurs externes et 1750 dans les secteurs internes sont utilisés pour la localisation du point d'impact dans le plan transverse au faisceau (r/ϕ), l'information sur la coordonnée z étant donnée par le temps de dérive des électrons créés au point d'ionisation jusqu'au plan de lecture aux extrémités de la TPC.

L'échantillonnage de l'axe temporel en 512 canaux, associé au nombre pads de lecture, représente un total de 70 millions de voxels. Pour cette mesure, la vitesse de dérive est utilisée en lui associant le temps entre l'arrivée des électrons secondaires et le point d'origine.

2.4.4 Perte d'énergie et identification des particules

La perte d'énergie ($\frac{dE}{dx}$) est un outil puissant pour discriminer les particules dans les bases impulsions. Elle est extraite à partir de l'énergie perdue mesurée dans les 45 pads. La perte d'énergie moyenne n'est pas mesurable du fait de la relative courte longueur d'une trace, mais la valeur la plus probable de cette perte d'énergie est mesurée en tronquant les amas de charge (30 % des amas ayant les plus grandes charges). Ceci afin de minimiser la contribution associée à la lente décroissance des distributions de Landau.

La figure 2.11 représente le $\frac{dE}{dx}$ en fonction de l'impulsion pour différentes particules ; les courbes rouges symbolisent les pertes d'énergie théorique calculées selon une paramétrisation de Bethe-Bloch[2]. La résolution est de 8 % pour une trace comportant 40 points reconstruits. Les pions et protons peuvent être séparés jusqu'à $P = 1$ GeV/c. L'écart des points expérimentaux pour un type de particule donnée et pour une impulsion donnée suit une distribution gaussienne centrée sur la valeur la plus probable. L'écart-type σ_{dEdx} de cette distribution est souvent utilisé comme coupure dans les analyses. Par exemple un π peut être identifié dans la TPC grâce à sa perte d'énergie si la mesure de son $dEdx$ ne dévie pas plus de $n \times \sigma_{dEdx}$ de référence.

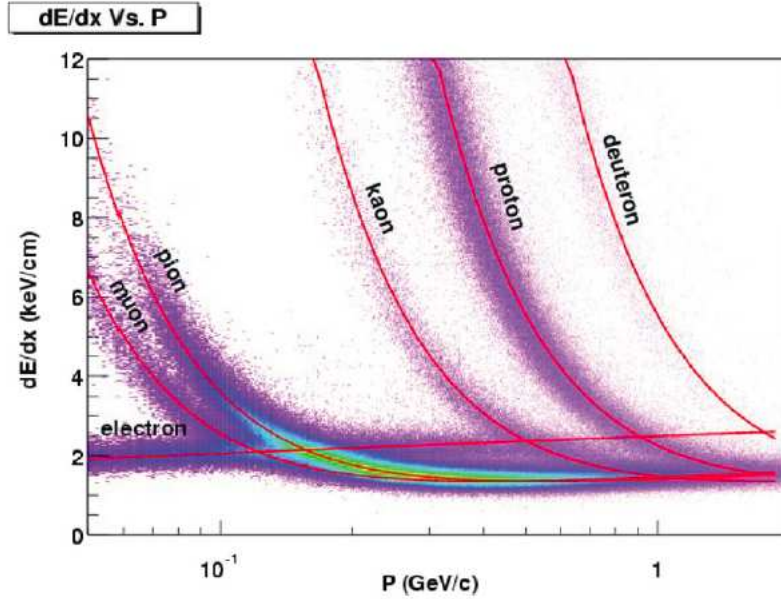


FIG. 2.11 – Perte d'énergie en fonction de l'impulsion pour différentes particules

2.5 L'aimant

La TPC a besoin d'un champ magnétique homogène pour la mesure de l'impulsion des particules. Dans STAR, le champ peut prendre des valeurs ($0 \leq \|B_Z\| \leq 0.5$ T) et l'on distingue 2 orientations du champ :

- $B_Z \geq 0$: le champ est dans le sens est-ouest (noté *FullField*)
- $B_Z \leq 0$: le champ est dans le sens inverse (noté *ReverseFullField*)

Des fluctuations, qui impliquent une distorsion des traces, de l'ordre de quelques millimètres dans la composante radiale et de quelques dizaines de microns selon la composante azimutale ont été estimées et sont en dessous et en accord avec les valeurs requises.

2.6 Les détecteurs de déclenchement : ZDC et CTB

Les principales tâches assignées au système de déclenchement sont résumées ci-dessous :

- sélectionner les événements de haute multiplicité
- sélectionner les événements pour lesquels une phase de QGP a pu être formée lors de la collision (inhomogénéité dans la production de particules, concentration inhabituelle d'étrangeté)
- fournir différentes conditions de déclenchement (événements de calibrage, rayons cosmiques ...)
- fonctionner aussi bien en collision p+p, p+A et A+A

Les détecteurs à réponse rapide tels que le Zero Degree Calorimeter et le Central Trigger Barrel doivent fournir l'information sur la décision d'enregistrer sur disque chaque événement et aussi sur la position du point d'interaction. Ils servent aussi à sélectionner le type d'événements : en effet, les collisions n'étant pas toute centrales, ils doivent pouvoir discriminer les collisions périphériques, semi périphériques ou centrales.

Le CTB est un tonneau de tuiles scintillantes entourant la TPC et mesure la multiplicité des particules

chargées. Il couvre une région de 2 unités en pseudo rapidité.

Les ZDC quant à eux fournissent un signal proportionnel à la multiplicité de neutrons non déviés par le champ magnétique de STAR dans un faible angle solide ($\theta \leq 4$ mrad) [39].

Ils consistent en deux calorimètres hadroniques placés à 18 m de part et d'autre du point d'interaction. Ainsi les signaux mesurés par ces deux systèmes de déclenchement sont corrélés entre eux et serviront à définir la collision. Pour des collisions centrales (faible paramètre d'impact), peu de neutrons spectateurs (faible signal dans les ZDC) et une grande multiplicité de particules chargées émises à rapidité centrale seront observés. À l'inverse les collisions périphériques donneront plus de neutrons spectateurs et un faible signal dans les CTB.

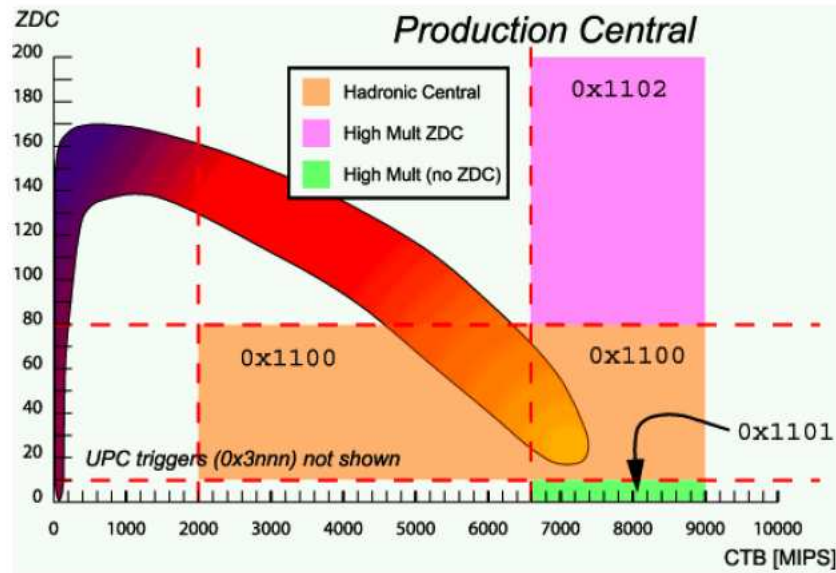


FIG. 2.12 – Corrélation des signaux mesurés dans les ZDC et les CTB

On remarque sur la figure 2.12 qu'aux faibles multiplicités (faible signal des CTB), le signal des ZDC l'est aussi. À ces faibles paramètres d'impact, ce ne sont plus des neutrons qui sont émis mais des fragments de noyaux comportant des neutrons et donc susceptibles d'être déviés par le champ magnétique.

Niveaux de déclenchements STAR possède 3 niveaux de déclenchement qui décident de l'acquisition d'un événement. Le CTB et les ZCD constituent une partie du niveau L0 du système de déclenchement (niveau le moins sélectif). Il utilise la coïncidence des signaux dans les ZDC ainsi que l'horloge interne du RHIC qui détermine le temps auquel a eut lieu le croisement entre les 2 faisceaux. Il doit fournir une réponse rapide ($1.5 \mu s$). Si cette condition est remplie, le signal provenant des CTB est utilisé pour déterminer la multiplicité de l'événement. Si un événement passe le niveau L0, les données de ces détecteurs sont étudiées en détail tandis que les détecteurs lents commencent à acquérir leurs données.

Cette étape constitue le niveau L1 pendant lequel les électrons dérivent dans le volume de la TPC. Un événement peut y être avorté durant $40 \mu s$ (temps correspondant à la plus grande dérive des électrons dans la TPC). Cette étape dure environ $100 \mu s$.

Le niveau L2 est utilisé par l'ensemble des données des détecteurs rapides pendant lequel les données de la TPC sont numérisées. Le temps servant à la numérisation des données de la TPC (10 ms) limite actuellement le taux de lecture d'un événement à 100 Hz.

Finalement le dernier niveau (L3) est constitué par une reconstruction en ligne des traces des particules pour une estimation plus précise du point d'interaction et d'identification de particules à haute impulsion transverse. La décision de sélection ou rejet est faite durant les 200 ms nécessaires aux algorithmes de reconstruction en ligne.

2.7 Trajectographie dans les pseudo rapidités élevées : les Forward TPC

La trajectographie dans STAR est aussi étendue dans les régions de haute pseudo rapidité ($2.5 \leq |\eta| \leq 4.0$) Pour cela, 2 chambres à projection temporelle de dimensions plus réduites sont placées de part et d'autre du point d'interaction et servent à mesurer l'impulsion des particules chargées et à déterminer leurs trajectoires dans de faibles ouvertures angulaires. ($2.1 \leq \theta \leq 9.4$). Ce sont 2 cylindres de 120 cm de long et 75 cm de diamètre qui contiennent chacune 10 rangées de pads (voir Fig. 2.7). Contrairement à la TPC, les électrons dérivent dans un champ électrique perpendiculaire au champ magnétique. La FTPC doit fournir une résolution à 2 traces de l'ordre de 1 à 2 mm dans ces régions de haute pseudo rapidité.

2.8 Les calorimètres électromagnétiques

Ces détecteurs servent à la mesure de l'énergie associées aux photons, électrons et particules qui interagisse selon l'électromagnétisme. Ils sont composés d'un cylindre (BEMC) et 2 plans verticaux (EEMC).

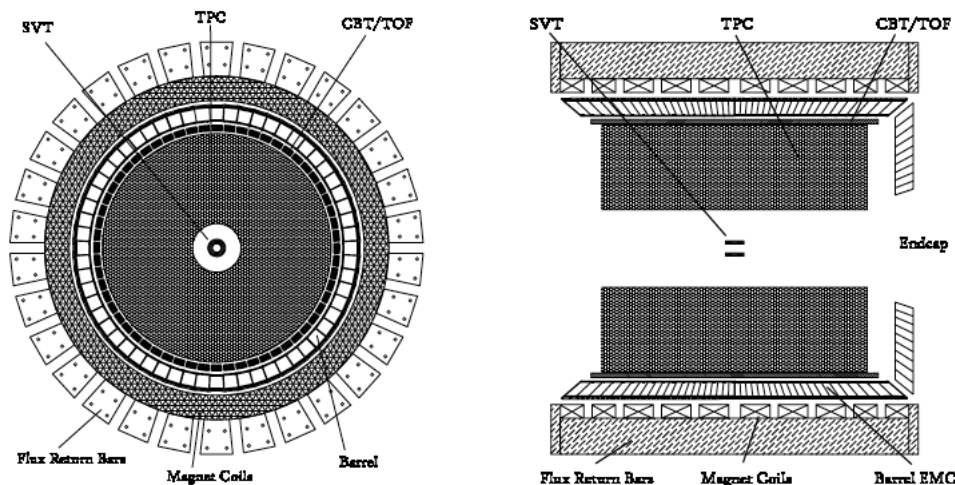


FIG. 2.13 – Disposition des calorimètres électromagnétiques dans STAR

Le BEMC est constitué d'un ensemble de 120 calorimètres placés à un rayon de 220 cm du faisceau pour une surface de $60m^2$ (Barrel Electromagnetic Calorimeter). Il a une couverture azimutale complète

et couvre une région $|\eta| \leq 1$. La figure 2.13 montre que le BEMC englobe entièrement la TPC et est localisée avant les bobines de l'aimant.

Le EEMC complète la couverture en pseudo rapidité du BEMC ($1 \leq |\eta| \leq 2$). Il est composé de pistes scintillantes servant à la discrimination π^0/γ ainsi que de couches successives de scintillateurs plastiques servant à distinguer entre les gerbes électromagnétiques des électrons et hadrons.

2.9 Détecteur de vertex interne

Nous allons décrire dans cette section les détecteurs de vertex interne de STAR. Ils doivent fournir une mesure précise du vertex primaire d'interaction ainsi qu'améliorer la reconstruction des vertex secondaires. Il est composé du SVT et du SSD.

Dans cette partie, je décrirais le principe de détection ainsi que les possibilités offertes par le SVT (le SSD faisant l'objet du chapitre suivant pour une étude plus détaillée).

Les buts assignés au détecteur de vertex interne sont (non exhaustif) :

- améliorer les capacités de trajectographie. Nous pouvons citer par exemple :
 1. résolution sur la position du vertex d'interaction
 2. résolution sur la séparation à deux traces (comment deux particules proches l'une de l'autre ont créées deux points d'impact distincts)
 3. mesure de la perte d'énergie
 4. résolution du point reconstruit de l'ordre de $20 \mu\text{m}$
- apporter de nouvelles possibilités de mesure telles que :
 1. la reconstruction des particules multi étranges
 2. la reconstruction des particules de faible impulsion transverse

2.9.1 Le Silicon Vertex Tracker

Le SVT consiste en trois couches de détecteur au silicium à dérive et comporte 216 modules de détection (voir tableau 2.1 pour la répartition des modules)

Couche	1	2	3
Rayon (cm)	6.9	10.8	14.5
Nombre d'échelles	4	6	7
Nombre de modules par échelle	4	6	12
Longueur (cm)	25.2	37.8	44.4

TAB. 2.1 – Caractéristiques géométriques du SVT

2.9.2 Principe de détection

On peut voir un détecteur au silicium à dérive comme une chambre à dérive solide. Sur un substrat de silicium fortement dopé en électron (n-type) sont implantées 240 pistes en silicium de type p (excès de trous), séparées chacune d'elles de $135 \mu\text{m}$, sur toute la longueur du module de détection. Un implant segmenté ($250 \mu\text{m}$) de type n est implanté à une extrémité du détecteur et sert d'anode alors que les pistes p+ servent de cathodes. En appliquant une différence de potentiel ($\sim 600 \text{ V/cm}$) entre ces deux

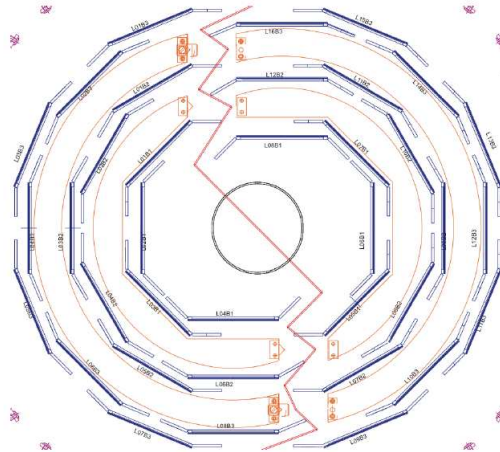


FIG. 2.14 – Schéma représentant les 3 couches de détecteurs du SVT

électrodes, une particule traversant le milieu y créera des trous qui seront collectés sur les pistes p+ alors que les électrons dériveront vers l'extrémité du module.

Une mesure de ce temps de dérive donnera la position selon la direction de dérive (\hat{x} sur la figure 2.15) alors que celle dans la direction transverse (\hat{y}) est directement donnée par la lecture des charges sur les cathodes.

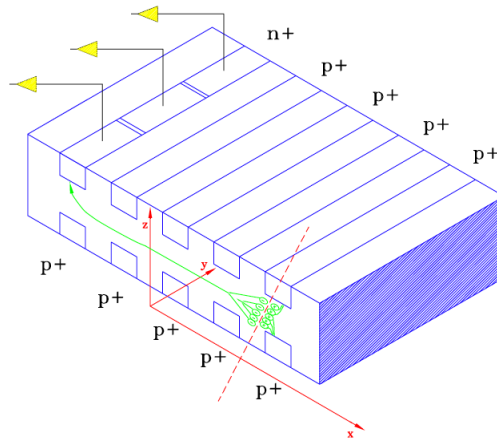


FIG. 2.15 – Module de détection (SDD) du SVT

Une des difficultés majeures des SDD est d'obtenir les mesures précises de t_0 et t_{max} associé à chaque module afin d'obtenir une mesure de la vitesse de dérive (v_{drift}) la plus précise. Les figures 2.16 montrent des modules où un ajustement par une fonction de type heavy-side est relativement performant pour la détermination de t_0 . Les particules traversant le détecteur vont induire du signal sur 1 ou plusieurs anodes : le pic principal correspond au signal des anodes les plus éloignées des cathodes où est appliquée la haute tension.

t_{max} est ajusté par une fonction de heavy-side simplement.

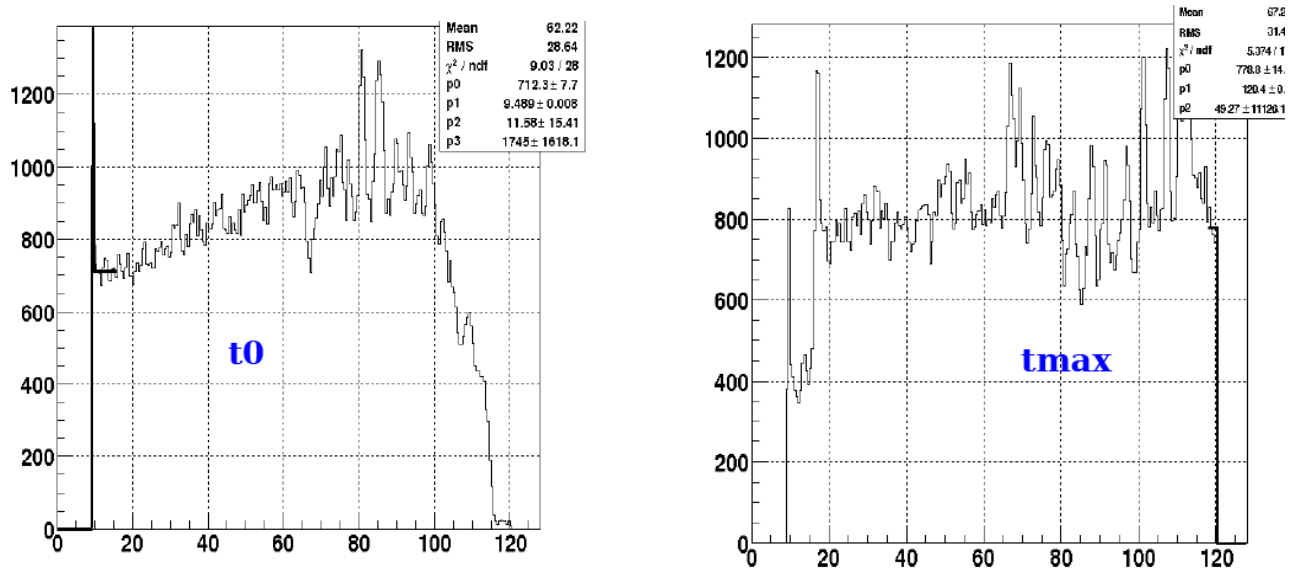


FIG. 2.16 – Temps de dérive : $t_{max} - t_0$: l'axe x représentant l'indice des 120 cathodes d'une même face. t_0 correspond aux anodes les plus éloignées des cathodes où est appliquée la haute tension

Des figures 2.16 on déduit la vitesse de dérive dont la distribution pour les données de 2007 est représentée ci-après ; la valeur obtenue de $v_{drift} \simeq 6.78 \mu\text{m}/\text{ns}$ est en accord avec les spécifications d'un module SDD.

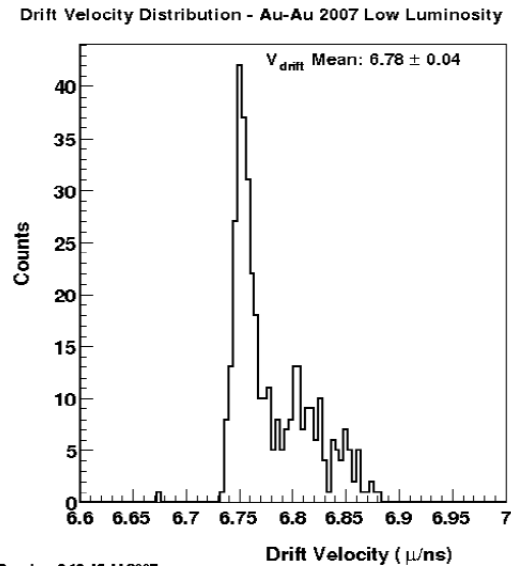


FIG. 2.17 – Distribution de la vitesse de dérive v_{drift} des modules du SVT

2.10 Le futur «proche» de STAR

La figure 2.18 illustre les récentes et futures améliorations des détecteurs et système d'acquisition de STAR.

Nous évoquons les principales améliorations brièvement dans cette section.

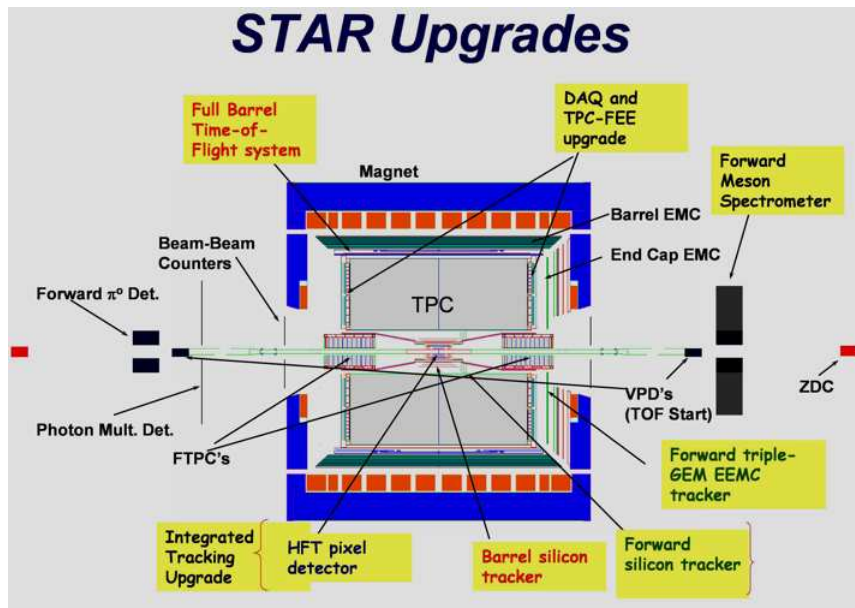


FIG. 2.18 – Vue en coupe des améliorations prévues ces prochaines années dans STAR

2.10.1 DAQ1000

Le but de cette amélioration, qui sera effective au début du run VIII, est d'augmenter la vitesse de lecture et d'enregistrement des données. Actuellement un évènement requiert 10 ms (soit une acquisition à une fréquence de 100 Hz) pour être entièrement traité par les détecteurs les plus lents et être écrit sur disque.

Les avantages de cette amélioration sont :

- de pouvoir acquérir un plus grand nombre de données pour des déclenchements classiques en moins de temps
- de pouvoir acquérir des données avec un déclenchement plus restrictif et ce faisant en limitant le temps mort

Cependant une des inconnues à l'heure actuelle se situe au niveau de l'analyse hors-ligne. Ce n'est pas parce que l'on ne pourra acquérir beaucoup plus d'évènements que l'on saura ensuite les analyser. Ainsi un des défis sera de prévoir comment se déroulera l'analyse hors ligne ?

2.10.2 *Forward Meson Spectrometer*

Le *FMS* doit mesurer la distribution de densité de gluons $x.g(x)$ pour $0.001 \leq x \leq 0.01$ dans le noyau à partir des collisions $d+Au \rightarrow \pi^0 \pi^0 X$.

Il doit aussi caractériser la section efficace des pions en fonction de Q^2 (Q^2 étant la variable cinématique

d'échange d'impulsion) et finalement effectuer des mesures avec des protons polarisés transversalement pour l'étude du spin du proton (dans des collisions telles que $p\uparrow p \rightarrow \pi^0 X$). Il consiste en des calorimètres électromagnétiques en plomb. Il a une couverture azimutale complète et couvre un intervalle en pseudo rapidité de $2.5 \leq \eta \leq 4$ et complète ainsi les premiers calorimètres installés dans STAR dans les premières années (Forward π^0 Detector)[40].

2.10.3 Time of Flight

Le *Time Of flight* est un détecteur de temps de vol disposé en tonneau tout autour de la TPC. Ils utilisent une technologie à base de MRPC (Multigap Resistive Plate Chamber) qui consiste en un empilement de plaques de verre et de microgap de gaz ($220 \mu\text{m}$). Le verre est transparent à l'avalanche électronique initié dans le gaz par le passage d'une particule chargée. Un premier rail ($-1 \leq \eta \leq 1$ et d'acceptance $\frac{\pi}{60}$) installé en 2003 a déjà montré la bonne qualité de ces données dans les collisions d+Au. Combiné avec la TPC, il permettra d'étendre la séparation des bandes de perte d'énergie associées aux kaons et aux pions jusqu'à $3 \text{ GeV}/c$.

2.10.4 Heavy Flavor Tracker

Le projet *Heavy Flavor Tracker* consiste en 2 couches de détecteurs en silicium à pixel localisées à 1.5 et 5 cm de l'axe du faisceau et est destiné à remplacer l'actuel ensemble de détection proche de l'axe du faisceau. Les modules de détection utilisent la technologie CMOS Active Pixels Sensors [41] qui ont la propriété d'être extrêmement fin. Leur épaisseur de $50 \mu\text{m}$ permet alors de concevoir un détecteur de faible longueur de radiation ($0.28 \% X_0$). Le *HFT* permettra donc la mesure du charme ouvert via la reconstruction directe des décroissances du type $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ [42].

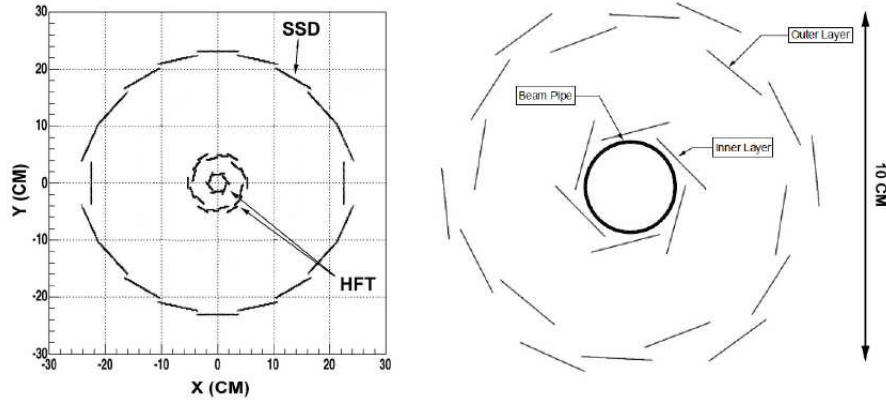


FIG. 2.19 – Gauche : vue de face des 2 couches du HFT - Droite : Arrangement des échelles de la couche interne et externe

Le programme scientifique du *HFT* est relativement vaste ; citons la mesure du flot elliptique des particules charmées, la mesure du facteur de modification nucléaire R_{AA} des mésons D. Le *HFT* offrira aussi la possibilité de mesurer la production de mésons vecteurs de faible masse en réduisant le bruit de fond provenant des électrons photoniques via les décroissances du type $\phi, \omega \rightarrow e^+ e^-$.

Chapitre 3

Le Silicon Strip Detector

L'expérience STAR a débuté à l'été 2000 avec des collisions Au+Au à $\sqrt{s} = 130$ GeV. Depuis cette période et chaque année suivante, les prises des données ont été effectuées en variant l'énergie et le type d'ions, dépendant des programmes de recherche acceptés par la collaboration STAR.

Run	Année	Ions	\sqrt{s} (GeV)	Détecteur au silicium
I	2000	Au+Au	55,87	
		Au+Au	130,4	
II	2001-2002	Au+Au	130	SVT
		Au+Au	200	SVT
		Au+Au	19.59	SVT
		p+p	200	SVT
III	2003	d+Au	200	SVT, SSD : 1 échelle
		p+p	200	SVT, SSD : 1 échelle
IV	2004	Au+Au	130.4	SVT, SSD : 10 échelles
		Au+Au	63.4	SVT, SSD : 10 échelles
		p+p	200	SVT, SSD : 10 échelles
V	2005	Cu+Cu	22.4	SVT, SSD
		Cu+Cu	62	SVT, SSD
		Cu+Cu	200	SVT, SSD
		p+p	200	SVT, SSD
VI	2006	p+p	200	SVT, SSD
		p+p	62	SVT, SSD
		p+p	500	SVT, SSD
VII	2007	Au+Au	200	SVT, SSD

TAB. 3.1 – Campagnes d'acquisition durant 7 années du RHIC

Le SVT a été proposé dès les premières années de fonctionnement du RHIC et constituait le détecteur de vertex interne original de STAR [43]. Cependant, en vue de renforcer ce dispositif, le projet du SSD a été soumis à la fin des années 90 par 2 laboratoires français, l'IReS et SUBATECH qui ont couvert la quasi totalité de la conception et de sa réalisation [44].

Une pré-série de modules a été produite en 2001 afin de former une échelle prototype installée dans STAR l'année suivante. La production, l'assemblage des modules puis l'installation de 9 échelles sup-

plémentaires pour former une «première» moitié du détecteur installée dans STAR se sont déroulées au premier semestre 2003. Finalement, les 10 échelles restantes ont été assemblées et montées au 1^{er} semestre 2004, complétant ainsi le SSD en vue de la prise de données du run V au RHIC.

Nous évoquerons dans cette partie les motivations physiques qui ont suscité la réalisation de ce détecteur avant d'en décrire les principaux aspects techniques.

3.1 Motivations et apports de la 4^e couche de détecteurs en silicium

Localisé à un rayon intermédiaire entre la TPC et le SVT, le SSD a été proposé dans le but d'augmenter les capacités de trajectographie dans la partie centrale de STAR. L'élément important est une meilleure connexion entre les traces de la TPC et du SVT en ajoutant un point intermédiaire entre la TPC et le SVT.

En effet le SVT étant constitué de trois couches aux silicium dont la dernière couche reste distante du 1^{er} point de la TPC de 35 cm, le principe est de réduire la distance de projection des traces provenant de la TPC sur le SVT.

Le SSD améliorera l'efficacité de trajectographie ; cet effet se traduira par une meilleure précision sur la reconstruction des traces provenant directement du vertex de l'interaction (traces primaires) et par une augmentation du nombre des traces provenant des vertex secondaires. Ainsi une amélioration significative aura lieu en ce qui concerne la reconstruction des particules étranges provenant de vertex secondaires. Citons également que le SSD apporte une redondance en terme de couverture angulaire et peut alors recouvrir les inefficacités géométriques du SVT.

Les principaux résultats quantitatifs présentés dans cette section ont été effectués avec le code *EST*¹ développé pour ce projet et se basent sur une comparaison entre les deux codes de trajectographie TPC+SVT (avec la méthode *SVM*²) et TPC+SVT+SSD avec *EST* sur des événements du type «cocktail hadronique» reproduisant les caractéristiques (impulsions transverses, distributions en impulsion transverse, population des particules produites) des collisions Au+Au à 200 GeV/c [45]. La méthode a été de relever pour chaque trace primaire et secondaire les configurations de points dans les couches des détecteurs de vertex, représentée par le symbole $(\delta_1, \delta_2, \delta_3, \delta_4)$. L'investigation de toutes les possibilités a rejeté les cas où un seul point provenant du SVT était mesuré, ainsi que les traces ayant un vertex secondaire localisé au delà de la 2^e couche du SVT. Ce choix a été motivé par la volonté de reconstruire des traces les plus complètes possibles. Nous noterons une amélioration de 40% de reconstruction de traces primaires et de 70% de traces secondaires [45]. Il est à noter que la forte augmentation de reconstruction du nombre de traces secondaires s'accompagne aussi d'une baisse de la pureté ces traces.³ Les performances de *EST* sont présentées sur la figure 3.1.

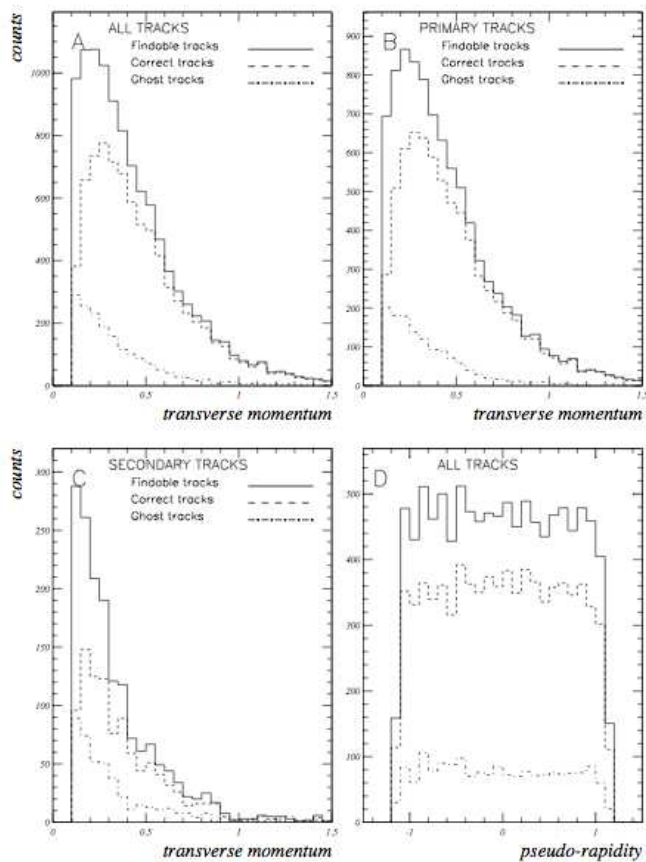
Du fait de sa proximité au vertex primaire, le SSD contribuera aussi à une mesure plus précise de l'impulsion des particules de basses impulsions transverses mais actuellement aucun code n'a été développé pour cette étude ; une coupure rejetant les traces dont l'impulsion transverse est inférieure à 100 MeV/c est donc appliquée pour rejeter les traces laissa moins de 5 points dans la TPC.

La reconstruction des traces dans *EST* repose sur le fait qu'une efficacité de reconstruction de traces à bas p_T est basée avant tout sur une bonne efficacité de reconstruction au préalable des traces de haut p_T . C'est la raison du parti pris de séparer la reconstruction des traces selon des classes de valeurs d'impulsions transverses décroissantes.

¹External Silicon Tracker : section E.3.7 p 194

²SVT Vector to vector Matching : section E.3.6 p 194

³La pureté est définie par le rapport de traces correctement associées -bonnes traces- avec celles qui ont pu être projetées suffisamment loin dans la TPC -traces trouvables-



De bonnes performances ont été observées avec *EST* : les distributions des traces (cadran haut gauche), des traces primaires (cadran haut droite) et secondaires (cadran bas gauche) en fonction de l'impulsion transverse p_T donnent une efficacité globale de trajectographie de $\sim 75\%$ avec une probabilité de choisir une trace fantôme de 17% . Cette efficacité est dépendante de p_T et vaut 90% pour des traces de haut p_T et décroît à partir de $p_T \sim 500$ MeV/c pour atteindre 50% . L'efficacité de trajectographie ne dépend pas de la pseudo rapidité, comme illustré sur le cadran bas droit.

FIG. 3.1 – Résultats des simulations montrant l'efficacité du nouvel algorithme de trajectographie *EST*

Ainsi *EST* possède 5 intervalles en p_T , les premières étant les plus élevées. Après l'évaluation d'une classe, les points du SSD associés aux traces sont au fur et à mesure retirés, laissant alors pour les plus basses impulsions transverses un nombre d'association plus restreint.

Du fait de la meilleure précision lors de la reconstruction de la trace, on détermine alors ses paramètres de façon plus précise. Des simulations incluant le SSD dans la chaîne de trajectographie ont montré que la résolution en impulsion des particules de basses impulsions transverses (des pions de $p_T < 200$ MeV/c s'enrichissaient de 18% à 14% [46]). Il a aussi été démontré que l'ajout d'une autre couche de détecteur au silicium ne dégrade pas la résolution de l'impulsion de la particule mesurée seulement à partir de la TPC. Le SSD permettra, associé au SVT, une mesure de la perte d'énergie des particules. Pour les particules secondaires, l'amélioration a été évaluée à une résolution de 12% à 10% [46]. Ainsi l'identification des particules par leur perte d'énergie devrait être sensiblement améliorée.

On s'attend dans ces conditions à une amélioration de la reconstruction et identification des particules étranges. En effet ces particules (tableaux 3.2, 3.3 et 3.4) parcourent une certaine distance L, défini par la distance du vertex secondaire au vertex primaire, avant de se désintégrer.

Particule	Quarks	Masse (GeV/c^2)	Rapport d'embranchement	$c\tau$ (m)
K^+	$u\bar{s}$	0.494	$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu = 63.5 \%$	3.713
K^-	$\bar{u}s$	0.494	$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu = 63.5 \%$	3.713

TAB. 3.2 – Propriétés des particules de type Kink [2]

Particule	Quarks	Masse (GeV/c^2)	Rapport d'embranchement	$c\tau$ (cm)
K_s^0	$\frac{1}{2} d\bar{s} + \bar{d}s$	0.498	$K_s^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- = 68.6 \%$	2.68
Λ	uds	1.116	$\Lambda \rightarrow \pi^- + p = 63.6 \%$	7.89
$\bar{\Lambda}$	$\bar{u} \bar{d} \bar{s}$	1.116	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} + \pi^+ = 63.6 \%$	7.89

TAB. 3.3 – Propriétés des particules de type V0 [2]

Particule	Quarks	Masse (GeV/c^2)	Rapport d'embranchement	$c\tau$ (cm)
Ξ^-	ssd	1.321	$\Xi^- \rightarrow \pi^- + \Lambda = 99.9 \%$ $\Lambda \rightarrow \pi^- + p = 63.6$	4.92
$\bar{\Xi}^+$	$\bar{s} \bar{s} \bar{d}$	1.321	$\bar{\Xi}^+ \rightarrow \pi^+ + \bar{\Lambda} = 99.9 \%$ $\bar{\Lambda} \rightarrow \pi^+ + \bar{p} = 63.6 \%$	4.92
Ω^-	sss	1.675	$\Omega^- \rightarrow K^- + \Lambda = 67.9 \%$ $\Lambda \rightarrow \pi^- + p = 63.6$	2.62
$\bar{\Omega}^+$	$\bar{s} \bar{s} \bar{s}$	1.675	$\bar{\Omega}^+ \rightarrow K^+ + \bar{\Lambda} = 67.9.9 \%$ $\bar{\Lambda} \rightarrow \pi^+ + \bar{p} = 63.6 \%$	2.62

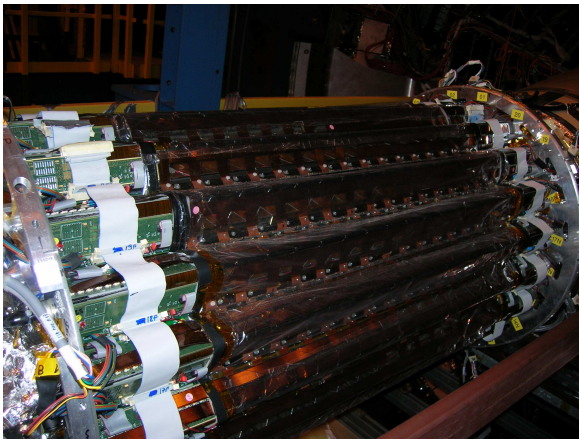
TAB. 3.4 – Propriétés des particules de type Cascade [2]

Les mêmes simulations utilisant *EST* ont démontré que les taux de reconstruction des K_S^0 et celui des Λ étaient augmentés d'un facteur 4.3 et 2.2 en incluant le SSD dans la chaîne de reconstruction et à valeur de signal sur bruit des K_S^0 imposée à 5.

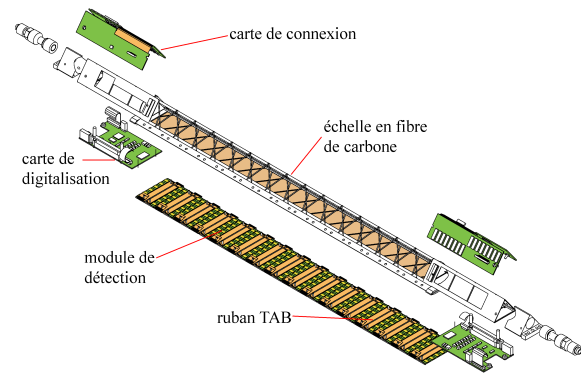
3.2 Description du détecteur

3.2.1 Description générale du SSD

Le SSD est composé de 20 «échelles», disposées de manière à former un cylindre de 23 cm de rayon (voir figure 3.2(a)) couvrant alors un domaine en pseudo rapidité de $|\eta| < 1.2$ et formant une surface active de détection de 0.98 m^2 .



(a) Le détecteur SSD



(b) Vue éclatée d'une échelle du SSD

FIG. 3.2 – Description générale du SSD

Chaque échelle est constituée de 16 modules de détection (Fig. 3.2(b)). Les modules consistent en l'assemblage d'un détecteur en silicium double face à micropistes et de son électronique de lecture. Le choix de ce type de détecteur a été dicté par différents critères tels que la résolution sur la position du point d'impact que l'on veut atteindre, l'épaisseur de matériau traversé, le nombre de particules traversant le détecteur. À cause des distances proches du vertex primaire, la forte densité en particules nécessite alors une résolution précise afin de séparer 2 points d'impacts (résolution à 2 traces).

Au 1^{er} ordre, la résolution est fonction de la segmentation du détecteur ; dans le cas du SSD, les

	SVT	SSD	TPC
Rayon (cm)	6.9 ; 10.8 ; 14.5	23	50 ⁴
Résolutions $r\phi$ - Z (μm)	25 - 25	20 - 900	500 - 500
Résolution à 2 traces (μm)	< 600	\sim 200	2500
Longueur de radiation ($\%X_0$)	1.5	1.1	0.65 ; 2.43 ⁵
Technologie	Si à dérive	Si à micropistes	détecteur gazeux

TAB. 3.5 – Caractéristiques des détecteurs de trajectographie dans la partie centrale de STAR

pistes en silicium sont espacées de $95 \mu\text{m}$, une résolution «numérique» de l'ordre de $25 \mu\text{m}$ ⁶ est alors attendue.

La longueur de radiation est aussi un paramètre important lors de l'implémentation d'un détecteur de vertex : elle doit être la plus faible possible pour minimiser la diffusion multiple coulombienne. En effet la majorité des particules reconstruites dans STAR ayant une impulsion transverse $p_T \sim 0.3 \text{ GeV}/c$, elles seront alors fortement sensibles à cet effet.

D'un point de vue mécanique, les 20 échelles sont regroupées en 4 secteurs. La connexion avec les autres détecteurs de STAR (en particulier le SVT et pour l'intégration du SSD à l'intérieur de la TPC) se fait à l'aide d'une structure mécanique («cône», voir Fig. 3.3(a)) qui devait répondre lors de sa conception à des contraintes d'intégration et de géométrie :

- être suffisamment rigide pour minimiser les déformations à ses extrémités lorsqu'il est chargé par le SVT et le SSD et par tous les câbles électriques (inférieure à 2.5 mm)
- minimisation de la longueur de radiation
- être de matériau amagnétique

Subatech a réalisé cette structure en fibre de carbone servant de support aux échelles.

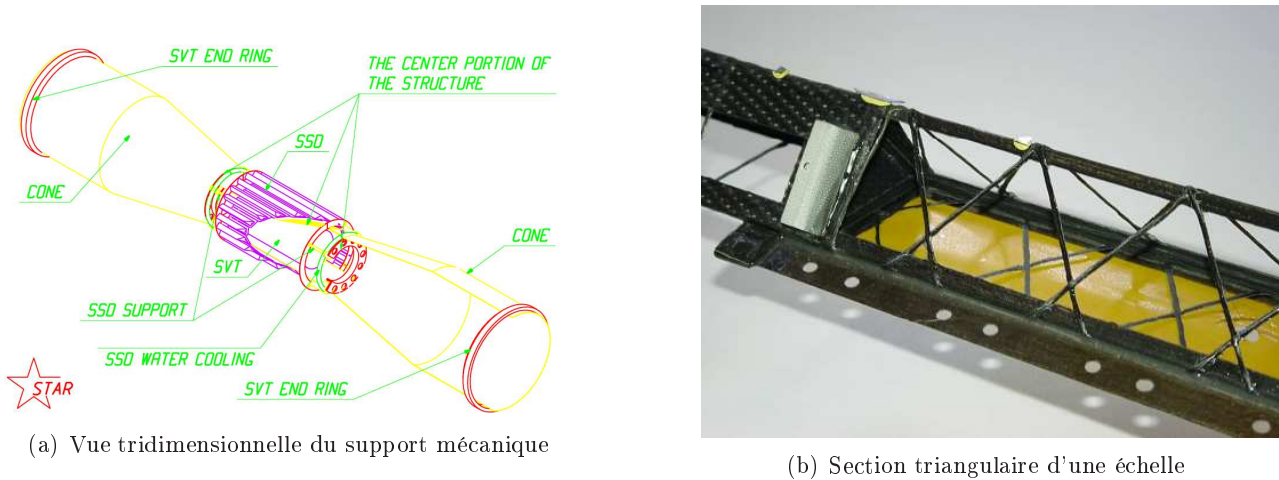


FIG. 3.3 – Support mécanique du SSD et d'une échelle

D'un point de vue électronique, un tel niveau d'intégration a été obtenu en disposant l'électronique de lecture à chaque bout d'échelle. Une carte électronique de connexion et 1 carte de numérisation des données regroupent et convertissent les données analogiques de chaque échelle en signal numérique.

Ainsi l'intégration même des systèmes de lecture à chaque niveau ont pu répondre aux contraintes imposés pour l'implémentation du SSD entre 2 détecteurs déjà opérationnels dans STAR, tout en offrant le degré de compacité nécessaire.

La longueur d'une échelle est de 1060 mm (cartes de lecture incluses) et possède une structure de support de forme triangulaire en fibre de carbone (Fig. 3.3(b)) qui lui confère une forte rigidité tout en minimisant l'apport de matériau (La flèche au centre de l'échelle doit être inférieure à $25 \mu\text{m}$ lorsque l'échelle est équipée de ses 16 modules de détection). Elles ont été construites en deux parties : la partie triangulaire du haut qui soutient les cartes électroniques à ses extrémités et les modules de détection

⁴rayon interne

⁵respectivement pour la cage interne et externe

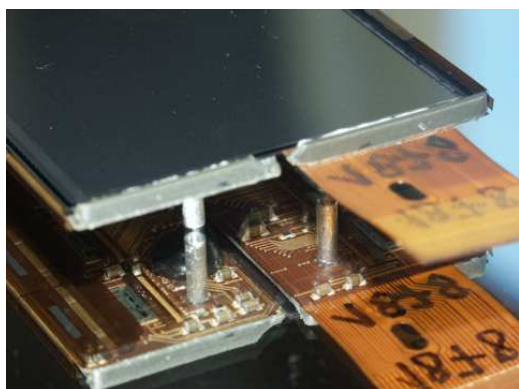
⁶La résolution numérique s'exprime par $\sigma_{num} = \frac{d}{\sqrt{12}}$, d est la distance entre les pistes du détecteur en silicium

et une partie centrale plane sur laquelle sont attachés les modules de détection. Le poids total de chaque échelle est d'environ 350 g équipée des modules.

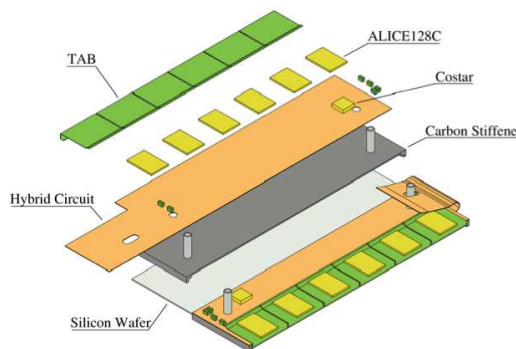
3.2.2 Module de détection frontal : généralités

La géométrie du module de détection résulte d'un développement commun pour les modules équipant le prochain détecteur de vertex interne ITS⁷ d'ALICE⁸. Il comporte un détecteur silicium double face à micropistes et son électronique de lecture intégrée sur deux circuits hybrides.

Chaque circuit hybride supporte 6 circuits intégrés de lecture A128C [47] et un circuit électronique de contrôle (COSTAR).



(a) Vue de dessus d'un module de détection

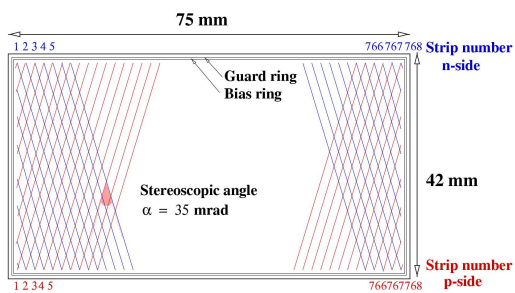


(b) Vue éclatée d'un module de détection

FIG. 3.4 – Module de détection

3.2.3 Détecteur en silicium

Ces détecteurs sont adaptés pour la détection des particules de haute énergie car ils possèdent une bonne résolution spatiale et en énergie. Dans le tableau ci-dessous sont résumées les caractéristiques de chaque module de détection.



(a) Schéma d'un détecteur en silicium à micropistes

Dimensions	$75 \times 42 \text{ mm}^2 \times 300 \mu\text{m}$
Nombre de pistes	768 par face
Distance entre les pistes	$95 \mu\text{m}$
Largeur des pistes	$\approx 15 \mu\text{m}$
Angle stéréoscopique	35mrad
Résolution en r/ϕ	$20 \mu\text{m}$
Résolution en Z	$8740 \mu\text{m}$
Tension de fonctionnement	20 - 50 V

(b) Caractéristiques des détecteurs à micropistes [48]

FIG. 3.5 – Le module de détection

⁷ Inner Tracking System

⁸ A Large Ion Collider Experiment

Les zones mortes (inactives) du module correspondent à la surface rectangulaire entourant le détecteur de 1mm d'épaisseur : cette surface est utilisée pour l'implémentation d'un anneau de polarisation qui sert à la polarisation de chaque piste de détecteur et d'un anneau de garde, servant à maintenir un champ électrique homogène aux bords du détecteur. Il existe aussi deux autres surfaces triangulaires inactives à l'intérieur du détecteur ; elles correspondent aux zones où il n'y a pas de recouvrement entre les pistes des deux faces (voir Fig. 7.18 p155).

Reconstruction des points d'impacts Le but des détecteurs de vertex est de localiser avec précision le point d'impact des particules en 2 dimensions. Le choix s'est porté vers la technologie des détecteurs double face car les charges collectées sont lues par les 2 faces du détecteur. Cette configuration offre alors une information suivant 2 directions. Afin d'obtenir des résolutions optimales suivant 2 directions, les pistes doivent être perpendiculaires entre elles, la résolution sur chaque face est alors égale à σ_{num} (voir schéma de gauche de 3.6).

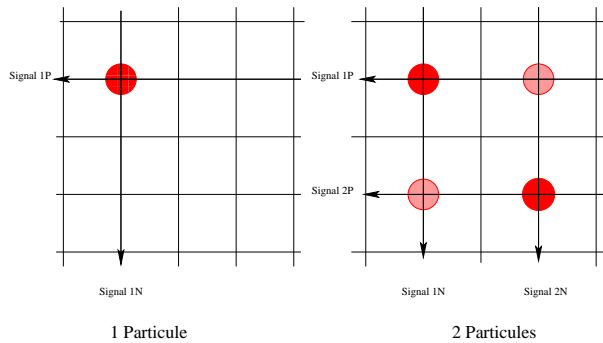


FIG. 3.6 – Vrais et faux points d'impacts dans un détecteur double face

Dans ce cas, le signal détecté sur les pistes *signal 1P* et *signal 1N* permet la localisation de la particule dans le module (ici symbolisée par le cercle rouge).

Cependant, lorsque 2 ou plusieurs particules traversent le détecteur au même instant, le signal est induit sur un plus grand nombre de pistes (chaque particule ionise des pistes différemment localisées). Dans le cas de la figure de droite de 3.6 où 2 particules traversent le détecteur au même instant, les associations des signaux *signal 1P*, *signal 1N*, *signal 2P* et *signal 2N* ne permettent pas de distinguer les 2 vraies particules (rouge plein) des 2 particules fantômes (rouge grisées). Afin de minimiser la surface où le recouvrement a lieu, l'angle entre les pistes (appelé angle stéréoscopique) doit être inférieur à 90° .

L'angle stéréoscopique diminue le recouvrement des pistes. Pour le module utilisé dans le SSD de STAR, cet angle a une valeur de 35 mrad, ce qui implique un recouvrement d'une piste d'une face par 15 autres pistes sur l'autre face au lieu de 768 pistes pour $\frac{\pi}{2}$ rad. À partir de la figure 3.7, nous pouvons calculer la longueur de corrélation L en nombre de pistes :

$$L = 2x \quad \text{avec} \quad x = \text{Longueur d'une piste} \times \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \quad (3.1)$$

On trouve $L \simeq 1400 \mu\text{m}$. Pour une distance de $95 \mu\text{m}$ entre les pistes, on trouve un nombre de pistes égal à 15.

Cependant l'angle stéréoscopique dégrade légèrement la résolution globale. Dans le cas où l'angle vaut 90° et où l'écart entre les pistes des 2 faces est le même, les résolutions selon la direction transverse

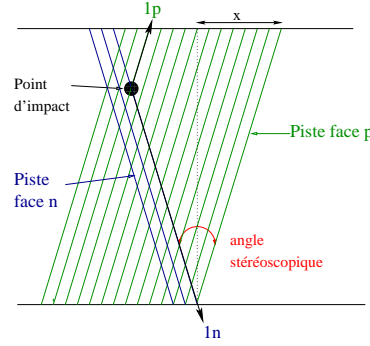


FIG. 3.7 – Analyse du signal collecté par les pistes face à face

($\sigma_{r\phi}$) et longitudinale σ_Z serait identiques à σ_{num} . Dans le cas où l'angle est inférieur à 90° , les résolutions se transforment selon :

$$\begin{cases} \sigma_{r\phi} = \frac{\sigma_U \oplus \sigma_V}{2\cos\frac{\alpha}{2}} \\ \sigma_Z = \frac{\sigma_U \oplus \sigma_V}{2\sin\frac{\alpha}{2}} \end{cases}$$

où σ_U et σ_V sont les résolutions numériques associées aux pistes des 2 faces (cas général)

$$\sigma_U = \sigma_V = \sigma_{num} = 27\mu m \quad (3.2)$$

$$\begin{cases} \sigma_{r\phi} = \frac{\sigma_U}{\sqrt{2}\cos\frac{\alpha}{2}} (a) \\ \sigma_Z = \frac{\sigma_U}{\sqrt{2}\sin\frac{\alpha}{2}} (b) \end{cases}$$

Ainsi en reportant σ_U dans (a) et (b), nous obtenons :

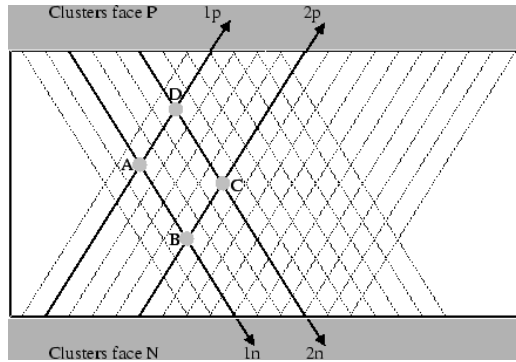
$$\begin{cases} \sigma_{r\phi} \simeq 19\mu m \\ \sigma_Z \simeq 1090\mu m \end{cases}$$

La résolution selon l'axe longitudinal est fortement dégradée mais c'est en contrepartie d'une diminution du nombre de points d'impacts ambigus. La valeur de 35 mrad fut un compromis entre la résolution sur les points d'impacts et le nombre de points d'impacts ambigus.

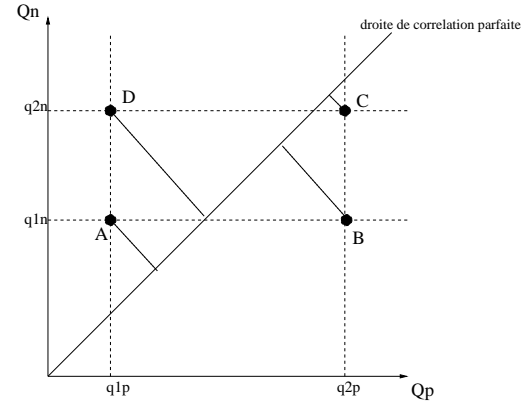
Les ambiguïtés de reconstruction Dans STAR, la multiplicité maximale fut évaluée à 8 particules simultanées traversant au même instant un module du SSD. La valeur de 35 mrad permet de reconstruire sans ambiguïté 90 % des points d'impacts [49].

La reconstruction des cas restant utilise la corrélation des charges lues par les pistes des 2 faces. Dans le cas de la figure 3.7, la seule association des pistes 1p et 1n est le point d'impact représenté par le cercle noir. C'est le cas le plus simple d'association géométrique des amas de charge et il est noté 1p-1n. Quand plusieurs particules traversent le détecteur au même instant et suffisamment proches les unes des autres, l'association entre les charges lues par les pistes des faces en regard n'est plus bijective (à un point d'impact l'association des pistes donne un et un seul amas par face). Ces signaux se forment alors sur plusieurs pistes relativement proches les unes des autres et l'association géométrique aboutit à des ambiguïtés de reconstruction, comme représenté sur la figure 3.8(a).

Pour effectuer la corrélation des charges, nous comparons les charges Q_p et Q_n correspondantes aux points ambigus. Le choix du couple le plus probable est basé sur une fonction de probabilité gaussienne



(a) Exemple de reconstruction ambiguë



(b) Traitement des cas ambigus par la corrélation des charges

FIG. 3.8 – Résolution des cas ambigus

évaluant la distance entre chaque point reconstruit avec la droite de corrélation parfaite (Fig. 3.8(b)). Le couple minimisant cette distance est alors choisi [49].

L'explication de sa construction est la suivante : au premier amas de charge $1p$, on peut associer géométriquement deux amas sur la face n car leur distance à l'amas $1p$ est inférieure à 15 pistes. De même pour le second amas reconstruit sur la face p , on pourra lui associer deux amas. On aura pour ce cas-ci deux choix pour les points reconstruits : (A-C) ou (B-D). Le type de points d'impacts reconstruits est bien-sûr fonction du nombre de particules traversant le module au même instant.

Détermination des coordonnées des points d'impacts Les coordonnées des points d'impacts sont évaluées en deux étapes :

- à partir des indices des pistes I_P et I_N qui ont été associées géométriquement, les coordonnées sont calculées d'abord dans le repère lié au détecteur (nous appellerons par la suite ces coordonnées *locales*, indicées l). Le centre de ce repère est le centre de gravité du détecteur. Le changement de repère lié aux pistes des faces P et N à ce repère local se fait selon :

$$\begin{cases} x_l = \frac{I_P + I_N}{2} - L + W \tan(\alpha) \\ y_l = \frac{I_N - I_P}{2 \tan(\alpha)} \end{cases}$$

avec L et W la longueur et largeur actives du détecteur et θ l'angle stéréoscopique.

- les coordonnées locales sont ensuite converties en coordonnées *globales* dans le repère géométrique lié à STAR au moyen de matrices de changements de repère : ces matrices utilisent les positions de chaque détecteur sur un cylindre fictif représentant le SSD.

L'exemple explicité dans cette partie correspond au cas où les amas de charge ne contiennent qu'une seule piste. Dans le cas où les amas comportent plus d'une piste, les indices des pistes I_P et I_N sont remplacés par le centre de gravité des amas.

3.2.4 Circuit de lecture A128C

Le tableau 3.6 résume les principales caractéristiques du circuit de lecture qui équipe les modules de détection. Il possède 128 voies analogiques ayant pour fonction l'amplification et la mise en forme du signal collecté. Sa large gamme dynamique doit répondre aux besoins typiques des expériences d'ions lourds où des particules très ionisantes peuvent traverser le détecteur.

Gamme dynamique d'entrée	± 13 MIPs
Charge de bruit équivalente	$290 e^- + 8e^-/\text{pF}$
Gain	50 mV/MIP
Temps de mise en forme	$1.2 \mu\text{s} \leq \tau \leq 2 \mu\text{s}$
Alimentation électrique	± 2 Volts
Nombre de voies analogiques	128

TAB. 3.6 – Principales caractéristiques du circuit de lecture A128C

La lecture des charges se fait par couplage capacitif : des pistes en aluminium sont gravées en regard des pistes au silicium. Elles en sont séparées par une épaisseur de dioxyde de silicium, dont le rôle est d'isoler le courant de fuite de la jonction p-n et constituent les deux armatures de cette capacité.

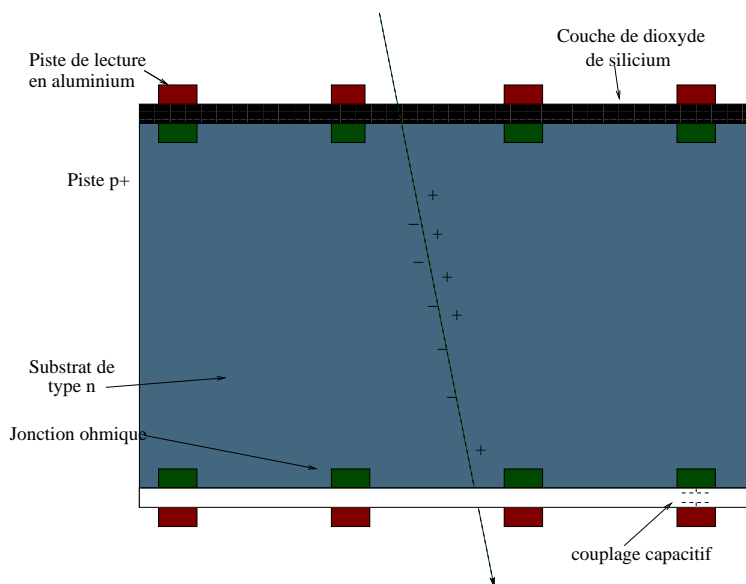


FIG. 3.9 – Lecture des charges dans un détecteur au silicium double face à micropistes

Le bruit du préamplificateur est particulièrement important car il conditionne la résolution du détecteur. Il est proportionnel au 1^{er} ordre à la capacité formée par les pistes [5] et on voit donc qu'il est important de minimiser cette capacité afin d'optimiser la reconstruction du signal de chaque canal. Cela a été obtenu en réduisant la capacité des câbles de connexion des pistes en silicium avec les entrées analogiques du circuit électronique. De plus le circuit A128C offre une large gamme dynamique couvrant 13 MIPs ($\simeq 300000$ électrons), ce qui permet la mesure des particules très ionisantes. Le circuit A128C possède un générateur d'impulsion interne paramétrable. Cette fonction a été utilisée lors des tests d'étalonnage des canaux d'amplification durant la phase de production des modules.

3.2.5 Le ruban TAB

Au lieu d'utiliser une technique plus classique mais largement répandue telle que le câblage par fils («wire-bonding») relativement fragile, une technique de connexion entre les pistes en silicium et les entrées analogiques du circuit A128C par ruban TAB a été choisie pour des raisons d'intégration. En effet, une liaison souple entre les pistes en silicium et les entrées du circuit intégré est nécessaire car les 2 circuits hybrides doivent être repliés sur une même face du détecteur (Fig. 3.10(a)).

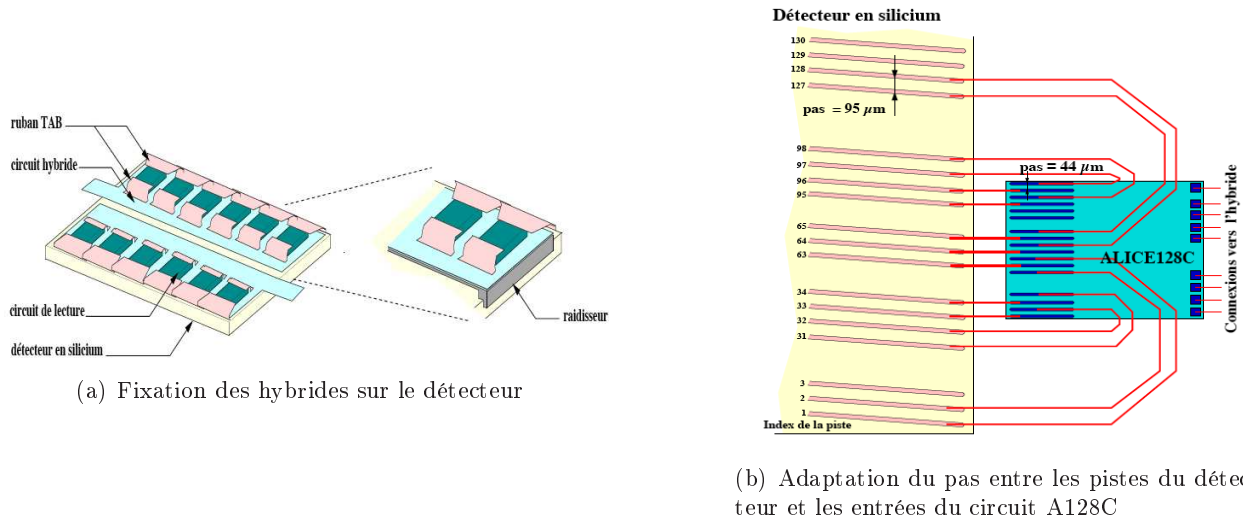


FIG. 3.10 – Repliage et adaptation : solutions offertes par le TAB

le TAB consiste en un ruban de kapton ($70 \mu\text{m}$ d'épaisseur) sur lequel des pistes en cuivre ont été gravées [50]. Il permet aisément le repliage du circuit de lecture sur le détecteur en silicium. Dans le SSD de STAR, chaque circuit hybride est collé sur une structure rigide en carbone (le raidisseur) afin de permettre leur collage sur le détecteur. Le ruban TAB permet aussi l'adaptation de pas entre les pistes du détecteur au silicium (espacées de $95 \mu\text{m}$) avec les entrées des canaux du A128C, espacées de $44 \mu\text{m}$ (Fig. 3.10(b)).

3.3 Rappels sur la technologie des détecteurs au Si

Cette section a pour but de donner un rappel non-exhaustif des propriétés des matériaux semi-conducteurs ainsi que leur utilisation dans la détection de particules.

L'utilisation de ce matériau possède de nombreux avantages pour la détection de particules ; citons en particulier une résolution spatiale de l'ordre du micron, une réponse temporelle rapide (de l'ordre de la ns), un fort pouvoir d'arrêt et par conséquent une résolution en énergie accrue. Et d'un point de vue technique une tension d'alimentation généralement inférieure à 100 Volts est suffisante pour les polariser, comme nous le verrons par la suite.

Un matériau semi-conducteur est un cristal dans lequel la superposition des fonctions d'ondes décrivant l'état quantique des électrons célibataires forment des bandes d'énergies : la bande de valence (**BV**) dans laquelle les électrons se situent et la bande de conduction (**BC**) dans laquelle les électrons excités peuvent se mouvoir (figure 3.11). Ces deux bandes sont séparées par un gap, région vide de charges. Ainsi, un électron acquérant au moins l'énergie E_{gap} peut alors passer de **BV** à **BC**.

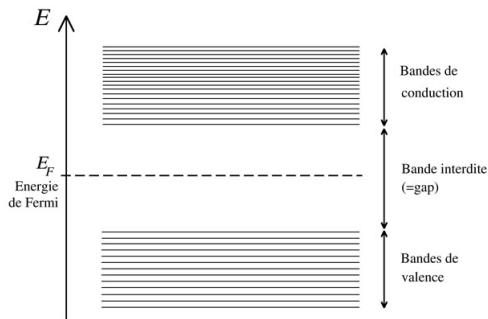


FIG. 3.11 – Structure de bandes de niveaux d’énergie dans un semi-conducteur

3.3.1 Jonction PN

L’élément de base des détecteurs au silicium à micropistes est une jonction de deux semi-conducteurs de dopage différent.

A 300 K, dans un silicium, le nombre de porteurs de charges libres (électrons dans la bande de conduction par exemple) est de l’ordre de $1,5 \cdot 10^{10}$ porteurs/cm³ peut être augmenté en effectuant un dopage. Cette technique consiste à ajouter des impuretés aux atomes constituant le cristal. Ces impuretés ont la propriété de posséder des niveaux d’énergie se situant près des bandes de valence et de conduction. Il se crée alors une bande d’énergie proche de **BC** (**BV**) dont la différence en énergie est faible. On parlera d’un dopage N (P) et de semi-conducteur de type n (type p) quand on inclut des atomes pentavalents (trivalentes).

N_A	Li	Sb	P	As	Bi
	0.033	0.039	0.044	0.049	0.069
N_D	B	Al	Ga	In	Ti
	0.045	0.057	0.067	0.16	0.26

TAB. 3.7 – Positions dans le silicium des niveaux d’énergie des atomes dopeurs pour un gap de $E_g = 1.1$ eV (valeurs tirées de [3])

Une jonction PN consiste à mettre en contact des matériaux en silicium dopés N et P. Il s’établit un gradient de charge et entraîne un phénomène de diffusion qui tend à ramener ce système de charges à l’équilibre.

Il se crée alors une zone entièrement vide de charges, la zone de déplétion, due au champ électrique \vec{E} créé par la différence de potentiel entre les 2 faces. Ce champ repousse les porteurs majoritaires. Cependant, pour une jonction PN non polarisée, la zone déplétée est faible (quelques microns).

Propriétés de la jonction p-n Considérons une jonction de deux semi-conducteurs de type n et de type p.

Schématisons à une dimension les quantités mise en jeu.

Dans la région de mise en contact des deux matériaux, le champ électrique est relié à la densité de

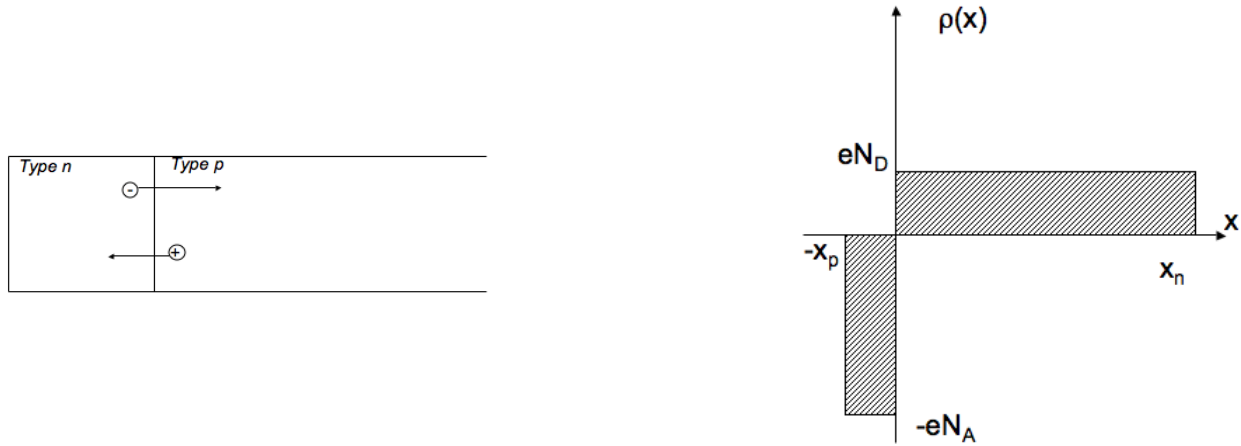


FIG. 3.12 – Modélisation pour le calcul de la longueur de déplétion

charge par l'équation de Poisson, à savoir

$$\begin{cases} \frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon} \\ \vec{E} = -\nabla\phi(x) \end{cases}$$

où $\rho(x)$, $\phi(x)$ et $\vec{E}(x)$ sont les valeurs de densités de charge, du potentiel et du champ électrique. ϵ est la constante diélectrique du milieu.

On peut représenter $\rho(x)$ de la figure 3.12 suivant :

$$\rho(x) = \begin{cases} eN_D & \text{si } 0 < x < x_n \\ -eN_A & \text{si } -x_p < x < 0 \end{cases}$$

, avec e la charge de l'électron et N_D et N_A les concentrations des atomes donneurs et accepteurs. En prenant en compte la conservation de la charge totale et les conditions aux limites, on obtient les valeurs de x_n et x_p suivantes :

$$x_n = \left(\frac{2\epsilon V_0}{eN_D(1 + N_D/N_A)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.3)$$

et

$$x_p = \left(\frac{2\epsilon V_0}{eN_A(1 + N_A/N_D)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.4)$$

la longueur de déplétion de la jonction p-n s'écrit :

$$d = x_n + x_p \quad (3.5)$$

$$= \left(\frac{2\epsilon V_0(N_A + N_D)}{e(N_A N_D)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.6)$$

avec V_0 le potentiel en x_n .

Dans le cas de la figure 3.12, $N_A \gg N_D$ d'où $x_n \gg x_p$.

Das ces conditions, d :

$$d \simeq x_n \simeq \left(\frac{2\epsilon V_0}{eN_D} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.7)$$

En exprimant en fonction de la résistivité pour un matériau de type n, $\frac{1}{\rho_n} \simeq eN_D\mu_e$, on obtient :

$$d \simeq (2\epsilon\rho_n\mu_e V_0)^{\frac{1}{2}} \quad (3.8)$$

avec μ_e la mobilité de l'électron.

Ainsi pour des valeurs typiques de ρ_n et en prenant $V_0 = 1$ V, d est de l'ordre de la dizaine de microns, ce qui reste relativement faible ($d \simeq 75 \mu\text{m}$). On peut aussi évaluer la capacité de ce système : pour des surfaces en contact planes :

$$C = \frac{\epsilon A}{d} \quad (3.9)$$

avec A la surface de la zone déplétée et d sa longueur.

Substituant l'équation 3.8, on obtient pour un détecteur au silicium de type n :

$$\frac{C}{A} = 2,2(\rho_n V_0)^{-\frac{1}{2}} pF.mm^{-2} \quad (3.10)$$

On voit donc que l'ajout d'une tension supplémentaire V_{bias} fournit par une source externe augmentera la longueur de déplétion.

3.3.2 Détection des particules

Avec une jonction p-n polarisée en inverse, on dispose donc d'un volume vide de charges relativement étendu. Dès qu'une particule traverse cette structure, elle crée par ionisation des paires électrons trous tout le long de son parcours. Ces charges mobiles dérivent sous l'effet du champ électrique et seront collectées par des électrodes. C'est le mouvement des électrons et des trous vers ces électrodes qui crée le signal.

Calcul de la perte d'énergie d'une particule au minimum d'ionisation (MIP) dans 320 μm de Silicium L'énergie moyenne pour créer une paire électrons-trous dans le matériau est plus faible que pour les autres détecteurs (notamment les détecteurs gazeux) ce qui entraîne alors un grand nombre de paires primaires dans le détecteur. Par exemple, pour un détecteur au silicium, l'énergie nécessaire pour créer une paire électron trou est de l'ordre de $\epsilon_{Si} = 3.62$ eV alors qu'il faut 30 eV pour ioniser l'argon d'un détecteur gazeux.

La perte d'énergie d'une MIP dans une épaisseur de 320 μm de silicium est évaluée selon

$$\Delta_{si} = 0.68 \times \frac{dE}{dx} [2] \quad (3.11)$$

, où $\frac{dE}{dx}$ représente la perte d'énergie d'une MIP évaluée par la formule de Bethe-Bloch ($\frac{dE}{dx} = 388$ eV/ μm).

Nous pouvons donc estimer la perte d'énergie de la MIP dans le détecteur au silicium après avoir traversé 320 μm de Si :

$$\Delta E = 84430 eV \quad (3.12)$$

Connaissant l'énergie d'ionisation dans ce matériau, le nombre de paires électron trous crée est alors de :

$$N = \frac{\Delta E}{\epsilon_{Si}} \quad (3.13)$$

soit $N \sim 23300$ paires électrons trous.

La création d'une paire donne naissance à une charge induite $|q| = N \times 1.602 \cdot 10^{-19} \text{C} \simeq 3.6$ fC.

Il y a donc nécessité d'une amplification par un circuit électronique additionnel car la charge q est relativement faible pour être détectée. Ce circuit doit être un circuit « bas bruit » du fait de la faible valeur de q ; en particulier, un préamplificateur est nécessaire avant le traitement du signal. La capacité de ce préamplificateur doit être faible afin de maximiser le gain pour amplifier la charge q .

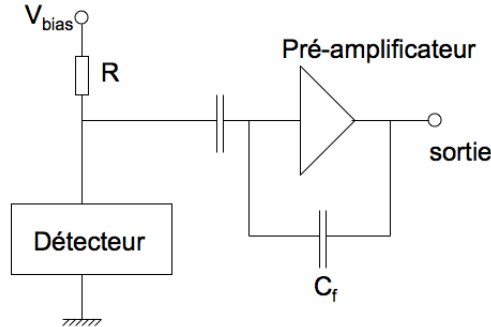


FIG. 3.13 – Montage amplificateur associé au semi-conducteurs [4]

On qualifie souvent le bruit d'un tel montage en donnant son équivalent bruit charge (ENC en anglais). Si V_{rms} est la tension moyenne du bruit :

$$ENC = \frac{eV_{rms}C}{w} \quad (3.14)$$

avec w l'énergie moyenne pour créer une paire électron trou et C la capacité totale : celle représentant le détecteur et celle résultant du montage de préamplification.

On remarque que ENC augmente avec la capacité ; pour la minimiser, on monte au plus près le pré-amplificateur sur le détecteur.

3.4 Spécificités du SSD de STAR

La technologie des détecteurs au silicium étant bien maîtrisée depuis plusieurs années, le SSD s'illustre par les conceptions nouvelles qui ont été trouvées pour satisfaire aux différentes contraintes du projet, notamment l'intégration du détecteur dans STAR. Pour atteindre un tel niveau de compacité, pour chaque sous-système électronique (module de détection, échelle, secteur), l'électronique de lecture y est directement intégrée.

3.4.1 Électronique de lecture

Au niveau du détecteur en silicium Les charges sont lues par le circuit électronique A128C directement implémenté au plus près du détecteur au silicium. Le nombre total de voies électroniques étant élevé (environ un demi million de voies électroniques), il a donc fallu trouver un procédé industriel alliant un haut rendement de production. Le procédé TAB offrait cette possibilité. Le circuit A128C est un circuit à faible consommation électrique (la puissance dégagée est de $341 \mu W$ par canal). L'emploi de l'air comme système de refroidissement des détecteurs et des cartes électroniques a pu être utilisé, minimisant la longueur de radiation des matériaux.

Au niveau de l'échelle Les cartes ADC⁹ sont localisées à chaque extrémité d'échelle. Elles numérisent l'amplitude analogique de chaque canal sur 10 bits. Le maximum de sa gamme de lecture correspondant à 13 MIPS, soit un signal analogique de 650 mV, le choix d'un ADC convertissant 1V sur 1024 canaux a été retenu afin de conserver une résolution de l'ordre de 1mV (valeur typique du niveau de bruit). Les cartes de connexion C2D2 permettent de surveiller les paramètres des 6 circuits A128C d'un module, c'est-à-dire sa température, ses courants de consommation et de fuite. Elles permettent aussi la détection de phénomènes de «latch-up» [51]¹⁰.

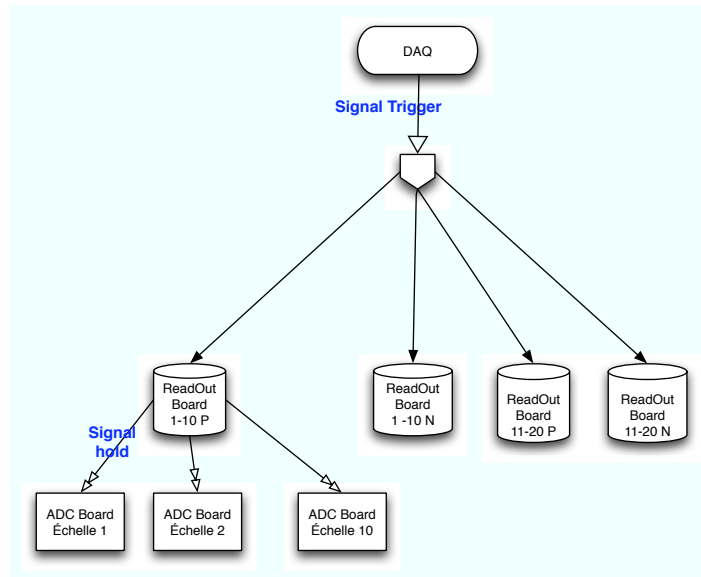


FIG. 3.14 – Architecture de lecture du SSD

Au niveau des secteurs L'ensemble des données d'une même face de 10 échelles est regroupée au niveau d'une carte de readout. Elles sont localisées sur l'extrémité de la structure de la TPC et servent d'interface entre l'électronique du SSD et les systèmes extérieurs (Slow-control, DAQ).

Dès qu'un signal appelé «trigger» est alors envoyé à l'électronique frontale du SSD par le système de déclenchement de STAR, les cartes de readout envoient un ordre (signal «hold») $1.2 \mu\text{s}$ ¹¹ plus tard afin de «geler» les données et de stocker temporairement les amplitudes analogiques de chaque A128C. Il marque le début de la lecture séquentielle des données, qui sont alors numérisées par les cartes ADC. Les cartes ADC numérisent les données à une fréquence de 3 MHz, si bien qu'il faut 30 MHz pour une carte de readout pour lire l'ensemble des données de 10 échelles.

Au final, il faut moins de 2.5 ms pour lire l'ensemble des données d'une échelle et prenant en compte les autres délais de la chaîne de lecture, il faut approximativement 7 ms pour l'acquisition d'un évènement dans le SSD [52].

L'ensemble des données des 4 cartes de readout est transmise au système d'acquisition de STAR par l'intermédiaire de 4 fibres optiques.

⁹Analog to Digital Converter

¹⁰particule traversant le circuit électronique et déclenchant un court-circuit entre les 2 polarités de l'alimentation du détecteur

¹¹ce délai correspond au temps d'amplification et de mise en forme du circuit amplificateur de l'A128C

Chapitre 4

Analyse des données incluant le SSD

Ce chapitre donne un aperçu des grandeurs intrinsèques au fonctionnement du SSD et à la chaîne hors-ligne de reconstruction et d'analyse des données. Les données analysées illustrant le comportement du SSD sont obtenues à partir des collisions Cu+Cu pendant l'année 2005. Le tableau 4.1 résume les nombres d'évènements de ces prises de données en fonction de l'énergie des faisceaux, les différents déclenchements, ainsi que les configurations où seule la TPC a enregistré ces évènements (colonne 3), la TPC et le SSD ensemble (pas de condition sur l'enregistrement par le SVT) et en dernière colonne le cas où les 3 détecteurs ont enregistré ces évènements. Nous notons que le SSD fut globalement présent durant toute la campagne de collisions Cu+Cu. Nous signalons aussi que des problèmes récurrents sur l'alimentation des cartes ADC ont rendu inopérables les faces N de 2 échelles (7 et 8); les données montrées ultérieurement avec ces échelles ne seront donc pas significatives.

Données brutes acquises (en M d'évènements)					
Données	Déclenchement	TPC	SSD	TPC + SSD	TPC + SSD + SVT
CuCu200	Min Bias	51,56	45,78	45,78	32,80
	High Tower	22,96	22,18	22,17	17,41
CuCu62		38,02	35,19	35,19	34,16
CuCu22	Min Bias	4,10	4,01	4,01	3,91
pp200	Min Bias	30,82	12,43	12,42	4,00
	Production	124,86	28,84	28,79	12,18

TAB. 4.1 – Statistique du run V à RHIC

4.1 Piédestaux et valeurs de bruits

4.1.1 Notions et définitions

Le piédestal p_j pour une piste j du détecteur est la moyenne des signaux bruts X_j enregistrés par l'acquisition de données en l'absence de faisceau. Le piédestal est calculé sur un nombre N d'évènements. Généralement nous avons utilisé $N = 1000$ pour chaque acquisition, ce qui nous donne une estimation du piédestal de l'ordre $\frac{\sigma_p}{\sqrt{N}} \sim \ll \frac{1}{\sqrt{N}}$, où σ_p est l'écart-type de la distribution des signaux brut. L'ensemble des piédestaux correspond à la réponse à vide du détecteur et il est donc nécessaire de retrancher cette composante avant l'analyse de signaux physiques. Nous définissons ensuite le bruit d'une piste j comme

étant la racine carrée de l'écart type de la distribution des piédestaux et traduisons la fluctuation des piédestaux autour de leur valeur moyenne.

Avant chaque prise de donnée physique, nous effectuons une acquisition de données qui consiste au calcul des piédestaux et bruits pour l'ensemble des pistes. Le piédestal est alors défini par :

$$p_j = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N X_j^k \quad (4.1)$$

où X_j^k est la valeur ADC acquise durant cette prise de données.

La définition du bruit est dans ce cas :

$$b_j = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (X_j^k - p_j)^2} \quad (4.2)$$

Ces données sont stockées temporairement par le système d'acquisition de STAR jusqu'à une prochaine acquisition. Lors d'une acquisition de données physiques, le signal relevé sur une piste j \tilde{x}_j laissé par le passage d'une particule est alors soustrait de son piédestal, soit : $s_j = \tilde{x}_j - p_j$, alors que le bruit est utilisé dans l'analyse hors-ligne. \tilde{x}_j définira ce que j'appelle par *signal physique*. La DAQ du SSD effectue 2 opérations au préalable avant de transmettre les données à la DAQ de STAR

- suppression de piédestal : évaluation de $s_j = \tilde{x}_j - p_j \geq 0$
- suppression de «0» : les valeurs sont écrites si $s_j \geq$ seuil fixé

Cela a aussi pour but de réduire le volume de données à analyser.

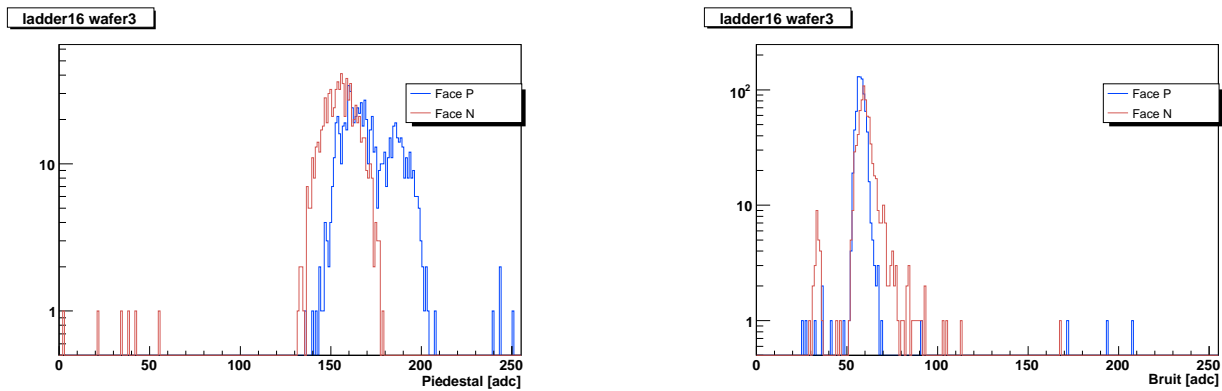


FIG. 4.1 – Distribution des piédestaux et des valeurs de bruit des pistes d'un module

Les figures 4.1 représentent les distributions des piédestaux et des valeurs de bruit des pistes d'un module. Généralement un niveau moyen de piédestal et de bruit qualifie un module, avec de faibles dispersions provenant de la réponse individuelle des 6 circuits électroniques.

Ce niveau est aussi légèrement différent quand nous considérons les valeurs indépendamment des faces P et N du module : ce phénomène est dû à ce que les circuits A128C ne sont pas rigoureusement identiques. D'autres composants électroniques du circuit [52] peuvent aussi être source de ces disparités. De plus nous notons la présence de pistes bruyantes qui se démarquent de la valeur du bruit moyen ou de pistes ayant un piédestal nul ou saturant au maximum de la gamme ADC. Cela peut être dû au fonctionnement de la voie analogique du A128C elle-même (la voie est simplement morte, le préamplificateur est bloqué, le gain non nominal) ou cela peut être imputable aux connexions avec le ruban

TAB (connexions interrompues, court-circuit de 2 pistes).

Nous avons aussi apporté des modifications pour l'analyse hors-ligne des piédestaux. En vue des analyses physiques effectuées par la collaboration STAR, un grand nombre de données sont recréées qui nécessitent parfois plusieurs mois de traitement. Le stockage en base de données [53] est alors nécessaire. Pour le SSD, mise à part plusieurs tables définissant les constantes physiques des modules et la géométrie du détecteur, nous stockons aussi les piédestaux et bruits des pistes. Au vu du nombre total de pistes et de prises de données des piédestaux, l'ancien format de la table les stockant n'était pas adapté à ce volume de données.

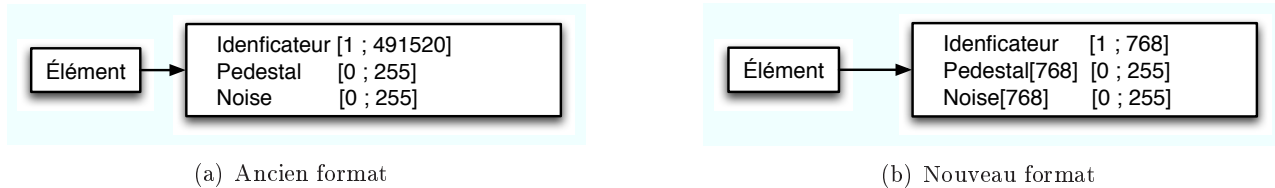


FIG. 4.2 – Format des tables stockant les valeurs des piédestaux et de bruits

L'ancien format de la table stockant ces valeurs (Fig. 4.2(a)) avait pour élément de base un objet de type *SsdStrip*. Nous devions donc stocker et écrire pour un seul fichier de données de piédestaux 491520 fois les 3 champs : Identificateur, Pedestal, Noise¹ dans la base de données de STAR. Ce format n'était pas adéquat pour stocker le volume de données. Nous avons donc modifié cette table afin de diminuer le nombre d'élément. Dans la nouvelle table (Fig. 4.2(b)), l'élément de plus bas niveau correspond à un module ; c'est-à-dire que nous avons seulement 320 éléments. Les 2 champs *Pedestal* et *Noise* sont désormais des tableaux et non plus des éléments simples.

4.1.2 Stabilité des piédestaux

Pour la prise des données Cu+Cu, nous disposons d'une 1^{re} liste de 343 prises de données des piédestaux. Nous avons exclu 75 de ces prises de données pour plusieurs raisons : aucune prise de données physiques pendant cette période, mauvaise évaluation des piédestaux et bruits résultant en une saturation au maximum de la gamme du convertisseur ADC. Notre analyse suivante sera donc basée sur 268 prises de données des piédestaux.

Nous avons représenté sur la figure 4.3(b) les valeurs moyennes des piédestaux² et bruits³ (nous enregistrons $\times 16$ *bruit_j*) de 2 échelles, représentatives du comportement global, cours de la prise données de 2005 (échelle de temps équivalente à 5 mois environ). L'échelle 5 montre des valeurs de bruits (pour les 2 faces de chaque module) en constante augmentation. Un tel accroissement du bruit au cours du temps peut être causé par un refroidissement de l'échelle moins performant. Nous pouvons de cette figure noter la relative bonne stabilité des piédestaux et bruits des pistes. Les valeurs moyennes relevées pour cette échelle ($P_{moy} \sim 140$ ADC et $B_{moy} \sim 60$ ADC) sont significatives des autres échelles (voir annexe A p 163 pour le détail des autres échelles). Le fait que pour l'acquisition d'indice 115 par exemple nous observons une subite augmentation du piédestal moyen et du bruit moyen de l'échelle 11 seulement pour la face N peut indiquer une mauvaise acquisition due aux cartes de readout servant à lire les données des échelles de la face N.

¹ le second membre entre crochet indique les valeurs possibles en ADC du champ

² défini pour une acquisition k par $P_{moy}^k = \sum_{l=1}^{12288} p_l^k$

³ défini pour une acquisition k par $b_{moy}^k = \sum_{l=1}^{12288} b_l^k$

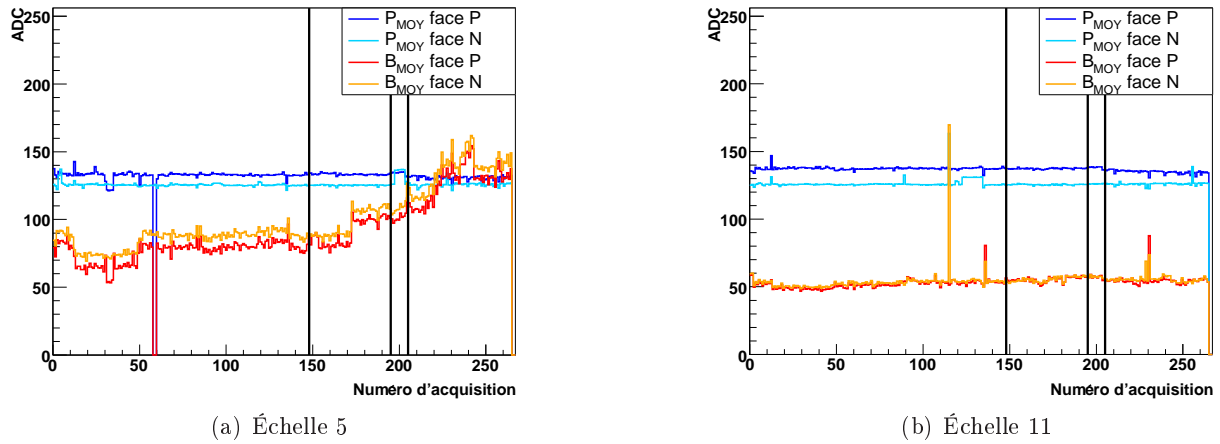


FIG. 4.3 – Valeurs moyennes des piédestaux et des bruits par échelle en fonction du numéro d'acquisition de la prise de données

Les figures 4.4(a) et 4.4(b) montrent les distributions des différences des piédestaux et des bruits, normalisées par le nombre de pistes :

$$\Delta P_k = \frac{\sum_{j=1}^N (p_j^{k+1} - p_j^k)}{N} \quad (4.3)$$

avec p_j^k et p_j^{k+1} les valeurs du piédestal de la piste j pour les acquisitions k et $k+1$. La même quantité a été évaluée (Fig. 4.4(b)) pour les valeurs de bruit.

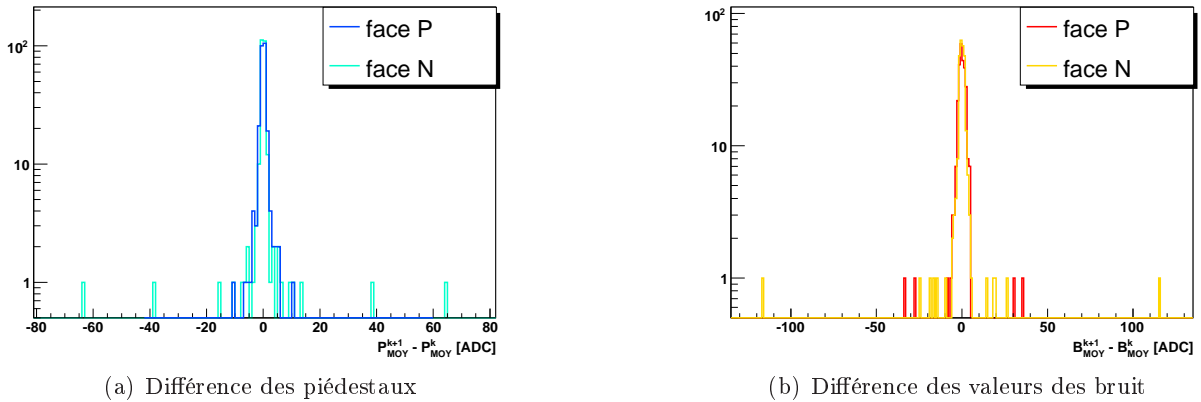


FIG. 4.4 – Distribution de la différence successive entre 2 valeurs de piédestaux et de bruit

Le tableau 4.2 recense les écarts-type des ajustements gaussiens de ces distributions. Nous ne notons pas de déviation majeure ce qui indique que d'une acquisition k à la suivante $k+1$, les valeurs de piédestaux et de bruits des pistes sont stables.

Échelle	σ_{pedP}	σ_{pedN}	σ_{rmsP}	σ_{rmsN}
1	0.793524	0.631593	3.70405	3.15431
2	1.14441	0.726771	5.81803	5.94013
3	0.926548	0.695809	2.45402	2.25094
4	0.860993	0.591224	3.2367	3.02749
5	0.955527	0.6841	3.63193	3.55634
6	0.97785	0.53381	3.36307	2.99748
7	1.05821	4.94827	1.68868	0.57965
8	0.720453	1.34434	1.63123	0.600012
9	0.845052	0.638495	2.2532	2.0758
10	1.34887	0.951233	4.45087	5.30282
11	0.810297	0.661504	1.92224	1.43855
12	0.871122	0.697138	3.37745	3.40669
13	0.92333	0.735534	3.78092	2.79074
14	0.760519	0.578275	3.39925	2.69254
15	0.763893	0.688039	3.64257	3.56182
16	0.814715	0.691033	1.89094	1.60057
17	1.01653	0.918079	5.99113	5.03446
18	0.816386	0.830414	3.58563	3.18163
19	0.858041	0.665159	4.51519	4.11975
20	0.719118	1.39866	3.93943	5.58673

TAB. 4.2 – Valeurs des écarts-types des ajustements gaussiens

Cependant, nous avons aussi observé pour certaines échelles (Fig. 4.3(a)) une augmentation significative du bruit moyen au cours du temps. Nous n'avons pas évalué l'impact de cet effet mais une augmentation du bruit des pistes pourrait avoir comme effet, au niveau de l'analyse hors-ligne, une population en amas de charge moins importante car les pistes seraient plus souvent rejetées lors de la formation des amas de charge. Sur la figure 4.5(a) nous avons représenté les piédestaux de l'échelle 11 mais avec un axe temporel. Nous remarquons que, durant certaines périodes aucune acquisition des piédestaux n'a été effectuée. Cela aurait pu être préjudiciable pour l'analyse des données physiques car durant toute cette période les piédestaux ne sont pas mis à jour. De 4.5(b) qui représente les différences de piédestal moyen de 2 prises de données consécutives en fonction de leur différence d'acquisition, nous pouvons conclure qu'il n'y a apparemment pas de corrélation entre ces 2 grandeurs. Cela confirme le fait que la différence de temps entre 2 acquisitions n'est pas un critère pénalisant (tout en restant raisonnable : la plus grande différence de temps observée entre 2 acquisitions fut 10 jours⁴).

⁴le plus grand écart observé sur la figure 4.5(b) est de 1040951 secondes soit ~ 12 jours

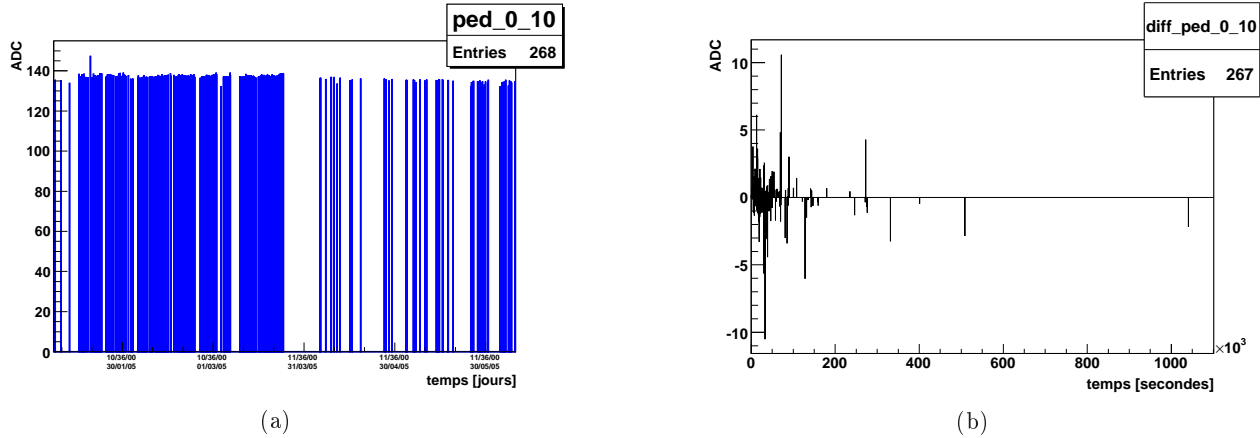


FIG. 4.5 – Évolution des valeurs moyennes des piédestaux en fonction du temps pour l'échelle 11 P

Nous avons aussi estimé le nombre de pistes «bruyantes» par échelle : savoir le nombre de pistes ayant un bruit élevé donnera une indication sur l'efficacité et la pureté des données physiques (en termes de nombre d'amas reconstruits) car la méthode utilisée pour reconstruire les amas de charge (voir §4.2.1 page 80) utilise directement les valeurs de bruit des pistes. Les simulations rapportent une relation linéaire décroissante entre l'efficacité de reconstruction exprimée en fonction du pourcentage de pistes mortes ou bruyantes.

L'efficacité est définit par :

$$efficacite' = \frac{vrai_point}{Point_simulé'} \quad (4.4)$$

et la pureté est définit par :

$$pureté' = \frac{vrai_point}{vrai_point + fantôme} \quad (4.5)$$

Pour chaque point d'impact reconstruit, les amas de charge correspondant sont identifiés : si les amas possèdent un point d'impact en commun, ce point d'impact est noté «vrai_point» (Fig. 4.6)

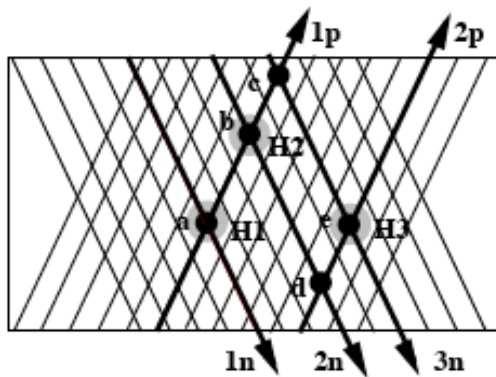


FIG. 4.6 – Lien des points simulés avec les points reconstruits

Dans cet exemple, les points d'impacts *a, b et e* sont des «vrai_points» car ils correspondent aux 3 points simulés H1, H2 et H3. Par exemple, le point a est l'identification des amas de charge 1p et 1n ; or ces 2 amas ont le point H1 en commun d'où l'identification du point simulé H1 avec le point a .

Les résultats de ces simulations concernant l'évolution de l'efficacité en fonction du statut des pistes furent :

- pour 10 % de pistes mortes :
 - l’efficacité globale chute à 84 % alors que la pureté reste relativement constante (~ 98.4 %)
 - la résolution sur la position des points d’impacts selon r/ϕ est dégradé 16 %
- en imposant un bruit égal à 3 fois le bruit nominal :
 - l’efficacité globale décroît à 92 % alors et la pureté reste constante (~ 99 %)
 - la résolution sur la position des points d’impacts selon r/ϕ est dégradé 13 %

Nous avons évalué que le pourcentage de pistes que l’on peut qualifier de «bruyantes» (un bruit nominal étant évalué à $bruit_{nominal} \sim 4$ ADC, une piste bruyante pour $\sim 2 \times bruit_{nominal} = 8$ ADC) diminue avec la valeur du bruit des pistes. Nous avons un faible pourcentage (globalement inférieur à 4 % pour l’échelle 11 (Fig. 4.7(a)) et l’échelle 5 (Fig. 4.7(b))) de pistes réellement bruyantes.

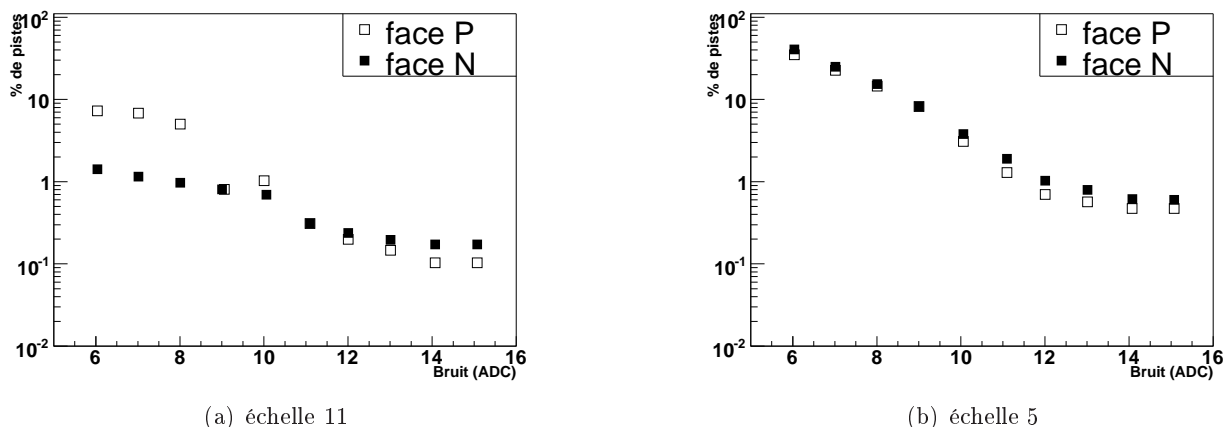


FIG. 4.7 – Pourcentage du nombre de pistes bruyantes

4.2 Reconstruction des amas de charge du SSD lors de la prise des données Cu+Cu à 62 GeV

Quelques précautions à l’analyse Avant de commencer cette analyse, nous voulons mettre en avant un des aspects de notre analyse. Le SSD est composé de 320 modules de détection, vouloir en donner un comportement global du SSD peut aboutir à des conclusions trop hâtives car les comportements des circuits électroniques, même s’ils sont de conception identique, présentent de légères différences qui empêche toute comparaison directe du SSD.

La difficulté de résumer le comportement global est illustré sur la figure 4.8 qui représente la distribution des amas de charge (nombre de pistes) en considérant toutes les échelles puis la contribution pour une échelle données. A priori nous observons un léger pic dans cette distribution autour 100 pistes, mais cela est dû exclusivement à l’échelle 3 (représentée en pointillés). Ne pouvant montrer le comportement de chaque module indépendamment, nous essaierons d’exposer les caractéristiques représentatives.

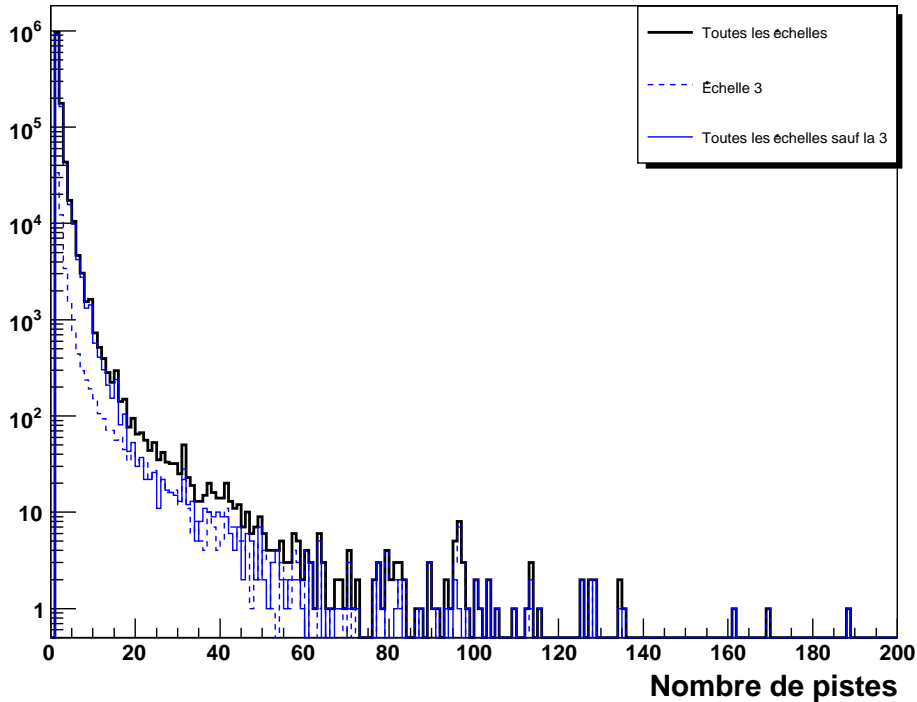


FIG. 4.8 – Nombre de pistes pour des amas de charge reconstruits sur les faces P de toutes les échelles

Le but de cette section est d'évaluer les données reconstruites avec le SSD lors de collisions avec celles par exemple des tests sous faisceaux. S'assurer comme première étape que la reconstruction des données dans le SSD est bien effectuée afin de disposer de points reconstruits corrects est important.

4.2.1 Reconstruction et taille des amas de charge

Le signal créé sur les pistes en silicium par le passage d'une particule est généralement induit sur plusieurs pistes. Nous définissons ce groupement de pistes comme un amas de charge. Le code de reconstruction des amas de charge à partir des pistes procède comme suit :

- Les valeurs des piédestaux, bruits et signaux des pistes ayant passées les coupures de la DAQ sont stockées sous la forme de liste d'objets *SsdStrip* dans le logiciel. Chaque module contient alors 2 listes (1 par face) qui sont mises à jour à chaque évènement traité
- à chaque évènement reconstruit, ces listes sont parcourues pour chaque module : une piste sera qualifiée de piste centrale d'un amas de charge dès que sa valeur en $\frac{S}{N}$ est supérieure à 5. Dans l'exemple de la figure 4.9 de gauche, la piste i est la 1^{re} piste identifiée : elle constitue alors la piste centrale
- Une 2^e itération est effectuée afin de rechercher les pistes à gauche et à droite de la piste centrale (pistes $i-1$ et $i+1$ de la figure 4.9 de gauche) ; nous les ajoutons à l'amas courant si leurs indices sont consécutifs à la piste précédemment trouvée. Elles constitueront les pistes voisines à la piste centrale et elles sont censées recueillir moins de charge en comparaison de la piste centrale

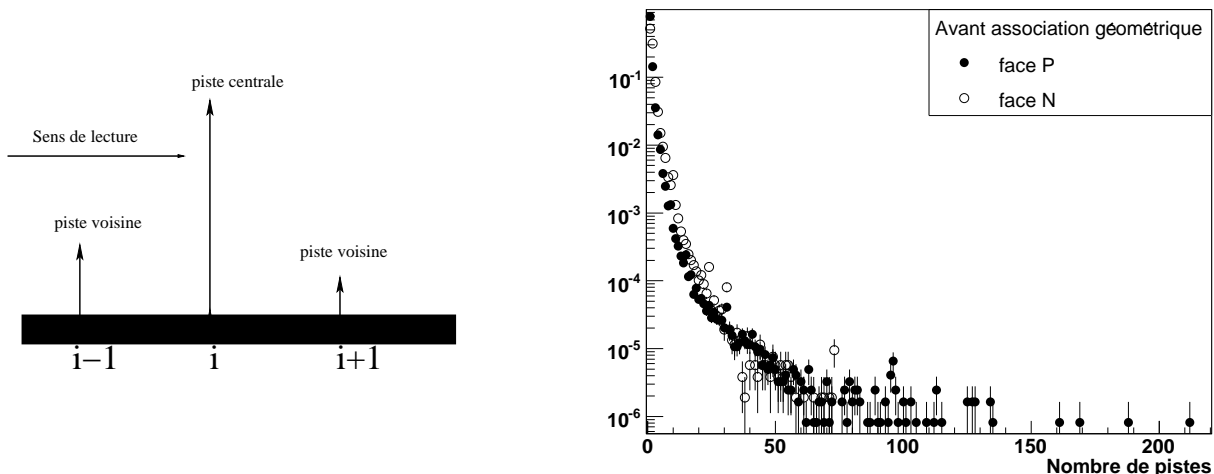


FIG. 4.9 – Formation d'un amas de charge et taille des amas de charge en nombre de pistes pour les échelles (les barres d'erreurs sont statistiques)

La figure 4.9 de droite représente la distribution de la taille des amas de charge en nombre de pistes, représentée pour toutes les échelles (échelle logarithmique pour l'ordonnée). On note que les amas de charge formés sur les faces N ont une multiplicité moins élevée que ceux de la face P : cela est dû au bruit des pistes des faces N plus élevé que celui des faces P. Pour une valeur de signal égale, la coupure $\frac{s}{n}$ pour les modules des faces N rejettera plus de candidats possibles : il se crée à l'interface entre la couche de dioxyde de silicium et le substrat une couche d'accumulation d'électrons. Sur la face P, la collection des trous n'en est pas perturbée. Sur la face N, cette couche constitue un chemin de haute densité entre les pistes et induirait alors une dégradation de la résolution car nous ne saurions plus sur quelle piste la charge a été induite. Pour remédier à ce problème, des couches P+ supplémentaires sont implémentées entre les pistes N (méthode d'isolation dite de *p-spray*). Cela a l'inconvénient d'accroître la capacité interpiste donc le bruit des pistes N.

On remarque que la reconstruction hors-ligne peut conduire à des amas de charge dont la taille est supérieure à celle obtenue lors des tests sous faisceaux [54]⁵. Plusieurs précautions s'imposent avant de comparer les données sous faisceaux avec les données réelles ; l'énergie des faisceaux (collisions réalisées au SPS avec des faisceaux de pions de 6 et 120 GeV) ionisera différemment que des collisions Cu+Cu. Ces tests étaient réalisés en incidence normale, paramètre que l'on ne peut prendre à priori pour les données réelles.

Néanmoins le nombre de ces amas est relativement faible (voir le tableau 4.3 pour le détail par échelle). En effet l'échelle logarithmique sert à noter la possibilité de reconstruire des amas de charge dont la taille n'est pas physiquement réelle mais le pourcentage de ces amas reste relativement négligeable.

Ce comportement provient du fait qu'il n'y avait pas de coupure sur les pistes voisines dans le logiciel de reconstruction : nous pouvions donc ajouter à la piste centrale autant de pistes, tant que ces pistes aient passé les coupures de la DAQ. Des corrections ont été appliquées pour corriger ce phénomène (voir paragraphe §4.5). Ces pistes ne correspondent pas généralement à du signal «physique», mais plus au bruit électronique.

Une des conséquences de cette observation est que la piste centrale de l'amas sera noyée parmi toutes

⁵la taille des amas de charge était de 1.7 pistes pour les faces P et 1.55 pour les faces N lors de ces tests.

CuCu 62		CuCu 200	
face P	face N	face P	face N
face P	face N	face P	face N
8.9	10.7	8.4	10.1
6.3	6.2	6.0	7.6
10.5	12.3	18.5	16.7
8.4	12.1	9.7	12.9
8.1	10.1	8.7	9.7
0	0	9.2	9.2
0	0	0	0
0	0	0	0
10.5	12.4	13.9	12.6
9.3	7.2	21.2	6.7
13.6	16.2	12.8	15.
7.9	9.8	10.0	10.9
9.3	9.9	10.7	13.0
14.1	11.4	13.0	14.3
7.2	8.5	8.0	10.6
10.2	10.9	11.6	12.8
6.7	25.2	5.2	21.5
8.6	11.4	10.0	14.2
6.6	8.8	7.8	8.3
8.2	12.4	9.7	15.2

TAB. 4.3 – Pourcentage du nombre d’amas reconstruits par le logiciel dont la taille est supérieure à 5 pistes ($\times 10^{-1}$)

les autres pistes. Le profil de charge, au lieu de présenter un net maximum correspondant à la piste centrale, sera plus étendu de part et d’autres de la piste centrale, biaisant ainsi le calcul de la position de l’amas de charge dans le module. Nous reviendrons sur ce point ultérieurement au paragraphe §4.2.2. Il est important de classer les 2 sortes d’amas de charge que nous avons considéré à ce niveau de la comparaison : ceux qui sont issus de la reconstruction dans chaque module (ceci constitue la première étape de la reconstruction) et ceux qui seront «utilisés» pour former un point d’impact, c’est-à-dire ceux qui seront retenus lors de l’association géométrique face à face.

Les amas de charge après association géométrique sont inclus dans celui de la reconstruction totale, mais nous remarquons que généralement l’association face à face rejette les amas de charge dont la taille est anormalement élevée (Fig. 4.10). Nous notons aussi que les amas de charge formés sur les faces N ont une multiplicité inférieure à ceux de la face P : cela est dû au bruit des pistes des faces N plus élevé que celui des faces P. Pour une valeur de signal égale, la coupure $\frac{s}{n}$ pour les modules des faces P rejettera plus de candidats possibles.

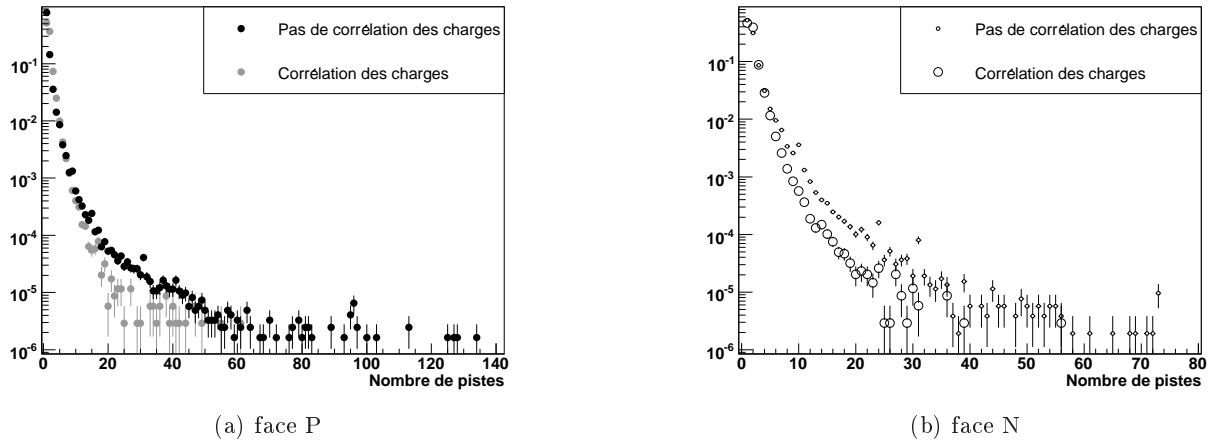


FIG. 4.10 – Comparaison de la taille des amas avant et après identification géométrique

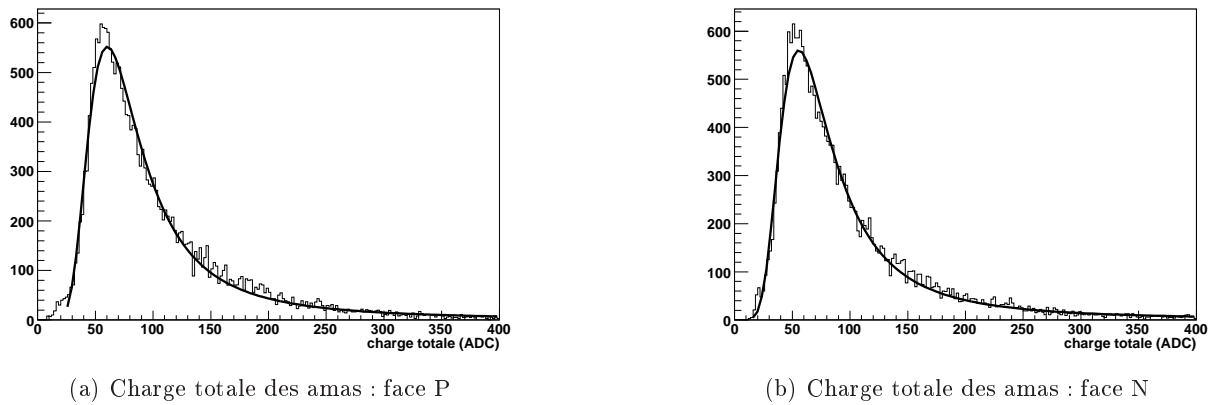


FIG. 4.11 – Charge totale des amas de charge de l'échelle 11

4.2.2 Charge totale et signal sur bruit

Elle est exprimée par la somme des charges des pistes constituant l'amas :

$$Q_{TOT} = \sum_i^N q_i \quad (4.6)$$

avec N la taille en nombre de pistes de l'amas de charge et q_i la charge en valeur ADC de chaque piste inclut dans l'amas.

		MPV	erreur	σ	erreur
échelle 11	face P	63.56	0.22	14.91	0.13
	face N	58.86	0.21	14.87	0.12
toutes les échelles	face P	65.82	0.06	16.78	0.04
	face N	60.06	0.06	16.83	0.04

TAB. 4.4 – Valeurs les plus probables (MPV), écart-types (et erreurs associées) de la charge totale obtenue à partir d'une distribution de Landau

Sur les figures 4.11(a) et 4.11(b) nous avons représenté les distributions de charge (en valeurs ADC) pour les faces P et N de l'échelle 11 ; un ajustement par une distribution de Landau [5] est aussi représenté. Le tableau 4.4 résume les valeurs les plus probables et les écarts-type, ainsi que leurs erreurs associées. Les erreurs associées à ces ajustements diminuent lorsque nous prenons en compte toutes les échelles mais les valeurs les plus probables restent sensiblement identiques et ce pour les 2 faces.

Expression littérale de la distribution de Landau La perte d'énergie des particules dans des matériaux de faible épaisseur présente une large extension correspondant à de large énergie perdue. Ce phénomène est dû à la possibilité qu'à la particule de perdre quasiment toute son énergie en une seule collision avec un électron du milieu et donne une distribution de perte d'énergie asymétrique, comme représentée sur la figure 4.12(a).

Les représentations théoriques définissent l'énergie moyenne perdue \bar{E} (*Most energy Loss*, calculée par la formule de Bethe-Bloch), l'énergie perdue la plus probable E_{mp} (*Most probable energy Loss*) et l'énergie maximale pouvant être perdue en une seule collision W_{max} . Le paramètre κ définit le domaine d'application des différentes théories émises par Landau [55], Symon et Vavilov et est défini par :

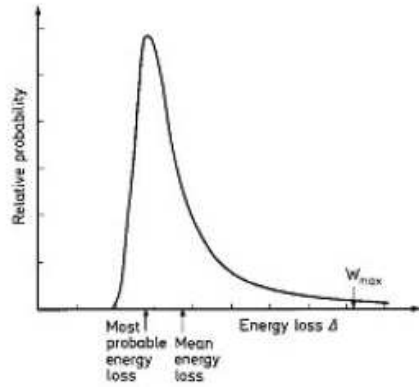
$$\kappa = \frac{\bar{E}}{E_{mp}} \quad (4.7)$$

Landau [55] donna une expression mathématique de la perte d'énergie dans le cas de matériaux de faible épaisseur ($\kappa \leq 0.01$). Moyal [56] formula une expression approchée de cette distribution par :

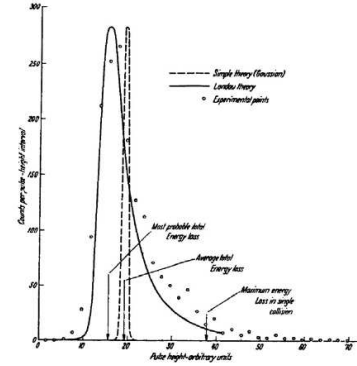
$$\Psi(\lambda) = \sqrt{\frac{e^{-(\lambda+e^{-\lambda})}}{2\pi}} \quad (4.8)$$

avec $\lambda = R(\bar{E} - E_{mp})$ où R est une constante dépendante du matériau traversé (Fig. 4.12(b)).

Dans la pratique, c'est une distribution de Vavilov [57] qui est utilisée comme état intermédiaire entre une distribution de Landau et une distribution gaussienne qui prend en compte un calcul complet de la perte d'énergie maximum pouvant être cédée en une seule collision.



(a) Distribution typique de perte d'énergie dans un matériau de faible épaisseur



(b) Comparaison expérimentale des pertes d'énergie dans un compteur AR-C des distributions de type gaussien et selon l'expression de Landau

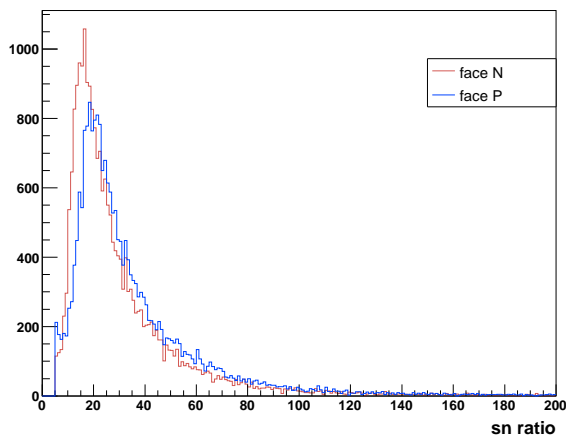
FIG. 4.12 – Perte d'énergie dans des matériaux de faibles épaisseurs (figures tirées de [5])

Des figures 4.11(a) et 4.11(b), nous observons donc bien une distribution de Landau pour la face P et N, dont les valeurs les plus probables sont sensiblement identiques. Le rapport signal sur bruit associé à l'amas de charge est calculé par :

$$\frac{S}{N} = \frac{Q_{TOT}}{B_{TOT}/N} [49] \quad (4.9)$$

avec Q_{TOT} : somme des charges de chaque piste constituant l'amas et B_{TOT} la somme des bruits des pistes de l'amas et N la taille en nombre de pistes de l'amas. De manière générale, le rapport $\frac{S}{N}$ conditionne toute observation physique. S'il est trop faible, nous ne voyons que du bruit. Un signal sur bruit élevé permettra alors de discriminer le signal induit par une particule du bruit des détecteurs. Le signal sur bruit est représenté pour une échelle sur la figure 4.13(a).

échelle 11



(a) Signal sur bruit : face P et N

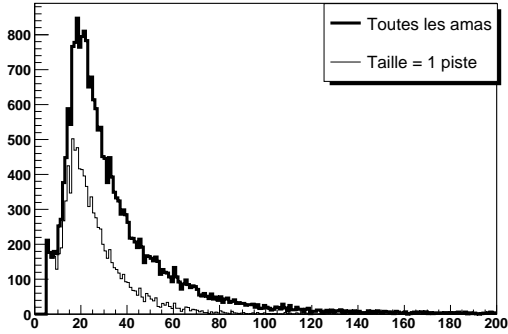
	MPV	erreur	σ	erreur
échelle 11				
face P	20.65	0.08	5.15	0.05
face N	17.2	0.07	4.50	0.04
toutes les échelles				
face P	13.73	0.01	4.08	0.008
face N	12.3	0.01	3.60	0.008

(b) Signal sur bruit : face P et N

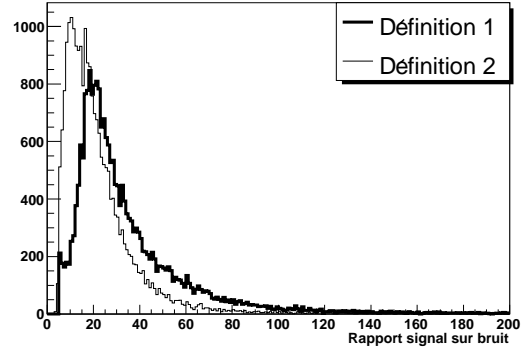
FIG. 4.13 – Signal sur bruit des amas de charge

Les inconvénients de cette formulation sont de :

- uniformiser le bruit de pistes formant l'amas
- sur estimer la valeur du signal sur bruit par un facteur N



(a) Signal sur bruit pour les amas de charge de taille égale à 1 piste



(b) Comparaison des 2 définitions du signal sur bruit

FIG. 4.14 – Étude sur le signal sur bruit

Pour la majorité des amas (où la taille est de $N = 1$ piste), cette définition n'a pas d'incidence mais elle sous estime la valeur du signal sur bruit pour les amas de taille supérieure à 1. Sur la figure 4.14(a), nous avons comparé le signal sur bruit (défini par l'équation 4.9) pour tous les amas et pour les amas de charge ne comportant qu'une seule piste, pour l'échelle 11 face P.

Lorsque nous ne prenons en compte que les amas à 1 seule piste, l'ajustement par une distribution de Landau est de $MPV = 18.21 \pm 0.1$, l'écart-type associé est de $\sigma = 4.20 \pm 0.07$.

Ces valeurs sont compatibles avec les valeurs obtenues en prenant en compte tous les amas; cela confirme que les amas de taille relativement élevée (supérieure à 5 pistes) ne contribuent pas de façon majoritaire dans la valeur du signal sur bruit. Nous pouvons donc utiliser, pour décrire les performances des modules de détection, cette définition du signal sur bruit, car elle n'est pas biaisée par ces amas.

Nous avons évalué le signal sur bruit selon la définition :

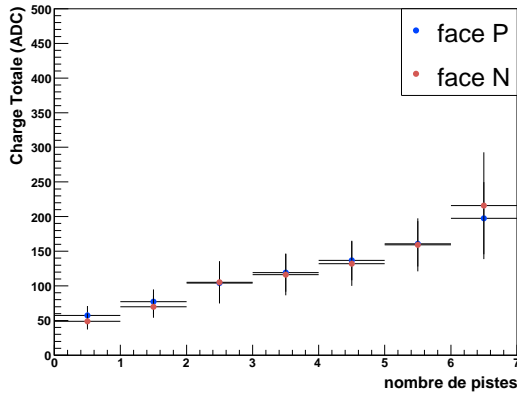
$$\frac{S}{N} = \frac{Q_{TOT}}{B_{TOT}} \quad (4.10)$$

Lorsque nous comparons le signal sur bruit défini par l'équation 4.9 (définition 1) et par l'équation 4.10 (définition 2), nous remarquons en effet la sous estimation de la valeur du signal sur bruit tel qu'il a été défini dans [49] (Fig. 4.14(b)).

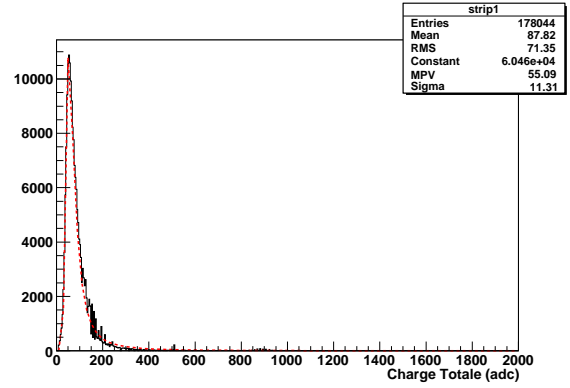
Dans le reste du chapitre, le signal sur bruit sera exprimé selon l'équation 4.9.

Sur la figure 4.15(a), est représentée la charge totale des amas en fonction du nombre de pistes les constituant. Les valeurs des charges totales des amas ont été obtenues à partir d'un ajustement par une distribution de Landau de la distribution des charges pour chaque classe d'amas (un exemple est représenté sur la figure 4.15(b) où l'ajustement a été fait pour des amas de charge ne comportant qu'une piste). Nous avons représenté cette relation pour des tailles d'amas inférieures à 7 pistes car la statistique ne nous permet pas ensuite un ajustement fiable.

On remarque une légère saturation du profil de charge lorsque la taille des amas augmente (au-delà de 3 pistes; pour les tailles supérieures, la faible statistique des amas de charge ne permet pas de réellement conclure quant à un profil linéaire où saturant). Cela indique juste que la contribution à la charge totale de l'amas par les 1^{res} pistes des amas est majoritaire.



(a) Charge totale des amas en fonction de leur taille

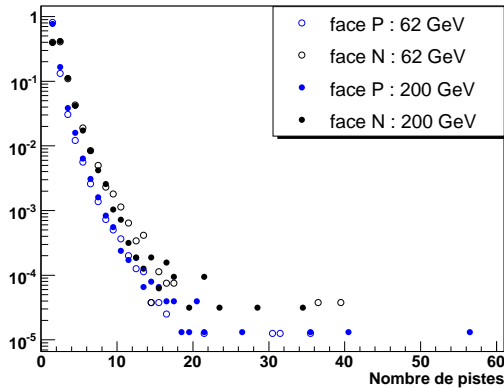


(b) Ajustement par une distribution de Landau de la charge totale des amas reconstruits sur la face P ne comportant qu'une seule piste

FIG. 4.15 – Charge totale des amas en fonction de leur taille

4.2.3 Cas des collisions à 200 GeV/c

Nous présentons ici les mêmes grandeurs mais pour des amas de charge reconstruits lors de collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 200$ GeV.



(a) Taille des amas

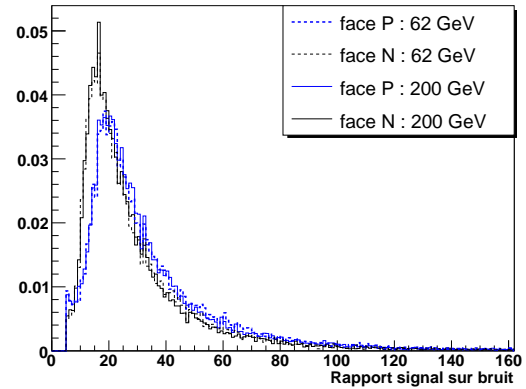
(b) Rapport signal sur bruit $\frac{S}{N}$

FIG. 4.16 – Comparaison des caractéristiques de l'échelle 11 pour des collisions à 62 et 200 GeV

Nous voyons sur la figure 4.16(a) que la taille des amas de charge pour les 2 faces P et N pour des collisions à 62 GeV et à 200 GeV est la même. De même le rapport signal sur bruit (Fig. 4.16(b)) ne présente aucune différence majeure. De même, la charge totale des amas en fonction de leur taille, reconstruits lors de ces 2 prises de données (Fig. 4.17) montre ce même comportement.

4.3 Partage des amas reconstruits

Dans cette partie, nous étudions plus précisément les caractéristiques des amas de charge reconstruits car leur association conditionne finalement les propriétés des points d'impacts, telles que leur

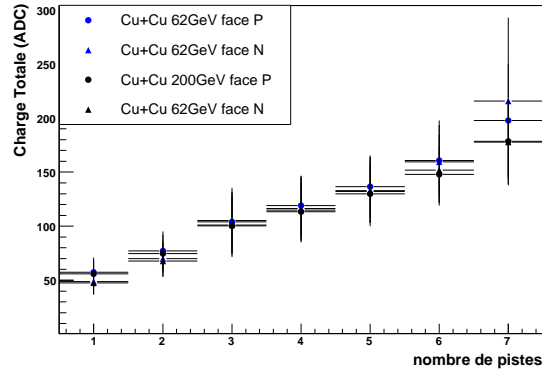


FIG. 4.17 – Charge totale des amas en fonction de leur taille

position dans le module et l’ambiguïté associée.

La seconde étape après la reconstruction brute des amas de charge est la possibilité de les séparer en sous amas. En effet lorsque 2 ou plusieurs particules traversent le détecteur suffisamment proche l’une de l’autre, elles ioniseront des pistes communes ; la capacité à séparer ces 2 points d’impacts s’appelle la résolution à 2 traces. Ainsi 2 amas de charge possédant 1 ou plusieurs pistes en commun peuvent se former (voir le schéma 4.18). Dès que la taille d’un amas est supérieure à trois pistes, nous tentons de le scinder en plusieurs parties.

Comme le montre le schéma 4.18, nous recherchons un minimum local entre 2 maxima locaux. Si la

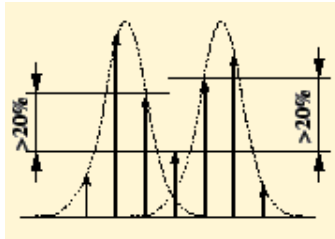


FIG. 4.18 – Résolution d’un amas en deux

différence de signal est supérieure au paramètre $Tolerance_{ADC}$ qui représente une incertitude relative sur la perte d’énergie pour laquelle une comparaison de deux signaux ne permet plus de séparer deux amas, alors l’amas de pistes est scindé en 2.

Le paramètre $Tolerance_{ADC}$ Le paramètre $Tolerance_{ADC}$ a été évalué dans [45] selon la méthode suivante.

Soient S_{i+1} et S_i les valeurs des signaux des pistes i et $i+1$. 2 amas sont dissociables l’un de l’autre si parmi le profil en signal de cet amas un minimum local (voir Fig. 4.18) est trouvé.

$$\Delta(i, j) = \frac{s_{i+1} - s_i}{s_{i+1}} \quad (4.11)$$

Si δs_{i+1} est l'erreur sur le signal et équivaut au bruit de la piste σ_{i+1} et si $\delta s_i \sim \delta s_{i+1}$, alors l'équation 4.11 devient

$$\delta(\Delta(i, j)) \sim \frac{\sigma_i}{s_{i+1}} \quad (4.12)$$

car $s_{i+1} \gg s_i$.

Nous pouvons donc séparer 2 amas si $\delta(\Delta(i, j))$ est supérieure à une coupure que l'on choisira ⁶.

En prenant une coupure en signal sur bruit pour les pistes voisines de $\frac{s}{n} = 10$:

$$\delta(\Delta(i, j)) \geq 0.1 \quad (4.14)$$

4.3.1 Position des amas reconstruits

Déterminer le pouvoir de résolution de la reconstruction des amas de charge est crucial car cela conditionne la position de cet amas au sein du module. En effet, plusieurs méthodes pour reconstruire le point d'impact à partir de la position (indice) de l'amas sont utilisées dans les algorithmes de reconstruction des amas de charge. Nous citons de manière non exhaustive les méthodes les plus usitées :

1. méthode digitale : la piste centrale est directement la position de l'amas
2. centre de gravité :

Pour un amas comportant k pistes, on calcule :

$$position_{moyenne} = \frac{\sum_{n=1}^k q_n x_n}{\sum_{n=1}^k q_n} \quad (4.15)$$

avec q_k et x_k le signal et la position de la piste (x_k est l'indice de la piste dans le module, ie de 1 à 768)

3. l'algorithme η :

L'algorithme η calcule pour les amas comportant 2 pistes :

$$\eta = \frac{q_R}{q_R + q_L} \quad (4.16)$$

avec q_R et q_L les signaux des pistes à droite et gauche du point de passage de la particule. Les amas à 2 pistes sont principalement générés par des traces en incidence normale sur le détecteur, le partage de la charge s'effectuera donc entre ces 2 pistes. La position sera alors :

$$position_{moyenne} = x_L + P \times \eta \quad (4.17)$$

avec P la valeur du pas entre les pistes. ($P = x_R - x_L$)

À partir de l'équation 4.15, et pour un nombre de pistes $k = 2$, nous retrouvons la relation 4.16. Quand $\eta \simeq 0$ ou $\eta \simeq 1$, cela signifie que pratiquement 1 seule piste a collecté le signal du amas. La distribution η caractérise les propriétés des détecteurs utilisés. Ainsi la position des maxima est reliée au couplage capacitif entre les pistes. Les largeurs des pics sont reliées au rapport $\frac{S}{N}$ des pistes [58].

⁶Cependant si δs_i n'est pas comparable à δs_{i+1} , l'équation 4.11 devient :

$$\delta(\Delta(i, j)) = \frac{1}{s_{i+1}} \left(\frac{s_i}{s_{i+1}} \sigma_{i+1} + \sigma_i \right) \quad (4.13)$$

4. l'algorithme η modifié : le pas n'est plus constant :

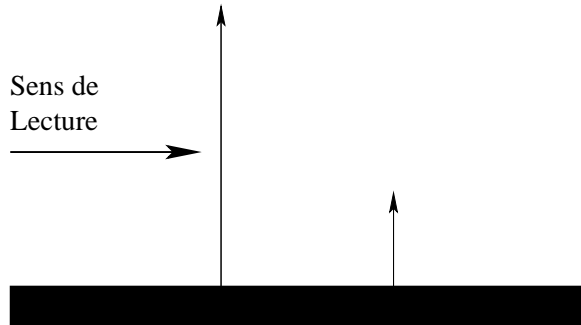
$$position_{moyenne} = x_L + P \times f(\eta) \tag{4.18}$$

avec $f(\eta)$ une fonction tenant compte de la non linéarité de la collection des charges en fonction de la position d'impact de la particule entre les pistes. Elle est définie par [59] :

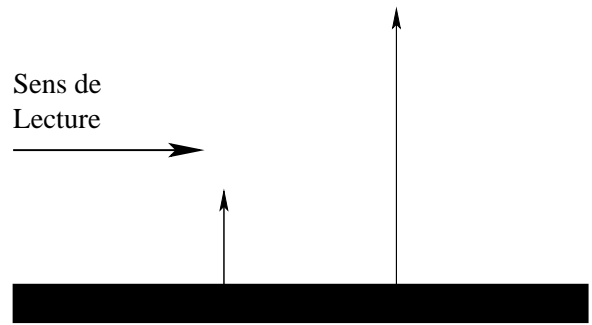
$$f(\eta) = \int_0^\eta (dN/d\eta')d\eta' / \int_0^1 (dN/d\eta')d\eta' \tag{4.19}$$

Dans le SSD de STAR, la méthode du centre de gravité est utilisée ; un amas non résolu conduira à une incertitude et donc à une position décalée dans ce module. Nous avons donc tenté d'évaluer le rapport des charges au sein de chaque amas pour les principaux amas de charge (taille inférieure à 4 pistes)

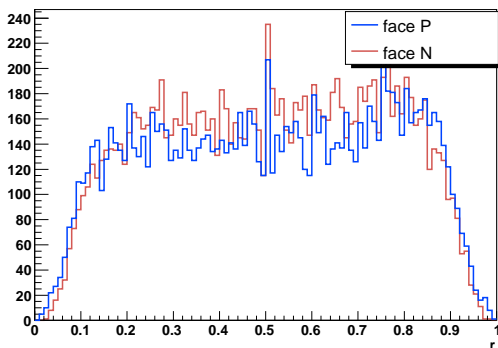
Amas à 2 pistes Cela constitue le 1^{ier} cas à investiguer ; une distribution η est alors attendue pour les modules et cela permettrait aussi si cela est confirmé, l'implantation d'une méthode de calcul de la position moyenne de l'amas par l'algorithme η , qui est plus précis que le calcul du centre de gravité. Les 2 cas possibles sont les suivants :



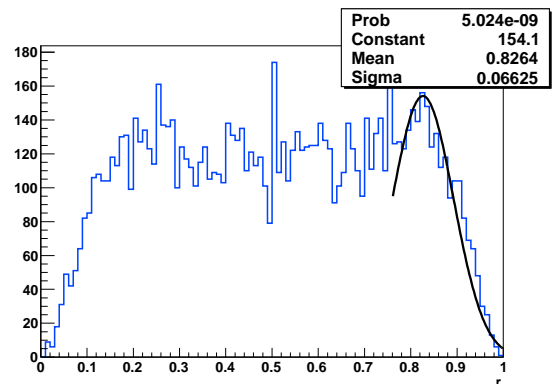
(a) Schéma représentant le partage de charge pour le cas où $r = 0.1$



(b) Schéma représentant le partage de charge pour le cas où $r = 0.9$



(c) Valeur de r pour des amas comportant 2 pistes



(d) Ajustement gaussien de r

FIG. 4.19 – Étude du rapport $r = \frac{q_R}{q_R+q_L}$

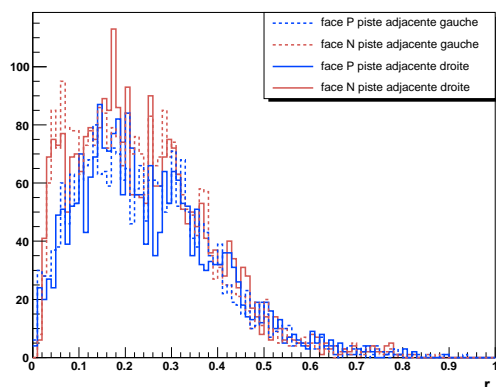
La variable η est aussi intéressante dans la mesure où elle donne une information sur le signal sur bruit des amas de charge. En effet, d'après [58], on a la relation :

$$\sigma_{pic} \simeq \frac{1}{S/N} \quad (4.20)$$

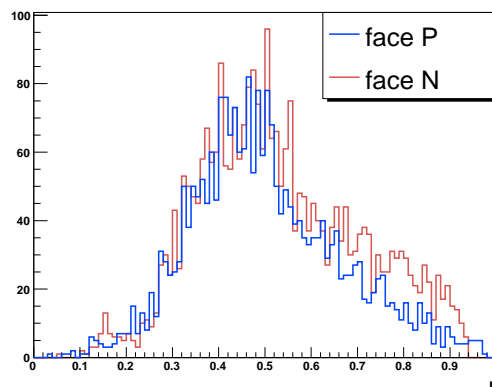
où σ_{pic} représente l'écart-type de l'ajustement gaussien d'un des 2 maximum de la variable η .

Sur la figure 4.19(c), nous avons représenté la grandeur r , équivalente à η lorsque nous ne sélectionnons que les amas de charge à 2 pistes. Le comportement observé en [58] n'apparaît pas aussi clairement, néanmoins, en appliquant l'équation 4.20, nous trouvons $\frac{S}{N} \simeq 14$, ce qui reste du même ordre de grandeur que les résultats de 4.13(a).

Amas à 3 pistes Pour des amas comportant 3 pistes, nous nous attendons à ce que la piste centrale contienne une grande partie de la charge totale de l'amas et que les pistes adjacentes se répartissent le reste de la charge de l'amas.



(a) Répartition des charges pour les pistes adjacentes à la piste centrale pour un amas à 3 pistes



(b) Répartition des charges pour la piste centrale dans un amas à 3 pistes

FIG. 4.20 – Cas des amas de charge à 3 pistes

Ce comportement, comme le montre les figures 4.20(a) (pistes adjacentes) et 4.20(b) (piste centrale) est bien observé.

Type de points d'impact Les points d'impacts sont répertoriés selon la complexité d'association des amas de charge (voir §3.2.3). Pour des collisions Cu+Cu, nous remarquons que le pourcentage de cas ambigus est inférieur à 10 %. Ce résultat est en accord avec les simulations [49] et indique un environnement relativement peu dense en particules traversant le détecteur.

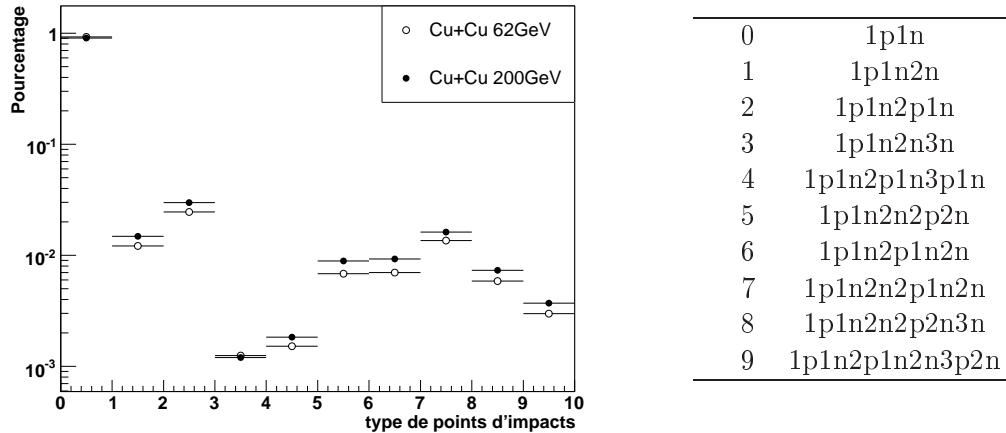


FIG. 4.21 – Répartition des types de points d'impacts reconstruits

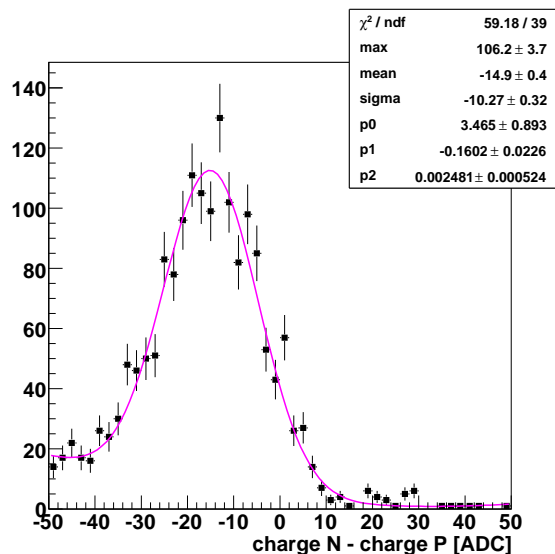
4.4 Calibrage

Pour discriminer les points d'impacts ambigus, l'information sur la perte d'énergie de la particule incidente dans le détecteur est utilisée. Un nombre identique de trous et d'électrons va être générée par l'ionisation de la particule. La même quantité de charge sur les deux faces P et N de chaque détecteur Q_p et Q_n doit alors être mesurée.

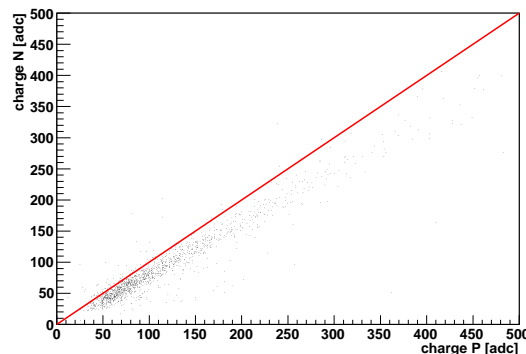
Comme nous le voyons sur les figures 4.22, il y a une légère différence de valeur la plus probable de charge lue entre les 2 faces d'un même module. La raison est due à ce que chaque module possédant son électronique de lecture, de faibles différences dans la chaîne de lecture des données (gain d'amplification, tension d'alimentation) font que la perte d'énergie de chaque particule dans un module donné (exprimée par la charge en valeurs ADC) ne sera pas rigoureusement identique sur les 2 faces d'un même module. La figure 4.22(a) montre en effet la dispersion entre les valeurs de la face N (Q_N) et celle de la face P (Q_P) pour un module ; la droite symbolise la «corrélation de charge parfaite», c'est-à-dire la droite pour laquelle on aurait : $Q_N = Q_P$.

L'ajustement gaussien de 4.22(a) donne :

- une déviation avec la droite de corrélation parfaite de 15 ADC
- une déviation entre les charges de la face P et celles de la face N de 10.3 ADC



(a) Différence des charges lues sur les faces N avec celles des faces P



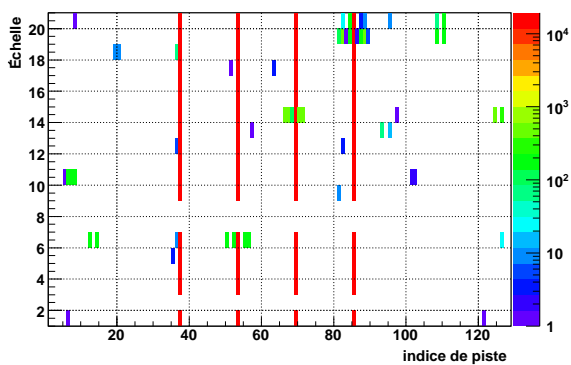
(b) Corrélation de charge d'un module avant correction par le calibrage en énergie

FIG. 4.22 – Corrélation des charges entre la face P et celles de la face N

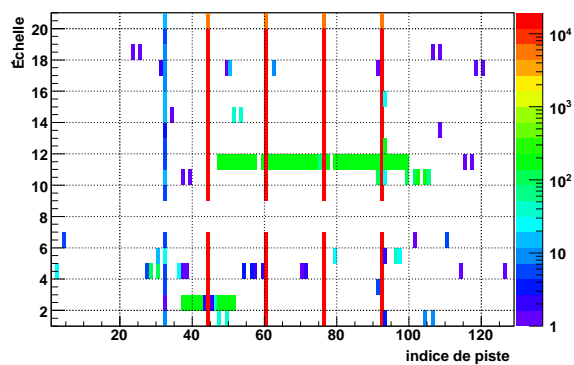
4.4.1 Méthode du «pulsar»

Pour calibrer l'ensemble des puces électroniques nous avons utilisé le générateur d'impulsion interne de chaque circuit A128C. Ce générateur permet d'injecter de manière sélective, à l'entrée de chaque préamplificateur, une quantité de charges, dont la valeur est modifiable.

Nous avons sélectionné un nombre de 4 pistes par A128C pour le calibrage. Sur les figures 4.23(a) et 4.23(b) les 4 pistes de chaque A128C qui doivent répondre à l'impulsion interne du circuit sont aisément identifiables.



(a) Face P



(b) Face N

FIG. 4.23 – Indices des pistes des A128C recevant du signal provenant du générateur d'impulsion interne pour chaque échelle

Un déclenchement particulier de la DAQ de STAR permet ensuite l'enregistrement de ces données,

qui sont alors analysées avec la chaîne de reconstruction hors-ligne du SSD. La réponse d'un canal particulier est relativement constante et peu dispersée (figures 4.24).

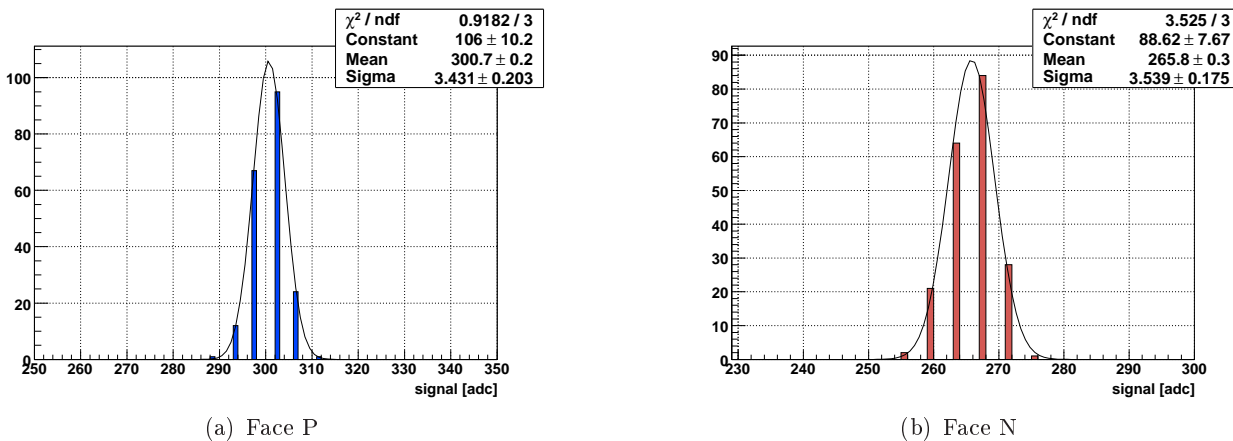


FIG. 4.24 – Réponse en signal de 2 pistes au pulser

Les figures 4.23 représentent, pour une acquisition donnée (donc un nombre de canaux donné), l'indice des canaux sur chaque face en fonction des échelles. Il subsiste certaines pistes qui ont apparemment reçu une faible proportion de signal : appliquer une coupure sur le signal de ces pistes les rejettera lors de l'analyse.

Les valeurs de charge moyenne par A128C sur les 2 faces P et N (Fig. 4.25(a) et 4.25(b)) sont obtenues en effectuant le rapport des charges moyennes lues par les canaux des faces N avec ceux des faces P pour chaque A128C.

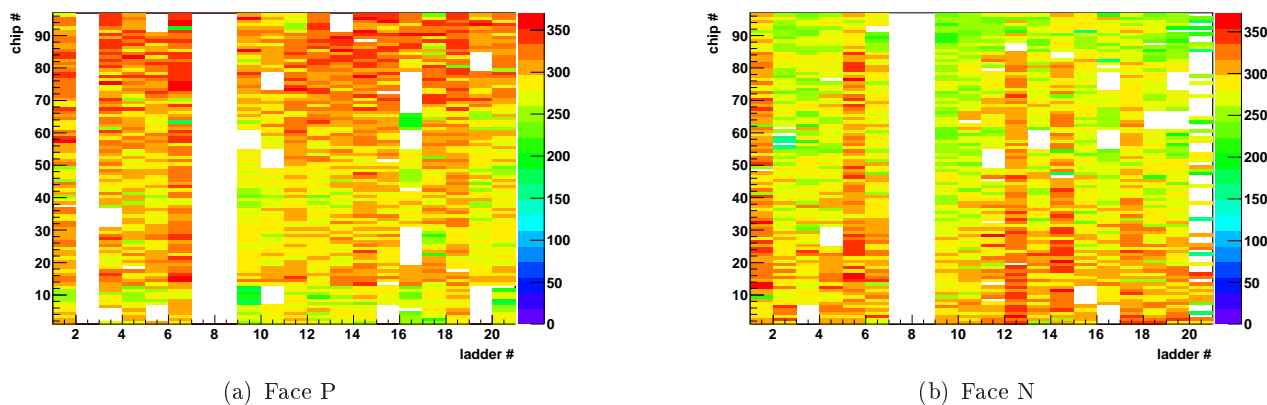
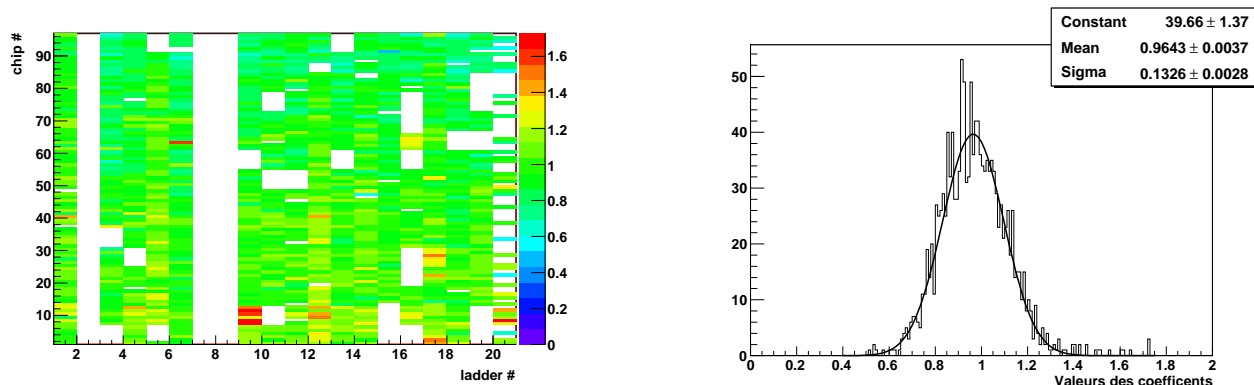


FIG. 4.25 – Réponse en signal au pulser pour tous les A128C

De la figure 4.26(a) nous remarquons que nous ne possédons pas de valeurs pour certains A128C : cela est dû au non fonctionnement du générateur d'impulsion interne pour ces circuits. Les valeurs des charges lues par ces circuits ne seront donc pas corrigées. Sur la figure 4.26(b), nous observons que dans l'ensemble, les valeurs des gains sont distribuées autour de l'unité.



(a) Valeurs des coefficients correctifs pour chaque A128C

(b) Distribution des coefficients correctifs

FIG. 4.26 – Valeurs et distribution des coefficients correctifs (run V)

4.4.2 Résultats

Nous avons effectué plusieurs acquisitions, en variant les indices des pistes ainsi que l'amplitude du signal injecté dans les A128C ; nous nous sommes assuré donc de la relative stabilité des gains obtenus en fonction du temps. À partir de ces résultats, nous avons ensuite enregistré ces valeurs sous la forme d'une table de données qui est directement lue lors de la reconstruction hors-ligne.

La méthode pour appliquer ces rapports de charge est expliquée sur la figure 4.27 : nous considérons un point d'impact dans le repère dont les axes seraient les valeurs des charges lues sur la face P et N. Le rapport $r = \frac{N}{P}$ nous indique où se localise le point d'impact par rapport à la droite de corrélation

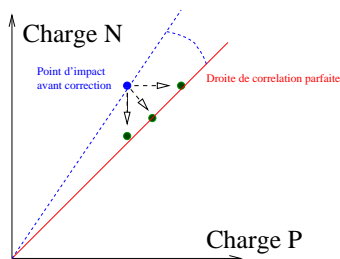


FIG. 4.27 – Méthode d'application des rapports

parfaite. Ne sachant à priori quelle est la référence à partir de laquelle corriger les valeurs (face P où N), j'ai choisi d'effectuer une rotation des composantes du point d'impact dans cet espace fictif pour ne pas privilégier une face par rapport à l'autre. La flèche verticale (horizontale) correspondrait justement au cas dans lequel on supposerait que les valeurs des charges sur la face P (N) sont correctes et que ce sont les charges lues sur la face N (P) qui doivent être corrigées.

Sur les figures 4.28 nous montrons les résultats de cette technique. Avant application du calibrage, une différence de charge de l'ordre de -15 ADC entre les charges des faces P et N est observée. Cette différence est la moyenne sur tous les A128C d'une même échelle, cela explique sa faible valeur ; en effet nous avons aperçu des différences plus élevées lorsque nous nous considérons chaque A128C séparément. Après application du calibrage, l'ajustement de la différence de charge par une distribution gaussienne

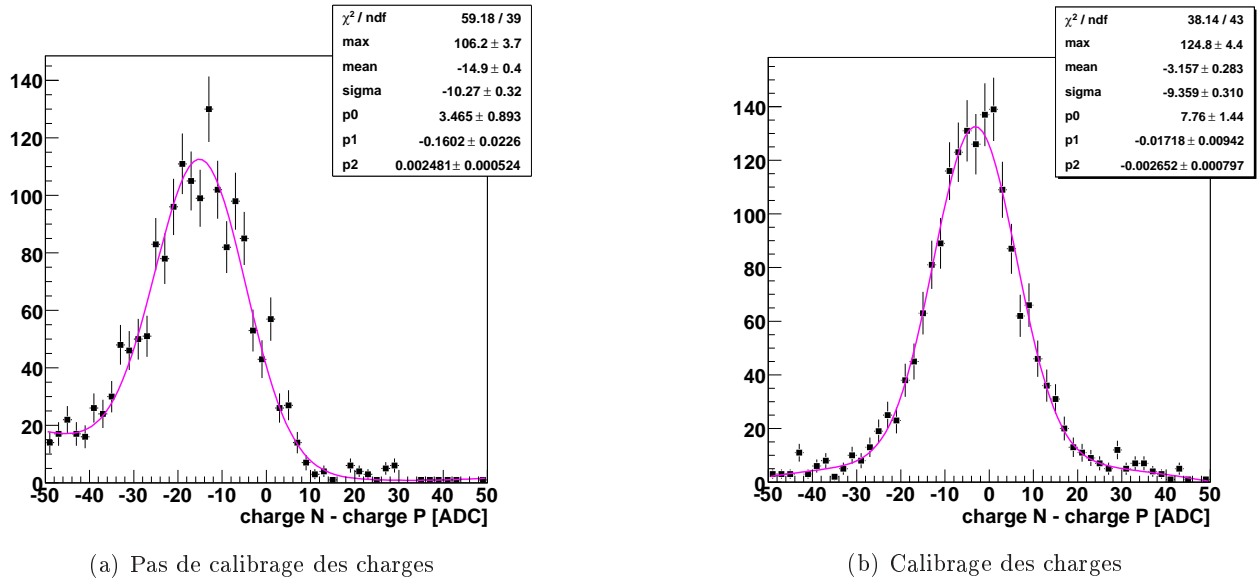


FIG. 4.28 – Différence entre les charges de la face P et celles de la face N pour un module de l'échelle 3

convoluée avec un polynôme de degré 2 nous donne une valeur moyenne de -3.2 ADC.

L'amélioration est aussi visible à travers le rapport des charges (car c'est cela que nous corrigeons) :

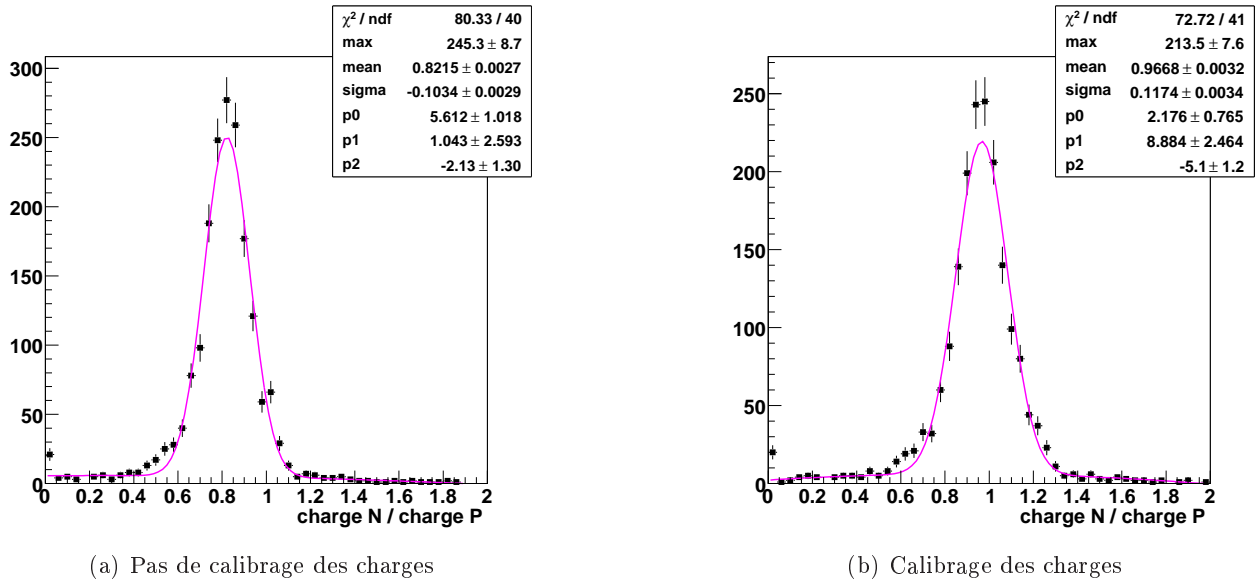


FIG. 4.29 – Rapport entre les charges de la face P et celles de la face N pour un module de l'échelle 3

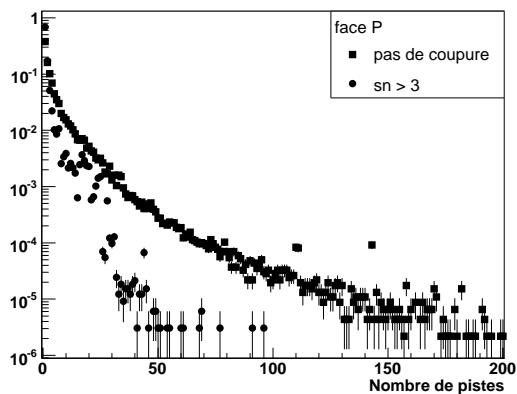
Sans le calibrage, le rapport des charges induites sur la face N avec celles induites sur la face P est de $r_{N/P} \sim 0.80$; ce rapport est en accord avec la figure 4.22(b) où les charges de la face P sont en dessous de la droite de corrélation parfaite (où on aurait $r_{N/P} = 1$).

Avec le calibrage, $r_{N/P}$ est compatible avec 1 ($r_{N/P} = 0.96 \pm 0.12$).

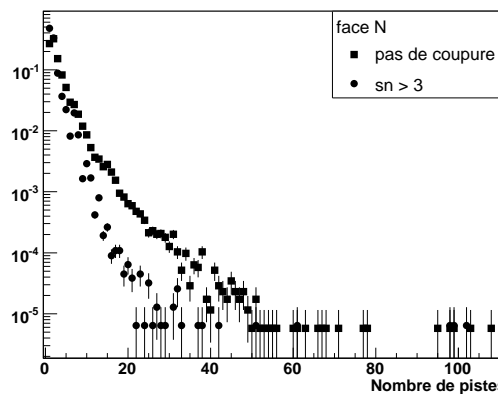
4.5 Corrections au logiciel

4.5.1 Coupure sur le signal sur bruit des pistes voisines

Une correction fut d'essayer d'imposer une coupure en $\frac{s}{n}$ sur les pistes voisines à la piste centrale des amas de charge afin de réduire le nombre de pistes voisines.

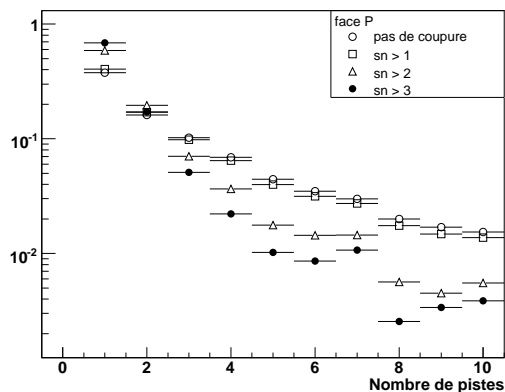


(a) Taille des amas reconstruits sur les faces P

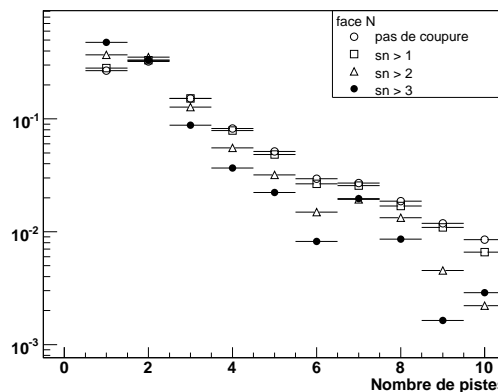


(b) Taille des amas reconstruits sur les faces N

FIG. 4.30 – Coupure à $s/b > 3$ pour toutes les tailles d'amas de charge



(a) Taille des amas reconstruits sur les faces P



(b) Taille des amas reconstruits sur les faces N

FIG. 4.31 – Étude pour toutes les coupures ; restriction à des tailles d'amas de charge < 10 pistes

Les figures 4.30(a) et 4.30(b) représentent la comparaison de la taille des amas de charge avec la coupure maximale ($\frac{S}{N} > 3$) et sans coupure. Nous remarquons que la taille des amas diminue considérablement, pour les faces P et N, lorsque la coupure est appliquée. La présence d'amas de taille élevée disparaît. Les figures 4.31(a) et 4.31(b) représentent les mêmes coupures, mais pour des tailles d'amas inférieure à 10 pistes (domaine le plus important) et pour toutes les coupures que nous avons essayées. La réduction des amas de taille élevée ne devient efficace (en tant que réduction du nombre de pistes des amas) que lorsque la coupure est $\frac{S}{N} > 2$.

La figure 4.32 représente le rapport du nombre des amas en fonction du nombre de leurs pistes. Une

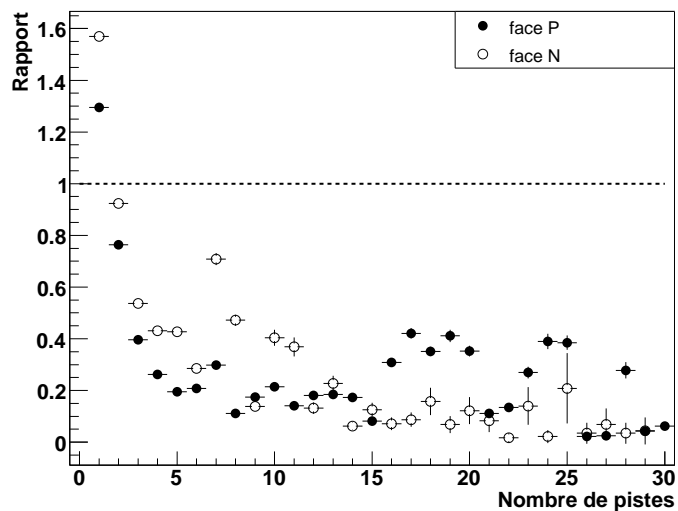


FIG. 4.32 – Effet de la coupure en signal sur bruit appliquée sur les pistes voisines

coupure en signal sur bruit de 3 donne plus d'amas dont la taille est inférieure où égale à 2 pistes et diminue la multiplicité des amas de taille plus élevée. La taille des amas décroît à une valeur raisonnable pour un étalement de charge d'une particule. Nous nous sommes aussi assurés que cette coupure ne changeait pas la valeur de la charge totale (et du signal sur bruit) : nous désirons garder les pistes utiles pour la formation de l'amas de charge.

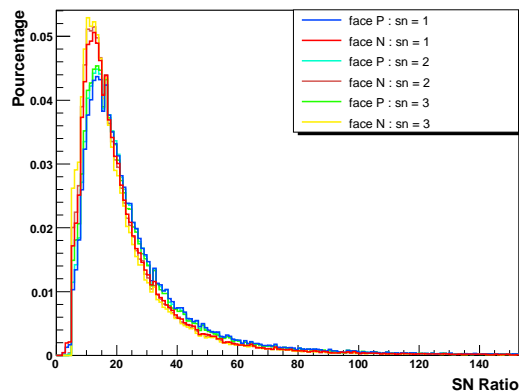
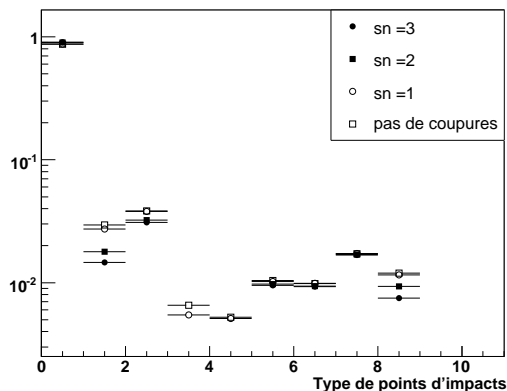


FIG. 4.33 – Signal sur bruit des amas des charges en fonction des coupures

Les différentes coupures en signal sur bruit n'ont quasiment pas d'impacts sur la valeur du signal sur bruit ; nous «coupons» bien les amas de charge des pistes non physiques.

Un impact important des coupures est observé sur le type de point d'impact reconstruit (figure 4.34).

Appliquer la coupure sur les pistes voisines diminue le nombre de points d'impact de type ambigu et accroît ceux non ambigu (cas 1 qui correspond à l'identification d'un seul amas sur la face P avec un seul amas sur la face N).

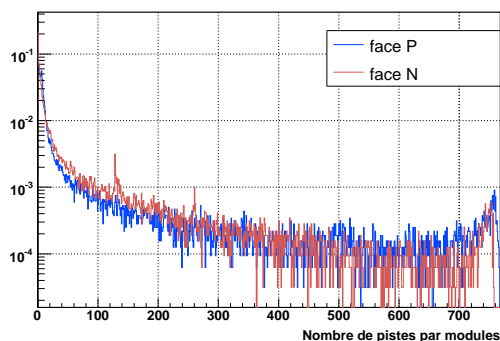


coupe S/N	X	1	2	3
% de type 1	85.6	86.2	88.9	89.9

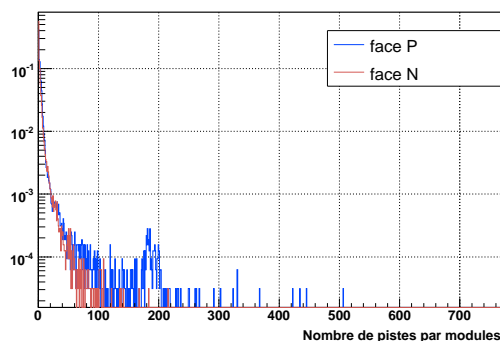
FIG. 4.34 – Répartition des points d’impacts en fonction des coupures

4.5.2 Coupure sur la liste de pistes

Une alternative à une coupure sur le signal sur bruit des pistes voisines fut de réduire le nombre d’entrées des listes de pistes qui servent à la reconstruction des amas de charge. En effet, aucune coupure sur l’état des pistes était effectuée à ce stade de la reconstruction. De plus la suppression de 0 par la DAQ se référait à une valeur constante ; le seuil était fixé à 7 ADC ce qui revient à la comparaison $s_j \gtrsim 2b_j$ si nous considère un bruit uniforme. Or le bruit des pistes peut varier selon les pistes et surtout nous avons noté la présence de pistes dont le calcul du bruit aboutit à des valeurs saturant au maximum de la gamme ADC. Nous avons donc appliqué une coupure avant de reconstruire les amas des charges. Chaque liste de pistes est parcourue une 1^{re} fois et chaque piste dont la condition $s_j \geq 3b_j$ n’est pas remplie est enlevée de cette liste. Ainsi nous ne sélectionnons que les pistes dont la valeur du signal est supérieure à 3σ .



(a) Sans la coupure



(b) avec la coupure

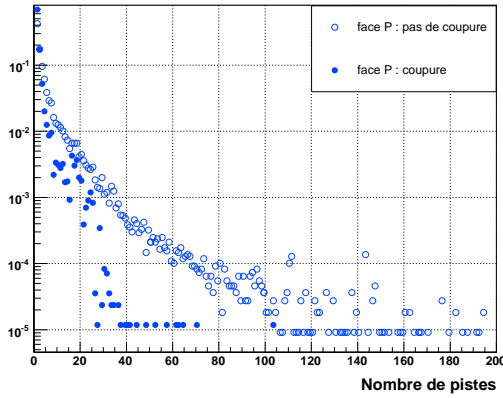
FIG. 4.35 – Effet de la coupure sur la liste des pistes

Les figures 4.35 représentent le nombre de pistes par modules (au maximum 768 pistes) pour les faces P et N normalisés par le nombre d’évènements acquis pour des collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 200$ GeV. Sans la coupure $s_j \geq 3b_j$, un nombre important de modules ont toutes leurs pistes actives. Cependant, le «signal» correspondant n’est pas du signal réel déposé par le passage d’une particule mais du bruit

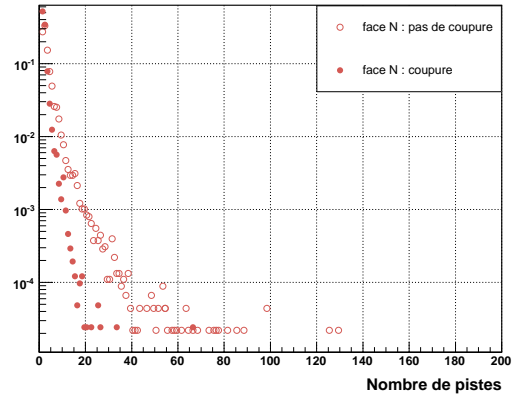
électronique. Au niveau du logiciel hors-ligne, cela se traduit par des listes de pistes entièrement pleines ; cela peut être un inconvénient car cela prend plus de temps à reconstruire les données et aussi aboutit à de faux points d'impacts. nous remarquons aussi la présence de 2 maximums à 128 et 256 pistes (Fig. 4.35(a)) ; cela veut dire que quasiment à chaque évènement, un module d'une échelle a 1 ou 2 puces A128C défectueuses ou inopérantes car tous les canaux analogiques donnent un signal. Avec la coupure, le nombre de pistes actives par module qui serviront de base à la reconstruction des amas diminue (voir les valeurs du tableau 4.5).

	face P	face N
pas de coupure	62.4	58.8
coupure	4.0	6.12

TAB. 4.5 – Nombre moyen de pistes par modules et par évènement



(a) face P



(b) face N

FIG. 4.36 – Nombre de pistes par modules

Les figures 4.36(a) et 4.36(b) représentent la taille des amas de charges avant et après application de la coupure. Nous remarquons, de même que les coupures en $\frac{S}{N}$, que la taille des amas de charge diminue. De plus cette coupure a sensiblement le même effet (en termes d'amplitude) que la coupure en signal sur bruit $\frac{S}{N} = 3$, c'est-à-dire que le nombre de pistes éliminées par cette coupure est équivalente. Nous avons étudié les effets de cette coupure à travers la configuration de points d'impacts (Fig. 4.37).

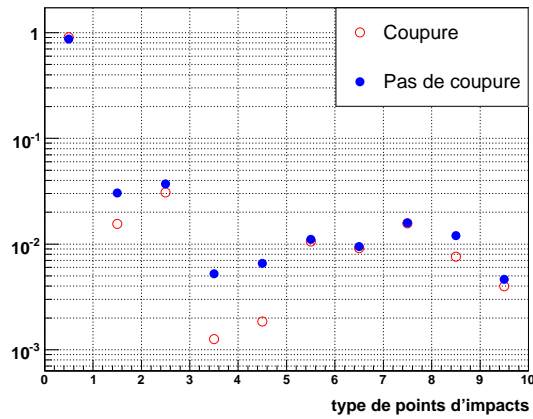


FIG. 4.37 – Répartition des points d'impacts sans et avec la coupure

De même que la figure 4.34, nous observons une diminution des configurations qui aboutissent à des points d'impacts ambigus.

4.6 Angle de Lorentz

Dans les détecteurs au silicium, les porteurs de charge créés par l'ionisation du substrat en silicium sont soumis au champ électrique \vec{E} qui sert à la déplétion du substrat ainsi qu'au champ magnétique \vec{B} entourant le détecteur STAR.

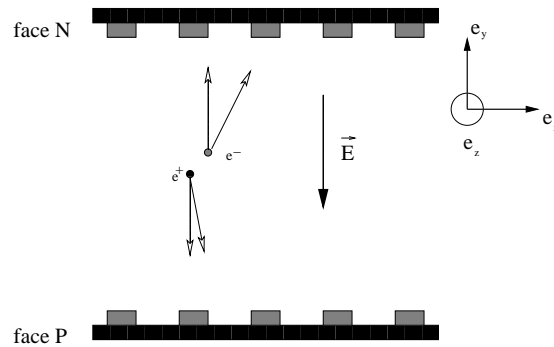


FIG. 4.38 – Effet du champ magnétique sur l'induction du signal par les porteurs de charges.

Comme illustré sur la figure 4.38, on peut représenter la force subie par les porteurs de charge comme la somme de deux composantes dues au champ magnétique et électrique :

$$\vec{F} = \vec{F}_L + \vec{F}_e \tag{4.21}$$

avec $\vec{F}_e = q\vec{E}$ et $\vec{F}_L = q\vec{v} \wedge \vec{B}$.

Or la vitesse des porteurs de charge est directement reliée au champ \vec{E} par $\vec{v} = \mu\vec{E}$. \vec{F} peut donc s'exprimer en exprimant les composantes des champs \vec{E} et \vec{B} dans le repère orthornormé

$\{\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z\}$.

$$\vec{F} = -q|E_y|\vec{e}_y + q\mu|E_y|B_z\vec{e}_x \quad (4.22)$$

La mobilité des porteurs de charge est reliée à leur charge par la relation $\mu = q\frac{\tau}{m^*}$. Le second terme de \vec{F} sera toujours positif quelque soit le signe des porteurs de charge. Cette force subie par les électrons et les trous modifie leur trajectoire durant leur dérive vers les pistes de lecture N et P respectivement. Finalement l'indice des pistes qui auront collectées du signal sera lui aussi décalé. Cette correction est donc importante à prendre en compte car le centre de gravité des amas de charge sera modifié ayant pour conséquence un décalage dans la position en 2 dimensions du point d'impact.

L'angle de Lorentz θ_L par lequel les électrons et les trous seront déviés est défini par [60] :

$$\tan(\theta_L) = \frac{\Delta(x)}{d} = r_H\mu B \quad (4.23)$$

avec :

- Δ_X : décalage dans la position du signal induit sur les pistes
- μ_H : vitesse de mobilité dans un champ magnétique. Elle diffère de celle dans le vide μ par un facteur r_H
- d : distance moyenne de dérive. Pour une ionisation homogène, d est égal à la moitié de l'épaisseur du détecteur
- r_H : facteur d'interaction de Hall : $r_H = 0.7$ pour les trous et $r_H = 1.15$ pour les électrons. Ce facteur décrit le parcours moyen entre deux collisions
- B : composante selon Z du champ magnétique
- μ : vitesse de dérive. à 300 K :
 - pour les trous $\mu_h = 470 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$
 - pour les électrons $\mu_e = 1417 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$

Cet effet est plus important sur les pistes de la face N du détecteur car la mobilité de l'électron est plus importante que celle du trou.

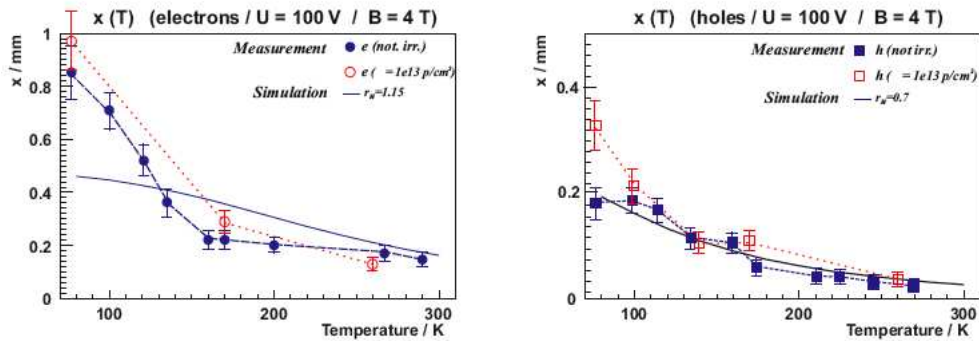


FIG. 4.39 – Décalage pour les électrons et trous en fonction de la température et de la tension de déplétion.

4.6.1 Les résultats de l'expérience CMS

La collaboration CMS a réalisé des mesures du décalage ainsi que de l'angle θ_L pour différentes températures et pour des détecteurs non irradiés et sous irradiation [60] utilisant un champ magnétique

de 4 T (B^{CMS}) et des détecteurs ayant un écart entre leurs pistes asymétriques ($50\mu\text{m}$ pour les pistes des faces p, $80\mu\text{m}$ pour celles des faces N). La dépendance selon la température et la tension de déplétion appliquée au détecteur est illustrée sur la figure 4.39 : la mobilité μ est une fonction décroissante avec T et augmente avec la tension de déplétion, la composante du champ \vec{E} augmente et donc pour une même valeur de champ magnétique, le décalage sera plus faible.

Ils obtiennent un angle de Lorentz de l'ordre de 8° et 21° respectivement pour les trous et les électrons, à 300 K et pour des détecteurs irradiés par un flux de 10^{13} protons $/\text{cm}^2$ de 21 MeV.

Nous avons donc utilisé ces valeurs en les convertissant avec la valeur du champ magnétique dans STAR (B^{STAR}) :

$$\tan(\theta_L^{CMS}) = r_H \mu B^{CMS} \quad (4.24)$$

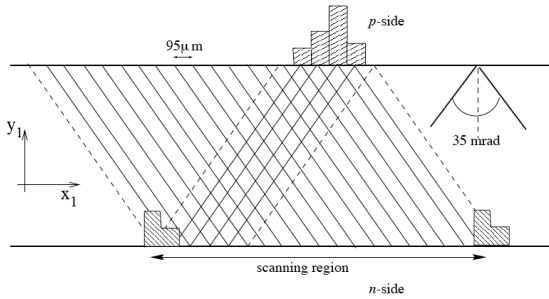
$$\tan(\theta_L^{STAR}) = r_H \mu B^{STAR} \quad (4.25)$$

En égalisant les 2 équations, on obtient :

$$\theta_L^{STAR} = \arctan(\tan(\theta_L^{CMS}) \times \frac{B^{STAR}}{B^{CMS}}) \quad (4.26)$$

4.6.2 Implémentation de l'effet de Lorentz dans le logiciel de reconstruction

Dans le repère lié aux pistes du détecteur, la relation entre les coordonnées locales d'un point d'impact et l'indice des amas de charge qui ont servi à sa reconstruction est donnée par :



$$x_l = \frac{U_n + U_p}{2} - L + W \tan(\theta) \quad (4.27)$$

$$y_l = \frac{U_n - U_p}{2 \tan(\theta)} \quad (4.28)$$

(a) Relation entre la position locale et l'indice des pistes

avec

- U_n, U_p sont les indices de la piste centrale des amas de charge
- L, W : longueur et largeur active du senseur
- θ : angle stéréoscopique

Le calcul des décalages dus à l'effet de l'angle de Lorentz donne :

- pour les trous : $\tan(\theta_L^h) = 0.01647$
- pour les électrons : $\tan(\theta_L^e) = 0.0814$

Les 2 décalages sont obtenus en utilisant l'équation 4.23, soit :

- $\Delta(x)^h = 2.47 \mu\text{m}$
- $\Delta(x)^e = 12.5 \mu\text{m}$

L'écartement entre les pistes étant de $95 \mu\text{m}$, les faibles valeurs des décalages ne nous permettaient pas d'implémenter cet effet au niveau de la première étape de reconstruction (formation des listes de pistes) ; nous avons donc reporté ces décalages sur les positions correspondant aux centres de gravité des amas de charge, soit :

- $U_n \longrightarrow U_n + 12.5 \mu\text{m}$
- $U_p \longrightarrow U_p + 2.47 \mu\text{m}$

où U_n et U_p correspondent au centre de gravité des amas reconstruits sur les faces N et P.

Dans une première évaluation de cet effet sur des données avec des orientations différentes du champ magnétique, on a utilisé le rapport avec les données de CMS. Par la suite, on effectuera un calcul plus rigoureux de l'effet de Lorentz.

4.6.3 Possible adaptation au SSD

Les mobilités des porteurs de charges s'exprime en fonction des mobilités sous des champs électriques faibles (μ_{low}) et forts (qui sont décrits par une vitesse de saturation v_{sat}) :

$$\mu(E) = \frac{\mu_{low}}{(1 + (\frac{\mu_{low}E}{v_{sat}})^\beta)^{1/\beta}} \quad [60] \quad (4.29)$$

avec :

- $\mu_{low} \mu_0 (\mathbf{T}/300)^\alpha$ ($\mu_0 = 470.5 (1417) \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$ pour les trous (électrons), $\alpha = -2.2 (-2.5)$ pour les trous (électrons))
- $\beta \sim (\mathbf{T}/300)^\gamma$ ($\gamma = 0.17 (0.66)$ pour les trous (électrons))
- $v_{sat} \sim (\mathbf{T}/300)^\delta$ ($\delta = 0.52 (0.87)$ pour les trous (électrons))
- $E = \frac{V}{d}$ avec d l'épaisseur du module de détection

Nous pourrions donc déterminer de façon plus précise les angles de déviation à partir des données expérimentales de \mathbf{T} et \mathbf{V} .

4.7 Conclusion

À travers ce chapitre, nous avons donné un aperçu qualitatif et quantitatif des performances intrinsèques des détecteurs en silicium à micropistes quant à leur utilisation dans des expériences de collisions d'ions lourds.

Les caractéristiques mesurées sont en accord avec les spécificités du module de détection, à savoir les valeurs de signal sur bruit obtenu, le nombre de pistes formant les amas de charge.

Le pourcentage de points d'impact non ambigu (provenant de l'association d'un seul amas d'une face avec un amas de l'autre face uniquement) renseigne aussi sur la densité de points d'impact reconstruits dans chaque module de détection et valide le choix du type de technologie choisies quant aux multiplicités attendues.

Cependant une analyse des données Au+Au sera nécessaire pour confirmer ce résultat, dans la mesure où la multiplicité de particules traversant chaque module de détection sera plus élevée que celle des données Cu+Cu.

Un travail de calibrage ainsi que d'adaptation du code de reconstruction est bien-sûr nécessaire afin de disposer de données (points d'impacts) utiles pour la trajectographie globale dans STAR.

Nous avons montré que le calibrage en utilisant l'impulsion interne de chaque circuit électronique corrige (après implémentation du code traitant ces données) les charges lues sur les 2 faces.

Un calibrage utilisant les données réelles de collision pourra être investiguée car cela pourra pallier aux implusions internes inactives.

Concernant le calibrage de 2007, nous avons aussi varié les différents canaux possibles de l'impulsion interne; cela permettra d'obtenir une calibration plus précise (car le comportement de l'ensemble des canaux composant un circuit électronique pourra être étudié afin d'en donner un comportement global).

Le 2^e intérêt est la possibilité de «scanner» l'ensemble des canaux afin de répertorier les canaux défectueux.

Chapitre 5

Analyse des données produites incluant le SSD

Dans ce chapitre, nous analyserons les données des collisions Cu+Cu collectées en 2005 au RHIC par l'ensemble des détecteurs de STAR. Nous expliciterons les conditions d'analyse et les corrections apportées afin de disposer amplement des données provenant des détecteurs de vertex internes. Cette partie sera illustrée à travers l'étude de la qualité des traces reconstruites dans les détecteurs de trajectographie.

5.1 Conditions d'analyse

Les 2 types de données analysées dans cette partie correspondent à des :

- collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 200$ GeV *Min-Bias* (biais minimum)
- collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 200$ GeV *High-Tower*

Les évènements collectés lors de ces collisions ont en commun le critère L0 de l'acquisition des données (voir paragraphe 2.6), qui répond à un signal en coïncidence dans les 2 ZDC. La résolution spatiale due au signal en coïncidence des ZDC est de l'ordre de 30 cm. La différence entre des collisions *Min-Bias* et *High-Tower* consistent en des critères de qualité d'un évènement différents : des évènements *High-Tower* requièrent une énergie minimum dans les calorimètres électromagnétiques [61] et sélectionnent des évènements plus rares où un électron ou un photon dépose une certaine quantité d'énergie. Pour ces 2 types de données, une classification par tranche de centralité peut être effectuée. Cela sert lors des études de taux de production de particules en fonction du type de collision (symétrique ou asymétrique). Ces tranches de centralité sont reliées à un pourcentage de section efficace hadronique [62]. Expérimentalement, elles sont déterminées à partir du nombre de traces primaires reconstruites dans la TPC et traduisent le nombre de particules chargées produites lors de chaque collision. L'utilisation d'un modèle de Glauber est ensuite utilisée pour relier cette grandeur à un pourcentage de section efficace hadronique.

Pour les collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 200$ GeV, les centralités suivantes ont été déterminées selon le tableau 5.1 [63] :

Centralité (%)	0-10	10-20	20-30	30-40	40-50	60
Nombre de traces primaires dans $ z_{vertex} < 30$ cm	≥ 140	≥ 103	≥ 74	≥ 53	≥ 37	≥ 25

TAB. 5.1 – Définition des classes de centralité pour des collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 200$ GeV

Nous reviendrons brièvement (Tab. 5.5) sur l’impact de ces coupures en centralité sur les données reconstruites.

Lors de la reconstruction d’un évènement, un programme général *bfc*¹ est utilisé qui regroupe l’ensemble des algorithmes servant à la reconstruction des données brutes (*daq*²) de chaque détecteur. Nous avons discuté dans le chapitre précédent ce type de programme pour le SSD. La *bfc* produit des fichiers d’analyse (*MuDs t^3*) dont la caractéristique est d’être moins volumineux que ceux qui proviennent des détecteurs directement. Ils nécessiteront alors moins de temps pour être analysés. La production correspondant aux données que nous avons analysées est dénommée *P07ib* et contient les détecteurs de vertex (SSD et SVT) lors de la reconstruction. Elle constitue la 1^{re} production de données de collisions à $\sqrt{s} = 200$ GeV incluant ces 2 détecteurs.

5.2 Grandeurs du SSD en corrélation avec celles des autres détecteurs

Étudier la réponse du SSD en la comparant avec celles des autres détecteurs (dans notre cas la TPC) est important car cela nous renseignera sur la validité de la reconstruction des points du SSD. Pour cela nous avons étudié la corrélation entre le nombre de traces globales et primaires reconstruites dans la TPC avec le nombre de points reconstruits dans le SSD.

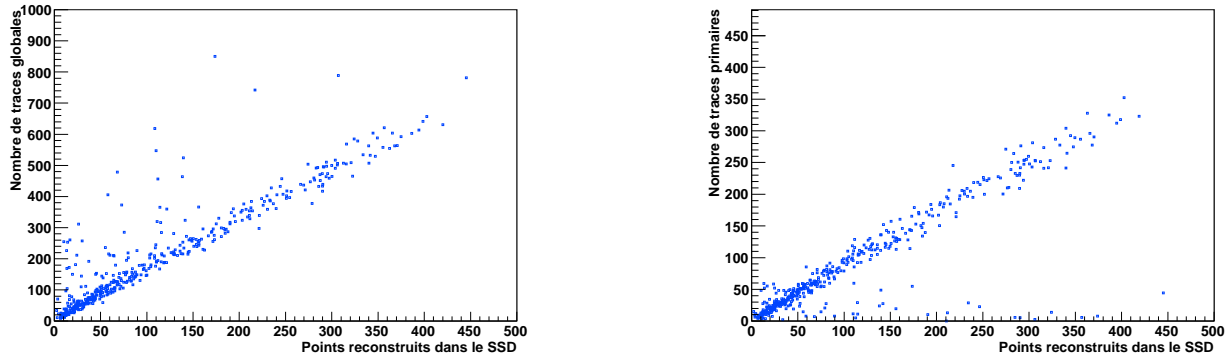


FIG. 5.1 – Nombre de traces globales et primaires de la TPC en fonction du nombre de points du SSD pour des collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 200$ GeV pour chaque évènement

Nous remarquons (Fig. 5.1) une forte corrélation linéaire entre les traces de la TPC et le nombre de points du SSD ; cela dénote que la mesure effectuée par la TPC est sensiblement en accord avec le nombre de particules ayant laissé un point dans le SSD.

¹Big Full Chain

²Data Acquisition file

³micro Data Summary Tape

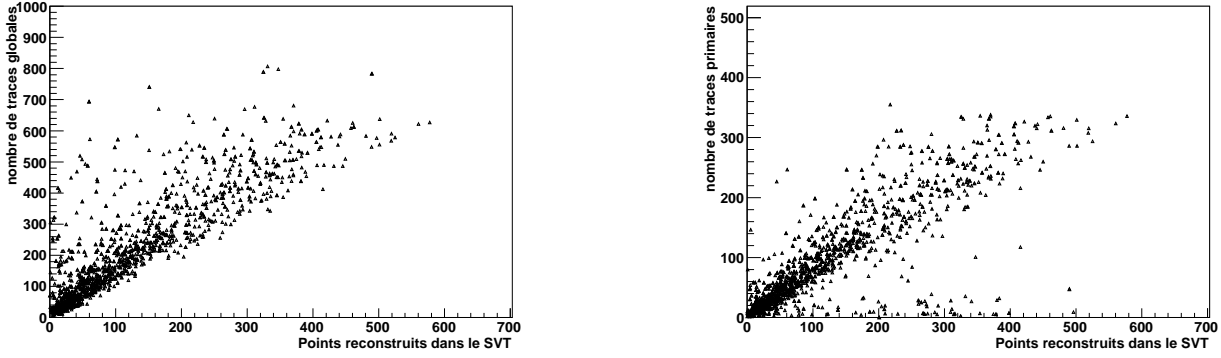


FIG. 5.2 – Nombres de traces globales et primaires de la TPC en fonction du nombre de points du SVT pour des collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 200$ GeV pour chaque évènement

Cette corrélation est un peu moins nette concernant le SVT (Fig. 5.2) car pour chaque évènement $3 \times N_{hit}$ sont possibles là où N_{hit} sont possibles par évènement pour le SSD (en supposant une corrélation linéaire entre le nombre de traces dans la TPC et le nombre de points d'impacts reconstruits dans le SVT où SSD). Cependant chaque trace ne laissera pas 3 points d'impacts dans le SVT (à cause des zones inactives), d'où une distribution plus étalée pour le nombre de points du SVT. Néanmoins une corrélation linéaire est observée.

Nous avons aussi voulu quantifier la taille des amas en fonction de l'impulsion transverse des traces. Ceci est une grandeur importante car pour des traces ayant une faible impulsion transverse, leur courbure sera plus importante et nous nous attendons à un étalement de la charge sur les pistes en silicium plus important qu'en incidence normale.

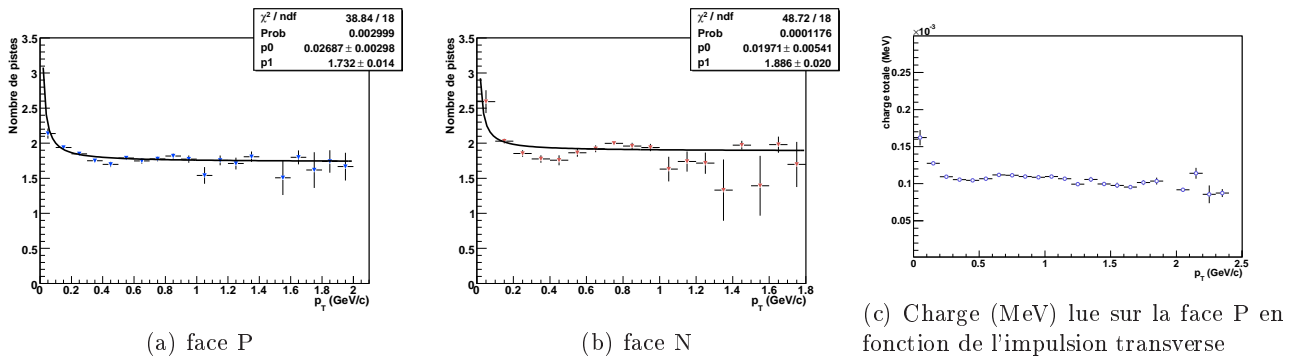


FIG. 5.3 – Taille des amas de charge et charge totale en fonction de l'impulsion transverse des traces globales

Nous observons des figures 5.3(a) et 5.3(b) que la taille des amas de charge reconstruits sur les faces P et N augmente lorsque l'impulsion transverse diminue. Un ajustement du type $f(Taille) = a/p_T + b$ (choisi arbitrairement) nous donne :

Ces valeurs sont légèrement tronquées car, par nécessité de place mémoire, nous ne pouvons stocker les tailles réelles des amas de charge dans les fichiers que nous avons analysés. La taille d'amas supérieur à 4 pistes est automatiquement incrémentée à 4 pistes. Cependant, des figures 4.10, la contribution des amas après association géométrique dont la taille est supérieure à 4 pistes reste un faible pourcentage

Ajustement $f(Taille)$	a	b
face P	0.027	1.7
face N	0.020	1.9

TAB. 5.2 – Taille des amas de charge en fonction de l’impulsion transverse des traces associées au point reconstruit

pour les collisions à 200 GeV. Le tableau 4.3 estime cette contribution de l’ordre de $\sim 10^{-1}$ % en moyenne. L’erreur faite sur ces distributions de taille d’amas reste donc négligeable.

La charge totale du point d’impact est définie par la quantité de charge recueillie sur une des faces de chaque module (face P) ; comme le montre la figure 5.3(c), le même comportement pour les traces de basses impulsions transverses est observé. Plus l’impulsion transverse de la trace est faible et plus la charge déposée sur l’une des faces augmente. Cela s’explique aisément par l’accroissement de la taille des amas de charges donc de leur charge totale. On retrouve aussi une valeur de charge totale moyenne : $Q_{face} \sim 110$ keV qui est en accord avec la charge déposée attendue pour une particule au minimum d’ionisation traversant une épaisseur de 300 μm de silicium (voir section 3.3.2 p 69).

5.2.1 Densité de points d’impacts

Nous avons aussi tenté d’évaluer la densité de points d’impacts reconstruits dans le détecteur pour les 2 énergies de faisceau ; cela nous donnera une estimation de l’occupation de chaque module de détection à chaque évènement. La méthode utilisée fut de compter le nombre de points d’impacts reconstruits dans chaque module de détection pour un nombre d’évènements et de normaliser ce nombre par la surface active du module de détection ($S = 29.20 \text{ g/cm}^2$). De même que précédemment le nombre de points d’impacts reconstruits dans le SSD est indépendant du code de trajectographie, c’est-à-dire que nous nous intéressons aux données directement en sortie du SSD. Nous avons appliqué une coupure sur la position selon Z du vertex primaire. D’après la figure 5.7 nous remarquons que pour des vertex ayant une composante selon Z importante, une partie du détecteur sera moins déficitaire en nombre de points d’impacts (en supposant que chaque hit du SSD puisse être associé à une trace de la TPC). En contraignant la position du vertex primaire selon Z, nous nous assurons que l’ensemble du détecteur reconstruit uniformément des points d’impacts, et ce à chaque évènement.

Les figures 5.4 représentent les distributions de densités de points d’impacts (nombre de hits par cm^2) par détecteur et pour 2 coupures sur la position du vertex primaire (5.4(b) : $|z_{vertex}| < 10$ cm et 5.4(a) : $|z_{vertex}| < 20$ cm) ainsi qu’un ajustement par une distribution gaussienne. *Nous avons estimé cette quantité pour les collisions à 62 GeV, mais l’ajustement ne fournit pas une valeur satisfaisante à cause d’une trop grande dispersion de densité de points d’impacts obtenue ; un ajustement gaussien ne convergea pas dans ce cas. De même un ajustement par une distribution de Poisson serait mieux approprié.* Les ajustements gaussiens pour les collisions à 200 GeV donnent :

$ z_{vertex} $	10	20
Densité (points d’impacts/ cm^2)	0.0261	0.0266
Densité (points d’impacts/détecteur)	0.76	0.77

TAB. 5.3 – Densité de points d’impacts reconstruits dans le SSD pour des collisions à $\sqrt{s} = 200$ GeV

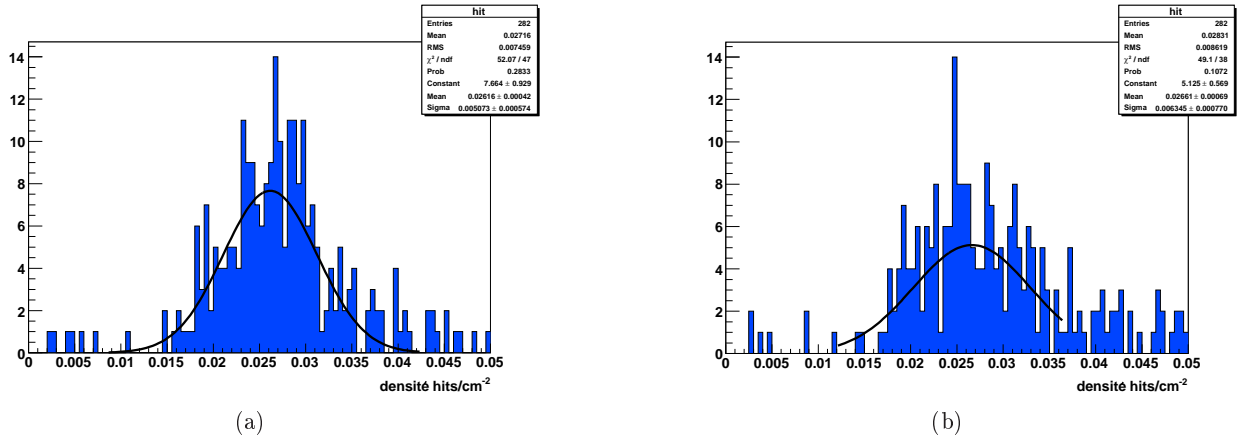
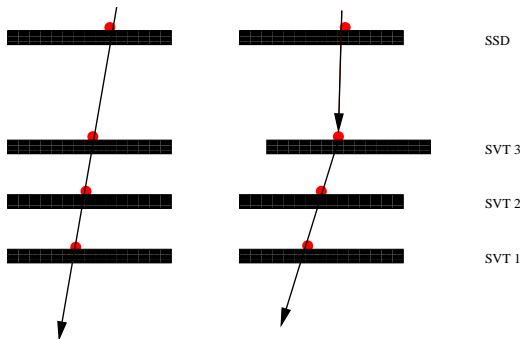


FIG. 5.4 – Densité de points d'impacts reconstruits dans le SSD pour des collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$

5.3 La technique d'alignement des détecteurs de vertex

Un alignement hors-ligne des détecteurs de vertex avait été effectué afin de disposer de données calibrées. La haute précision requise pour l'évaluation des *DCA* des traces nécessite au préalable un alignement des détecteurs car la qualité des traces est conditionnée par la position des points d'impacts (voir Fig. 5.5). La précision apportée par le calibrage *in situ* devra être meilleure que celle effectuée lors des tests de positionnement des modules sur les échelles avant le montage du SSD dans STAR.



cas a : sur le cas de gauche, les 4 couches de silicium sont alignées ; on peut reconstruire une trace à partir des 4 points laissés dans le SVT/SSD. cas b : la dernière couche est désalignée ; si les associations sont possibles, la trajectoire possèdera du fait de sa courbure des paramètres différents du cas *a*

FIG. 5.5 – Illustration du désalignement

Le calibrage complet des détecteurs internes de vertex se décompose de 2 grandes étapes :

- le calibrage de la vitesse de dérive des électrons dans les hybrides du SVT
- un alignement des détecteurs

À cette étape, on assume :

1. une géométrie connue (à partir des mesures mécaniques) de la position des modules sur les échelles
2. un modèle descriptif de type «rigide» où les effets de torsion et de flèche au niveau des échelles dues à l'influence de la gravité ne sont pas pris en compte

Ces 2 étapes sont interconnectées et nécessitent une méthode itérative, c'est-à-dire qu'un recalibrage de la vitesse de dérive et donc de l'alignement est nécessaire après les premières estimations (voir

Fig. 5.6). L'alignement utilise la reconstruction des traces des particules et consiste en des corrections successives, des plus générales aux plus précises, de la géométrie décrivant la position des détecteurs. Cette technique d'alignement utilise les données de la fin de prise de faisceau au RHIC où la luminosité était plus faible, afin de minimiser les effets de charge d'espace dans la TPC pour former des résidus. Un résidu est la différence entre la projection de la trace sur un des modules avec la position du point mesuré.

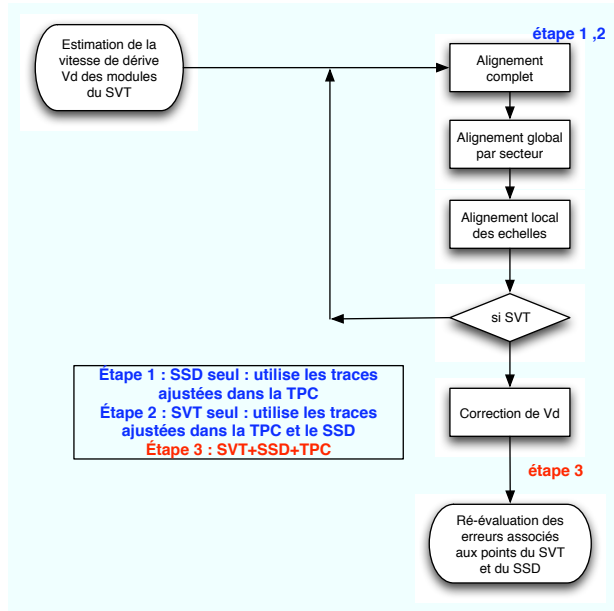


FIG. 5.6 – Procédure d'alignement du SVT et du SSD

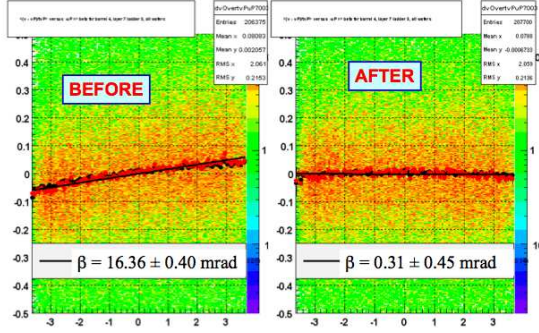
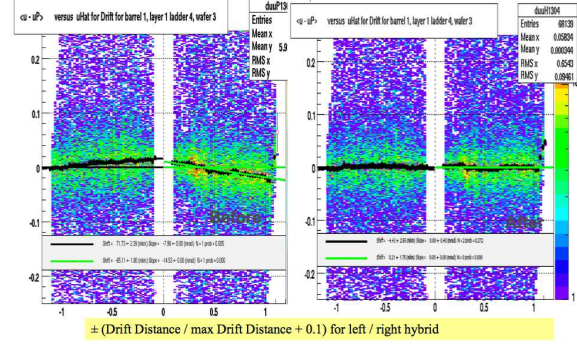
La 1^{re} étape consiste en l'alignement global du SSD : un vecteur de paramètres de désalignement est utilisé $\vec{\Delta} = \{x, y, z, \alpha, \beta, \gamma\}$ et un vecteur des coordonnées globales $\vec{X} = (x, y, z)$. Les résidus estiment alors $\vec{X}_{hit} - \vec{X} = \partial \vec{X} / \partial \vec{\Delta}$, avec \vec{X}_{hit} et \vec{X} sont respectivement les positions du point d'impact reconstruit et la projection de la trace sur le module.

L'alignement local suit la même procédure : un vecteur de paramètres de désalignement est utilisé $\vec{\delta}$ et un vecteur des coordonnées locales $\vec{u} = (u, v, w = 0)$ sont utilisés. Les résidus sont estimés par : $\vec{u}_{hit} - \vec{u} = \partial \vec{u} / \partial \vec{\delta}$, avec \vec{u} est la projection de la trace dans le repère lié au module (local). Des relations linéaires entre les paramètres et les déviations ($\vec{X}_{hit} - \vec{X}$ ou $\vec{u}_{hit} - \vec{u}$) sont ajustées afin de calculer l'ensemble des paramètres du désalignement (voir Fig. 5.7(a)).

À cette étape une *nouvelle* géométrie du SSD corrigée est utilisée afin d'aligner le SVT. Les traces ayant des points de la TPC et du SSD sont projetées sur le SVT. Un alignement global puis individuel de chaque élément du SVT est réalisé. Les vitesses de dérive sont corrigées à cette étape.

En premier lieu la vitesse de dérive des modules du SVT a été réajustée par un polynôme de Tchebychev de degré 3 : l'amélioration réduisit les résidus des points d'impacts de $\sim 100 \mu\text{m}$ à $\sim 10 \mu\text{m}$. Suite à l'alignement, les résolutions sur les positions des points ont été réévaluée à partir d'une analyse des distributions des rapports des DCA avec leurs erreurs associées : $\frac{DCA}{\sigma_{DCA}}$ [64]. Les erreurs associées aux points d'impacts ne seront donc pas exactement égales aux résolutions intrinsèques des modules de détection (Tab. 5.4).

On pourra se référer à [65], [66] concernant les détails sur l'alignement des détecteurs de vertex

(a) Exemple de correction de la rotation d'une valeur β d'une échelle du SSD autour de l'axe Y (repère local)(b) Résidus de la vitesse de dérive v_d des électrons au sein d'un module du SVT

(μm)	σ_{xy}		σ_z	
	avant alignement	après alignement	avant alignement	après alignement
SVT	< 80	49	< 80	30
SSD	30	30	860	742

TAB. 5.4 – Corrections sur les erreurs associées aux points du SVT et du SSD

interne de STAR.

5.4 Efficacité de trajectographie

La première grandeur que nous avons évaluée fut l'efficacité de trajectographie du SSD, c'est-à-dire la capacité du code de reconstruction **ITTF**⁴ d'inclure les points du SSD aux traces provenant de la TPC. Au préalable nous avons appliqué lors de notre analyse des coupures plus spécifiques au SSD. Pour des raisons d'acceptance géométrique, une coupure sur la position selon l'axe du faisceau pour chaque évènement est effectuée à $z_{vertex} \pm 30$ cm lors de l'écriture des fichiers *MuDst*. Cela implique que pour certains évènements cette position est en-dehors de la couverture selon l'axe du faisceau du SSD.

Nous avons donc appliqué des restrictions sur la position du vertex primaire d'interaction ainsi que sur la topologie des traces afin de ne sélectionner que les traces incluses dans l'acceptance géométrique du SSD (Fig. 5.7). Une position du vertex primaire en $z = 0$ définit l'acceptance des traces $|\eta| < 1.2$. Cependant comme nous sélectionnons les évènements dans une fenêtre $z_{vertex} \pm 5$ cm, nous recalculons pour chaque évènement le domaine en pseudo rapidité pour les traces correspondant au SSD selon l'équation 5.1.

5.4.1 Définition de l'efficacité de trajectographie ϵ_{track}

On a défini cette efficacité par une distribution binomiale entre le nombre de traces reconstruites dans la TPC possédant un point du SSD lors de sa reconstruction (point ajusté) avec le nombre de traces pouvant avoir un point du SSD inclus lors de sa reconstruction (point possible). Dans les fichiers *MuDst*, les caractéristiques des traces sont écrites et en particulier le nombre de points possibles et

⁴Integrated Tracker Task Force

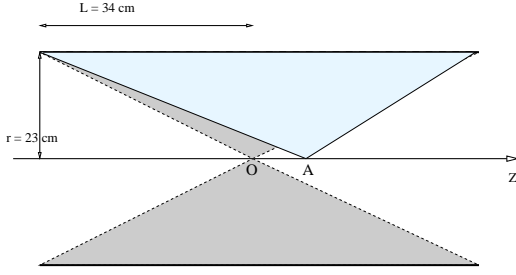


FIG. 5.7 – Calcul du domaine en pseudo rapidité

La région en pseudo-rapidité est recalculée selon :

$$\eta = -\log\left(\tan\left(\frac{r}{L - z_{vertex}}\right)^{-1}\right) \quad (5.1)$$

avec z_{vertex} la position selon Z pour un vertex déplacé A

ajustés associés à la trace dans chaque détecteur.

$$p(k) = \frac{n!}{n!(n-k)!} \epsilon_{track}^k (1 - \epsilon_{track})^{n-k} \quad (5.2)$$

avec :

- n = nombre de points possibles
- k = nombre de points ajustés

et ϵ_{track} évaluant la probabilité d'un succès, la distribution binomiale ayant 2 issues possibles : un *échec* et un *succès*.

Un *succès* équivaut dans notre cas à ce que le point possible pour l'ajustement soit le point pris en compte dans la reconstruction de la trace.

En représentant les quantités k en fonction n, nous avons accès directement au cas recherché n = k et donc à l'efficacité ϵ_{track} .

Dans ce cas l'équation 5.2 devient :

$$p(n = k) = p_{SSD} = \epsilon_{track}^n \quad (5.3)$$

Dans le cas du SSD, on cherche un seul point donc $p_{SSD} = \epsilon_{track}$ qui se réduit simplement au rapport du nombre de traces ayant un point du SSD sur toutes les traces traversant le SSD.

De façon générale, $p_{svt/ssd} = \epsilon_{track}^{1/l}$ avec l le nombre de points ajustés dans le SSD et le SVT.

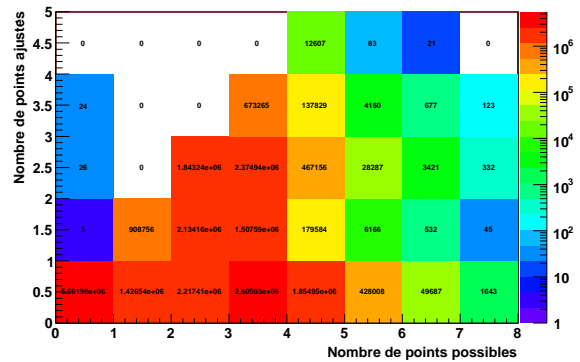
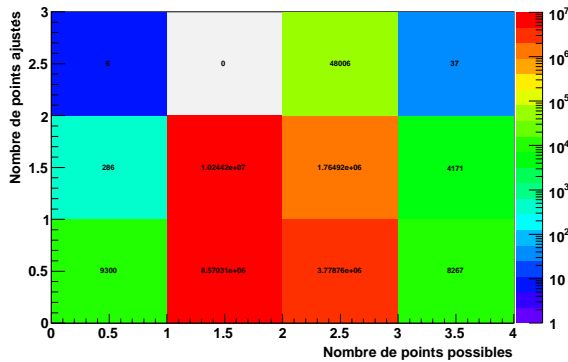


FIG. 5.8 – Nombres de traces possédant k points ajustés en fonction du nombre de traces possédant n points possibles pour le SSD et le SVT

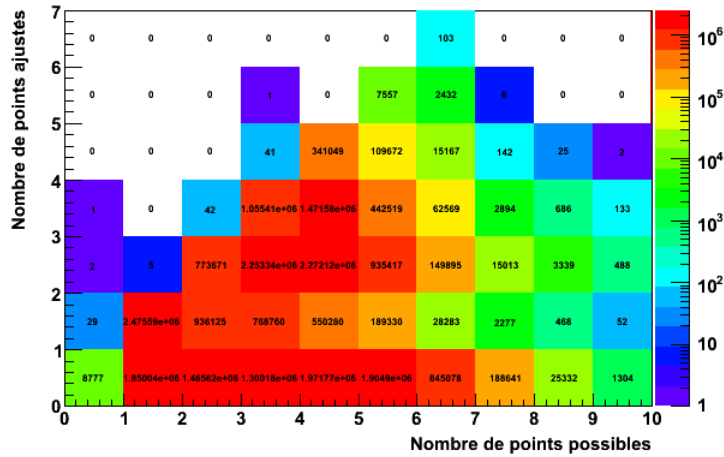


FIG. 5.9 – Nombres de traces possédant k points ajustés en fonction du nombre de traces possédant n points possibles pour l'ensemble SSD+SVT

Données Cu+Cu à 200GeV; déclenchement *Min-Bias* Nous avons représenté sur les figures 5.8 et 5.9 les histogrammes nous servant à calculer l'efficacité ϵ_{track} . Nous remarquons 2 phénomènes :

- la présence de traces ayant plus de point ajusté que le détecteur ne peut en contenir ($k > 1$ pour le SSD et $k > 3$ pour le SVT) : cela peut s'expliquer par le recouvrement selon l'angle azimutal des échelles. Néanmoins cette proportion reste négligeable (inférieur à 0.2 % des traces dans le cas du SSD)
- la présence de traces ayant un ou plusieurs points ajustés ($k > 0$) alors que le nombre de points possibles est nul (1^{re} colonne de gauche). Ce phénomène peut provenir d'une erreur lors de la reconstruction des traces. Nous pensons par exemple à la phase de réajustement des traces depuis l'intérieur vers l'extérieur : si un point est ajusté lors de cette étape, il n'a pas été compté comme points possibles de la première étape de l'ajustement

De même ce pourcentage reste extrêmement faible pour le SSD ($< 2.10^{-5}$)

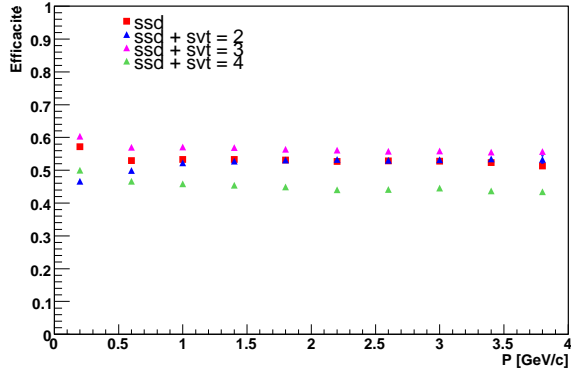
À partir des figures 5.10(a), les efficacités de trajectographie suivantes sont trouvées (voir Tab. 5.10(b)) Ces efficacités dépendent peu de l'impulsion des traces (voir Fig. 5.10(a)) et elles sont maximales lorsque la trace contient 1 point du SSD et 2 dans le SVT.

Par la suite je considérais l'ensemble *SSD+SVT* équivalent à considérer ces 2 détecteurs comme un seul : une trace peut donc y contenir 4 points ajustés. Cela est motivé par le fait que nous ne pouvons décorrélérer les performances en termes de trajectographie des 2 détecteurs : toute analyse physique requièra pour les traces reconstruites des points dans ces 2 détecteurs et pas seulement dans le SSD seul car la précision souhaitée sur les DCA des traces ne peut être obtenue qu'avec des points proches du vertex primaire, donc du SVT.

Sur les figures 5.11 est représentée la dépendance du nombre de points ajustés et possibles pour le SSD et le SSD+SVT en fonction de l'impulsion P .

Les figures 5.11(a), 5.11(b) indiquent que plus l'impulsion de la particule (trace) est faible et plus le nombre de points possibles est important. Un ajustement de 5.11(a) donne :

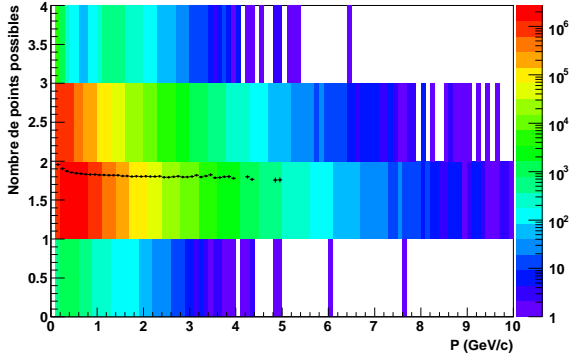
$$N_{possible}^{SSD}(P) = 1.80 + \frac{2.35 \cdot 10^{-2}}{P(\text{GeV}/c)} \quad (5.4)$$



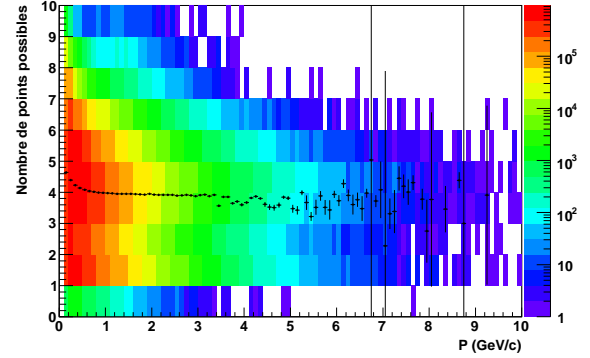
(a) Efficacités intégrées en fonction de l'impulsion des traces

Détecteurs	n = k	Efficacité (%)
SSD	1	54.4
SVT	2	54,5
	3	44.5
SSD+SVT	2	49.0
	3	58
	4	47.6

(b) Efficacités intégrées selon de l'impulsion des traces

FIG. 5.10 – Efficacités de trajectographie pour des collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ 

(a) SSD



(b) SSD + SVT

FIG. 5.11 – Nombre de points possibles (haut) en fonction de P pour 2 configurations

et celui de la figure 5.11(b) :

$$N_{possible}^{SSD+SVT}(P) = 3.90 + \frac{0.12}{P(\text{GeV}/c)} \quad (5.5)$$

Dans le cas du SSD, l'équation 5.4 signifie que pour chaque trace au moins 2 points possibles sont trouvés. Cela illustre le même comportement que les figures 5.3. Pour les traces de basse impulsion transverse, plus de points possibles indiquent que nous reconstruisons plus de points proches entre eux. Cela est en accord avec la figure 5.3 qui nous indiquait que la taille des amas de charge augmente quand l'impulsion transverse des traces diminue.

Une trace de basse impulsion transverse aura donc 2 conséquences possibles sur la reconstruction des points d'impacts du SSD (représentés sur la figure 5.12) :

- cas 1 : la piste B est inactive où n'a pas été ionisée par la particule incidente. Dans ce cas, nous reconstruisons 2 amas proches l'un de l'autre. Lorsque nous associerons ces amas avec ceux de la face opposée, la probabilité de former une configuration de points d'impacts ambigus (voir Tab.

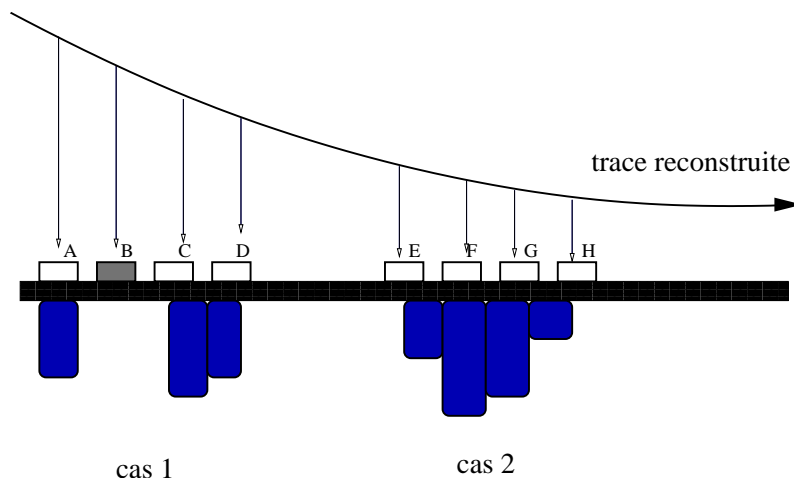


FIG. 5.12 – Effet des traces de basses impulsions transverses sur la reconstruction des points d’impacts du SSD

4.21) augmente

- cas 2 : il n’y a pas de pistes inactives et un amas de charge de taille relativement importante (4 pistes ici) est reconstruit

Données Cu+Cu à 200GeV ; déclenchement *High-Tower* Les efficacités de trajectographie ont aussi été évaluées pour la production *High-Tower*. Nous avons aussi sélectionné les évènements de basse multiplicité pour juger de l’impact d’un environnement à haute densité de traces. Notre sélection a consisté à ne prendre que les évènements dont le nombre de traces à l’intérieur de l’acceptance du SSD est inférieur à 50 traces. D’après le tableau 5.1, cette coupure équivaut à un domaine en centralité supérieur 30%.

Détecteurs	n = k	Efficacité (%)	Efficacité : faible multiplicité (%)
SSD	1	49	52.4
SVT	2	54	58.5
	3	44.4	47,5
SSD+SVT	2	48.2	54.7
	3	53.3	58
	4	46	47.5

TAB. 5.5 – Efficacités intégrées selon l’impulsion des traces

Nous remarquons que l’efficacité décroît légèrement entre les 2 déclenchements étudiés pour le SSD mais reste du même ordre de grandeur pour le SVT. Par la suite, l’efficacité évaluée pour l’ensemble SSD+SVT suit le même comportement que celle du SSD seul ; la relative baisse de l’efficacité associée au point du SSD baissant l’ensemble. Une légère augmentation des efficacités (pour le SSD seul et combiné avec le SVT) est observée. Néanmoins, l’accroissement n’est pas significatif pour conclure sur une meilleure efficacité où non lors d’évènements de basse multiplicité. L’efficacité associée au code de trajectographie n’est donc pas a priori dépendant de la multiplicité.

Données Cu+Cu à 62 GeV Ces données furent les premiers résultats obtenus avec la production de données qui incluait le SVT et le SSD (*p06id*). Elle avait été effectuée sur des données de collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 62$ GeV.

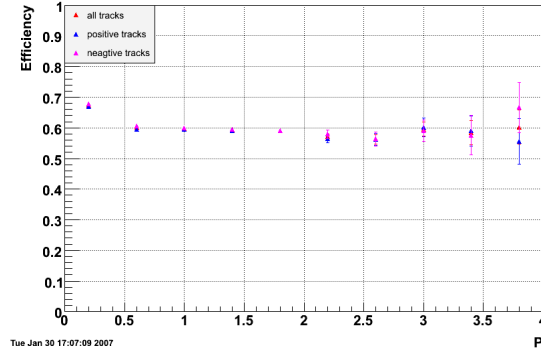


FIG. 5.13 – Efficacités pour les collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 62$ GeV en fonction de l'impulsion transverse des traces

La figure 5.13 représente l'efficacité de trajectographie en fonction de l'impulsion transverse pour toutes les échelles. Nous en déduisons, du fait de la relative faible dépendance en impulsion transverse, une efficacité globale de 60 %. Ce résultat peut sembler relativement faible mais il prend en compte les zones inactives du détecteur. En effet lorsque l'on représente l'efficacité échelle par échelle (voir annexe D p 181), nous voyons des disparités importantes entre les échelles, qui sont dues à des différences d'efficacités de reconstruction des points d'impacts dans le SSD.

5.5 Critère de qualité

5.5.1 Définition

La quantité qui nous servira pour évaluer l'efficacité globale de trajectographie (ensemble SSD+SVT) est la *distance de plus courte approche* (DCA) et sa résolution associée. La DCA est la distance minimale séparant la trace avec le vertex primaire. Son incertitude a été évaluée comme la somme de 3 contributions : la résolution sur la position du vertex primaire, la résolution sur les positions des points d'impacts de la trace et la contribution dû à la diffusion multiple.

$$\sigma_{dca}^2 = \sigma_{vertex}^2 + \sigma_{tracking}^2 + \sigma_{MCS}^2 [64] \quad (5.6)$$

Résolution sur la position du vertex σ_{vertex}^2 : la résolution sur la position du vertex primaire. Elle dépend du nombre de traces prises en compte pour son évaluation. Plus ce nombre est élevé et plus la précision est meilleure. Dans STAR, elle a été évaluée à $\sigma_{vertex} = 600 \mu\text{m}/\sqrt{N}$ avec N le nombre de traces.

Résolution sur les points d'impacts $\sigma_{tracking} \sim 2 \times \sigma_{xy}$. Cette contribution a été évaluée comme la projection linéaire des erreurs associées aux points du SVT des couches les plus externes ($r_1 = 5$ cm et $r_3 = 7$ cm) ; une relation linéaire est obtenue dont nous propageons les erreurs pour un rayon $r = 0$ cm, équivalent au vertex (voir Fig. 5.14).

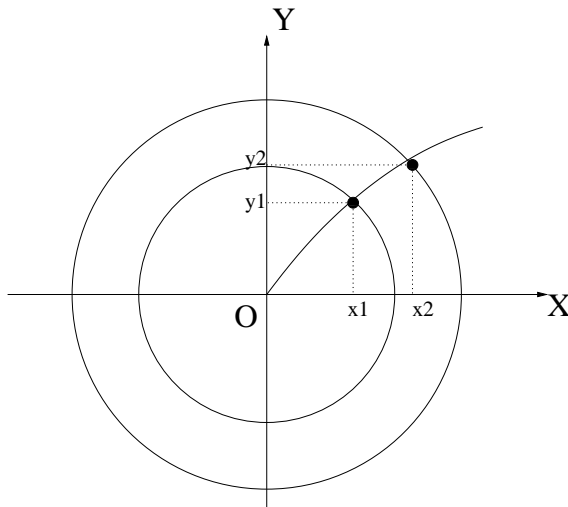


FIG. 5.14 – Extrapolation de la relation linéaire entre 2 points de mesure dans le plan transverse vers le vertex primaire

Sur le schéma 5.14, une trace est représentée ainsi que 2 points de mesure du SVT associés à cette trace. Pour chaque point, la résolution spatiale σ_{xy} est connue.

La relation liant les erreurs associées aux points d'impacts (mesure après l'alignement) et les rayons r_1 et r_3 est alors :

$$\sigma_{tracking} = \sqrt{\frac{r_1^2 + r_3^2}{(r_3 - r_1)^2}} \sigma_{xy} \quad (5.7)$$

Résolution sur la DCA σ_{MCS}^2 : quand une particule traverse un milieu, sa trajectoire est modifiée aux petits angles dû aux interactions coulombiennes. La distribution de ces interactions est représentée par une distribution de Molière et est gaussienne pour les petits angles [2]. Cette contribution est importante pour les détecteurs solides (détecteurs de vertex). La distance de plus courte approche d'une trace au vertex primaire dans le plan perpendiculaire au faisceau (DCA_{xy}), dû seulement aux diffusions multiples, peut se représenter par la relation :

$$\tan \theta = \frac{DCA_{xy}}{R} \quad (5.8)$$

$$\theta = \theta_0 = \frac{13.6 MeV}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} [1 + 0.038 \ln(\frac{x}{X_0})] [2] \quad (5.9)$$

avec :

- p , βc et z sont le moment, la vitesse et la charge de la particule
- $\frac{x}{X_0}$ est l'épaisseur de matériau traversé en unité de longueur de radiation

Le schéma 5.15 illustre la relation 5.9 : à chaque traversé d'une couche de matière (tube de faisceau, la 1^{re} enveloppe du SVT), la trace est défléchie due aux diffusions multiples d'un angle θ qui s'exprime selon 5.9.

Nous pouvons évaluer la contribution de la diffusion multiple sur la DCA par le calcul suivant qui estime la distance avec laquelle la trace est déviée de sa trajectoire initiale (donc pour un cas sans

diffusion multiple). Les angles successifs desquels la trace est déviée (en s'éloignant du vertex primaire vers l'extérieur) sont :

- contribution du tube faisceau : sa longueur de radiation est de $0.3 \% X_0$.

$$\theta_{tube} = \frac{0.58 mrad}{P(GeV)} \quad (5.10)$$

$$\theta_{SVT} = \frac{1.39 mrad}{P(GeV)} \quad (5.11)$$

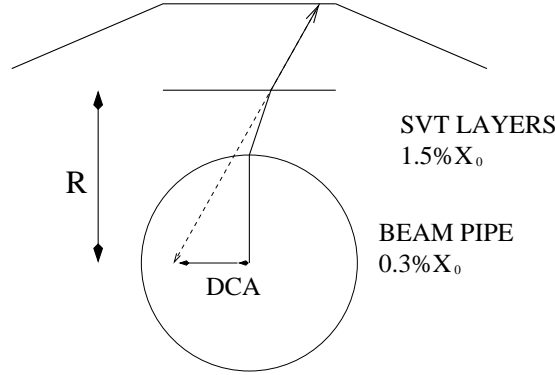


FIG. 5.15 – Schéma représentant la relation entre la DCA et la diffusion multiple

Pour θ petit, $\tan\theta \sim \theta$ soit $DCA_{xy} \sim \theta \times R$.

En prenant un rayon moyen $\langle R \rangle$ égal au rayon de la 1^{re} couche du SVT et l'épaisseur de matériau associé (voir Tab. 2.1), on obtient la relation suivante :

$$DCA_{xy} \sim \frac{144 \mu m}{P(GeV)} \quad (5.12)$$

Cette évaluation ne prend pas en compte l'apport en matériau traversé comme les câbles électriques, le système de refroidissement environnant le SVT.

L'équation 5.12 est donc une approximation du cas réel mais nous fournira une *limite* inférieure de la résolution à atteindre avec le SVT et le SSD, à cause des considérations géométriques (différents rayons du SVT) et matériels (longueur de radiation des détecteurs).

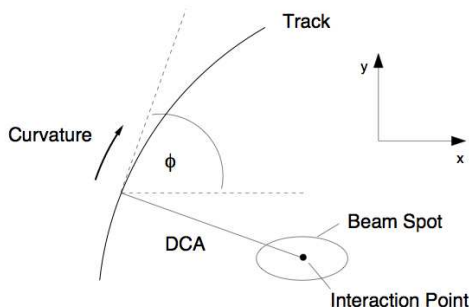
La même expression que l'équation 5.6 s'obtient pour l'expression de la résolution sur la DCA dans la direction longitudinale. La résolution sur la distance de plus courte approche est évaluée comme la déviation standard des distances de plus courtes approches des traces globales au vertex primaire.

Il faut garder en mémoire que le but désormais assigné au détecteur de vertex est de pouvoir évaluer des résolutions de l'ordre de la centaine de microns, c'est-à-dire typiquement la longueur de décroissance des particules charmées. Utiliser le détecteur de vertex interne pour détecter de telles valeurs de DCA constitue un enjeu dans la mesure où la détection des particules étranges était le but initial du SVT et du SSD. Un effort a récemment été apporté en termes de calibrage afin de mesurer ce signal physique. À de telles distances $c\tau$ du vertex primaire, la contribution de la diffusion multiple devient prépondérante.

5.5.2 Résultats concernant la production $P07ib$

La résolution sur la distance de plus courte approche a été évaluée comme la déviation standard des distances de plus courtes approches des traces globales au vertex primaire. Nous avons utilisé les

données Cu+Cu à $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ utilisant le déclenchement *High-Tower*. Les figures 5.17 représentent les DCA *signées*⁵ (en cm) en fonction de $\frac{1}{P}$ pour des traces globales comportant seulement 1 point d'impact dans le SSD et pour les traces comportant 1 point d'impact du SSD et 3 dans le SVT.



Le signe attribué à la DCA dépend de quel côté du vertex la trace a été reconstruite dans le plan transverse. Il est positif si la trace a été reconstruite « à droite » du vertex et négatif sinon. Cela permet de représenter les distributions des DCA et pas seulement le module du 3-vecteur associé à cette grandeur.

FIG. 5.16 – DCA signées des traces

Pour ces 2 cas, la distribution de la DCA s'étale pour les basses impulsions transverses (à droite sur chaque graphe) : c'est un résultat attendu car les traces de basses impulsions (à gauche sur les figures) seront plus soumises à la diffusion coulombienne ($DCA \propto \frac{1}{P}$). Nous remarquons aussi que les distributions sont moins larges pour les traces comportant plus de points dans les détecteurs de vertex ; ajouter des points plus proches près du vertex primaire va contraindre la trace à avoir une DCA plus faible car la projection entre ce point et le vertex primaire est moindre.

Nous pouvons à partir des figures 5.17 estimé les DCA (intégrées selon l'impulsion) pour ces 2 configurations.

Les figures 5.18 représentent la distribution des DCA pour 2 configurations de traces. Pour obtenir les valeurs des résolutions, 2 ajustements ont été testés par :

- *méthode 1* : un ajustement simplement par une distribution gaussienne en choisissant, à partir des figures à chaque fois, l'intervalle où la distribution n'est pas trop étendue
- *méthode 2* : un polynôme de degré 6 et une gaussienne. Nous avons choisi un polynôme de degré 6 car cela reproduisait au mieux l'étalement de la distribution pour les valeurs élevées des DCA.

L'intervalle de l'ajustement fut pris à [-0.3 cm ; 0.3 cm]

L'inconvénient de représenter les distributions brutes des DCA vient de cet étalement de la distribution. Pour les traces de faibles impulsions, les valeurs de DCA augmentent car les traces sont plus soumises à la diffusion multiple. Dans ce cas, nous devons restreindre l'intervalle d'ajustement si nous voulons obtenir des valeurs significatives. Nous aurions pu aussi appliquer une coupure sur l'impulsion de la particule afin de ne sélectionner que les particules de hautes impulsions transverses, donc ayant une trajectoire plus rectiligne.

Nous verrons dans le paragraphe 5.5.3 comment l'étude des DCA en fonction d'intervalles en impulsion permet d'obtenir de meilleurs résultats. Nous reportons dans les tableaux suivants les valeurs des écarts type de ces distributions pour quantifier l'apport des points des détecteurs de vertex sur la distribution des DCA.

Les données *Min-Bias* :

⁵ voir Fig. 5.16 pour explications

⁶ ce cas signifie un point dans le SSD et aucun dans le SVT

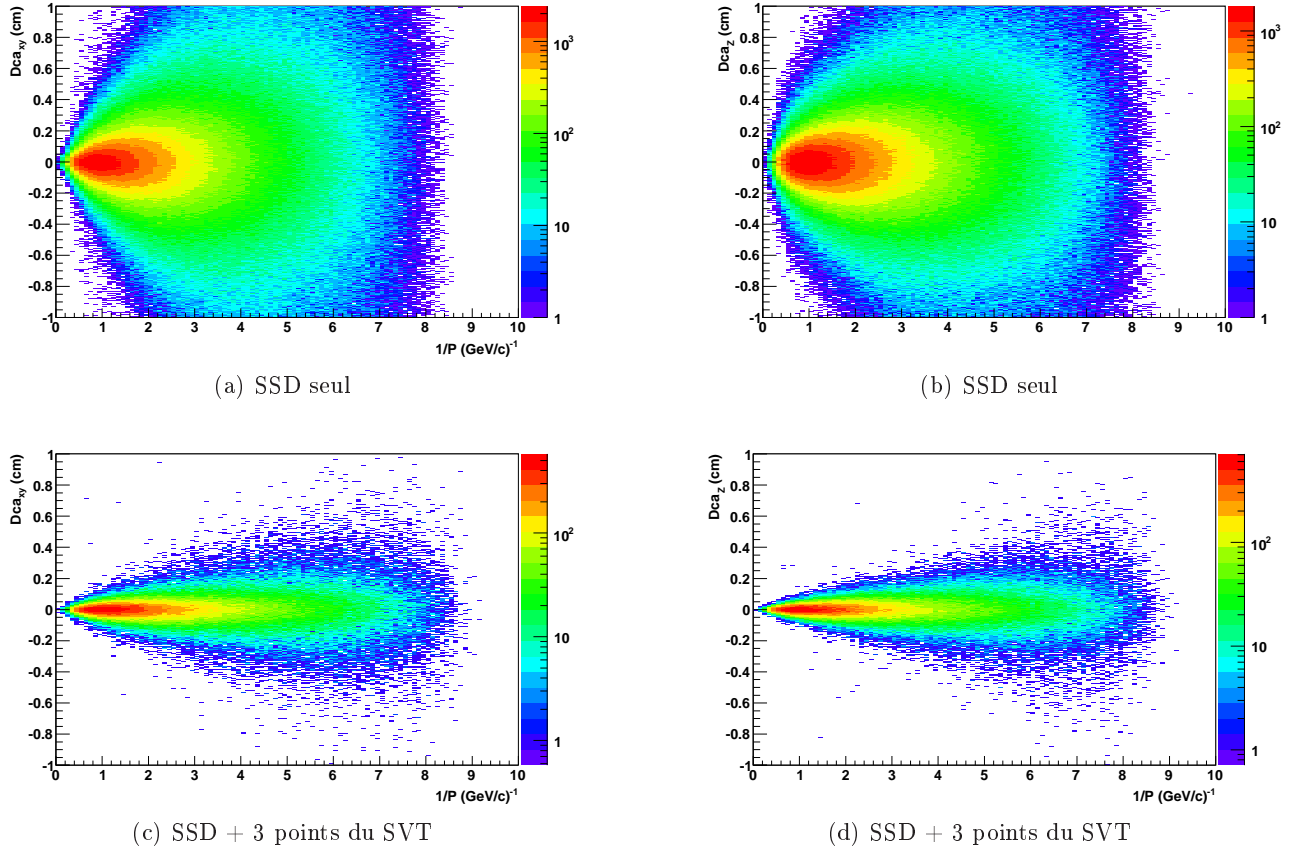


FIG. 5.17 – DCA des traces globales dans le plan transverse (gauche) et selon Z (droite)

Nombre de points d'impacts dans SSD+SVT		1 ⁶	2	3	4
méthode 1	σ_{DCA}^{xy}	780±4	312±1	272±1	305±2
	σ_{DCA}^z	1054±6	258±2	226±1	231±2
méthode 2	σ_{DCA}^{xy}	546±2	321±0.5	309±0.5	321±1
	σ_{DCA}^z	838±4	316±0.4	282	287±9

TAB. 5.6 – Valeurs des résolutions sur les DCA (μm)**Les données *High-Tower* :**

Nombre de points d'impacts dans SSD+SVT		1	2	3	4
méthode 1	σ_{DCA}^{xy}	728±9	326±1	294±1	290±5
	σ_{DCA}^z	1050±6	293±0.6	244±1	248±4
méthode 2	σ_{DCA}^{xy}	506±8	337±0.5	314±0.6	328±1
	σ_{DCA}^z	815±7	331±0.4	298	298±0.1

TAB. 5.7 – Valeurs des résolutions sur les DCA (μm)

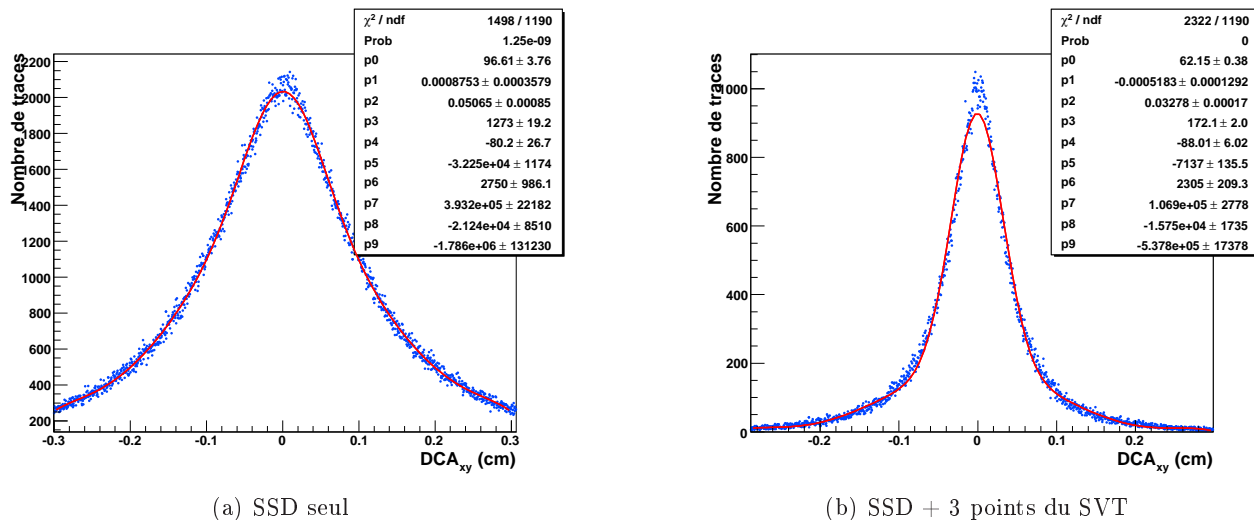


FIG. 5.18 – Ajustement des DCA intégrées dans le plan transverse par un polynôme de degré 6 et une distribution gaussienne pour 2 configurations (production *High-Tower*)

Nous remarquons que les 2 ajustements donnent sensiblement des résultats du même ordre de grandeur. Cependant l'ajustement par un polynôme de degré 6 et une gaussienne sur-estime les DCA pour un nombre de points égal à 1 et sous-estime les autres cas. Nous avons choisi un intervalle $[-0.3; 0.3]$ pour cet ajustement mais nous avons observé que les valeurs obtenues étaient mieux en accord pour des intervalles plus restreints. Cependant le but de cet ajustement est de prendre un intervalle aussi large que possible, traduisant ainsi les DCA observées.

Nous remarquons aussi que globalement $\sigma_{DCA}^{xy} < \sigma_{DCA}^z$ pour les traces n'incluant que le point du SSD. Les erreurs sur les points d'impacts conditionnant alors les valeurs de DCA⁷, nous nous attendons en effet à avoir une meilleure résolution dans le plan transverse pour ces traces. Dès que la trace comporte un point du SVT, la valeur de la DCA selon le plan transverse atteint une valeur sensiblement égale à celle selon Z. Le même raisonnement est applicable; les résolutions associées aux points d'impacts sont du même ordre de grandeur pour le SVT ($\sigma_{point}^{xy} \sim \sigma_{point}^z \sim 40 \mu\text{m}$). Inclure un point du SVT *homogénéise* les valeurs des DCA.

Populations des traces Nous représentons sur les figures 5.19 le type de traces reconstruites par le logiciel global de trajectographie, c'est-à-dire comment se répartissent les traces en fonction du nombre de points dans les détecteurs de vertex, pour un échantillon de traces données. Cette grandeur sera utile pour toute analyse physique utilisant les traces reconstruites avec 1 ou plusieurs points dans les détecteurs de vertex.

Pour les 2 déclenchements utilisés, environ 60% possède au moins un point dans les détecteurs de vertex. Ce pourcentage chute à $\sim 2\%$ si nous voulons utiliser des traces possédant toute l'information disponible des détecteurs de vertex (*i.e.* 4 points dans l'ensemble SSD+SVT). Cette baisse s'explique par une probabilité plus faible d'associer pour une même trace 4 points car la trace peut croiser, sur une des couches, une zone morte du détecteur. Néanmoins comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, les traces possédant au moins un point dans les détecteurs de vertex ont leurs DCA améliorées

⁷ nous avons $\sigma_{point}^{xy} \sim 30 \mu\text{m}$ et $\sigma_{point}^z \sim 740 \mu\text{m}$ pour les points du SSD.

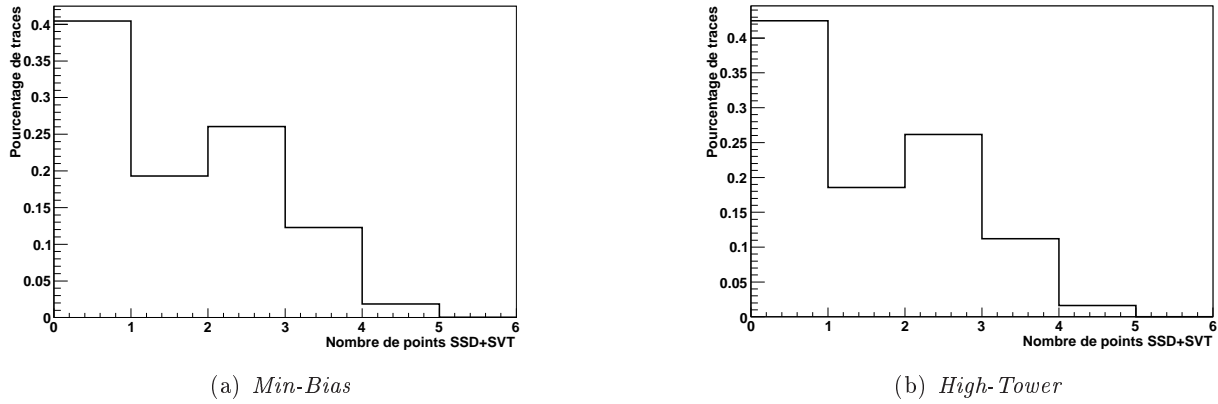
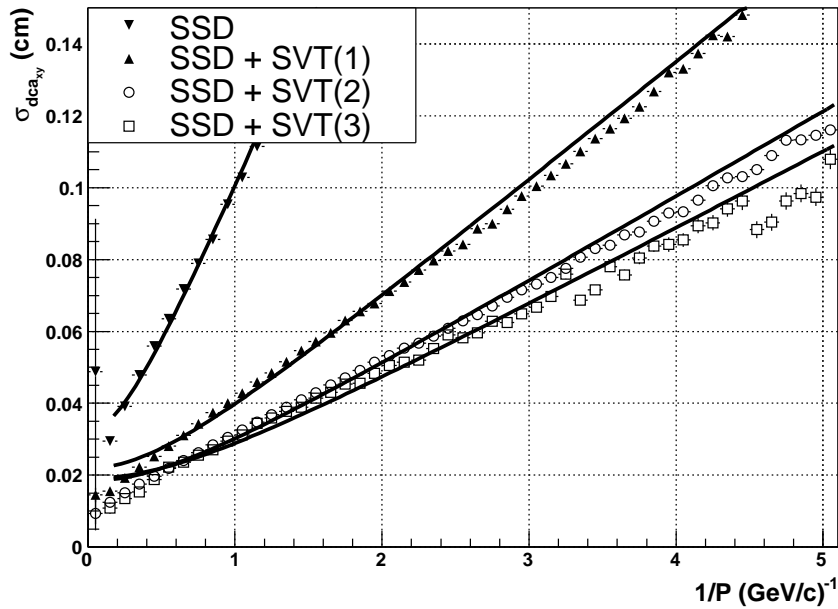


FIG. 5.19 – Démographie des traces

par rapport aux traces sans.

Finalement nous avons $> 40\%$ des traces ayant 2 points ou plus dans l'ensemble SSD+SVT. Ce type de trace est importante car avec 2 points le risque de mauvaise association d'un point à une trace diminue.

5.5.3 Résolutions sur les DCA en fonction de l'impulsion

FIG. 5.20 – σ_{DCA}^{xy} : production *High-Tower*

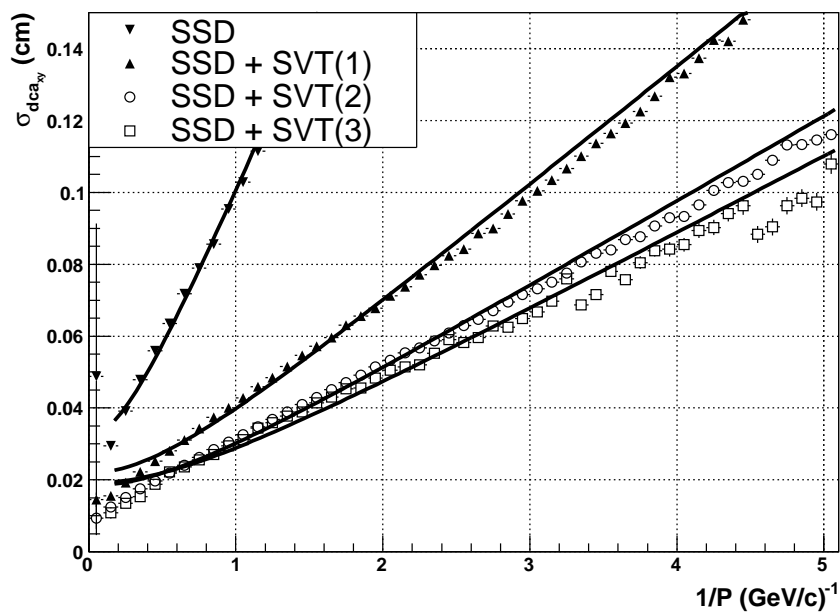


FIG. 5.21 - σ_{DCA}^z : production *High-Tower*

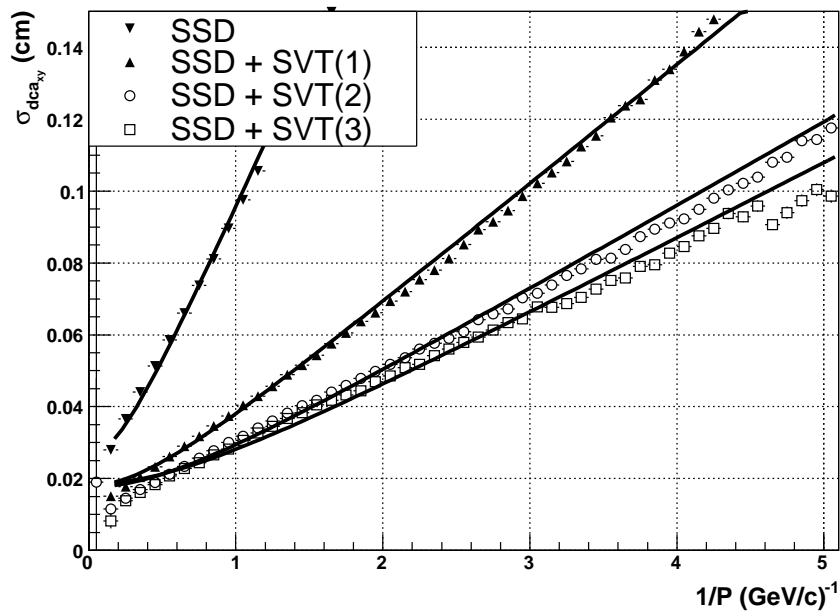


FIG. 5.22 - σ_{DCA}^{xy} : production *Min-Bias*

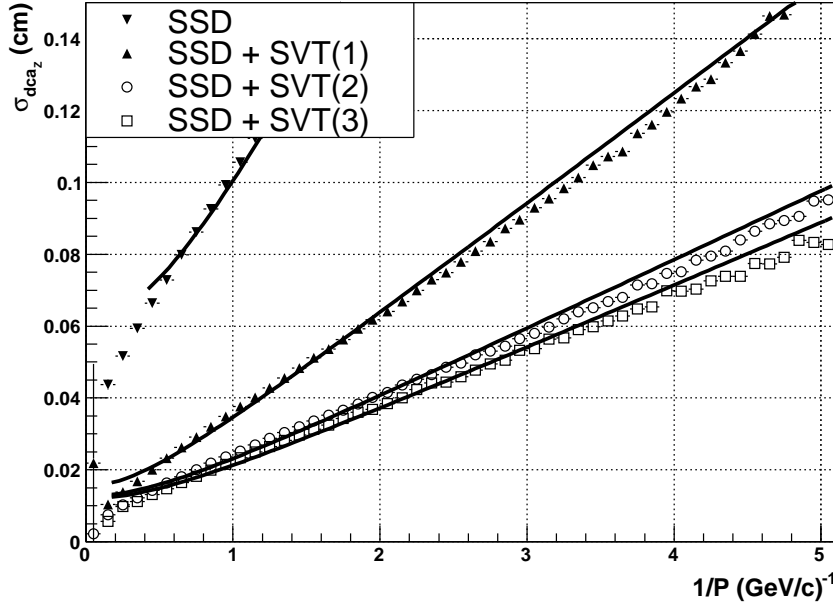


FIG. 5.23 – σ_{DCA}^z : production *Min-Bias*

Les figures 5.20, 5.21, 5.22, 5.23 représentent les résolutions sur les DCA dans le plan transverse et selon Z et pour les déclenchements *High-Tower* et *Min-Bias* en fonction de $\frac{1}{P}$ évaluées comme la déviation standard des distributions obtenues des figures 5.17(c) et 5.17(d).

Plusieurs commentaires s'imposent :

- les résolutions sont du même ordre de grandeur selon les 2 directions
- lorsque nous augmentons le nombre de points d'impacts dans les détecteurs au silicium pour chaque trace, les résolutions décroissent considérablement
- à la limite $\frac{1}{P} \rightarrow 0$ ($P \rightarrow \infty$), nous retrouvons les résolutions intrinsèques des détecteurs
- de 5.6, il était requis que la contribution due à la projection de la trace $\sigma_{tracking}$ soit comparable à celle de la diffusion multiple σ_{MCS} à $P = 1$ GeV/c. Cela impose alors une condition sur les erreurs associées aux points d'impacts incluant l'alignement :

1. $\sigma_{xy} < 80 \mu\text{m}$
2. $\sigma_z < 80 \mu\text{m}$

De 5.22 et 5.23, un ajustement du type :

$$\sigma_{DCA}^{xy} = \sqrt{a^2 + \left(\frac{b}{P}\right)^2} \quad (5.13)$$

a été réalisé. nous remarquons que le paramètre a nous redonnera la valeur constante σ_{xy} .

Nous voyons du tableau 5.8 que la DCA des traces est considérablement améliorée lorsque les points des détecteurs de vertex sont inclus dans l'ajustement de la trace. La condition qui était requise de ne pas avoir une contribution liée à la projection des traces ($\sigma_{tracking}$) plus importante que celle due à la diffusion multiple (σ_{MCS}) est satisfaite.

Points d'impacts dans SSD+SVT	<i>Min-Bias</i>		<i>High-Tower</i>	
	σ_{DCA}^{xy}	σ_{DCA}^z	σ_{DCA}^{xy}	σ_{DCA}^z
1	960±2	1005±1	1006±3	1000±2
2	380±0.5	346±0.4	399±0.7	337±0.5
3	295±0.5	231±0.3	302±0.7	235±0.5
4	281±1	213±0.8	288±1	219±1

TAB. 5.8 – Résolutions sur la DCA des traces d'impulsions $P = 1$ GeV pour des collisions à $\sqrt{s} = 200$ GeV

Valeur du paramètre a	<i>Min-Bias</i>		<i>High-Tower</i>	
	σ_{DCA}^{xy}	σ_{DCA}^z	σ_{DCA}^{xy}	σ_{DCA}^z
	183.96±1.04	119.85±0.78	190.50±1.53	128.73±1.06

TAB. 5.9 – Valeurs du paramètre a pour des collisions à $\sqrt{s} = 200$ GeV

Les valeurs dans le plan transverse de a sont directement identifiable avec la condition du paragraphe 5.5.1 : $\sigma_{tracking} \sim \sigma_{MCS}$ à 1 GeV. En effet assumant $\sigma_{tracking} < 80 \mu\text{m}$, nous avons bien :

$$a = \sigma_{tracking} \sim 2 \times \sigma_{xy} \quad (5.14)$$

5.5.4 Récapitulatif

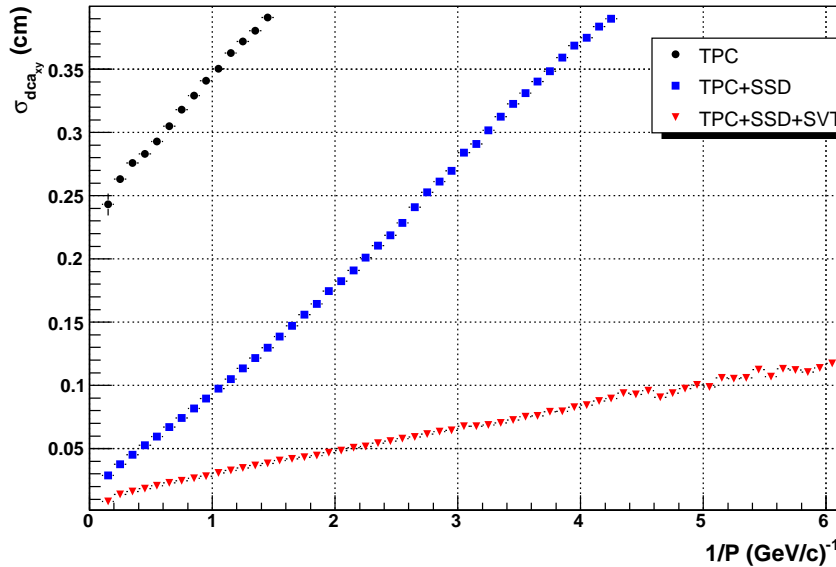
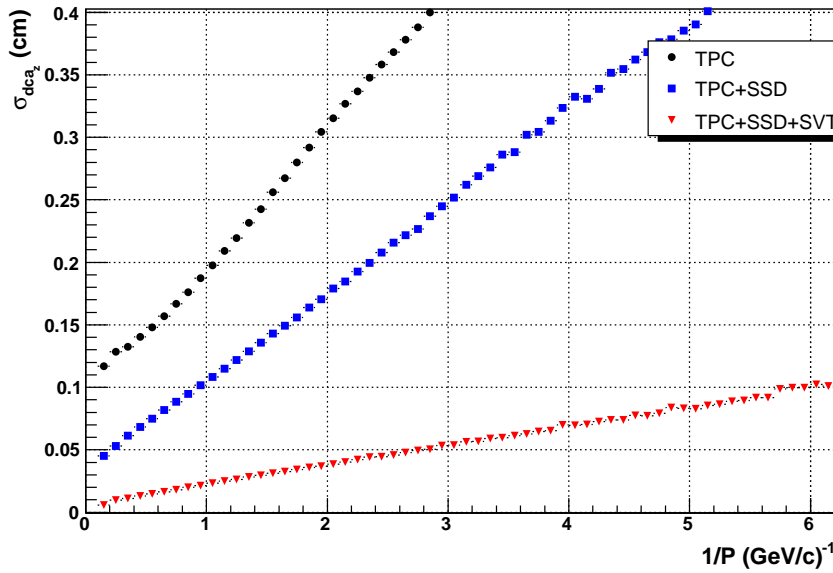


FIG. 5.24 – σ_{DCA}^{xy} : production *Min-Bias*

FIG. 5.25 – σ_{DCA}^z : production *Min-Bias*

	<i>Min-Bias</i>	
Points d'impacts dans SSD seulement	σ_{DCA}^{xy}	σ_{DCA}^z
	945 ± 18	1021 ± 13

TAB. 5.10 – Résolutions sur la DCA (μm) des traces d'impulsions $P = 1 \text{ GeV}$ pour des collisions à $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ *Min-Bias*

Les figures 5.24 et 5.25 résument l'amélioration de la résolution sur les DCA lorsqu'on inclut au minimum un point des détecteurs de vertex. Pour les traces contenant seulement des points de la TPC, les résolutions selon le plan transverse et selon Z sont de l'ordre du cm.

Dès que la trace comporte un point du SSD, la résolution dans le plan transverse est améliorée d'un facteur 3.5 ; la résolution selon Z d'un facteur 2 (valeurs prises pour $P = 1 \text{ GeV}/c$). lorsque la trace comporte en plus tous les points du SVT, le gain pour la résolution selon Z est plus important car la résolution sur les points d'impacts selon Z entre la TPC et le SSD et le SSD et le SVT est plus important.

Nous pouvons tester cette amélioration sur les particules étranges, qui possèdent des longueurs de décroissances de cet ordre de grandeur.

Chapitre 6

Technique de reconstruction des particules étranges

Cette partie a pour but de donner un aspect qualitatif sur la reconstruction des particules étranges utilisant l'information des détecteurs de vertex. Les caractéristiques des principales particules étudiées dans ce chapitre sont rappelées dans les tableaux 3.3 et 3.4 (p 58). Nous illustrerons, sur des exemples «plus simples» que la reconstruction directe des particules charmées, la précision apportée par les détecteurs en silicium sur la mesure des taux de production des particules étranges. Cette mesure se traduit par l'identification et la reconstruction géométriques des vertex secondaires de ces particules à faible temps de vie (donc qui décroissent en particules secondaires).

Il existe trois sortes de vertex secondaires :

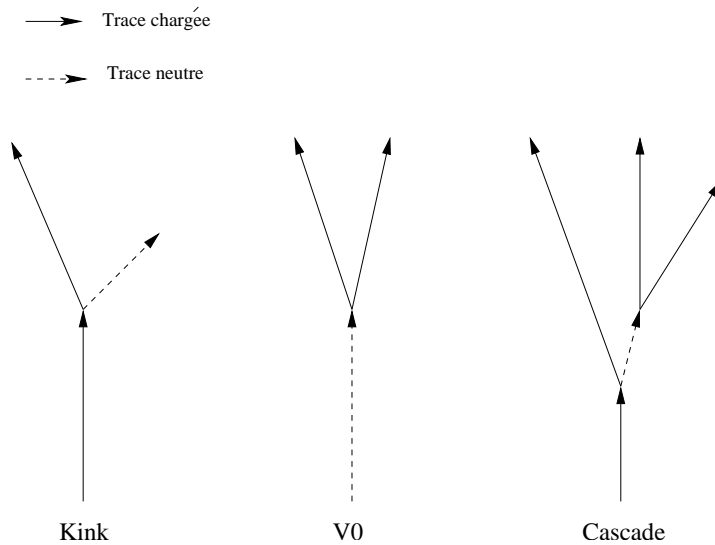


FIG. 6.1 – Vue schématique de la géométrie de la décroissance des vertex

- le Kink : décroissance d'une particule chargée en une particule neutre et une particule chargée. Cette méthode est employée pour reconstruire principalement les K^+ et les K^-
- le V0 : décroissance d'une particule neutre en une particule chargée positive et une particule chargée négative. Elle est employée pour reconstruire les K_S^0 , les Λ et $\bar{\Lambda}$

- le Cascade : décroissance d'une particule chargée en une particule chargée et une particule neutre qui à son tour va décroître en deux particules chargées positivement et négativement. Elle est utilisée pour reconstruire les Ξ^- , Ξ^+ , Ω^- , Ω^+ . Elle combine les deux méthodes précédentes :
 - le V0 des deux particules chargées est reconstruit
 - il est ensuite associé avec une particule chargée

6.1 Reconstruction du type V0

Comme le V0 est une particule neutre, il ne pourra être directement détecté dans la TPC, mais le sera par la reconstruction de la masse invariante des 2 particules filles chargées issues de sa décroissance. Une vue schématique du V0 est donnée sur la figure 6.2.

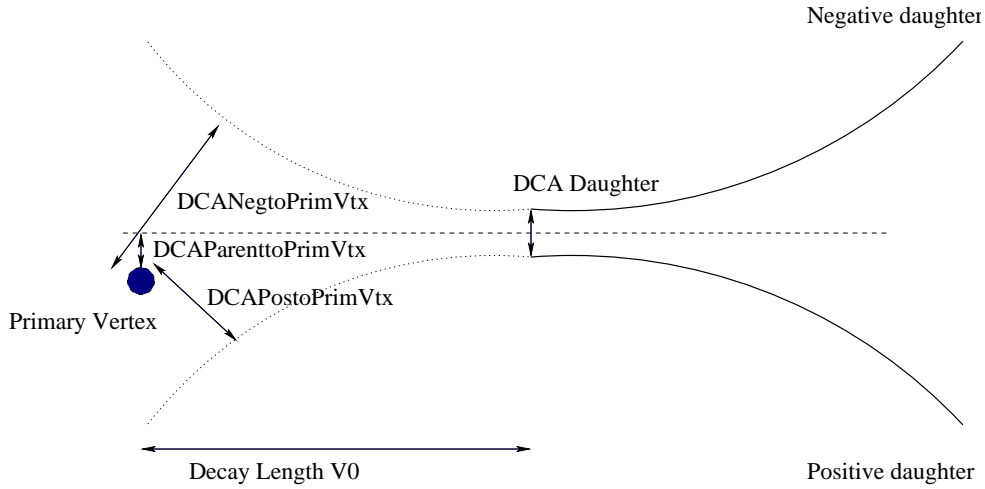


FIG. 6.2 – Vue schématique de la décroissance V0 et des paramètres associés

Toutes les traces positives sont associées aux traces négatives et leur distance de plus courte approche (DCA Daughter) est calculée. Si cette distance est inférieure à une valeur limite, alors ce candidat V0 est retenu et son impulsion est calculée (addition des deux impulsions des traces filles) et la masse invariante associée à ces 2 traces est ensuite calculée.

Soit \vec{P}_{pos} et \vec{P}_{neg} les vecteurs impulsions associées à ces traces ; nous leur associons de plus les masses M_{pos} et M_{neg} et les énergies $E_{pos}^2 = M_{pos}^2 + |\vec{P}_{pos}|^2$ et $E_{neg}^2 = M_{neg}^2 + |\vec{P}_{neg}|^2$.¹ La masse invariante est alors reconstruite selon :

$$M^2 = \sqrt{(M_{pos}^2 + M_{neg}^2) + 2(E_{pos}E_{neg} - \vec{P}_{pos}\vec{P}_{neg})} \quad (6.1)$$

en posant la conservation de l'énergie et de l'impulsion :

$$\begin{cases} E_M = E_{pos} + E_{neg} \\ \vec{P}_M = \vec{P}_{pos} + \vec{P}_{neg} \end{cases}$$

Dû au grand nombre de traces globales reconstruites par évènement dans la TPC, différentes coupures sur les paramètres de reconstruction du V0 vont être appliqués pour réduire le bruit combinatoire

¹L'hypothèse sur les masses qui est faite, pour reconstruire le K_s^0 par exemple, est $M_{pos} = M_{\pi^+}$ et $M_{neg} = M_{\pi^-}$.

de cette méthode lors de la reconstruction. Ces coupures sont choisies relativement larges afin de ne pas couper trop de signal physique.

Les coupures appliquées sur les propriétés du V0 (voir Fig. 6.2) lors de la reconstruction sont expliquées ci-dessous :

1. DecaylengthV0 : représente la longueur de désintégration de la trace associée au V0 extrapolé au vertex primaire
2. DcaDaughter : représente la distance minimale entre les 2 particules filles. Les traces associées aux particules filles sont extrapolées vers le vertex primaire et la distance minimale les séparant est calculée vectoriellement. Cette coupure sert à éliminer l'association des traces positives et négatives ne semblant pas provenir d'un même vertex secondaire
3. DcaParentToPrimVtx : cette coupure représente la distance du V0 au vertex primaire et permet d'identifier un V0 primaire ou issu d'un vertex secondaire
4. DcaPosToPrimVtx, DcaNegToPrimVtx : distance de plus courte approche des particules filles au vertex primaire

Cependant il subsiste un bruit de fond combinatoire et lors de l'analyse physique, ces coupures doivent être optimisées.

Notre travail a principalement consisté en une comparaison des données de reconstruction des particules secondaires avec et sans les détecteurs de vertex à travers une estimation de la résolution sur la masse invariante reconstruite ; une amélioration de la résolution est attendue lorsque les points d'impacts des détecteurs de vertex sont introduits lors de la reconstruction des traces. Nous avons évalué le signal sur bruit de ces masses invariantes avec 2 méthodes :

- méthode du *comptage de bins* : le bruit sous le signal correspondant à la masse invariante est évalué en prenant de part et d'autre de ce signal 2 zones de même largeur et dont la largeur totale est égale à la zone correspondant au signal. Cette méthode a l'intérêt d'être plus simple pour évaluer le rapport signal sur bruit mais suppose que le bruit est linéaire de part et d'autre du signal
- méthode par *ajustement du bruit* : nous ajustons la distribution reconstruite par une fonction $f(M_{inv})$ qui décrit le signal plus le bruit puis nous ajustons le bruit uniquement par une fonction $g(M_{inv})$.

Les intégrales

$$I_{signal} = \int_{M_1}^{M_2} f(M_{inv}) dM_{inv} \quad (6.2)$$

et

$$I_{bruit} = \int_{M_1}^{M_2} g(M_{inv}) dM_{inv} \quad (6.3)$$

donneront les valeurs correspondantes au signal+bruit et au bruit dans un intervalle choisi.

Nous pouvons ensuite en extraire facilement une valeur du signal sur bruit par le rapport :

$$\frac{I_{signal} - I_{bruit}}{I_{bruit}}$$

Les coupures géométriques utilisées pour la reconstruction de ce type de décroissance sont indiquées dans le tableau 6.1.

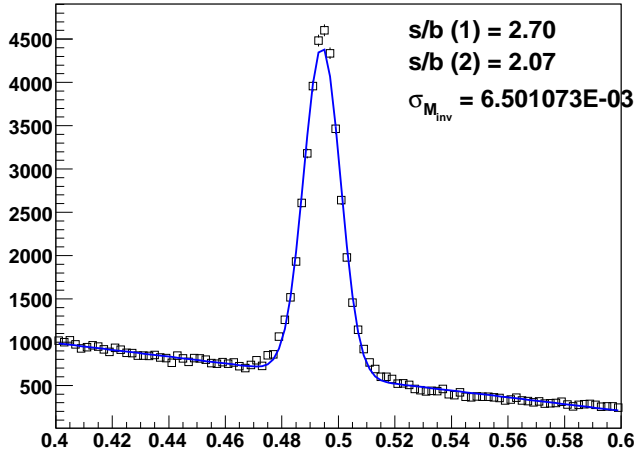
Nous avons commencé par évaluer la distribution de la masse invariante des K_s^0 à partir des données sans les détecteurs de vertex. Sur la figure 6.3(a) sont représentées les 2 fonctions $f(M_{inv})$ et $g(M_{inv})$ utilisées pour l'estimation du signal sur bruit. Pour le V0, nous avons utilisé :

coupure	valeur (cm)
DecayLengthV0	2
DcaDaughter	<0.8
DcaParentToPrimVtx	≤ 0.5
DcaPosToPrimVtx	≥ 0.8
DcaNegToPrimVtx	≤ 0.8
$N_{TPC}^{pos}, N_{TPC}^{neg}$	≥ 10

TAB. 6.1 – Coupures géométriques utilisées pour la reconstruction du V0

- l'estimation du signal+bruit par une distribution gaussienne et un polynôme de degré 1
- l'estimation du bruit par un polynôme de degré 1

Nous remarquons que l'ajustement linéaire utilisé pour l'estimation du bruit ne reproduit pas exactement le fond combinatoire et sous-estime la valeur du signal sur bruit. Cependant les valeurs obtenues étant du même ordre de grandeur, nous nous en servons à titre de comparaison.



méthode	signal sur bruit
comptage de bins	2.70
ajustement du bruit	2.07

(b) Valeurs du signal sur bruit par 2 méthodes

(a) Production sans les détecteurs de vertex

FIG. 6.3 – Distribution et rapport signal sur bruit des V0 reconstruits

Pour la méthode par comptage de bin, nous avons pris comme région d'intérêt pour le calcul du signal l'intervalle $0.474 < M_{K_s^0} < 0.514$ et évalué le bruit à gauche ($0.438 < M_{K_s^0} < 0.458$) et à droite ($0.525 < M_{K_s^0} < 0.545$).

	signal	bruit à gauche du pic	bruit à droite du pic	signal sur bruit
Méthode 1	43698 ± 209	7938 ± 89	4332 ± 65	2.70

TAB. 6.2 – Erreurs liées à la méthode 1

Pour la seconde méthode par ajustement du bruit de fond, un alignement linéaire sur l'intervalle $0.4 < M_{K_s^0} < 0.6$ a été pris. La valeur obtenue (voir Tab. 6.3(b)) sur-estime le bruit de fond. De la même

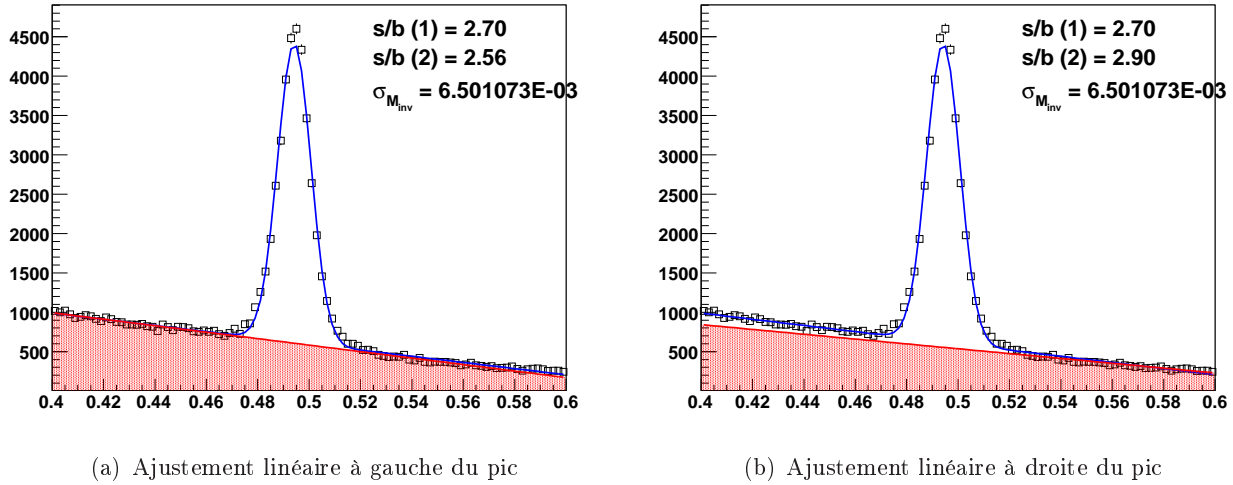


FIG. 6.4 – Optimisation de l'ajustement linéaire du fond combinatoire

figure, nous voyons clairement que l'ajustement linéaire sur un si grand intervalle est incorrect. Nous avons donc ajusté indépendamment le fond combinatoire à gauche et à droite du pic par un polynôme de degré 1 et extrapolé la droite linéaire obtenue sous le signal correspondant pour avoir une meilleure évaluation du bruit. Les 2 ajustements sont représentés sur les figures 6.4(a) et 6.4(b).

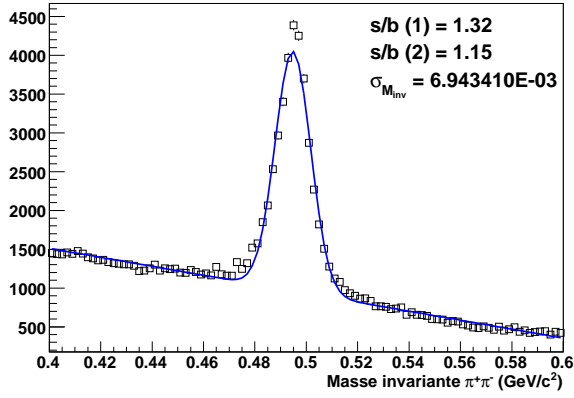
Les valeurs du signal sur bruit sont en meilleur accord avec celles obtenues par la méthode 1.

Utilisant les données produites avec le SVT et le SSD, nous avons fait varier les grandeurs $posSSD$, $negSSD$, $posSVT$ et $negSVT$ qui correspondent aux nombres de points d'impacts des traces positives et négatives des 2 filles.

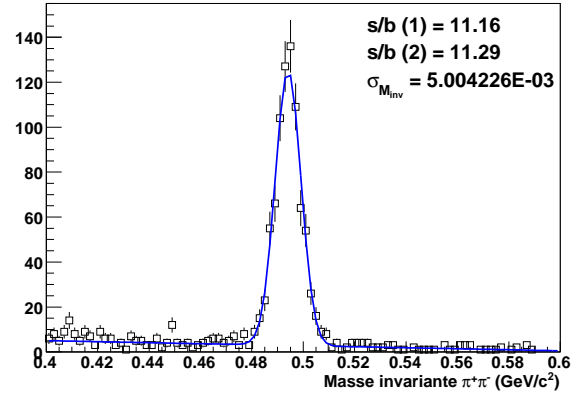
La figure 6.5(a) est intéressante car elle représente la masse invariante reconstruite avec les traces des filles ne comportant aucuns points d'impacts dans le SSD où le SVT, bien que la production de ces données a requis explicitement l'utilisation des points d'impacts du SSD et du SVT. Ces traces correspondent donc au cas où le code de trajectographie n'a pu associer aucuns points de ces détecteurs. Nous attendons alors pour ce cas-ci des valeurs proches de celles trouvées précédemment (Tab. 6.3(b)). Or les 2 ajustements donnent des valeurs plus faibles d'environ de moitié dans cet exemple pour une valeur du signal (hauteur du maximum) relativement comparable. Une explication possible pourrait être que dans la production des données sans le SVT et SSD, les hypothèses de perte d'énergie par les particules dans ces détecteurs n'est pas prise en compte. Or dans la production avec ces détecteurs, le code de trajectographie prend en compte les effets de diffusions multiples et de perte d'énergie (voir §E.4.1) dans les couches correspondantes mais n'associe pas de points d'impacts. Ainsi les paramètres de la trace sont modifiés alors qu'ils ne le devraient pas car aucun point du SVT et SSD n'ont été associés.

Les cas b) et c) diffèrent dans la mesure où en b) nous ne prenons en compte que les traces des particules filles ayant 2 points exclusivement dans le SVT (le cas c) correspond où les traces ont un ou plusieurs points dans le SVT²). Les 3 derniers cas correspondent aux traces des particules filles ayant au moins

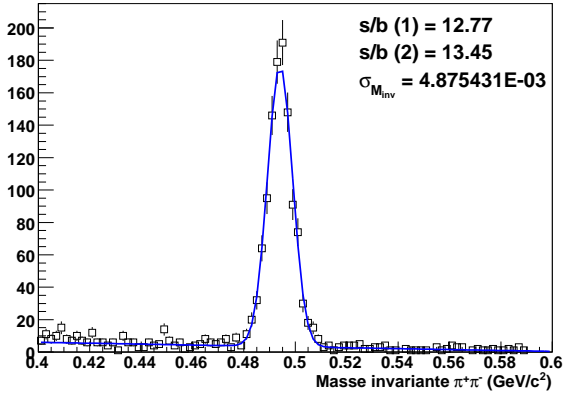
²le code de trajectographie impose, lorsque nous prenons en compte les points du SVT, la condition que la trace devait posséder au minimum 2 points du SVT ou 1 point dans le SSD. La raison est que la probabilité de mauvaise association d'un seul point du SVT à la trace est importante



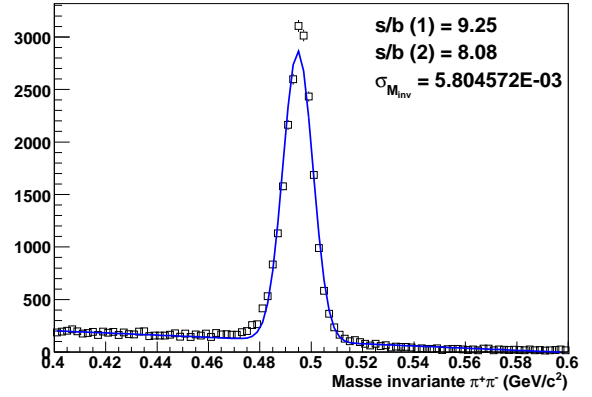
(a) SSD = 0 ; SVT = 0



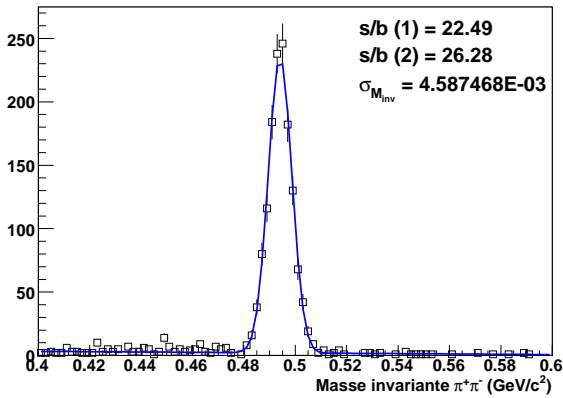
(b) SSD = 0 ; SVT = 2



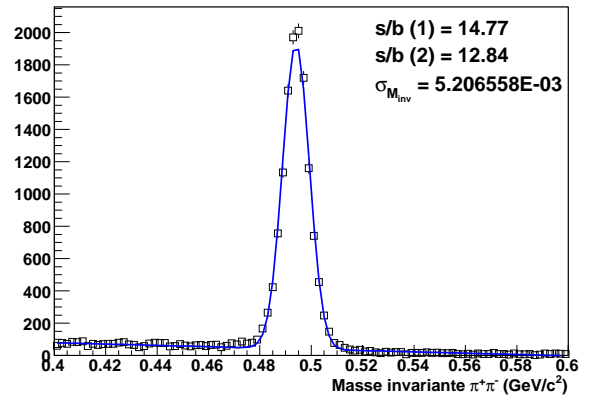
(c) SSD = 0 ; SVT > 1



(d) SSD = 1 ; SVT = 0



(e) SSD = 1 ; SVT = 2



(f) SSD = 1 ; SVT ≥ 1

FIG. 6.5 – Masse invariante des K_S^0 en fonction des différentes configurations (Tab. 6.3)

un point dans le SSD. Le tableau 6.3 résume les valeurs des masses et des résolutions associées des K_S^0 pour les 6 cas.

Pour chaque configuration le nombre de points dans chaque détecteur est imposé aussi bien pour les traces des filles positives et négatives (La configuration X est la seule correspondant à la production $P06ib$).

configuration	SSD	SVT	Si points minimum	$M_{K_S^0}$	$\sigma_{M_{K_S^0}}$	Erreur lié à $\sigma_{M_{K_S^0}}$	s/b méthode 1	s/b méthode 2
X	0	0	0	0.49422	0.00650	0.00004	2.70	2.07
a	0	0	0	0.4980	0.00680	0.00007	1.32	1.15
b	0	2	2	0.4941	0.00500	0.00017	11.15	11.29
c	0	≥ 2	2	0.4940	0.00487	0.00013	12.77	13.44
d	1	0	1	0.4948	0.00580	0.00004	9.24	8.07
e	1	2	3	0.4940	0.00458	0.00010	22.49	26.28
f	1	≥ 1	2	0.4940	0.00520	0.00005	14.77	12.84

TAB. 6.3 – Résultats

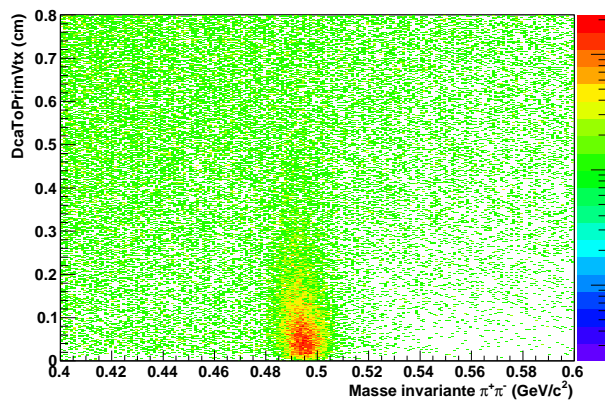
Nous remarquons des configurations b) et c) que le signal sur bruit est meilleur lorsque les traces comportent 3 points dans le SVT (en ne restreignant pas seulement aux traces ne comportant que 2 points du SVT). La configuration d) indique que des traces comportant 1 point du SSD celles ne comportant que 2 points du SVT ont relativement les mêmes valeurs de signal sur bruit. Il est néanmoins meilleur pour 2 points du SVT dans la mesure où cette configuration apporte une DCA plus précise, car les points du SVT sont localisés plus près du vertex primaire que ne l'est l'unique point du SSD. La projection de la trace comportant ces 2 points sera donc plus précise. Nous remarquons aussi en comparant les configurations c) - f) et b) - e), que le point du SSD apporte un signal sur bruit plus élevé. L'ajout d'un point intermédiaire entre les traces reconstruites dans la TPC et les points d'impacts du SVT semble donc accroître ce signal, dans la mesure où la projection sur les premières couches est plus précise, réduisant alors l'incertitude de mauvaise association des points avec les traces. Lorsque nous évaluons la configuration avec 2 points minimums dans le SVT et 1 dans le SSD (non représenté sur les graphiques 6.5), nous obtenons un signal sur bruit de l'ordre de 27 et une résolution en masse de $\sigma_{M_{K_S^0}} = 0.0045$, ce qui confirme la tendance observée.

6.2 Coupures

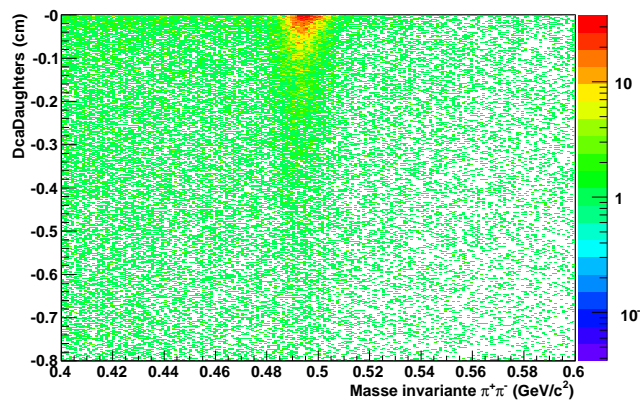
Les coupures sur certaines grandeurs afin de réduire le bruit de fond combinatoire ont été motivées par les figures 6.6.

Nous avons représenté la masse invariante du K_S^0 en fonction de la distance du V0 reconstruit au vertex primaire (Fig. 6.6(a)), de la distance entre les traces des filles (Fig. 6.6(b)) et du nombre de points dans la TPC pour les traces des filles chargées positivement (6.6(c)) et négativement (6.6(c)). De ces figures, nous avons choisi (arbitrairement) d'appliquer ces coupures une à une sur les traces de configuration f) (cas le plus général de prendre en compte l'effet des détecteurs de vertex). Les coupures appliquées successivement sont :

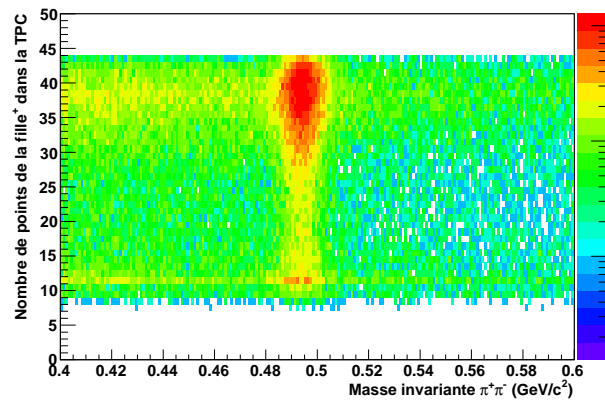
- Nombre de points dans la TPC : $N_{TPC}^{pos}, N_{TPC}^{neg} \geq 25$ (coupure 1 : Fig. 6.7(a))
- $|DcaDaughter| \leq 0.2$ cm (coupure 2 : Fig. 6.7(b))
- $DcaToPrim \leq 0.2$ cm (coupure 3 : Fig. 6.7(c))



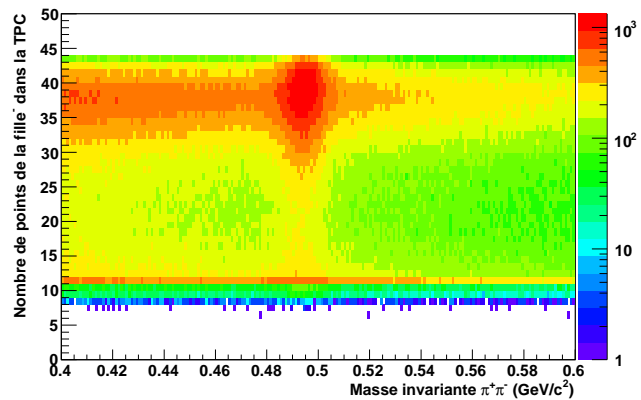
(a) Coupure sur la dca du V0



(b) Coupure sur la dca entre les filles

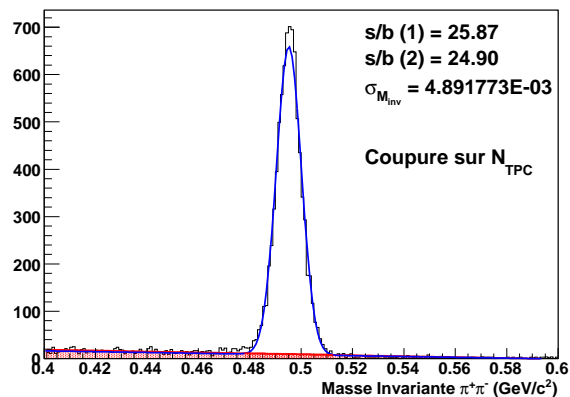


(c) Coupure sur le nombre de points dans la TPC pour la fille chargée positive

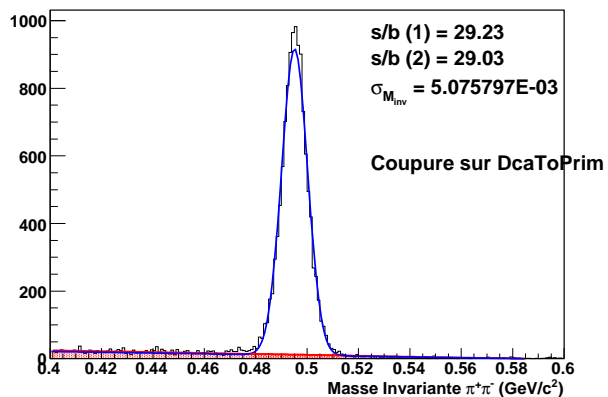


(d) Coupure sur le nombre de points dans la TPC pour la fille chargée négative

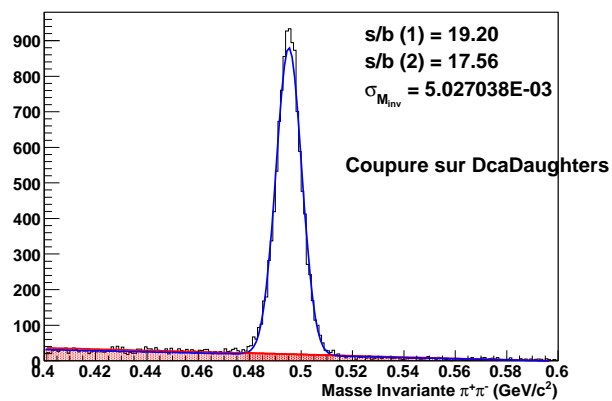
FIG. 6.6 – Masse invariante des K_S^0 en fonction des différentes coupures géométriques



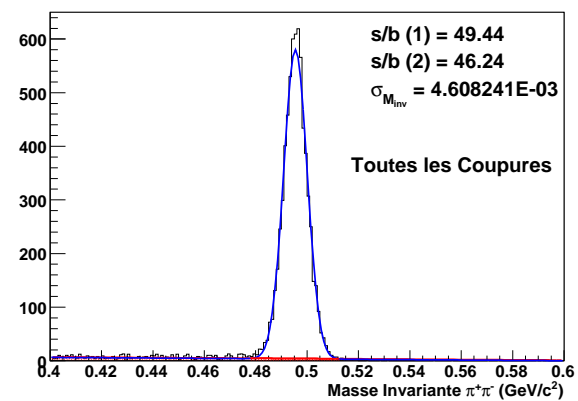
(a) Coupure 1



(b) Coupure 2

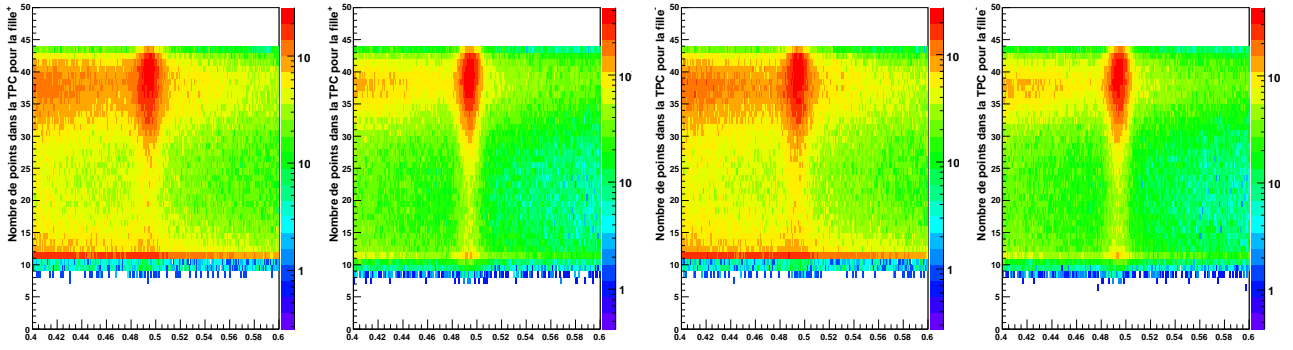


(c) Coupure 3



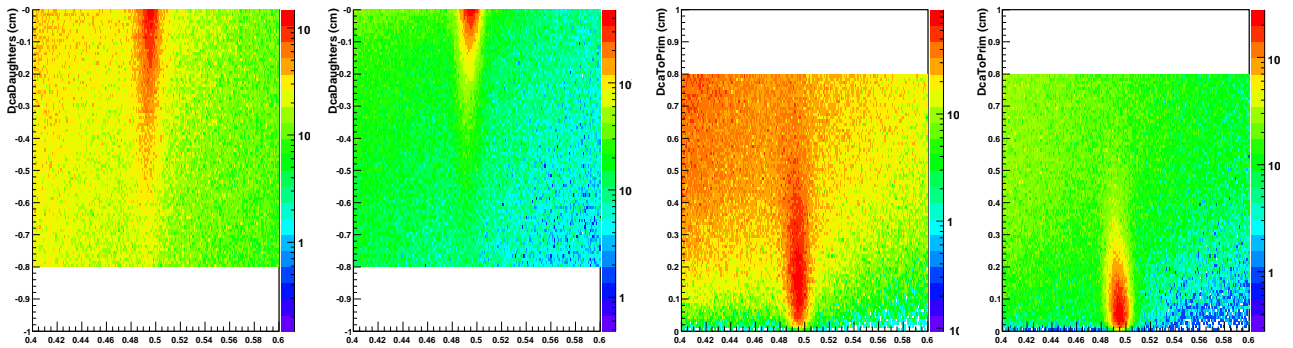
(d) Toutes les coupures

FIG. 6.7 – Masse invariante des K_S^0 après optimisations des différentes coupures géométriques



(a) Nombre de points des traces positives dans la TPC

(b) Nombre de points des traces négatives dans la TPC



(c) Distance entre les filles chargées du V0

(d) Distance au vertex primaire du V0

FIG. 6.8 – Masse invariante des K_S^0 en fonction des différentes coupures géométriques après inclusion d'un point du SSD

Chaque coupure prise indépendamment améliore le rapport signal sur bruit par rapport au cas où aucune coupure n'est appliquée. Cet effet est encore plus marqué lorsque les coupures sont évaluées ensemble. Le rapport signal sur bruit est quasiment multiplié par 2.5.

Possibilité d'une nouvelle définition de coupure utilisées lors des analyses Les analyses de physique nécessitent de coupures plus appropriées que celles utilisées lors de la reconstruction. Nous avons vu qu'il existe différentes coupures sur lesquelles il est possible d'ajuster ; le but est de trouver la combinaison qui maximise le signal sur bruit. Cependant nous avons remarqué qu'inclure les points d'impacts du détecteur de vertex améliore, sans coupures supplémentaires, le rapport signal sur bruit. Nous tentons de montrer dans cette section qu'inclure les points du détecteur de vertex peuvent remplacer ces combinaisons de coupures. Les figures 6.8 représentent les grandeurs géométriques du vertex de type V0 auxquelles sont généralement appliquées des coupures, en fonction de la masse invariante du K_S^0 , sans (gauche) et avec (droite) un point d'impact dans le SSD.

Nous remarquons que pour chaque coupure étudiée (en laissant les autres inchangées), le fait d'inclure, dans ce cas, les points du SSD pour les traces chargées du V0, réduit le bruit de fond combinatoire associé à chaque coupure. Lorsque nous appliquons le même jeu de coupures (page 135) sur les données

produites sans le SVT et SSD, une réduction du bruit de fond est aussi observée (Fig. 6.9) et un signal sur bruit de l'ordre de 9 est alors obtenu (Fig. 6.9).

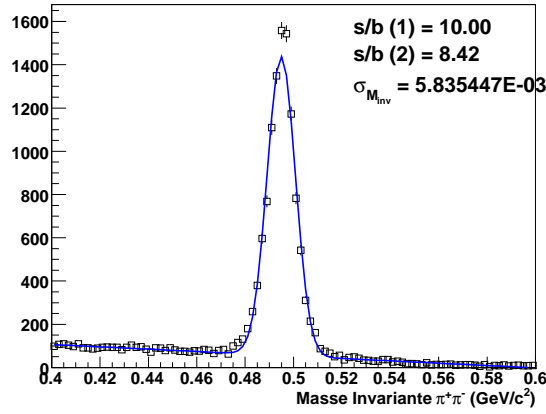
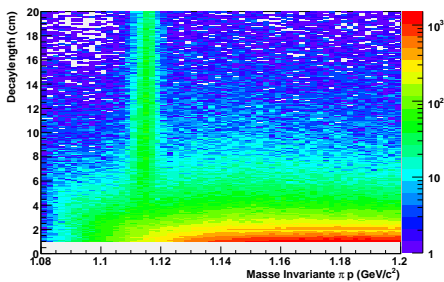


FIG. 6.9 – Masse invariante du K_s^0 pour la production P06ib

Cette valeur de signal sur bruit est directement à comparer avec celle du tableau 6.3 : elle est du même ordre de grandeur que pour le cas d) correspondant au cas où l'amélioration des coupures n'aurait pas été faite mais lorsque les traces des particules filles possèdent un point du SSD. Le fait d'inclure ensuite au minimum 2 points du détecteur de vertex pour chaque trace avec des coupures simples donne une meilleure précision sur la résolution sur la masse du K_s^0 ainsi qu'un signal sur bruit plus élevé. Ajuster plusieurs points du détecteur de vertex à une trace provenant de la TPC apporte donc des contraintes assez fortes, par exemple le nombre de points ajustés dans la TPC. En effet il ne faut pas que le point candidat soit rejeté lors des ajustements effectués par le code de trajectographie donc nécessite au départ une bonne connaissance des paramètres de la trace (plus de points ajustés dans la TPC aboutiront à de meilleures valeurs de paramètres de trace).

6.3 Reconstruction des Λ

Cette particule est aussi identifiée avec un vertex de type V0, sa reconstruction est donc identique que pour les K_s^0 (méthode expliquée au §6.1).



La coupure appliquée sur le DecayLength est :
DecayLength > 6 (cm) pour pré-sélectionner
les candidats Λ

FIG. 6.10 – Masse invariante du Λ en fonction du decayLength

La seule différence provient d'une coupure plus haute sur la distance de vol car celle des Λ est plus

grande que celle des K_s^0 (Fig. 6.10).

La fenêtre en masse invariante est aussi différente car un Λ décroît en un pion et un proton. La fenêtre habituellement choisie est $1.08 < M_{Inv} < 1.20$.

Des figures 6.3 représentant la masse invariante des Λ , l'estimation du signal+bruit a été faite par une distribution gaussienne et un polynôme de degré 2 et l'ajustement du bruit par un polynôme de degré 2.

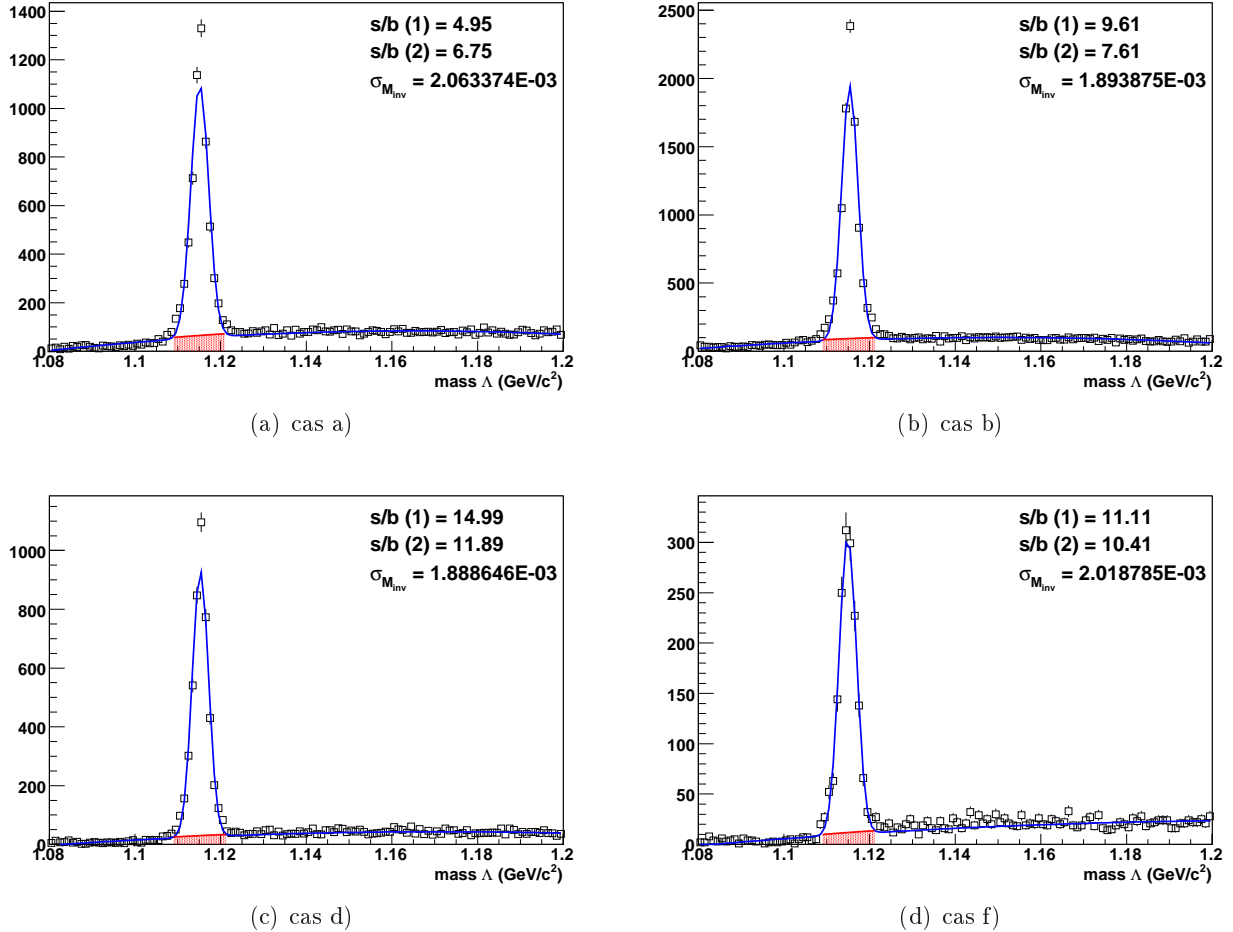


FIG. 6.11 – Masse invariante des Λ

Nous remarquons aussi une augmentation du signal sur bruit lorsque le point du SSD est inclus dans les traces des filles. Cependant elle est moins nette que pour le K^0 . De plus les cas où les traces comportent un ou des points du SVT n'améliorent pas de façon significative ce rapport.

Il semblerait que le bruit de fond combinatoire, en utilisant les coupures classiques, augmente lorsque les points du SVT sont inclus. De plus, il faut noter que nous ne pourrions pas tirer profit des 3 couches du SVT. En effet la plupart des Λ ne laisseront que 2 points dans le SVT du fait de leur temps de vol qui est supérieur au rayon de la 1^{re} couche du SVT.

Cela réduit la statistique pour les cas que nous avons investigué.

Lorsqu'un (des) point(s) du SVT sont requis pour les traces des filles, nous ne savons pas à quelle couche il appartient ; ainsi si ce point appartient à la 1^{re} couche, cela revient à ne prendre en compte

que les Λ qui décroissent avant cette couche soit 5 cm.

Lorsque nous augmentons la coupure sur la longueur de décroissance du Λ (Fig. 6.12), le signal sur bruit augmente. Dans ce cas, les traces des particules filles n'ont plus de points dans le SVT et nous ne pouvons «tirer» profit que du point du SSD.

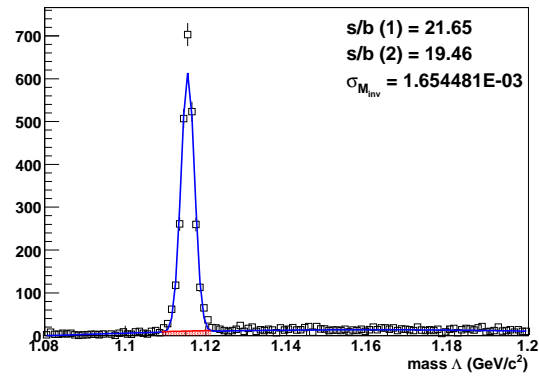


FIG. 6.12 – Masse invariante du Λ pour une longueur de décroissance supérieure à 15 cm

Chapitre 7

Simulation

7.1 Code de simulation complète

En termes d'analyse hors-ligne des données, le SSD comporte 2 chaînes de reconstruction de données :

- celle utilisée pour les données réelles (explicitée au chapitre 4)
- celle utilisée pour les données simulées avec un simulateur complet

Pour avoir une compréhension globale de la réponse d'un détecteur et des données acquises pour toute analyse physique quantitative une technique Monte-Carlo dite *embedding* est généralement utilisée. En effet, le détecteur n'est pas parfait et les zones mortes inhérentes à sa géométrie seront sources de biais lors de la reconstruction du signal physique. (les zones inactives ne sont pas prises en compte, il faut donc estimer la perte des traces).

Cette méthode repose sur le principe de mélanger des données simulées avec des données réelles et l'association des 2 échantillons est alors utilisée pour la correction. Pour réaliser des études d'*embedding*, nous avons modifié la chaîne de simulation complète. Comme son nom l'indique, ce type de simulation prend en compte tous les effets physiques de partage des charges dans un détecteur au silicium à micro-pistes afin d'en donner le comportement le plus proche de la réalité ; ci-dessous est résumé comment se fait le partage des charges.

7.1.1 Modélisation du signal

Nous allons brièvement décrire dans cette partie les différents phénomènes physiques mis en jeu lors de la création du signal créé par le passage d'une particule sur les pistes en silicium afin de mieux comprendre les résultats obtenus entre la simulation et les données réelles. Les processus lors de la création et du partage du signal sur les pistes sont :

1. l'ionisation du milieu par la particule incidente
2. la diffusion des porteurs de charge
3. l'induction du courant dû à la dérive des porteurs
4. couplage capacitif entre les pistes au silicium
5. l'angle d'incidence de la particule

Ionisation C'est l'énergie déposée par une particule incidente lorsqu'elle traverse le substrat en silicium. Les particules perdent de l'énergie par interaction avec les électrons des atomes de silicium.

Néanmoins, dans des détecteurs de plusieurs microns d'épaisseur, la particule subira plusieurs collisions de façon que la perte d'énergie est représentée par une distribution de Landau. Lors des pertes d'énergie totale en une collision, l'électron libéré pourra à son tour ioniser d'autres atomes (rayons δ) ce qui a pour conséquence une dégradation de la localisation spatiale du point d'interaction. Cependant dans les collisions Au+Au et Cu+Cu, les principales particules créées sont des pions d'impulsion inférieure à 1 GeV et généreront peu d'électrons secondaires de grande énergie. Les cas donc où l'ionisation est déposée sur de grandes distances sont faibles.

Diffusion des porteurs de charge Pendant leur dérive, les porteurs de charge sont soumis à un mouvement de diffusion et ne suivent pas exactement les lignes du champ électrique. Ce mouvement est représenté par une distribution gaussienne dont la largeur est $\sigma = \sqrt{2Dt}$ où $D = \mu KT$, le coefficient de diffusion d'Einstein. La diffusion ne dépend alors que du champ électrique et de la température. Une conséquence de cet effet est que les porteurs de charge peuvent atteindre une autre piste que celle dont la ligne de champ est originellement focalisée.

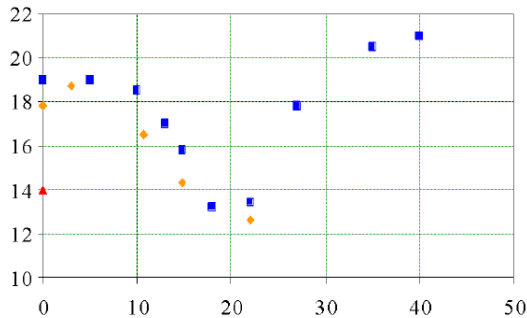
Ces 2 contributions sont regroupées sous forme de paramètres exprimé par des distributions gaussiennes :

$$\sigma_{partage}^2 = \sigma_{ionisation}^2 + \sigma_{diffusion}^2 \quad (7.1)$$

Induction du courant pendant la dérive : théorème de Ramo Cette contribution prend en compte la charge induite par le mouvement du porteur de charge. Elle estime la fraction de signal collecté par les pistes voisines à celle qui collectera le porteur de charge. De [67], la majorité de la charge est induite sur la piste centrale ($\sim 90\%$) et cette contribution dépend de la profondeur dans le détecteur du point d'impact de la particule.

Couplage capacitif entre pistes Ce phénomène prend en compte la charge induite sur les pistes adjacentes à la piste qui reçoit la majeure partie du signal. Il est modélisé par l'induction sur les pistes voisines d'une charge égale au produit de la charge (collectée par cette piste) par la capacité interpiste.

L'angle d'incidence des particules Cet effet n'est pas actuellement pris en compte dans la simulation. Néanmoins l'effet des traces chargées a été aperçu à la section 5.2 (p 108). De [67], la résolution intrinsèque des détecteurs dépend de la courbure des traces et dépend aussi de l'algorithme utilisé pour reconstruire le barycentre des amas de charge.



Une résolution minimale est attendue pour un angle d'incidence $\alpha = \arctan(\frac{d}{L})$ où d est la distance interpiste ($95 \mu\text{m}$) et L l'épaisseur du module ($300 \mu\text{m}$)

FIG. 7.1 – Résolution (μm) sur les points d'impacts en fonction de l'angle incident (algorithme du centre de gravité)

Une résolution maximale est observée pour un angle d'incidence autour de 20° ; il correspond dans cette étude au cas où 2 pistes seraient ionisées. Dans ce cas, l'algorithme du centre de gravité utilisé pour la détermination du barycentre des amas de charge est le plus efficace.

7.1.2 Cadre de la simulation complète

Les étapes appliquées par cette chaîne consistent en :

1. une simulation du partage de la charge. Au niveau du logiciel du SSD, une collection de listes contenant les indices des pistes ayant été ionisées est remplie pour chaque détecteur, pour l'évènement traité
2. une simulation du comportement de DAQ : la soustraction des piédestaux est effectuée à cette étape
3. la reconstruction des amas des charges
4. l'association des amas de charge

Les points 3 et 4 étant semblables à la chaîne de reconstruction des données réelles, mais ils étaient traités par un code similaire qui possédait des constantes légèrement différentes de celles utilisées dans les données réelles (notamment les coupures en signal sur bruit utilisées à l'étape 3). Nous avons donc pris le parti de modifier et d'unifier les classes utilisées dans le logiciel traitant la simulation avec celle des données réelles ; cela nous a permis d'avoir une seule chaîne de reconstruction des amas de charge, qui peut traiter aussi bien des listes de pistes provenant de simulation ou de données réelles. Nous avons aussi modifié l'étape 2 dans la mesure où nous avons permis à la simulation de prendre en compte les valeurs de bruit et piédestaux réels ; cela, comme nous le verrons au paragraphe suivant, nous a permis d'avoir une simulation réaliste.

Dans la suite de notre travail et dans le cadre plus général de simulation dans STAR, nous avons imposé un bruit fixe et un piédestal fixe pour les données simulées. En effet, le fait d'inclure un bruit réel entraînait des zones où il n'y avait pas de données car nous avons pris des valeurs de la prise de données de 2005. Or des simulations, utilisant le SSD, requièrent un SSD entièrement actif. Il a été alors choisi de mettre *par défaut* des valeurs pour chaque piste :

- pour le piédestal d'une piste j : $p_j = 150$ ADC
- pour le bruit d'une piste j : $b_j = 3.75$ ADC

En dernière étude, nous présenterons aussi le cas où nous avons imposé un bruit élevé pour les pistes (12 ADC) ; cela nous renseignera sur l'efficacité de reconstruction lorsque les pistes du détecteur sont bruyantes. Nous obtenons alors 3 comportements différents :

Type de simulation	piédestal (ADC)	bruit (ADC)
détecteur parfait	150	4
détecteur réel	X^1	X^1
détecteur bruyant	150	12

TAB. 7.1 – Résumé des 3 types de simulations étudiées avec le simulateur complet

¹ Valeurs issues d'un run piédestal

Relation entre valeurs ADC et valeurs en nombre d'électrons La relation entre les valeurs utilisées dans le logiciel et qui traduisent la réponse en signal des pistes est habituellement exprimée en valeur ADC. La conversion entre les valeurs ADC et les valeurs en électrons relie le nombre d'électrons dans une MIP à la gamme dynamique du circuit A128C.

Utilisant les valeurs du tableau 3.6 et la relation, nous obtenons :

$$ADC_{toE} = \frac{ADC_{dynamique} \times N_{conversion}}{NADC_{channel}} \sim 440 \quad (7.2)$$

où $ADC_{dynamique}$: valeur maximum du circuit A128C en MIP (20).

$N_{conversion}$: nombre d'électrons créés par l'ionisation d'une particule au minimum d'ionisation traversant $300 \mu\text{m}$ de Si (22500)

$NADC_{channel}$: nombre de canaux ADC ($2^{10} = 1024$) du convertisseur du signal analogique en signal numérique.

valeurs ADC	3.75	12	$0 < \text{bruit réel} < 16$
Nombre d'électrons équivalents	1647	5274	$0 < \text{bruit réel} < 7032$

TAB. 7.2 – Conversion des valeurs ADC en nombre d'électrons

7.2 Quelques résultats et comparaisons de la simulation complète

Nous avons étudié la reconstruction des grandeurs caractéristiques du SSD en faisant varier un paramètre de la simulation : les piédestaux et bruits. Nous reconstruisons les données en imposant un bruit et piédestal de chaque piste constants où en injectant des valeurs issues des prises de données. Le but de cette étude est de comparer la simulation complète avec un détecteur «parfait» et celle avec un détecteur «réaliste». Cela nous aidera à mieux comprendre les données reconstruites avec les données réelles.

De plus étudier l'efficacité de reconstruction des amas de charge avec des conditions de bruits réels et parfaites nous aidera aussi à mieux comprendre les résultats concernant l'efficacité de trajectographie. Pour rappel, l'efficacité de trajectographie est fortement conditionnée par l'efficacité de reconstruction de points d'impacts ; une faible efficacité de reconstruction entraînera par conséquent moins de points d'impacts. Les données utilisées proviennent de simulations de collisions Au+Au à $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$.

7.2.1 Taille des amas de charge

Nous remarquons que la taille des amas, en imposant un bruit des pistes à 3.75 ADC (Fig. 7.2(a)) est plus élevée que celles en prenant les vraies valeurs de bruit (Fig. 7.2(b)) ou celles imposées avec un bruit à 12 ADC (Fig. 7.2(c)). Cela vient du fait que dans les 2 derniers cas, du fait des valeurs plus élevées du bruit des pistes, moins de pistes satisferont la coupure initiale sur le bruit des pistes (cf paragraphe 4.5.2 p 99). Cela indique aussi que les pistes qui ont passées cette coupure auront quasiment reçu toute la charge de la particule. Nous observons de plus la présence d'amas dont la taille est supérieure à 4 pistes (limite du code). La présence d'amas supérieure à cette taille s'explique par la présence de 2 ou plusieurs particules suffisamment proches pour ioniser des pistes communes. Nous avons alors un recouvrement de 2 amas de charge dans lequel un minimum local est recherché (paragraphe 4.3).

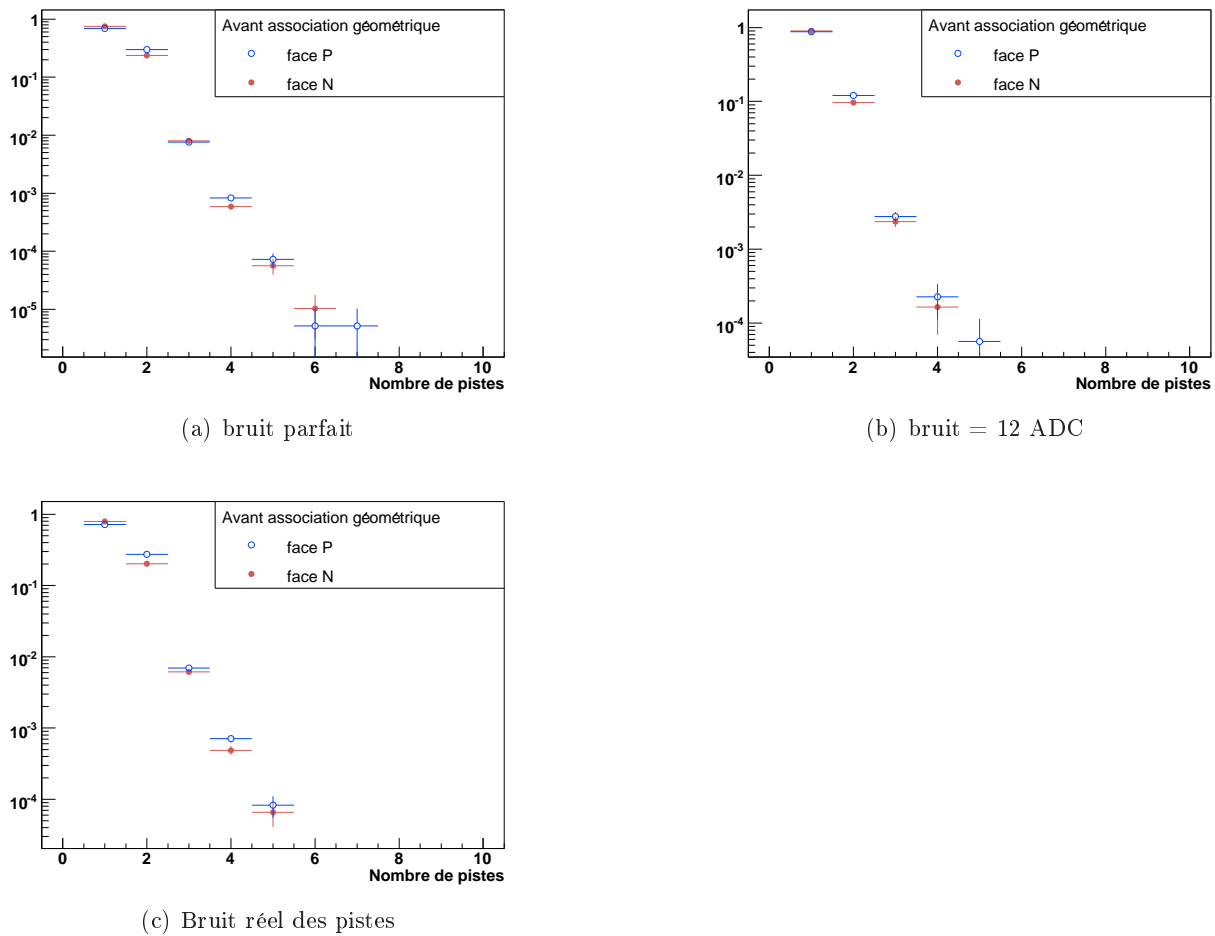


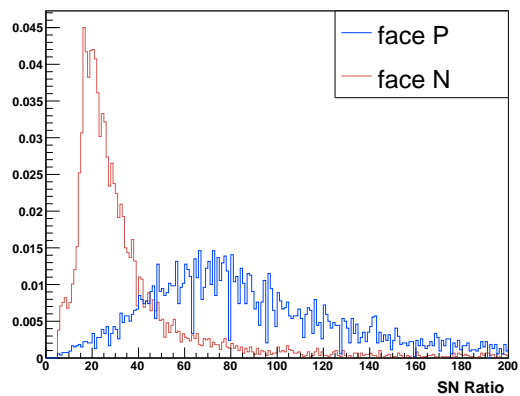
FIG. 7.2 – Résultats de simulation pour la taille des amas de charge pour toutes les échelles cumulées

7.2.2 Signal sur bruit des amas de charge

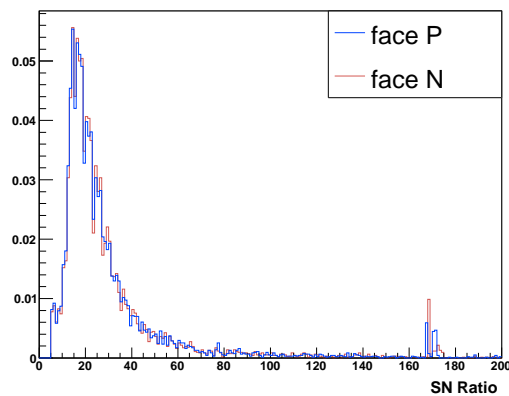
Les figures 7.3 représentent les différences de valeurs de signal sur bruit pour l'échelle 11 avec les valeurs de bruits réelles des pistes (Fig. 7.3(a)) et imposées à 3.75 ADC (Fig. 7.3(b)). La raison de l'étalement du signal sur bruit pour cette échelle lorsque nous introduisons des valeurs de bruit réels est dû que pour cette échelle et pour le fichier de bruits choisis, les pistes ont des valeurs de bruits très dispersées et en particulier des valeurs inférieures aux valeurs moyennes ~ 3 ADC (voir Fig. 7.5). Ainsi lorsque le bruit des amas de charge est calculé, des valeurs relativement faibles apparaissent qui finalement vont étaler les valeurs du signal sur bruit des amas de charge.

La composante des bruits des amas de charge ² proche de 0 est dû majoritairement à cette échelle ; ainsi des valeurs élevées du rapport signal sur bruit en comparaison des valeurs attendues ($s/n_{moyen} \sim 20$) apparaissent. Sur les 2 figures de 7.4 nous voyons des structures apparaître dans le profil du signal sur bruit des structures (Fig. 7.4(a)) lorsque les vraies valeurs de bruits alors qu'il est homogène sur les 2 faces en imposant un bruit à 3.75 ADC. Le même argument fait précédemment est valable mais

²Le bruit total des amas de charges est calculé comme la somme des bruits des pistes le composant

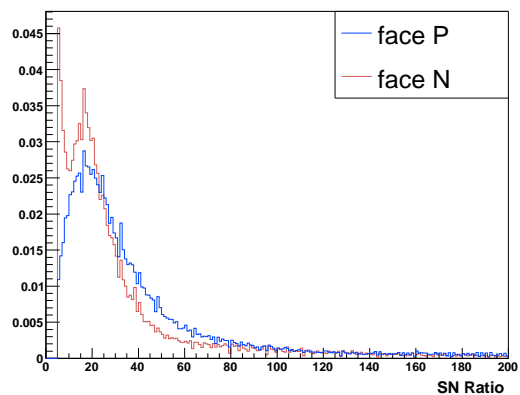


(a) Bruit réel

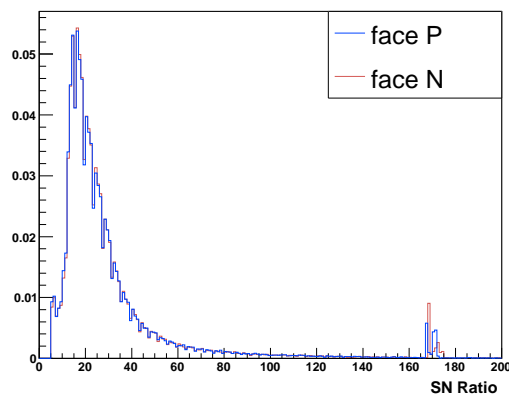


(b) Bruit parfait

FIG. 7.3 – Résultats de simulation concernant le signal sur bruit des amas de charge pour l'échelle 11



(a) Bruit réel



(b) Bruit parfait

FIG. 7.4 – Résultats de simulation concernant le signal sur bruit des amas de charge pour toutes les échelles cumulées

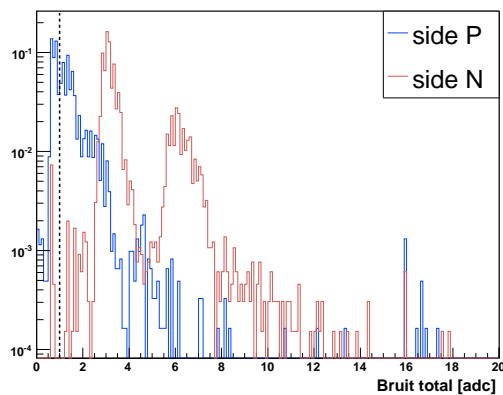
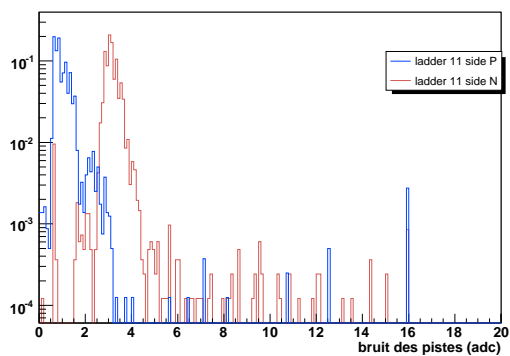


FIG. 7.5 – Valeurs des bruits des pistes et des amas de charge pour l'échelle 11 provenant des données réelles

dans le sens opposé ; des amas de pistes dont le bruit est élevé vont alors abaisser la valeur moyenne du signal sur bruit.

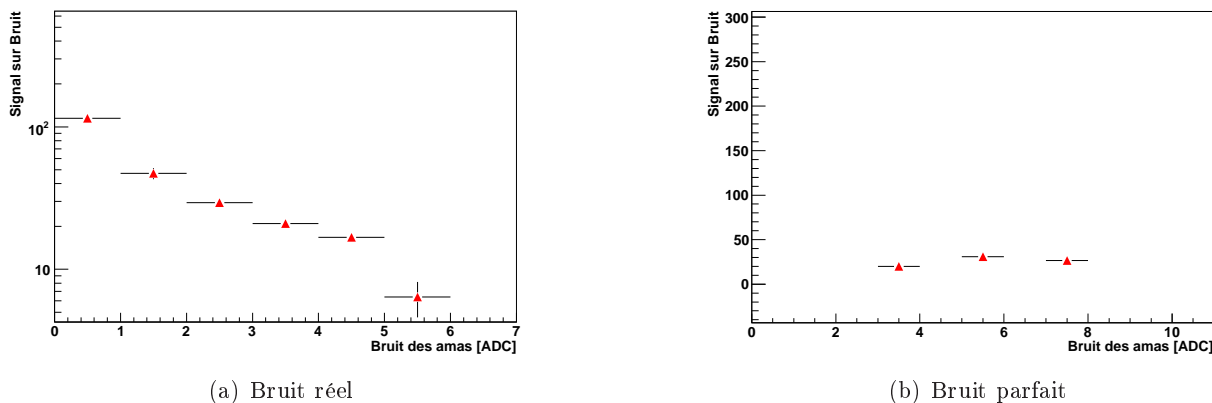


FIG. 7.6 – Résultats de simulation pour les valeurs du signal sur bruit des amas de charge en fonction de leur bruit

Un bruit total d’amas de charge inférieur à 1 augmentera considérablement la valeur du signal sur bruit (Fig. 7.6(a)). Au contraire, nous trouvons un signal sur bruit relativement constant lorsque le bruit des pistes est fixé (Fig. 7.6(b)).

Une saturation pour des valeurs de $S/N \sim 160$ avec des valeurs de bruits fixes. Dans la simulation, le signal d’une piste sature à 1024 ADC s’il est supérieur à 1024 ADC ; des valeurs de ~ 2400 ADC sont observées pour les plus larges amas (Fig. 7.7).

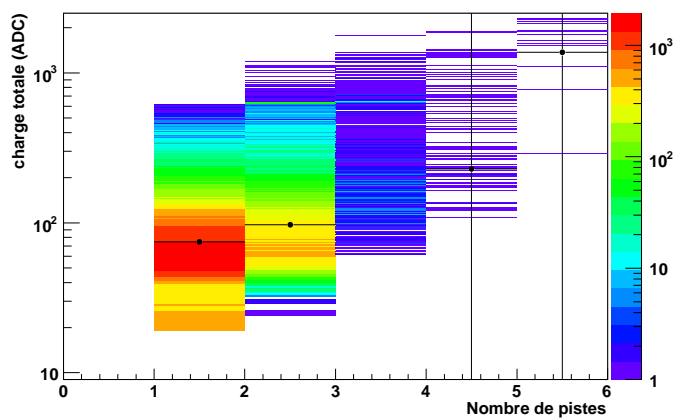


FIG. 7.7 – Résultats de simulation de la charge totale des amas de charge en fonction de leur taille

Cependant le bruit total des amas ne sera qu’un multiple de 3.75 (modulo le nombre de pistes) : pour le cas particulier d’amas de charge à 3 pistes par exemple, le signal sur bruit vaut alors $\frac{S}{N} \sim 2400 / (3 * 3.75) \sim 160$.

7.2.3 Efficacités de trajectographie

Les efficacités de trajectographie furent évaluées à partir des figures 7.8 selon la même procédure que dans le chapitre 5.

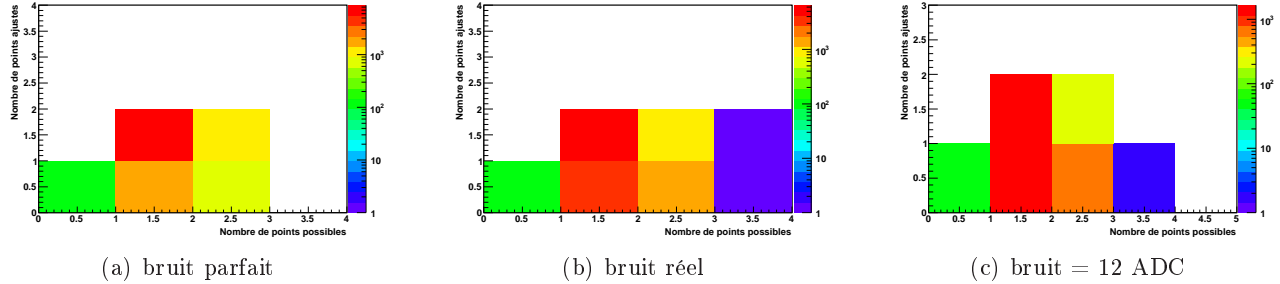
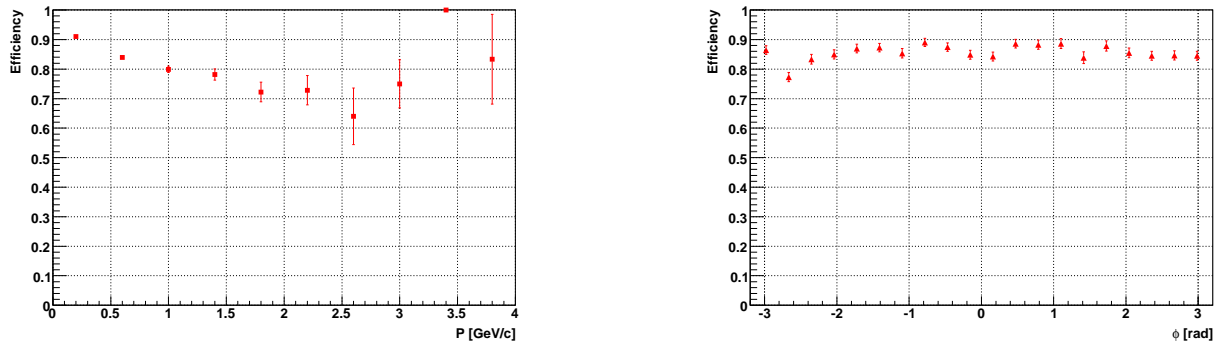


FIG. 7.8 – Nombres de traces possédant k points ajustés en fonction du nombre de traces possédant n points possibles pour la simulation

On remarque, au contraire des mêmes graphiques à partir des données réelles (Fig. 5.9), l'absence de traces pour lesquelles $k > n$.

Efficacités



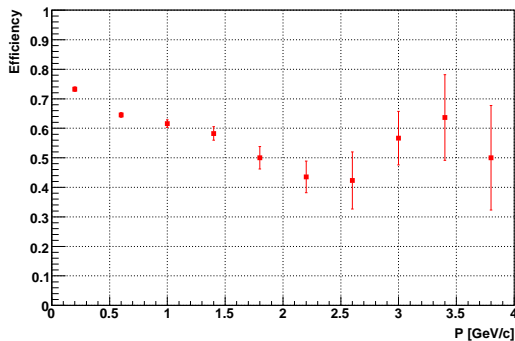
(a) Efficacité de trajectographie en fonction de l'impulsion des traces

(b) Efficacité de trajectographie en fonction de l'angle azimutal

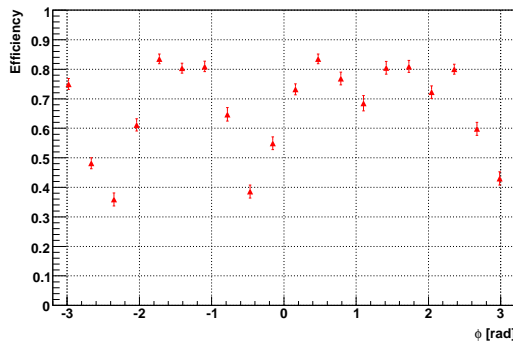
FIG. 7.9 – Résultats de simulation pour l'efficacité de trajectographie pour un bruit des pistes parfait

L'efficacité en fonction de P a le même comportement pour les 3 configurations : elle décroît avec P . Cela vient de notre faible statistique pour les traces d'impulsion $P > 2$ GeV/c. L'efficacité décroît aussi lorsque le bruit des pistes augmente.

Pour un bruit homogène (parfait ou fixé à 12 ADC pour toutes les pistes), l'efficacité ne dépend pas de l'angle azimutal ϕ , ce qui indique la même efficacité selon les échelles. Mais comme vu précédemment, un bruit à 12 ADC réduit considérablement l'efficacité et abaisse le niveau global de l'efficacité. Quand le bruit réel des pistes est introduit, une efficacité moyenne de ~ 66 % est observée dans cet exemple mais la principale caractéristique de la figure 7.10(b) est la présence d'inhomogénéités dans cette distribution. La présence d'échelles dont les pistes sont bruyantes abaisse cette l'efficacité.

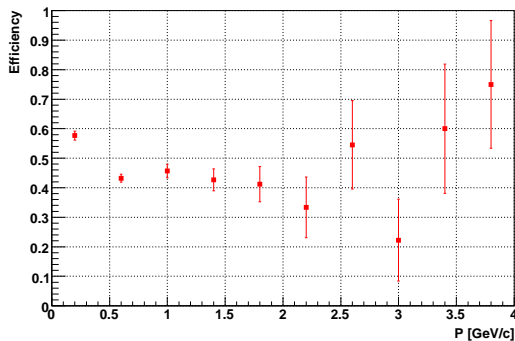


(a) Efficacité de trajectographie en fonction de l'impulsion des traces

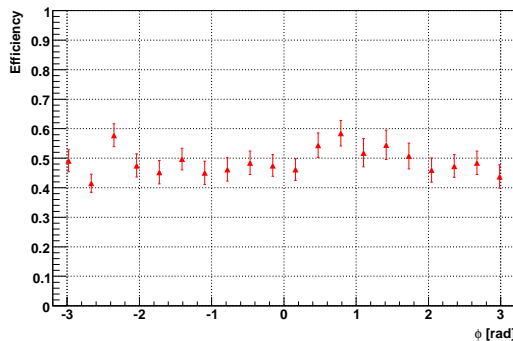


(b) Efficacité de trajectographie en fonction de l'angle azimutal

FIG. 7.10 – Résultats de simulation pour l'efficacité de trajectographie pour un bruit des pistes réel



(a) Efficacité de trajectographie en fonction de l'impulsion des traces



(b) Efficacité de trajectographie en fonction de l'angle azimutal

FIG. 7.11 – Résultats de simulation pour l'efficacité de trajectographie pour un bruit des pistes égal à 12 ADC

Les coupures de la DAQ

La figure suivante représente la distribution des points d'impacts pour la configuration comportant les bruits et piédestaux réels.

La faible efficacité aperçu pour la figure 7.9(b) à $\phi \sim -2.5$ et $\phi \sim 3$ ³ s'explique par le manque de points d'impacts pour ces modules. Ce déficit en points d'impacts, par exemple pour le module 3 de l'échelle 11 (voir Fig. 7.12 : carré bleu en bas), s'explique par les 2 figures suivantes 7.13 : le piédestal du module 3 sature au maximum du convertisseur ADC (soit une valeur de 255 ADC). Lors de la simulation de la DAQ par le code de simulation, les pistes dont les valeurs de signaux sont supérieures à leurs piédestaux sont gardées. Ainsi pour ce module, très peu de pistes ne passent cette coupure. Le code reconstruit ensuite les amas de charge à partir de ces pistes. De la figure 7.13(a), le déficit d'amas pour ce module est très net.

Les points d'impacts dans le SSD étant le résultat d'une association des amas en regard sur les 2 faces, tout déficit sur l'une des faces implique alors un déficit de points d'impacts.

³celle à $\phi \sim -0.5$ correspond aux échelles 7 et 8 qui ont été rendues inactives dans la reconstruction des données à cause de leur mauvais niveau de bruit

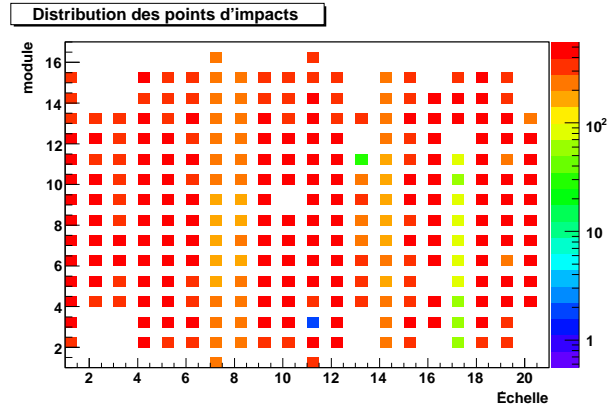
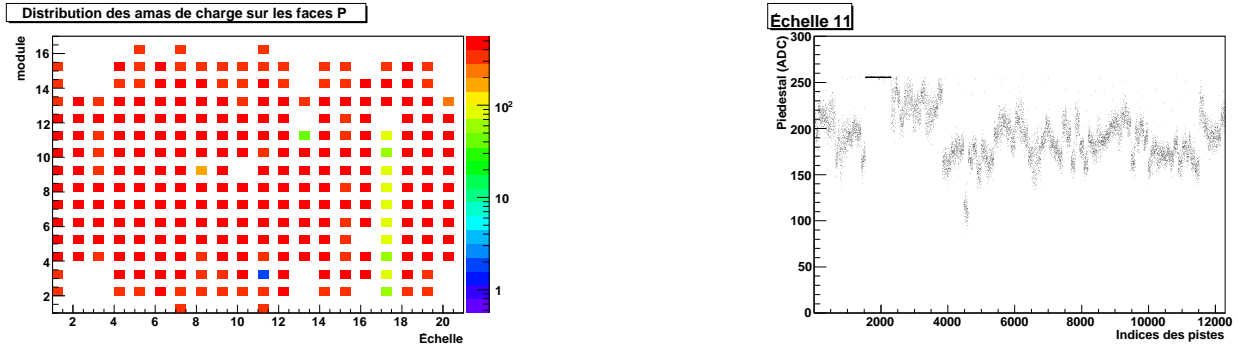


FIG. 7.12 – Distribution des points d'impacts dans le SSD pour une simulation réaliste



(a) Distribution des amas de charge reconstruit sur les modules des faces P

(b) Valeurs des piédestaux pour la face P de l'échelle 11

FIG. 7.13 – Effets des coupures opérées par la DAQ sur les données simulées

L'efficacité intégrée selon P et ϕ est donnée dans le tableau suivant :

	bruit parfait	bruit réel	bruit = 12 ADC
Efficacité intégrée (%)	85	66	48.5

TAB. 7.3 – Efficacité intégrée pour les différentes configurations

7.3 Simulation rapide

7.3.1 Les motivations

L'idée d'implémenter une simulation rapide pour le SSD est venue à la suite de comparaisons entre la reconstruction des données réelles et des données simulées (par une simulation complète du détecteur) : des différences dans les propriétés des amas de charge (taille) qui indiquent que les paramètres implémentés dans la simulation (comme les coefficients de diffusion) ne reproduisent pas parfaitement les données.

Une autre raison majeure fut que vers la fin de l'année 2006 commencèrent intensément les études concernant les futures améliorations du détecteur de vertex interne de STAR. Le SSD ayant un rôle important dans ce nouveau détecteur de vertex, il est donc utilisé pour ces études.

La simulation lente prenait en compte les valeurs de piédestaux et de bruits issus de la prise de données de 2005 car nous voulions faire une simulation réaliste. Cependant une efficacité de trajectographie de 80% était obtenue, dû au fait que certaines échelles avaient une efficacité plus faible que les autres (même résultat en données réelles).

À cause des valeurs de bruits élevés, nous obtenons moins de points reconstruits dans certaines échelles à cause des coupures imposées dans le code de reconstruction des points. La motivation a été donc de s'affranchir des spécificités de la simulation entière du détecteur.

Une autre raison, pour le moins évidente est que comme le nom l'indique, ce genre de programme est plus rapide à processor qu'une simulation complète car il ne prend pas en compte tous les processus physiques (explicités au §7.1.1)

7.3.2 Les principes de la simulation

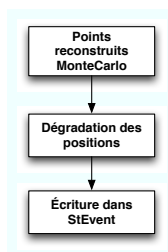


FIG. 7.14 – Principales étapes pour la simulation rapide

Étape 1 : les coordonnées globales des points reconstruits dans GEANT sont transformées en coordonnées locales relatives à chaque module de détection.

Nous introduisons un décalage dans les positions locales selon les résolutions spatiales attendues pour un module de détection $\sigma_{r/\phi}$ et σ_Z . La valeur est obtenue à partir d'une probabilité gaussienne dont l'écart-type est égal aux résolutions spatiales liées aux points d'impacts.

Étape2 : les coordonnées locales modifiées sont retranscrites en coordonnées globales et ces valeurs sont écrites dans la liste contenant l'ensemble des points et leurs propriétés.

Ce seront donc ces points qui seront utilisés lors de la reconstruction des traces.

Les figures 7.15 représentent les différences selon les coordonnées globales X, Y et Z entre les positions des points GEANT avec celles obtenues à l'étape 1. Nous remarquons que ces différences ne sont pas exactement égales aux décalages que nous avons introduits : cela vient du fait que l'on choisit des décalages issus d'une distribution gaussienne dont les écarts-type sont égaux aux résolutions.

Nous observons un pic pour les distributions selon X et Y lorsque les différences sont égales à 0 ainsi qu'une déviation par rapport à une distribution gaussienne. Pour les échelles parallèles aux plans (XoZ) et (YoZ), les transformations du repère global au repère local et vice-versa donnent les mêmes composantes locales et globales (voir Fig. 7.16). Dans ce cas, le décalage aboutit au même point.

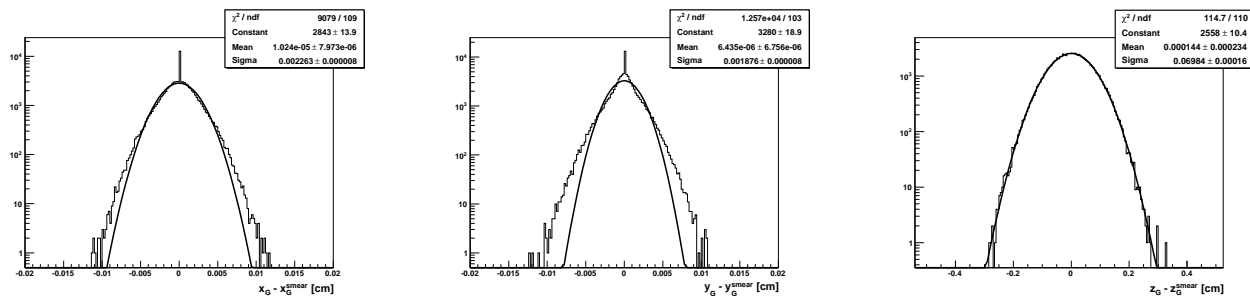
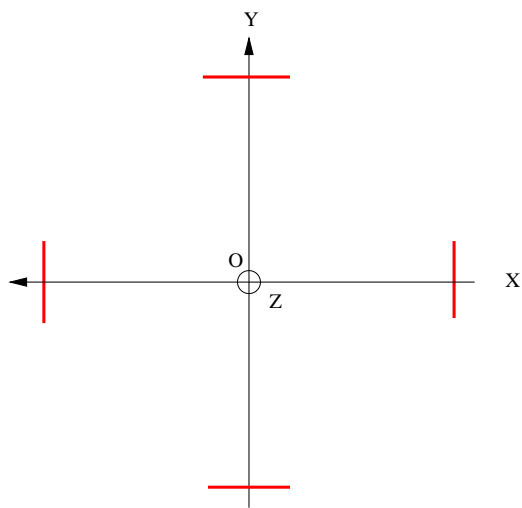


FIG. 7.15 – Différence entre les positions X,Y et Z initiales et après décalage



Les points d'impacts reconstruits sur les échelles placées à la verticale ont leur coordonnée globale selon x_G égale à leur coordonnée locale x_l ; $y_G = y_l$ pour les échelles représentées à gauche et à droite.

FIG. 7.16 – Non-prise en compte du décalage pour certaines échelles

La distribution serait purement gaussienne si elle était représentée dans le repère local.

7.3.3 Résultats

Nous avons ensuite testé ce programme à partir de données engendrées par GEANT (particule D0 et Λ_c générées à partir d'une distribution plate en impulsion transverse et rapidité) et les efficacités ont été calculées.

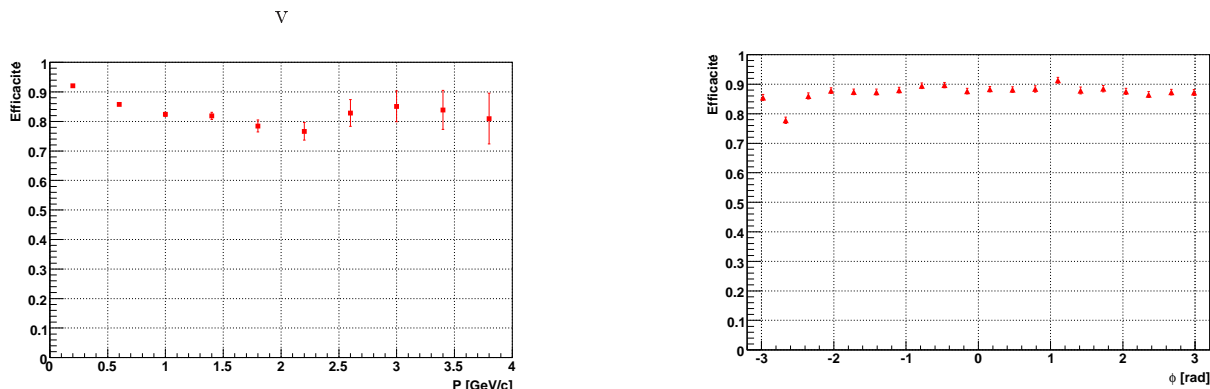
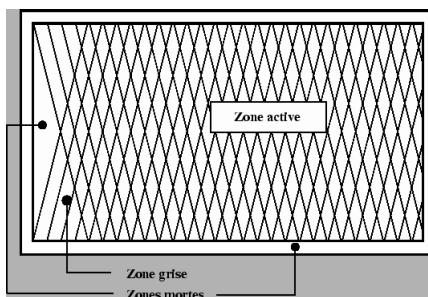


FIG. 7.17 – Efficacité en fonction de P et ϕ

Les deux figures 7.17 montrent que l'efficacité obtenue en fonction de P et de ϕ est constante. Une valeur de $\sim 88\%$ est obtenue lorsque l'efficacité est intégrée selon P. Ce résultat est en accord avec l'efficacité attendue due seulement aux zones actives de chaque module de détection. Comme le montre la figure 7.18, l'angle stéréoscopique introduit une zone triangulaire inactive (i). Le pourtour du module, qui comporte l'anneau de polarisation du module est aussi une zone inactive (ii). La dernière zone inactive correspond à l'écart entre chaque module quand ils ont été placés sur l'échelle (iii). Les zones ii et iii sont désormais prises en compte dans la géométrie utilisée en simulation décrivant le SSD. La zone (i) n'est pas prise en compte dans la géométrie car nous ne modélisons pas les pistes en silicium dans GEANT [68].



make

FIG. 7.18 – Zones mortes dans un module de détection

Calcul des pertes d'efficacité dues à l'acceptance géométrique : pour la zone triangulaire (i)

La surface du triangle correspondant à cette zone est calculée selon :

$$S_1 = \frac{b \times h}{2} \quad (7.3)$$

avec :

- b = largeur active d'un module
- h = $b \times \tan(\frac{\alpha}{2}) \times \frac{b}{2}$

Comme il y a 2 surfaces triangulaires par module de détection, la perte due à cette zone est estimée alors à $\frac{2S_1}{S_{active}} = 0.95\%$ [69]

pour le pourtour du module de détection (ii)

La surface totale d'un module étant de $S_{totale} = dX \times dZ = 7.5 \times 4.1 \text{ cm}^2 = 31.755 \text{ cm}^2$ [48].

La surface active d'un module étant de $S_{active} = dX \times dZ = 7.3 \times 4.0 \text{ cm}^2 = 29.2 \text{ cm}^2$ [48].

La perte due à cette surface est donc estimée alors à $\frac{S_{active}}{S_{totale}} = 8.5\%$.

pour l'écart entre les modules (iii)

Cet espacement a été estimé, à partir des données mesurées lors de l'assemblage des échelles, à 0.35 cm.

Une efficacité constante selon ϕ et η indique que les valeurs d'efficacité sont identiques pour tous les modules du SSD.

La valeur constante selon l'impulsion transverse et selon la charge de la particule signifie que l'on peut reconstruire les trajectoires de particules sur une large gamme d'énergie en incluant un point dans le SSD.

7.3.4 Densité de points reconstruits

Nous avons évalué la densité de points d'impacts dans le SSD pour des simulations de collisions Au+Au à $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ à partir du simulateur rapide. La figure suivante représente le nombre de points d'impacts exprimé en cm^{-2} .

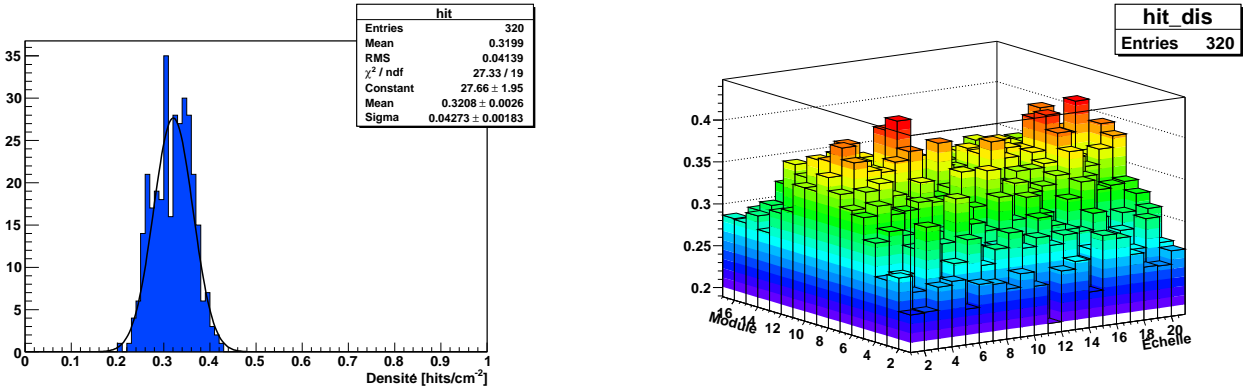


FIG. 7.19 – Distribution de la densité de points d'impacts reconstruits

Nous avons sélectionné des événements dont la position transverse du vertex primaire est comprise entre $\pm 10 \text{ cm}$ pour ne considérer que des événements où la répartition en points d'impacts dans l'ensemble des modules est homogène. Nous trouvons une densité moyenne de $0.30 \text{ hits/cm}^{-2}$. Nous remarquons aussi que le profil de la densité est plus élevé pour les modules centraux, c'est-à-dire ceux correspondant à de plus faibles valeurs de pseudo rapidité. Ce résultat était attendu dans la mesure où si nous attendions moins de points d'impacts dans le bord du détecteur.

Conclusion

Le but de l'expérience STAR (Solenoid Tracker At Rhic) est la mise en évidence du Plasma de Quarks et de Gluons (PQG) à travers l'étude des collisions d'ions lourds ayant lieu au RHIC (Relativistic Heavy ion Collider, au Brookhaven National Laboratory, EU), et qui permet d'atteindre des énergies les plus élevées actuellement pour ce type de collisions. La prise de données du run V (2005) au RHIC fut la 1^{re} fois où le détecteur de vertex interne de STAR, constitué du Silicon Strip Detector (SSD) et du Silicon Vertex Tracker (SVT), était entièrement intégré dans STAR et a acquis des données issues de collisions Cu+Cu à $\sqrt{s} = 62$ et 200 GeV. Le run suivant pour lequel STAR pris des données avec le SVT et le SSD fut le run VII (2007).

Cette thèse concerne le SSD de STAR, dont le rôle est d'augmenter la précision et la résolution de trajectographie en permettant une meilleure connexion entre les traces reconstruites dans la chambre à projection temporelle (TPC) et les points d'impacts du SVT. Le travail présenté est basé principalement sur les données du run V.

Nous nous sommes efforcés dans ce travail de thèse à présenter les caractéristiques et les performances du SSD.

Un travail de développement logiciel traitant ces données a été mené afin de mettre en oeuvre les étapes nécessaires à la calibration pour mettre à profit la précision (en terme de résolution de position sur les traces) qu'apporte ce type de détecteurs. Ce travail consista en :

- l'étude des piédestaux et des valeurs de bruits des pistes
- correction au logiciel pour le code de reconstruction des amas
- correction des données (calibration des charges, prise en compte de l'effet de Lorentz)

L'étude des piédestaux nous a indiqué que les valeurs des bruits et piédestaux étaient stables entre plusieurs prises de données mais l'évolution pour une prise de donnée entière à RHIC (~ 5 mois) montre un accroissement du niveau de bruit de certaines échelles.

Cet effet, ainsi que les valeurs de bruit relatives à chaque échelle, sera à prendre en compte pour les analyses futures car le niveau de bruit des pistes est un paramètre important dans la reconstruction des données.

Pour la production des données Cu+Cu, peu de fichiers de données des piédestaux furent écrits dans la base de données. Notre travail a aussi consisté, pour la prise de données de l'année 2007, à modifier le format de la table stockant les valeurs de bruit et piédestaux. Ainsi le niveau d'actualisation des valeurs de piédestaux et des valeurs de bruit est meilleur.

Le code de reconstruction des données du SSD a été modifié par rapport à sa version initiale qui était basée sur des simulations de collisions Au+Au. Nous avons explicité au chapitre 4 les diverses modifications apportées à ce code de reconstruction afin de disposer en fin de chaîne de reconstruction d'une collection de points d'impacts de bonne qualité. Notre étude nous a permis de plus d'estimer le

pourcentage de points d'impacts ambigus à moins de 10 %, ce qui est en accord avec les spécificités du détecteur (paragraphe 4.3.1 p 92). Notre travail a consisté en la compréhension des données observées. Cela nous a permis, grâce à des modifications du code de reconstruction des points d'impacts, de corriger certains défauts (par exemple la taille non réaliste des amas de charge due au bruit électronique où à une mauvaise soustraction des valeurs de piédestaux). Une pré sélection des pistes candidates à former un amas de charge (section 4.5 p 97 : coupure $s_i > 3b_j$) a été implémentée. Une étude sera nécessaire afin d'adapter cette coupure pour l'analyse des données Au+Au. La coupure sur la piste centrale sera aussi à adapter. Cette correction sera le début d'une optimisation des données; nous pensons à l'utilisation d'un autre algorithme (appelé algorithme η : section 4.3.1 p 89) qui pourrait être implémenté pour un calcul plus précis de la position spatiale des amas de charge.

Nous avons aussi automatisé la procédure utilisant les données servant à la calibration. Cette étape corrige¹ les valeurs de charges lues par chaque face en regard l'une de l'autre. L'effet de la calibration en charge fut observé par une diminution des configurations menant à des types de points d'impacts ambigus. Pour le run VII (comme pour le run V), nous avons acquis des données de runs «pulsar» pour l'ensemble des pistes actives du SSD; cela permet potentiellement d'estimer pour la 1^{re} fois les pistes réellement mortes dans le détecteur.

Une nouvelle correction aux données fut implémentée pour la première fois, concernant l'effet de Lorentz qui décale la position des points d'impacts du SSD de 200 μm environ dans le sens du faisceau (axe Z). Ce décalage, aperçu lors des étapes d'alignement, est suffisamment significatif pour la recherche de particules charmées de longueur de décroissance $c\tau$ de 100-400 μm .

La première prise en compte de cet effet dans les données fut faite dans cette thèse et corrigea ce décalage. Une amélioration consistera à prendre en compte la température et les tensions d'alimentation des détecteurs du SSD, grandeurs qui ont été mesurées lors du run VII.

La 2^e partie de notre travail a consisté en l'étude de l'efficacité de trajectographie du SSD. Nous obtenons une efficacité globale de 60 % comprenant les échelles dont les valeurs du bruit des pistes est élevé. Cependant des efficacités de l'ordre de 80 %, en accord avec les résultats de simulation, sont obtenues pour des échelles dont le bruit est correct. Des efficacités de trajectographie de l'ordre de 90 % sont obtenues lorsque nous ne prenons en compte que les zones actives du détecteur.

Nous avons mis en avant l'avantage apporté par l'inclusion d'un ou plusieurs points d'impacts des détecteurs de vertex sur la qualité des traces reconstruites.

En particulier, les résolutions sur la distance de plus courte approche (DCA) sont de $(945\pm 18)\mu\text{m}$ dans le plan transverse et de $(1021\pm 13)\mu\text{m}$ dans le plan longitudinal quand le SSD est pris compte, qui doivent être comparées aux résolutions obtenues avec la TPC seule : $(3409\pm 33)\mu\text{m}$ dans le plan transverse et $(1901\pm 18)\mu\text{m}$ dans le plan longitudinal. Quand le SSD est associé au SVT, les résolutions sont améliorées pour atteindre $(281\pm 1)\mu\text{m}$ dans le plan transverse et de $(213\pm 0.8)\mu\text{m}$ dans le plan longitudinal.

Un autre impact de la résolution atteinte par les détecteurs de vertex se traduit par les masses invariantes des particules étranges : le signal sur bruit associé à la reconstruction du K_S^0 est augmenté d'un facteur 6 pour les traces ayant un point du SSD et au moins un point du SVT. La résolution sur la masse invariante décroît aussi de $(6.50\pm 0.04) \text{ MeV}/c^2$ pour les données avec la TPC seule à $(5.20\pm 0.05) \text{ MeV}/c^2$. Nous avons aussi étudié comment nous pouvons définir un jeu de coupures lors

¹les déviations sont causées par une électronique de lecture sensiblement différentes modules par modules, face par face

de la reconstruction de cette particule.

La dernière partie abordée dans ce travail concerne le code de simulation relatif au SSD ; il a été modifié afin de prendre en compte les valeurs réelles des piédestaux. Cela nous a permis d'établir une simulation «réaliste» du détecteur et de confirmer l'impact des pistes bruyantes sur l'efficacité de reconstruction des points d'impacts dans le SSD et ensuite sur l'efficacité de trajectographie.

Cette modification du cadre général de la simulation des données du SSD préparera aussi à l'adaptation du code en vue des étapes d'*embedding*. Un simulateur rapide a aussi été développé ; il permet l'étude plus aisée de l'efficacité due seulement à l'acceptance géométrique du détecteur.

ma

En conclusion de ce travail, le détecteur SSD, intégré aux autres détecteurs de vertex de STAR, montre d'excellentes performances en terme de résolutions de trajectographie de $(945\pm 18)\mu\text{m}$ dans le plan transverse et de $(1021\pm 13)\mu\text{m}$ dans le plan longitudinal. Lorsque le SSD est associé au SVT, les résolutions sont de $(281\pm 1)\mu\text{m}$ dans le plan transverse et de $(213\pm 0.8)\mu\text{m}$ dans le plan longitudinal, en accord avec les capacités technologiques de ces détecteurs. Les efficacités de trajectographie, propres au SSD, en accord avec les simulations, sont de l'ordre de 80 % en prenant en compte les zones inactives ; l'efficacité en ne prenant en compte que les zones actives est de 90% (section 7.3.3 p 155). Cela permettra la recherche de rares particules, possédant des longueurs de décroissance de l'ordre de la centaine de microns. Les performances du SSD ont amenées la collaboration STAR à son association avec le futur (2010) détecteur de STAR (*HFT*), dédié précisément à la mesure de ces particules.

Conclusion STAR (Solenoidal Tracker At Rhic) is an experiment that searches for the Quark Gluon Plasma state of matter (QGP) at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) in Brookhaven Laboratory, USA, the highest energy heavy ion accelerator in the world today. The RHIC run of 2005 (run V) with Cu+Cu collisions at $\sqrt{s} = 62$ and 200 GeV was the first time where the inner tracking device of STAR, constituted by the Silicon Vertex Tracker (SVT) and the Silicon Strip Detector (SSD) was fully operational. The next run in which STAR took heavy ion data with SVT and SSD was in 2007 (run VII).

This Thesis concerns the Silicon Strip Detector (SSD) of STAR, which aim to enhance the tracking capabilities by providing a better connection between reconstructed tracks in the Time Projection Chamber (TPC) and the Silicon Vertex Tracker (SVT) points. The present work concerns mainly the data of the year 2005.

In this work we present the intrinsic performances and characteristics of the SSD. Calibration tasks are necessary in order to use the high resolution offered by the silicon strip technology. Software development has been done in order to implement all needed tasks for data analysis, those consist in :

- pedestals and noise study
- software correction
- data correction by calibration tasks

Pedestal study show that pedestal were stable but show an increase in the noise level during the whole run V at RHIC (approx. 5 months data acquisition).

The noise level of the strip is an important parameter of the hit reconstruction : efficiency and purity are conditioned by it. The independent behavior ladder by ladder in term of noise level seen for these data will be taken into account for next data analysis.

For the Cu+Cu production, few pedestal files were used in database. Our work consisted, for the recent 2007 data, to modify the scheme of the pedestal table in order to insert all the pedestal files produced. Thus the actualization of noise and pedestal values for each strip is better.

The Data reconstruction chain was modified from its original version based on Au+Au simulations. We explain in chapter 4 the modifications we applied to get good quality space points. Our study estimated the clusters association ambiguity ($< 10\%$) for these data, agreed with the wafer design (section 4.3.1 p 92). We also corrected cases where clusters sizes were abnormally big (more than 200 strips). Those clusters were not induced by particle but are mainly due to the electronic noise or the background subtraction was not well taken into account by the software before. A preliminary cut on the list of fired strips by wafers (section 4.5 p 97) : the cut applied was $s_i > 3b_j$) was implemented. This cut, as well the one used in the algorithm to find the central strip of clusters, should be modify for the next Au+Au data. We also think that the work started in this Thesis will enable the implementation of an alternative cluster position algorithm in the near future. In particular we may use, as the size of clusters is reduced, another algorithm (namely the η algorithm, section 4.3.1 p 89), that allows a better mean position of the cluster.

Charge calibration was implemented in the database. This task corrects the charge deviation seen for hits (¹ side by side. One impact of the charge calibration is a decrease of ambiguous clusters association. For run VII, we used, as well for run V, pulser runs, that allows us to scan all the strips in the detector and to built a map of dead strips.

¹due to slight differences in the electronic readout

A new correction which has been implemented for the first time concerns the Lorentz effect, causing a shift in the position of the points of impact in the beam axis (Z axis) with the tracks projection from the TPC of about $200 \mu\text{m}$ magnitude seen in the alignment procedure. The shift was large enough to be relevant for charm and beauty searches with $c\tau$ of 100-400 μm . The first implementation of this correction was done in this Thesis, and was seen to correct the above deviation. A more refined correction can be done by the mean of temperature and bias measurements when those will be available, that is for the run 2007.

The second part of our work was a study of the tracking efficiency of the SSD. An overall efficiency (including all ladders) was estimated to 60 %. However, for good quality ladders (in terms of noise level), this efficiency increase to 80 %, close to Monte-Carlo data. The efficiency by taking into account only active areas of SSD sensors is 90 %.

The main result of thi work concerns the improvement seen in the distance to closest approach (DCA) resolution by the silicon detectors. In particular the DCA resolution when the SSD is taken into account is $(945\pm 18)\mu\text{m}$ in azimuth and $(1021\pm 13)\mu\text{m}$ along the beam axis to be compared with the resolution of the TPC only of $(3409\pm 33)\mu\text{m}$ in azimuth and $(1901\pm 18)\mu\text{m}$ along the beam axis. The DCA resolution when the SSD is associated with the SVT is $(281\pm 1)\mu\text{m}$ and $(213\pm 0.8)\mu\text{m}$ in azimuth and along the beam axis respectively.

Another immediate impact of the enhanced resolution of the silicon detectors is seen in the DCA resolution, as well as in the invariant mass of strange particles : the signal-to-noise ratio of K_S^0 increase by a factor of 6 as well as the standard deviation of its mass decrease from (6.50 ± 0.04) to (5.20 ± 0.05) MeV/ c^2 from data using only TPC information to data having 1 SSD point and at least 1 SVT point. We also presented different cuts that can be used for this data.

The last part of this thesis includes simulation studies related to SSD framework. Software was modified in order to be use by the same reconstruction chain like the real data. It allows a better comprehension of efficiency of real data. It also permits to use the real noise and pedestal values in the simulation. Tracking efficiency from simulation decrease accordingly with the real data when a higher noise is given as input. This modification to the general framework of the simulation will also prepare to adapt the code for the step of *embedding*. A fast simulator was also implemented and permits to evaluate the efficiency due to wafer geometrical acceptance only.

In conclusion, we presented in this work that the SSD detector showed excellent performances in terms of resolution, of $(945\pm 18)\mu\text{m}$ in azimuth and $(1021\pm 13)\mu\text{m}$ along the beam axis. For the final result when the SSD is associated to the SVT the resolutions are $(281\pm 1)\mu\text{m}$ and $(213\pm 0.8)\mu\text{m}$ in azimuth and along the beam axis respectively. The DCA resolution is in agreement to the initial design of the inner tracking device. The tracking efficiency in agreement with the simulations, are of the order of 80 % taking into account the areas inactive The efficiency by taking into account only active areas is 90 % (section 7.3.3 p 155). The resolution reached by the addition of the Silicon Vertex detectors of STAR will allow the search for rare particles like charm and beauty, which have a decay-length of the order of hundred microns. The performance of the SSD lead to the STAR decision to include this detector as part of the future (2010) new vertex detector of STAR (*HFT*), dedicated to the measure of heavy flavour particles.

Annexe A

Piédestaux et bruits pour le run V

Dans cette annexe sont représentées les valeurs moyennes des piédestaux (P_{moy}) et des bruits (B_{moy}) pour chaque échelle, face P et face N.

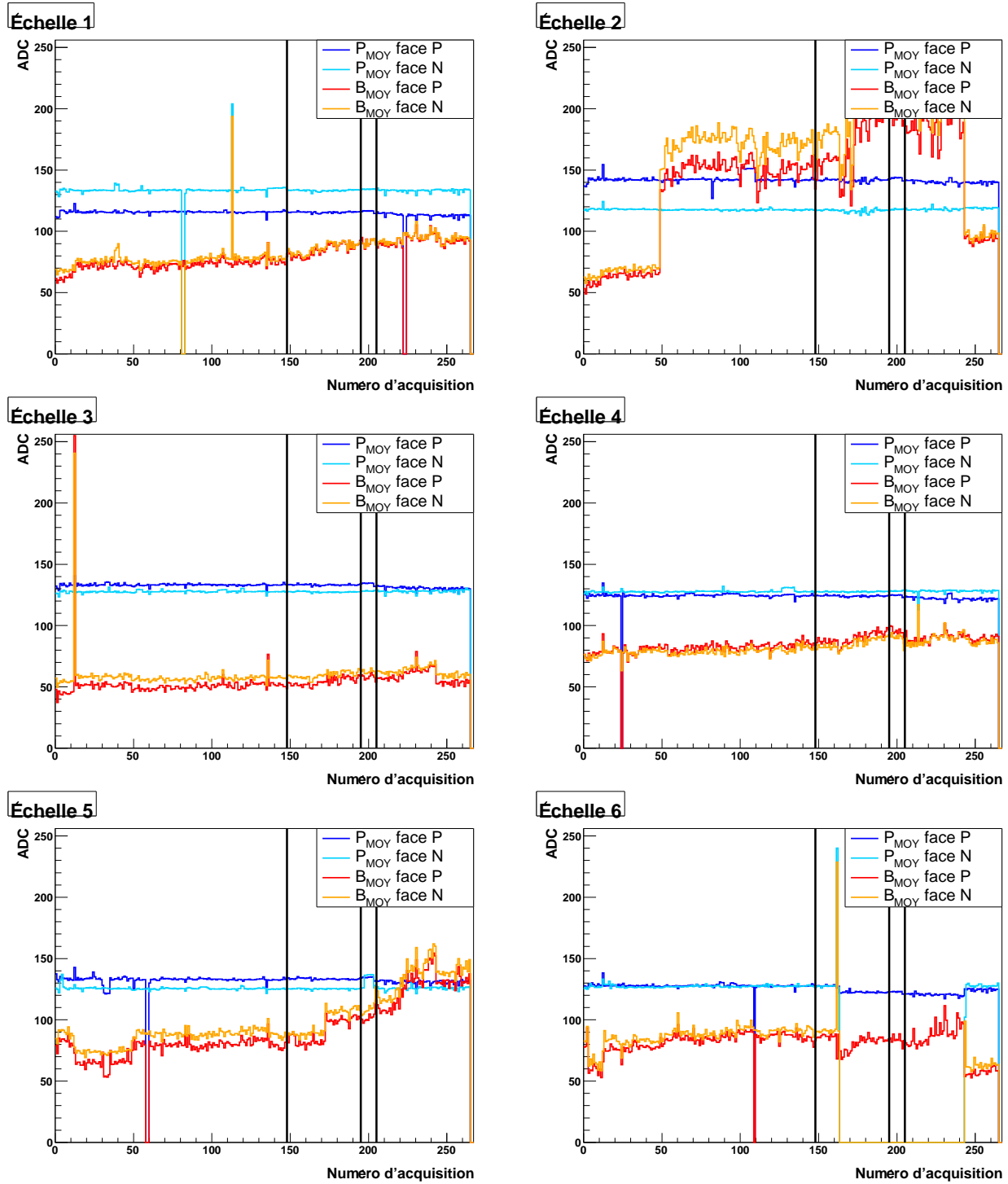


FIG. A.1 – Échelles 1 à 6

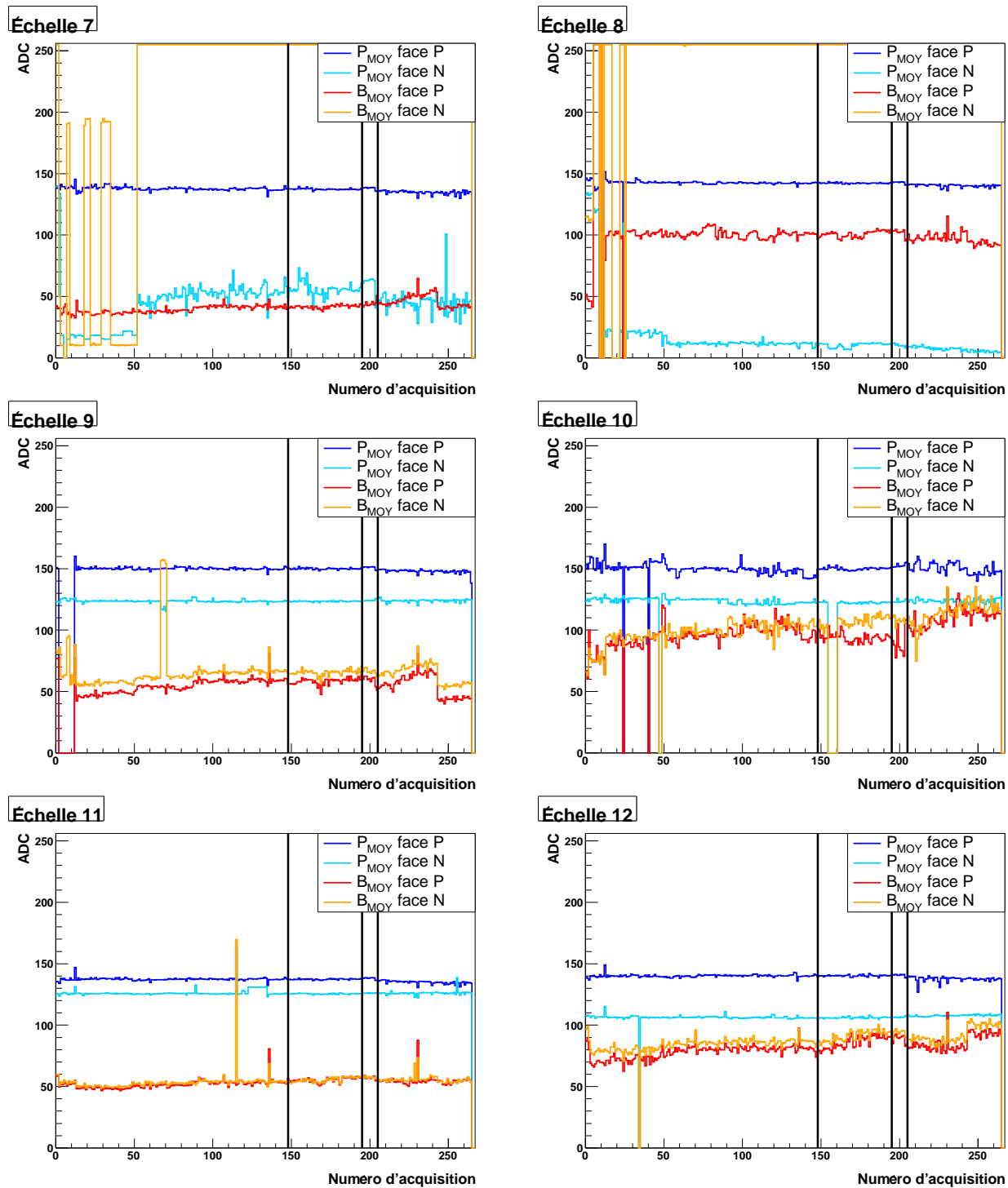
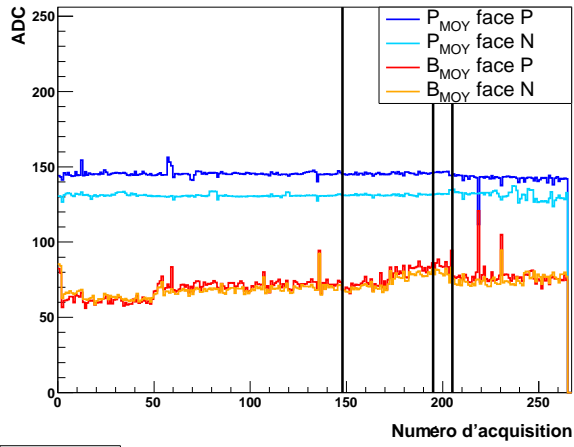
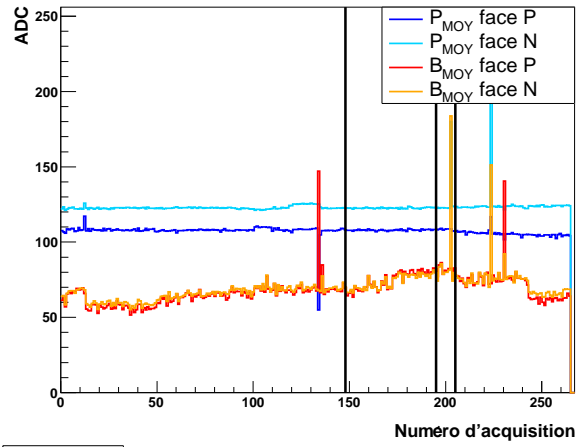


FIG. A.2 – Échelles 7 à 12

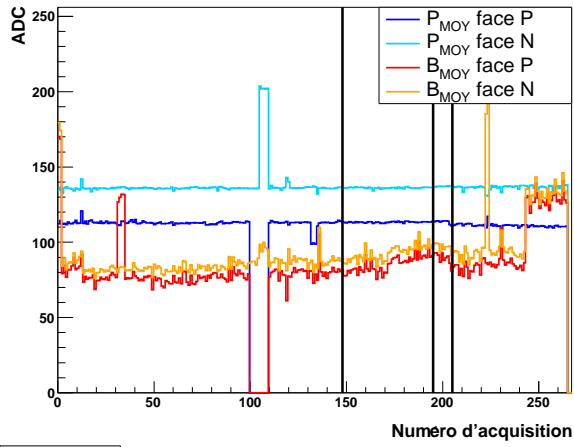
Échelle 13



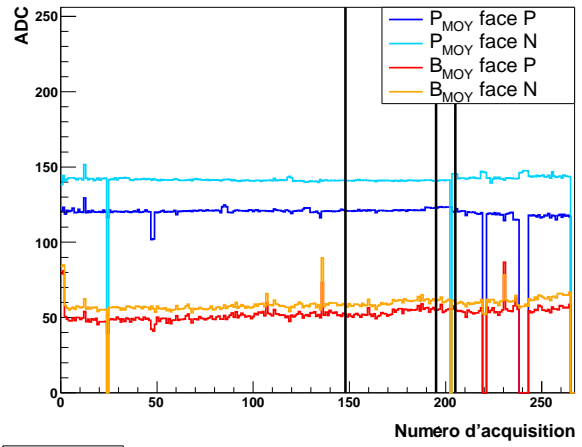
Échelle 14



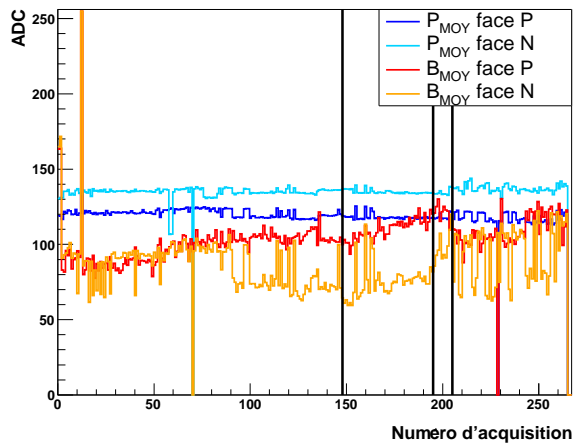
Échelle 15



Échelle 16



Échelle 17



Échelle 18

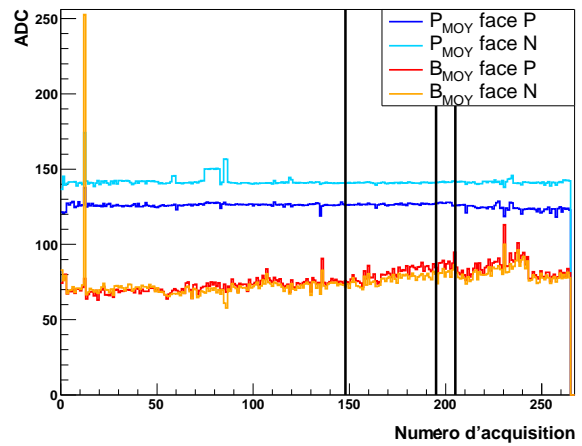


FIG. A.3 – Échelles 13 à 18

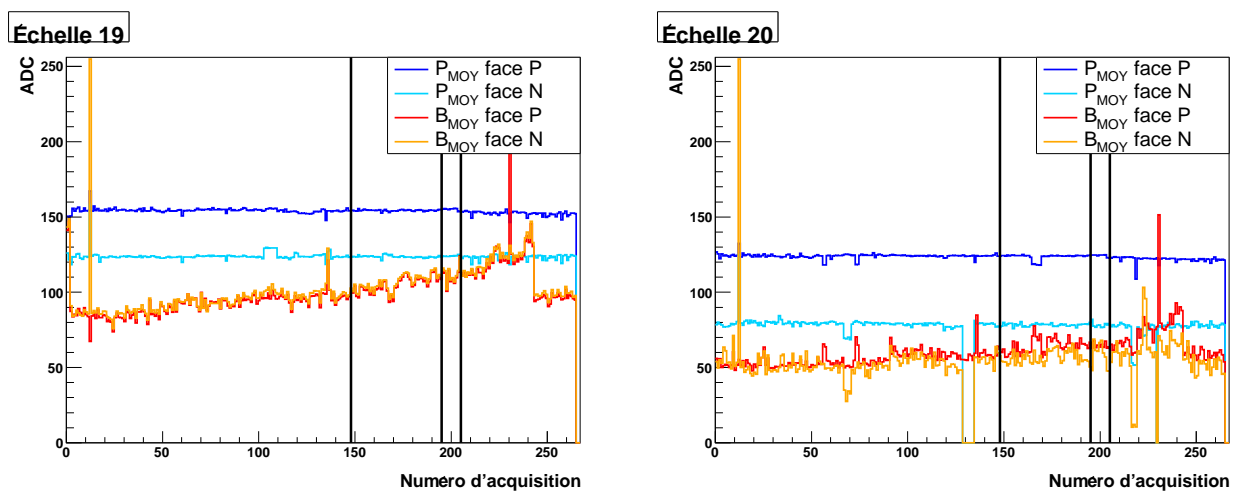


FIG. A.4 – Échelles 19 à 20

Annexe B

Pourcentage de pistes bruyantes

Dans cette annexe sont représentées le pourcentage de pistes d'une échelle (valeur maximale = 12288 pistes) possédant un bruit dont la valeur est égale ou supérieure à la valeur indiquée sur l'axe X.

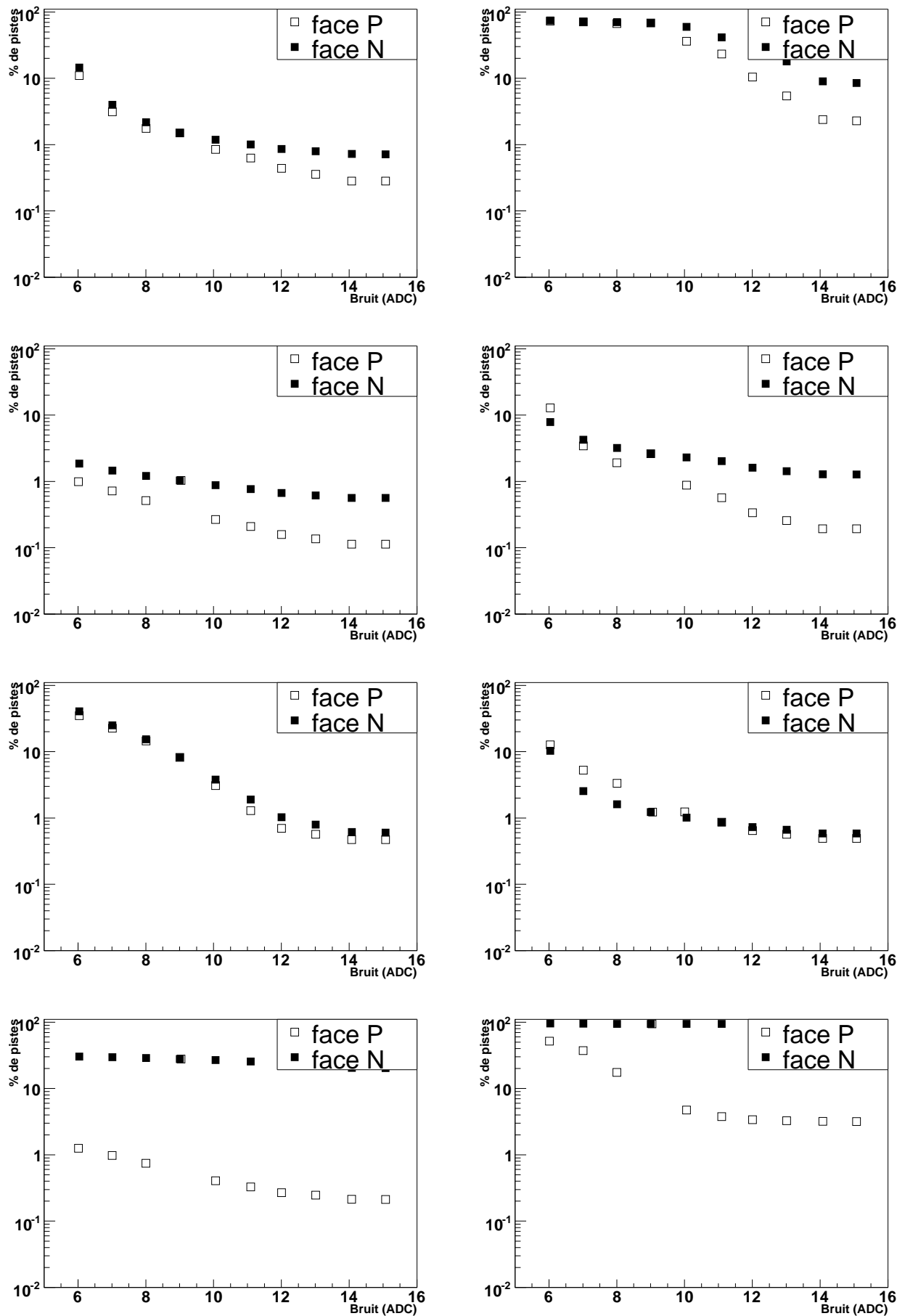


FIG. B.1 – Échelles 1 à 8

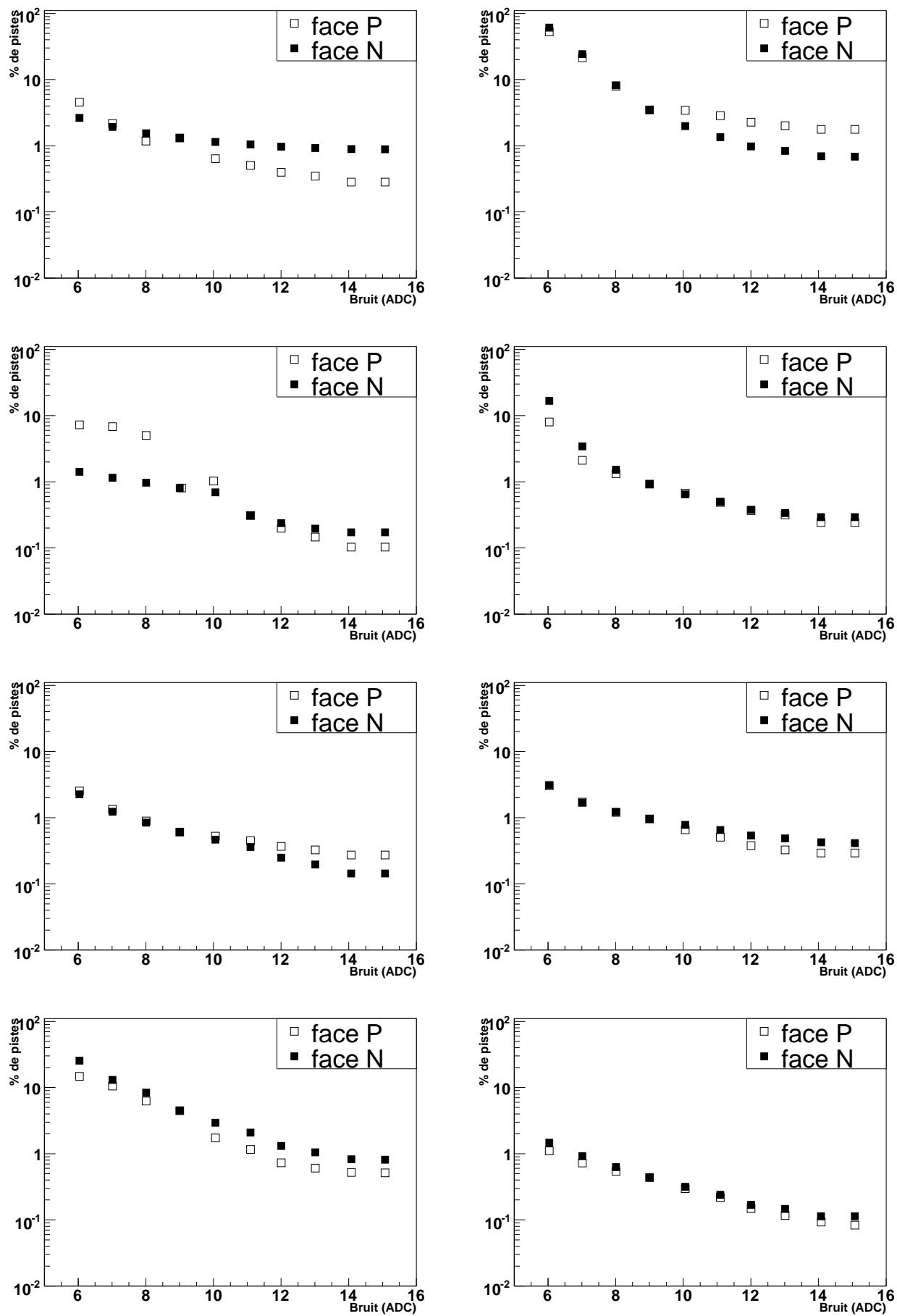


FIG. B.2 – Échelles 9 à 16

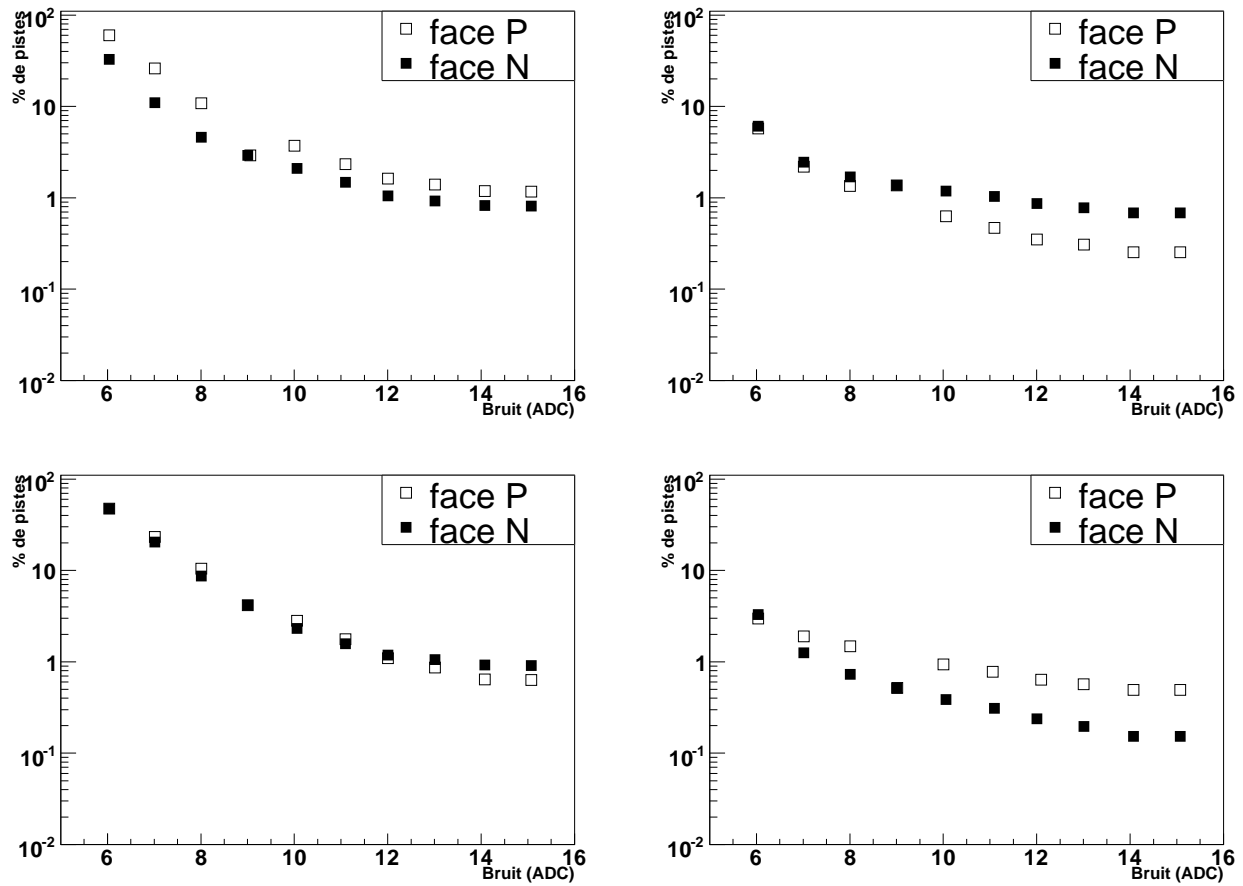


FIG. B.3 – Échelles 17 à 20

Annexe C

Données Cu+Cu (62 GeV) : détail par échelle

Cette annexe représente les tailles des amas des charges ainsi que les valeurs de signal sur bruit associées de toutes les échelles.

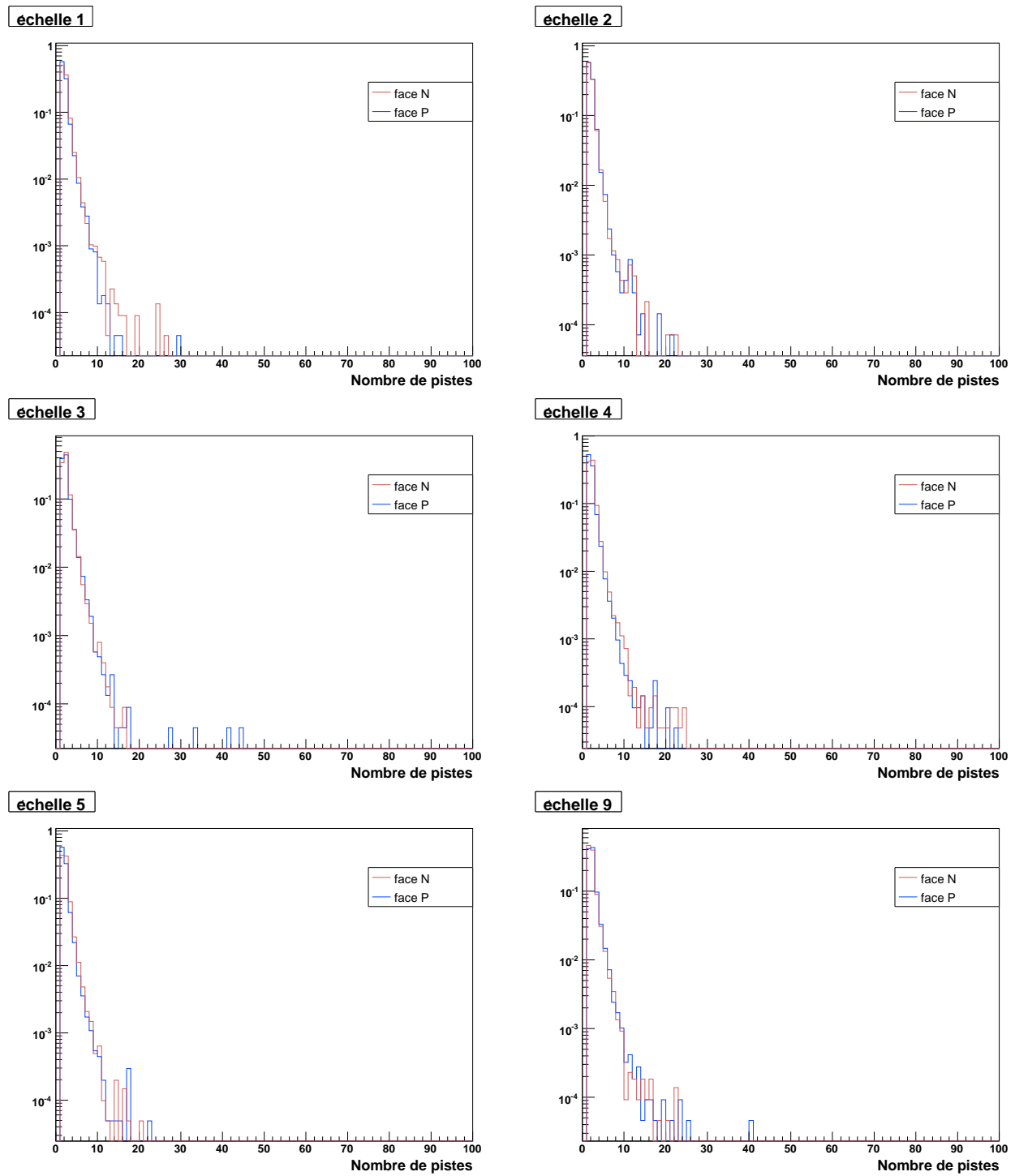
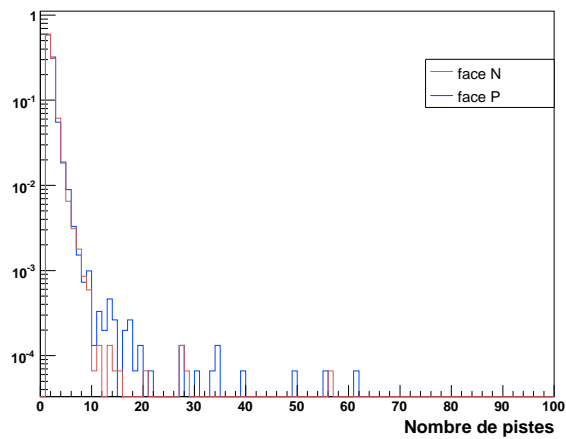
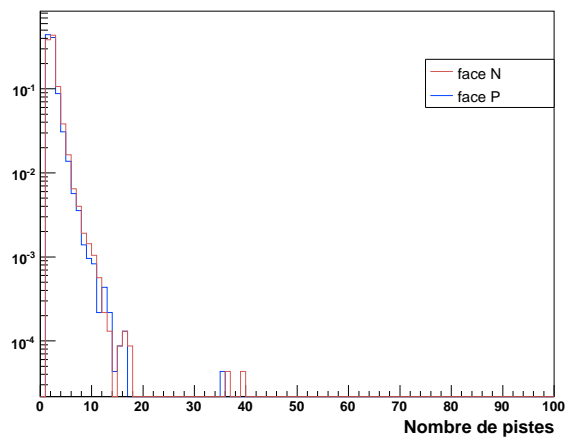


FIG. C.1 – Échelles 1 à 6

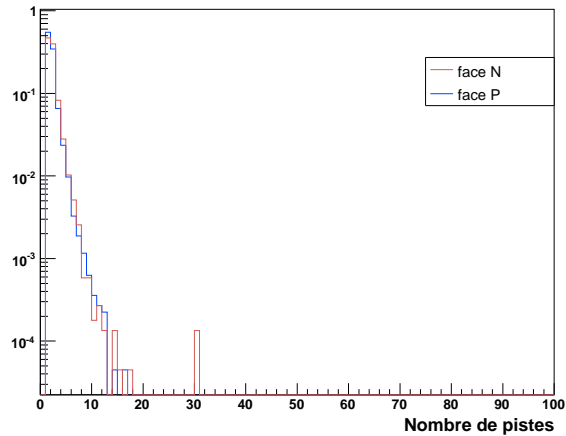
échelle 10



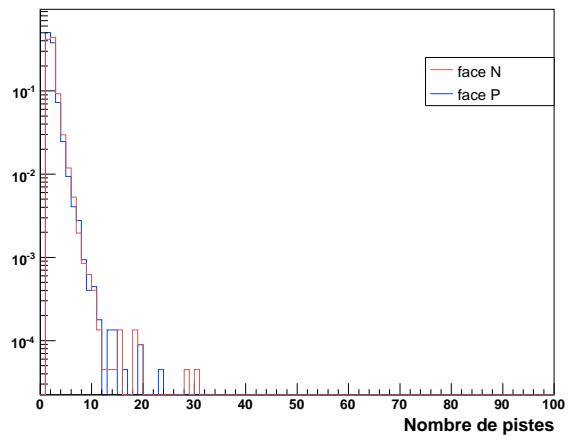
échelle 11



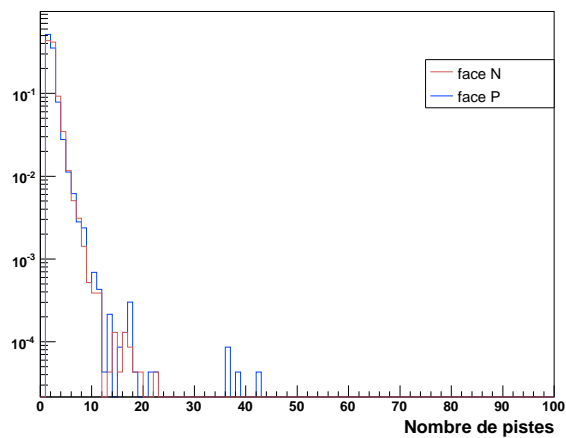
échelle 12



échelle 13



échelle 14



échelle 15

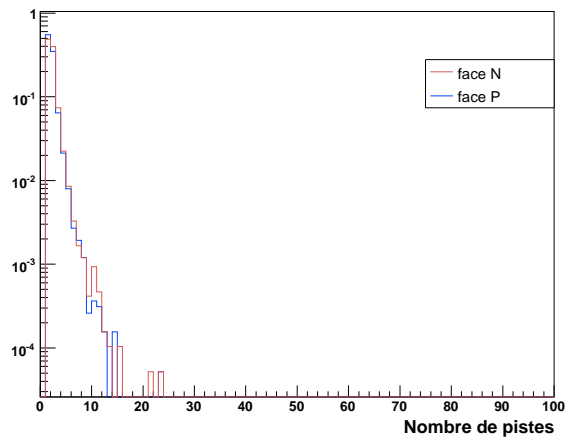


FIG. C.2 – Échelles 7 à 12

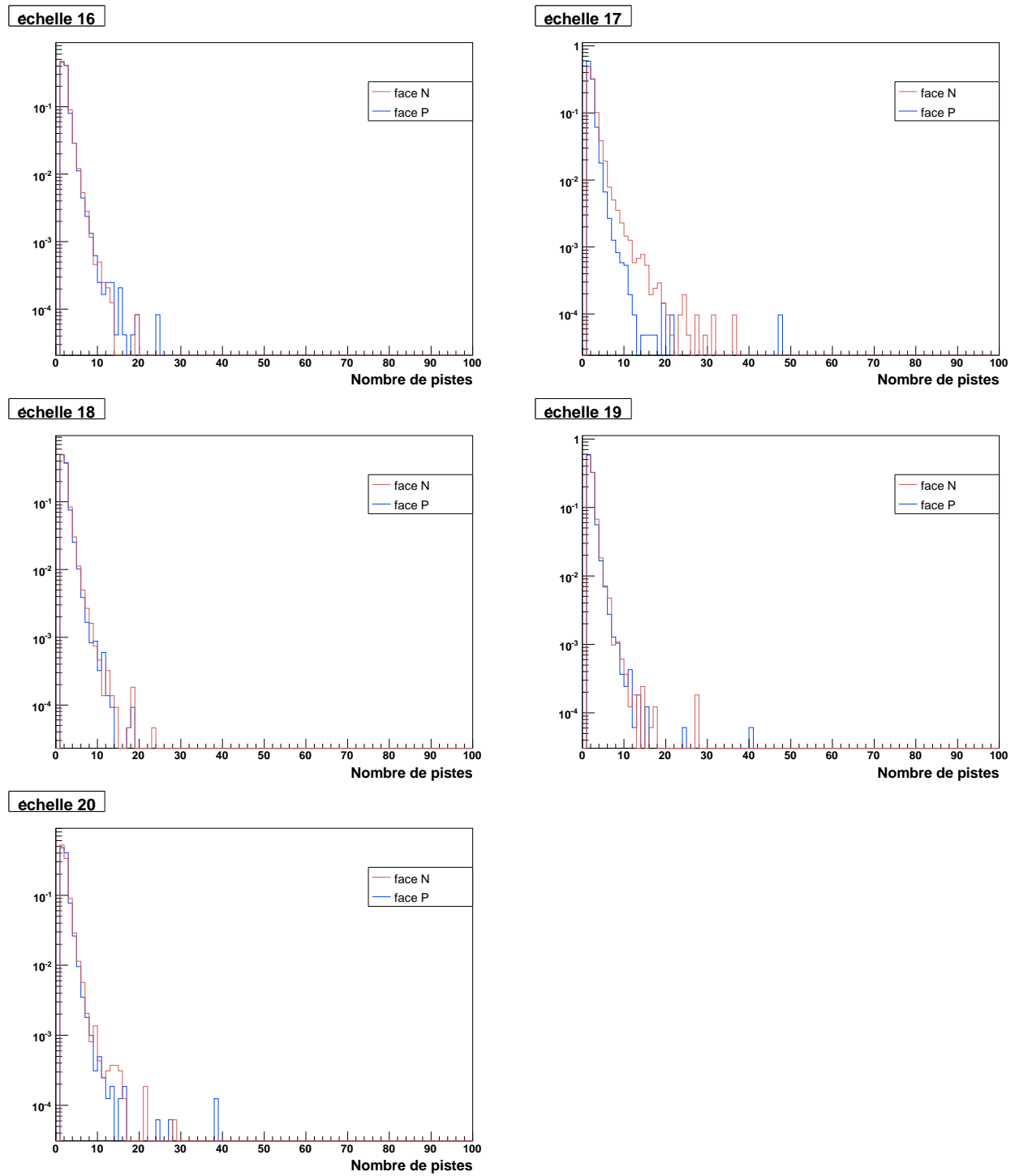
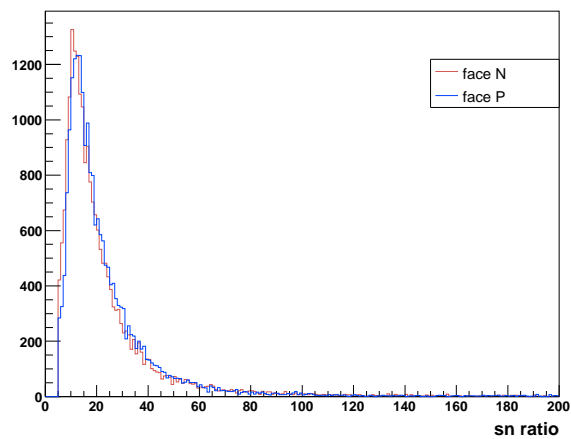
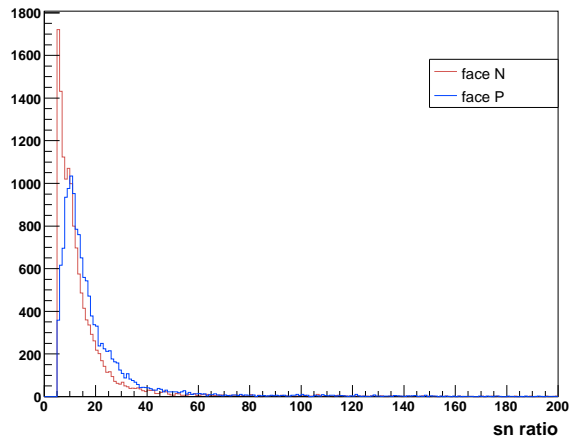


FIG. C.3 – Échelles 13 à 18

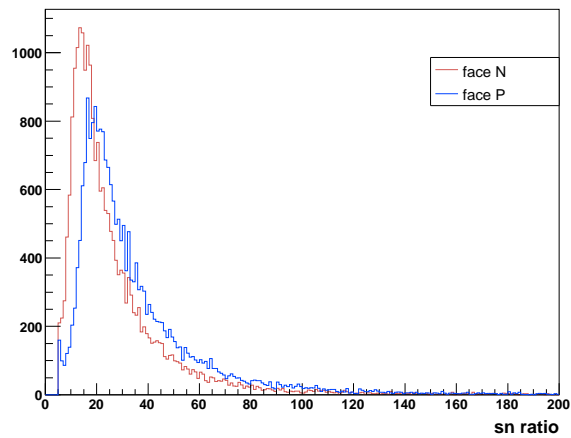
échelle 1



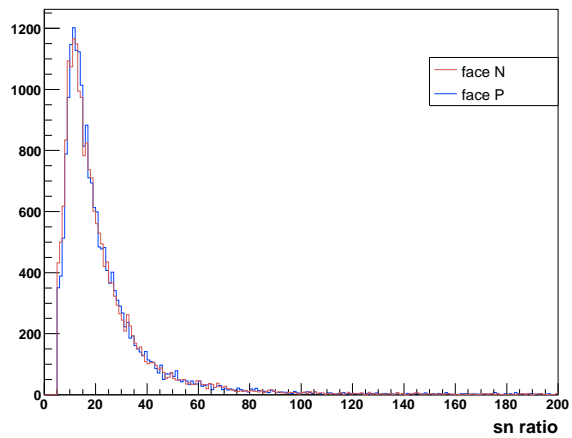
échelle 2



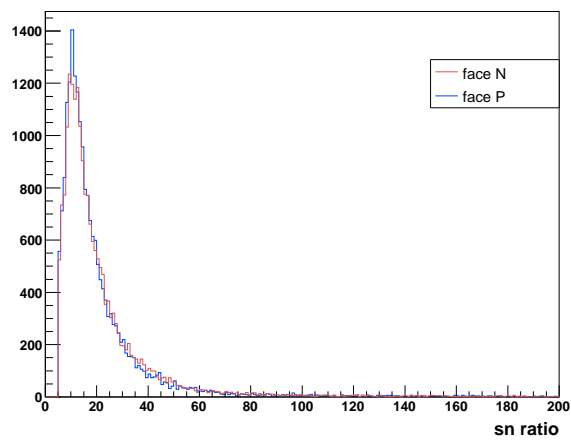
échelle 3



échelle 4



échelle 5



échelle 9

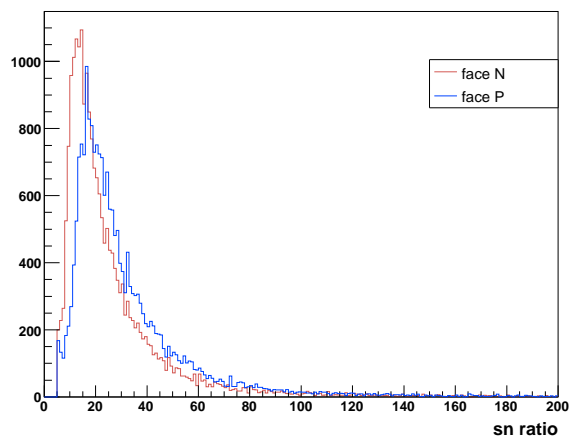


FIG. C.4 – Échelles 1 à 10

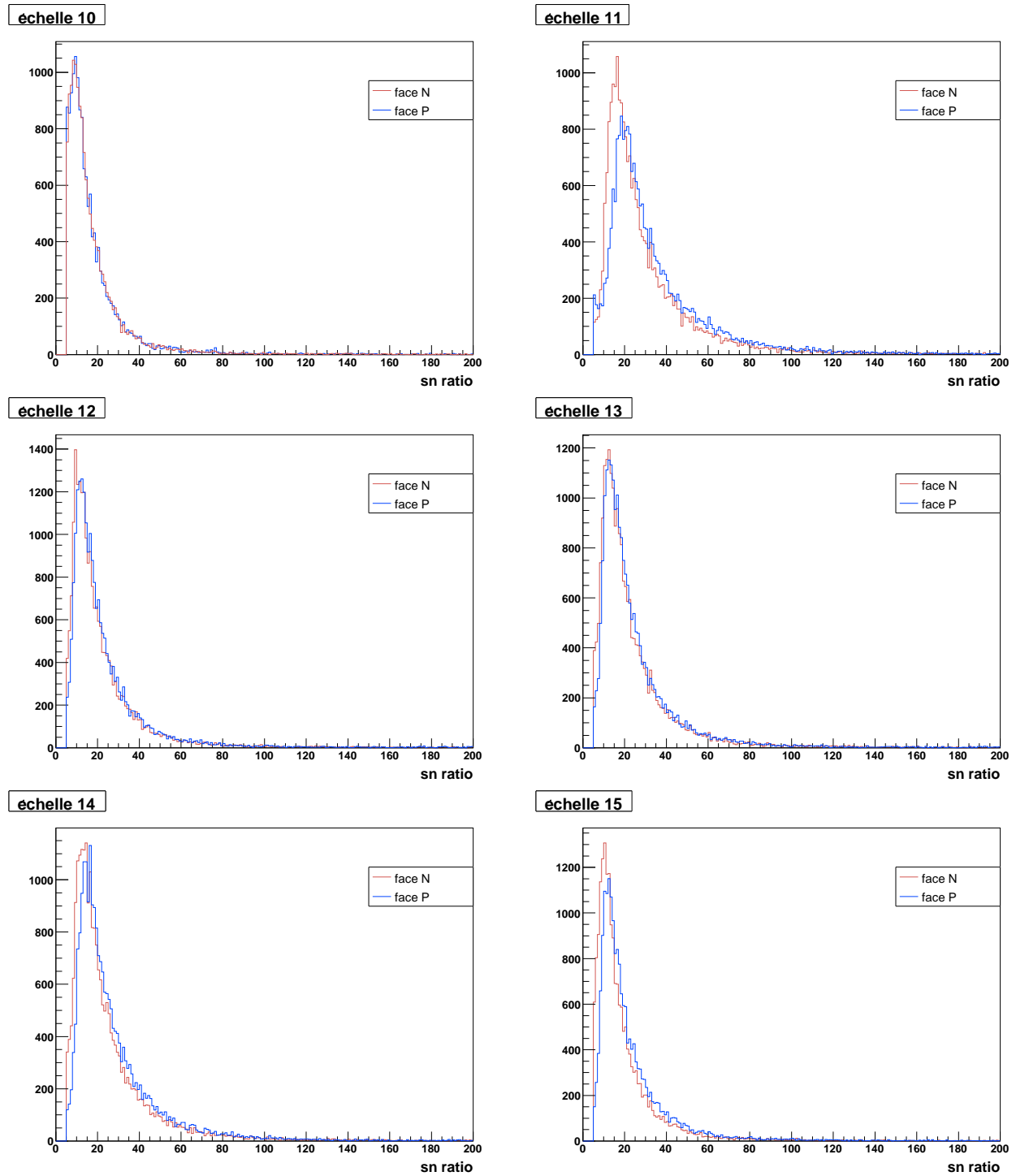


FIG. C.5 – Échelles 11 à 16

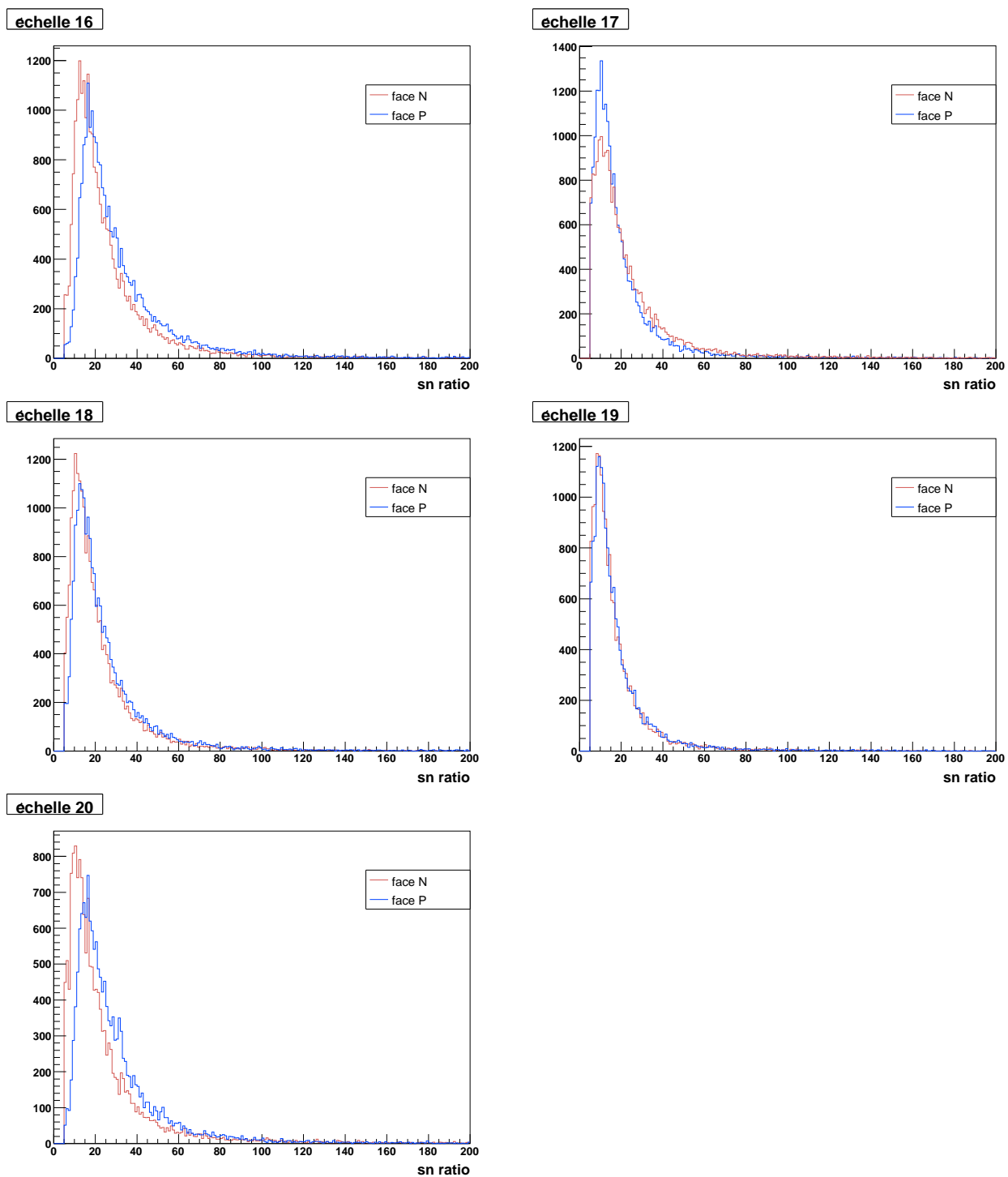


FIG. C.6 – Échelles 16 à 20

Annexe D

Efficacité par échelle pour les collisions Cu+Cu (62GeV)

Cette annexe représente les efficacités de trajectographie, en fonction de l'impulsion des traces primaires, par échelle.

Ces données sont issues de la 1^{re} production des données *P06id*

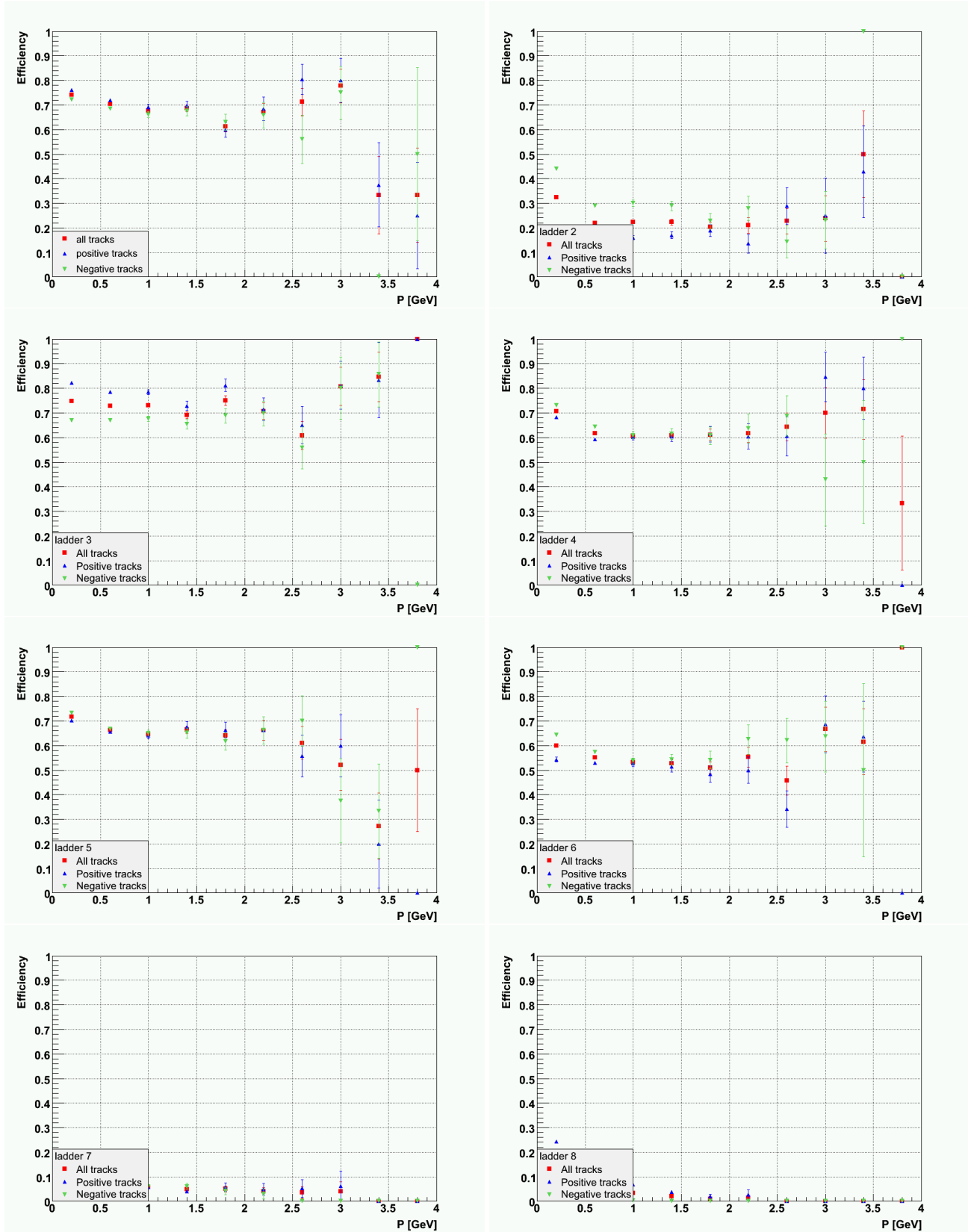


FIG. D.1 – Échelles 1 à 8

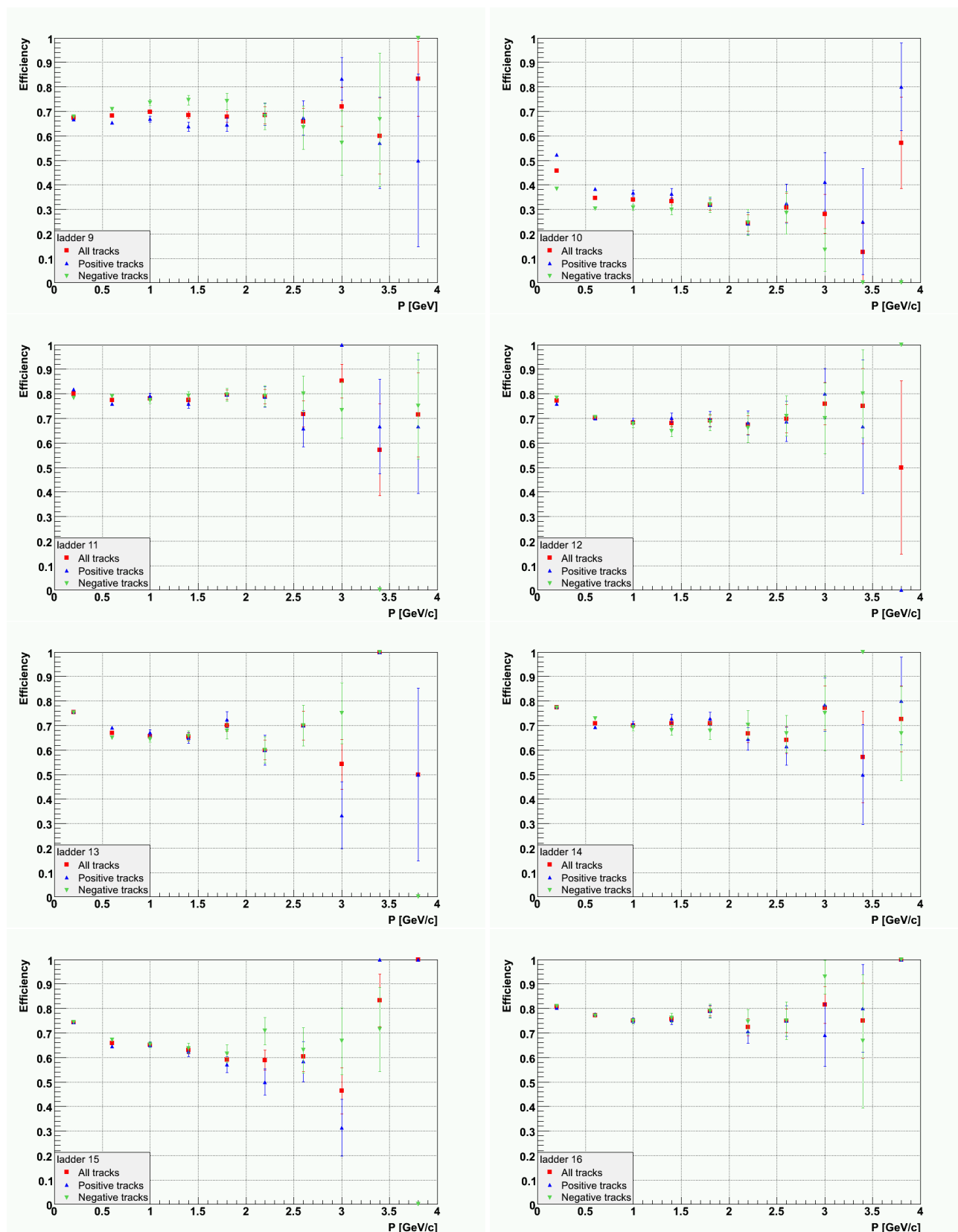


FIG. D.2 – Échelles 9 à 16

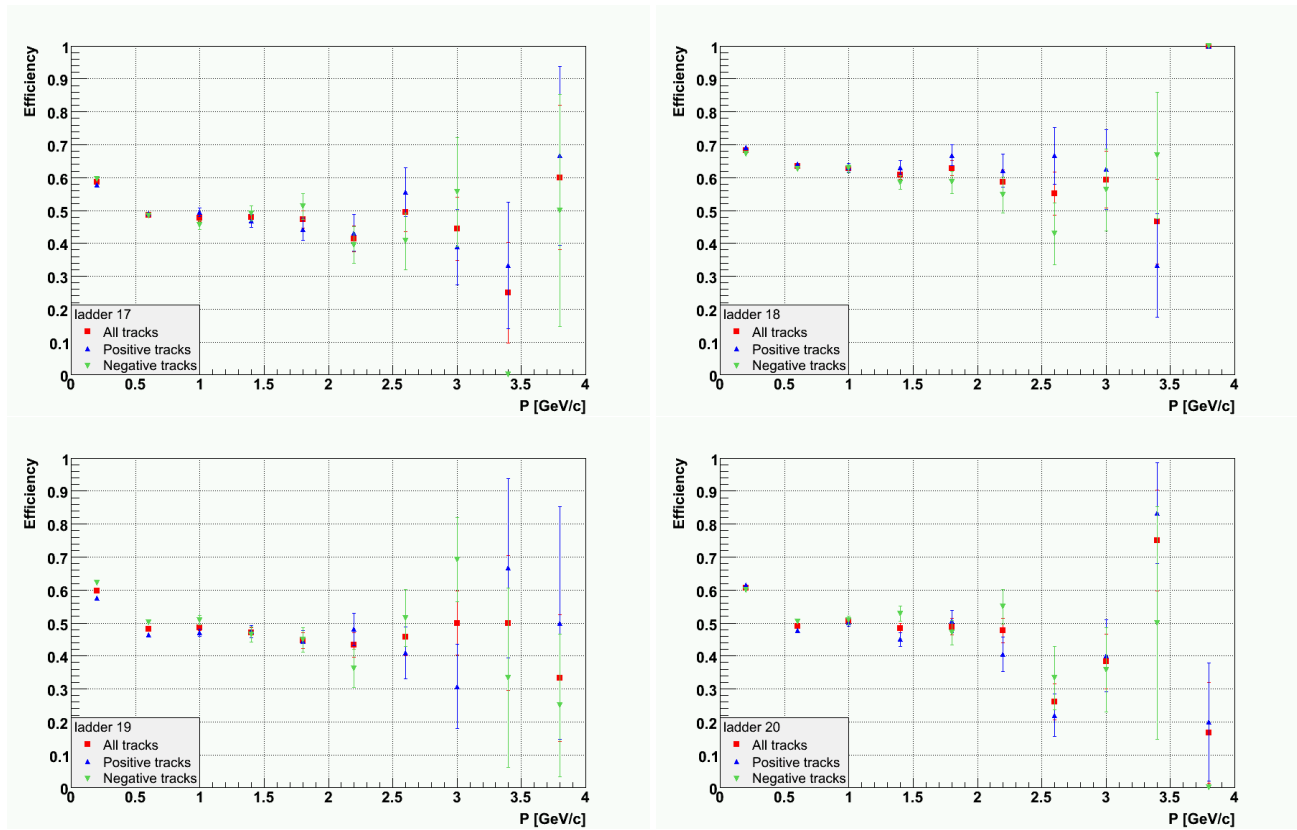


FIG. D.3 – Échelles 17 à 20

Annexe E

Trajectographie dans STAR

Ce chapitre a pour but de donner des éléments concernant le code de reconstruction des traces dans STAR. Les différentes versions seront explicitées et comparées.

E.1 Star Computing Environnement

La collaboration STAR a expérimenté plusieurs codes de trajectographie dans le passé.

E.1.1 Vue d'ensemble du code de STAR

Nous décrivons dans cette partie l'environnement informatique pour la reconstruction hors-ligne des données dans STAR. L'élément principal est une procédure appelée «Big Full Chain ». Elle consiste en une succession d'appels à des sous-modules (makers) dont les tâches sont par exemple la recherche de points d'impacts dans les différents détecteurs, le calibrage, la reconstruction des traces. Autrefois elle mélangeait des codes écrits en fortran, C++ et C.

Comme le premier détecteur de trajectographie fut la TPC, un code de reconstruction des traces appelé TPT (pour **TPC Track reconstruction**) fut développé. Cependant il apparut clairement que l'emploi de ce code lors de l'avènement des détecteurs de vertex dans le code trajectographie poserait des difficultés dû à l'intégration de ces nouveaux détecteurs (requérant donc de nouveaux makers) comme simple extension de TPT [70].

Nous pouvons résumer les points faibles de l'ancien code de reconstruction :

- code spécialement écrit pour la TPC et difficilement adaptable pour l'implémentation et la maintenance de nouveaux détecteurs
- mélange de différents langages : fortran, C et C++
- le temps pour reconstruire un évènement a été démontré comme variant linéairement avec le nombre de traces, il devenait important de réduire ce temps pour les prises de données qui étaient prévues (celle du run IV en particulier) et aussi réduire les éventuelles fuites de mémoire

E.2 Description sommaire de TPT

La TPC étant le principal et premier détecteur servant à la trajectographie dans STAR, nous commencerons par y décrire la reconstruction des traces utilisant seulement l'information de ce détecteur. Les étapes successives suivies par *TPT* sont illustrées sur la figure E.1[71].

TPT s'inscrit dans les grandes étapes de l'analyse des données de la TPC et de reconstruction d'un

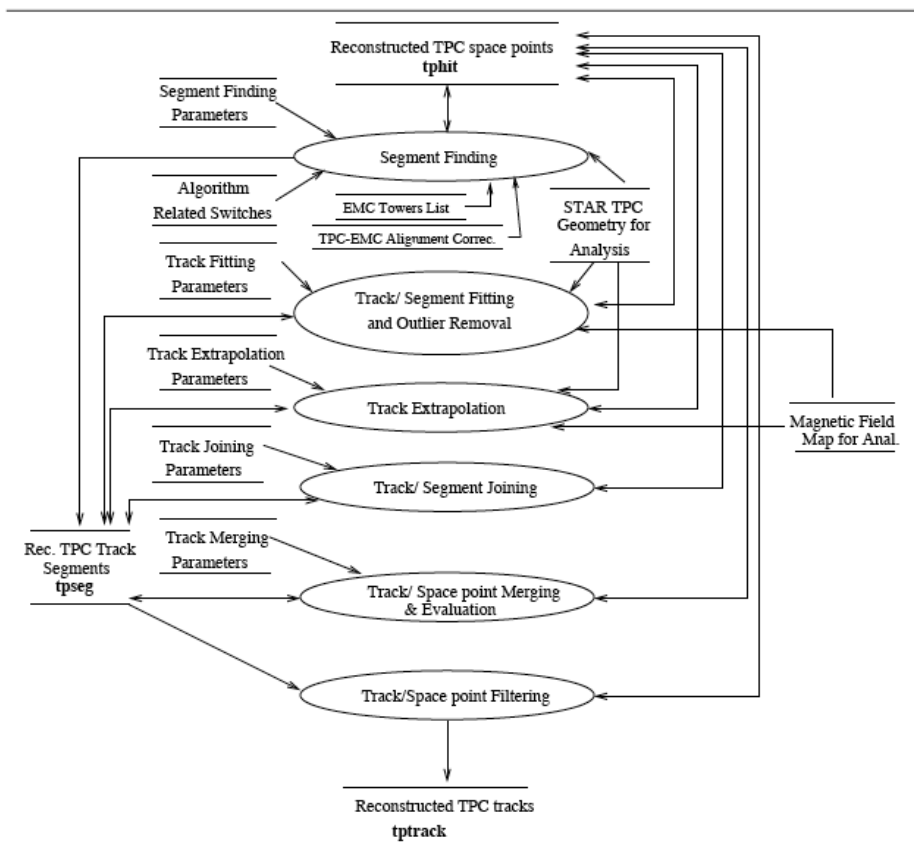


FIG. E.1 – Schéma d’analyse pour la reconstruction des traces dans la TPC avec le code *TPT*

évènement ; le but est de réduire le nombre des données brutes (plusieurs millions de valeurs ADC lues à chaque évènement dans la TPC) à des données physiquement exploitables (traces des particules).

Les principales tâches effectuées par *TPT* sont symbolisées par les six encadrés ovales :

- la recherche (et éventuellement rejet) des segments initiaux des traces
- la projection successive des segments de trace sur les couches de la TPC utilisant un modèle de trace prenant en compte la perte d'énergie et la diffusion multiple de Coulomb et les effets du champ magnétique
- des corrections pour essayer de fusionner des traces existantes avec des morceaux de traces sont finalement apportées

Ce code utilisait déjà un filtre de Kalman, seulement restreint dans les couches de la TPC.

La recherche des traces consiste en une recherche de «racines», c'est-à-dire une connexion de trois points suffisamment proches les uns des autres. Les couches les plus externes de la TPC sont lues en premier car la densité de points y est inférieure aux couches les plus internes.

La recherche commence avec les associations possibles de deux points de couches différentes les plus externes de la TPC. Il est à noter que des couches sans points sont autorisées. Une fois la liste de tous ces couples de points formés, la sélection du troisième et dernier point de la racine se fait en appliquant des coupures géométriques : dans les plans transverse et longitudinal, la différence entre l'extrapolation linéaire des coordonnées des deux premiers points et celles des points candidats est évaluée [72].

La formation d'un segment se fait ensuite selon une transformation conforme ou suivant une extrapolation linéaire. On détermine analytiquement l'équation du segment.

Dans les deux cas, les prédictions et les coordonnées des points (la différence entre les deux méthodes est le repère dans lequel sont faites ces comparaisons) sont comparées.

La troisième étape correspond à l'extension de segments formés. La différence avec l'étape précédente est un ajustement réalisé au cours de ces étapes par une approximation hélicoïdale de la trace. C'est un ajustement plus précis car plus on se rapproche du centre de la TPC et en parcourant les couches de la TPC, les traces sont courbées dues aux diffusions multiples dans les couches internes. La dernière étape est une tentative de reconstruire des traces fragmentées, correspondant aux basses impulsions transverses.

E.3 Tentative de trajectographie avec les points du SVT

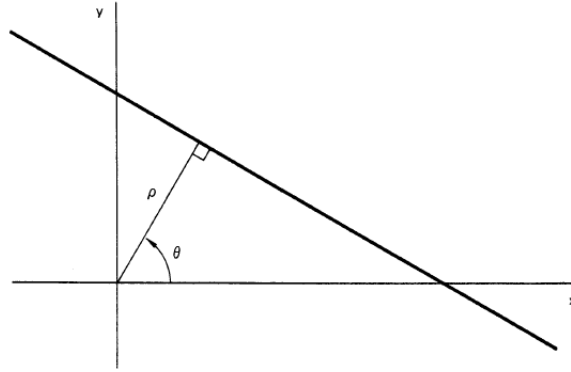
Historiquement, deux algorithmes furent testés pour tenter d'associer les points reconstruits dans le SVT avec les traces formées dans la TPC.

E.3.1 *Svt GroupeR*

Cet algorithme est une approche globale de la trajectographie [73] et le principe utilisé est une transformation de Hough [74],[75]). C'est une méthode générale de reconnaissance de courbes et formes géométriques par laquelle on associe à chaque courbe (ligne droite, cercle ellipse ...) un jeu de paramètres. Un exemple simple est de représenter une ligne droite d'équation $y = a \times x + b$ par ses deux paramètres a et b . On utilise généralement une paramétrisation du type :

$$\rho = x \cos(\theta) + y \sin(\theta) \tag{E.1}$$

avec ρ : plus courte distance de la droite à l'origine et θ : angle correspondant entre l'axe x et le vecteur représentant cette distance de plus courte approche, voir Fig. E.2)[76].

FIG. E.2 – Définition des paramètres ρ et θ de la transformation de Hough

L'avantage de cette paramétrisation est que ρ et θ sont bornés ; cela évite ainsi les problèmes d'infini lors de la transformation.

Cette méthode est particulièrement efficace et rapide pour reconstruire les traces de particules de grande impulsion transverse.

On commence par transformer les coordonnées des points reconstruits selon la paramétrisation E.1

On remplit ensuite un histogramme en 2D contenant avec les paramètres des points et des maxima sont recherchés dans ce profil, qui signeraient la présence de groupe de points où traces.

Un exemple de paramétrisation explicitée auparavant est montré sur la figure suivante pour la fonction linéaire suivante :

$$y = 4 - 2x \quad (\text{E.2})$$

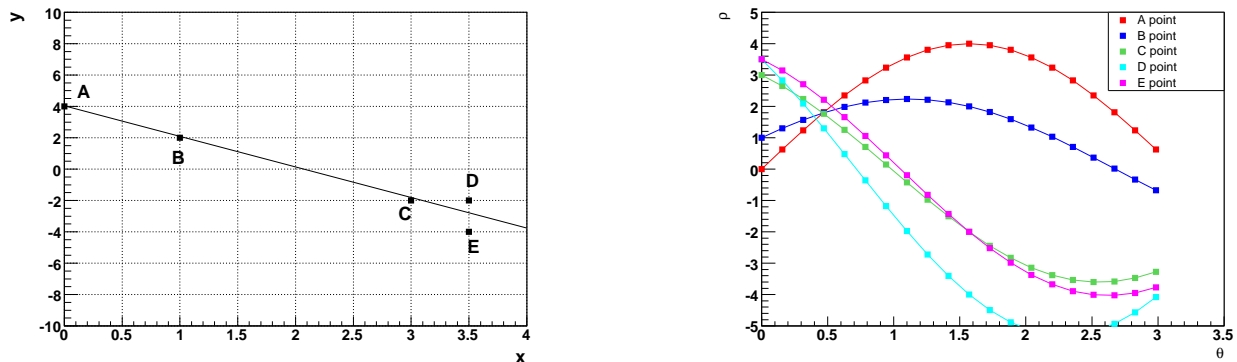


FIG. E.3 – Fonction linéaire et sa transformée dans l'espace de Hough

Sur la figure de gauche (E.3) sont représentés 3 points appartenant à la droite d'équation et 2 qui pourraient satisfaire à la droite d'équation E.2.

Pour chaque point, nous calculons ρ en faisant varier θ pour ces points et les représentons dans l'espace (ρ, θ) .¹ Le point d'intersection (ici $\rho_{test} = 1.79$ et $\theta_{test} = 0.4635$) nous donne les paramètres de la droite. Les courbes associées aux points satisfaisant E.2 se croisent en $(\rho_{test}, \theta_{test})$. La méthode consistant à

¹Nous choisissons ici $\rho \in \mathbb{R}$ et $\theta \in [0; \pi]$

remplir un histogramme est représenté ci-dessous avec un histogramme dont le maximum est clairement apparent.

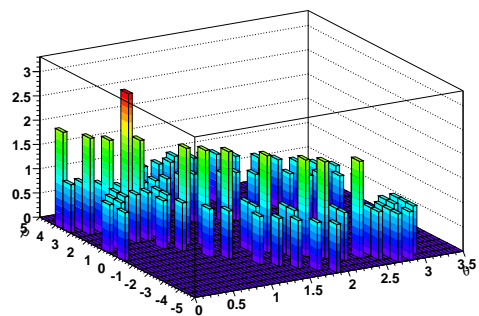


FIG. E.4 – Histogramme 2-D représentant les paramètres ρ, θ

C'est une méthode rapide et efficace mais qui nécessite plusieurs contraintes et approximations : par exemple cette méthode ne marche que pour la reconstruction des traces primaires et ne tient pas compte des effets de perte d'énergie et de diffusion multiple. De plus la précision dépend fortement des dimensions de l'histogramme et aussi de l'algorithme recherchant le maximum.

E.3.2 Exemple : trace de haute impulsion de la TPC

Ce paragraphe sert à illustrer la méthode avec des traces reconstruites dans la TPC. à partir d'une trace primaire de haute impulsion transverse ($p_T > 1\text{GeV}/C$) seulement ajustée à partir des points de la TPC, nous déterminons l'équation de cette droite dans le plan transverse (X-Y) et calculons la projection sur le SSD. Cela nous donnera donc une estimation du point que l'on doit obtenir. Nous effectuons donc la transformée de Hough des points de la TPC et obtenons les paramètres (ρ, θ) en cherchant dans l'histogramme le «bin» correspondant au maximum.

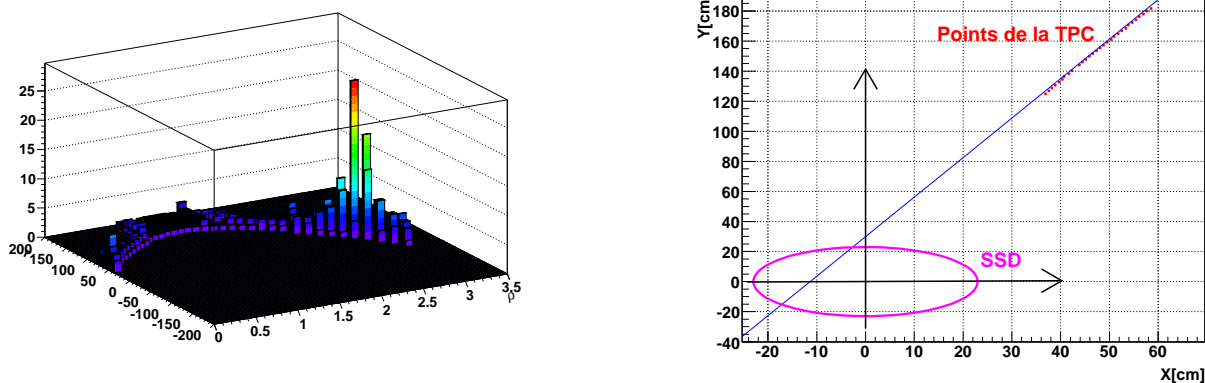


FIG. E.5 – Transformée de Hough d'une trace de haute impulsion et représentation de l'ajustement linéaire dans le repère de STAR

Les paramètres (voir figure de gauche E.5) conduisent à une droite linéaire d'équation $y_1 = ax + b$. Nous représentons ensuite le SSD comme un cercle de rayon $RS_{sd} = 23\text{ cm}$ et centré en 0, obéissant

alors à l'équation d'un cercle :

$$x^2 + y^2 = R_{-} Ssd^2 \quad (\text{E.3})$$

Égalisant y_1 et E.3, nous obtenons l'équation :

$$x^2(1 + a^2) + 2abx = R_{-} Ssd^2 - b^2 \quad (\text{E.4})$$

dont les solutions :

$$\begin{cases} x_1 = \frac{-2ab + \sqrt{\Delta}}{2(1+a^2)} \\ x_2 = \frac{-2ab - \sqrt{\Delta}}{2(1+a^2)} \end{cases}$$

avec Δ le discriminant de l'équation E.4

La seule solution physique de la figure de droite (E.5) est dans ce cas-ci celle pour laquelle les coordonnées de l'intersection sont positives.

Cela s'explique simplement par le fait que la projection de la trace issue du dernier point mesuré dans la TPC ne peut aboutir qu'à cette solution.

De manière générale, les solutions seront de la forme :

$$\begin{cases} y_1 = ax_1 + b \\ y_2 = ax_2 + b \end{cases}$$

Cependant nous remarquons une déviation entre l'ajustement linéaire et les points reconstruits.

Nous avons aussi essayé un ajustement avec une régression linéaire au lieu de la méthode de Hough pour trouver les coefficients de y_1 .

E.3.3 Exemple : trace de basse impulsion de la TPC

Nous reprenons la même méthode mais pour une trace de basse impulsion transverse, qui est donc fortement courbée dans le plan transverse.

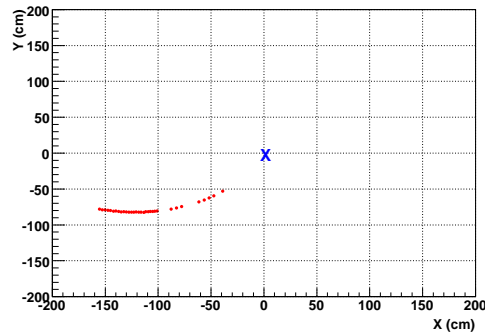


FIG. E.6 – Positions des points reconstruits dans la TPC dans le plan transverse (X-Y)

Dans la figure E.6, nous avons représenté les points de la TPC associée à une trace de basse impulsion transverse ; sa trajectoire (triangles rouges) a donc la forme d'une portion d'un cercle dans le plan transverse (La trace a son origine centrée avec la position du vertex primaire, ici localisé à $x_{prim} \sim 0$ et $y_{prim} \sim 0$).

Cependant ici nous ajustons les points de la TPC par un cercle au lieu d'une droite. En effet une trace de basse impulsion peut se décomposer comme une combinaison d'un cercle (dans le plan

transverse) et d'une droite linéaire dans le plan (r-z). Pour trouver les paramètres du cercle, nous utilisons une transformation conforme des points d'impacts [77].

Cela consiste à transformer les coordonnées globales x et y en une relation linéaire. Ainsi, l'équation :

$$(x - a)^2 + (y - b)^2 = R^2 \quad (\text{E.5})$$

d'un cercle de centre (a,b) et de rayon R devient :

$$v = \frac{1}{2b} - u \frac{a}{b} \quad (\text{E.6})$$

par le changement :

$$\begin{cases} u = \frac{x-x_0}{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2} \\ v = \frac{y-y_0}{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2} \end{cases}$$

où (x,y) sont les points de la TPC et (x₀,y₀) sont les coordonnées du vertex d'interaction.

Nous trouvons ensuite les paramètres de cette droite par une régression linéaire.

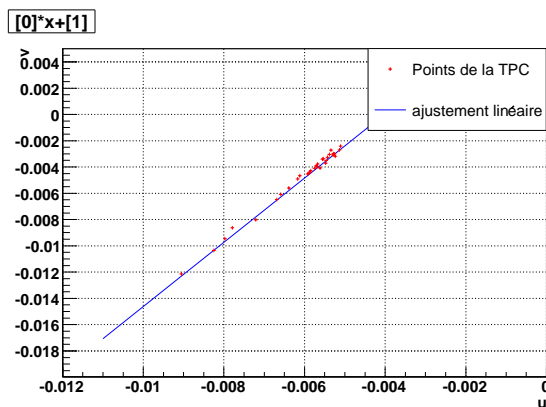


FIG. E.7 – Régression linéaire de la relation $v = f(u)$

De la figure E.7, nous en déduisons alors les paramètres a et b du cercle.

L'étape suivante consiste à recalculer les intersections de ce cercle avec un cercle représentant le SSD.

Le système d'équation devient alors :

$$\begin{cases} (x - a)^2 + (y - b)^2 = REll^2 \\ x^2 + y^2 = RSSd^2 \end{cases}$$

On obtient alors le polynôme d'équation :

$$(a^2 + b^2)x^2 - RSSd^2ax + \left(\frac{RSSd^2}{4} - b^2\right) = 0 \quad (\text{E.7})$$

de solution x_1 et x_2 .

Pour chacune de ces racines, nous aurons deux solutions d'équation :

$$y_{1,2}^{\pm} = \pm \sqrt{REll^2 - (x_{1,2} - a)^2} + b \quad (\text{E.8})$$

Finalement, nous sélectionnons parmi les quatre couples (x_1, y_1^\pm) et (x_2, y_2^\pm) la solution physique. Nous avons par définition la relation $p_z = \tan(\lambda)p_T$ qui peut-être approximée par $\tan(\lambda') = \frac{z}{\sqrt{(x^2+y^2)}}$.

Nous obtenons une relation linéaire entre la position z et le rayon r : nous pouvons donc projeter la trajectoire dans le plan (z, r) pour n'importe quelle valeur de r et en obtenir la valeur de z correspondant ; en particulier celle équivalant au rayon du SSD.

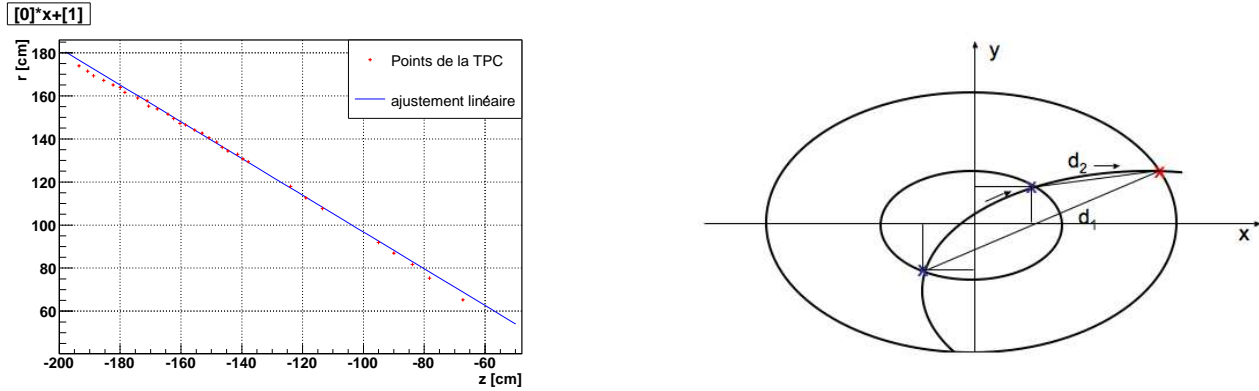


FIG. E.8 – Ajustement linéaire de la trajectoire dans le plan (r, z) et coupures utilisées

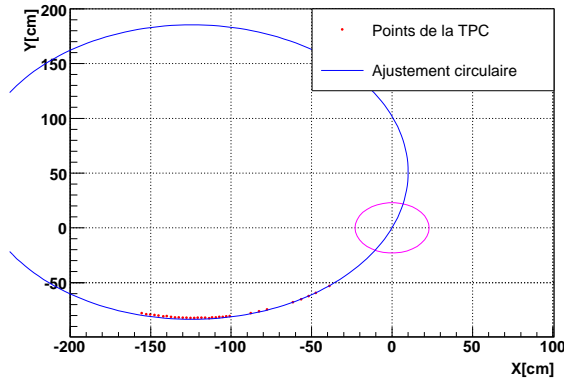


FIG. E.9 – Ajustement de l'hélice et prédiction d'un point du SSD

Des coupures sur la distance relative entre chaque solution (x_1, y_1^\pm) et (x_2, y_2^\pm) avec le dernier point de la TPC ainsi qu'utilisant la projection selon z nous donne approximativement les coordonnées du point attendu pour le SSD (voir figure E.8 de droite).

Sur la figure E.9 est montré le résultat de la procédure pour une trace de basse impulsion transverse : les points de la TPC sont ajustés par une ellipse (ici représentée en bleue). L'intersection avec une ellipse correspondante au SSD (représentée en violet) aboutit à 2 solutions ; la plus petite distance de cette solution avec le dernier de la TPC sera la solution retenue.

E.3.4 Test du programme

Nous avons testé cette méthode d'association des points du SSD aux traces sur un nombre plus élevé d'évènements et sans coupure sur l'impulsion des traces. Le but de cet exemple est d'estimer le

nombre de points possibles que l'on puisse associer à une trace provenant de la TPC. Cette méthode suppose des approximations (pas de prise en compte de diffusions multiples, qualité des paramètres de l'hélice que nous calculons).

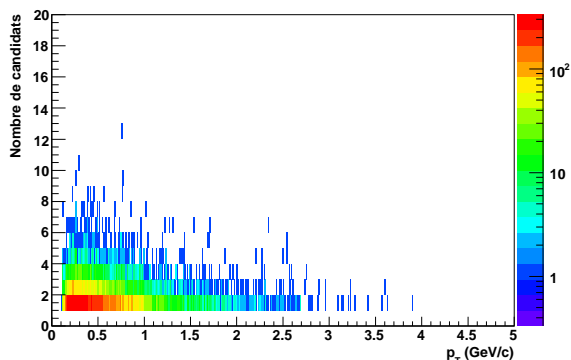
Pour chaque trace provenant de la TPC, sa projection est calculée selon la méthode expliquée à la section précédente. À partir des coordonnées de cette projection, nous calculons à partir des points reconstruits dans le SSD l'association du point qui minimise la grandeur :

- une coupure sur la différence des positions selon l'axe Z pré-sélectionne les candidats
- pour tous les points passant cette coupure, la grandeur suivante est calculée :

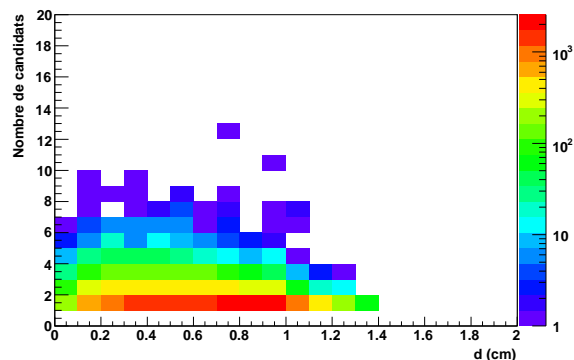
$$d = \sqrt{\sum_{k=x,y} (X_k^{candidat} - X_k^{projection})^2} \quad (\text{E.9})$$

avec $(X_k^{candidat})$ et $(X_k^{projection})$ les coordonnées des points du SSD et celle de la projection

- le point minimisant d est gardé comme point final



(a) Nombre de candidats en fonction de l'impulsion transverse des traces



(b) Distance d à la projection de la trace du candidat retenu en fonction du nombre de candidat

FIG. E.10 – Résultats de la méthode

Nous remarquons qu'avec cette «simple» méthode nous retrouvons le même comportement observé avec ITFF (Fig. 5.11). Plus l'impulsion de la trace est faible et plus le nombre de points possibles augmente (Fig. E.10(a)). Le point important à retenir est montré sur la figure E.10(b). Le nombre de points candidats reste faible (<4) même pour des distances d de l'ordre du cm, ce qui reste des grandeurs importantes relativement au module de détection. Cela suggère une multiplicité de points du SSD relativement faible, car même avec ces coupures larges, nous pouvons associer un point à la trace.

Nous sommes donc relativement confiant quant aux perspectives de résultats d'ITTF.

E.3.5 Svt Tracker

Des études de trajectographie incluant le détecteur de vertex SVT ont été menées plusieurs années auparavant. Nous en présentons sommairement les aspects dans cette partie. La première méthode a été illustrée dans la partie précédente. *SGR* a été premièrement utilisé comme code de trajectographie prenant en compte les points du SVT. Une méthode alternative a été développée par la suite.

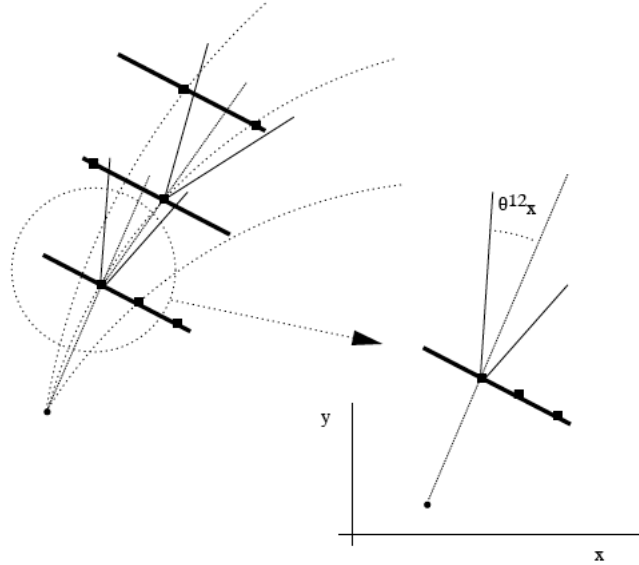


FIG. E.11 – Recherche des points dans le SVT avec une méthode locale

À l’opposé de la méthode globale, *STK* est une méthode locale et est dite «follow your nose » car à partir de chaque point du SVT, une extrapolation linéaire est faite sur la couche suivante et la recherche d’un point appartenant à cette couche est effectuée. la première étape est de construire les premiers segments (vecteurs) liant une estimation de la position du vertex primaire avec chaque point de la première couche du SVT.

Un cône est ensuite construit et projeté sur la seconde couche du SVT ; il a pour axe de symétrie la direction du premier vecteur et ses dimensions sont un compromis entre l’angle dû à la diffusion multiple, la courbure due au champ magnétique et les résolutions spatiales du vertex primaire et des points du SVT.

Les points de la seconde couche du SVT sont recherchés dans ce cône. Cette étape est ensuite répétée sur la dernière couche du SVT. Finalement une hélice est ensuite ajustée à partir de ces trois points.

E.3.6 Svt Vector to vector Matching

Ce dernier programme sert à associer les hélices reconstruites indépendamment dans la TPC (utilisant *TPT*) et celles dans le SVT (utilisant *STK*). Les deux portions de trace sont projetées à un rayon fictif intermédiaire ; la taille et fenêtre, de projection dépendent de l’erreur associé à l’ajustement de la trace.

Les résultats de cette tentative, en incluant les points du SSD, furent une faible efficacité de reconstruction des traces primaires ($\simeq 65\%$) et une plus faible efficacité de reconstruction des traces secondaires ($\simeq 45\%$), but essentiel assigné à l’ensemble SVT-SSD.

E.3.7 External Silicon Tracker

Pour remédier à cela, un autre algorithme de trajectographie développé à Subatech utilisant les points des détecteurs en silicium a été élaborée, *EST*. L’idée principale est de partir des traces recons-

truites dans la TPC et de façon itérative d'associer les points du SSD puis du SVT.

La 1^{re} étape est de reconstruire les traces dans la TPC : *TPT* fournit alors des traces relativement bien ajustées et dont les paramètres des hélices sont connus.

à partir de ces paramètres, une hélice est projetée sur le SSD et un point est recherché ; s'il satisfait aux critères géométriques de sélection, il est ajouté à la trace dont les paramètres sont mis à jour.

Cette étape est répétée jusqu'à la dernière couche du SVT.

Si à une couche aucun point n'est trouvé, les paramètres de l'hélice ne sont pas mis-à-jour et la prédiction se poursuit à la couche suivante. Le point important de ce nouvel algorithme est de pouvoir autoriser deux points d'impact pour une couche donnée à une même trace ; cela conduit au concept de branches. Les avantages de cette nouvelle méthode sont l'augmentation du taux de reconstruction des traces car :

- le bon point d'impact à être associé à une trace n'est souvent pas le plus près de la projection de la trace. On permet ainsi l'existence de plusieurs branches/possibilités.
- une mauvaise association d'un point pour une couche donnée réduisait les chances de prolonger la trace sur les couches les plus internes.

Une autre amélioration fut de permettre à un point d'impact d'être associé à deux traces différentes.

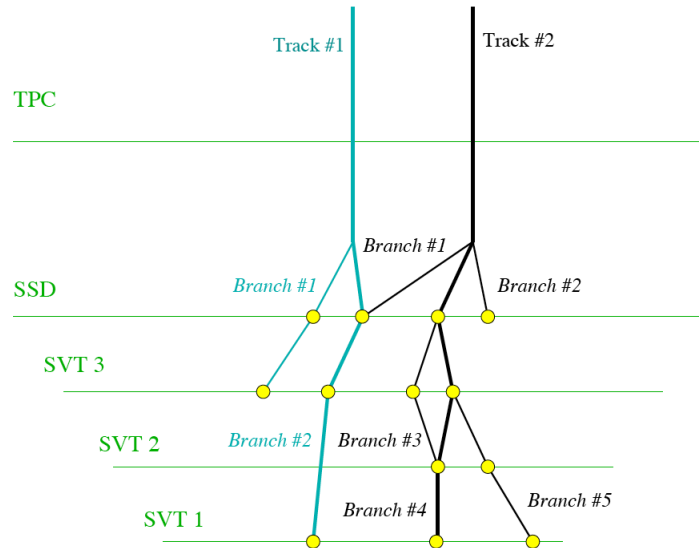


FIG. E.12 – Illustration de l'embranchement des traces et du partage des points

Sur la figure E.12 sont illustrés le partage des traces (la trace 1 est partagée en deux branches) tandis que le second point du SSD, associé à deux différentes branches illustre le partage des points d'impact. Ces deux améliorations doivent améliorer la reconstruction des particules décroissant après une ou plusieurs couches du SVT ; auparavant la reconstruction dans le SVT imposait trois points pour former une trace.

Avec *EST* maintenant, la reconstruction des particules secondaires est améliorée.

Dans le but d'augmenter les taux de reconstruction d'*EST*, les traces de la TPC sont réparties selon des classes d'impulsion transverse. En effet, l'algorithme commence avec les traces de plus haute impulsion transverse, pour lesquelles la contribution de la diffusion multiple est la moindre. Ce sont donc les traces les plus faciles à reconstruire en premier lieu.

Finalement la dernière amélioration apportée à *EST* citée ici est la possibilité d'inclure la position du

vertex primaire pour améliorer la projection sur la 1^{re} couche du SVT.

E.4 ITTF

C'est avec ces objectifs qu'une nouvelle version du code de reconstruction fut développée. Dans cette partie nous décrirons les spécificités de ce nouveau code et en donneront les concepts majeurs. Les particularités principales de ITTF sont :

- intégration dans un seul ensemble la recherche des traces («track finding») avec l'ajustement par un filtre de Kalman. Les principales étapes décrivant la reconstruction des traces avec ITTF sont résumées sur le diagramme E.13
- une représentation abstraite des composants géométriques de chaque détecteur (enveloppe virtuelle)
- collection de points d'impacts associé à chaque détecteur

E.4.1 Stratégie générale de reconstruction des traces



FIG. E.13 – Étapes de la reconstruction des traces

Recherche initiale des traces Dans un détecteur comme STAR, la reconstruction commence de façon naturelle des couches les plus externes de la TPC vers les détecteurs de vertex, la densité de traces y étant plus faible. La recherche commence avec la recherche initiale des points suffisamment proches dans l'espace ; à partir de ce groupe de points, une extrapolation linéaire est faite sur les couches suivantes. Ce procédé s'arrête pour un nombre de points donné par l'utilisateur (cinq dans STAR). Si la trace est retenue, ses paramètres sont évalués et serviront de point de départ pour initialiser le filtre de Kalman. Détails et procédures lors du filtre de Kalman sont expliqués dans la section suivante.

Filtre de Kalman Le filtre de Kalman est une méthode linéaire et récursive.

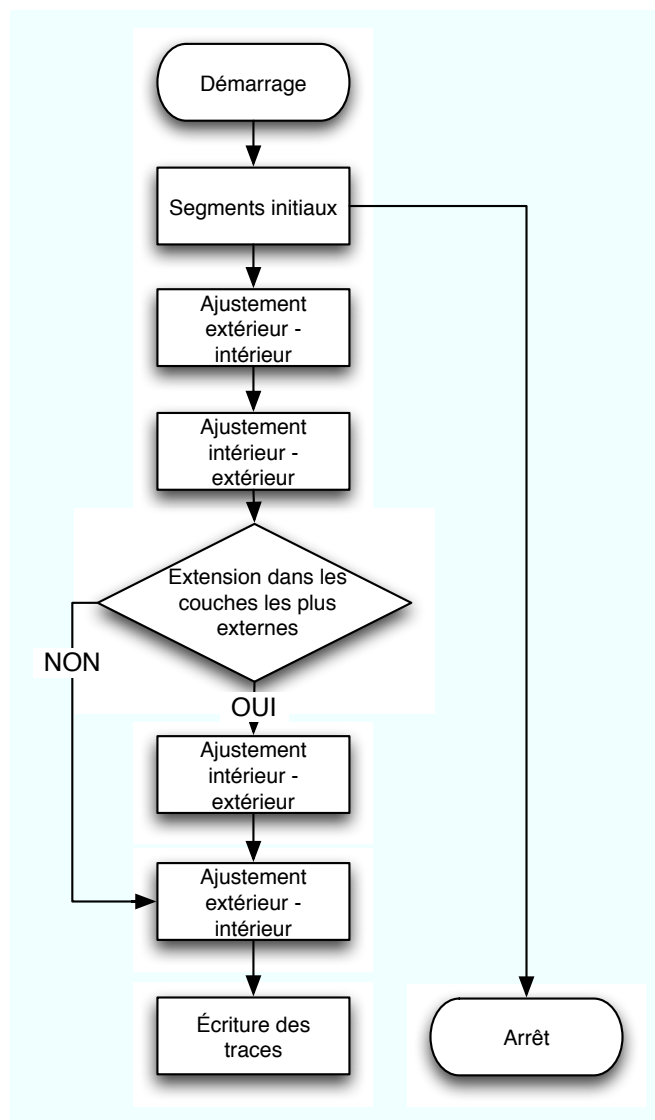


FIG. E.14 – Philosophie du Kalman

La recherche commence avec les traces initiées lors de la première étape et se propage itérativement avec l'addition successive des points de chaque couche. Les différentes étapes lors de processus :

1. extrapolation du segment existant sur la couche suivante selon un modèle de trace
2. recherche dans une fenêtre limitée des points possibles
3. calcul du χ^2 associé à l'addition de ces points et garde celui le minimisant dans le cas où plusieurs points seraient possibles
4. mise à jour des paramètres de la trace et du vecteur de Kalman

Le modèle de trace utilisée est une hélice. Assumant un champ magnétique parfaitement uniforme (les composantes radiales et transverses étant négligeables) et en négligeant en premier lieu les pertes d'énergie et la diffusion multiple, l'hélice est décrite par :

$$\begin{cases} x = x_o + R \cos(\phi) \\ y = y_o + R \sin(\phi) \\ z = z_o + R\phi \tan(\lambda) \end{cases}$$

avec x_o , y_o et z_o sont les coordonnées du centre du cercle formé par la projection de l'hélice dans le plan transverse, R le rayon du cercle, ϕ la phase de l'hélice et λ l'inclinaison de la trace.

Ce système de trois équations à trois inconnues se réduit en posant x libre, on obtient 5 paramètres. Les positions dans la TPC étant données dans le plan y - z , il est naturel alors d'utiliser ces deux coordonnées, soit pour le vecteur de mesure :

$$\mathbf{m}_k = \begin{bmatrix} y_k \\ z_k \end{bmatrix}$$

ce qui revient aussi à choisir pour le vecteur de Kalman

$$\mathbf{x}_k = \begin{bmatrix} y_k \\ z_k \\ p_2 \\ p_3 \\ p_4 \end{bmatrix}$$

Dans le cadre d'une hélice,

$$\begin{cases} p_2 = \eta = C \times x_0 \\ p_3 = C = \frac{1}{R} \\ p_4 = \xi = \tan \lambda \end{cases}$$

Les deux figures E.16 représentent les projections d'hélices dans le plan transverse (X-Y) et dans le plan (S-Z) pour un évènement AuAu.(des coupures sur la position du vertex primaire ainsi que sur l'impulsion des traces a été faite pour les besoins de la figure). Dans le plan (X-Y) des arcs de cercle de rayon $R_H = \frac{p_T}{qB}$ sont reconnaissables alors que dans le plan (S-Z) la trajectoire des particules sont des lignes droites formant un angle λ avec l'axe z tel que $p_z = p_T \tan(\lambda)$. Dans le cadre du filtre de Kalman, une trace est représentée par le vecteur d'état de Kalman \mathbf{x}_k qui est autorisé à changer de valeur le long de la trace.

On le détermine à chaque couche de détecteurs, en assumant que chaque détecteur est une succession n de surfaces. L'état de \mathbf{x}_k à la couche k , en connaissant son état à la couche $k-1$ est donné par :

$$\mathbf{x}_k = \mathbf{F}_k \mathbf{x}_{k-1} + \mathbf{w}_k \quad (\text{E.10})$$

La quantité \mathbf{F}_k est une matrice décrivant l'évolution de l'état $k-1$ à k et w_k représentant un vecteur décrivant les fluctuations des paramètres de l'hélice entre $k-1$ et k .(matrice covariante des paramètres

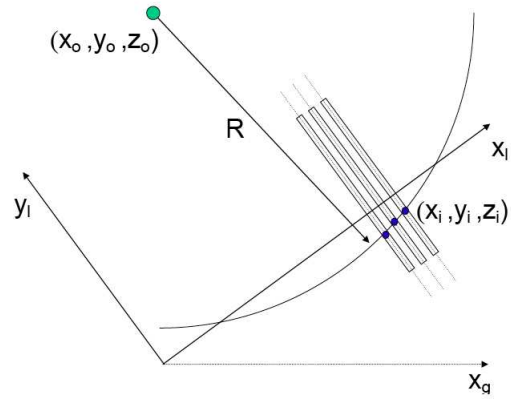


FIG. E.15 – Représentation hélicoïdale d'une trace dans le plan transverse

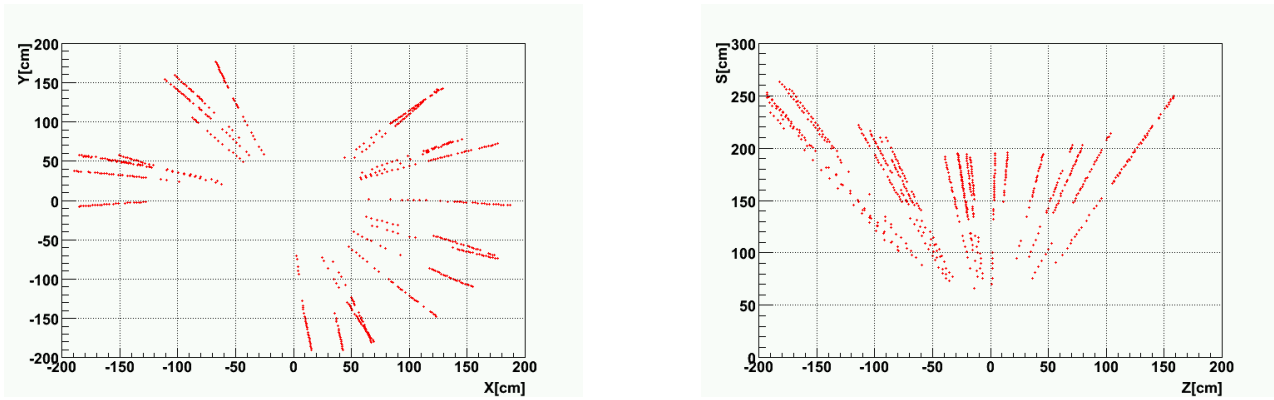


FIG. E.16 – Projection d'hélices selon les plans (X-Y) et (S-Z)

de la trace) [78].

w_k inclut la diffusion multiple ainsi que la perte d'énergie. \mathbf{x}_k n'est pas accessible mais la mesure \mathbf{m}_k faite à la couche k l'est et est relié par :

$$\mathbf{m}_k = \mathbf{H}_k \mathbf{x}_k + \epsilon_k \quad (\text{E.11})$$

Comme on l'a vu précédemment, le choix a été pris de choisir un vecteur de mesure coïncidant avec les deux premières coordonnées du vecteur de Kalman si bien que \mathbf{H}_k est une matrice diagonale. Le vecteur ϵ_k représente une mesure de bruit associé à la détermination de \mathbf{m}_k et \mathbf{H}_k une fonction linéaire permettant de relier la projection du vecteur d'état \mathbf{x}_k avec les mesures des coordonnées. \mathbf{w}_k et ϵ_k sont supposés indépendants et de moyenne nulle et peuvent être déterminés par une matrice notée \mathbf{V}_k .

Il y a trois types d'opérations effectuées à chaque étape de l'analyse :

1. Filtrage : estimation du vecteur de Kalman à l'état présent k selon les anciennes mesures
2. Prédiction : estimation du vecteur de Kalman à un temps futur
3. Lissage : estimation du vecteur d'état à un temps dans le passé selon toutes les mesures prises jusqu'au temps présent

Propagation de la trace On définit un vecteur correspondant à la trace pour la couche k par :

$$\mathbf{p} = \begin{bmatrix} y_k \\ z_k \\ \eta_k \\ C_k \\ \xi_k \end{bmatrix}$$

avec les éléments $p_0, p_1 \dots p_4$ les paramètres de la trace.

Si pour une couche donnée, plusieurs points sont candidats, le χ^2 associé à l'incrément de chaque point à la trace est calculé ; celui minimisant le χ^2 est retenu. Une fois le point ajouté, les paramètres de la trace sont recalculés. Si aucun point n'est trouvé lors de la recherche, la couche suivante est alors évaluée : par définition, les paramètres calculés au dernier point seront les plus précis.

Nous avons décrit ici un passage des couches les plus externes de la TPC vers les détecteurs de vertex («inward pass»). Après cette étape, un ajustement de la trace dans le sens inverse est effectué. On évalue après ces deux étapes si une recherche peut être faite dans les couches les plus externes de la TPC car il est possible qu'une trace reconstruite à cette étape soit incomplète. En effet les segments initiaux peuvent appartenir à des couches de la TPC autres que les plus externes. Pour cela, le dernier point appartenant à la trace est évalué et une décision est prise si la trace doit être étendue.

Le passage des couches intérieures vers l'extérieur se fait selon les mêmes étapes.

Recherche du vertex primaire d'interaction Après la reconstruction des traces soit faite, nous disposons alors d'un ensemble de traces. Reconstruire la position du vertex avec exactitude est important car cela permet de recalculer le vecteur impulsion (les trois composantes du vecteur en chaque point de l'hélice) avec une plus grande précision et cela permet aussi de discriminer les traces provenant d'éventuels vertex secondaires, dus à la décroissance de particule à faible temps de vie [79].

On utilise pour cela une méthode des moindres carrés combinée avec une sélection de traces. Nous avons besoin d'un point de référence proche du vertex primaire pour projeter les hélices vers ce point. Au RHIC, la position du point d'interaction des 2 faisceaux incidents est connue avec une plus grande

précision dans le plan transverse que selon l'axe du faisceau ($\sigma_Z^{\text{faisceau}} \simeq 20$ cm alors que $\sigma_{XY}^{\text{faisceau}} \simeq 0.5$ mm [80]), c'est donc cette référence qui sera utilisée.

Pour des distances de quelques millimètres (ordre de grandeur de $\sigma_{XY}^{\text{faisceau}}$), on peut approximer les hélices à des lignes droites :

$$H_i = T_i + n \times i \quad (\text{E.12})$$

avec $\mathbf{T}_i = (x_i, y_i, z_i)$ la position du point de plus courte approche au centre du faisceau et i un vecteur unitaire selon la direction du moment de la trace i (voir Fig. E.17). En posant $\mathbf{V} = (x_0, y_0, z_0)$ la position approximée du vertex, la distance au vertex d'une trace i est donnée par le produit vectoriel :

$$d_i = \|\mathbf{T}_i \times \mathbf{V}\| \quad (\text{E.13})$$

La minimisation de d_i aboutit un système d'équations dont la solution est la position du vertex primaire. Les traces éloignées du cluster central ne sont pas prises en compte pour améliorer cette estimation.

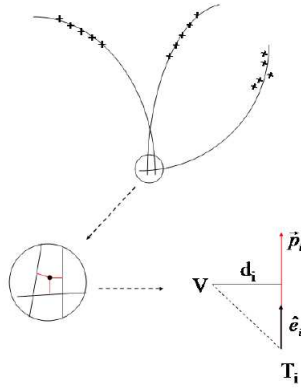


FIG. E.17 – Minimisation des distances de plus courte approche des traces

E.4.2 Représentations des objets utilisés dans ITTF

Classification des traces et leur représentation dans ITTF

STAR utilise la notion de traces globales, primaires et secondaires. Les traces globales résultantes après l'ajustement par le filtre de Kalman sont labellées «globales».

Le filtre de Kalman peut aussi être refait en incluant le vertex d'interaction dans l'ajustement : ces traces sont labellées «primaires» et proviennent directement du vertex d'interaction.

Le modèle d'un événement STAR est une classe contenant un seul événement et toutes ses caractéristiques [81].

Ce modèle contient aussi une classe de traces StTrack utilisée dans avec l'ancienne version du code de trajectographie qui ne permettait pas la flexibilité et l'efficacité pour le nouveau code. Une nouvelle classe StiTrack a été développée pour la reconstruction des traces avec ITTF, tout en gardant l'ancien modèle dont de nombreuses classes dépendaient.

La hiérarchie s'organise selon la figure E.18.

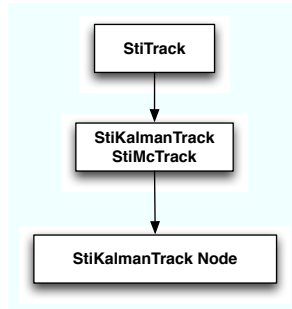


FIG. E.18 – Modèle de traces

StiTrack représente l'interface avec toutes les étapes de la reconstruction ; c'est par définition la représentation d'une trajectoire de particule dont elle possède les attributs globaux (moment, courbure, etc.)

StiKalmanTrack représente le niveau plus discret dans les étapes de reconstruction ; elle dérive directement de StiTrack et fournit les variables et outils nécessaires pour la reconstruction globale des traces. StiKalmanTrackNode représente enfin le coeur même de la reconstruction ; c'est de loin la classe la plus compliquée car elle donne l'état de la trace à chaque point ajouté. Elle doit aussi calculer et mettre à jour le vecteur de Kalman et la matrice des erreurs en chacun de ces points.

Tous ces modèles de traces sont écrits dans des objets appelés *factory*. Dans la mesure où un code de trajectographie requiert de multiples appels à des objets comme les traces, points, etc., cela engendrerait en C++ un nombre important de constructeur et destructeur de classes.

Un temps relativement long et de possibles pertes de mémoire seraient des conséquences de cette option. Pour cela, une classe a été spécialement développée pour fournir en un seul appel un ensemble d'objets. Cela est important à définir à cette étape de la reconstruction car chaque entité (trace entièrement et partiellement reconstruite, point) sont répartis en *factory*.

Représentation des points reconstruits

Les points reconstruits sont représentés par la classe StiHit. Les membres principaux de cette classe sont les positions locales, ie dans le référentiel du détecteur auquel le point est associé et les variables correspondantes à la matrice d'erreur associée au point.

De même les points sont écrits dans des *factory* qui facilitent leur usage.

Géométrie décrite dans le code de trajectographie

La procédure de Kalman est étroitement liée à la connaissance et requiert une description de la géométrie des détecteurs tel que le positionnement, taille, orientation dans l'espace, composition des matériaux.

Le parti pris dans l'élaboration du nouveau code de trajectographie fut de générer un modèle abstrait pour décrire la géométrie de chaque détecteur, façon plus aisée d'implémenter ultérieurement de nouveaux détecteurs. (cela évite aussi de décrire chaque élément détecteur par détecteur). Les détecteurs centraux, telle que la TPC sont décrits par une simple géométrie cylindrique possédant des couches concentriques virtuelles selon la direction radiale et peuvent être segmentés dans les directions transverses et longitudinales.

Ce modèle n'est pas aussi précis que GEANT dans la description des matériaux traversés par les traces

mais est néanmoins assez complexe pour permettre la description d'effets tel que la diffusion multiple.

Bibliographie

- [1] W.-M. Yao et al. *Journal of Physics G*, volume 33. July 2006.
- [2] K. Hagiwara. *Physical review D*, volume 66. July 2002.
- [3] C.J.S. Damerell. Vertex Detectors : The State of the Art and Future Prospects. RAL-P-95-008, 1995.
- [4] F.S. Goulding and D.A. Landis. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 3(NS-29, 1125), 1982.
- [5] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiment*. Springer, 1994.
- [6] Simon Hands. The Phase Diagram of QCD. *physics/0105022*, May 2001.
- [7] A. Chodos, R. Jaffe, K. Johnson, C.B. Thorn, and W.F. Weisskopf. New extended model of hadrons. *Phys. Rev. D*, 9, Jun 1974.
- [8] C. Kuhn. Plasma de quarks et de gluons et matière étrange du SPS au LHC. *École Joliot-Curie de physique nucléaire*, 1998.
- [9] F. Karsch and E. Laermann. Thermodynamics and in-medium hadron properties from lattice QCD. *hep-lat*, (030025), May 2003.
- [10] R. Turolla, S. Zane, and J.J. Drake. Bare quark stars or naked neutron stars? the case of RX J1856.5-3754. *Astrophys. J.*, 603, 2004.
- [11] J. D. Bjorken. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : The central rapidity region. *Phys. Rev. D*, 27(1), Jan 1983.
- [12] P. Shukla. Glauber model for heavy ion collisions from low energies to high energies. *Phys. Rev. C*, 67, 2003.
- [13] J.Y. Ollitrault. Anisotropy as a signature of transverse collective flow. *Phys. Rev. D*, 46(1), Jul 1992.
- [14] B. B. Back et al. The PHOBOS Perspective on Discoveries at RHIC. *Nucl. Phys. A*, 757 :28, 2005.
- [15] M. Aggarwal et al. Observation of Direct Photons in Central 158A GeV Pb²⁰⁸Pb²⁰⁸ collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 85(17), Oct 2000.
- [16] V. Capony. *Étude et développement du transfert des données pour l'expérience NA50 : le réseau de transputers du détecteur de multiplicité*. PhD thesis, Université de Savoie, 1996.
- [17] M. Abreu et al. Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/Ψ suppression pattern measured in Pb-Pb collisions at the CERN-SPS. *Phys. Lett. B*, 477, 200.
- [18] A. Adare et al. J/ψ Production versus Centrality, Transverse Momentum, and Rapidity in Au+Au Collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 98(232301), 2007.
- [19] R. Granier de Cassagnac. Le Plasma de Quarks et de Gluons ; sondes prédites et étudiées au SPS. *École Joliot-Curie de physique nucléaire*, 2005.

- [20] B. Müller. Hadronic Signals of Deconfinement at RHIC. *nucl-th/0404015*, 2004.
- [21] J. Rafelski and B. Müller. Strangeness production in the QuarkGluon Plasma. *Phys. Rev. Lett.*, **48**(16), 1982.
- [22] F. Karsch. Deconfinement and Chiral Symmetry Restauration. *hep-lat/9903031*, 1999.
- [23] G.E. Bruno. New results from the NA57 experiment. *nucl-exp/0403036*, 2004.
- [24] B. Abelev et al. Enhanced strange baryon production in au+au collisions compared to p+p at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. *nucl-ex/0705.2511*, 2007.
- [25] J. Speltz. *Caractérisation d'un état dense de quarks et de gluons grâce aux fonctions d'excitation des hypérons multi-étranges mesurées avec l'expérience STAR au RHIC*. PhD thesis, Université Louis Pasteur de STRASBOURG, 2006.
- [26] J. Adams et al. Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark Gluon Plasma : The Star Collaboration's Critical Assessment of the Evidence from RHIC Collisions. *Nucl. Phys. A*, **757**, 2005.
- [27] L. Ziwei and M. Gyulassy. Open charm as a probe of preequilibrium dynamics in nuclear collisions. *Phys. Rev. C*, **51**(4), Apr 1995.
- [28] Y. Dokshitzer and D. Kharzeev. Heavy quark colorimetry of QCD matter. *Phys. Lett.*, **B 519**, 2001.
- [29] B. I. Abelev et al. Transverse momentum and centrality dependence of high-pt non-photon electron suppression in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *nucl-ex/060712*, 2006.
- [30] M. Djordjevic et al. Influence of Bottom Quark Jet Quenching on Single Electron Tomography of Au+Au. *Phys. Lett. B*, **632**, 2006.
- [31] Armesto et al. How sensitive are high p_T electrons spectra at RHIC to heavy quark energy loss. *Phys. Lett. B*, **637**, 2005.
- [32] H. Zhang. Open Charm Production at STAR. *J. Phys. G :Nucl. Part. Phys.*, **31**, 2005.
- [33] H. Hahn et al. The RHIC Design overview. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 499**, 2003.
- [34] M. Sarsour. Recent results from the STAR spin program at RHIC. *Eur. Phys. J.*, 2006.
- [35] B.B. Back et al. The PHOBOS detector at RHIC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 499**, 2003.
- [36] M. Adamczyk et al. The BRAHMS experiment at RHIC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 499**, 2003.
- [37] K. Adcox et al. PHENIX detector overview. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 499**, 2003.
- [38] M. Anderson, J. Berkovitz, W. Betts, et al. STAR time projection chamber : a unique tool for studying high multiplicity events at RHIC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 499**, 2003.
- [39] C. Adler, A. Denisov, M. Garcia, E. Murray, H. Strobele, and S. White. The RHIC zerodegree calorimeters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 499**, 2003.
- [40] L.C. Bland et al. Future of low-x forward physics at RHIC. *Eur. Phys. J.*, **C 43**, 2005.
- [41] R. Turchetta et al. A monolithic active pixel sensor for charged particle tracking and imaging standard VLSI CMOS technology. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 458**, 2001.

- [42] Z. Xu et al. A Heavy Flavor Tracker for STAR. 2007.
- [43] Proposal for a Silicon Vertex Tracker (SVT) as an upgrade for the STAR experiment at RHIC. 1993.
- [44] A. Boucham et al. Proposal for a Silicon Strip Detector for STAR. *STAR NOTE*, 0400, 1999.
- [45] W. Pinganaud. *Contribution au développement du détecteur au silicium à micropistes de l'expérience STAR au RHIC*. PhD thesis, Université de Nantes, 2000.
- [46] C. Roy, L. Martin, and W. Pinganaud. Onset of neutral Strange Particle Reconstruction Including the SSD. *STAR NOTE*, 0421, 2000.
- [47] L. Hebrard et al. ALICE 128C : a CMOS full custom ASIC for the readout of silicon strip detectors in the ALICE experiment. *Proceeding of the 3rd workshop on electronics for LHC experiments*, 1997.
- [48] L. Arnold et al. The STAR silicon strip detector SSD. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 499**, 2003.
- [49] B. Hippolyte et al. Silicon Strip Detector Reconstruction Chain for the STAR Experiment. *STAR NOTE*, 0427, 2000.
- [50] C. Bouvier. The use of TAB technology in a high energy physics experiment. *IMAPS*, 2001.
- [51] M. Germain et al. Irradiation of a silicon-strip detector and readout chips for the ALICE experiment at LHC. (9907), January 1999. ALICE.
- [52] M. Guedon. *Développement et mise en oeuvre de détecteurs silicium à micropistes pour l'expérience STAR*. PhD thesis, Université Louis Pasteur de STRASBOURG, 2005.
- [53] <http://fr.wikipedia.org/wiki/MySQL>.
- [54] C. Suire et al. Off and in beam tests of silicon-strip detectors for the ALICE experiment at LHC. *Phys. Rev. Lett.*, (9922), may 1999. ALICE.
- [55] L. Landau. *J. Physics (USSR)*, **8**, 1944.
- [56] J.E. Moyal. Theory of ionization fluctuations. *Phil. Mag.*, **46**, 1955.
- [57] B. Schorr. Programs for the Landau and the Vavilov distributions and the corresponding random numbers. *Comp. Phys. Comm.* **7 215.**, 1974.
- [58] R. Turchetta. Spatial resolution of silicon microstrip detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 335**, 1993.
- [59] S. Straulino et al. Spatial resolution of double-sided silicon microstrip detectors for the PAMELA apparatus. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 556**, 2006.
- [60] V. Bartsch, W. de Boer, J. Bol, A. Dierlamm, E. Grigoriev, F. Hauler, S. Heising, and L. Jungermann. An algorithm for calculating the Lorentz angle in silicon detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 497**, 2003.
- [61] <http://www.star.bnl.gov/protected/common/common2005/trigger2005/CuFAQ.html>.
- [62] M. Miller. *Measurement of Jets and Jet Quenching at RHIC*. PhD thesis, Yale University, 2003.
- [63] <http://www.star.bnl.gov/protected/strange/atimmins/QM2006/CentralityStudies/Centrality.html>.
- [64] Y. Fisyak et al. Overview of the inner silicon detector alignment procedure and techniques in the RHIC/STAR experiment. *Computing in High Energy and Nuclear physics*, 2007.
- [65] S. Margetis et al. Alignment experience in STAR. *Proceeding of the first LHC Detector Alignment Workshop*, 2006.

- [66] <http://www.star.bnl.gov/~rderradi/alignment/howto.html>.
- [67] F. Retière. *Étude des processus d'émission des pions dans les collisions Pb+Pb à 17.3 AGeV, et son prolongement aux collisions Au+Au à 200 AGeV, à travers la caractérisation des détecteurs au silicium à micropistes de l'expérience STAR*. PhD thesis, Université de Nantes, 2000.
- [68] Maxim Potekhin. Private Communication. 2007.
- [69] Yuri Fisyak. Private Communication. 2007.
- [70] C. Pruneau. A new STAR Event Reconstruction Chain. *Proceeding of CHEP04*, 2004.
- [71] R. Bossingham et al. STAR Offline Simulations and Analysis. *STAR NOTE*, 0281, 1997.
- [72] J.T. Mitchell and I.M. Sakrejda. Tracking for the STAR TPC : Documentation and User's Guide. *STAR NOTE*, 0190, 1994.
- [73] D. Prindle. SVT Event Reconstruction Algorithms. *STAR NOTE*, 1993.
- [74] http://en.wikipedia.org/wiki/Hough_transform.
- [75] G. Glaess, C. Steinle, and R. Maenner. Tracking in the Silicon Tracker System of the CBM Experiment Using Hough Transform. *14th IEEE NPSS*, **0153**, 2005.
- [76] R. Duda and P. Hart. Usage of the Hough Transformation to detect Lines and Curves in Pictures. *Communication ACM*, 15, 1972. Technical Note 36.
- [77] M. Hansroul. Fast Circle Fit with the Conformal Mapping Method. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 270**, 1988.
- [78] P. Astier, A. Cardini, R. Cousins, A. Letessier-Selvon, B. Popov, and T. Vinogradova. Kalman Filter Track Fits and Track Breakpoint Analysis. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **A 450**, 2000.
- [79] S. Margetis and D. Cebra. Main Vertex reconstruction in Star. *STAR NOTE*, 0089, 1992.
- [80] E.B. Forsyth. The Status of R&D for the Relativistic Heavy Ion Collider at Brookhaven. *RHIC-Technical Note*, 1989. **52**.
- [81] <http://drupal.star.bnl.gov/STAR/comp/>.

Résumé

Le Silicon Strip Detector (SSD) est la quatrième couche de détecteur en silicium double face à micropistes de l'expérience STAR installée auprès du RHIC et complète son système de trajectographie interne. L'objectif de STAR consiste en l'étude de collisions d'ions lourds visant à mettre en évidence la formation d'un état déconfiné de la matière nucléaire, le Plasma de Quarks et de Gluons.

Une augmentation de la production de particules étranges, comme les particules K_S^0 , Λ , Ξ et Ω , décroissant après le vertex primaire d'interaction en particules secondaires, a été prédite comme signature de l'existence de cet état. La reconstruction précise de ces particules est alors nécessaire. Le SSD sera aussi important dans la mesure de particules charmées via une identification directe topologique de la décroissance de ces particules.

Il a été conçu afin d'augmenter les capacités de trajectographie de STAR en permettant une meilleure connexion des traces reconstruites dans la chambre à projection temporelle (TPC) avec les points d'impacts du détecteur de vertex interne (SVT).

Dans cette thèse, nous quantifierons l'apport du SSD à travers les collisions Cuivre Cuivre ayant eu lieu au RHIC en 2005.

L'étude des données simulées fournira aussi une comparaison nécessaire à la compréhension des résultats.

Mots clés : Détecteur en silicium à micropistes double face, Détecteur de vertex interne, Reconstruction de particules secondaires, Plasma de quarks et de Gluons

Abstract

The Silicon Strip Detector (SSD) is the fourth layer of detector using a double-sided microstrip technology of the STAR experiment at RHIC, thus completes its inner tracking device. The goal of STAR is to study heavy ions collisions in order to probe the existence of the QGP, a deconfined state of nuclear matter. Strangeness enhancement, such as K_S^0 , Λ , Ξ et Ω , particles production, has been proposed to sign the formation of the QGP. Then precise measurement of secondary vertices is needed. The SSD will also permit an attempt to use the inner tracking device to measure charm and beauty with direct topological identification. It was proposed to enhance the STAR tracking capabilities by providing a better connexion between reconstructed tracks in the main tracking device (TPC) and the initial vertex detector (SVT).

In this thesis, we will present the intrinsic performances of the SSD and its impact on the inner tracking system performances by studying Cu-Cu collisions occurred at RHIC in 2005.

Study of simulated data will also permit a better comprehension of these results.

Key words : Double-sided silicon microstrip technology, Tracking detector, Secondary particle identification, Quark Gluon Plasma