UNIVERSITÉ DE NANTES
FACULTÉ DES SCIENCES ET DES TECHNIQUES

Contributions au développement du détecteur au silicium à micropistes de l'expérience STAR au RHIC

THÈSE DE DOCTORAT
Discipline : physique
Spécialité : physique nucléaire

présentée
et soutenue publiquement par

Walter PINGANAUD

le 11 octobre 2000, devant le jury ci-dessous

Président	Pierre BERTIN, directeur de recherches - CNRS, Clermont-Ferrand
Rapporteurs	Pierre DELPIERRE, ingénieur de recherches - CNRS, Marseille
	Karel SAFARIK, directeur de recherches - CERN, Genève
Examinateurs	Barbara ERAZMUS, directeur de recherches - CNRS, Nantes
	Férid HADDAD, maître de conférences - Université de Nantes
	Claude PRUNEAU, professeur associé - Wayne State University

Directrice de thèse : Barbara ERAZMUS

"L'homme n'est pas tout à fait une espèce animale,
il est plutôt de l'ordre des catastrophes naturelles."
Maurice G. Dantec
Le théâtre des opérations
journal métaphysique et polémique 1999

Remerciements

Merci à Hans Gutbrod de m'avoir accueilli à SUBATECH pour mon stage de DEA puis ma thèse et d'avoir mis à ma disposition les moyens techniques et financiers qui m'ont permis de réaliser ce travail.

Merci à mes deux rapporteurs, messieurs Pierre Delpierre et Karel Safarik pour avoir accepté d'examiner mon travail.

Merci également à Pierre Bertin pour avoir bien voulu présider le jury et pour ses anecdotes.

Merci aux autres membres du jury, Férid Haddad pour sa lecture approfondie du document et ses corrections précieuses, et Claude Pruneau qui, s'il n'a pu être présent à la soutenance, m'a encadré et conseillé lors du développement du simulateur du SSD.

Merci à Barbara Erazmus de m'avoir accueilli au sein de son groupe et de m'avoir laissé suffisamment d'autonomie dans mon travail. Je la remercie également pour ses gâteaux au pavot qui m'ont permis de vivre les heures de digestion les plus redoutables de mon existence.

Je tiens particulièrement à remercier Christelle Roy pour la disponibilité dont elle a fait preuve tout au long de ces trois ans et pour m'avoir aidé à prendre des décisions importantes (se révélant très bonnes) qui ont énormément influé sur ce travail. Sans cette aide, ma dernière année de thèse eut été un cauchemar.

J'associe également à ces remerciements Lilian Martin et Abdel Boucham. Lilian pour m'avoir mis le pied à l'étrier et pour avoir suivi, avec Christelle, l'avancement de ce travail. Ils m'ont appris à vérifier mes résultats et à être un peu plus curieux, y compris lorsque l'on pense avoir abouti. Abdel a su prendre le relais pendant les derniers temps de ma thèse et m'a apporté son aide pour entreprendre de nouvelles études afin de compléter ce document. Je pense l'avoir beaucoup sollicité et si tel fût le cas, je le remercie de ne me l'avoir jamais reproché. Je les remercie tous les trois pour les journées et les soirées qu'ils ont passé à corriger ce rapport.

Je remercie également Olivier Ravel, Stéphane Bouvier, Lotfi Lakehal, Pascal Lautridou, Jean-Michel Barbet et Khalil Chawoshi pour le soutien et l'aide qu'ils m'ont apportés.

Je remercie aussi Laurent Conin, Fabrice Retière, Marc Labalme et Javier Castillo dont j'ai partagé le bureau pendant ces trois ans et avec lesquels j'ai eu de riches discussions, y compris sur la physique.

Merci à Arnaud, Maëlle et Marc pour toutes nos discussions caféinées.

Un grand merci à Stéphanie pour m'avoir soutenu pendant la rédaction, d'avoir accepté de lire et corriger en premier ce document et de l'avoir quelques fois trouvé *"intéressant"*. Si les rôles avaient été inversés je n'aurais peut-être pas été capable de tant de courage...

Merci à mes parents pour leur soutien et surtout pour ne m'avoir demandé que très rarement en quoi consistait mon activité.

Merci à Stéphanie(s), Boris(s), Franck(s), Fabien(s), Ludo, Jeanne, Seb, Manu, Peggy, Etel, Gaël, Isa, Anna, Benoît(s), Betty, Karine, Christelle, Eric, Alex, Olivier, Franchin, Stéphane, Gwendal, Cécile, Florence, Céline, Christophe, Marie(s), Pierrick, Caroline, Françoise, Mylène, Xavier, Pat, Yaëlle, Anne-so, Régis, Jean-Michel, Alexandra, François, Marie-Sophie et Julien pour leur amitié.

Table des matières

Liste des tableaux

Table des figures

Chapitre 1

Une nouvelle génération d'expériences pour les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

1.1 Etat des lieux

Depuis le début des années quatre vingts, deux campagnes d'expériences dédiées à l'étude des collisions d'ions lourds relativistes puis ultra-relativistes ont été menées parallèlement auprès de l'accélérateur **AGS** (Alternating Gradient Synchrotron) aux États-Unis et **SPS** (Super Proton Synchrotron) au CERN, à la frontière franco-suisse. Les domaines de physique explorés par ces deux séries d'expériences avaient un but commun, la découverte d'un état déconfiné de la matière. Néanmoins, seules les expériences du CERN, grâce à une énergie dans le centre de masse de la réaction plus élevée (tableau 1.1), ont probablement observé des comportements d'observables qui pourraient indiquer le passage de la matière par un état déconfiné.

Accélérateur	Energie dans le centre de masse d'une paire de nucléon ($\sqrt{S_{NN}}$)
AGS	4.7 GeV
SPS	17.3 Gev
RHIC	200 Gev
LHC	5.5 TeV

TAB. *1.1:* Energie disponible dans le centre de masse d'une paire de nucléon pour les principaux accélérateurs d'ions lourds.

L'annonce officielle du CERN du mois de février 2000 était principalement motivée par les résultats de trois expériences

WA97-NA57 Observation de l'augmentation de la production de particules étranges normalisée au nombre de participants dans des systèmes Pb+Pb en comparaison de p+Pb [1]. Cette augmentation est plus prononcée pour les particules multi-étranges. Ce comportement n'est pas interprétable par les modèles de réinteraction hadronique.

NA50 Observation d'une suppression anormale du J/Ψ et du $\Psi^{'}$ [2]. Cette observation peut être comprise notamment en supposant un mécanisme d'écrantage de Debye lors du passage des paires $c\bar{c}$ au travers d'un plasma de quarks et de gluons [3].

CERES-NA45 Observation d'une augmentation de la production des di-leptons dans le domaine des basses masses [4]. Ce comportement pourrait être induit par la restauration de la symétrie chirale, qui signerait le passage du système par un état déconfiné.

Il faut toutefois signaler que ces résultats semblant confirmer l'hypothèse de l'observation d'un plasma de partons déconfinés sont encore soumis à discussion. Les résultats des autres expériences ne convergent pas tous vers cette même conclusion. En effet, les expériences dédiées à l'observation des DCC (Disoriented Chiral Condensate) comme WA98 [5] [6] ou à la recherche d'étrangelets comme NA52 [7] n'ont pas obtenu de résultats positifs.

Dans ce contexte, la mise en fonctionnement de l'accélérateur **RHIC** (Relativistic Heavy Ions Collider) aux États-Unis arrive à point nommé pour poursuivre l'investigation des collisions ultra-relativistes, même si le programme scientifique de RHIC ne consiste pas en une simple extension de celui du SPS ou de l'AGS. En effet, la construction de RHIC a historiquement suivi l'abandon par les États-Unis du projet SSC (Superconducting Super Collider). Une partie du programme de physique des particules a alors été reportée sur RHIC, expliquant ainsi que les collisions p+p et les interactions de faisceaux polarisés fassent partie du programme de RHIC.

1.1.1 Les caractéristiques de RHIC

La photographie 1.1 représente une vue aérienne du complexe d'accélérateurs sur le site de Brookhaven.

L'anneau de RHIC s'étend sur 3.8 km. L'énergie du faisceau est ajustable et peut atteindre une valeur maximale de 100 GeV par nucléon pour les collisions d'ions lourds et 250 GeV en mode proton+proton. Les ions composant le faisceau sont produits par l'accélérateur **Tandem** de type "Van der Graaf", puis transportés et réaccélérés par le **Booster**, injectés dans l'**AGS** où ils sont accélérés jusqu'à 11 GeV par nucléon pour être finalement injectés dans RHIC pour une accélération à l'énergie nominale. Le faisceau pourra ainsi être conservé pendant approximativement 10 heures.

Les ions des deux faisceaux collisionnent à six points d'interaction dont, actuellement, quatre correspondent à des sites d'expériences. Parmi ces quatre expériences, deux ont des tailles importantes : STAR (située à 6 heures sur la figure 1.1) et PHENIX (à 8 heures), et deux autres de taille moindre : PHOBOS (à 10 heures) et BRAHMS (à 2 heures).

Nous allons à présent donner une description sommaire des expériences PHENIX, PHOBOS et BRAHMS tandis que STAR, étant le cadre de cette thèse, fera l'objet d'une description plus détaillée en deuxième partie de ce chapitre.

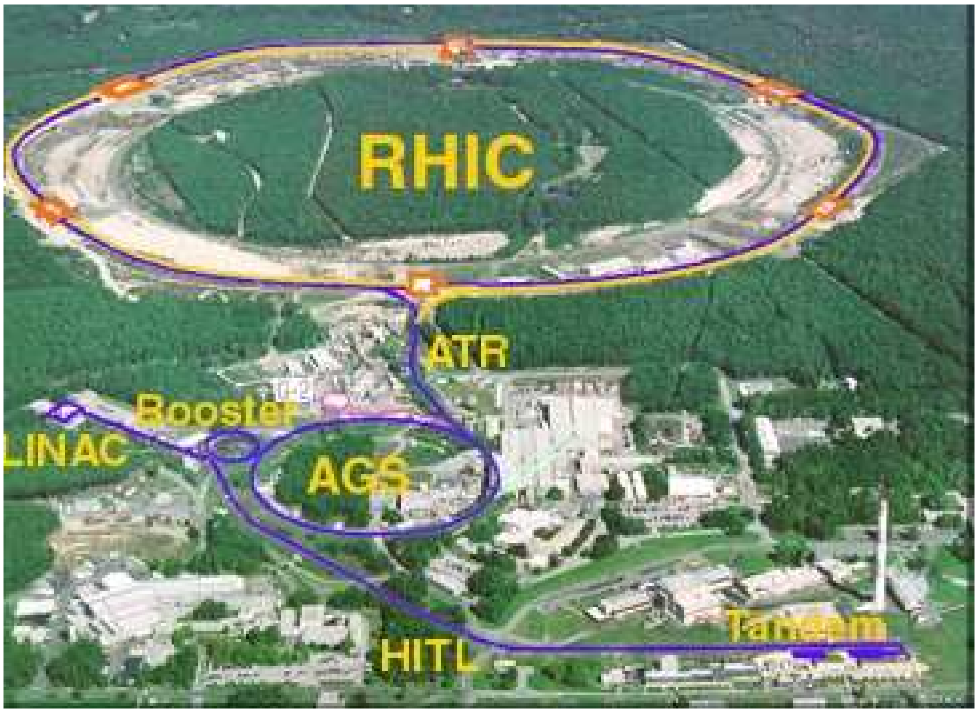

FIG. *1.1:* Vue aérienne des accélérateurs et du collisionneur RHIC sur le site de Brookhaven.

1.1.2 Les expériences PHENIX, PHOBOS et BRAHMS

PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) : Les motivations physiques de PHENIX sont de mesurer autant de signatures potentielles d'un plasma de quarks et de gluons (PQG) que possible en fonction d'observables telles que le paramètre d'impact ou la rapidité. PHENIX est capable de mesurer les paires de leptons (di-électrons comme di-muons), les photons et les hadrons. Cette expérience est a priori très sensible à des processus de très faible section efficace comme la production de J/Ψ, Ψ',Υ et les événements de haute impulsion transverse. PHENIX est également capable de fonctionner à haute fréquence de déclenchement pour les systèmes pp ou pA (proton+noyau)

PHOBOS : Le programme scientifique de PHOBOS s'appuie sur les mesures des spectres de particules et de corrélations de particules dans le domaine des faibles impulsions transverses ($15MeV/c < P_t < 600MeV/c$ pour les pions et $45MeV/c < P_t < 1200MeV/c$ pour les protons). Les particules chargées sont mesurées dans un intervalle en rapidité compris entre 0 et 1.5 unités. La diversité des particules étudiées est relativement importante puisqu'elle se compose de $\gamma, \pi, K, \rho, \overline{\rho}, \phi, \Lambda, \overline{\Lambda}, d\ et\ \overline{d}$. Les rapports de taux de production de particules, les spectres en impulsion transverse, la production de particules étranges ainsi que les corrélations de particules seront alors accessibles à l'étude.

BRAHMS (Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometers) : Cette expérience est dédiée principalement aux signatures hadroniques du plasma de quarks et de gluons. Les protons, pions et kaons sont mesurables et identifiables sur une large plage en rapidité ($0<|\eta|<4$) pour des impulsions transverses variant de 0.2 à 3 GeV/c. Les principaux champs d'étude concernent la dynamique de la réaction (pouvoir d'arrêt, équilibre chimique et thermalisation), la production de $p, \overline{p}$ (potentiel chimique baryonique), la production de kaons chargés et l'étude de la production de mini-jets par la sélection des hadrons d'impulsion transverse supérieure à 2 GeV/c.

1.2 L'expérience STAR

La quatrième expérience présente auprès de RHIC est STAR (a Solenoidal Tracker At Rhic)

1.2.1 Caractéristiques des différents détecteurs

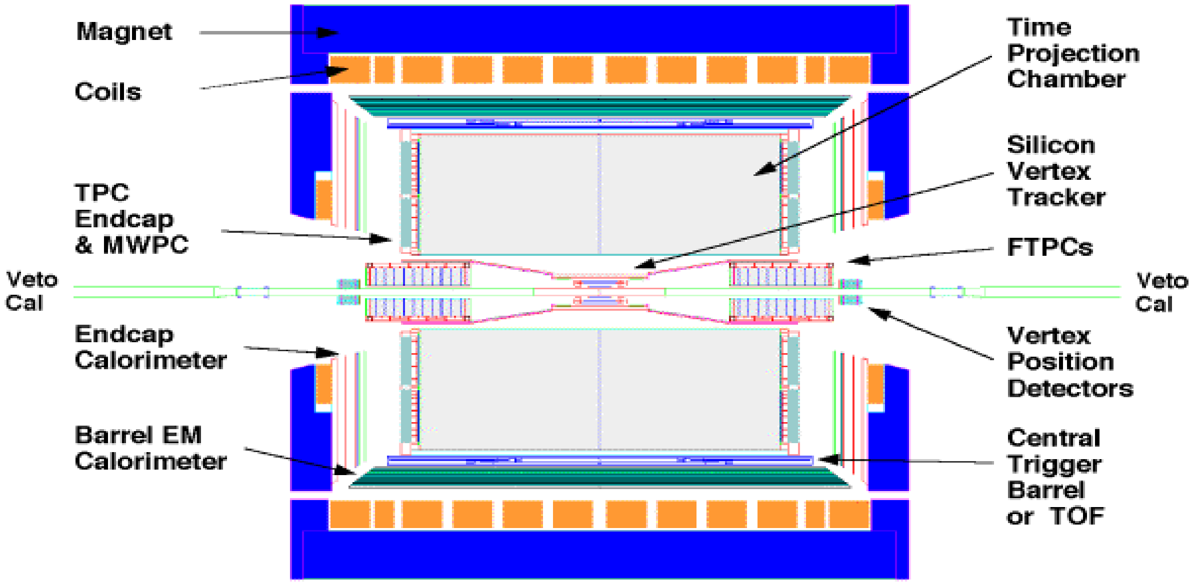

FIG. *1.2:* Coupe transversale du détecteur STAR.

a - Les détecteurs de trajectographie

Le coeur de STAR est principalement constitué de trois détecteurs de trajectographie permettant de reconstruire les traces des particules chargées.

Une chambre à projection temporelle (**TPC** pour Time Projection Chamber) couvre un domaine en rapidité compris entre $-1.5 < \eta < 1.5$. Ses enveloppes interne et externe sont situées à des rayons, respectivement de 60 cm et 200 cm et s'étendent entre $Z = \pm 83cm$, où Z correspond à l'axe du faisceau. Un champ de dérive est maintenu dans la TPC par une membrane centrale située à Z=0 cm afin de permettre les déplacements des charges créées le long des trajectoires des particules chargées vers les extrémités du détecteur où est localisé le système de lecture. Comme nous l'étudierons par la suite, ce type de détecteur donne une information en impulsion très précise contrairement à la résolution en position. Grâce au grand nombre de points mesurés (environ 45 pour une traversée de la TPC) lors du passage d'une particule, l'analyse de la corrélation entre l'énergie déposée par les particules et leur impulsion permet alors leur identification. Ceci est possible dans le domaine des basses impulsions où les distributions en perte d'énergie en fonction de l'impulsion sont bien séparées.

Deux mini-TPC (**FTPC** pour Forward TPC [8]) sont situées dans les cônes de support du détecteur de vertex, couvrant une région de rapidité $2.5 < |\eta| < 4$. Alors que la couverture de la TPC permet de mesurer 50% des particules chargées lors de collisions Au+Au, ces deux FTPC permettent de reconstruire éventuellement 30% des particules chargées échappant à la TPC dans la région centrale. La position de ces détecteurs centrée sur la région de fragmentation donne accès à la mesure de la conversion, due à la collision, de l'énergie d'excitation des noyaux en énergie thermale.

Le système de trajectographie est complété par un **détecteur de vertex** composé de 3 couches de détecteurs silicium à dérive (SDD pour Silicon Drift Detector [9]) localisées à des rayons moyens de 5, 10 et 15 cm. Ces trois couches forment le SVT (Silicon Vertex Tracker). Constituant le sujet de cette étude, une quatrième couche, située à un rayon de 23 cm, s'appuie sur une technologie de détecteurs au silicium à micropistes (**SSD** [10]). Ces quatre cylindres de silicium couvrent un domaine de rapidité $-1 < \eta < 1$ qui est donc totalement commun avec la TPC. La collection rapide du signal ainsi qu'une très bonne résolution en position (de l'ordre d'une vingtaine de microns pour le SVT) dans ces détecteurs autorisent leur fonctionnement dans une zone proche du point d'interaction et donc caractérisée par une très forte densité de traces. Le couplage des informations issues de la TPC et du détecteur de vertex permet de reconstruire les trajectoires des particules avec de très bonnes résolutions en impulsion et en position ainsi qu'une identification possible pour les particules de basse impulsion.

La figure 1.3 nous montre la distribution inclusive en rapidité des particules chargées (prédite par le générateur HIJING) ainsi que les couvertures des différents détecteurs de trajectographie.

b - Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique de STAR (**EMcal** [11]) est composé de deux parties distinctes : un cylindre couvrant la région centrale ($-1 < \eta < 1$) à un rayon de 225 cm de l'axe du faisceau et un plan situé à Z = 110 cm du point d'interaction et couvrant la région $1.05 < \eta < 2$. Les domaines de physique accessibles au calorimètre électromagnétique sont nombreux et variés. Outre la mesure d'observables globales telle l'énergie transverse de la réaction, des programmes de recherche comme la mesure des jets, des photons directs, des électrons provenant de décroissance de quarkonium ainsi que des particules de haute impulsion transverse, s'appuient tout particulièrement sur l'EMcal. Pour les prises de données avec les systèmes p+p polarisés, l'EMcal est également un détecteur prédominant pour l'étude du spin du nucléon.

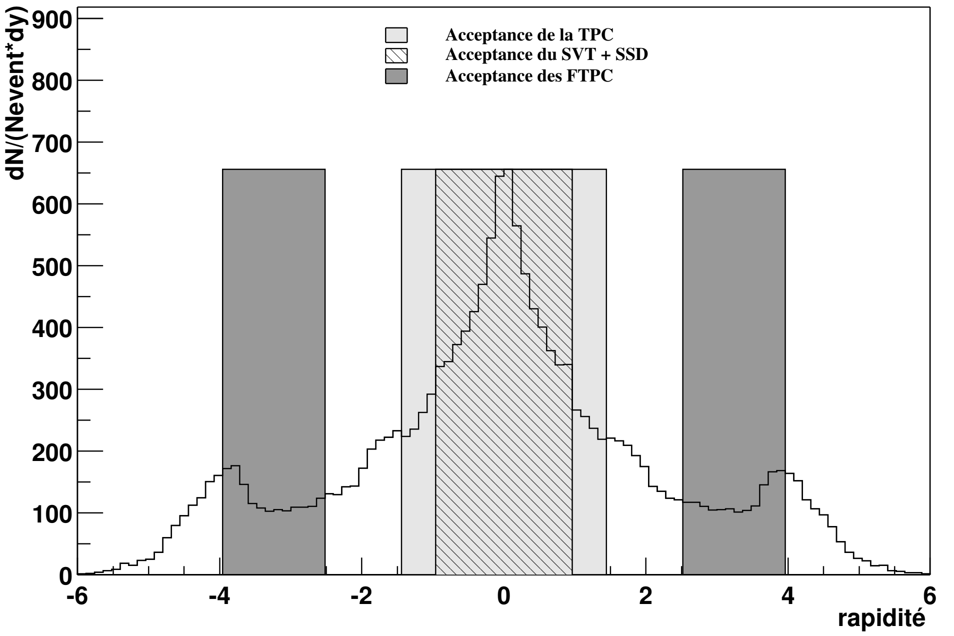

FIG. *1.3:* Les zones de couverture en rapidité pour les différents détecteurs de trajectographie.

c - Les autres systèmes de détection

Le détecteur de temps de vol (**ToF** pour Time of Flight) couvre environ une unité de rapidité et 5^o suivant ϕ dans le plan transverse. Ce détecteur hautement segmenté est composé de 41 lattes de plastique scintillant. Les limites en impulsion pour la détection sont d'environ 1.8 GeV/c pour les pions et les kaons, et de 3 GeV/c pour les protons. La mesure du temps de vol des particules, reliée à la valeur de l'impulsion mesurée dans la TPC permet une mesure indirecte de la masse des particules et donc leur identification.

Un module **RICH** (pour Ring Imaging Cherenkov) qui a été développé et testé pour l'expérience ALICE au CERN vient compléter le détecteur STAR à rapidité centrale. Il permet l'identification des particules de haute impulsion transverse (jusqu'à 3 GeV/c pour les pions et les kaons et jusqu'à 5 GeV/c pour les protons).

d - Le système de déclenchement de STAR

Trois détecteurs supplémentaires sont spécifiquement dédiés au déclenchement de STAR ainsi qu'à la sélection des événements.

Le cylindre central de déclenchement (**Central Trigger Barrel**) est composé de 240 lattes de scintillateur disposées autour de la TPC. Chaque latte est lue par un photo-multiplicateur. Le CTB couvre une région entre -1 et +1 en rapidité pour une couverture angulaire complète. Il mesure la multiplicité de particules chargées dans cette région de l'espace des phases.

Le détecteur de position du vertex (**VPD Vertex Position Detector**) est, lui, composé de sous-détecteurs eux-même divisés en deux anneaux concentriques de tubes photo-multiplicateurs. Ils entourent le tube faisceau à des positions symétriques de part et d'autre du centre de STAR. La différence des temps mesurés par les deux modules sous-détecteurs permet de localiser la position de l'interaction à 3 cm près.

Deux calorimètres (**ZDC** pour Zero Degree Calorimeter) situés à zéro degré et localisés dans l'axe de STAR, après les dipôles courbant le faisceau, sont utilisés en veto. Ils sont constitués de couches de plomb et de fibres scintillantes reliées à des tubes photomultiplicateurs puis à des ADC. Leur position leur permet alors de détecter uniquement les neutrons spectateurs issus d'une collision puisque ceux-ci ne sont pas déviés par les aimants de courbure. Une coïncidence entre les deux calorimètres situés de part et d'autre de STAR est nécessaire pour décider de la présence d'une collision.

D'autres systèmes de détection comme le calorimètre électromagnétique, le signal collecté sur les fils de la TPC permettent également de faire des sélections plus spécifiques des événements.

e - L'installation des détecteurs dans STAR

Les différents détecteurs ne seront installés que progressivement dans STAR. La phase principale d'installation s'étend sur deux années, le détecteur STAR sera effectivement complet en 2003.

Le tableau 1.2 résume cette séquence d'installation.

Détecteur	Statut Année 1	Statut Année 2
TPC	Installation complète	X
RICH	Installation complète	X
CTB	Installation complète	X
ZDC	Installation complète	X
VPD	Installation complète	X
EMcal	Installation partielle	Installation partielle (couverture en rapidité nominale, couverture angulaire partielle)
SVT	1 échelle	Installation complète
SSD	X	Installation complète
FTPC	X	Installation complète
ToF	X	Installation complète

TAB. *1.2:* Séquence d'installation dans STAR.

1.2.2 Les observables qui seront étudiées

STAR est probablement le détecteur le plus complet en terme d'observables qu'il sera possible d'étudier. Nous nous limiterons à la présentation des domaines de physique étudiés lors du fonctionnement de RHIC en mode ions lourds.

Grâce à la grande multiplicité de particules attendue au RHIC, une partie des observables que nous présentons sera mesurable événement par événement, ouvrant alors la possibilité à des techniques d'analyses jusqu'alors quasi-inaccessibles.

La possibilité d'étudier des systèmes très différents tels que p-p, p-Si, p-Au, Si-Si, Si-Au et bien-sûr Au-Au ouvre la voie à des analyses sytématiques en fonction de la taille du système.

a - Les principales observables accessibles à STAR [12]

Spectres en impulsion transverse. Dans le cadre d'une description simplifiée des collisions d'ions lourds, la "température" au freeze-out d'un système hadronique à l'équilibre thermique peut être directement déduite de la pente des spectres en impulsion transverse. Cependant, ces distributions sont généralement distordues par la contribution des décroissances (à bas P_t) et par le flot transverse qui modifie sensiblement la pente de ces spectres à haute impulsion transverse. Toutefois, l'extraction simultanée de la température et du flot transverse est rendue possible en étudiant systématiquement les spectres en masse transverse de particules de différentes natures. Ces mesures seront réalisées par STAR pour un grand nombre de hadrons.

Spectres en rapidité. La forme des distributions de rapidité devrait permettre de contraindre le domaine des scénarios d'expansion longitudinale possibles puisqu'elle renseigne sur le pouvoir d'arrêt des nucléons lors de leur interaction.

Rapports de taux de production. L'abondance relative des différentes espèces de particules peut être une mesure du degré d'équilibration chimique au freeze-out. Ceci est particulièrement vrai pour les rapports de particules étranges sur non étranges (par exemple $\frac{K}{\pi}$) qui permettent d'évaluer le degré d'équilibre chimique des particules étranges.

Le méson ϕ. Un décalage de la masse du ϕ est prédit si sa production a lieu dans un milieu de partons déconfinés. De plus son taux de production via le canal K^+K^- [13] devrait augmenter si la symétrie chirale est partiellement restaurée.

Les corrélations de particules. Les corrélations de particules identiques devraient permettre d'accéder à des informations concernant l'évolution spatio-temporelle de la source émettrice de particules. Outre contraindre la géométrie de la source au freeze-out et la dynamique de l'expansion de la source lors de sa phase hadronique, elles pourraient apporter des informations sur l'existence d'une transition de phase éventuelle. Quant aux corrélations de particules non-identiques, elles sont une technique renseignant sur la séquence d'émission des types de particules [14].

Suppression du J/Ψ. L'atténuation de la production de J/Ψ (observable par le canal di-électrons dans STAR [15]) dans les collisions d'ions lourds centrales serait également une signature de l'existence d'une phase de déconfinement.

L'atténuation des jets. La perte d'énergie des partons est très différente dans la matière hadronique et dans un plasma de quarks et de gluons. Cette atténuation des jets devrait être accessible par l'observation des taux de production et des distributions en impulsion transverse des particules de très haute impulsion.

b - L'étrangeté

L'observation de la production d'étrangeté à STAR doit être un point fort pour la détection et l'étude d'un plasma de quarks et de gluons. En effet, les modèles théoriques prédisent une augmentation de la production de quarks étranges (s) si un tel plasma est produit. Ces quarks peuvent être produits par des mécanismes variés [16] [17]. Néanmoins deux principales voies de production se dégagent :

Interactions hadron-hadron : Ce mécanisme est caractéristique de la production d'étrangeté dans un gaz chaud de hadrons (modèle du gaz hadronique). Par exemple, une paire de pions de charge opposée issue de la collision peut s'annihiler en donnant naissance à deux kaons de charge opposée, chacun portant un quark s ou un antiquark s.

Interaction parton-parton : Dans un milieu déconfiné, les gluons ou bien une paire de quark-antiquark peuvent fusionner pour créer une paire ($s\bar{s}$). C'est à ce point que se produit l'augmentation d'étrangeté puisqu'il n'est plus nécessaire de fournir une paire de quark-antiquark pour produire des quarks s. L'observation d'une augmentation du taux de production de hadrons étranges signerait dans le cadre de ce modèle, le passage du système par un état déconfiné de quarks et de gluons. Une possibilité de réaliser cette étude pour différents systèmes tels que noyau-noyau, proton-noyau et proton-proton à différentes valeurs de l'énergie incidente permettra d'accéder et de normaliser l'augmentation d'étrangeté par rapport à la production observée dans des systèmes comme p-p où la température est trop faible pour observer une transition de phase vers un état déconfiné de quarks et de gluons. Le tableau 1.3 présente les particules étranges qui seront mesurables ainsi que les temps de prise de données nécessaires pour réaliser les différentes analyses, avec un taux de déclenchement nominal de 1 Hz.

	Type d'analyse					
Particule	Taux de production - N		$\frac{dN}{dP_t}$ & $\frac{dN}{dy}$		$\frac{d^2N}{dP_t dy}$	
	Nb évts	Temps	Nb évts	Temps	Nb évts	Temps
K_s^0	500	10 min	5 k	2 h	50 k	1 j
Λ	15 k	6 h	150 k	2.5 j	1.5 M	3 sem.
Ξ^-	200 k	3 j	1 M	2 sem.	10 M	4 mois
Ω^-	7.5 M	3 mois	15 M	6 mois	/	/

TAB. *1.3:* Estimation des temps de faisceau nécessaires aux différentes analyses [18].

Le programme d'étude des particules étranges est étroitement lié à celui des corrélations de particules puisque STAR permet l'étude des corrélations entre les paires de K_s^0 ou encore la mesure de la différence de temps entre l'émission des K^+ et K^- qui traduirait, si elle est significativement importante, un phénomène de distillation d'étrangeté qui est envisageable uniquement dans la situation où une phase de PQG est créée.

Une recherche d'objets exotiques tels les étrangelets ou les MEMO [19] (Meta-stable Exotic Multi-hyperonic Objects) sera également possible à STAR. L'observation de ces objets massifs, composés de quarks u, d et s en proportions égales, serait une signature forte du passage du système par une phase de plasma.

1.3 Un détecteur de vertex pour STAR : le SSD

Le SSD est développé conjointement par trois laboratoires de physique : SUBATECH (Nantes), l'IReS (Strasbourg) et l'Institute of Physics (WUT, Pologne) avec le support technique d'un laboratoire d'électronique, le LEPSI (Strasbourg).

1.3.1 Les motivations à l'origine du projet SSD

Les motivations pour cet ajout sont nombreuses et nous pouvons en citer quelques unes parmi les plus importantes :

Une meilleure autonomie pour la reconstruction des traces de basse impulsion. C'est probablement la raison majeure. Les traces de basse impulsion qui n'atteignent pas la TPC peuvent a priori être reconstruites dans le détecteur de vertex si elles y ont laissé au moins un point dans chacune des couches, soit un minimum de trois points. Néanmoins, la couverture géométrique du SVT n'est pas parfaite et compte environ 5% de régions inactives par couche. Il en résulte qu'en moyenne, 14 % des traces qui traversent le SVT laissent moins de trois points. L'ajout d'une quatrième couche permet de réduire cette proportion de traces perdues pour la reconstruction puisqu'un calcul simple supposant une inefficacité identique pour le SSD conduit alors à 1.5 % de traces échappant à une possible reconstruction.

Pour les traces de basse impulsion, un quatrième point améliore également la résolution relative en impulsion de manière significative. Une simulation pour des pions d'impulsion inférieure à 200 MeV/c conduit à une résolution relative de l'impulsion de 18 % pour les traces composées uniquement de points du SVT et de 14 % pour les traces comportant un point supplémentaire (pour une impulsion initiale de 140 MeV/c [10]).

Une localisation intermédiaire entre la TPC et le SVT. Quel que soit l'algorithme qui reconstruit les trajectoires des particules, il doit, lorsque c'est possible, associer les traces que les particules ont laissé dans la TPC avec les points du détecteur de vertex. Cette phase d'association nécessite alors la projection ou l'extrapolation des trajectoires de la TPC vers le détecteur de vertex. Un point situé à un rayon intermédiaire entre les deux détecteurs de trajectographie doit alors faciliter la reconstruction complète des traces.

Un mélange de technologies. Même si le choix de détecteurs au silicium à micropistes n'a pas été dicté uniquement pour cette raison, nous pouvons toutefois relever qu'un mélange de technologies dans le détecteur de vertex offre a priori une plus grande fiabilité. En effet les éventuels problèmes techniques pouvant compromettre le fonctionnement correct des deux types de détecteurs sont ainsi, pour la plupart découplés.

1.3.2 Les détecteurs au silicium à micropistes

Les principales caractéristiques géométriques et électriques des détecteurs au silicium à micropistes sont résumées dans le tableau 1.4. Les signaux sur les pistes sont lus à travers une capacité de découplage dont les armatures sont constituées d'une part par des pistes implantées et d'autre part, par les pistes d'aluminium gravées sur le détecteur. L'isolation entre ces deux types de pistes est réalisée par une couche d'oxyde de silicium.

	Caractéristique	Valeur
Géométrie du détecteur	Surface totale	75×42 mm^2
	Epaisseur	300 ± 15 μm
	Nombre de pistes	768 par face
	Pas inter-pistes	95 μm
	Angle stéréoscopique	35 mrad
	Largeur des pistes	$\simeq 15$ μm
	Largeur de l'anneau de garde	< 1mm
Caractéristiques électriques	Tension de fonctionnement	< 55 V (10 à 15V au-dessus de la tension de déplétion)
	Tension de claquage du détecteur	> 60 V ou > Tension de fonctionnement
	Tension de claquage des capacités de découplage	> 100 V ou > 2*Tension de fonctionnement
	Courant de fuite à travers l'anneau de garde	< 5 μA
	Courant de polarisation	< 2 μA
	Courant de fuite du détecteur	< 5 nA par piste
	Résistance de polarisation	>10 MΩ
Qualité	Taux de pistes inactives	< 3 % avec un but à 1 %

TAB. *1.4:* Caractéristiques des détecteurs SSD.

a - Fonctionnement des détecteurs au silicium à micropistes

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

La jonction "pn" représente l'élément de base de la plupart des détecteurs au silicium. Cette jonction est simplement la région de transition créée par le passage d'une zone de semi-conducteur dopée n et une zone dopée p. Les électrons de la bande de conduction du silicium type n, dérivent vers la zone dopée p. De façon similaire, les trous de la région dopée p diffusent vers le silicium de type n et se recombinent. Une zone libre de toute charge mobile est alors créée, appelée zone de déplétion.

Lorsque l'on applique une tension positive sur la face dopée n, la zone déplétée croît. Celle-ci est la région effectivement sensible du détecteur et il est donc nécessaire qu'elle soit la plus large possible. Une autre raison pour maximiser cette région est qu'un détecteur complètement déplété minimise la capacité du détecteur. Le détecteur est donc utilisé à une polarisation nominale appelée "tension de déplétion" qui le déplète entièrement.

Les particules chargées qui traversent le détecteur produisent environ 20000 paires électron-trou. Les électrons et les trous dérivent vers les électrodes de collection en induisant un signal sur celles-ci. Le faible nombre de charges collectées nécessite une électronique de lecture à faible bruit.

Les détecteurs au silicium sont des détecteurs très rapides puisque, pour une épaisseur de 300 μ m, les électrons sont en moyenne collectés au bout de 7 ns et les trous après environ 19 ns. La résolution des détecteurs à micropistes est principalement donnée par deux facteurs : d'une part les processus tels que la diffusion des particules traversant le silicium et les fluctuations statistiques sur l'énergie qu'elles y déposent, d'autre part, des paramètres externes telles la largeur des pistes et la valeur du signal sur bruit.

b - Des détecteurs double face

Lors de la phase de développement des détecteurs au silicium à micropistes, deux alternatives au design des détecteurs étaient envisagées : des détecteurs double face ou simple face.

Sur les détecteurs double face, les électrons et les trous sont collectés et lus sur chacune des faces du détecteur. Cette configuration donne alors une information suivant deux directions si les pistes des faces opposées ne sont pas parallèles. Sur les détecteurs simple face, la lecture du signal n'est réalisée que sur une des faces du module, ce qui conduit à une information spatiale unidimensionnelle.

Citons quelques points de différence entre l'utilisation de ces deux designs :

Les aspects technologiques : La réalisation de détecteurs double face nécessite l'utilisation d'au moins 13 à 15 masques selon le design choisi (isolation des pistes n^{+}), double métallisation dans le cas d'angles importants entre les pistes des deux faces du détecteur...) alors que, les détecteurs simple face ne requièrent qu'environ 5 masques. Cependant, dans le cas de détecteurs simple face collés "dos à dos" (qui permettraient d'avoir une mesure bidimentionnelle), les deux faces peuvent être différentes, en particulier lorsque les pistes de chaque face sont perpendiculaires. En effet, pour ce design, une seconde couche de métallisation est en général nécessaire pour lire les signaux des deux faces sur le même coté du détecteur.

Le rendement de production dépend alors de la complexité du détecteur et par conséquent du nombre de masques nécessaires. Chaque opération dans la réalisation peut en effet conduire à des défauts dans le détecteur (pistes défectueuses, trous dans l'oxyde isolant entre les pistes implantées et les pistes de lecture en aluminium...).

Longueur de radiation : La comparaison entre un détecteur double face (de 300 μm d'épaisseur) et deux détecteurs simple face (de 300 μm d'épaisseur chacun) conduit aux conclusions suivantes :

Le choix d'un module double face a l'avantage de réduire la quantité de matière totale (incluant l'électronique de lecture, le système de refroidissement) d'environ 20% en moyenne.

La corrélation des charges déposées sur chacune des faces : Pour un détecteur double face, la même charge est collectée (au signe près) sur la face ohmique (face N) et sur la face de la jonction (face P). La comparaison des charges sur les deux faces peut alors lever une partie des ambiguïtés auxquelles il faut se confronter pour associer les pistes touchées sur les deux faces afin de reconstruire le point d'impact de la particule chargée suivant les deux dimensions. Néanmoins, cette comparaison de signaux requiert un bon rapport signal sur bruit. Puisque dans le cas d'une paire de détecteurs simple face, les charges ne proviennent pas du même détecteur (ils n'ont pas nécessairement le même gain ni la même épaisseur), il n'est pas possible de corréler les signaux sur les deux faces.

La face ohmique : Un des inconvénient majeurs des détecteurs double face concerne l'accumulation d'une couche d'électrons à l'interface entre le silicium et l'oxyde de silicium sur la face ohmique. Cet effet, qui tend à s'accentuer avec l'exposition aux radiations, a pour conséquence de réduire la résistance inter-pistes et induit donc une collecte du signal sur un nombre de pistes plus important que sur la face P. De plus, la couche conductrice se formant à l'interface Si-$Si0_2$ implique une augmentation importante de la capacité vue de l'étage d'amplification, ce qui accroît considérablement le bruit des détecteurs. Ce phénomène peut néanmoins être limité en isolant les pistes n^+ avec des pistes intermédiaires fortement dopées p^+. Cette technique nécessite bien sûr des masques supplémentaires.

La tension de polarisation : Sur les détecteurs double face, la lecture se fait à un potentiel relativement important sur au moins l'une des faces pour éviter une tension trop importante sur les capacités de découplage. Ceci implique un système électronique supplémentaire (dans notre cas, un système opto-coupleur) pour ramener le niveau du signal de la haute tension vers la masse.

Même si ces observations ne plaident pas toutes en faveur des détecteurs double face, les besoins en terme d'analyses des phénomènes physiques, les contraintes imposées par STAR et les considérations budgétaires convergent néanmoins vers cette solution. Ces contraintes sont notamment la longueur de radiation ("opacité" du détecteur vis-à-vis des particules qui le traversent) qui doit être minimale, la dissipation de chaleur devant être réduite au minimum pour ne pas gêner le fonctionnement du SVT qui requiert une stabilité de la température à 0.1^oC près. Le fait de pouvoir tirer avantage de la corrélation de charges est un argument fort d'un point de vue de la reconstruction des points d'impact des particules.

c - Un angle stéréoscopique

Le choix de détecteurs double face étant arrêté, il reste à définir l'angle stéréoscopique entre les pistes de chaque face de ce détecteur. Là aussi, le choix de l'angle stéréo est sujet à plusieurs arguments :

Les points d'impact ambigus : Un des problèmes majeurs provient de la configuration avec des pistes orthogonales qui induisent un taux de points d'impact ambigus de 100 %. Cet inconvénient devient particulièrement crucial lorsque la multiplicité attendue par détecteur devient importante. Un des moyens de remédier à cette situation consiste à choisir un angle stéréo faible pour minimiser le recouvrement entre les pistes opposées.

La résolution à deux dimensions : Un petit angle stéréo dégrade la résolution spatiale selon l'une des directions qui correspond généralement à l'axe du faisceau dans le cas de collisionneurs puisque la majeur partie de l'information est contenue dans le plan transverse. Par exemple, dans l'expérience ATLAS, le rapport des résolutions spatiales suivant l'axe Z et dans le plan transverse est $\frac{\sigma(Z)}{\sigma(r,\phi)} \simeq 36$ pour un pas inter-pistes de 80 μm et un angle stéréo de 40 mrad. Avec des pistes perpendiculaires, les résolutions sont comparables selon les deux dimensions. Néanmoins, ce dernier choix doit être fortement motivé puisqu'il induit des complications importantes comme nous allons le voir.

La double métallisation : La configuration à 90^o nécessite généralement une seconde couche de métallisation sur l'une des faces pour rediriger les signaux sur un même bord du détecteur.

Ces trois arguments motivent très fortement le choix d'un design du détecteur avec un angle stéréo faible. Un angle stéréoscopique de 35 mrad a été choisi.

d - Une méthode de connexion par ruban TAB

Le dernier point que nous aborderons concerne la connexion des pistes du détecteur aux voies d'électronique. Deux alternatives peuvent se présenter : une connexion filaire classique (bonding) réalisée avec des fils de cuivre ou bien l'utilisation d'une technologie de type TAB (Tape Automated Bonding). Un exemple de ruban TAB est représentée sur la figure 1.4

La technologie du ruban TAB offre a priori trois avantages majeurs :

Un haut rendement de production : La technologie TAB est un procédé industriel relativement courant en micro-électronique. Des pistes de connexion en cuivre (les technologies à base d'aluminium sont en cours de développement) sont gravées sur un ruban en kapton. Après une phase d'alignement avec les voies du détecteur, les connexions sont réalisées par un procédé thermosonique (chauffage+ultrason). A l'autre extrémité

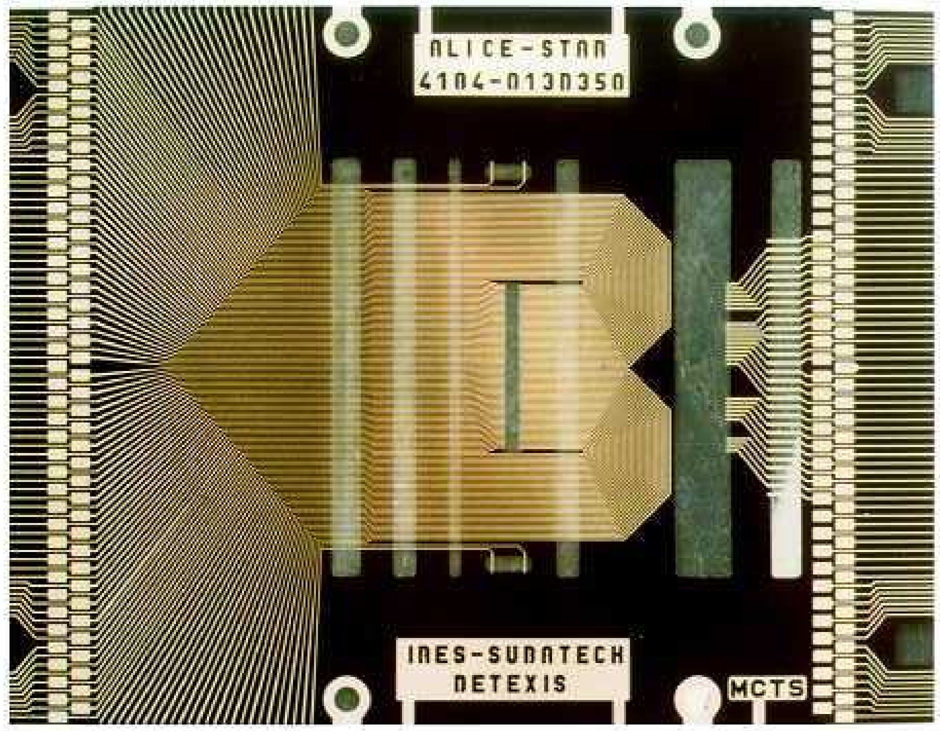

FIG. *1.4:* Photographie d'un ruban TAB, à gauche et à droite, les structures tests qui permettent de vérifier l'état des puces. Au centre, l'emplacement de la puce. Les barres verticales représentent les fenêtres découpées dans le ruban afin de permettre le pliage et la connexion.

du ruban, les puces ont déjà été testées puis reportées en utilisant une technologie similaire. De ce coté du ruban, le pas entre les voies d'électronique est de 44 μm. Ce procédé permet d'atteindre, dans ces conditions, un taux de pistes correctement connectées supérieur à 99%, ce qui est meilleur que les performances obtenues par des technologies classiques.

Une compacité plus importante : Puisque les pistes sont gravées sur un support mécanique, le rayon de courbure qu'il est possible d'atteindre (environ 70 μm) est plus faible que pour les technologies filaires classiques. Le procédé TAB permet également de replier l'ensemble de l'électronique de lecture sur un même plan, minimisant ainsi l'encombrement des modules et permettant de résoudre les contraintes imposées par l'intégration du SSD dans STAR.

Une possibilité de test des puces de lecture une fois reportées sur le ruban : La première étape de connexion consiste au report des puces sur le ruban TAB. Des connexions aux entrées et sorties de la puce sont prévues pour pouvoir vérifier le fonctionnement électrique et électronique des puces Alice 128C après cette première phase, et avant toute connexion définitive au détecteur. Les tests sont réalisés en utilisant les générateur d'impulsion intégrés aux puces A128C. Cette phase de contrôles permet alors de limiter la proportion de détecteurs équipés de puces de lecture défectueuses et de réaliser des classes de puces en fonction de leur qualité et de leurs caractéristiques. Ce test n'est pas possible avec une connexion classique où seule une vérification du fonctionnement électrique de la puce est envisageable.

Ces trois arguments qui assurent une meilleure fiabilité du procédé ainsi qu'une promesse de compacité plus importante ont été pris en compte dans le choix d'une technologie TAB pour cette partie de la connectique du SSD [20].

1.3.3 L'électronique de lecture et d'acquisition

La figure 1.5 montre la séquence et les différentes étapes du traitement des données. Le temps pour le traitement des données en mode nominal est de l'ordre de 2.5 ms pour l'ensemble du SSD.

Les différents processus de traitement se décomposent en trois ensembles :

a - Le système de lecture des données

Les signaux analogiques collectés sur les pistes des détecteurs sont lus par les puces **Alice 128C** (localisées sur l'un des deux hybrides associés à chaque détecteur). Chacune des faces des détecteurs comportent 768 pistes qui sont lues par 6 puces Alice 128C [21]. Ces puces développées par le LEPSI de Strasbourg, spécifiquement dédiées aux expériences STAR et ALICE (CERN-LHC) ont principalement quatre fonctions :

Mise en forme du signal collecté
Amplification du signal (en plusieures étapes)
Intégration
Mémorisation de la valeur maximale su signal.

Les charges sont alors converties en une valeur de tension. Les valeurs analogiques du signal sont ensuite numérisées par les **cartes ADC** 10 bits (situées aux extrémités des échelles de

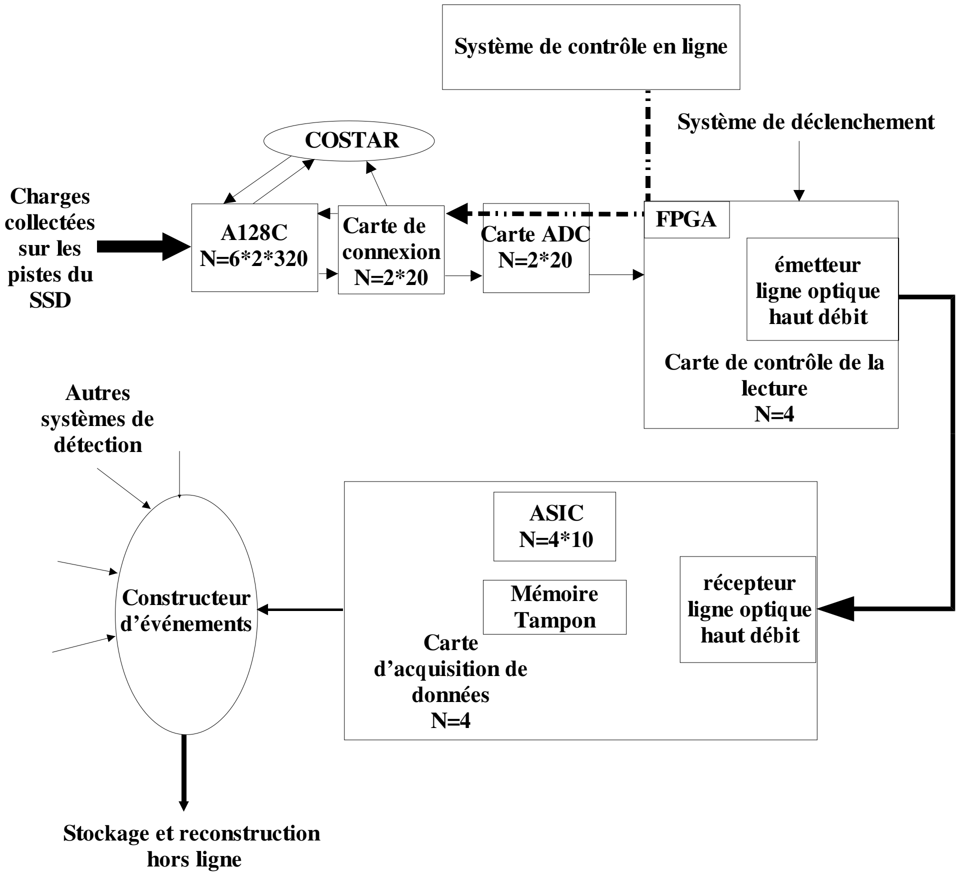

FIG. *1.5:* Cheminement et traitement des données.

support des détecteurs) en valeurs ADC. Une ligne optique haute fréquence transporte ces données vers le système d'acquisition.

b - Le système d'acquisition des données

Le système d'acquisition de données a principalement deux fonctions :

Sélection et traitement des pistes à sauvegarder : Lorsque la valeur du signal numérisé est supérieure à un seuil individualisé du type Seuil = piédestal(piste) + n*bruit(piste), où n correspond à la coupure sur la valeur du rapport signal sur bruit, la piste sera sauvegardée. Le piédestal des pistes qui seront conservées est déduit de la valeur numérique afin de ne garder que la partie du signal comportant une information physique.

Compression et adressage : Les valeurs numériques du signal codées sur 10 bits sont compressées à 8 bits. Ces données sont alors individuellement adressées afin de conserver une information sur la localisation des pistes qui ont collecté un signal.

Les données sont alors envoyées vers un système de construction de l'événement dont la tâche consiste à collecter et à mettre en forme les informations provenant des différents détecteurs. Les événements sont alors emmagasinés sur une zone de disques durs pour être ensuite pris en charge par un complexe de stockage à plus grande échelle.

c - Le système de contrôle et d'initialisation

Ce système est composé d'un système de contrôle hors ligne communiquant avec l'électronique de lecture par protocole de contrôle JTAG. Cet ensemble est notamment dédié aux phases d'initialisation (programmation des circuits FPGA (Field Programable Gate Array), polarisation des détecteurs en haute tension, alimentation des puces de lecture ($\pm$ 2V)). Ce système permet également de contrôler l'état de fonctionnement de l'ensemble de détection en collectant les informations sur la température des hybrides, les valeurs de hautes et basses tensions. Ces informations sont principalement contrôlées par une puce dédiée, le costar (COntroleur STAR) développée au LEPSI.

1.3.4 La structure mécanique et le système de refroidissement

La structure du SSD, tel qu'il sera inséré dans STAR, est composée d'un ensemble de 20 **échelles** disposées de façon à former un cylindre situé à un rayon de 23 cm du point d'interaction. Comme nous pouvons le voir sur la vue en coupe représentée sur la figure 1.6, les échelles sont inclinées d'un angle de 5^0 par rapport à un axe joignant le centre du référentiel de STAR au centre du détecteur, dans le plan transverse au faisceau. Les échelles ont une section triangulaire afin de minimiser les déformations induites par le poids des détecteurs, de l'électronique de lecture et des câbles de connexion.

Comme illustré par la figure 1.7, chaque échelle comporte 16 modules de détection et leur électronique de lecture associée. Les modules sont collés sur la surface interne de la structure de support. Les cartes de connexion et de transmission vers l'acquisition de données sont placées aux extrémités et sur les faces des échelles.

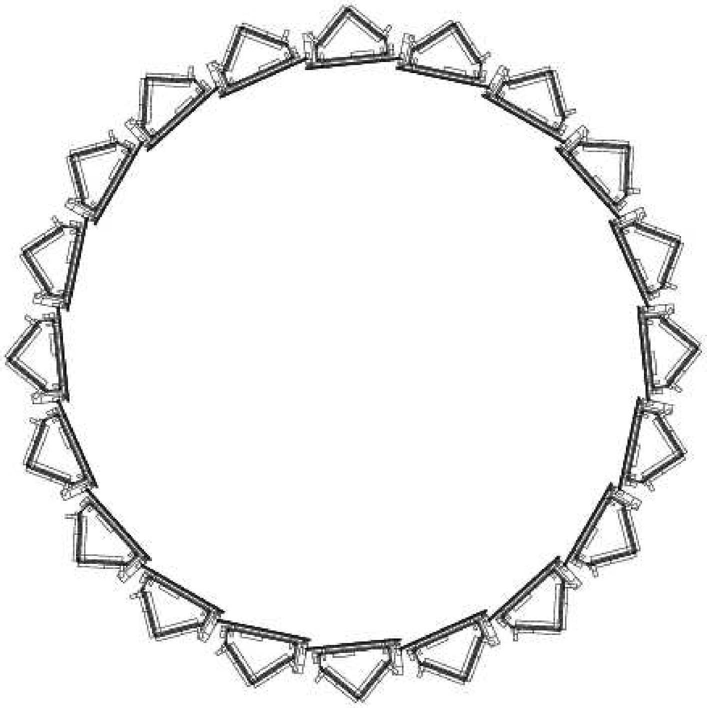

FIG. *1.6:* Vue en coupe du SSD.

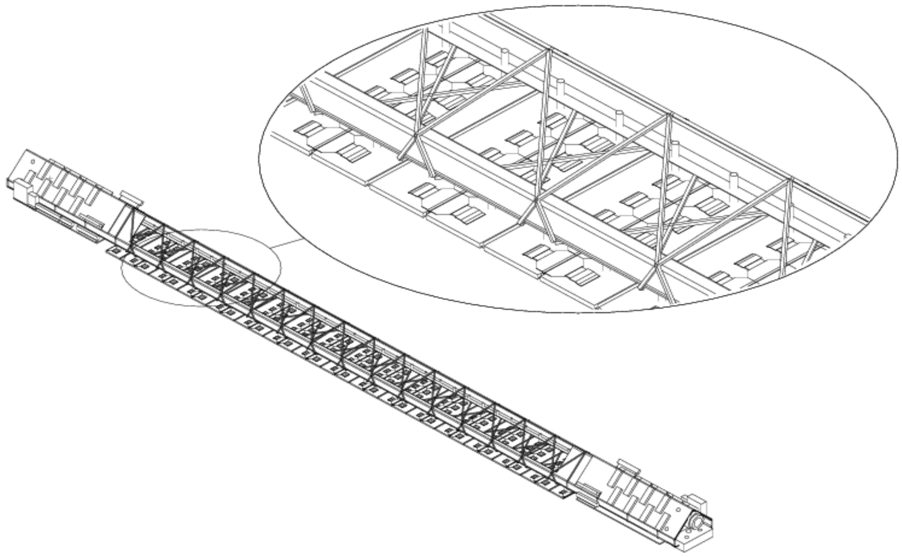

FIG. *1.7:* Dessin mécanique d'une échelle.

Les extrémités des échelles sont fixées sur des anneaux qui eux-mêmes sont connectés aux cônes qui supportent les SSD, le SVT et le tube du faisceau.

Les détecteurs ainsi que l'électronique présente sur les échelles sont refroidis par un système d'aspiration d'air. La puissance à dissiper est de l'ordre de 15 W par échelle (8W pour les modules et 2*3.5W pour les cartes de connexion les cartes ADC). Le flux d'air est guidé à l'entrée et à la sortie des échelles de support, qui sont recouvertes d'un film de kapton afin de canaliser le mouvement de l'air. Les puces sont orientées vers l'exterieur du module afin d'optimiser leur refroidissement. Des tests ont été effectués en laboratoire afin de valider ce choix de refroidissement. Un flux d'air de l'ordre de 1 litre/sec permet de maintenir une température inférieure à 30^0C sur les hybrides avec une dispersion de 1.5^0C entre les premiers modules et les derniers et une température inférieure à 40^0C sur les cartes d'électronique situées aux extrémités des échelles. La différence de température de l'air entre l'entrée et la sortie est de l'ordre de 7 à 8^0C.

Cette méthode de refroidissement par l'air présente plusieurs avantages :

Minimisation de la longueur de radiation. En effet, il n'y a plus besoin de système de circulation du fluide réfrigérant. L'air a également une longueur de radiation plus faible que l'eau.

Design simplifié par rapport à un refroidissement classique à eau.

Pas de risque de fuite d'eau sur les détecteurs ou l'électronique.

Le coût d'un refroidissement à air est a priori plus faible.

1.4 La caractérisation du détecteur SSD dans l'expérience STAR : présentation des objectifs

Des études de natures diverses ont été entreprises pour caractériser l'apport du SSD dans l'expérience STAR.

Lors de la phase de validation du SSD, de nombreux tests des détecteurs au silicium ont été réalisés. Nous étudierons plus particulièrement, dans le chapitre 2, leur réponse en environnement dense en particules chargées (pions et électrons) afin d'extraire la résolution à deux traces. Ces résultats complétés d'une étude détaillée sur le bruit des modules du SSD valident les hypothèses fondatrices de la modélisation du fonctionnement de ces détecteurs.

Après une présentation des différentes fonctionnalités de cette modélisation, nous étudierons les algorithmes qui permettent de reconstruire les points d'impact des particules à partir des signaux collectés par les pistes des deux faces du détecteur. Ceci fera l'objet du chapitre 3.

L'étape suivante de la reconstruction consiste à associer les traces produites dans la TPC aux points d'impact du détecteur de vertex. Deux approches distinctes de recherche de trajectoires dans la région centrale de STAR ont été envisagées. Nous présenterons et comparerons, dans le chapitre 4, les résultats obtenus pour ces deux configurations de trajectographie.

Dans le chapitre 5, nous quantifierons l'apport du SSD pour l'identification des particules étranges notamment les lambdas et les kaons neutres pour trois configurations différentes des détecteurs de trajectographie.

Après un rappel des résultats obtenus lors de ces études, nous conclurons sur les caractéristiques du SSD et l'apport de ce détecteur aux futures analyses.

Chapitre 2

Analyses des performances des détecteurs au silicium à micropistes du SSD

2.1 Etude du bruit des détecteurs au silicium à micropistes

Dans cette partie, nous allons étudier les caractéristiques du bruit des modules qui composeront la couche externe du détecteur de vertex de STAR. Le design définitif des détecteurs au silicium à micropistes est à présent fixé mais cette étude se réferera néanmoins aux résultats obtenus avec des prototypes de types différents afin d'isoler si nécessaire différentes sources et natures de bruits. Cette analyse a pour but de définir un modèle macroscopique permettant de simuler un comportement réaliste des détecteurs à micropistes du point de vue du bruit observé sur les pistes.

2.1.1 Introduction

Les données analysées dans cette étude ont été collectées en l'absence de source de particules ionisantes (source radioactive ou faisceau) afin de se focaliser sur le comportement de bruit uniquement. Lorsque nous emploierons le terme de signal, il ne s'agira donc pas de signal physique au sens convenu (charges collectées suite au passage de particules ionisantes à travers le détecteur) mais uniquement une conséquence des différentes sources de bruit des modules du SSD.

Les données ont été collectées soit au CERN lors de prises de données de calibration hors faisceau avec une numérisation des signaux effectuée par des cartes SIROCCO, soit en laboratoire avec une chaîne d'acquisition reliée à une carte ADC (National Instruments 12 bits). Les détecteurs étudiés ont été produits pas les compagnies **Eurysis Mesures** et **Canberra**.

2.1.2 L'analyse des données brutes

La première phase de cette analyse consiste en l'étude des signaux enregistrés par l'acquisition de données. Ces signaux sont numérisés sur une gamme symétrique de -0.5 V à +0.5 V par une carte ADC 12 bits, ce qui conduit à des valeurs numériques de 2048 à 4095 pour les signaux positifs.

La figure 2.1 représente les valeurs d'une mesure des signaux bruts pour un détecteur Eurisys face P.

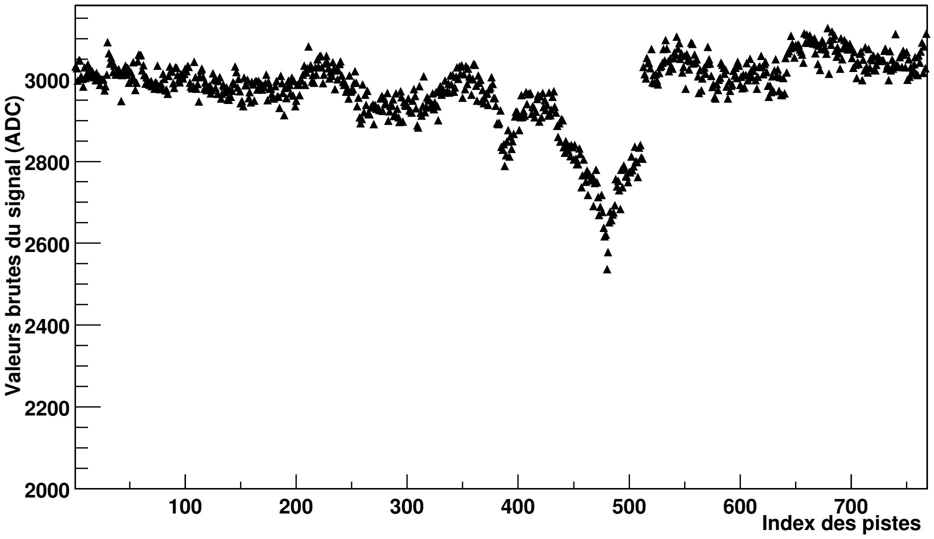

FIG. *2.1:* Distribution des valeurs brutes du signal en fonction de l'index des pistes.

Comme nous le montre cette figure, les valeurs brutes des signaux sont relativement peu dispersées si l'on considère les 128 pistes appartenant à une même puce de lecture. Ce comportement est tout à fait attendu puisque la valeur moyenne des données brutes de l'ensemble des pistes d'une puce de lecture Alice128C peut être ajustée individuellement par l'intermédiaire d'une tension de référence contrôlée par les circuits COSTAR intégrés sur les hybrides.

Néanmoins, pour analyser les signaux propres à chaque piste, il est nécessaire de soustraire des données brutes cette composante constante, nommée piédestal de la piste.

a - Le piédestal

Nous symbolisons les **données brutes** par la notation $X_j^{(k)}$, correspondant à un événement k et une piste j. Le piédestal d'une piste, qui est la moyenne des valeurs brutes estimée sur N événements, est alors calculé de la façon suivante :

$$P_j = \frac{1}{N}\sum_{k=1}^{k=N} X_j^{(k)} \;\; soit \;\; P_j = < X_j >$$

La figure 2.2 montre la distribution des données brutes d'une piste évaluée sur 2000 événements.

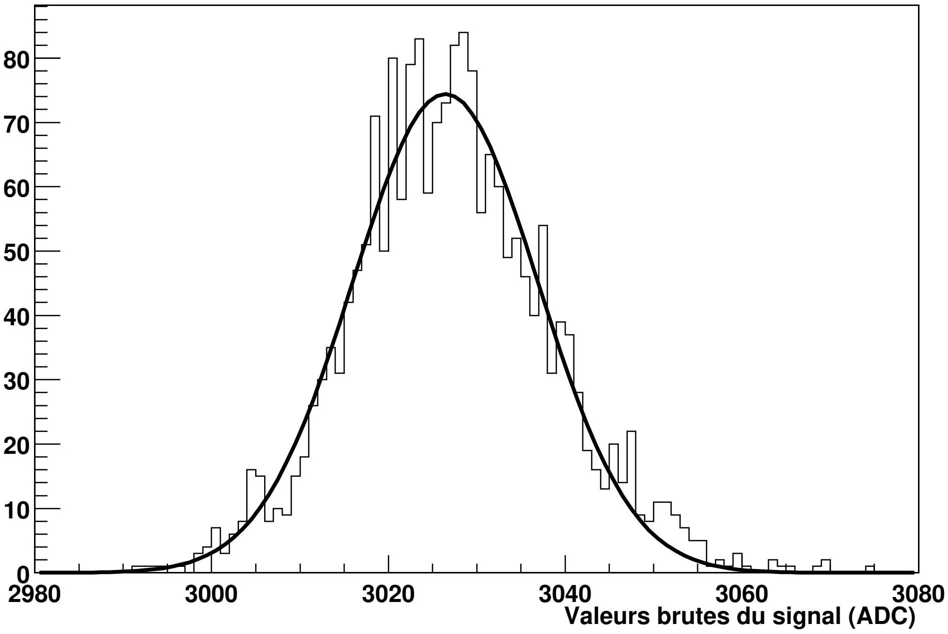

FIG. 2.2: Distribution des valeurs brutes du signal sur une piste donnée.

Cette distribution suit une loi gaussienne de dispersion σ centrée sur le piédestal. L'erreur sur le piédestal est donnée par la relation :

$$\mathcal{O}(pi\acute{e}destal) = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}$$

L'erreur relative du piédestal par rapport à la dispersion de sa distribution est de l'ordre de :

$$\frac{\mathcal{O}(pi\acute{e}destal)}{\sigma} = \frac{\sigma}{\sigma\sqrt{N}} = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

Pour atteindre une erreur relative de l'ordre de 1%, il est nécessaire d'estimer le piédestal sur environ 10000 événements.

b - La stabilité des piédestaux au cours du temps

Il est important d'estimer la stabilité temporelle des piédestaux calculés à l'aide de la méthode précédemment exposée. En effet, si la valeur moyenne des données brutes pour une piste donnée n'évolue pas au cours de la prise de données, il est alors suffisant de mesurer les piédestaux sur les premiers événements sans les réévaluer pour la suite de l'analyse.

La figure 2.3 montre l'évolution des piédestaux moyennés sur les 128 pistes de chaque puce de lecture. La valeur moyenne des données brutes n'est pas constante au cours du temps et à tendance à dériver de façon sensible puisqu'elle présente une pente de 7 à 8 coups ADC sur 10000 événements, correspondant à une durée d'acquisition d'une heure environ. Cette évolution du piédestal est globale, chaque piste prise indépendamment en est affectée dans les mêmes proportions comme le montre la figure 2.4 qui représente les pentes de

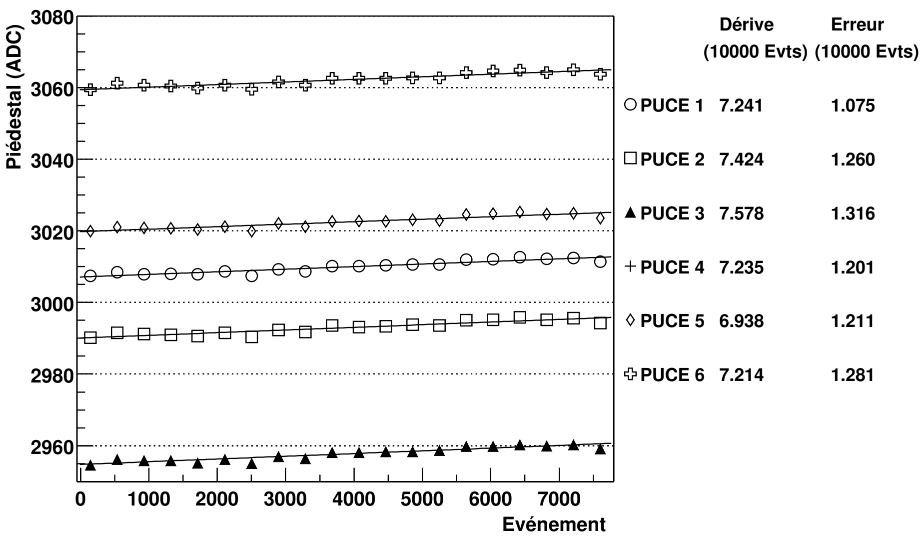

FIG. *2.3:* Evolution du piédestal des puces en fonction du temps.

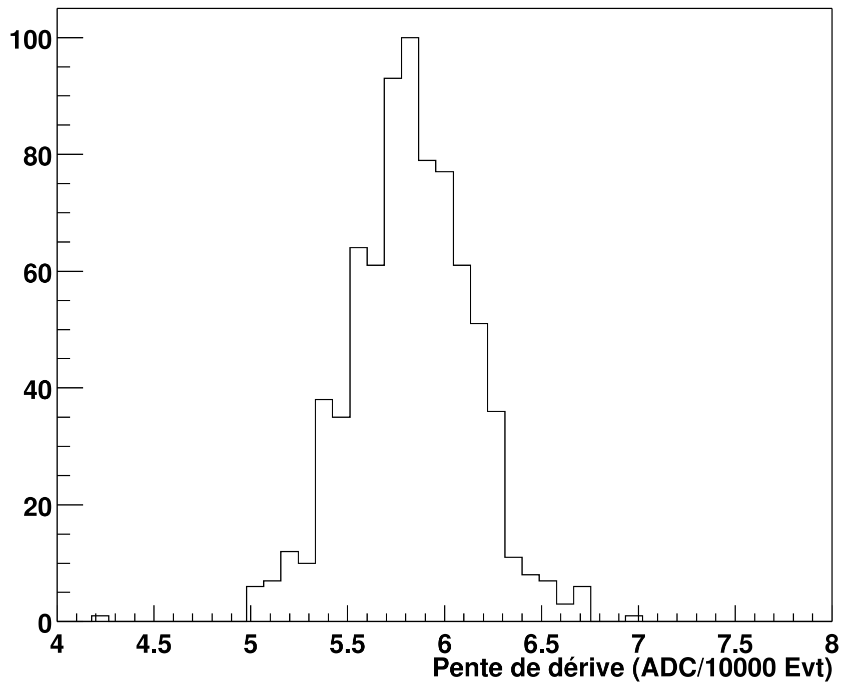

FIG. *2.4:* Distribution des pentes de dérive des pistes.

dérive des pistes, prises individuellement. Ce comportement ne peut cependant pas être imputé au détecteur ni aux puces de lecture. En effet, nous avons observé ce même phénomène pour des puces mortes dont les signaux ne sont pas lus par l'acquisition de données. La dérive du piédestal est donc uniquement imputable à la chaîne d'acquisition des données qui n'est pas celle qui sera utilisée pour le SSD de STAR. Il est néanmoins indispensable, pour une analyse précise du bruit, de prendre en compte cette dérive en réévaluant le piédestal pour chaque nouvel événement.

c - Comment prendre en compte cette dérive ?

Pour tenir compte de la dérive, les piédestaux sont estimés en utilisant les $\frac{N}{2}$ valeurs des données brutes précédant l'événement courant ainsi que le même nombre de valeurs brutes suivantes :

$$P_j^{(k)} = \frac{1}{N+1} \sum_{l=k-\frac{N}{2}}^{l=k+\frac{N}{2}} (X_j^{(l)})$$

L'estimation des piédestaux des pistes nous permet alors de soustraire cette valeur, pour chaque événement, aux données brutes afin d'extraire le signal physique.

2.1.3 L'analyse des signaux

a - Définition du signal

Nous définirons le signal comme étant :

$$x_j^{(k)} = X_j^{(k)} - P_j^{(k)}$$

Cette définition et la correction du piédestal nous assure que le signal observé reste stable au cours du temps, et que principalement, la valeur moyenne du signal mesuré reste proche de zéro. Cependant il est aussi nécessaire de vérifier qu'une partie du signal observé pour un événement ne soit pas commune à l'ensemble des pistes d'une puce, voire à l'ensemble du détecteur. Cette composante que nous nommerons **fluctuation de mode commun** (FMC ou CMS pour common mode shift) peut être estimée en calculant, événement par événement, la moyenne des signaux appartenant à une même puce.

b - Fluctuation de mode commun

Puisque les signaux ont une moyenne temporelle nulle, si ceux-ci n'ont pas de composante commune, la moyenne "spatiale" des signaux d'une puce devrait suivre une loi de distribution gaussienne centrée à 0 et de dispersion $\frac{\sigma_{Moyen}}{\sqrt{128}}$, où $\sigma_{Moyen} \simeq 11$ est la dispersion moyenne des signaux d'une même puce. Or la figure 2.5 qui représente cette même distribution estimée d'après les données prises en laboratoire, nous prouve qu'il existe une composante commune à l'ensemble des pistes d'une puce de lecture, puisque la dispersion est plus grande que celle attendue.

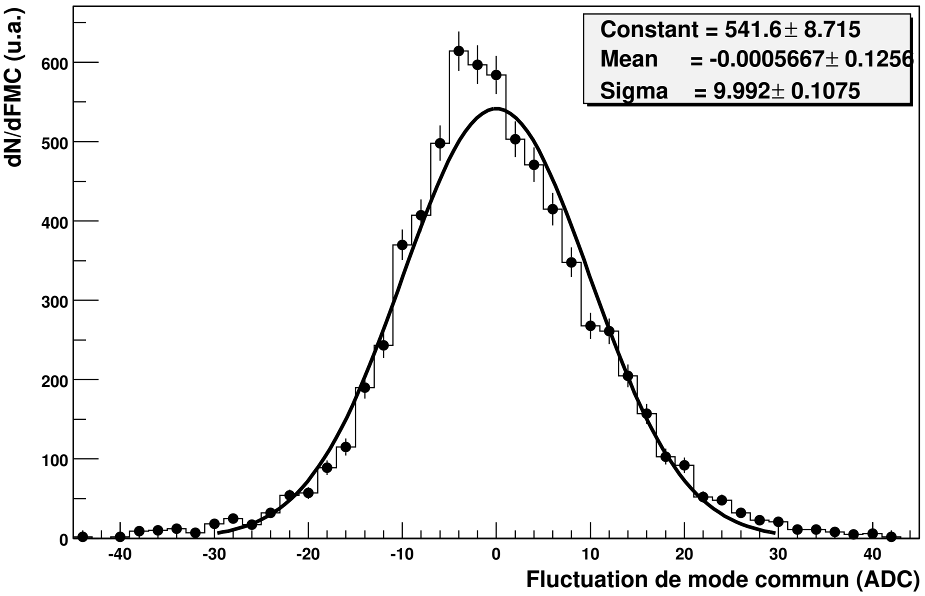

FIG. *2.5:* Distribution de la fluctuation de mode commun.

Nous pouvons également estimer la dispersion réelle de la fluctuation de mode commun en déduisant quadratiquement la largeur purement statistique :

$$\sigma(FMC_{observé}) = \sqrt{(\sigma(FMC)^2 + \frac{\sigma^2_{Moyen}}{128})}$$

$$d'où \;\; \sigma(FMC) = \sqrt{(\sigma(FMC_{observé})^2 - \frac{\sigma^2_{Moyen}}{128})}$$

$$\sigma(FMC) \simeq \sqrt{10^2 - \frac{11^2}{128}} = 9.95$$

La principale composante de la dispersion de la moyenne “spatiale” du signal a donc comme origine une fluctuation de mode commun.

La figure 2.6 nous montre le couplage entre deux puces d'une même face du détecteur. Il est alors clair que cette partie commune du signal ne se limite pas aux pistes d'une même puce, mais est présente sur l'ensemble du détecteur. Néanmoins, la corrélation de la FMC entre les deux puces présente une dispersion importante autour de la droite de couplage. Nous calculerons donc des FMC propres à chaque puce.

c - Comment corriger cette fluctuation ?

Cette corrélation systématique des signaux des pistes du détecteur mise en évidence, il est nécessaire de la corriger. Pour cela, il suffit de soustraire la valeur de la fluctuation de mode commun au signal des pistes d'une même puce. Nous pouvons exprimer la valeur de

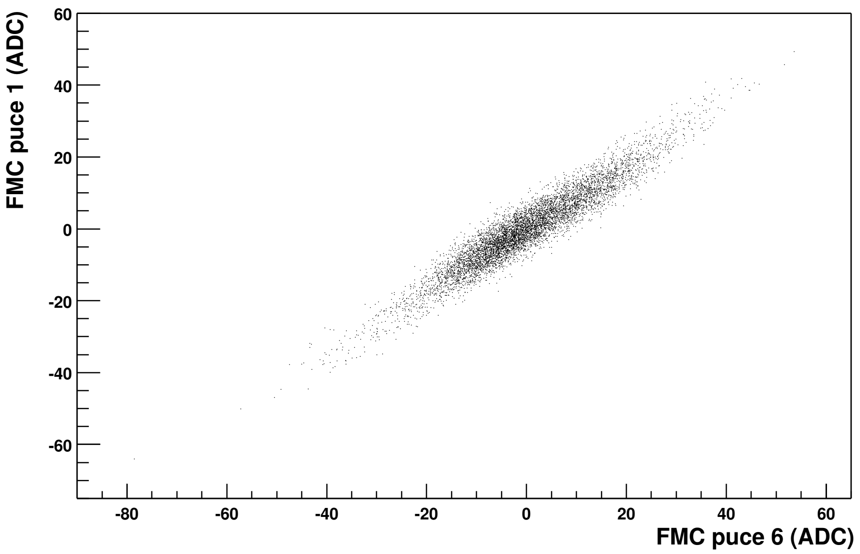

FIG. *2.6:* Couplage de la fluctuation de mode commun entre deux puces.

la FMC ainsi :

$$FMC_{i_{puce}}^{(k)} = \frac{1}{N_{FMC}} \sum_{j \in i_{puce}} (X_j^{(k)} - P_j^{(k)})$$

N_{FMC} est le nombre de pistes qui entrent dans l'évaluation de la fluctuation de mode commun. Par définition, ce nombre est inférieur ou égal à 128. Cette correction donne de bons résultats pour des détecteurs dont les dispersions des signaux des différentes pistes sont comparables. Si ce n'est pas le cas, il est nécessaire de pondérer le calcul de cette fluctuation par l'inverse de la dispersion du signal de la piste :

$$FMC_{i_{puce}}^{(k)} = \frac{1}{N_{FMC}} \sum_{j \in i_{puce}} \frac{1}{\omega_j} (X_j^{(k)} - P_j^{(k)})$$

A chaque piste, on attribue donc un poids ω_j qui est inversement proportionnel au bruit de celle-ci. Cette méthode de pondération permet de limiter la contribution des pistes bruyantes qui biaisent l'estimation de la FMC. L'évaluation correcte et la soustraction au signal de cette fluctuation commune est fondamentale car elle induit une corrélation systématique des pistes. Nous appellerons par la suite **bruit**, la dispersion du signal d'une piste.

d - Etude du bruit et de la moyenne du signal

Le signal corrigé du piédestal et de la fluctuation de mode commun s'exprime alors par la relation :

$$x_j^{(k)} = X_j^{(k)} - P_j^{(k)} - FMC_{i_{puce}}^{(k)}$$

Si aucun autre effet physique n'entre en jeu, les signaux des pistes sont alors décorrélés les uns des autres.

Nous définissons alors deux variables caractérisant le signal d'une piste :

La Moyenne

$$\mu_j = \frac{1}{N}\sum_{k=1}^{k=N} x_j^{(k)}$$

qui est la moyenne du signal de la piste estimée sur N événements.

Le Bruit

$$RMS_j = \sqrt{(\frac{1}{N}\sum_{k=1}^{k=N}(x_j^{(k)} - \mu_j)^2)}$$

qui traduit la dispersion du signal autour de sa valeur moyenne.

La figure 2.7 montre la moyenne du signal calculée après les différentes étapes de correction. Comme attendu, cette moyenne est proche de 0 (-5.10^{-5} unité ADC) avec un écart-type moyen de l'ordre de 1.10^{-2} unité ADC.

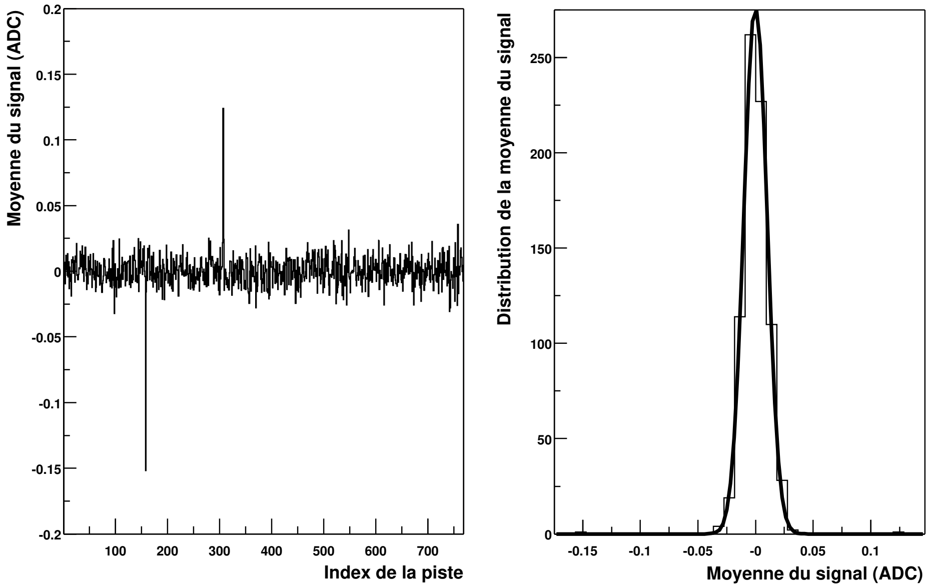

FIG. *2.7:* Moyenne temporelle des signaux en fonction de l'index des pistes (à gauche) et distribution de cette moyenne (à droite).

La figure 2.8 représente la distribution du bruit des pistes en fonction de leur index. Le bruit moyen est proche de 5 à 6 unités ADC soit environ 1.5 mV. Nous observons des pistes dont la dispersion du signal est beaucoup plus élevée que le bruit moyen. Nous qualifierons par la suite ces pistes de " bruyantes".

Le signal est maintenant corrigé des couplages systématiques dûs à la dérive des piédestaux ainsi qu'à la fluctuation de mode commun. Nous allons maintenant utiliser le calcul de la corrélation entre les signaux des pistes afin d'estimer les couplages résiduels qui pourraient persister à ces corrections.

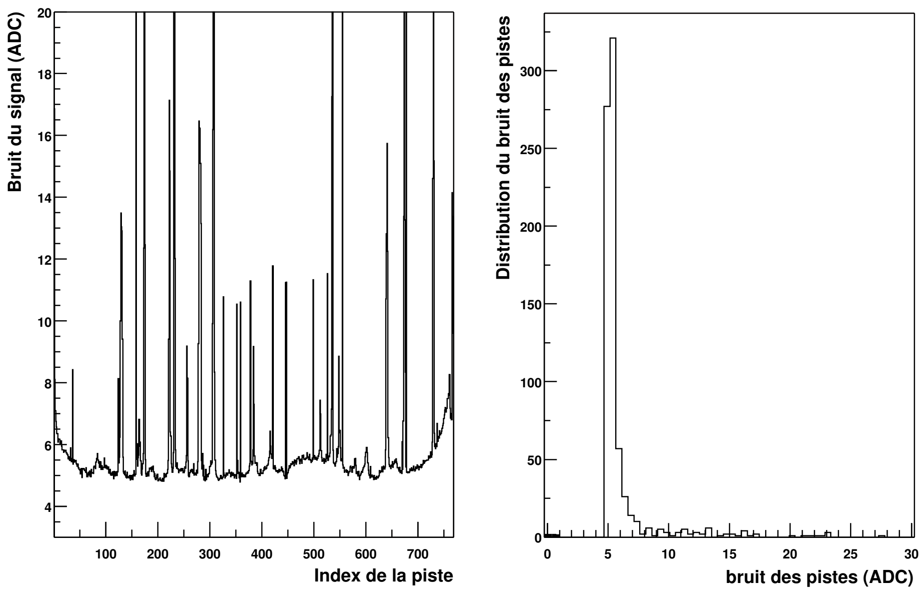

FIG. *2.8:* Bruit des pistes en fonction de leur index (à gauche) et distribution du bruit (à droite).

2.1.4 L'étude du couplage des signaux entre les pistes

a - Définition des variables utilisées

Pour estimer le couplage entre les signaux des pistes des détecteurs, nous utiliserons le calcul d'un coefficient de corrélation ainsi défini :

$$Corr(i,j) = Corr(j,i) = \frac{\frac{1}{N}\sum_{k=1}^{k=N}(x_j^{(k)}.x_i^{(k)})}{RMS_j.RMS_i}$$

Il est égal à 1 lorsque deux pistes sont complètement corrélées, ce qui est le cas lorsque $x_j = a.x_i$ et prend pour valeur 0 lorsque les signaux de deux pistes sont indépendants.

b - Un modèle effectif reproduisant le comportement des détecteurs

Le modèle des corrélations de bruit est basé sur des hypothèses très simples. On suppose que le couplage est symétrique et ne dépend que de la distance entre les pistes. On appelle couplage avec le $n^{ième}$ voisin le couplage entre la piste d'index i et les pistes d'index i+n et i-n si elles existent. Sans expliciter la nature des couplages entre les pistes, on peut le modéliser de la façon suivante : soit x_i le signal de la piste i, on note le signal résultant du couplage aux $n^{ième}$ voisines $x'_i = x_i + C_n(x_{i+n} + x_{i-n})$. D'une manière générale, le couplage d'une piste à ses voisines se note alors : $x'_i = x_i + \sum_{k=1}^{k=N} C_k(x_{i+k} + x_{i-k})$. Pour généraliser l'écriture et faciliter les calculs, $x'_i = \sum_{k=0}^{k=N} C_k(x_{i+k} + x_{i-k})$ avec $C_0 = 0.5$. Il est possible de mener à terme les calculs analytiques du coefficient de corrélation moyennant quelques simplifications :

- Les signaux de base x_i suivent la même loi de distribution dont la moyenne est nulle. En d'autres termes, le bruit est homogène sur toutes les pistes du détecteur. Les x_i sont également décorrélés d'une piste à l'autre : $< x_i x_j >= \delta(i,j)$, où $< A >$ représente la valeur moyenne de A et $\delta(i,j) = \begin{cases} 0 \; si \; i \neq j \\ 1 \; si \; i = j \end{cases}$

– Il est possible de construire le signal en trois étapes :
  x_i, le signal de base comme décrit auparavant.
  $x_i^{'} = \sum_{k=0}^{k=N} C_k \times (x_{i-k} + x_{i+k})$, signal couplé à ses voisins.
  $x_i^{''} = x_i^{'} - \frac{1}{N_{FMC}} \sum_{a=1}^{a=N_{FMC}} x_a^{'}$, le signal couplé corrigé de la fluctuation de mode commun.

Dans ce cadre là,

$$< x_i^{''} x_j^{''} >=< x_i^{'} x_j^{'} > - \frac{1}{N_{FMC}} \{ \sum_{a=1}^{a=N_{FMC}} (< x_i^{'} x_a^{'} > + < x_j^{'} x_a^{'} >) \} + \frac{1}{N_{FMC}^2} \sum_{a=1}^{a=N_{FMC}} \sum_{b=1}^{b=N_{FMC}} < x_a^{'} x_b^{'} >$$

Si on restreint le couplage aux premières pistes voisines uniquement,

$$< x_i^{'} x_j^{'} >=< x_i^2 > \{ (4C_0^2 + 2C_1^2).\delta(|i-j|,0) + 4C_0C_1.\delta(|i-j|,1) + C_1^2.\delta(|i-j|,2) \}$$

D'où

$$< x_i^{''} x_j^{''} >=< x_i^{'} x_j^{'} > - \frac{1}{N_{FMC}} (4C_0^2 + 8C_oC_1 + 4C_1^2) < x^2 > + \mathcal{O}(\frac{1}{\mathrm{N_{FMC}^2}})$$

Puisque

$$< x_i^2 >=< x_j^2 >=< x^2 >$$

$$< x_i^{''2} >=< x^2 > \{ (4C_0^2 + 2C_1^2) - \frac{1}{N_{FMC}} (4C_0^2 + 8C_0C_1 + 4C_1^2) \}$$

On obtient finalement :

$$\frac{< x_i^{''} x_j^{''} >}{< x^{''2} >} =$$

$$\frac{\{ (4C_0^2 + 2C_1^2).\delta(|i-j|,0) + 4C_0C_1.\delta(|i-j|,1) + C_1^2.\delta(|i-j|,2) \} - \frac{1}{N_{FMC}} (4C_0^2 + 8C_0C_1 + 4C_1^2)}{(4C_0^2 + 2C_1^2) - \frac{1}{N_{FMC}} (4C_0^2 + 8C_0C_1 + 4C_1^2)}$$

si $C_1 = \alpha$ et $C_0 = 0.5$, la corrélation entre les pistes i et j devient :

$$\frac{< x_i^{''} x_j^{''} >}{< x^{''2} >} = \frac{\{ (1 + 2\alpha^2).\delta(|i-j|,0) + 2\alpha.\delta(|i-j|,1) + \alpha^2.\delta(|i-j|,2) \} - \frac{1}{N_{FMC}} (1 + 4\alpha + 4\alpha^2)}{(1 + 2\alpha^2) - \frac{1}{N_{FMC}} (1 + 4\alpha + 4\alpha^2)}$$

c - Quelques prédictions

Ce résultat est très riche en information sur le couplage des pistes. Ce cas très simple nous donne des tendances qui resteront vérifiées en dehors des hypothèses formulées. On peut d'ores et déjà faire trois observations :

☞ Corrélation résiduelle :
La première est la présence d'une corrélation résiduelle. Nous l'appelons résiduelle car elle est indépendante de l'espacement entre les pistes i et j. Ce couplage est une conséquence de la correction du signal de la fluctuation de mode commun. En effet soustraire au signal de chaque piste une grandeur proportionnelle à la somme des

signaux de toutes les pistes conduit obligatoirement à une corrélation entre ces pistes. La valeur de cette corrélation est

$$Corr_{Res} = -\frac{\frac{1}{N_{FMC}}(1+4\alpha+4\alpha^2)}{1+2\alpha^2-\frac{1}{N_{FMC}}(1+4\alpha+4\alpha^2)}$$

En supposant N_{FMC} suffisamment grand et α^2 petit, on peut développer l'expression précédente en utilisant $\frac{1}{1+x} = 1 - x + \mathcal{O}(\mathrm{x}^2)$. On obtient alors

$$Corr_{Res} = -\frac{1+4\alpha}{N_{FMC}} + \mathcal{O}(\alpha^2, \frac{1}{\mathrm{N}_{\mathrm{FMC}}^2}, \frac{\alpha}{\mathrm{N}_{\mathrm{FMC}}})$$

Cette anticorrélation résiduelle ne dépend que du nombre de pistes utilisées pour le calcul de la fluctuation de mode commun et du couplage aux premières voisines. Dorénavant, nous noterons $Corr(i,j) = Corr_{NonRes}(i,j) + Corr_{Res}$.

☞ Corrélation au premier voisin :
Si i et j sont voisines, $|i-j| = 1$,

$$Corr_{NonRes}(i,j) = \frac{2\alpha}{1+2\alpha^2-\frac{1}{N_{FMC}}(1+4\alpha+4\alpha^2)}$$

En utilisant les mêmes arguments que précédemment pour les développements de cette expression, on obtient

$$Corr_{NonRes}(i,j) = 2\alpha + \mathcal{O}(\alpha^2, \frac{1}{\mathrm{N}_{\mathrm{FMC}}^2}, \frac{\alpha}{\mathrm{N}_{\mathrm{FMC}}})$$

En introduisant un couplage α entre les pistes voisines, on induit un coefficient de corrélation proportionnel à 2α.

☞ Corrélation avec les deuxièmes voisines :
L'introduction d'un couplage entre les premières pistes voisines induit également un couplage systématique sur les deuxièmes voisines. Dans l'expression du coefficient de corrélation, il est clair que la contribution en $\delta(|i-j|,2)$ n'est pas nulle. Elle a pour valeur :

$$Corr_{NonRes}(i,j) = \frac{\alpha^2}{1+2\alpha^2-\frac{1}{N_{FMC}}(1+4\alpha+4\alpha^2)}$$

qui se simplifie de la même façon que précédemment en :

$$Corr_{NonRes}(i,j) = \alpha^2 + \mathcal{O}(\alpha^3, \frac{\alpha^2}{\mathrm{N}_{\mathrm{FMC}}})$$

Un couplage α des pistes avec leurs premières voisines introduit systématiquement une corrélation entre les pistes et leurs secondes voisines de valeur α^2. Cette corrélation est généralement négligeable.

On notera cependant que la corrélation résiduelle n'influe pas sur l'autocorrélation (lorsque i=j), en effet $Corr(i,i) = 1$, par définition du coefficient de corrélation.

La simulation des corrélations inter-pistes permet de vérifier la validité de ces résultats. Pour cela, les signaux sur les pistes sont distribués suivant une loi gaussienne centrée sur

0 et de RMS 10. La fluctuation de mode commun est également tirée, pour chaque événement, dans une gaussienne centrée sur zéro. Le couplage entre les pistes ne concerne que les deux premières voisines (à droite et à gauche). La figure 2.9 illustre la dépendance de la corrélation résiduelle au coefficient de couplage sur les premières voisines α. Pour cette simulation, nous considérons un ensemble de 128 pistes. La corrélation résiduelle est extraite des simulations en moyennant la corrélation inter-piste pour des pistes séparées de plus de dix pas inter-pistes. L'expression analytique trouvée au préalable et la simulation donnent les mêmes résultats, il n'y a donc pas d'autres effets induits par la corrélation aux premières voisines ou par le calcul de la fluctuation de mode commun qui n'auraient pas été pris en compte dans le calcul. La corrélation résiduelle est de l'ordre de $-1\% \pm 0.4\%$ pour des couplages compris entre $\pm 10\%$.

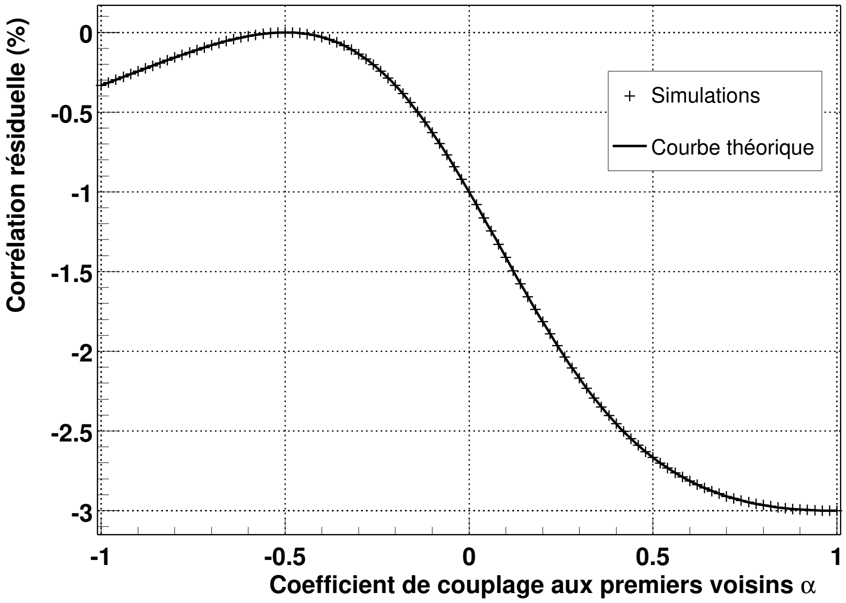

FIG. *2.9:* Corrélation résiduelle en fonction du coefficient de couplage aux premières voisines.

Comme nous l'avons démontré précédemment, la correction du signal par la fluctuation de mode commun induit une anticorrélation résiduelle. Cependant, si cette contribution n'est pas corrigée, elle conduit à des couplages résiduels qui peuvent être très importants comme indiqué sur la figure 2.10. Ces résultats correspondent à un ensemble de 128 pistes dont les signaux suivent la même loi que précédemment, avec un couplage aux premières voisines de 5%. On note deux effets induits par cette fluctuation de mode commun : tout d'abord si elle est prise en compte, elle induit une anticorrélation résiduelle qui est indépendante de sa dispersion temporelle. D'autre part, si le signal n'est pas corrigé de cette fluctuation événement par événement, le couplage résiduel prend des valeurs qui croissent quadratiquement avec l'écart-type de la FMC. Cette corrélation atteint une valeur de 10% pour une dispersion de 3 coups ADC (qui est une valeur tout à fait envisageable comme nous l'avons vu). Les deux approches induisent donc une corrélation résiduelle. On préférera tou-

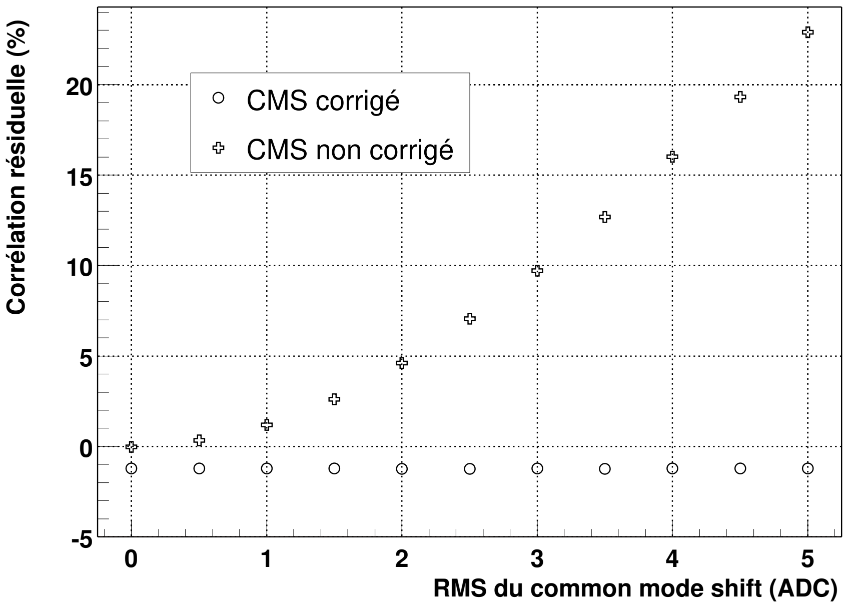

FIG. *2.10:* Corrélation résiduelle en fonction de la RMS de la fluctuation de mode commun (FMC ou CMS).

tefois corriger systématiquement le signal pour éviter toute dépendance à la dispersion de la fluctuation de mode commun. Ceci permettra notamment de comparer des modules qui ont des écart-types de fluctuations de mode commun différents.

Il est important de caractériser la dépendance des coefficients de corrélation en fonction de la distribution du bruit sur les pistes. Dans ce but, nous allons procéder à trois études systématiques de l'impact du bruit dans le cadre du modèle simple qui a été exposé précédemment. Nous considérons un ensemble de 768 pistes qui ont un bruit moyen situé à 10 unités ADC et dispersé de façon gaussienne sur les pistes avec un sigma de 1. Chaque piste est couplée à ses deux premières voisines avec un coefficient de couplage de 5%.

– La première étude consiste à évaluer l'impact du pourcentage de pistes très bruyantes sur les coefficients de corrélation. Nous introduisons dans ce but, un pourcentage p de pistes ayant un bruit moyen de 100 dispersé autour de cette valeur avec un sigma de 4. La figure 2.11 représente l'évolution des coefficients de corrélation résiduelle et de corrélation aux premières voisines en fonction du pourcentage de pistes très bruyantes (de 0 à 100%).
  La corrélation résiduelle est très stable et n'est pas dépendante du nombre de pistes bruyantes dans le détecteur. On remarque cependant que la corrélation aux premières voisines est stable jusqu'à environ 45% de pistes bruyantes puis augmente légèrement pour atteindre un maximum vers 70% puis décroître ensuite pour regagner sa valeur initiale. Ce comportement ne peut s'expliquer que par un calcul biaisé de la fluctuation de mode commun : une corrélation surévaluée est une caractéristique d'une mauvaise évaluation de la FMC. Dans le calcul de la fluctuation de mode commun, les signaux

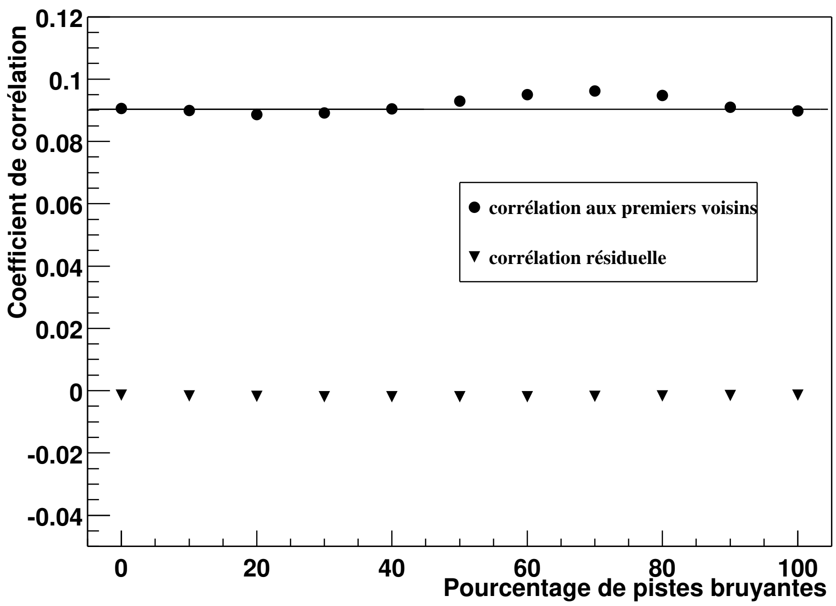

FIG. *2.11:* Evolution des coefficients de corrélation en fonction du pourcentage de pistes bruyantes.

d'une puce sont pondérés par le bruit des pistes correspondantes. Ceci se justifie dans les cas où les pistes bruyantes sont minoritaires par rapport aux autres. Maintenant, si les pistes bruyantes sont majoritaires, cet argument n'est plus justifié car les pistes bruyantes correspondent à un comportement normal du détecteur. On peut confirmer cette observation en estimant le poids relatif des pistes "non bruyantes" dans le calcul de la FMC, en fonction du pourcentage de pistes bruyantes. La figure 2.12 représente la différence de ce poids calculé sans pondération et avec pondération, comme adopté jusqu'ici. L'écart entre ces deux poids atteint sont maximum pour 75% de pistes bruyantes.

Il faut donc retenir que la méthode de pondération choisie convient bien à des cas où la proportion de pistes bruyantes n'est pas trop importante. Dans le cas contraire, cette situation conduit à une mauvaise évaluation de la fluctuation de mode commun qui entraîne une surestimation du coefficient de corrélation.

– Il est également important de contrôler la dépendance des coefficients de corrélation à la valeur du bruit sur les pistes. Pour cela, nous avons imposé à toutes les pistes une valeur du bruit variant de 0 à 100, dispersée suivant une loi gaussienne de sigma 1. En théorie, les coefficients de corrélation sont normalisés par rapport au bruit, ce qui évite toute corrélation. C'est en effet ce que confirme la figure 2.13, puisque nous n'observons aucune dépendance significative, au bruit des pistes, de la corrélation résiduelle et du coefficient de corrélation aux premières voisines.

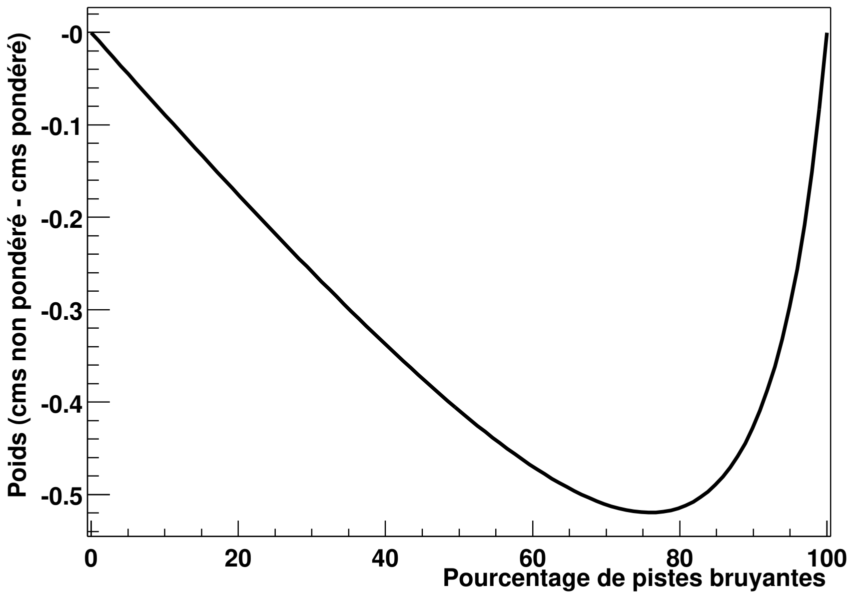

FIG. *2.12:* Ecart des poids des pistes non bruyantes (avec ou sans pondération) en fonction du pourcentage de pistes bruyantes.

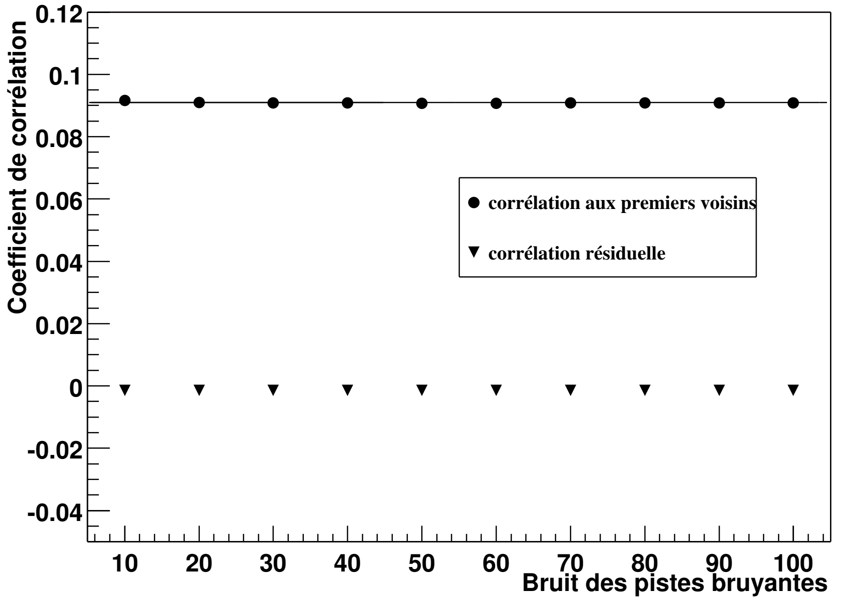

FIG. *2.13:* Dépendance des coefficients de corrélation au bruit des pistes.

d - Mesure du couplage d'une piste avec ses voisines

La figure 2.14 montre les coefficients de corrélation entre deux pistes en fonction de leur différence d'indice sur la face P d'un détecteur Eurysis connecté par un ruban TAB.

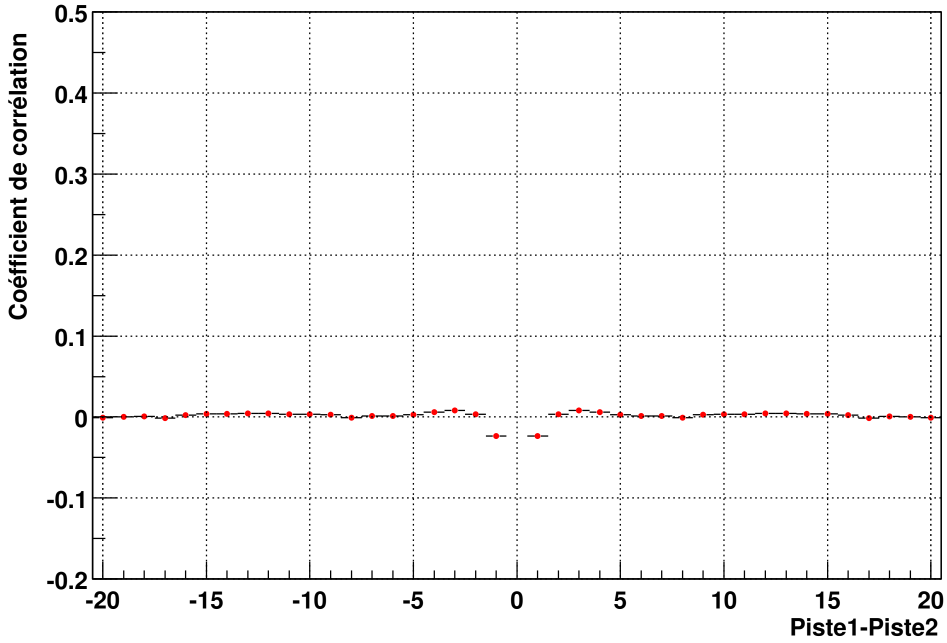

FIG. *2.14:* Distribution des coefficients de corrélation d'un détecteur Eurysis face P, connexion par ruban TAB.

Comme attendu, nous pouvons observer une légère anticorrélation sur le premier voisin de l'ordre de 2 %. La même étude sur la face N du détecteur conduit à un comportement a priori inattendu du couplage entre les pistes. Comme nous l'observons sur la figure 2.15, la corrélation des pistes directement voisines atteint environ +20% puis décroît rapidement pour devenir négative et s'atténuer pour des paires de pistes séparées par au moins 10 à 15 pistes intercalées.

e - Discussion

Nous pouvons apporter un début d'explication à cette différence de comportement entre les faces N et P des détecteurs Eurysis connectés par un ruban TAB :

Une erreur dans l'analyse des données paraît improbable puisque le même processus de traitement des données est appliqué sur les deux faces du détecteur. Un fonctionnement exotique localisé sur une région précise de la face N ne peut pas non plus expliquer ce comportement. Pour le vérifier, nous avons étudié la distribution des coefficients de corrélation de chaque piste avec ses voisines directes. Cette étude est résumée par la figure 2.16. Nous pouvons considérer que cette très forte corrélation entre une piste et ses voisines directes est observable sur l'ensemble des pistes du détecteur.

Le ruban TAB ne peut pas être mis en cause, puisqu'il est présent sur les deux faces du

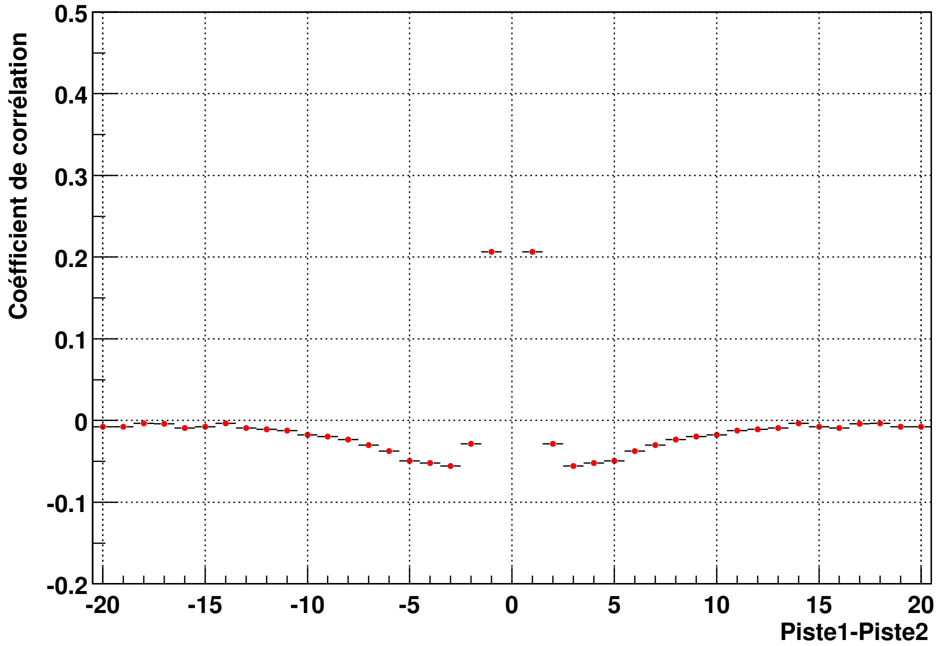

FIG. *2.15:* Distribution des coefficients de corrélation d'un détecteur Eurysis face N, connexion par ruban TAB.

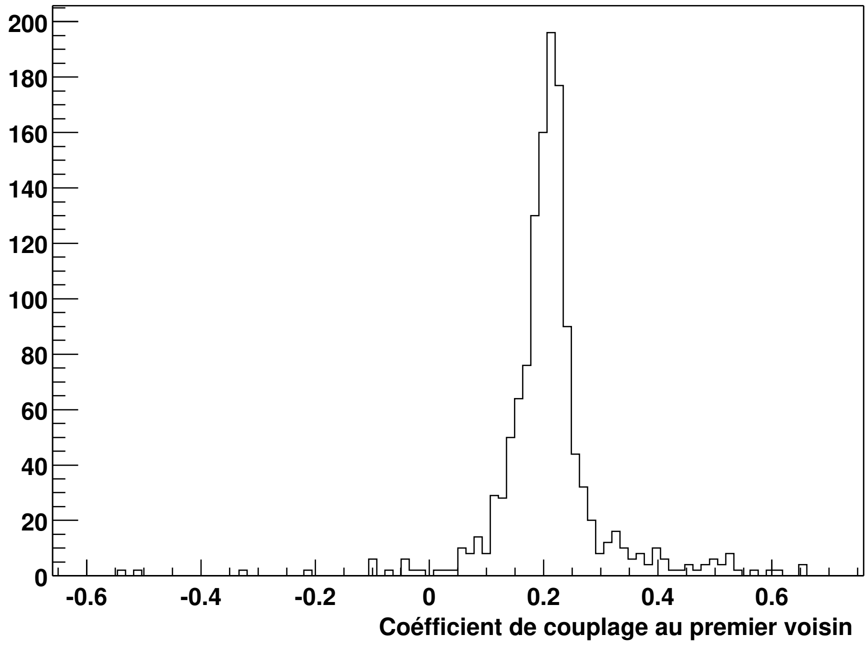

FIG. *2.16:* Distribution des coefficients de corrélation de l'ensemble des pistes pour |piste1-piste2|=1, d'un détecteur Eurysis face N, connexion par ruban TAB.

détecteur. De plus, la figure 2.17 correspondant aux coefficients de corrélation d'un autre détecteur Eurysis, face N, connecté à l'aide d'une technologie filaire exclu tout à fait cette hypothèse puisque le comportement de ce détecteur est identique.

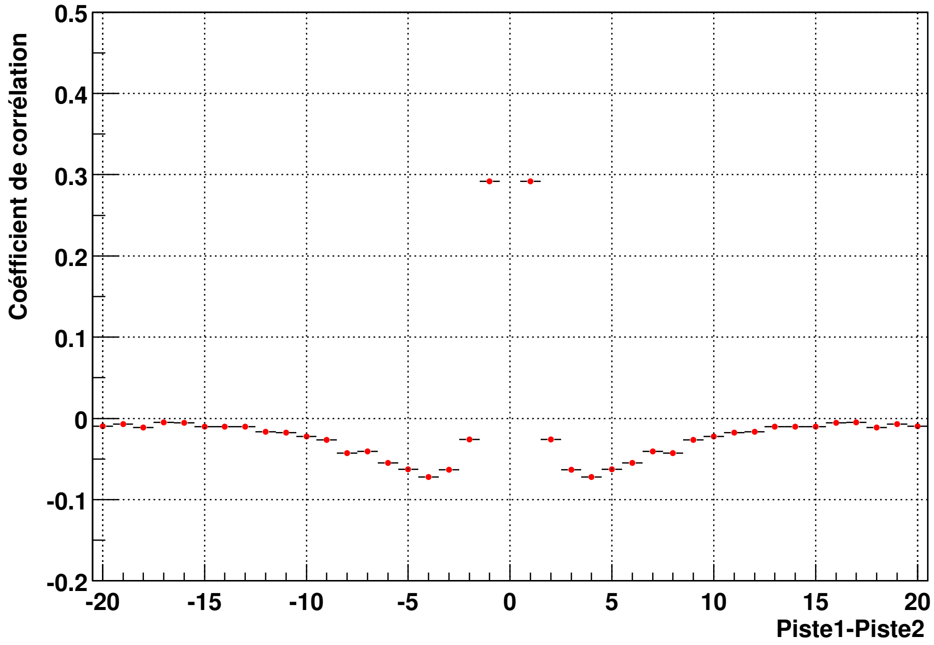

FIG. *2.17:* Distribution des coefficients de corrélation d'un détecteur Eurysis face N, bondé.

Un élément de réponse peut néanmoins être apporté si nous considérons un détecteur prototype produit par Canberra. La figure 2.18 montre le coefficient de corrélation en fonction de la différence d'index des pistes de la face P.

Le comportement de cette distribution de corrélation est en tous points comparable à celui obtenu pour la face P du détecteur Eurisys, ce qui a posteriori renforce la validité de l'analyse. Cependant, sur la face N de ce même détecteur, nous n'observons pas de comportement inattendu dans la mesure où la distribution des coefficients de corrélation est très similaire à celle de la face P (figure 2.19).

Il semble donc que le comportement surprenant de la face N des détecteurs Eurysis soit une conséquence directe de la conception des détecteurs produits par Eurysis.

Si l'on considère les différences de design entre les faces N des détecteurs Eurysis et Canberra, il apparaît qu'une des caractéristiques principales diffère : il s'agit de la méthode d'isolation des pistes. Pour les détecteurs produits par Canberra, des pistes dopées p^+ sont implantées entre les pistes n^+ pour assurer une résistivité suffisante entre les pistes qui collectent les charges. Pour les détecteurs Eurysis, il s'agit d'une implantation ionique sur l'ensemble de la surface du détecteur. Ces deux techniques semblent donc conduire à des caractéristiques électriques des détecteurs différentes.

L'explication détaillée de ces comportements nécessiterait une étude microscopique des différents détecteurs que nous n'aborderons pas dans cette analyse.

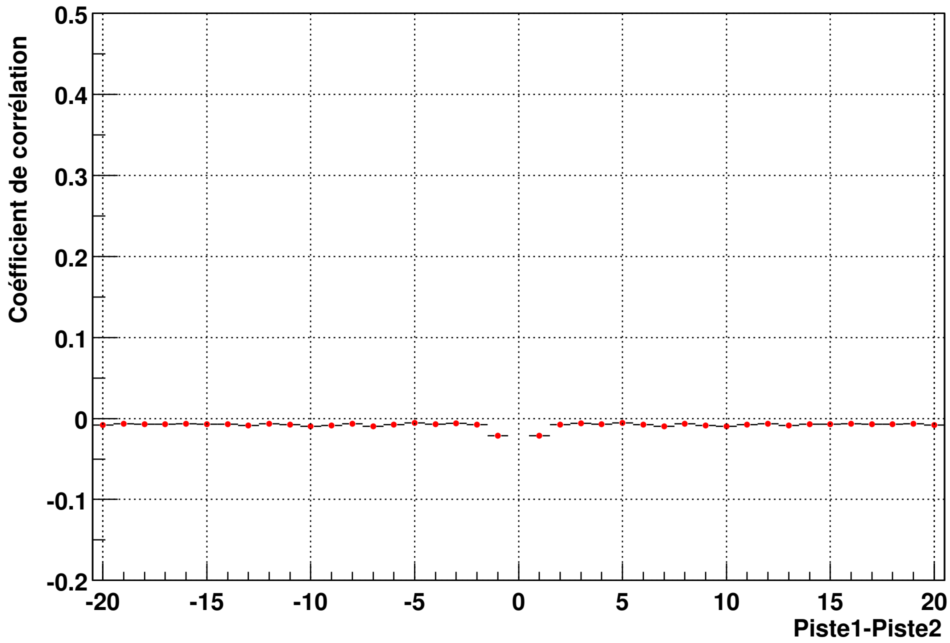

FIG. *2.18:* Distribution des coefficients de corrélation d'un détecteur Canberra face P, bondé.

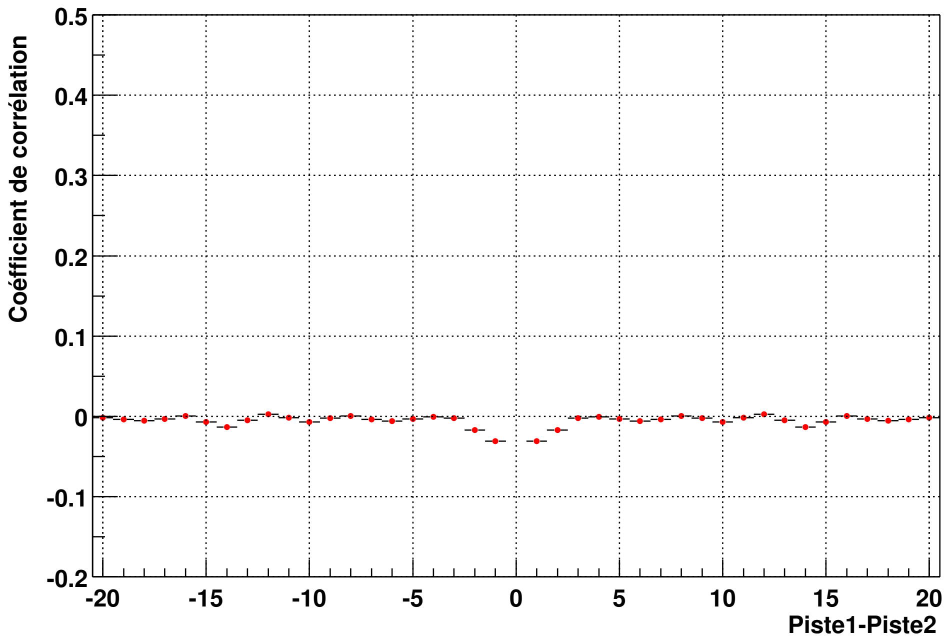

FIG. *2.19:* Distribution des coefficients de corrélation d'un détecteur Canberra face N, bondé.

2.1.5 Les conclusions de cette étude

a - Confrontation des mesures des corrélations entre les pistes voisines avec les couplages déduits de l'étude du partage du signal

Ce couplage fort entre les pistes voisines des détecteurs Eurysis que nous observons sur le bruit, n'a pas été mis en évidence, lors de l'analyse des données prises sous faisceau, pour les signaux résultant du passage d'une particule. Néanmoins, les mécanismes de couplage du bruit et du signal physique sont très différents, le couplage observé sur le signal déposé par les particules à principalement lieu lors de la collection des charges sur les pistes implantées, le mouvement des nuages de charges (électrons ou trous) induisant des charges miroirs sur les pistes voisines.

Néanmoins, nous pouvons relever une certaine persistance des effets de corrélation observés sur le bruit même pour les données prises sous faisceau. Comme l'indique le tableau 2.1, le rapport des valeurs de signal sur bruit entre les faces P et N pour les détecteurs Canberra est de l'ordre de l'unité. Pour les détecteurs Eurysis, le rapport signal sur bruit est deux fois plus faible sur la face N que sur la face P. Nous avons utilisé le modèle simple développé

Det. & FEE	Faisceau GeV/c	S/B Face P	S/B Face N
Canb. + ALICE 128	6	42	39
Eur. + ALICE 128	6	59	32

TAB. *2.1:* Valeurs du rapport signal sur bruit mesurées en faisceau pour les détecteurs Canberra et Eurysis.

auparavant en prenant en compte les couplages jusqu'à la $n^{i\grave{e}me}$ voisine. Un algorithme de minimisation permet alors d'extraire les coefficients de couplage en connaissant les valeurs des coefficients de corrélation (figure 2.20).

En supposant que les signaux des pistes ont des dispersions similaires, et que ceux-ci sont totalement décorrélés avant influence mutuelle, nous pouvons exprimer le bruit d'une piste j donnée comme étant :

$$RMS_j(Apr\grave{e}s\ \ couplage) = RMS_j + |C_k| \sum_{k=1}^{k=N} RMS_{j-k} + RMS_{j+k}$$

soit

$$RMS_j(Apr\grave{e}s\ \ couplage) = RMS_j(1 + \sum_{k=1}^{k=N} |C_k|$$

En sommant sur les dix premiers coefficients de couplage qui seuls sont significatifs, nous obtenons :

$$RMS_j(Apr\grave{e}s\ \ couplage) = 1.2 * RMS_j$$

Le bruit est donc systématiquement supérieur d'un facteur 1.2 sur la face N. De plus, dans l'hypothèse où toutes les dispersions du signal des pistes ne sont pas, comme dans notre situation, similaires, cet effet est encore renforcé. Nous observons sur le détecteur Eurysis

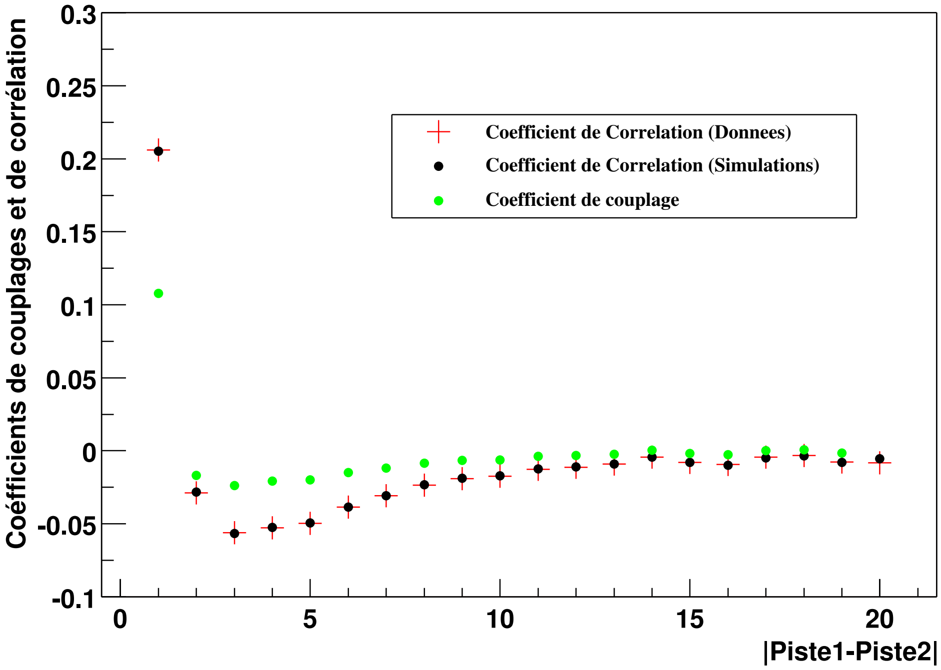

FIG. *2.20:* Distribution des coefficients de couplage et comparaison des coefficients de corrélation mesurés et de ceux déduits des coefficients de couplage pour un détecteur Eurysis face N.

testé un bruit de l'ordre 5 sur la face P et de 7 unités ADC sur la face N, cette dissymétrie est alors tout à fait compatible avec les coefficients de couplage mesurés.

L'influence de ces coefficients de couplage semble donc produire un effet non négligeable, y compris pour l'étude de données collectées en présence de faisceau puisqu'il affecte sensiblement les valeurs du rapport signal sur bruit.

Notons également que la présence d'une piste très bruyante induit systématiquement une région très bruyante du fait de la forte corrélation de l'ordre de 20 à 30%.

b - Couplage entre les pistes des deux faces du détecteur

Cette méthode d'analyse peut également être utilisée pour estimer le couplage entre des pistes opposées du détecteur. Il est probable que dans cette situation, la principale source de corrélation que nous observons est le courant de fuite du détecteur. Sur la figure 2.21, nous pouvons vérifier qu'une piste est couplée avec environ une quinzaine de pistes opposées ce qui correspond à la région de recouvrement entre les pistes des deux faces. La corrélation observée est de l'ordre de 1 à 2 %.

c - Un modèle satisfaisant pour simuler le SSD

Le modèle que nous avons développé permet de simuler plusieurs aspects du détecteur SSD qui sera utilisé pour STAR. Néanmoins le comportement de la face N des détecteurs Eurysis reste à expliquer de manière précise.

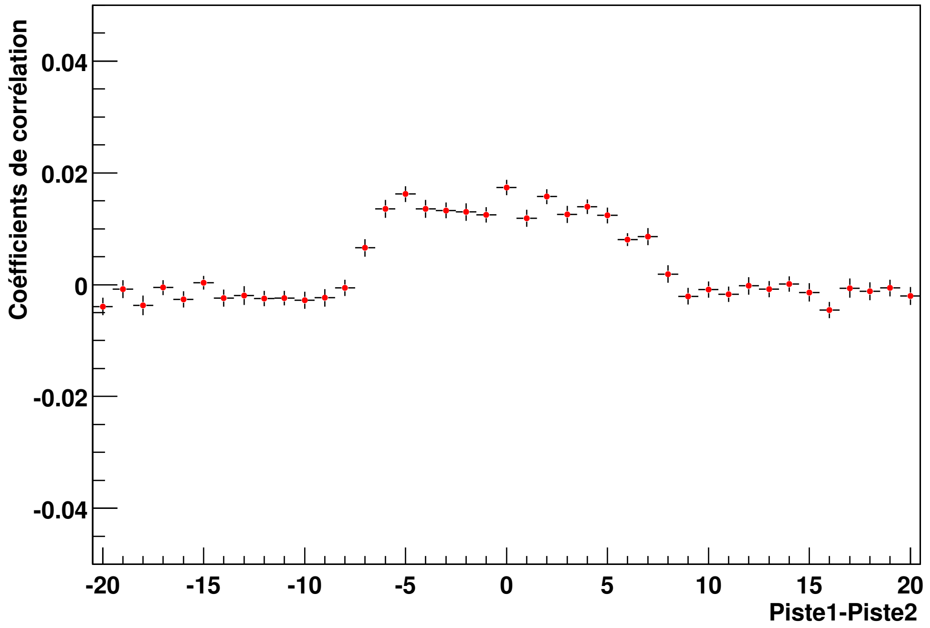

FIG. *2.21:* Distribution des coefficients de corrélation entre les signaux de pistes appartenant à des faces opposées.

Pour la simulation physique du SSD, ces corrélations de bruit restent d'un intérêt marginal. Néanmoins, l'asymétrie entre les bruits de la face P et de la face N seront pris en compte par le simulateur détaillé du SSD (voir section 2.2).

2.2 La réponse d'un détecteur au silicium à micropistes dans un environnement à haute multiplicité de particules chargées

Au cours de l'automne 1999, une campagne de tests au CERN visait la validation des modules, connectés via un ruban TAB, avec des caractéristiques définitives. Les détecteurs ont également été exposés pour la première fois à une grande multiplicité de particules afin d'évaluer l'efficacité de reconstruction des clusters dans un environnement dense ainsi que la résolution à deux traces. Ces deux études étaient également nécessaires pour justifier l'approche utilisée dans la simulation détaillée du SSD et les méthodes de reconstruction des clusters (clusterisation) développées pour STAR.

2.2.1 Le dispositif expérimental

Les données analysées dans cette partie ont été collectées lors d'un test réalisé au CERN auprès de l'accélérateur SPS sur la ligne de faisceau H6. Le faisceau dont nous disposions était composé d'électrons et de pions dans une proportion indéfinie, mais majoritairement constitué d'électrons de 140 GeV.

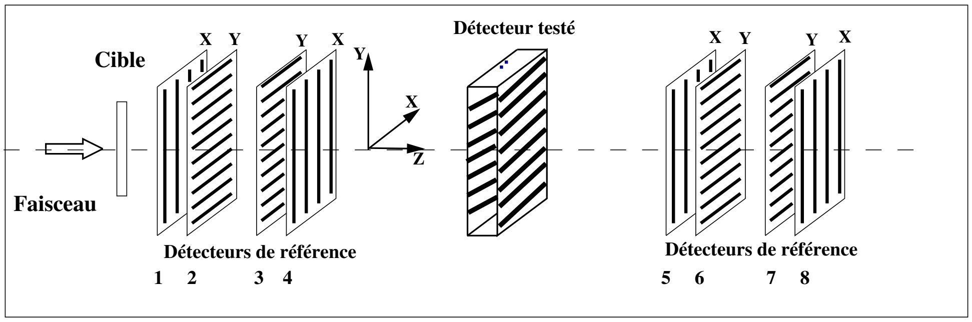

FIG. *2.22:* Représentation du télescope utilisé pour les tests sous faisceau.

Le banc de test utilisé est représenté sur la figure 2.22. Il est constitué de huit détecteurs de référence à micropistes dont les positions et les caractéristiques sont exposées dans le tableau 2.2. Ces plans références sont des détecteurs simple face de $1.2 \times 1.2cm^2$ de surface active et d'épaisseur $300\mu m$. Chaque plan comporte 256 pistes lues, espacées de $50\mu m$. Suivant le type de détecteur, une ou deux pistes flottantes (c'est-à-dire non connectées à l'électronique de lecture) sont intercalées entre les pistes reliées à l'électronique d'acquisition.

Label	**Position suivant Z (cm)**	**Orientation des pistes**	**Nb de pistes flottantes**
1	-9.5	Verticale	1
2	-9.3	Horizontale	1
3	-8.7	Horizontale	1
4	-8.5	Verticale	1
5	+8.5	Verticale	2
6	+8.7	Horizontale	2
7	+9.3	Horizontale	2
8	+9.5	Verticale	2

TAB. *2.2:* Disposition et caractéristiques des détecteurs de référence du banc de tests.

Le détecteur que nous allons étudier est un prototype produit par la société Eurysis, celui-ci ayant les caractéristiques finales des détecteurs qui seront utilisés pour le SSD. Le module est placé entre les références 4 et 5 à une cote de -0.8 mm. Cette configuration, que nous avons conservée, est utilisée pour limiter la contribution de la diffusion multiple à la résolution spatiale du détecteur testé lorsque les trajectoires des particules sont reconstruites dans les plans de référence. Comme il sera justifié ultérieurement, nous ne chercherons pas à reformer ces traces. L'intérêt d'une disposition particulière de l'ensemble des modules de détection devient alors marginale.

Une cible de plomb de 5.5 mm est placée devant le premier détecteur de référence (à une distance de 130 mm). L'utilisation de cette cible a pour but de générer une grande multiplicité de particules secondaires.

2.2.2 Les simulations des détecteurs et la clusterisation

Dans cette partie, je m'attacherai à décrire l'approche choisie pour modéliser les détecteurs au silicium, ainsi que les techniques propres à la reconstruction des clusters.

a - La simulation GEANT

Le logiciel GEANT est utilisé dans notre simulation pour rendre compte de l'acceptance réduite du télescope (la géométrie du dispositif expérimental y est décrite avec la plus grande précision possible) ainsi que des mécanismes physiques d'interaction des particules avec la matière (cible de plomb ou plans de détection). La simulation GEANT du télescope ne comporte cependant pas de simulation détaillée des détecteurs : les plans de référence ou de test y sont traités comme de simples plaques de silicium. Pour chaque point d'impact, les coordonnées spatiales ainsi que l'énergie déposée dans le détecteur sont sauvegardées. Ces données serviront de point de départ pour des simulations plus précises. Le banc de test est décrit dans GEANT comme représenté sur la figure 2.23.

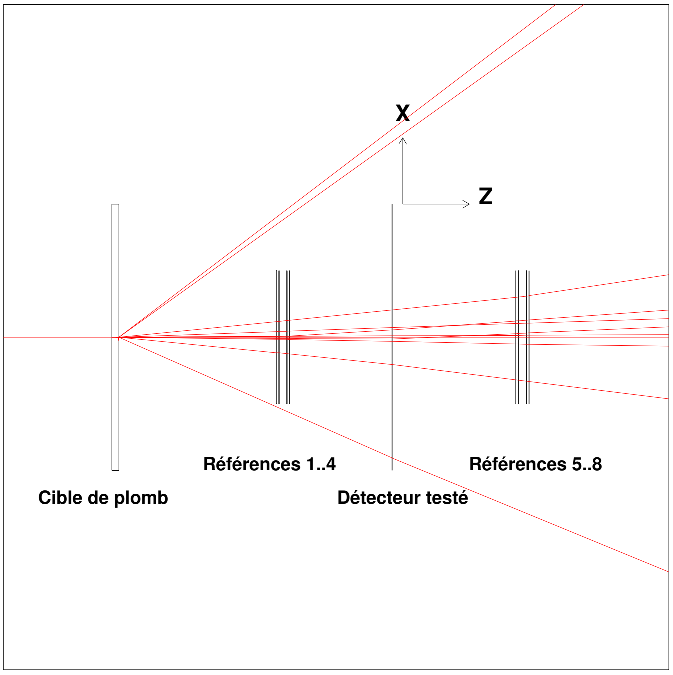

FIG. *2.23:* Un exemple d'événement simulé par GEANT.

En ce qui concerne la composition du faisceau, la section efficace de réaction d'un pion de 140 GeV est très faible comparée à celle d'un électron. En effet, d'après les simulations GEANT, seulement 3.5% des événements "pion" ont une multiplicité supérieure à un pour 94.5% des événements "électron". Il faut donc s'attendre à ce que les électrons uniquement contribuent à la multiplicité, les pions traversant la cible en n'interagissant que très rarement. Les électrons interagissent avec la cible en générant des gerbes électromagnétiques : ils rayonnent des photons par un mécanisme de bremstrahlung, photons se matérialisant ensuite dans le plomb en paires e^+e^-.

Nous définissons le terme de profil de faisceau comme étant la distribution spatiale des positions des particules incidentes dans un plan (X,Y) localisé à l'extrémité du tube du faisceau (située à environ 5 m des premiers détecteurs). Cette distribution est déduite de l'analyse des positions des points d'impact dans les premiers détecteurs de référence pour les événements de multiplicité unitaire. En effet, ce type d'événements nous assure que la particule incidente n'a probablement pas interagi dans la cible et que la diffusion multiple dans la matière est négligeable au vu de son énergie. En faisant l'hypothèse que les particules incidentes sont collinéaires, leurs distributions spatiales dans les premiers détecteurs de référence et à l'embouchure du tube du faisceau doivent être identiques. Cependant, cette supposition ne permet pas de reproduire exactement la distribution des points d'impact dans les détecteurs testés. Nous avons alors introduit une dispersion de l'impulsion transverse (impulsion projetée sur le plan normal à l'axe Z) des particules incidentes pour reproduire correctement l'inclinaison des trajectoires et ainsi engendrer une distribution des points d'impact dans le module étudié semblable à celle observée dans les données. Le profil du faisceau ainsi déterminé est introduit dans la simulation GEANT.

b - La modélisation des détecteurs testés

La conversion des points GEANT en signal collecté par les pistes est réalisée en utilisant les logiciels développés pour la simulation du SSD de STAR (voir chapitre 3). Contrairement à la simulation utilisée pour STAR, où les bruits sont pour l'instant issus d'une "base de données simulée", il est nécessaire, pour cette analyse, de fournir au programme le bruit effectif de chacune des pistes. Ces bruits sont calculés à partir de données réelles prises hors faisceau. Ce choix d'introduire dans les simulations un bruit mesuré permet de minimiser les biais résultant de coupures sur la valeur du rapport signal sur bruit. La simulation détaillée des détecteurs testés peut alors être séparée en plusieurs phases à chaque nouvel événement :

Mise à jour du bruit : Le signal induit par le bruit de chacune des pistes est tiré aléatoirement dans une gaussienne centrée sur 0 et ayant pour écart-type la valeur du bruit déduite de l'analyse des données. La figure 2.24 représente cette distribution du bruit en fonction de l'index des pistes pour les deux faces du module. Nous remarquerons la présence de deux puces inactives, une sur chaque face, qui sont repérables par leur faible valeur de bruit. A l'inverse, nous pouvons également localiser des pistes et des régions plus bruyantes que la normale.

Conversion des positions d'un repère global vers un repère local : Les positions des points GEANT (X,Y,Z) sont converties en coordonnées locales dans le référentiel du détecteur suivant les directions u et v. Le vecteur u est normal aux pistes de la face P et v à celles de la face N, dans le plan contenant le détecteur.

Collection du signal par les pistes : La charge déposée à chaque point d'impact est partagée entre les deux pistes les plus proches du point. La collection du signal par éventuellement plus d'une piste est une conséquence de la diffusion du nuage électronique dans le silicium. Cette diffusion est contrôlée dans les simulations par un coefficient

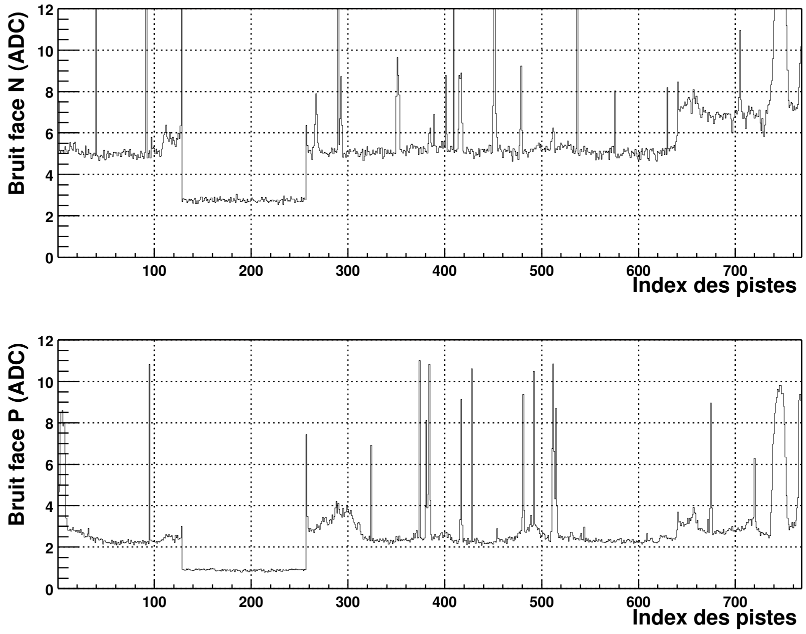

FIG. *2.24:* Mesure du bruit des pistes de la face N (haut) et P (bas) à partir des données hors faisceau.

de diffusion propre à chaque face du détecteur. Comme ceci sera exposé au chapitre 3, la charge est d'abord partagée entre les pistes encadrant le point GEANT puis sont ajoutés les couplages capacitifs entre pistes voisines.

Prise en compte des pistes inactives : Le signal des pistes mortes (ou appartenant à des régions ou puces inactives) est alors annulé. La figure 2.25, obtenue à partir des données sous faisceau, représente le nombre de fois où une piste est touchée (c'est-à-dire qu'elle passe un seuil en signal sur bruit donné) en fonction de sa position dans le détecteur. Nous supposons qu'une piste i est inactive si le nombre de fois où elle est touchée, N_i, est inférieur à $\frac{Moyenne_{Voisines}}{3}$, $Moyenne_{Voisines}$ correspondant à la moyenne des N_j calculée sur les six plus proches voisines. Sur la figure, N_i est fixé à -100 pour les pistes mortes afin de faciliter leur visualisation. La forme de cette distribution en position des pistes touchées est largement dépendante du profil du faisceau mais également de la dispersion spatiale des particules de la gerbe électromagnétique.

A ce stade, les données simulées sont semblables aux données physiques et seront par la suite traitées de manière identique.

c - La reconstruction des clusters

Je réserverai dorénavant le terme de **"points d'impact"** aux points issus de GEANT qui n'ont aucune extension spatiale. Lors de la phase de simulation précédente, nous avons partagé la charge de ces points d'impact sur plusieurs pistes consécutives. Un tel groupement de pistes connexes appartenant à une même face sera alors appelé **"cluster"**. L'étape de

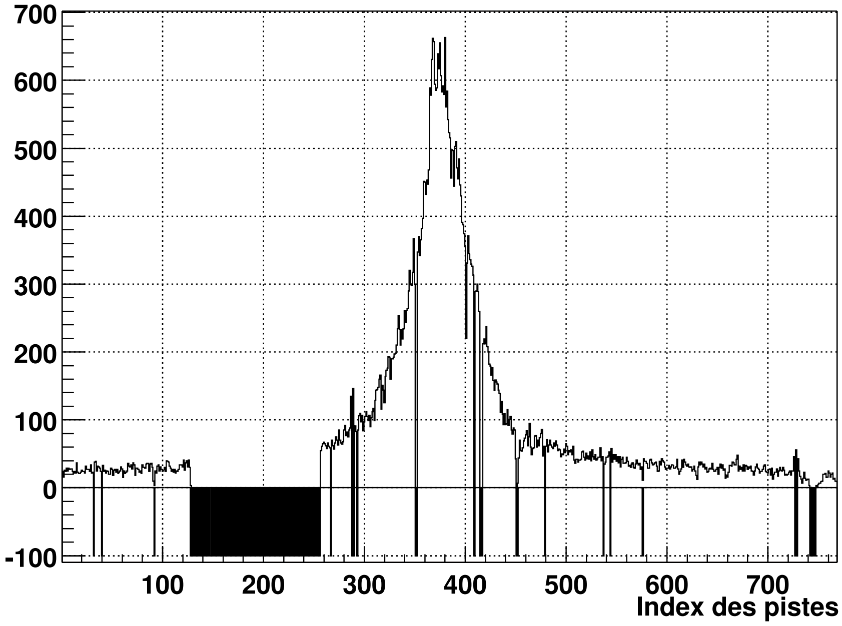

FIG. *2.25:* Nombre de fois où une piste dépasse la valeur seuil du rapport signal sur bruit en fonction de son index.

reconstruction qui permet d'isoler ces groupements de pistes est quant à elle appelée **clusterisation**. A chaque cluster, nous pouvons associer une position incomplète suivant l'une des coordonnées locales u ou v, ainsi qu'une charge collectée. Pour comparer les deux sources de données dont nous disposons (simulées ou collectées sous faisceau), il est au préalable nécessaire de reconstruire les clusters. Cette opération se déroule ainsi :

Recensement des "pistes centrales" : Ces pistes doivent avoir un rapport signal sur bruit suffisamment important, supérieur à une valeur $SN_{centrale}$ pour être le point de départ de la reconstruction d'un cluster. Les pistes centrales dans notre cas sont celles qui encadrent le point d'impact et sur lesquelles le signal s'est effectivement partagé. Pour une particule au minimum d'ionisation (MIP), la charge déposée correspond à environ 100 unités ADC, ce qui implique qu'au moins l'une des deux pistes centrales a collecté l'équivalent de plus de 50 unités ADC. Le bruit étant en moyenne inférieur à 6 coups ADC, une coupure $SN_{centrale} = \frac{50}{6} \simeq 8$ nous assure de sélectionner les pistes centrales.

Construction des clusters : A partir de ces pistes centrales, les clusters croissent en englobant de proche en proche et dans les deux directions, les pistes qui ont un rapport signal sur bruit supérieur à $SN_{voisine}$. L'extension des clusters s'arrête lorsqu'une piste de signal sur bruit inférieur à $SN_{voisine}$ est rencontrée. Les clusters correspondent alors à des séries de pistes sans discontinuité. Un cluster peut également comporter plusieurs pistes centrales. La valeur de la coupure $SN_{voisine}$ est choisie de façon à rejeter les pistes sans signal. Une valeur de $SN_{voisine} = 3$ convient dans notre cas puisqu'elle permet de rejeter 99.86% des pistes sans signal.

Résolution des clusters recouverts : Il se peut que lorsque deux particules sont suffisamment proches, elles ne donnent naissance qu'à un seul cluster. Il nous faut cependant tenter de résoudre ces cas où deux clusters se recouvrent pour garantir la séparation ultérieure des traces correspondantes. Pour résoudre ces situations, nous ne considérons que les groupements qui ont une taille supérieure à deux pistes. Le principe consiste à rechercher un trou dans le profil en signal du cluster comme représenté sur le schéma 2.26. Les courbes en pointillés correspondent au dépôt de charges dans le détecteur et

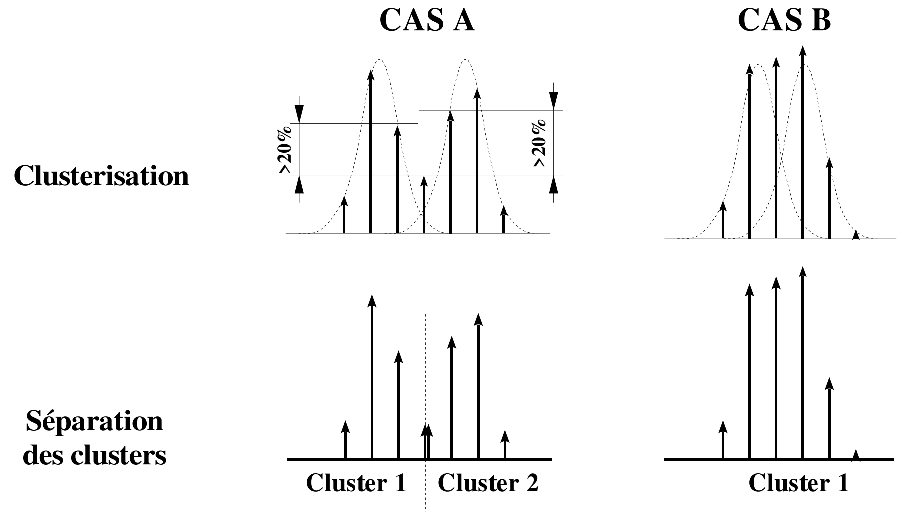

FIG. 2.26: Le cluster A présente un trou, il pourra donc être scindé. Inversement, le cas B qui peut être le résultat d'une superposition de deux points d'impact ne pourra pas être résolu.

les flêches aux signaux sur les pistes qui en résultent. Dans le cas A, les particules qui ont généré les deux points d'impact sont suffisamment éloignées pour que les clusters soient résolus, ce qui n'est pas possible dans la situation B. Le critère de coupure que nous appliquons est le suivant :

$$\Delta(piste, voisine) = \frac{Signal_{voisine} - Signal_{piste}}{Signal_{voisine}} \geq coupure_{trou}$$

Nous choisissons $coupure_{trou}$ de telle sorte qu'elle soit supérieure à l'incertitude sur $\Delta(piste, voisine)$.
Si la résolution sur le signal est de l'ordre du bruit (σ) :

$$Erreur(Signal_{voisine}) \simeq Erreur(Signal_{piste}) \simeq \sigma$$

alors,

$$Erreur(\Delta(piste, voisine)) = \frac{\sigma}{Signal_{voisine}}(1 + \frac{Signal_{piste}}{Signal_{voisine}})$$

soit, puisque dans notre cas $\frac{Signal_{piste}}{Signal_{voisine}} \leq 1$

$$Erreur(\Delta(piste, voisine)) \leq \frac{2\sigma}{Signal_{voisine}}$$

Si $SN_{voisine} \geq 10$, ce qui est vérifié dans la majorité des cas, on peut choisir une coupure de l'ordre de 20%, soit : $\boxed{\Delta(piste, voisine) = \frac{Signal_{voisine} - Signal_{piste}}{Signal_{voisine}} \geq 0.2}$

Pour que le test de coupure soit vérifié, il faut que l'inégalité précédente soit réalisée pour les deux pistes voisines. Dans cette configuration, le signal de la piste est distribué symétriquement entre les deux clusters puisqu'il n'existe pas de critère objectif de répartition de ce signal. Il est néanmoins possible d'utiliser dans un cas réaliste une information supplémentaire : si les clusters sont séparés sur l'autre face du détecteur, il est alors judicieux de partager le signal de la piste de manière à ce que le rapport des charges totales des deux clusters soit identique sur les deux faces. Cette technique nécessite l'association préalable des clusters face à face. Cependant, le groupement des clusters en paire qui doit conduire aux points d'impact initiaux est difficilement réalisable compte-tenu de la forte densité de particules dans ces conditions expérimentales. Nous n'utiliserons donc pas l'information éventuellement disponible sur la face opposée pour contraindre le partage des charges entre les deux clusters.

d - Calcul de la position d'un cluster

La position reconstruite est déduite de la distribution du signal des pistes dans le cluster. Pour cela, nous utiliserons principalement deux méthodes :

Le centre de gravité : C'est le barycentre des positions des pistes pondérées par le signal sur celles-ci :

$$position_{Cluster} = \frac{\sum_{i \in cluster} signal_i \times position_i}{\sum_{i \in cluster} signal_i}$$

C'est la méthode la plus naturelle mais elle suppose l'hypothèse suivante : si un point d'impact est situé entre deux pistes, le rapport du signal collecté par les deux pistes est proportionnel à la distance du point à l'une des deux pistes. Ce comportement linéaire du partage de charges sur les pistes en fonction de la position du point d'impact est la conséquence implicite de l'hypothèse suivante : si la distribution de la charge du nuage électronique, transversalement aux pistes, est de forme carré et que la largeur de ce profil de charge est supérieure au pas inter-piste, alors la position du point d'impact initial correspond au centre de gravité des pistes touchées tel que nous le définissons ici. Dans notre situation, les modules testés ont un pas de 95 μm pour une dispersion du nuage électronique de l'ordre d'une dizaine de microns. Cet algorithme est donc mal adapté pour extraire la position du cluster. Néanmoins, pour les détecteurs de référence dont le pas de 50 μm est réduit d'un facteur deux ou trois en fonction du nombre de pistes flottantes, cette hypothèse est quasiment vérifiée et une telle estimation de la position des clusters est raisonnable.

Eta : L'algorithme η [22], prend en compte la dépendance non linéaire de :

$$\eta = \frac{Signal_{droite}}{Signal_{droite} + Signal_{gauche}}$$

en fonction de la distance à la piste de gauche. Cette méthode correspond au raisonnement inverse suivi pour simuler le dépôt de charges sur les pistes. Elle est décrite en détail au chapitre 3 traitant de la simulation des modules du SSD.

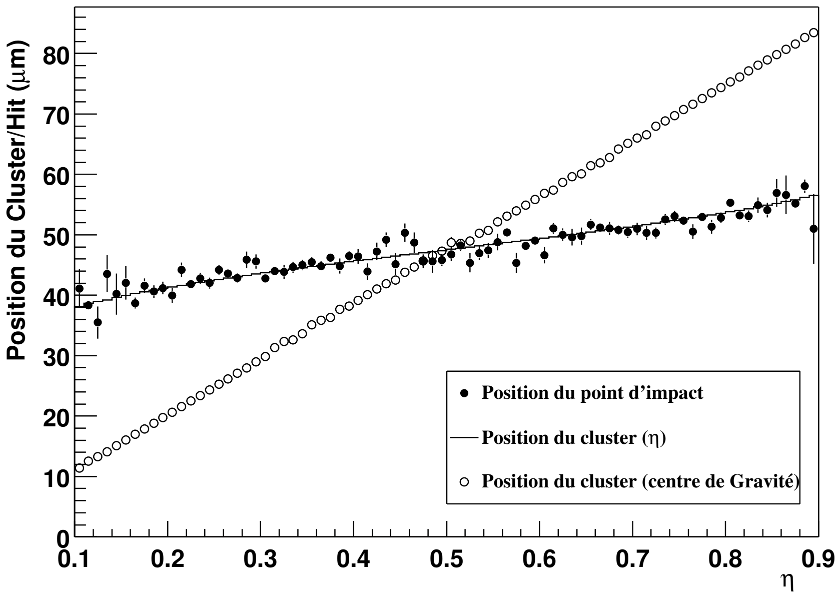

FIG. *2.27:* Comparaison des positions des clusters calculées par les méthodes du centre de gravité (cercles ouverts) et η (ligne pleine).

La figure 2.27 illustre les résultats obtenus avec les deux méthodes de reconstruction. L'algorithme η donne une bonne approximation des coordonnées du point d'impact initial (cercles pleins). Le calcul de la position par l'évaluation du centre de gravité n'est qu'une estimation grossière dans le cas présent.

La stratégie de simulation exposée, il est impératif de vérifier le comportement global des simulations réalisées et de les confronter aux données collectées lors des tests sous faisceau.

2.2.3 La comparaison des simulations aux données

a - Distribution spatiale des clusters

La répartition des clusters dans le détecteur est le premier point qu'il convient de contrôler. Cette distribution peut être considérée comme résultant de la superposition de plusieurs contributions :

La contribution la plus importante provient de la dispersion en position de la particule incidente. Cette distribution est fonction du degré de focalisation du faisceau et de son profil mais également de la diffusion de l'électron primaire dans la cible de plomb. La répartition en position des particules directement issues du faisceau va donc contraindre très fortement la localisation spatiale de l'ensemble des clusters reconstruits. En effet, pour chaque événement, la gerbe électromagnétique composée de paires e^+e^- se développe autour de la trajectoire de la particule primaire à l'intérieur d'un cône de faible ouverture angulaire.

La dispersion des particules secondaires dans la gerbe est due à la fois aux effets dynamiques de création de paires e^+e^- et à la diffusion des particules dans le plomb puis dans le silicium. La figure 2.28 représente la distribution en position des clusters reconstruits. L'accord entre les données et les simulations est acceptable, l'écart relatif obtenu étant toujours inférieur à 20%. Cette erreur provient en particulier de l'approximation sur la forme du profil de faisceau.

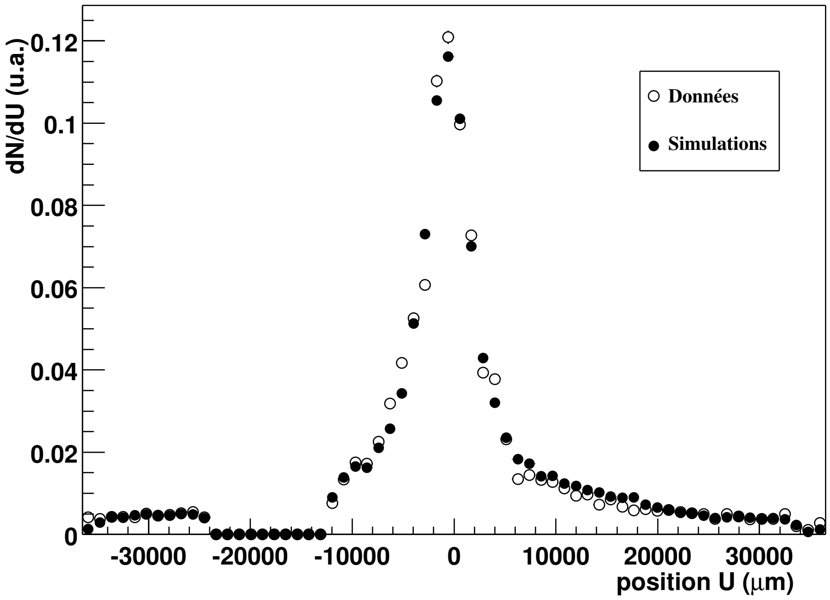

FIG. 2.28: Répartition de la position des clusters pour les données collectées sous faisceau et les simulations.

b - Multiplicité de clusters et nombre de pistes moyen par cluster

La reproduction correcte de la multiplicité de clusters par événement et du nombre de pistes appartenant à un cluster constituent deux aspects critiques des simulations. Ces observables sont fortement sensibles aux différents algorithmes de clusterisation utilisés ainsi qu'aux seuils sur la valeur du rapport signal sur bruit appliqués pour extraire les pistes touchées. Néanmoins, la similitude de traitement des données et des simulations ainsi que le niveau de détails des simulations justifient une comparaison directe. La figure 2.29 illustre les distributions du nombre de clusters extraits des données collectées sous faisceau et des simulations. Le graphe de droite représente l'écart relatif des distributions du nombre de clusters par événement entre les simulations et les données. Nous définissons cet écart comme

$$\frac{NCluster_{Donnée} - NCluster_{Simulation}}{NCluster_{Donnée}}$$

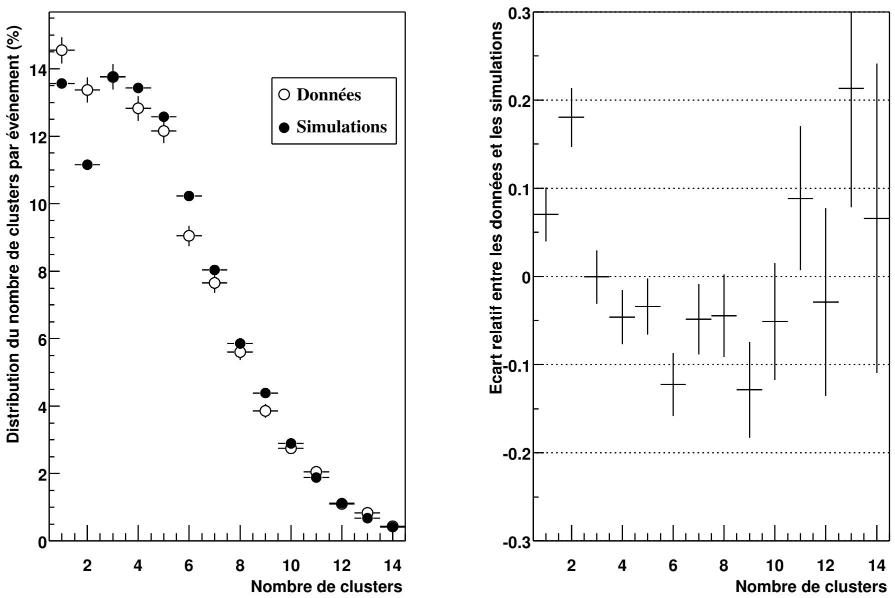

FIG. *2.29:* Distribution du nombre de clusters reconstruits par événement pour les données et les simulations (à gauche) et écart relatif entre ces deux distributions (à droite).

Dans une limite de 10%, les simulations reproduisent convenablement le comportement des données sous faisceau. Cet accord est d'autant meilleur que ces résultats intègrent toutes les étapes de la modélisation du fonctionnement des détecteurs et de la reconstruction des clusters. Les caractéristiques exactes du faisceau, qui ne sont pas connues a priori, sont un facteur très important pour l'adéquation de ces deux distributions. En effet, l'une des puces Alice 128C ne fonctionne pas, comme on peut le voir sur la figure 2.28, induisant une zone morte sur le détecteur. Ceci modifie les distributions réelles du nombre de clusters reconstruits par événement. Un changement minime du profil de faisceau influe très sensiblement sur les résultats précédents.

Le nombre de pistes par cluster est un indicateur robuste car il permet de tester la validité du modèle qui décrit le partage de charges entre les pistes. Plus le coefficient de diffusion est grand, plus le nombre de pistes moyen dans un cluster est important car la largeur du nuage de charges permet une distribution du signal sur plusieurs pistes. Dans une situation extrême sans partage de charges, il n'y a qu'une piste par cluster. La résolution spatiale est alors uniquement digitale. Le tableau 2.3 résume les pourcentages de clusters à une, deux ou trois pistes dans les simulations et les données.

c - Signal collecté

Le dernier point que nous considérerons concerne la valeur de la charge contenue dans les clusters reconstruits, ce qui est illustré en figure 2.30. On remarque principalement deux comportements :

	cluster à une piste %	cluster à deux pistes %	cluster à trois pistes %
données	71.82	22.61	3.78
simulations	69.72	23.57	4.91

TAB. 2.3: Nombre de pistes par cluster.

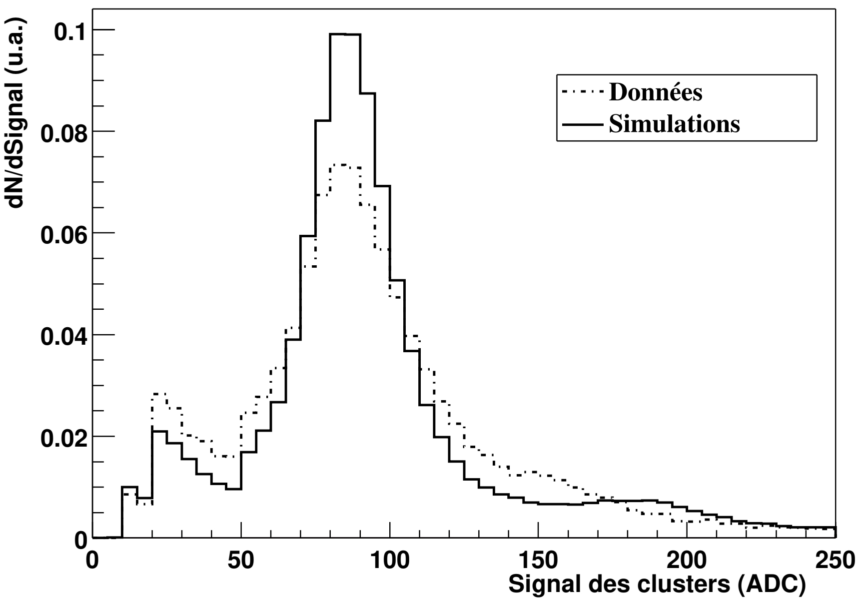

FIG. 2.30: Distribution du signal des clusters reconstruits.

Premièrement, en ce qui concerne le pic principal correspondant aux clusters à une piste, la dispersion en énergie est plus grande dans les données que dans les simulations. C'est la conséquence d'une caractéristique de GEANT qui sous-estime la dispersion en énergie déposée dans le silicium.
Deuxièmement, la contribution associée aux clusters s'étendant sur plusieurs pistes (de 20 à 50 coups ADC) paraît sous-évaluée dans les simulations. Il est possible de l'accroître artificiellement en augmentant le coefficient de diffusion, mais ce serait au détriment de la fraction de clusters à une piste déjà trop faible dans les simulations.

Nous avons comparé dans cette partie les résultats bruts obtenus à partir de données réelles et simulées. L'adéquation n'est pas parfaite car les simulations sont basées sur un modèle et des hypothèses relativement simples. Il apparaît tout de même que le comportement global du détecteur est compris. Sur la base de ces résultats, nous allons à présent nous attacher à estimer l'une des caractéristiques essentielles des détecteurs de trajectographie : la résolution spatiale.

2.2.4 Les résolution et efficacité de reconstruction

a - Résolution à une trace

Nous nous focaliserons en premier lieu sur la résolution en position à “une trace”. C'est en effet cette mesure qui justifiera l'approche choisie. Nous comparerons ensuite les résultats obtenus à ceux extraits des tests sous faisceau de pions. Il est important de juxtaposer ces deux approches car la seconde s'appuie d'une part, sur la reconstruction complète de l'événement, c'est-à-dire des trajectoires des pions et d'autre part, sur des événements de multiplicité unitaire. Avant de commenter les résolutions obtenues avec les simulations, il faut préciser que les événements analysés sont du même type que ceux pris lors des tests en multiplicité. Les clusters reconstruits peuvent donc se recouvrir et être séparés. Ces informations seront aussi utilisées pour estimer l'impact d'un recouvrement de deux clusters sur la résolution en position ainsi que pour quantifier la contribution de la séparation de deux clusters (lorsque cela est possible) à la dégradation de cette résolution.

Pour la suite de l'analyse, nous définissons la résolution à une trace comme l'écart-type moyen de l'erreur faite sur la position des clusters. L'erreur sur la position est directement mesurable car c'est la différence entre la position du point GEANT et la position calculée du cluster reconstruit. La résolution digitale du détecteur est la résolution à une trace du détecteur en associant la position du cluster à la position de la piste de plus fort signal dans celui-ci (piste centrale). La résolution digitale est principalement fonction du pas inter-piste du détecteur et du bruit des pistes. Dans le cas favorable où le bruit est négligeable,

$$Resolution_{DIGITALE} = \frac{Pas}{\sqrt{12}}$$

Dans notre cas, les détecteurs ont un pas de $95\mu m$ et donc, une résolution digitale de $27.4\mu m$.

La figure 2.31 représente la résolution à une trace des clusters constitués d'une seule piste. La résolution expérimentale est de $24.1\mu m$ ce qui indique que notre détecteur simulé n'a évidemment pas une résolution digitale sur toute la largeur du pas mais contient également une zone de partage de charges. Les points d'impact situés juste entre deux pistes ne généreront qu'improbablement une seule piste touchée, ceci réduisant la résolution digitale. Nous pouvons néanmoins estimer la largeur de la région où la charge n'est pas distribuée sur plusieurs pistes. La "région digitale" est égale à $Resolution_{1-piste} * \sqrt{12}$ soit $REGION_{DIGITALE} = 24.1 * \sqrt{12} = 83.5\mu m$. Cette région est inférieure au pas inter-pistes du détecteur, ce qui indique la présence d'une zone de partage du signal entre les pistes.

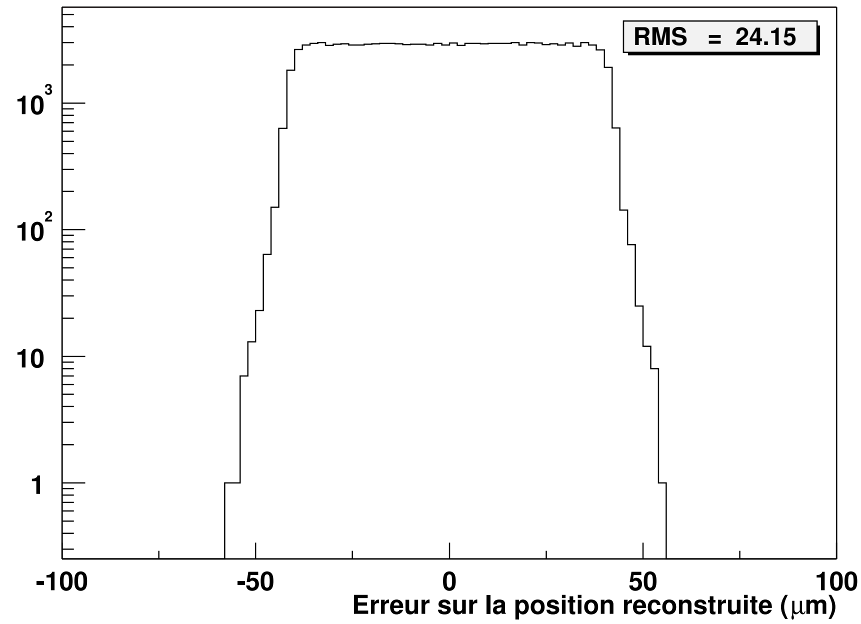

FIG. *2.31:* Distribution de l'erreur en position pour les clusters à une piste.

Le cas idéal en terme de résolution en position se présente lorsque le signal se partage sur plusieurs pistes. Comme illustré par la figure 2.32, l'erreur induite sur la position s'en trouve très largement réduite puisque l'écart-type de celle-ci n'est alors que de $12.8\mu m$ pour des clusters à deux pistes.

La figure 2.33 représente la distribution de l'erreur entre la position réelle du point d'impact et sa position calculée lorsque plusieurs clusters se recouvrent et sont résolus. Dans cette situation, la résolution est de $31.7\mu m$ et est directement comparable à celle de la figure 2.32 puisqu'il s'agit également de clusters à deux pistes. Cette incertitude sur la position est uniquement due à la méthode de séparation des clusters : lorsque deux clusters se recouvrent, on cherche un trou dans le profil en signal des pistes. La piste qui a le signal le plus faible est alors partagée entre les deux clusters, chacun récupérant 50% du signal. La division systématique du signal en deux entraîne donc une incertitude sur la position que nous pouvons estimer. Si les deux contributions à la résolution sont indépendantes, elles s'ajoutent quadratiquement : $Resolution^2 = Resolution^2_{2Traces} + Resolution^2_{Séparation}$ soit $Resolution_{Séparation} = \sqrt{31.7^2 - 12.8^2} = 29\mu m$. La dégradation de la résolution en position pour les clusters séparés est de l'ordre de $29\mu m$, ce qui peut paraître important. Cependant il faut apporter deux précisions :

Tout d'abord, c'est une limite supérieure qui peut être réduite en utilisant les informa-

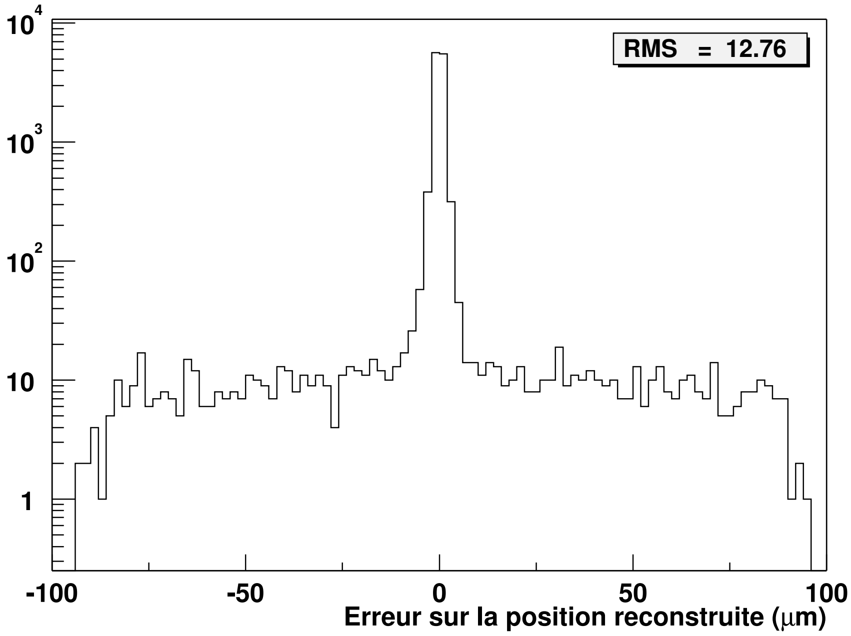

FIG. *2.32:* Distribution de l'erreur en position pour les clusters à deux pistes, non recouverts.

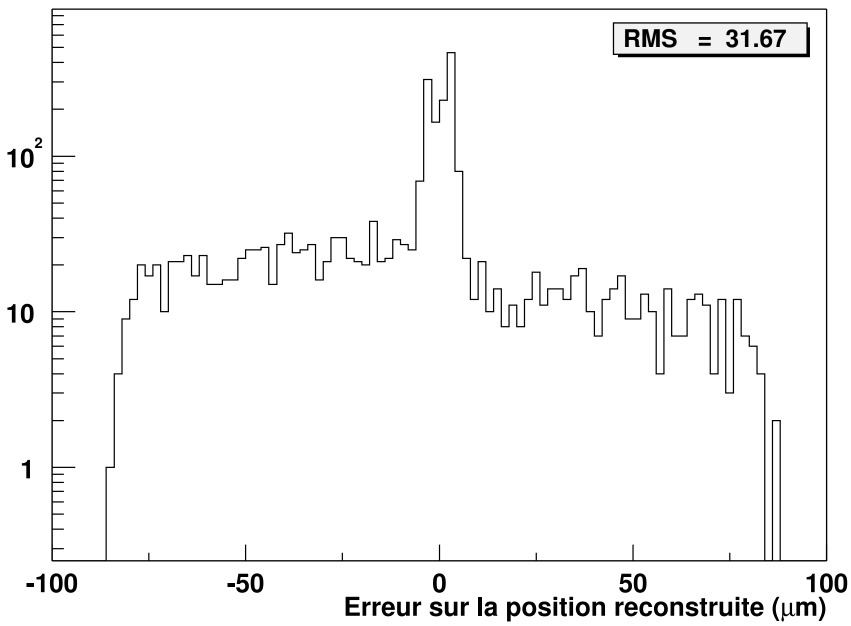

FIG. *2.33:* Distribution de l'erreur en position pour les clusters à deux pistes, recouverts puis séparés.

tions contenues sur l'autre face du détecteur, comme on l'a vu précédemment, afin de partager le signal de manière plus judicieuse.
Outre l'avantage d'être parvenu à résoudre les deux clusters, pour les étapes suivantes de la reconstruction des traces, la résolution pour les clusters non séparés de deux pistes est de l'ordre de $49.5\mu m$(figure 2.34). Ceci conduit à une contribution du recouvrement de $47.8\mu m$.

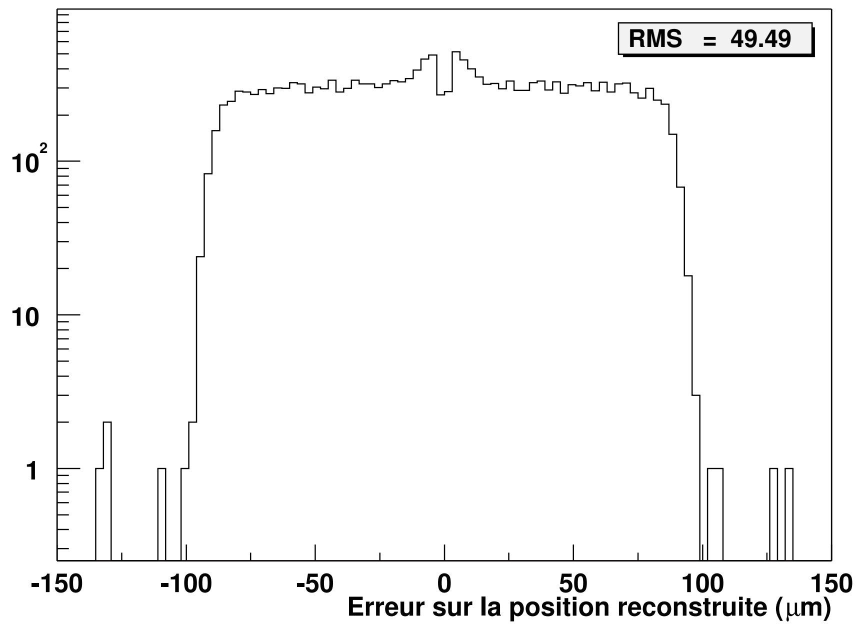

FIG. *2.34:* Distribution de l'erreur en position pour les clusters à deux pistes, recouverts et non séparés.

Ces résultats sont tout à fait compatibles avec ceux obtenus en reconstruisant les traces des particules [23] dans le télescope où la résolution du détecteur Eurysis face N est de $22\mu m$. Pour nous placer dans les mêmes conditions, il faut rejeter tous les clusters recouverts, séparés ou non car les tests ont été effectués avec une particule par événement afin d'éviter toute ambiguïté. Dans ce cas, les simulations donnent une résolution de $23.3\mu m$. L'écart d'un micron qui n'est pas forcément significatif peut être attribué à plusieurs causes, la plus importante étant la proportion du nombre de clusters à deux pistes par rapport aux clusters à une piste (comme nous l'avons montré, la résolution est bien meilleure pour les clusters à deux pistes). On peut également incriminer la qualité du détecteur : le pourcentage de pistes mortes influe sur cette perte de résolution en ne permettant que la reconstruction partielle des clusters et induit donc une perte d'information sur la position. Le fait d'ajouter les clusters séparés ne dégrade que légèrement la résolution puisqu'ils ne représentent que 2% des cas, conduisant alors à une erreur moyenne de $23.5\mu m$.

b - Efficacité de construction des clusters dans un environnement dense

Pour évaluer la résolution à deux traces, deux méthodes peuvent être envisagées :

L'une consiste à reconstruire l'ensemble des traces des particules à partir des points d'impact laissés dans les différents plans de référence du télescope. Cette méthode est utilisée pour évaluer la résolution à une trace des détecteurs pour les mesures sans la cible de plomb. Les points d'impact dans le détecteur testé correspondent alors à l'intersection des traces reconstruites avec le plan du détecteur. A chaque point d'impact, on associe le cluster reconstruit le plus proche. Nous pouvons alors estimer la résolution à deux traces en considérant toutes les paires de points d'impact et en vérifiant pour chacune, si elle est associée à un ou deux clusters distincts. C'est la méthode la plus intuitive mais elle a l'inconvénient d'induire des biais importants dans l'analyse :

- La reconstruction des traces dans un environnement de haute multiplicité n'est pas facilitée par le faible angle d'ouverture du cône dans lequel se développe la gerbe électromagnétique, et par voie de conséquence la forte densité locale de clusters dans les détecteurs. Cette caractéristique est d'autant plus vraie que les détecteurs étudiés sont près de la cible.
- Un autre point négatif se traduit par la distribution en énergie des électrons (et positrons) secondaires. Ces énergies peuvent être faibles, de l'ordre de quelques GeV, et par conséquent, la diffusion dans le silicium n'est plus négligeable ce qui entraîne au mieux une mauvaise résolution en position pour ces traces. Ceci induit des ambiguïtés difficilement quantifiables dans l'association entre les points d'impact et les clusters.

Néanmoins, une étude précise peut être menée en utilisant la modélisation complète du détecteur. S'étant assuré de l'adéquation entre la simulation et les données, nous allons utiliser cette modélisation pour tester les algorithmes de clusterisation (et les différentes tentatives de résolution de clusters se recouvrant) et extraire une efficacité de séparation des paires de clusters en fonction de la distance entre les deux points d'impact qui les ont générés.

Il est maintenant important de définir ce que nous entendons par résolution à deux traces. Habituellement, elle représente la **"Distance en dessous de laquelle deux clusters ne peuvent être résolus"**. Cette définition a l'avantage d'être simple mais n'est pas envisageable dans cette étude pour deux raisons :

La séparabilité de deux clusters ne dépend pas uniquement de la distance qui les sépare, mais également de l'endroit du détecteur où ils sont localisés. Sur la figure 2.35, deux exemples sont illustrés : les points d'impact sont également espacés mais il apparaît que dans la situation A où il y a peu de partage de charges, les clusters ne pourront être résolus. Inversement, dans l'exemple B, le partage de charges est réalisé, ce qui rend possible une éventuelle séparation des deux clusters.

De plus, la présence de bruit sur les pistes, ainsi que son inhomogénéité rend cette limite incertaine. L'extension spatiale des clusters rend également cette définition mal adaptée.

Il est également possible de définir la résolution à deux traces comme étant **"la distance au dessus de laquelle tous les clusters sont résolus"**. Pour les mêmes arguments que précédemment, cette définition n'est pas satisfaisante. On ne peut pas définir de limite franche pour la résolution à deux traces. Il est alors plus indiqué de représenter l'efficacité de résolution de deux clusters en fonction de leur distance relative ce qui est une observable plus

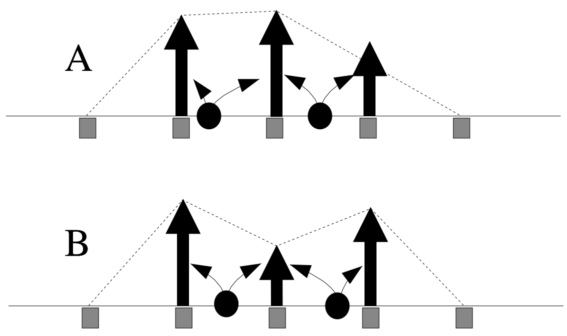

FIG. *2.35:* Séparabilité des clusters pour deux localisations différentes.

robuste. La figure 2.36 représente cette efficacité pour plusieurs cas : on ne considère en pre-

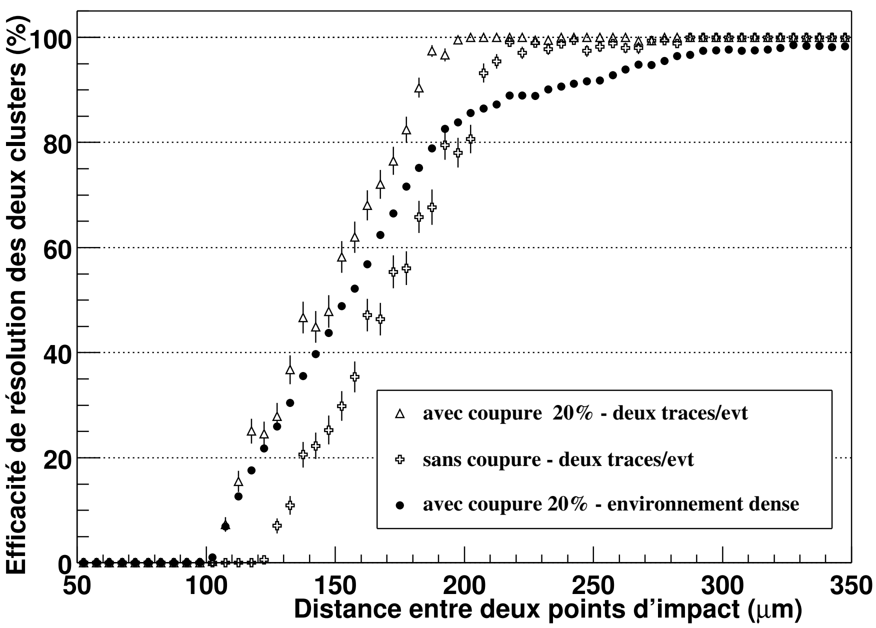

FIG. *2.36:* Efficacité de résolution de deux clusters en fonction de leur distance relative.

mier lieu que les événements à deux traces.

En appliquant un algorithme de séparation des clusters (triangles), nous constatons que l'on parvient à résoudre les clusters jusqu'à une limite minimale d'environ $105\mu m$, ce qui correspond aux cas favorables illustrés par le schéma 2.35 (cas B). Cette valeur correspond à la somme du pas et de la zone de partage. Les deux points d'impact tombent tous les deux dans une zone de partage de charges mais de façon à ce que pour le cluster de gauche, la piste de gauche soit favorisée lors de la collection des charges et inversement pour le cluster de droite. La limite supérieure au-delà de laquelle la majorité des clusters sont résolus se situe aux environs de $200\mu m$. Cette distance induit dans tous les cas de figure, même les plus défavorables, un trou dans les profils en signal des pistes.

Si aucune tentative n'est faite pour séparer les clusters (croix), on peut faire plusieurs observations. La distance relative minimale entre les deux points d'impact est alors de $120\mu m$, soit le cas favorable où les deux points sont situés dans la zone digitale (ou bien en bordure de la zone de partage), séparés par deux zones de partage et une zone digitale. De la même façon, tous les clusters sont reconstruits au-delà de trois pas car il y a toujours une piste non touchée entre les clusters.

On remarque également que le fait de séparer les clusters lorsque cela est possible conduit à une augmentation de l'efficacité de résolution de l'ordre de 20% sur la plage où il peut y avoir recouvrement.

Dans un environnement dense (cercles), comme c'est le cas dans les données, d'autres effets viennent biaiser les précédentes observations. Deux clusters, qui devraient être séparés s'ils étaient seuls, peuvent ne pas l'être dans le cas où un troisième est intercalé. Cette probabilité augmente avec leur distance relative. C'est effectivement ce qui est observé : la limite inférieure de résolution est conservée, mais plus la distance relative entre les deux clusters s'accroît, plus l'efficacité de résolution s'éloigne d'un comportement normal pour n'atteindre son maximum que vers $400\mu m$.

Ces résultats soulèvent plusieurs questions auxquelles nous allons répondre :

i) **Comment évolue l'efficacité de reconstruction des clusters avec la densité de points d'impact ?**

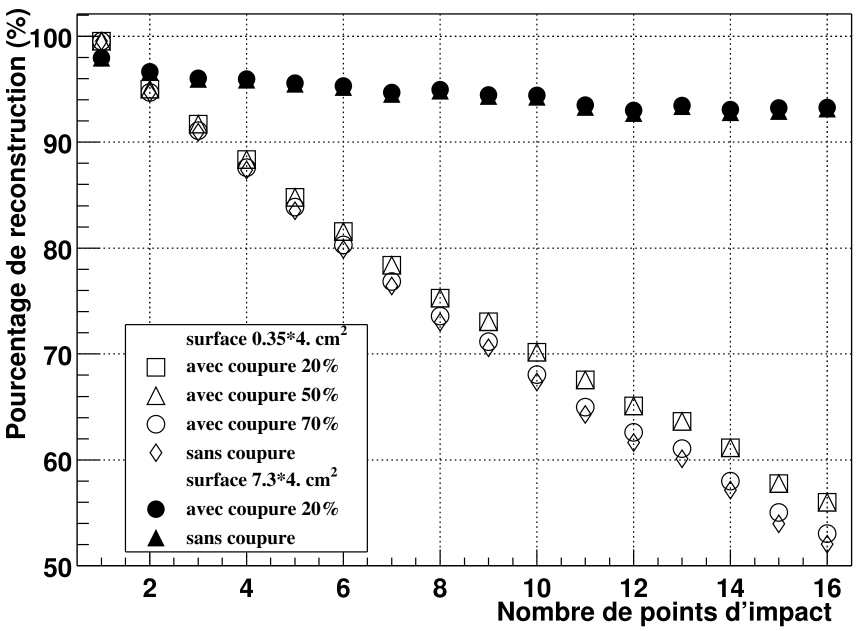

FIG. 2.37: Efficacité de reconstruction en fonction de la densité de points d'impact et de la coupure pour des densités uniformes.

Sur la figure 2.37, nous avons représenté les pourcentages de clusters reconstruits en fonction de la densité de points d'impact dans le détecteur.

Intéressons-nous tout d'abord aux symboles pleins. Ils correspondent à l'efficacité de reconstruction des clusters pour une densité de points uniforme dans tout le détecteur. Cette efficacité est rapportée au nombre d'impacts trouvables dans le détecteur, ce qui signifie que les points localisés dans les zones mortes ne sont pas considérés (c'est-à-dire dans notre cas la puce morte, les autres pistes inactives n'étant pas déduites). Dans ces conditions, l'efficacité est supérieure à 93% pour un nombre de points d'impact inférieur à 16. Cette densité est déjà importante comparativement à la multiplicité attendue au RHIC pour les collisions centrales Au+Au (6 à 9 clusters par détecteur). On peut d'ores et déjà affirmer que la densité de points n'est pas un obstacle majeur pour STAR.

Il faut atteindre des densités très importantes pour voir cette efficacité chuter de façon significative, ce qui est illustré sur les courbes en symboles ouverts. Le rapport des surfaces touchées pour les deux ensembles de courbes est égal à $\frac{7.3*5}{6*0.35} = 17.4$. Une puce sur les six étant inactive, lorsque les impacts sont repartis sur toute la surface du détecteur, seuls $\frac{5}{6}$ des pistes du détecteur peuvent collecter du signal. Les courbes en symboles ouverts peuvent donc être comparées aux précédentes en multipliant le nombre de points d'impact par un facteur 17.4. Pour que l'efficacité s'effondre à une valeur de 80%, il faut atteindre dans le détecteur une densité uniforme de $17.4*6 = 104$ points. On remarquera également que les courbes d'efficacité varient bien linéairement avec le nombre de points d'impact.

ii) **Comment évolue l'efficacité de reconstruction des clusters avec la coupure en signal permettant de reconnaître les trous ?**

Sur les courbes en symboles ouverts de la figure 2.37, nous avons fait varier la coupure en signal ($coupure_{trou}$) entre 0, 20, 50 et 70% du signal. La densité est ici uniforme sur une fenêtre de 3.5mm correspondant à environ 36 pistes.

On observe premièrement que l'efficacité ne varie que très peu avec la coupure choisie : on peut accroître l'efficacité tout au plus de 4% en variant la coupure de 20% à aucune. Cette caractéristique a deux origines : d'une part, pour séparer deux clusters recouverts, il faut systématiquement que l'un d'eux donne lieu à un partage de charges sur plusieurs pistes. Cette probabilité est relativement faible car la zone de partage est de l'ordre d'une dizaine de microns pour un pas de 95 μm. Ceci explique la chute d'efficacité indépendamment de la coupure.

On peut également mentionner que la coupure en signal sur bruit minimale pour qu'une piste soit inclue dans un cluster est assez haute (de l'ordre de 3 à 5). Ceci a pour conséquence de résoudre implicitement les clusters reliés par une piste au signal sur bruit faible. C'est ce que l'on observe pour les courbes d'efficacité à 20 ou 50% qui sont très proches. La coupure en signal sur bruit induit une coupure permettant de repérer les trous correspondant à au moins 50%.

iii) **Comment évaluer la densité des points d'impact dans les simulations ou les données ?**

Pour cela, comparons l'efficacité de reconstruction des clusters dans le cas d'une distribution uniforme des particules, mais sur une surface réduite, avec la distribution des clusters issue de GEANT. C'est ce qui est illustré par la figure 2.38 : les triangles noirs correspondent à l'efficacité de reconstruction des clusters pour une surface de $0.35 * 4cm^2$ et une distribution uniforme. Les symboles ouverts correspondent à la

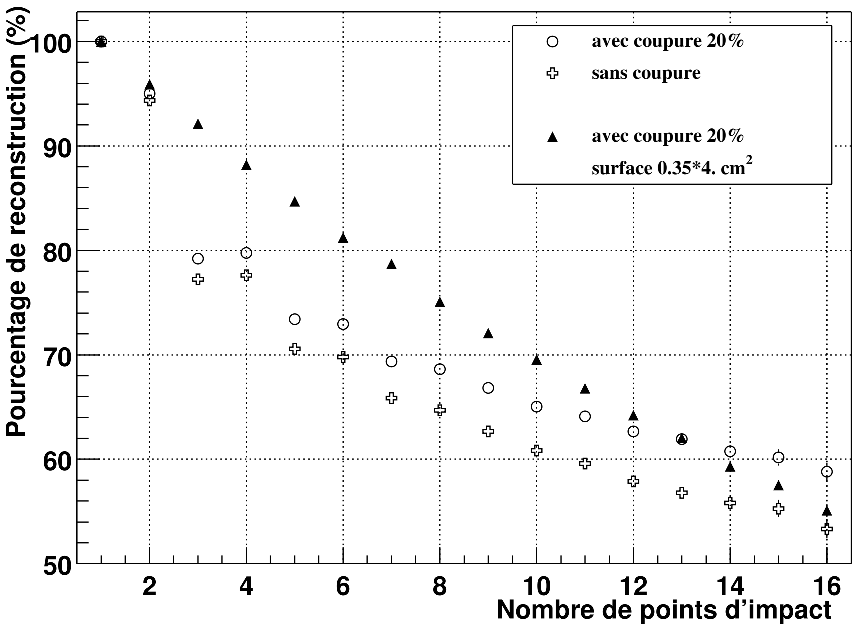

FIG. *2.38:* Efficacité de reconstruction en fonction de l'uniformité de la densité.

densité donnée par GEANT sur l'ensemble du détecteur. Les clusters sont reconstruits avec ou sans coupure.

Un aspect de ces résultats peut choquer : l'évolution de l'efficacité en fonction du nombre de points d'impact n'est plus linéaire. En effet, les positions correspondant aux paires e^+e^- sont très corrélées comme on peut le voir pour les nombres de points 2 et 3 : l'efficacité à 3 points est de l'ordre 79% alors que l'on pourrait s'attendre à 88%. Or, deux points correspondent la plupart du temps à l'électron primaire et à une paire où l'une des particules a disparu (recombinaison du positron ou bien diffusion d'une des deux particules hors du télescope). Les deux particules restantes sont peu corrélées et donc relativement faciles à reconstruire. Au contraire, les événements à 3 points sont constitués d'une paire et de l'électron primaire. Les points de la paire étant très proches en position, les clusters associés se recouvrent souvent ce qui explique la perte en efficacité de reconstruction. Pour expliquer le comportement des événements à 3 et 4 points, l'argument est le même : supposons que l'on ne puisse jamais résoudre les paires. La probabilité de reconstruction de ces événements est alors de $\frac{2}{3} = 66.7\%$. Les événements à 4 points sont constitués d'une paire, de l'électron primaire et de l'une des particules d'une autre paire, ce qui donne une efficacité de $\frac{3}{4} = 75\%$. La reconstruction est donc meilleure pour les événements à 4 points qu'à 3. Des considérations de densité atténuent cependant cette différence. Nous pouvons justifier la non linéarité de la courbe d'efficacité, par l'extension spatiale de la gerbe ou encore son angle d'ouverture qui tend à augmenter avec le nombre de points d'impact. Ceci explique le phénomène de saturation qui apparaît quand des grands nombres de points d'impact sont considérés.

Ces observations impliquent que la densité des points d'impact ou encore la surface touchée par la gerbe sont difficiles à extraire. Cependant, une surface correspondant à une dimension transverse aux pistes de 3.5mm semble être une bonne estimation.

2.2.5 Les conclusions de cette étude

On doit retenir de cette analyse deux points importants :

1. En ce qui concerne les résolutions obtenues, il est possible de faire quelques remarques :
   La résolution à deux traces extraite correspond à la résolution sur une face. Cependant, les $105\mu m$ obtenus restent la distance minimale de résolution même lorsque l'information des deux faces est disponible : pour séparer deux clusters, il faut qu'au moins l'une des coordonnées locales soit supérieure à ce seuil.
   La résolution à une trace aurait pu être réduite en diminuant la taille du pas et/ou en utilisant des pistes flottantes comme pour les détecteurs de référence. Ces choix alternatifs permettent d'accroître la taille des clusters en terme de nombre de pistes et donc d'extraire une meilleure estimation de la position. Cependant, outre l'accroîssement important du prix de revient des détecteurs, ces options auraient dégradées la résolution à deux traces. Comme le montre la figure 2.39, les pistes flottantes rendent plus difficile la séparation des clusters. En effet, pour obtenir cette distribution, nous avons construit les distributions des distances inter-clusters avec et sans séparation, et ce, pour chaque plan de référence. Nous avons ensuite calculé l'écart-type moyen de la différence des deux distributions, ce qui donne une indication de la distance à partir de laquelle la résolution des clusters devient difficile. Pour les références à une piste flottante, cet indicateur est aux environs de $55\mu m$ et atteint une valeur supérieure à $65\mu m$ pour les détecteurs à deux pistes flottantes.
2. La connaissance que nous avons du détecteur est suffisante pour reproduire ses caractéristiques les plus importantes comme la résolution à une trace qui est très proche de celle extraite expérimentalement. Puisque le comportement du détecteur est bien reproduit, il est donc tout à fait justifié d'utiliser cette modélisation comme point de départ du simulateur réaliste du SSD.

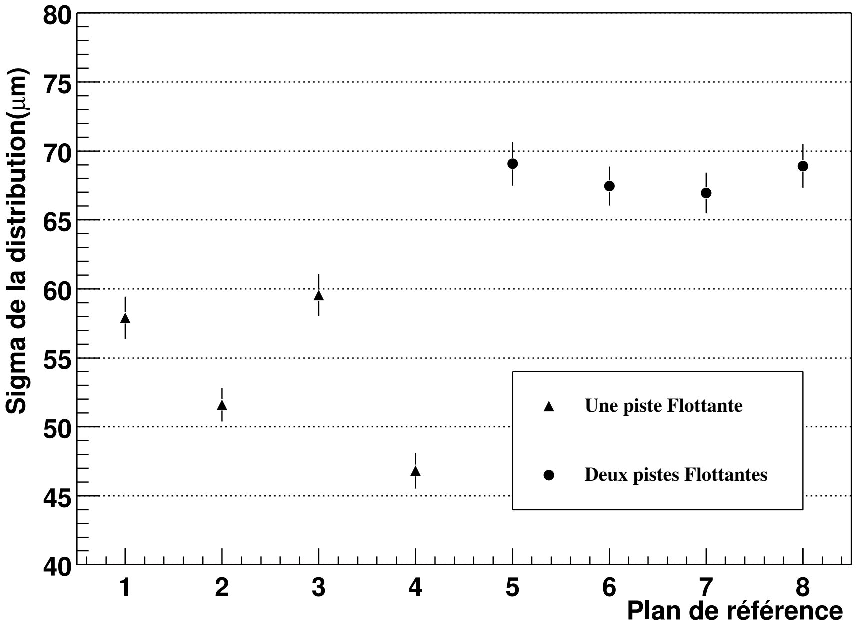

FIG. *2.39:* Ecart-type moyen de la différence des distributions de la distance entre les clusters (dans un même événement) avec et sans tentative de séparation.

Chapitre 3

La simulation du SSD et la reconstruction des points d'impact dans les détecteurs

Dans les chapitres précédents, nous avons tenté de modéliser globalement le fonctionnement des détecteurs au silicium à micropistes. Il est temps, à présent, d'exposer comment ont été mis à profit ces résultats pour construire les logiciels de simulation et de reconstruction des points d'impact du SSD dans STAR. J'exposerai d'abord les motivations qui nous ont conduit au développement de tels algorithmes puis je décrirai leurs fonctionnalités et les résultats obtenus. Il est important de noter que, comme tout logiciel, ils seront amenés à évoluer et cette description n'est qu'une image figée de l'état des codes et des résultats obtenus. Cependant, je m'efforcerai, dès que nécessaire, de mettre en exergue les modifications qui me semblent inexorables à terme.

3.1 Introduction

3.1.1 La philosophie générale de la simulation de STAR

Quel que soit le détecteur de STAR considéré, la méthode de simulation est identique et se résume ainsi :

Une description géométrique détaillée des détecteurs et des structures de support. Ceci comprend pour l'ensemble, les côtes précises des détecteurs ainsi que la définition la plus réaliste possible des matériaux utilisés. Cette implémentation est réalisée à l'aide du logiciel GSTAR (Geant for STAR). Les volumes sensibles des détecteurs ainsi que les mécanismes physiques de détection sont décrits à cette étape. La figure 3.1 représente une vue tronquée du SSD tel qu'il est décrit dans GSTAR. Cette description globale de tous les ensembles de détection de STAR constitue la première ébauche du filtre expérimental. Il est d'ores et déjà possible de l'utiliser pour générer des signaux dans les détecteurs (dus aux pertes d'énergie des particules traversant les régions sensibles).

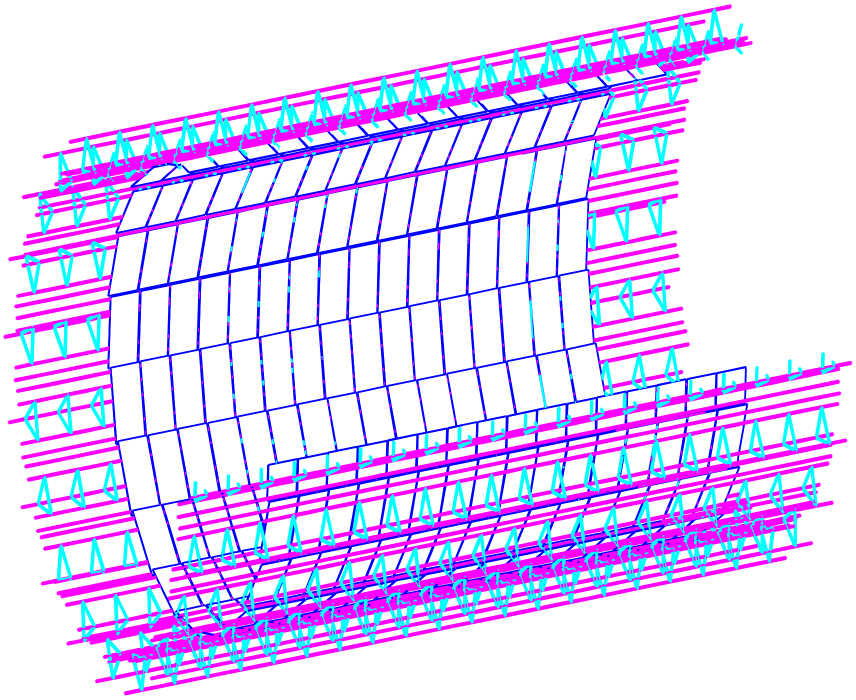

FIG. *3.1:* Vue du SSD tel qu'il est défini dans GSTAR.

Une simulation adaptée à chaque détecteur. Chaque groupe en charge d'un détecteur doit élaborer un second filtre qui a pour entrée, la sortie du premier filtre et qui doit reproduire un comportement réaliste du détecteur.

Le terme de "comportement réaliste" paraît un peu flou, nous allons l'expliciter en prenant le SSD comme exemple.

3.1.2 Pourquoi un simulateur réaliste ?

Historiquement, le simulateur du SSD est dérivé de celui développé pour le SVT : SRS (Svt Resolution Simulator). Comme son nom l'indique, ce simulateur a comme prérogative principale d'introduire une résolution sur la position des points d'impact générés par la simulation de GSTAR. En réalité, son rôle est un peu plus étendu car non seulement il déplace les points d'impact en deux dimensions suivant une loi gaussienne en accord avec la résolution du détecteur, mais il introduit simultanément une résolution sur la charge déposée par la particule. SRS détruit également les points d'impact localisés dans les zones inactives du module (situées sur le contour du détecteur). Cependant, ces fonctions ne sont suffisantes pour reproduire le comportement en fonctionnement du SSD. Dans notre situation, un simulateur réaliste doit traiter les tâches suivantes :

☞ **"Discrétisation" du signal sur les pistes :**
Le détecteur ne doit pas être traité comme une surface homogène mais comme deux

faces constituées chacun d'un ensemble de pistes, les signaux n'étant collectés que sur les pistes de lecture.

☞ **Prise en compte des pistes inactives :**
Chaque détecteur comportera en réalité, un nombre de pistes mortes qui ne collectent jamais de signal physique. Le simulateur doit accepter en entrée une cartographie des pistes inactives du détecteur de façon à ne jamais générer de signal sur ces pistes. Cette cartographie, appelée "base de données de condition", pourra être soit simulée pour induire un fonctionnement précis du SSD, soit extraite directement des données en faisceau. Les pistes inactives auront un impact important sur la clusterisation.

☞ **Prise en compte du bruit sur les pistes :**
Cette fonctionnalité est très importante car elle influe directement sur deux caractéristiques du détecteur : tout d'abord sur l'efficacité de reconstruction des clusters car les tests d'appartenance à un cluster sont basés sur la comparaison du signal sur bruit des pistes. Avec le taux de complètement du cluster, le bruit des pistes influe également sur la résolution de la charge collectée par les groupements de pistes générées lors du passage des particules à travers les détecteurs.

☞ **Partage de la charge déposée sur les pistes :**
La charge n'est pas toujours collectée par une piste unique mais peut également se répartir sur plusieurs pistes suivant la localisation du point d'impact et l'inclinaison de la trajectoire de la particule qui l'a déposée.

☞ **Couplage des signaux des pistes :**
Par induction capacitive, un signal sur une piste génère un couplage sur ses proches voisines.

☞ **Simulation de l'électronique de lecture :**
L'étage d'amplification de l'Alice A128C introduit un bruit supplémentaire sur les voies de lecture. La partie intégratrice de la puce n'est linéaire que sur une gamme finie en entrée puis sature pour de grandes charges collectées. Après l'intégration de la charge, le signal analogique est numérisé par des ADC (Analog to Digital Converter), qui ont une dynamique de conversion limitée.

☞ **Simulation de l'électronique et des logiciels d'acquisition (DAQ) :**
Pour des questions de temps et de volume de données, l'acquisition de données n'est pas en mesure d'enregistrer la totalité des signaux des pistes. L'extraction des signaux est obtenue de manière plus ou moins subtile par une coupure en signal sur bruit.

Ces différentes fonctionnalités techniques du simulateur suffisent à induire les caractéristiques du détecteur :

La résolution en énergie déposée résulte directement de la présence de bruit sur les pistes, de la numérisation des signaux et des coupures en signal sur bruit de la DAQ.

La résolution à une trace est directement liée au partage de charges sur les pistes, aux couplages capacitifs entre les pistes, à la digitalisation des signaux et à la présence de bruit sur les pistes.

La résolution à deux traces est induite par les mêmes effets que ceux influant sur la résolution à une trace.

La définition des différentes zones du détecteur découle de la discrétisation des signaux sur les pistes. En effet, un détecteur est composé de trois zones aux fonctionnements différents comme décrit sur le schéma 3.2. Une zone morte, située sur le pourtour du

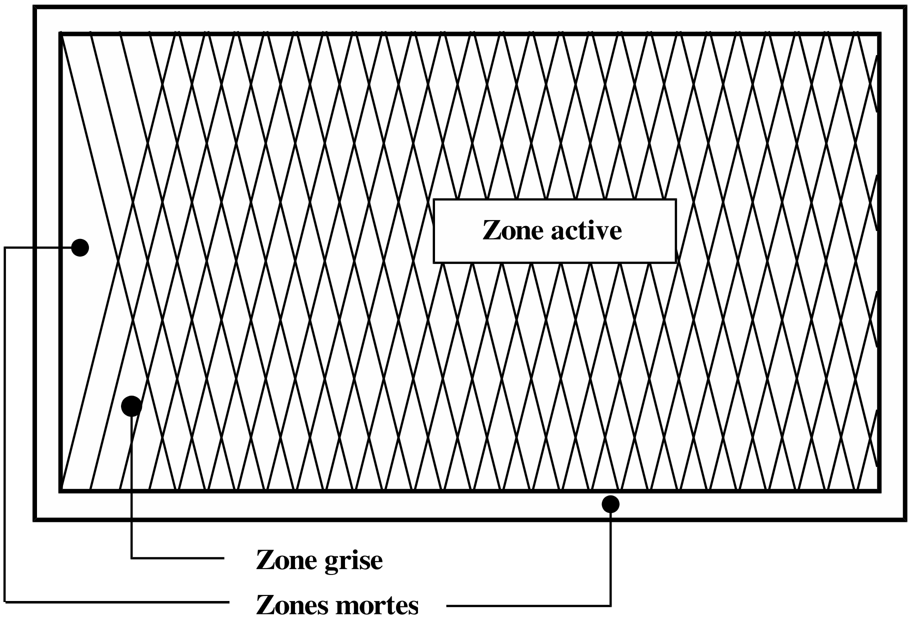

FIG. *3.2:* Trois différentes régions du détecteur

détecteur, correspond à l'anneau de polarisation, à l'anneau de garde ainsi qu'à l'emplacement des plots de connexion vers l'électronique de lecture. Par ailleurs, l'angle stéréo entre les pistes induit une zone inactive triangulaire sur l'un des bords du détecteur. On appellera par la suite, "zones grises", les deux autres zones triangulaires où le signal n'est collecté que sur l'une des faces du détecteur. Dans ces régions, une seule des deux coordonnées spatiales de la position est accessible.

Concernant les aspects techniques de développement du code de simulation du SSD, les choix sont restreints car ce code doit s'insérer dans l'infrastructure logicielle de STAR. Pour des raisons évidentes de modularité et de robustesse, la programmation orientée objet (C++) a été préférée à un développement plus linéaire et moins structuré de type langage Fortran. Cependant, nous n'aborderons pas dans la suite, les détails techniques de programmation mais nous insisterons plus sur les aspects structurels du logiciel.

3.2 La simulation du SSD

3.2.1 Les bases de données - SDM (Ssd Database Manager)

Les bases de données qui seront nécessaires au fonctionnement du SSD en faisceau ne sont pas encore définitives. Toutefois, nous pouvons d'ores et déjà les répartir en trois catégories distinctes :

Base de données géométrique : Elle provient de GSTAR pour les simulations et du logiciel d'alignement des détecteurs pour les données sous faisceau. Cette base de données contient les informations sur les coordonnées, dans le référentiel absolu de STAR, du centre de chaque détecteur et l'orientation suivant trois directions des détecteurs. Cette base de données ne sera mise à jour que très rarement car la position des détecteurs ne doit pas être modifiée durant les périodes de prises de données. A priori cette mise à jour n'est incontournable qu'après des interventions techniques sur STAR qui nécessitent un démontage partiel de l'expérience.

Base de données de calibration : Cette base de données reçoit des informations qualitatives sur le fonctionnement de chaque piste. En particulier, nous avons décidé d'y faire figurer le piédestal et le bruit de toutes les pistes. Cette base de données est mise à jour périodiquement lors de prises de données dédiées à la calibration. Le calcul des piédestaux et des bruits peut se faire selon deux modes différents : Le premièr consiste à calculer les bruits et piédestaux en interne avec les processeurs situés sur les mezzanines des cartes d'acquisition puis de stocker les valeurs moyennées sur plusieurs événements bruts dans les mémoires "tampon" des ASIC. La deuxième technique réside dans le calcul hors ligne de ces paramètres puis leur injection dans les mémoires tampon des ASIC. La deuxième méthode a l'avantage de mieux contrôler les résultats obtenus mais présente l'inconvénient de nécessiter une mise hors ligne de tout le détecteur STAR puisque ce mode nécessite un déclencheur dédié.

Base de données de condition : Elle doit contenir toutes les informations de contrôle définissant le fonctionnement du SSD durant sa période de validité. Dans les simulations, nous n'avons retenu que l'état de fonctionnement des pistes. Cette base de données comprend actuellement, pour chaque piste, une seule variable, égale à 1 si la piste est active et 0 dans le cas contraire. La mise à jour de cette base doit être régulière pour assurer sa validité, mais à une fréquence qui n'est pas encore déterminée.

Pour les prises de données sous faisceau, aucune des bases de données n'est actuellement définie. Du point de vue de la simulation, parmi ces trois bases de données, seule celle concernant la géométrie du SSD est disponible, car elle provient directement de GSTAR. L'objectif du logiciel SDM est donc de créer les deux bases manquantes qui décrivent l'état du SSD.

La base de données de condition est simple à construire et ne nécessite que quelques paramètres de contrôle :

– Un vecteur de dimension 20 (le nombre d'échelles du SSD) contenant l'état de fonctionnement de chaque échelle (active :1, inactive :0). Si une échelle est inactive, tous les détecteurs, toutes les puces et les pistes de celle-ci sont inactivés.
– Un pourcentage de détecteurs inactifs. Les détecteurs morts sont alors choisis au hasard parmi ceux qui ont survécu à la première étape.
– Un pourcentage de puces mortes qui sont inactivées parmi celles restant des deux précédentes étapes.
– Un pourcentage de pistes inactives à choisir parmi les survivantes.

Le nombre total de pistes mortes est, de ce fait, la somme de toutes les contributions indépendantes. Cette sélection effectuée, il s'agit ensuite de remplir la base de données avec l'indice et le statut de chacune des pistes. En guise d'illustration, la figure 3.3 représente le statut des pistes du détecteur 1 face P. Cette figure a été obtenue avec 5% de pistes mortes, ce qui est supérieur au pourcentage de pistes inactives toléré par le cahier des charges.

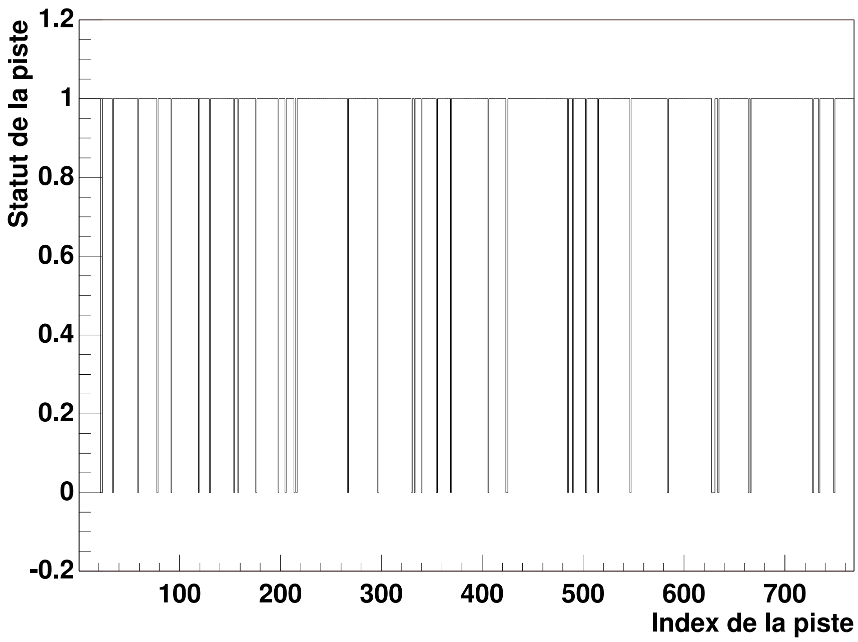

FIG. *3.3:* Statut des pistes d'une face en fonction de leur index.

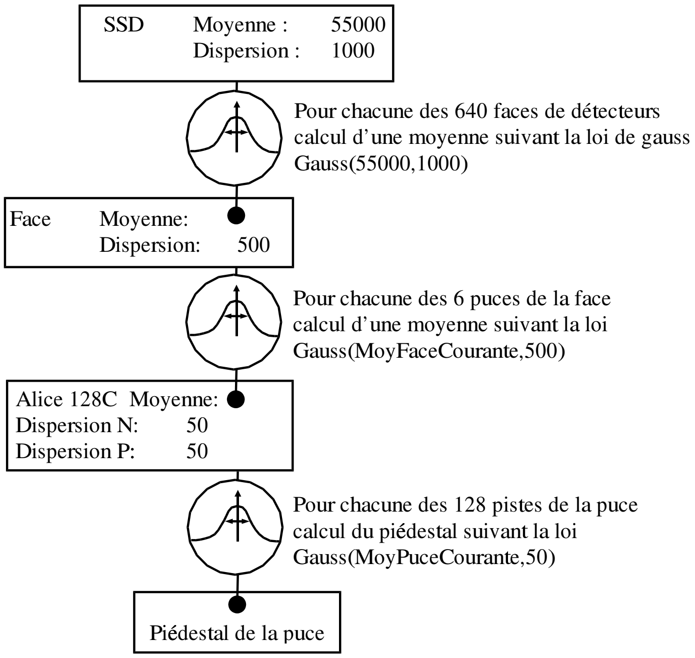

FIG. *3.4:* Algorithme de construction des piédestaux des pistes.

On construit le piédestal de chaque piste présent dans la base de données de calibration avec l'algorithme itératif représenté sur la figure 3.4. Le mode opératoire est le suivant : le piédestal de chaque face, "moyenneFace", est issu d'une distribution gaussienne centrée sur une valeur moyenne "moyenneSSD" et de dispersion "dispersionSSD". Toutes ces valeurs sont en nombre d'électrons. Pour une face donnée, on calcule "moyennePuce" à partir d'une gaussienne centrée sur "moyenneFace" et de RMS "dispersionPuce". Ensuite, les piédestaux des 128 pistes de la puce sont également distribués suivant une gaussienne ayant pour moyenne, "moyennePuce", et pour sigma, "dispersionPiste". Pour le bruit des pistes, la méthode est simplifiée. On choisit pour chaque face un bruit moyen, "BruitFace", dispersé avec une largeur de gaussienne "rmsFace". Les bruits de toutes les pistes suivent alors l'une des deux lois définies au préalable selon la face du détecteur où elles sont situées. Puis, pour simuler les pistes bruyantes, la technique utilisée est très simple et nécessite deux paramètres : il faut définir un pourcentage de pistes bruyantes, "PBruyante", pour chacun des deux types de faces et un facteur de bruit également pour chacune des deux faces, "FactBruyante". Les pistes correspondant à "PBruyante" sont choisies aléatoirement dans le SSD et leur bruit est multiplié par un facteur uniformément réparti entre 1 et "FactBruyante". Un exemple de distribution de bruit sur une face est représenté sur la figure 3.5. Dans ce cas particulier, la moyenne du bruit est à 700 électrons avec une dispersion de 50. Le pourcentage de pistes bruyantes est de 10% avec un facteur d'échelle de 10.

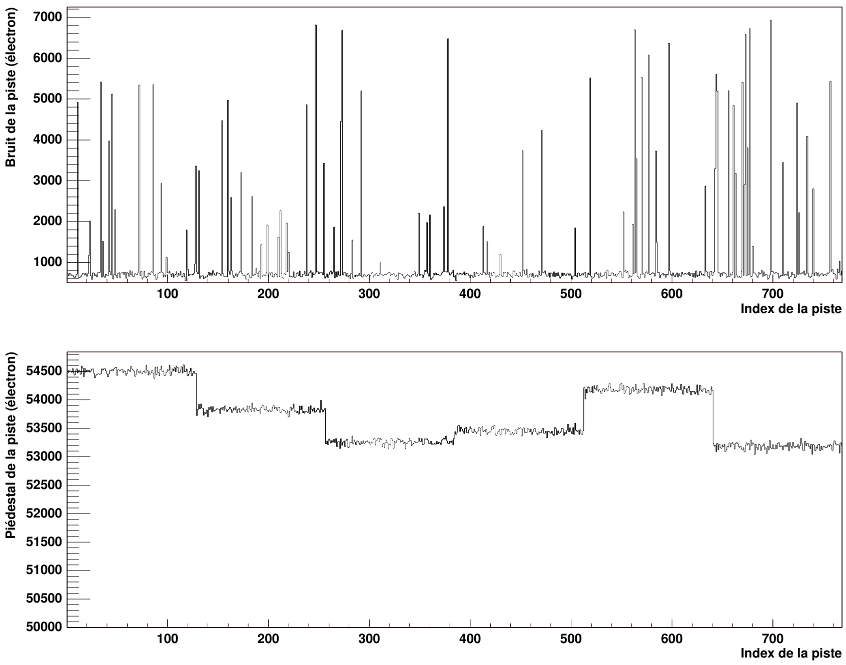

FIG. *3.5:* Bruit (en haut) et piédestal (en bas) des pistes en fonction de leur index .

Sur la figure 3.6 sont présentées les distributions de probabilité des bruits et des piédestaux dans le SSD. Ces bases de données sont construites avec des hypothèses très simples qui demanderont à être vérifiées lorsque le nombre de modules assemblés sera suffisamment important pour pourvoir déduire un comportement statistique des piédestaux et des

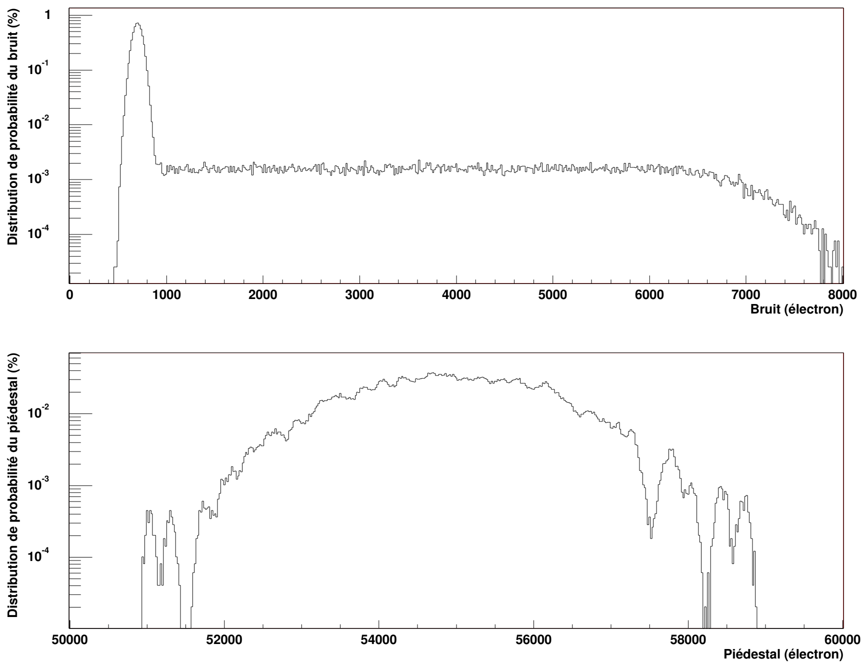

FIG. *3.6:* Distribution de probabilité du bruit (en haut) et du piédestal (en bas) des pistes du SSD.

bruits des pistes. Les bases de données construites, nous allons aborder la simulation des détecteurs proprement dite.

3.2.2 La simulation des modules de détection - SLS

Nous allons détailler dans cette partie, les techniques utilisées pour la simulation des modules du SSD dans le cadre de l'infrastructure logicielle de STAR. De façon à faciliter la compréhension de la structure du simulateur, nous n'entrerons pas dans les détails de la programmation et tous les objets seront présentés sans l'interface logicielle qui leur est associée. Nous entendons par interface logicielle, d'une part, les fonctions qui permettent de faire des requêtes sur un objet informatique ou bien d'en modifier le contenu, et d'autre part, l'ensemble des fonctions appelant d'autres méthodes de plus bas niveau ou propres à d'autres objets. L'architecture du module SLS est représentée sur la figure 3.7. Cette organisation a l'avantage d'être intuitive et de transcrire le rôle du simulateur : la conversion de points d'impact GSTAR en signal analogique sur les pistes. L'objet principal, StSlsBarrel, représente le SSD dans son ensemble. Il contient indirectement tous les autres objets du module et, de part cette caractéristique, il est utilisé comme interface avec l'extérieur. L'objet barrel, outre des données membres de type simple correspondant à des caractéristiques géométriques du SSD, contient également un vecteur de pointeurs sur des objets détecteurs (wafer).

les détecteurs (de type StSlsWafer), indexés par un identificateur mId, sont définis par leurs orientations dans le repère global de STAR. Pour cela 4 vecteurs tridimensionnels sont nécessaires au positionnement de chaque détecteur :

mX : centre du détecteur.

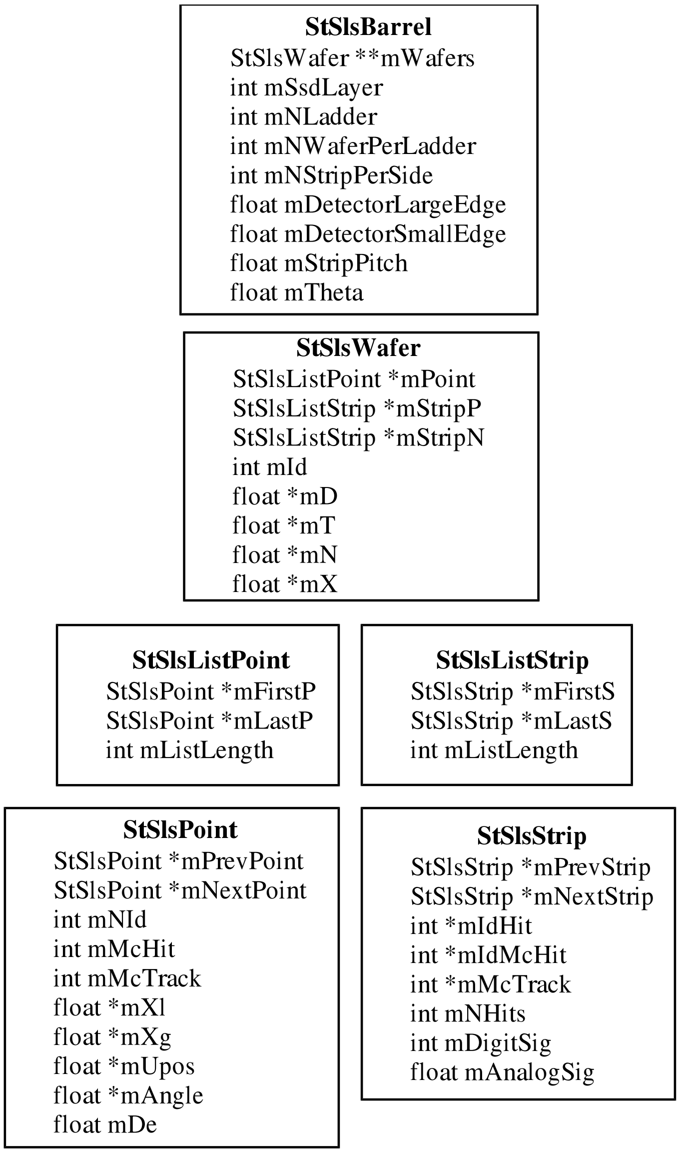

FIG. 3.7: Schéma de structure du module de simulation SLS.

mN : vecteur normal au plan du détecteur.

mD : direction de dérive des charges dans les modules du SVT (conservation de la notation historique).

mT : direction transverse à la précédente, également dans le plan du détecteur.

Chaque détecteur (constitué implicitement de deux faces) contient trois listes dynamiques : une collection de points GSTAR (StSlsPoint) qui sont l'entrée de la simulation et deux groupements distincts d'objets pistes (StSlsStrip) chacun attaché à l'une des faces du détecteur. Ces pistes représentent la sortie du module de simulation.

Un point GSTAR contient comme tout élément de liste doublement chaînée, un pointeur sur l'élément suivant et un pointeur sur l'élément précédant dans la liste. Il recèle aussi les informations suivantes :

mNId : l'index du point dans la liste

mMcHit : l'index du point GSTAR correspondant (information Monte-Carlo nécessaire pour l'évaluation des modules)

mMcTrack : l'index de la trace GSTAR qui l'a généré.

Les autres données membres concernent les caractéristiques du point d'impact :

mXg : coordonnées globales dispensées par GSTAR.

mXl : coordonnées locales calculées dans le référentiel du détecteur.

mUpos : coordonnées locales (u,v) dans le référentiel défini par les deux directions normales aux pistes.

mAngle : contient l'angle d'incidence par rapport à la direction normale au détecteur et l'angle projeté par rapport à la direction de dérive.

mDe : perte d'énergie pourvue par GSTAR.

Un objet piste (StSlsStrip) est défini de la façon suivante : comme pour les points, il contient deux pointeurs sur les éléments l'encadrant dans la liste mais également :

mIdHit : un vecteur contenant les mNId des points qui ont contribué au signal sur cette piste

mIdMcHit : un vecteur contenant les mMcHit correspondants

mIdMcHit : un vecteur contenant les mMcTrack des points susmentionnés

mNHits : le nombre de points GSTAR qui ont induits un signal sur la piste

mDigitSig : Signal collecté par la piste en unité électron

mAnalogSig : Signal collecté par la piste en GeV

Après cette description sommaire des objets utilisés par SLS, nous allons nous intéresser aux fonctions centrales du module de simulation des détecteurs. Le schéma 3.8 résume le traitement des points d'impact par SLS.

La fonctionnalité centrale de SLS est la conversion des points d'impact en signal sur les pistes des détecteurs. On peut la décomposer en phases successives. Tout d'abord, les coordonnées des points GSTAR sont converties en coordonnées locales dans un référentiel (x,y) suivant les bords du détecteur. Les points situés sur le pourtour du détecteur sont supprimés. La seconde conversion de repère se fait suivant les directions normales aux pistes sur les deux faces (u,v). Les impacts éloignés de plus d'un pas d'une piste sur les deux faces du détecteur sont éliminés. Les zones mortes du détecteur sont à ce stade parfaitement définies. Puis, vient l'étape du partage de charges.

Pour le partage de charges [24], on suppose que la distribution des points d'impact est uniformement répartie, notamment dans la direction transverse aux pistes x (qui correspond

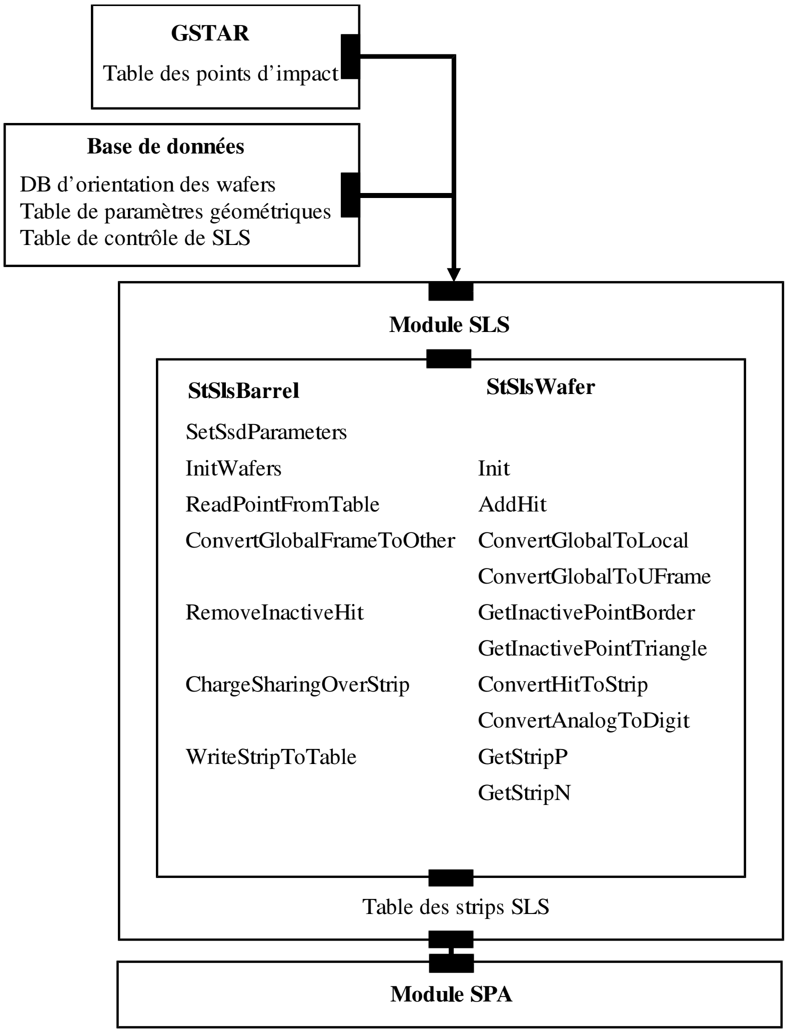

FIG. *3.8:* Schéma de traitement des points d'impact par SLS.

à u ou v suivant la face du détecteur). Nous pouvons alors pour chaque cluster construire la distribution éta, définie comme étant

$$\eta = \frac{Signal(Droite)}{Signal(Droite) + Signal(Gauche)}$$

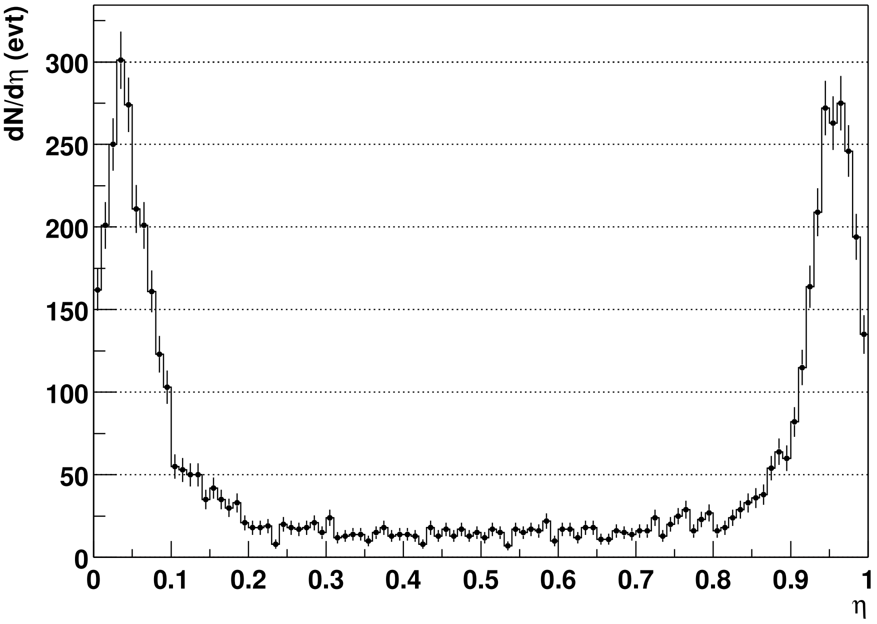

FIG. *3.9:* Distribution η des clusters.

$Signal(Droite)$ et $Signal(Gauche)$ étant les deux pistes qui ont le plus fort signal dans le cluster. $Signal(Droite)$ représente le signal sur la piste de droite du cluster. La figure 3.9 représente cette distribution pour des données sous faisceau en incidence normale.x_0 désignant la position moyenne dans la direction transverse aux pistes et ayant pour origine le milieu des deux pistes, est obtenue par

$$x_0 = \frac{Pas}{N_0} \int_0^{\eta} \frac{dN}{d\eta} d\eta - \frac{Pas}{2}$$

avec N_0, le nombre de particules prises en compte et dN le nombre de points d'impact contenus dans l'intervalle $[\eta, \eta + d\eta]$. Pratiquement, on obtient cette fonction $x_0 = f(\eta)$ en faisant la somme cumulée de la distribution précédente $\frac{dN}{d\eta}$ pour obtenir x_0 pour chaque valeur de η. C'est ce qui est illustré par la figure 3.10 où x_0 est donné en unité de pas. Sur cette figure comme sur la précedente, on peut noter que les faibles et les hautes valeurs de η ne sont pas dépeuplées comme on s'y attendrait. Néanmoins, même dans les cas où il n'y a aucun partage de charges entre les pistes, le bruit des pistes simule un partage qui n'a pas lieu. Ceci explique que l'on puisse obtenir des valeurs négatives pour η. Plus généralement, le bruit induit une erreur sur η et par conséquence sur la position du point d'impact.

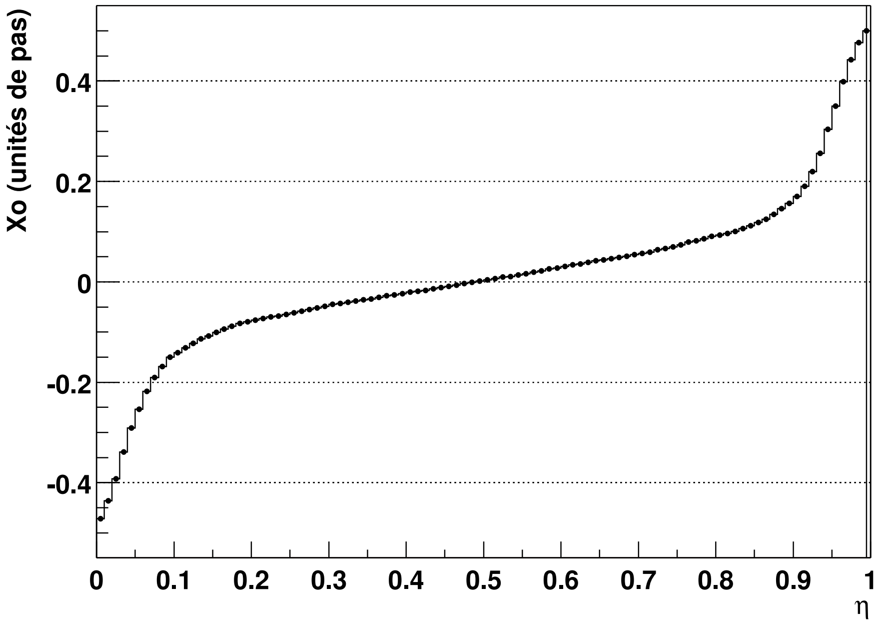

FIG. *3.10:* Position calculée des points d'impact en fonction de η.

La distribution $\frac{dN}{d\eta}$ peut également être utilisée pour extraire $F(\xi)$ correspondant à la distribution des charges autour du point d'impact. Pour une particule traversant le détecteur en x_0, les signaux collectés sur les pistes encadrant le point d'impact sont liés à $F(\xi)$ par les relations suivantes :

$$Signal(Gauche) \propto \int_{-\infty}^{-x_0} F(\xi) d\xi$$

et

$$Signal(Droit) \propto \int_{-x_0}^{+\infty} F(\xi) d\xi$$

En dérivant la définition de η, on obtient :

$$\frac{d\eta}{dx_0} = F(-x_0)$$

Si les particules sont uniformément distribuées sur tout le pas,

$$\frac{dN}{d\eta} = \frac{dN}{dx_0}\frac{dx_0}{d\eta} = \frac{N_0}{Pas}\frac{1}{F(-x_0)}$$

d'où il est possible d'extraire la distribution de charges comme représenté sur la figure 3.11.

En première approximation, ce profil de charge est gaussien et a pour écart-type moyen $7.7 \pm 0.4\ 10^{-2}$ en unité de pas sur la face N et $6.9 \pm 0.5\ 10^{-2}$ sur la face P.

Pour le partage de charges dans la simulation du SSD, une seule hypothèse, mais qui a des conséquences très importantes, est faite pour traiter les points d'impact : on suppose que le dépôt de charges dans le silicium est ponctuel. Il s'ensuit que d'une part, nous ne

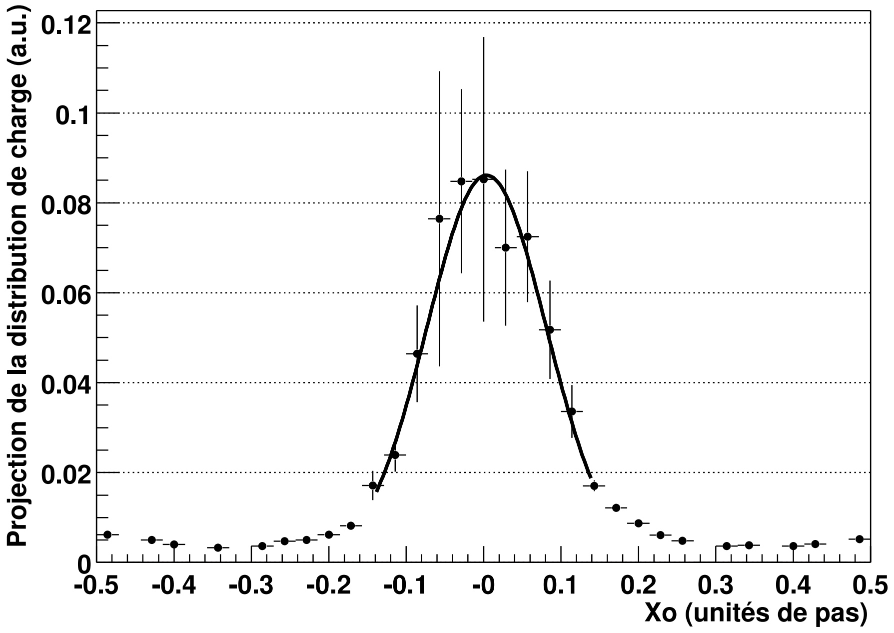

FIG. *3.11:* Distribution des charges collectées autour du point d'impact de la particule incidente (Face N).

pouvons pas traiter correctement le partage de charges dû à des traces trop inclinées dans le plan transverse aux pistes, et que d'autre part, pour les traces en incidence normale, la forme de la distribution des charges est gaussienne. Or, le dépôt de charge s'effectue de façon non uniforme le long du trajet de la particule dans le silicium et, à chaque profondeur dans le silicium, on peut associer un coefficient de diffusion différent. Le profil du dépôt de charges n'est donc pas une gaussienne mais une somme de gaussiennes. Nous faisons donc l'approximation d'un coefficient de diffusion moyen, intégré sur le chemin de la particule. La figure 3.12 décrit le processus de partage de charges. En ce qui concerne le couplage capacitif, nous considérons un couplage moyen α commun à toutes les pistes (en faisant toutefois la distinction face N - face P) de l'ordre de 1 à 2%. Les deux pistes collectant les signaux S1 et S2 induisent respectivement les signaux $\alpha S1$ et $\alpha S2$ sur leurs deux plus proches voisines.

Les signaux sont maintenant présents sur les pistes, il s'agit alors d'introduire les bruits, la digitalisation et les coupures induites par l'acquisition de données. C'est le rôle du module SPA (Ssd Pedestal "Annihilator").

3.2.3 La simulation de la chaîne électronique - SPA

Nous n'allons pas détailler dans cette partie, la structure du module SPA car il adopte sensiblement la même que SLS. La différence principale consiste au remplacement des listes de points d'impact par des listes de pistes bruitées. Ce module a deux fonctions principales : la première est de bruiter des signaux obtenus dans SLS, de supprimer les pistes mortes et ensuite d'effectuer la conversion d'une charge en coups ADC. La seconde de ses prérogatives

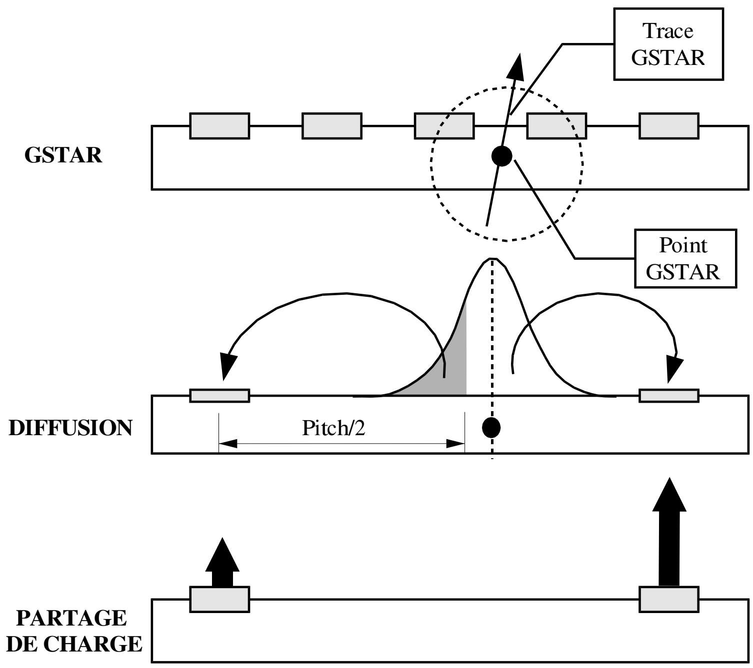

FIG. *3.12:* Partage des charges sur les pistes.

est d'appliquer des coupures en signal sur bruit pour ne garder que les pistes contenant une information. En effet, pour des raisons de temps d'écriture et d'espace de stockage, il n'est pas possible de conserver le signal de plus de 8% des pistes. SPA doit simuler trois éléments de l'électronique de lecture et d'acquisition :

La puce Alice-128C :

Cette puce intègre et amplifie la charge collectée sur les pistes afin de la convertir en une valeur tension. Les échelles de conversion sont des paramètres fixes. La gamme utilisée accepte des signaux variant de 0 à 12 MIPs. Cette échelle est linéaire de 0 à 10 MIPs, puis perd cette caractéristique au-delà. En sortie de l'Alice 128C, après amplification et mise en forme, le signal analogique résultant peut être relié à la charge collectée par la relation suivante :

$$S_{ALICE} = \frac{Q * FACT_{ChargeToTension}}{NelectronInAMip}$$

avec Q, la charge collectée en nombre d'électrons, $NelectronInAMip$, le nombre moyen de paires électron-trou générées par la traversée de $300\mu m$ de silicium par une particule au minimum d'ionisation (ici 22500) et $FACT_{ChargeToTension}$ le facteur de conversion qui est égal à $50mV/MIP$. Pour la simulation de la puce, le traitement est le suivant : pour une piste donnée, un bruit courant est évalué suivant une loi gaussienne centrée sur 0 et d'écart-type, le bruit stocké dans la base de données de calibration. Le bruit obtenu est ajouté au signal issu de SLS. Si ce signal dépasse 12 MIPs, il prend une valeur de saturation égale à 12 MIPs. Cette approche induit implicitement une conversion linéaire de la charge, ce qui est une approximation raisonnable au regard du nombre de clusters ayant une charge supérieure à cette limite.

La carte ADC :
Les ADC choisis convertissent sur 10 bits, un signal compris entre 0 et 1 volt. Puisque une MIP équivaut à 50 mV, l'ADC a donc une dynamique de 20 MIPs. A priori une gamme si importante n'est pas nécessaire, mais, l'ADC traite des données brutes, c'est-à-dire le signal bruité (qui ne dépasse pas 12 MIPs) augmenté du piédestal. Pour simuler l'impact des cartes ADC, il faut tout d'abord convertir le piédestal en volt (ce qui ne sera pas effectué dans la réalité) puis l'ajouter au signal bruité. Les données brutes simulées sont ensuite numérisées en utilisant la formule suivante :

$$S_{ADC} = INT(S_{ALICE} * 1024)$$

où INT symbolise une fonction de troncature qui renvoie la valeur entière de $S_{ALICE} * 1024$ pour $S_{ALICE} < 1V$ et 1023 pour les signaux bruts dépassant 1V. L'échelle ADC étant linéaire, 0V correspond à 0 coup ADC et 1V à 1023 qui est la valeur maximale lorsque l'on code sur 10 bits $2^{10} - 1$. Si la valeur du signal brut dépasse 1023, il sature automatiquement à une valeur de 1023.

L'acquisition de données :
L'électronique associée à l'acquisition de données comprend notamment des mémoires tampon qui stockent pour chaque piste une valeur de piédestal P_{DB} et un bruit B_{DB}. Ces deux informations sont chargées en mémoire à l'initialisation de la prise de données. L'acquisition de données a deux rôles principaux, d'une part elle soustrait le piédestal P_{DB} aux données brutes, puis les signaux résultants subissent le test en signal sur bruit suivant :

$$\frac{S_{ADC} - P_{DB}}{B_{DB}} \geq Coupure_{DAQ}$$

Les signaux qui franchissent cette coupure seront ultérieurement enregistrés. C'est cette coupure qui permet de n'autoriser que moins de 8% des signaux à être sauvegardés, elle est ajustée de manière à maximiser la quantité d'informations stockées tout en accordant une marge de sécurité. La deuxième tâche de l'acquisition de données consiste à compresser les données restantes. En pratique, ces signaux sont convertis d'un chiffrage sur 10 à 8 bits. La fonction de compression n'est actuellement pas définie. Nous utiliserons donc une conversion linéaire qui n'est cependant pas optimale puisque la valeur la plus probable de la distribution des signaux se situe autour de la MIP. Une échelle de conversion raisonnable devrait compresser plus fortement les forts signaux que ceux situés autour de la MIP de façon à perdre le moins d'information possible. Cependant, nous utiliserons la conversion suivante :

$$S_{ADC}^{COMP} = S_{ADC} * \frac{255}{1023}$$

3.2.4 Les résultats

Les résultats de simulation présentés dans cette partie, ont été obtenus en utilisant le générateur d'événements HIJING qui est l'un de ceux utilisés par la collaboration STAR. Nous ne l'utiliserons pas comme un outil prédictif, c'est-à-dire comme un modèle décrivant de façon réaliste les collisions d'ions lourds aux énergies atteintes par RHIC, mais comme un générateur de particules. Dans ce cadre là, pour des événements très centraux (paramètre d'impact nul) et pour des systèmes Au+Au à 100 + 100 GeV, HIJING donne en moyenne 2230 ± 48 points d'impact dans l'ensemble des détecteurs du SSD, ce qui conduit à une multiplicité moyenne de 7.3 par détecteur et par événement. Dans ces mêmes conditions, le nombre de particules traversant des zones inactives des détecteurs est de l'ordre de 150 ± 12, soit une inefficacité géométrique de l'ordre de $6.5 \pm 0.5\%$.

Les distributions de signal sur bruit pour les pistes de bruit (qui n'ont pas été générées par une particule) et les pistes qui ont collecté un signal physique sont représentées sur la figure 3.13.

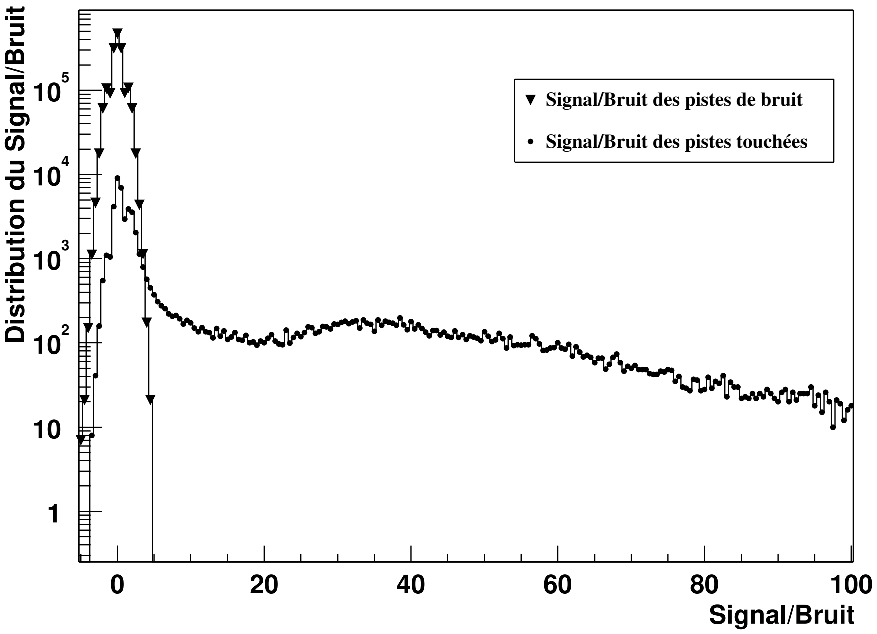

FIG. *3.13:* Distributions du signal sur bruit pour les pistes touchées et des pistes de bruit.

En ce qui concerne les pistes de bruit, qui sont très largement majoritaires, la distribution en signal sur bruit est une gaussienne normalisée en largeur mais qui est un peu déformée (superposition d'une gaussienne principale et de deux gaussiennes secondaires décalées de part et d'autre) du fait des fluctuations de bruit d'une piste à l'autre et de la numérisation du signal. Les pistes qui ont collecté un signal sont de deux types : d'une part celles sur lesquelles le signal s'est partagé et d'autre part celles qui ont collecté des charges par influence capacitive des premières. Le couplage capacitif est de l'ordre de 2% (cette valeur a été extraite des données prises sous faisceau [25]) ce qui conduit, pour un signal déposé par une particule au minimum d'ionisation, à une charge induite sur les pistes voisines d'environ 450 électrons, ce qui est de l'ordre de grandeur du bruit. Les pistes qui ne collectent du signal que par influence capacitive sont donc localisées dans le pic de bruit. La queue de la distribution (au dessus de 5 unités ADC), est constituée des pistes qui encadrent directement les points d'impact et qui de ce fait collectent des charges importantes en comparaison de la valeur du bruit.

La figure 3.14 représente l'évolution de trois variables en fonction de la coupure en signal sur bruit imposée par l'acquisition de données.

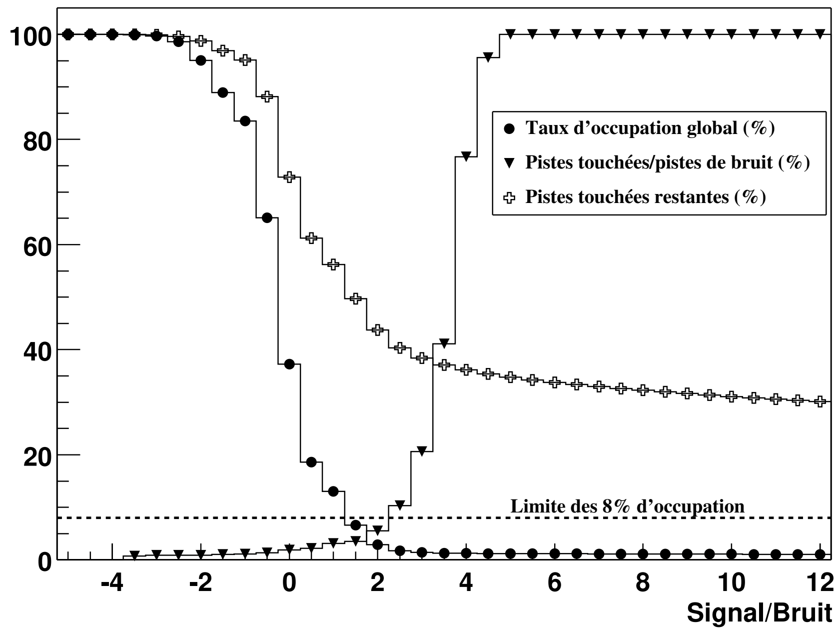

FIG. *3.14:* Taux d'occupation des détecteurs en fonction du signal sur bruit.

Le taux d'occupation :
Comme nous l'avons précisé auparavant, nous ne pouvons sauvegarder qu'au plus 8% des pistes, il nous faut donc choisir une coupure en signal sur bruit qui garantisse un taux d'occupation inférieur à cette limite. Un seuil en signal sur bruit supérieur à 2 garantit un taux d'occupation ne dépassant pas 3% du nombre total des pistes (Courbe en ronds noirs).

La pureté des pistes restantes :
La courbe de triangles noirs traduit l'évolution du pourcentage des pistes qui contiennent une information physique parmi toutes les pistes survivant à la coupure de l'acquisition de données. La fraction de ces pistes touchées est de l'ordre de 5% pour une coupure à 2 et de 20% pour une coupure à 3 puis à partir d'un seuil en signal sur bruit de 5, la quasi totalité des pistes sauvegardées a réellement collectée du signal.

L'impact de la coupure sur les pistes touchées :
La distribution représentée par des croix blanches illustre le pourcentage de pistes touchées restant après la coupure de l'acquisition de données. Ce rapport diminue très fortement dans l'intervalle de signal sur bruit de 0 à 2, passant de plus de 70% à 45%, puis évolue plus lentement pour des coupures plus importantes. En effet, les pistes qui ont collecté des charges uniquement par couplage capacitif ont majoritairement des rapports signal sur bruit inférieurs à 2, ce qui conduit à un pourcentage proche de 50%. Plus la valeur de la coupure augmente, plus les pistes qui ont collecté un signal par diffusion du nuage électronique dans le silicium sont rejetées, ce qui conduit à une

réelle perte d'information. Celle-ci induit une dégradation de la résolution sur la perte d'énergie et par voie de conséquence sur la position du point d'impact.

De ces observations, nous pouvons donc conclure que la coupure en signal sur bruit doit impérativement être la plus petite possible. En effet, les pistes de bruit seront éliminées dans les étapes ultérieures de clusterisation, mais la perte de signal physique à ce stade est irrémédiable. Dans la suite de l'analyse, nous prendrons $Coupure_{DAQ} = 2$.

Le dernier point qu'il convient d'étudier concerne la dégradation de la résolution en énergie due au bruit et à la numérisation du signal. La figure 3.15 représente l'écart entre le signal issu de la simulation du détecteur et celui enregistré par la DAQ. On peut remarquer

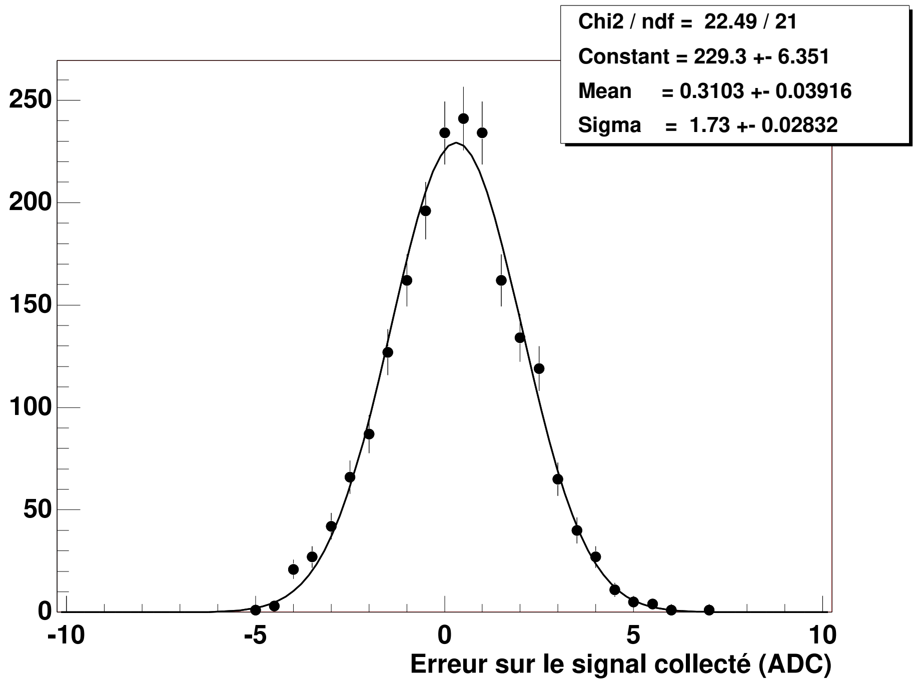

FIG. *3.15:* Distribution de l'écart entre le signal calculé par SLS et celui donné par SPA.

deux choses :

– Une erreur systématique de l'ordre de 0.31 ± 0.04 unité ADC. Ceci est une conséquence directe de la numérisation du signal :
  soit S_{ADC} le signal numérisé et S le signal analogique avec $S_{ADC} = INT(S)$. Si on suppose que la distribution du signal S est uniforme entre S_{ADC} et $S_{ADC} + 1$, la moyenne de $S, < S >= 0.5$. L'écart-type moyen de S autour de sa moyenne est :

$$\sigma = \sqrt{< (S - 0.5)^2 >}$$

  soit

$$\sigma^2 = \int_0^1 (S - 0.5)^2 dS$$

  ce qui conduit à

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{12}} = 0.28$$

– La deuxième observation est la résolution sur le signal sortant de la DAQ qui est de 1.73 ± 0.03 unités ADC. Cette dispersion est en connexion directe avec le bruit issu de la chaîne d'électronique : sur cette face le bruit est de l'ordre de 750 électrons ± 50. Convertie en unité ADC, le bruit est de l'ordre de $\frac{750*1024}{22500*20} = 1.71 \pm 0.1$. C'est donc bien le bruit qui dégrade la résolution du signal.

Après cette description détaillée de la simulation du détecteur à micropistes de STAR qui consiste à convertir signaux ponctuels dans les détecteur en des valeurs discrétisées sur les pistes, nous allons aborder la première phase de la reconstruction dans le SSD. Cette étape consiste à reconstruire les points d'impact laissés par les particules chargées dans le détecteur.

3.3 La reconstruction des points d'impact

Nous allons aborder dans cette partie, la première étape de la reconstruction. Il s'agit dans un premier temps de regrouper les pistes enregistrées par l'acquisition de données sous forme de clusters rattachés à une des faces, puis dans un second temps d'associer ces clusters face à face de façon à reconstruire un point d'impact complet en trois dimensions. Ces deux tâches pouvant être séparées, elles seront donc prises en charge chacune par un module de reconstruction : SCF pour Ssd Cluster Finder et SCM pour Ssd Cluster Matcher.

3.3.1 La reconstruction des clusters - SCF

Comme dans le cas des modules de simulation, nous avons adopté pour les modules de reconstruction des points d'impact une arborescence naturelle ayant pour racine un objet SSD d'où partent 320 branches correspondant aux objets modules. Les seuls changements se situent en fin d'arborescence où les listes rattachées à chaque face d'un module de détection sont d'une part des listes de pistes (listes issues du module SPA et qui constituent l'entrée du logiciel de reconstruction) et d'autre part des listes de clusters (qui seront la sortie du programme SCF). Comme nous l'avons entrevu dans la section 2.2, la technique de clusterisation peut se décomposer en deux étapes successives :

Le regroupement des pistes :

Pour ce traitement, nous n'avons besoin que d'un paramètre : une coupure haute de signal sur bruit permettant de sélectionner les pistes qui donneront naissance à un cluster. Nous noterons ce seuil $Coupure_{CLUSTER}$. La clusterisation des pistes se déroule alors de la façon suivante : les pistes sont balayées successivement (de l'index 1 à l'index 768) jusqu'à obtenir une piste d'index i vérifiant la condition

$$\frac{S_i}{B_i} \geq Coupure_{CLUSTER}$$

avec respectivement S_i et B_i le signal et le bruit numérisés de la piste i. Après l'obtention de cette piste de départ, le cluster est alors étendu vers la gauche de proche en proche. La condition d'arrêt de cette propagation est vérifiée lorsque la piste suivante dans la liste des pistes issues de l'acquisition de données n'a pas un index consécutif au dernier index ajouté au cluster. Le cluster est ensuite étendu vers la région droite du détecteur jusqu'à ce que la condition précédente soit à nouveau vérifiée. Ce cluster formé et délimité à ses extrémités par les deux pistes d'index $Index_{gauche}$ et $Index_{droit}$, la recherche se poursuit en reprenant le balayage des pistes à partir de la piste d'index immédiatement supérieur à $Index_{gauche}$ dans la liste des pistes. Cette méthode de clusterisation a l'avantage d'être simple et rapide mais n'intègre pas de considération sur le profil du signal (valeur du signal en fonction de l'index de la piste) du cluster. C'est pour cette raison qu'une phase de recherche de clusters se superposant est nécessaire.

La séparation des clusters superposés :

Pour cette étape, nous définissons le paramètre $Tolerance_{ADC}$ qui représente une incertitude relative sur la perte d'énergie dans les limites de laquelle une comparaison de deux signaux n'est pas justifiée. En d'autres termes, cette tolérance prend en compte à la fois la résolution sur le signal due au bruit et la dispersion de la perte d'énergie pour une même énergie incidente. La recherche des clusters recouverts se résume ainsi : pour chaque cluster dont le nombre de pistes est supérieur ou égal à trois, nous recherchons tous les maxima locaux dans le profil du signal de ce cluster. Entre deux maxima locaux consécutifs, nous localisons le minimum local. Compte-tenu de la remarque concernant la résolution sur la valeur du signal, le minimum local ne peut être connecté systématiquement à la piste de signal le plus faible. Nous préférerons raisonner en terme de région de signal faible. Pour définir cette zone, nous procédons de la manière suivante :

– Le point de départ est la piste correspondant au minimum local au sens habituel du terme. La moyenne du signal de la région de faible amplitude $Moyenne_{Zone}$ est alors le signal de la piste de départ.
– Nous étendons alors alternativement à gauche puis à droite la zone des faibles signaux avec les pistes qui vérifient

$$|\frac{Signal_{Test} - Moyenne_{Zone}}{Moyenne_{Zone}}| \leq Tolerance_{ADC}$$

A chaque fois qu'une piste est ajoutée au groupe, $Moyenne_{Zone}$ est mise à jour. L'extension de la région de faible amplitude s'arrête lorsque, à la fois à droite et à gauche, la condition de propagation n'est plus remplie ou bien lorsque au moins un des maxima locaux a été englobé dans la zone de faible signal.
– Si un des maxima appartient à la zone de faible amplitude, ceci traduit une impossibilité de scinder le cluster à quelque endroit que ce soit entre les deux maxima locaux. Dans le cas contraire, une zone contiguë de petits signaux encadrée par deux maxima locaux est parfaitement définie.

Si une région de faibles signaux a pu être isolée, nous pouvons scinder le cluster originel en deux groupements distincts de pistes. Si le nombre de pistes de la zone de faible amplitude est pair, la césure du cluster se fait au milieu de la zone. Si ce n'est pas le cas, le signal de la piste centrale de la zone minimale est partagé entre les deux nouveaux groupements ainsi créés. Comme nous l'avons fait remarquer au préalable, le partage de cette piste entre les deux clusters est symétrique mais nous gardons toute l'information nécessaire pour modifier ultérieurement cette méthode de redistribution du signal entre les clusters.

Pour terminer l'étape de clusterisation, une position dans la direction transverse aux pistes de la face est associée à chaque cluster. Cette position est la position de la piste si le cluster ne comprend qu'une piste unique, ou bien calculée par l'algorithme η si le cluster comporte deux pistes ou finalement, par la méthode du centre de gravité pour un nombre de pistes supérieur à deux.

Les clusters à présent reconstruits sur chacune des faces des détecteurs, il s'agit alors de les associer afin de former des paires de clusters qui définissent un point d'impact.

3.3.2 L'association face à face des clusters - SCM

Avant de décrire les techniques employées pour réaliser l'association des clusters face à face, il est nécessaire de définir quelques notions de base :

L'association sur critère géométrique :

Le premier des critères d'association des clusters que nous utilisons est un critère géométrique. Partons tout d'abord sur l'hypothèse simple que les clusters ne comportent qu'une piste et ont alors des positions entières correspondant à la position de la piste. Deux clusters peuvent être associés et donc donner naissance à un point d'impact reconstruit si et seulement si les pistes relatives à chacune des faces se croisent effectivement dans la zone active du détecteur. Soit une piste de la face P d'indice I_P, calculons le nombre de pistes qu'elle croise sur la face N.

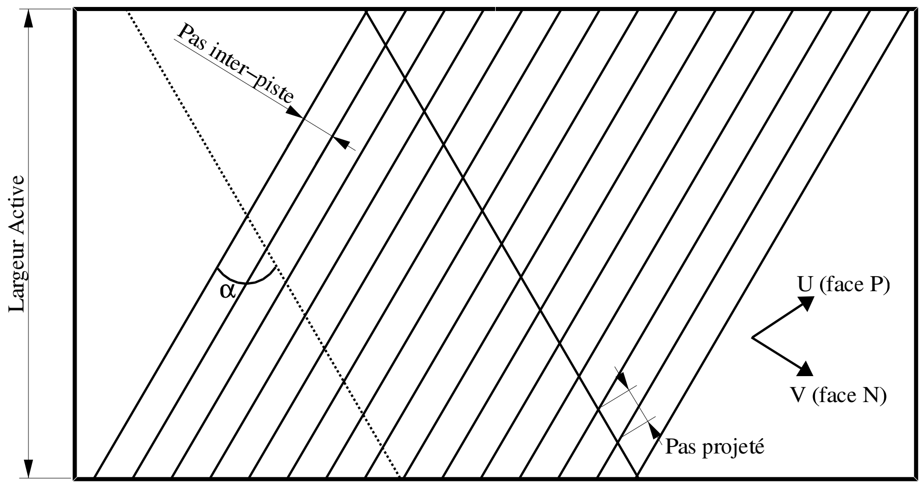

FIG. *3.16:* Association géométrique.

D'après la figure 3.16, la longueur d'une piste est égale à

$$l = \frac{Largeur_{Active}}{cos(\frac{\alpha}{2})}$$

avec $Largeur_{Active}$ la largeur de la zone active du détecteur et α l'angle stéréo entre les pistes des deux faces. Le pas des pistes de l'autre face projeté sur cette piste est égal à

$$Pas_{Proj} = \frac{Pas}{sin(\alpha)} = \frac{Pas}{2cos(\frac{\alpha}{2})sin(\frac{\alpha}{2})}$$

Le nombre de pistes croisant une piste sur la face opposée est donc

$$Trunc(\frac{l}{Pas_{Proj}} + 1) = 15$$

où $Trunc()$ symbolise la fonction de troncature entière. Une piste de la face P croise 15 pistes sur la face N et deux pistes sur des faces opposées mais de même indice se coupent au milieu du détecteur. Pour qu'une piste d'indice I_N soit associable avec I_P, il faut alors que la relation suivante soit vérifiée : $|I_P - I_N| \leq 7$. Ce raisonnement reste valide pour les clusters à plusieurs pistes, et il suffit de remplacer l'index des pistes par les positions calculées des clusters. Ce seul critère géométrique suffit dans la grande majorité des cas à reconstruire les points d'impact. Il arrive cependant que des situations ambiguës se présentent.

L'ambiguïté :

Nous entendons par ambiguïté, les configurations où la disposition des clusters ne permet pas une association bijective des clusters entre les faces opposées.

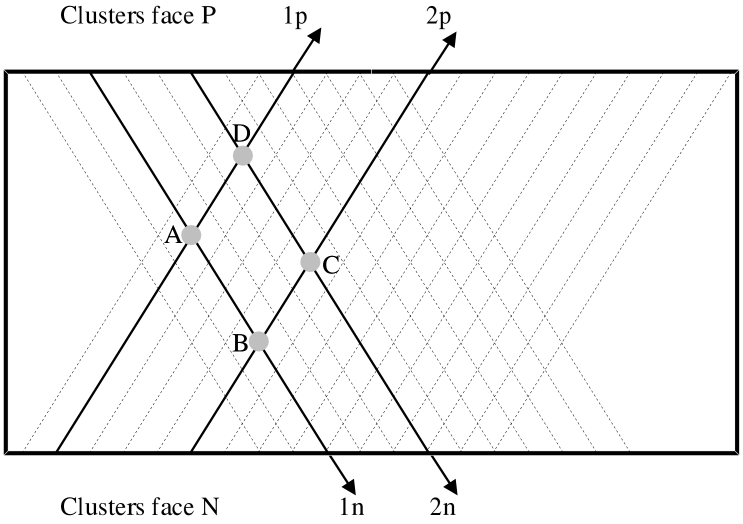

FIG. *3.17:* Exemple de situation ambiguë.

La figure 3.17 représente une telle configuration où deux points d'impact ont généré deux clusters sur chaque face. Néanmoins, des considérations uniquement géométriques ne suffisent pas pour décider si les points d'impact à reconstruire correspondent à la combinaison A-C ou bien B-D. Géométriquement, ces deux combinaisons ont la même probabilité d'être vraies. Il existe cependant une information supplémentaire qui peut être utilisée, sinon pour trancher, pour pondérer les probabilités d'existence des deux combinaisons : c'est l'information sur la perte d'énergie.

L'association par comparaison des pertes d'énergie :

Le principe de base de cette méthode d'association de clusters exploite la corrélation entre les charges déposées par une particule sur les deux faces d'un détecteur (S^P_{ADC} et S^N_{ADC}). Il s'agit ensuite de construire la distribution $S^P_{ADC} = f(S^N_{ADC})$ pour les clusters non ambigus. Il est possible d'extraire de la distribution précédente la droite de corrélation parfaite par une méthode de minimisation. En construisant alors la distribution $S^P_{ADC} - f(S^N_{ADC})$ nous pouvons accéder aux deux grandeurs σ_{corr} et moy_{corr} qui caractérisent la dispersion de la corrélation des couples de clusters autour de la droite de corrélation parfaite.

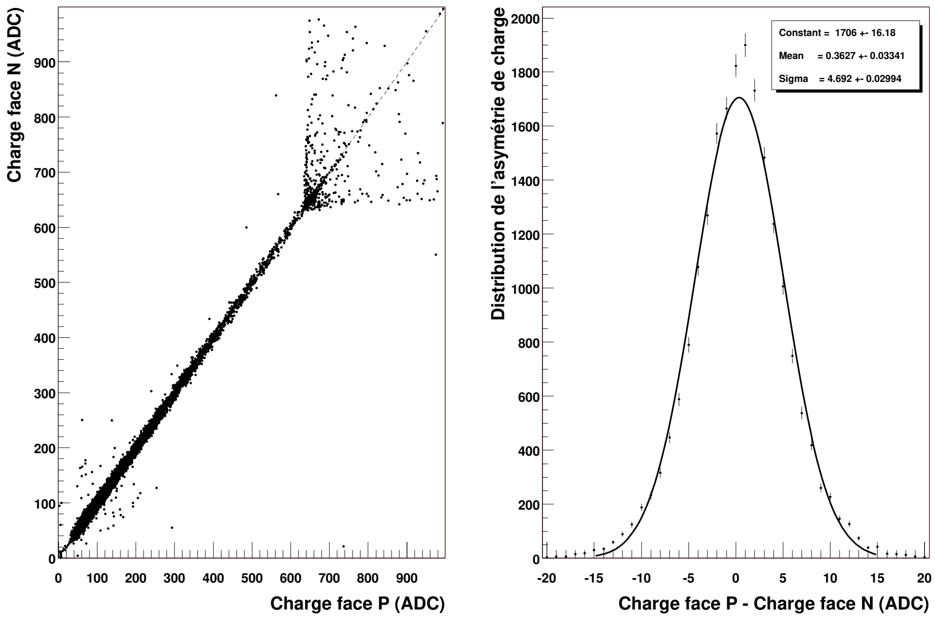

FIG. *3.18:* Corrélation des charges collectées sur les deux faces du détecteur.

La figure 3.18 montre la corrélation de charge entre les clusters issus du même point d'impact (à gauche). La perte de linéarité pour les grands nombre de coups ADC est due à la saturation des signaux sur au moins l'une des faces. Sur le graphe de droite est représentée la distribution $S^P_{ADC} - f(S^N_{ADC})$.

Comme cette distribution est de forme gaussienne, il est justifié d'affecter à chaque couple de clusters un poids proportionnel à

$$p = GAUSS(S^P_{ADC} - f(S^N_{ADC}), \sigma_{corr}, moy_{corr})$$

où $GAUSS(x, \sigma, m)$ est la valeur au point x d'une gaussienne d'écart-type σ et de moyenne m. Dans le cas illustré par le schéma 3.17, nous pouvons alors affecter à chacune des deux combinaisons une probabilité :

$$Prob(A, C) = \frac{p(A)p(C)}{p(A)p(C) + p(B)p(D)}$$

où $p(I)$ est le poids du point I et $Prob(I, J)$ la probabilité (normalisée) de l'existence de la combinaison des points I-J. Nous avons maintenant associé une probabilité à chaque configuration. Cependant il est important pour la suite de l'analyse de caractériser les points d'impact reconstruits. Les probabilités des configurations étant normalisées, il est alors justifié d'associer à chaque point, la somme des probabilités des combinaisons dans lesquelles il apparaît. Ce poids ainsi défini correspond à la probabilité d'existence du point sur l'ensemble des configurations possibles. Dans notre cas simple, ce poids devient $Prob(A) = Prob(A,C)$. La difficulté de résolution des situations ambiguës provient de la multiplicité des configurations possibles. Il est alors nécessaire de caractériser les situations pour pouvoir les traiter correctement, ceci fera l'objet du dernier point que nous allons aborder.

Le groupement de clusters ambigus :

Pour pouvoir résoudre ou pondérer les ensembles de clusters ambigus, il faut pouvoir les repérer. La méthode systématique utilisée est la suivante :

Les clusters sont d'abord ordonnés suivant leur position sur chacune des faces. Puis, nous tentons d'associer géométriquement le premier cluster de la face P (1p) avec tous les clusters de la face N (In). Si le cluster suivant de la face P (2p) peut être associé avec au moins un des clusters précédemment associé à 1p, il est ajouté au groupement courant ainsi que tous les clusters de la face N qui lui sont associés géométriquement. Puis le cluster 3p est à son tour testé. Lorsque la condition cesse d'être vraie, le groupement est complet et un nouvel ensemble de clusters ambigus est recherché.

Ces groupements sont symbolisés par la notation suivante : 1pInJnKn...2pLnMn... où In, Jn, Kn, ... sont les clusters de la face N associés avec le cluster 1p, et Ln, Mn, ... ceux associés avec le cluster 2p. L'intersection des ensembles (In, Jn, Kn, ...) et (Ln, Mn, ...) n'est pas vide. La situation de la figure 3.17 peut donc être symbolisée par 1p1n2n2p1n2n.

Les différentes situations sont traitées individuellement y compris jusqu'aux configurations où les groupements contiennent trois clusters ambigus sur chaque face.

Nous n'allons pas, dans cette partie, examiner toutes les différentes configurations de groupements de clusters ambigus [26].

Etudions à présent les résultats obtenus par le module de reconstruction et celui d'association.

3.3.3 Résultats

Evaluation du module de reconstruction des clusters

Nous allons au préalable définir les termes utilisés et les différents types de clusters qui nous seront nécessaires pour l'évaluation de la clusterisation.

- **Une clusterisation parfaite** : Le cluster reconstruit est constitué de pistes associées à un seul et même point d'impact. Le nombre de clusterisations correctes est noté **nParfait**.
- **Un recouvrement résolu** : Le cluster reconstruit appartenait initialement à un groupement de clusters qui se recouvraient. Il a pu être isolé et il correspond à présent à un unique point d'impact. Néanmoins, la séparation du cluster du groupement induit une perte de résolution en charge de ce cluster qui ne peut alors pas être comptabilisée dans les clusterisations parfaites. Ce nombre de situations est noté **nRésolu**.
- **Un recouvrement non résolu** : Contrairement à la situation précédente, l'algorithme n'a pas pu séparer ce cluster du groupement. C'est une clusterisation qui sera considé-

rée comme mauvaise. Ce nombre de cas est noté **nNonRésolu**.
- **Cluster de bruit** : C'est un cluster formé de pistes qui ne sont reliées à aucun point d'impact. On notera ces cas par **nBruit**.
- **Cluster perdu** : C'est un cluster associé à un point d'impact mais qui n'a pas survécu aux différentes coupures en signal sur bruit. On notera le nombre de clusters de ce type : **nPerdu**.

On remarque que la somme nParfait + nRésolu + nNonRésolu + nPerdu correspond au nombre de points d'impact initiaux, noté **nPoint**. A partir de ces différents types de clusters, nous allons définir deux observables qui permettent de quantifier la qualité de la clusterisation :
- **L'efficacité** : est définie comme

$$\frac{nParfait + nRésolu}{nPoint}$$

C'est le pourcentage de clusters correctement reconstruits par rapport à ceux qu'il était possible de reconstruire.
- **La pureté** : définie par

$$\frac{nParfait + nRésolu}{nParfait + nRésolus + nNonRésolus + nBruit}$$

quantifie le pourcentage de clusters corrects parmi ceux reconstruits.

Voici les conditions de l'évaluation, les bruits étant à leur valeur nominale.

	Face P	Face N
Bruit (e^-)	700	1100
Dispersion du bruit (e^-)	50	70
Pourcentage de pistes mortes (%)	0 ou 4	
Pourcentage de pistes bruyantes (%)	0 ou 3	
Coupure DAQ (unité de sigma du bruit)	2	
Coupure Cluster (unité de sigma du bruit)	5	
Tolérance ADC (%)	20	

TAB. *3.1:* Paramètres de la simulation et de la reconstruction

Les résultats obtenus sur 10 événements générés par HIJING avec cet ensemble de paramètres sont résumés dans le tableau 3.3.3.

Ces résultats appellent deux remarques :
La première, d'ordre général, concerne l'asymétrie face N - face P des détecteurs et particulièrement pour les clusters de bruit. Les coupures en signal sur bruit ne sont pas équivalentes sur les deux faces du fait de la numérisation. En augmentant la coupure sur les clusters à 6, le nombre de clusters de bruit devient négligeable sur les deux faces.
La seconde remarque concerne l'impact des pistes de mauvaise qualité (bruyantes ou mortes) sur les efficacité et pureté de clusterisation. Comme il était attendu, les pistes très bruyantes

	Détecteur de parfaite qualité Pistes mortes 0% Pistes bruyantes 0%		Détecteur de qualité réaliste Pistes mortes 3% Pistes bruyantes 4%	
	Face P	Face N	Face P	Face N
nParfait	21278	21331	20832	20688
nRésolu	308	232	288	213
nNonRésolu	82	103	117	116
nBruit	412	9	403	9
nPerdu	24	26	455	675
nPoint	21692	21692	21692	21692
Efficacité	99.51 %	99.41 %	97.36 %	96.35 %
Pureté	97.76 %	99.48 %	97.6 %	99.36 %

TAB. *3.2:* Efficacité et pureté des clusters issus du module de clusterisation

ont une influence minime sur la pureté puisque les coupures sont appliquées en fonction du signal sur bruit, il n'y a pas plus de clusters de bruit qui survivent aux coupures, quelque soit le bruit des pistes. En revanche, les pistes bruyantes ou mortes accroissent de façon significative le nombre de clusters perdus, soit parce que le point d'impact est voisin d'une piste morte, soit parce que le cluster ne peut pas être reconstruit puisque sa piste centrale est trop bruyante.

Cependant dans les deux cas, les résultats obtenus sont très satisfaisants et même si le nombre de clusters de bruit est élevé, la majorité sera rejetée lors de la phase d'association face à face.

Evaluation du module de reconstruction des points d'impact

Pour évaluer la qualité de l'association des clusters face à face, nous allons procéder ainsi : les points d'impact reconstruits sont classés en trois catégories : les **bons**, les points d'impact **perdus** qui correspondent à au moins un cluster perdu sur l'une des faces et les points d'impact de **bruit** où au moins l'un des clusters est un cluster de bruit. Parmi tous les points issus de différentes configurations, nous n'évaluons que les points ayant une probabilité d'existence supérieure à 50%. En réalité, cette sélection devra être effectuée par le programme de trajectographie qui associe les points aux traces en fonction de la qualité du point. Les différents points d'impact sont également classés par rapport à la configuration dont ils proviennent (1-1, 2-1, 2-2, ... qui correspond au nombre de clusters sur chacune des faces) comme indiqué sur dans le tableau 3.3.3. Comme précédement, l'efficacité est égale au rapport $\frac{bon}{bon+perdu}$ sauf pour le total où le dénominateur est le nombre de points d'impact localisés dans la zone active du détecteur. Par conséquent, l'efficacité totale mesure la qualité de la reconstruction dans son ensemble (SCF + SCM). Quant à la pureté, elle est toujours

	Qualité de détecteur parfaite Pistes mortes 0% Pistes bruyantes 0%				
	bon	bruit	perdu	efficacité	pureté
config. 1-1	17710	0	207	98.84 %	100.00 %
config. 1-2	823	45	27	96.82 %	84.82 %
config. 2-2	2285	91	62	97.36 %	96.17 %
config. 2-3	159	13	31	83.68 %	92.44 %
config. 3-3	226	26	56	80.14 %	89.68 %
Total	**21203**	**175**	**383**	**98.92 %**	**99.18 %**

	Qualité de détecteur réaliste Pistes mortes 3% Pistes bruyantes 4%				
	bon	bruit	perdu	efficacité	pureté
config. 1-1	16812	0	197	98.84 %	100.00 %
config. 1-2	964	108	34	96.59 %	89.93 %
config. 2-2	2024	112	73	96.52 %	94.76 %
config. 2-3	160	34	31	83.77 %	82.47 %
config. 3-3	185	29	49	79.06 %	86.45 %
Total	**20146**	**283**	**384**	**96.16 %**	**98.61 %**

TAB. *3.3:* Efficacité et pureté des points d'impact obtenus par le module d'association égale à $\frac{bon}{bon+bruit}$ dans les deux cas. On notera que bon+perdu (21585) pour le total des configurations dans le cas de détecteurs parfaits est légèrement inférieur au nombre de points présents dans la région active du détecteur (21692). Ceci provient de la coupure en probabilité d'existence fixée à 50 % pouvant rejeter des bons points d'impact qui, en raison d'une mauvaise reconstruction (due à la séparation de clusters recouverts) ou à la résolution en charge collectée n'ont pas une bonne pondération. Les configurations 1-1 et 2-1 correspondent à des cas non ambigus où une solution unique par association géométrique est toujours possible. Ces deux configurations représentent environ 87% des bons points d'impact reconstruits. Si la technique d'association par comparaison de charge n'était pas utilisée, nous aurions une efficacité globale de 85 % à comparer avec les 98.9 % en utilisant la méthode de comparaison des charges. On notera également que la pureté globale après association des clusters est supérieure à celle que nous avions trouvée pour les clusters. Comme espéré, ceci est dû à la réjection des clusters de bruit lors de la phase d'association.

Concernant la résolution en position des points d'impact reconstruits, il est intéressant de la définir dans le repère de STAR suivant Z (l'axe du faisceau) et suivant $r\Phi$ (la direction transverse) puisque ces résolutions projetées seront directement utilisées pour la reconstruction des trajectoires. La figure 3.19 décrit les deux repères utilisés pour localiser les points d'impact : l'un dans le système de coordonnées des pistes ($\overrightarrow{u}$, $\overrightarrow{v}$), l'autre dans le référentiel global de STAR ($\overrightarrow{i}$, $\overrightarrow{j}$) avec $\overrightarrow{i}$ suivant la direction $r\Phi$ et $\overrightarrow{j}$ suivant Z. Nous avons alors les

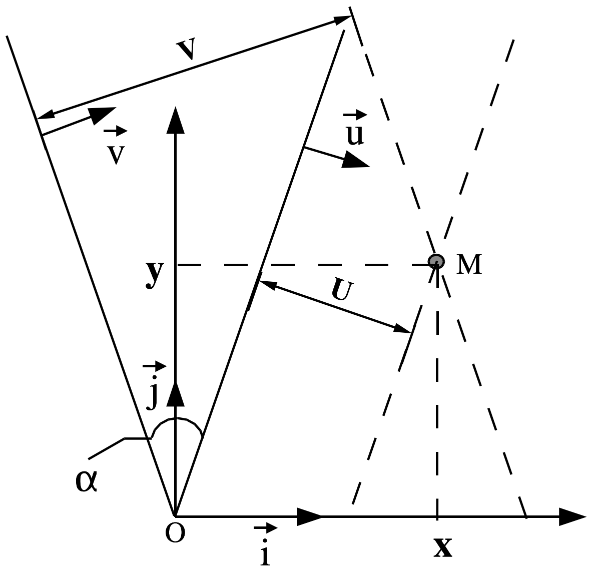

FIG. *3.19:* Changement du repère (u,v) au repère (i,j).

relations suivantes :

$$\overrightarrow{u} = cos(\frac{\alpha}{2})\overrightarrow{i} - sin(\frac{\alpha}{2})\overrightarrow{j}$$

et

$$\overrightarrow{v} = cos(\frac{\alpha}{2})\overrightarrow{i} + sin(\frac{\alpha}{2})\overrightarrow{j}$$

or

$$U = \overrightarrow{OM}.\overrightarrow{u}$$

et

$$V = \overrightarrow{OM}.\overrightarrow{v}$$

avec

$$\overrightarrow{OM} = x\,\overrightarrow{i} + y\,\overrightarrow{j}$$

ce qui mène à :

$$x = \frac{U+V}{2cos(\frac{\alpha}{2})} \;\; et \;\; y = \frac{V-U}{2sin(\frac{\alpha}{2})}$$

En passant aux résolutions et en supposant que $\sigma_U = \sigma_V = \sigma$ ce qui est raisonnable, nous obtenons :

$$\sigma_{r,\Phi} = \sigma_x = \frac{\sigma}{\sqrt{2}cos(\frac{\alpha}{2})} \;\; et \;\; \sigma_Z = \sigma_y = \frac{\sigma}{\sqrt{2}sin(\frac{\alpha}{2})}$$

En prenant $\sigma \simeq 22\mu m$, comme nous l'avions calculé dans la partie 2.2, nous obtenons les estimations de la résolution dans le repère global de STAR suivantes :

$$\sigma_{r,\Phi} = \sigma_x = 15.6\mu m \;\; et \;\; \sigma_Z = \sigma_y = 889\mu m$$

Ces prédictions sont tout à fait en accord avec les résolutions issues des simulations comme le montre la figure 3.20

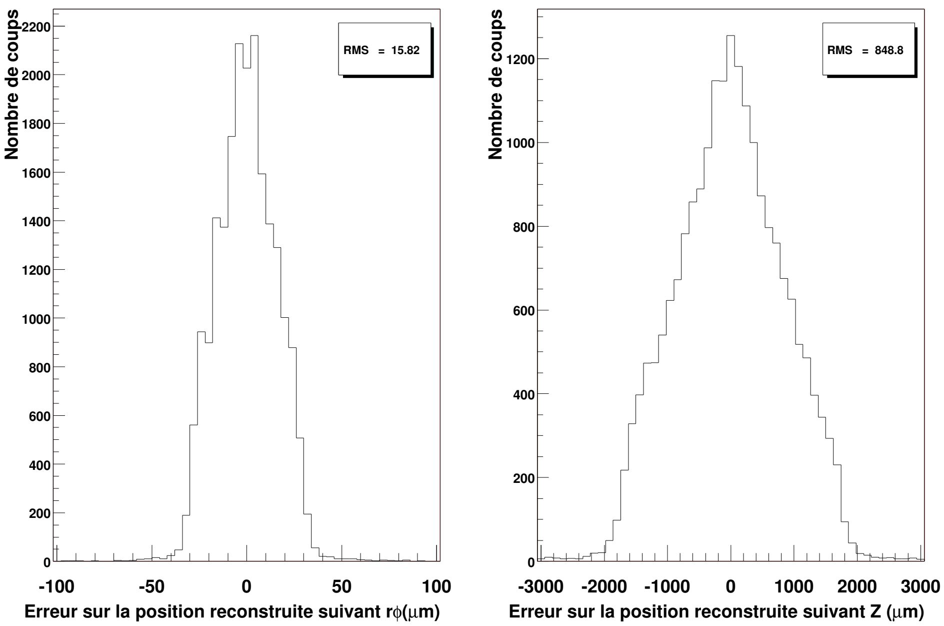

FIG. *3.20:* Résolutions suivant les directions $r\Phi$ et Zdu SSD.

3.4 Les conclusions

Le modèle macroscopique utilisé pour simuler le fonctionnement des détecteurs SSD, ainsi que la description de l'ensemble de la chaîne de lecture et d'acquisition nous donnent des résultats qui concordent parfaitement avec ceux obtenus lors de prises de données sous faisceau. Cet accord est d'autant plus remarquable qu'il comprend également les étapes de reconstruction et d'association des clusters. Ces parties de la reformation des points d'impact dans le SSD sont, comme nous avons pu le vérifier, très efficaces pour une densité de particules prédite par HIJING (efficacité supérieure à 95%). Le taux de mauvaises reconstructions est également très faible (moins de 2% pour une qualité de détecteur répondant au cahier des charges imposé au constructeur des modules).

Néanmoins, il reste quelques améliorations à apporter à cette chaîne de simulation et de reconstruction :

Traitement de l'incidence non nulle. Dans l'état actuel du simulateur, nous supposons une incidence normale au plan du détecteur pour l'ensemble des traces. Cette hypothèse est bien sûr fausse pour le SSD dans STAR. Les processus de d'ionisation le long des trajectoires dans le silicium pour les particules traversant le détecteur en incidence non nulle doivent être modélisés et confrontés à des tests sous faisceau. Nous nous attendons à ce que cette ionisation ne soit pas uniforme le long du trajet de la particule. Ceci a des incidences sur le partage des charges sur les pistes du détecteur puisque le nuage électronique a probablement une extension plus importante et un profil de charge non gaussien. Ceci a également un impact sur la reconstruction des clusters puisqu'un trou dans la distribution des signaux collectés sur des pistes adjacentes ne signe plus systématiquement le présence de deux clusters.

Prise en compte du champ magnétique de STAR. Le champ magnétique intense qui règne dans le détecteur STAR n'est pour l'instant absolument pas considéré dans nos simulations. Cependant on peut d'ores et déjà prédire qu'il aura un effet certain sur la résolution systématique des points d'impact reconstruits. En effet, le champ magnétique induit une force qui s'applique sur les charges du nuage électronique pendant leur dérive vers les pistes des détecteurs. La dérive due au champ magnétique sera surtout sensible dans la direction transverse aux pistes et influera alors directement sur la résolution en position.

Définition de procédures de caractérisation des détecteurs. Pour simuler le SSD dans son ensemble, et afin de le décrire tel qu'il sera en réalité dans STAR, il sera probablement nécessaire de mettre au point des procédures systématiques de caractérisation des 320 détecteurs composant le SSD. Une cartographie des détecteurs construite à partir des données avec et sans faisceau doit alors être disponible pour la simulation réaliste du SSD comme pour l'analyse des données de STAR.

Traitement global de toutes les configurations ambiguës. Comme nous l'avons montré, l'algorithme d'association des clusters face à face traite les situations ambiguës au "cas par cas". Cette technique est néanmoins performante malgré sa complexité induite par le traitement individuel des configurations. Cependant, le traitement individuel des ambiguïtés est limité aux configurations comprenant au plus 3 clusters sur chaque face. Même si nous n'attendons pas à STAR des multiplicités impliquant des probabilités de cas non traités importantes, cette limitation pourrait être un handicap certain pour l'observation de phénomènes impliquant une densité locale de points d'impact forte. C'est notamment le cas dans la situation où des jets de particules seraient observés.

Chapitre 4

Trajectographie dans le détecteur de vertex de STAR

En vue d'une analyse d'observables physiques, une mise en forme non corrélée des informations propres à chaque détecteur de STAR serait insuffisante. Il est en effet indispensable de former une image la plus complète possible de la collision et donc de l'ensemble des particules qui en sont issues. Nous nous intéresserons ici aux détecteurs de trajectographie situés dans la région centrale de STAR, c'est-à-dire la TPC, le SSD et le SVT, et spécifiquement à la reconstruction des traces des particules chargées qui les traversent.

Signalons que dans ce chapitre et le suivant, la chaîne de simulation détaillée du SSD présentée dans la partie précédente n'est pas utilisée. Un simulateur rapide commun au SVT et au SSD permet de tenir compte avec une bonne approximation des résolutions en position et en énergie dans ces détecteurs.

4.1 Introduction

Dans le cas du détecteur de vertex, la reconstruction des clusters, et leur regroupement en paires pour le SSD, est naturellement suivie d'une phase d'association des points d'impact des différentes couches de détecteurs au silicium entre eux et avec les points de la TPC. Lorsqu'il est réalisable, ce couplage permet de reconstruire le plus complètement possible la trace de la particule, ce qui conduit à une détermination plus précise des quantités physiques associées. Lorsque STAR fonctionne en mode nominal, les particules suivent des trajectoires que l'on peut en général approcher par des hélices de part la présence d'un champ magnétique parallèle à l'axe du faisceau. Une hélice est entièrement définie par la connaissance de quatre ensembles de paramètres :

L'intensité du champ magnétique : Il permet de déterminer la courbure de l'hélice pour une impulsion transverse donnée.

L'impulsion de la particule : Comme le montre la figure 4.1, la projection de l'hélice sur le plan (x,y) transverse à l'axe du faisceau est un arc de cercle de rayon $R_H = \frac{P_t}{|qB|}$ où P_t

est l'impulsion de la particule projetée sur le plan (x,y), q est la charge de la particule et B l'intensité du champ magnétique.
La dernière composante de l'impulsion est extraite de la projection de l'hélice dans le

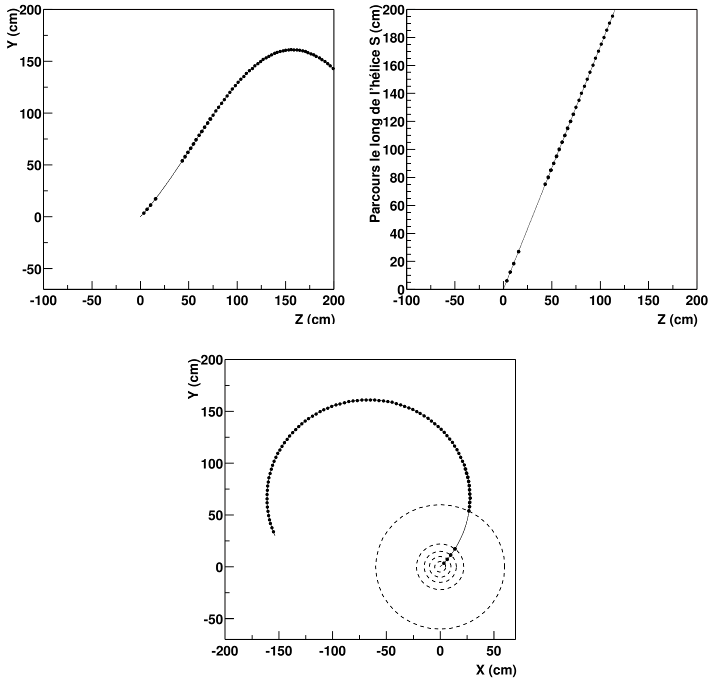

FIG. *4.1:* Trois projections d'une hélice suivant les plans (Z,Y), (Z,S) et (X,Y).

plan (s,z) où s(x,y,z) est le chemin parcouru, par rapport à une origine arbitraire, par la particule. Dans ce référentiel, la trajectoire est une droite faisant un angle λ avec l'axe z. Le schéma 4.1 impose alors $P_z = P_t tan(\lambda)$.

Un point appartenant à l'hélice : Ce point permet d'ancrer la trajectoire de la particule dans le référentiel global de STAR.

La charge de la particule : Celle-ci détermine le sens de parcours de la particule le long de l'hélice.

La forme hélicoïdale idéale des trajectoires des particules est perturbée par des phénomènes tels que la diffusion coulombienne et la perte d'énergie des particules dans les matériaux traversés qui modifient le rayon de courbure de l'hélice.

Comme nous l'étudierons par la suite, la reconstruction de la trace dans la TPC nous permet d'extraire de façon précise l'impulsion de la particule grâce aux nombreux points qu'elle permet de mesurer (au minimum 45 pour une traversée complète du volume de la TPC). L'association des points du détecteur de vertex à cette trajectoire améliore quant à elle la résolution en position de la particule reconstruite. Dans ce qui suit, nous n'aborderons pas la présentation des techniques utilisées pour la reconstruction des trajectoires des particules chargées dans la TPC, mais nous insisterons sur les méthodes employées pour associer les points d'impact dans le détecteur de vertex aux traces de la TPC préalablement reconstruites. Plusieurs méthodes peuvent être envisagées pour parvenir à ce but, et nous présenterons les deux techniques qui sont effectivement utilisées par la collaboration STAR, selon leur ordre d'apparition.

4.2 Estimation de l'efficacité et de la qualité de la reconstruction des traces

Dans la suite de cette étude, nous allons devoir comparer les résultats obtenus par deux techniques de trajectographie distinctes. Pour qualifier chacune de ces techniques, il est donc nécessaire de convenir de coupures et de définitions communes.

4.2.1 Les coupures appliquées et l'approche choisie

Pour effectuer une comparaison objective entre les différentes approches, nous allons définir les coupures que nous utiliserons par la suite.

L'impulsion transverse : Aucun des algorithmes que nous présenterons ici n'est dédié à la recherche des traces de basse impulsion transverse. Ces dernières ont pour caractéristique de n'atteindre que rarement la TPC, la reconstruction de ces particules nécessite donc une trajectographie spécifique ne reposant que sur les informations du détecteur de vertex. Un argument supplémentaire qui doit conduire au rejet de ces traces lors de l'évaluation des algorithmes consiste en la difficulté d'ajuster une hélice sur ces traces. En effet, à basse impulsion, les effets de la diffusion multiple et de la perte d'énergie dans la matière traversée se ressentent de façon sensible. Pour ces raisons, nous appliquerons dorénavant une coupure en impulsion transverse à $100MeV/c$. Ce seuil correspond également à l'impulsion transverse au-dessous de laquelle l'efficacité de reconstruction des traces chute de manière dramatique.

Le nombre d'intersections avec le détecteur de vertex : Pour calculer l'efficacité d'un algorithme de recherche de traces, il faut pouvoir caractériser les traces correctement reconstruites et celles susceptibles de l'être. Pour la première catégorie, lorsqu'il s'agit de simulations, il suffit de vérifier que tous les points associés appartenaient bien à la même trace initiale. Signalons que cette définition est universelle et ne dépend pas de la méthode employée. La définition du deuxième ensemble de traces candidates dépend de l'algorithme. Pour la première approche de reconstruction, les traces qu'il est possible de reformer sont issues de particules qui ont atteint la TPC et qui ont laissé un point dans chacune des trois couches du SVT. Pour la deuxième approche, la définition des traces trouvables est élargie et sera détaillée dans la partie consacrée à la description de l'algorithme.

La qualité des traces de la TPC : L'algorithme de reconstruction des traces de la TPC peut être utilisé selon deux modes. La différence entre ces deux approches tient dans le regroupement des points de la trace : le premier mode que nous qualifierons de "parfait" utilise les informations de GSTAR pour former les groupes de points correspondant à l'ensemble des traces laissées par les particules chargées lors de leur traversée de la TPC. Le second mode plus réaliste utilise réellement l'algorithme de trajectographie pour reformer les traces de la TPC.

Après la phase de reconstruction, les paramètres cinématiques des trajectoires sont extraits en assimilant les traces à des hélices.

Le mode parfait de trajectographie permet principalement d'éliminer la segmentation des traces reconstruites, néanmoins, pour cette étude, nous nous situerons en général dans un mode de reconstruction réaliste pour estimer les résultats.

Définition des différents ensembles de traces : Nous allons maintenant définir les ensembles de traces que nous utiliserons. Tout d'abord, **les traces trouvables**, ce sont des trajectoires qui se prolongent suffisamment loin dans la TPC (plus de 5 points) et qui ont laissé au moins un impact dans chaque couche du SVT. **Les traces trouvées** sont les traces associées par le module SVM. Il s'agit alors de traces candidates. **Les bonnes traces** sont convenablement associées et **tous** les points du segment du SVT appartiennent à une même trace initiale. **Les mauvaises traces** proviennent d'associations incorrectes. Il peut s'agir soit de traces composées de deux segments (SVT et TPC) corrects associés à tort , soit de traces dont le segment du SVT n'est pas entièrement constitué de points corrects. Nous qualifierons également de **traces non associées**, les traces de la TPC qui auraient dû trouver un partenaire dans le SVT mais dont l'association n'a pas été possible. Le terme de **traces possibles** représente quant à lui, les traces qui sont en principe trouvables, indépendamment de l'algorithme. Il s'agit des traces de la TPC ayant laissé au moins un point dans le SVT. Cette donnée permet de renormaliser les efficacités au même nombre de traces. Nous utiliserons alors le terme d'efficacité absolue. Cette efficacité absolue ne tient pas compte des limitations de l'algorithme mais présente les résultats par rapport aux traces qu'il est théoriquement possible de reconstruire et permet une comparaison objective avec la seconde méthode discutée par la suite.

4.2.2 Efficacité et pureté de reconstruction

Nous définirons l'efficacité de reconstruction des traces comme étant :

$$Efficacité = \frac{N_{bonnestraces}}{N_{tracestrouvables}}$$

et la pureté de la reconstruction comme :

$$Pureté = \frac{N_{bonnestraces}}{N_{tracestrouvées}}$$

4.2.3 Description des événements utilisés

Pour qualifier les deux approches de trajectographie, nous utiliserons des événements du type "cocktail hadronique". Il s'agit d'événements créés à partir d'hypothèses très simples qui permettent de reproduire les principales caractéristiques des collisions Au+Au à 200 GeV attendues au RHIC.

Les caractéristiques de ces événements sont les suivantes :

Les impulsions transverses sont générées suivant la distribution :

$$\frac{dN}{P_t} \propto P_t * e^{-m_t/T}, \ m_t = \sqrt{P_t^2 + m^2}$$

Toutes les distributions en impulsion transverse sont tronquées à 3 GeV/c.

Il y a trois types d'événements, "Basse multiplicité", "Multiplicité standard", et "Haute multiplicité", avec les paramètres de contrôle suivants :

Basse multiplicité : $\frac{dN}{dy(\pi^+)}$ = 20 et $\frac{dN}{dy(proton)}$ = 2

Multiplicité standard : $\frac{dN}{dy(\pi^+)}$ = 200 et $\frac{dN}{dy(proton)}$ = 20

Haute multiplicité : $\frac{dN}{dy(\pi^+)}$ = 500 et $\frac{dN}{dy(proton)}$ = 20

Les populations des mésons sont les suivantes :

N(π^+) = N(π^-) = N(π^0)

N(K^+) = N(K^-) =N(K_s^0) =0.2*N(π^+)

Avec l'inverse de la pente de la distribution d'impulsion transverse T = 200 MeV/c pour les pions et 250 MeV/c pour les kaons.

Les populations des baryons sont les suivantes, la population des antiparticules étant similaire à celle des particules associées :

N(Λ) = N(proton)

N(Σ^+) = N(Σ^-) = 0.3*N(proton)

N(Ξ^-) = 0.1*N(proton)

Avec l'inverse de la pente de la distribution d'impulsion transverse T = 300 MeV/c pour les baryons.

Nous utiliserons principalement les événements de multiplicité standard pour présenter les résultats de référence.

4.3 Première approche : des traces reconstruites en parallèle puis associées

C'est, chronologiquement, le premier algorithme développé. Cette approche est basée sur la reconstruction indépendante des traces de la TPC et des segments de traces dans le SVT. Les segments ainsi construits sont ensuite associés avec les hélices de la TPC pour former des trajectoires complètes. Cette méthode a été développée antérieurement à la proposition d'inclure le SSD dans le détecteur de vertex.

4.3.1 Les techniques de reconstruction des traces dans le SVT

Le premier algorithme utilisé ne comprend à l'origine que l'utilisation du SVT pour la reconstruction des segments dans le détecteur de vertex.

a - Les principes limitatifs de la trajectographie dans le SVT

L'algorithme de trajectographie du SVT prend en compte deux types de traces différents, les traces "primaires" et les traces "secondaires". Comme illustré par le schéma 4.2, les traces dites primaires ont pour caractéristique principale de pointer vers le vertex primaire de la collision. Il peut s'agir de particules effectivement directement issues de la collision mais également de produits de décroissance de particules primaires voire secondaires. Quelle que soit la nature de la particule, cet algorithme ne peut donc reconstruire que des particules

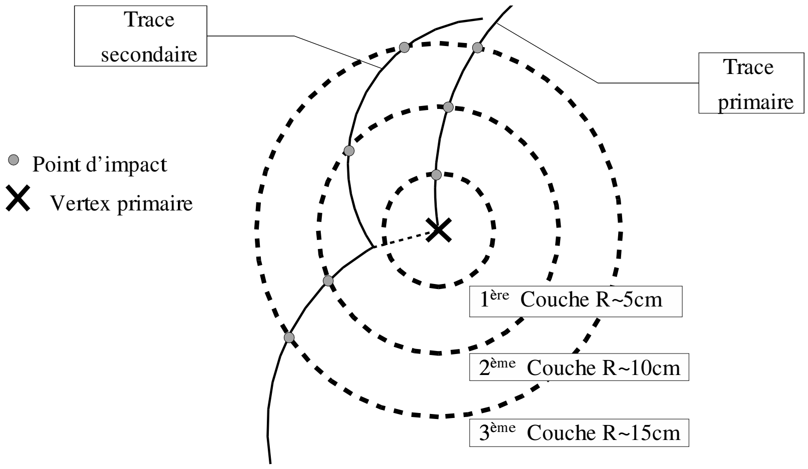

FIG. *4.2:* Deux natures de traces : Primaires et Secondaires

qui ont laissé au moins un point dans chacune des couches du SVT. En effet, pour extraire l'impulsion transverse de la particule, il est nécessaire d'ajuster un arc de cercle sur la trace projetée dans le plan (x,y), nécessitant donc un minimum de trois points. Cet algorithme présente donc l'inconvénient de ne pouvoir traiter des traces ayant moins de trois points. Ce sera le cas de particules qui décroissent après la couche interne du SVT ainsi que celles pour lesquelles il manque un point dans l'une des couches du SVT (du fait de zones inactives et de la couverture partielle du détecteur de vertex). L'algorithme de reconstruction des traces complètes comporte trois phases distinctes :

b - La reconstruction des traces "primaires"

Cette tâche est réalisée par un module du logiciel hors ligne de STAR nommé SGR (pour Svt GRouper). Le principe de fonctionnement de SGR est résumé sur le schéma 4.3. Tous les points des différentes couches du SVT sont projetés sur un cylindre virtuel situé à rayon de 10 cm, localisé à proximité de la deuxième couche.

Cette projection correspond à l'intersection du cylindre fictif avec une droite passant par le point à projeter et le vertex primaire. Une fois la totalité des points projetés, le cylindre est "déroulé" dans le plan (Φ,z). Lorsque les trajectoires ne sont pas courbées et que les particules ne subissent pas de diffusion multiple, les traces issues du vertex primaire sont symbolisées par des groupements de trois points parfaitement superposés. Or, dans notre situation, les trajectoires sont courbes et les points projetés sont alors alignés sur un segment. Du fait de la diffusion multiple, les points ne sont pas parfaitement alignés et il est nécessaire d'introduire des tolérances sur la linéarité du segment. Pratiquement, pour reconstruire les segments, la méthode est la suivante :

Des paires de points appartenant respectivement à la première et à la troisième couche sont formées lorsque celles-ci répondent à des critères de proximité. Un troisième point est ensuite recherché aux environs de la position médiane des deux points de la paire. Cette phase de recherche est répétée quatre fois en relâchant à chaque passage les contraintes qui concernent la qualité des segments formés. Cette méthode itérative a pour principe de base

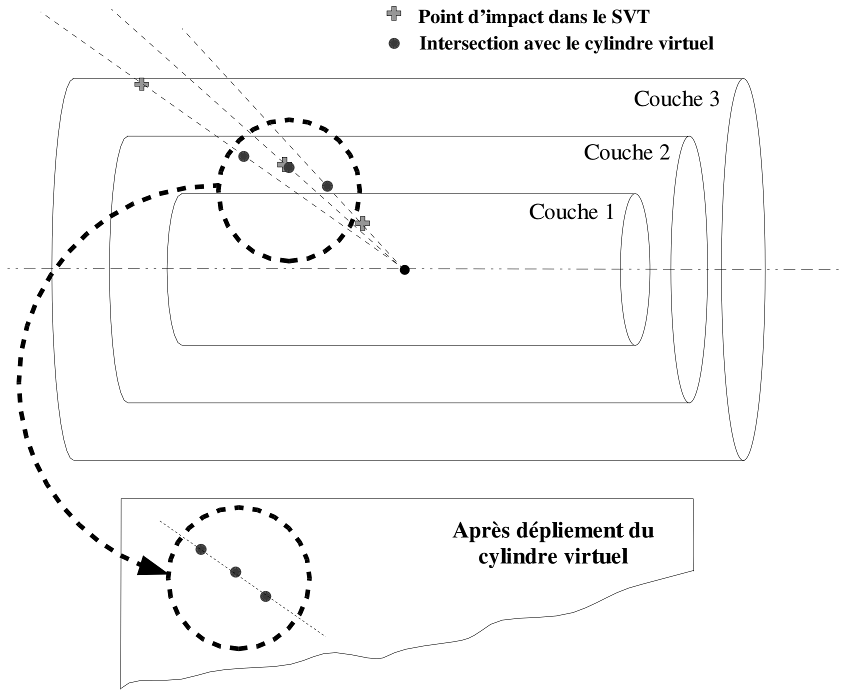

FIG. *4.3:* Principe de reconstruction des traces primaires - SGR

de reconstruire en premier les particules de grande impulsion où la probabilité de mauvaise association est faible, les points projetés appartenant à une même trace étant très proches les uns des autres. Lorsqu'une phase est terminée, les points associés en segment sont exclus des étapes de recherche ultérieures. Cet algorithme de trajectographie dans le SVT présente l'avantage d'être très rapide et très efficace mais nécessite de confondre le point d'émergence des traces au point de collision. Il est donc indispensable d'utiliser une autre méthode pour reconstruire les particules dites secondaires.

c - La reconstruction des traces "secondaires"

Contrairement à SGR qui est une technique globale de trajectographie et donc très rapide, nous utiliserons, pour la reconstruction des traces secondaires, une méthode locale sensiblement plus lente. Cette autre approche, choisie pour la reconstruction des traces secondaires, utilise une technique conventionnelle de trajectographie qui complète les segments depuis les couches les plus internes du SVT vers les couches les plus externes. Le logiciel correspondant (STK pour Svt TracKer [27]) suit la méthode suivante :

Pour chaque point (A) de la couche la plus interne du SVT, une trajectoire est extrapolée linéairement du vertex principal vers la deuxième couche. Un cône ayant pour sommet le point de la première couche est ouvert autour de la trajectoire extrapolée de telle sorte que son intersection avec la deuxième couche définisse une zone de recherche. Lorsque cela est réalisable, le point (B) de la zone de recherche le plus proche de l'intersection de l'axe du cône est associé. La trajectoire est ensuite prolongée vers la troisième couche en utilisant les points des deux précédentes couches. De la même façon, un cône est ouvert et définit alors une nouvelle zone de recherche où un troisième point (C) est cherché. Cet algorithme est lui aussi itératif et à chaque passage, l'angle d'ouverture des cônes de recherche est élargi. La figure 4.4 schématise le fonctionnement de STK.

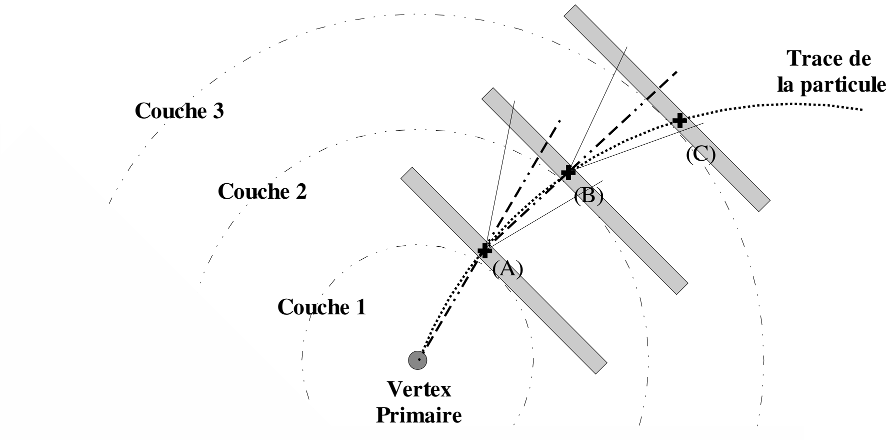

FIG. *4.4:* Principe de reconstruction des traces secondaires - STK

Cet algorithme tente ensuite d'ajuster une hélice sur les trois points associés et rejette l'association si l'ajustement n'est pas possible. STK peut fonctionner selon deux modes de recherche : primaire et secondaire. La différence entre ces deux modes tient dans l'ouverture des cônes de recherche qui est plus large en mode secondaire et dans la présence du vertex primaire dans l'ajustement de l'hélice pour le mode primaire. L'ajustement est réalisé à la fois sur les groupements de points issus de SGR (mode primaire avec le point de collision dans l'ajustement) et de STK (mode secondaire).

Un fois les segments de trace formés dans le SVT, on tente de les associer aux trajectoires de la TPC pour obtenir l'information la plus précise possible sur les particules issues de la collision.

d - Association des segments avec la TPC

Le logiciel d'association (SVM pour Svt Vector to vector Matching) procède aux opérations suivantes :

Les hélices identifiées dans le SVT et la TPC sont extrapolées à un rayon commun de 40 cm. La diffusion multiple au cours du passage des particules à travers la matière ainsi que les résolutions sur les paramètres des traces sont prises en compte pour estimer une erreur sur la projection des hélices. Pour chaque trace du SVT, la meilleure trace de la TPC est déterminée en fonction du χ^2 de l'association. Ce χ^2 est proportionnel à la distance relative entre les deux projections, pondérée par les résolutions spatiales. Symétriquement et sur les mêmes critères, chaque trace de la TPC est associée à un segment de trajectoire du SVT. Si l'association est bijective, elle est validée et ces deux traces seront ultérieurement exclues.

L'étape suivante consiste à associer les traces du SVT restantes. Pour cela, on compare trois paramètres de l'hélice qui sont la position du centre de l'hélice dans le plan (x,y), X_H et Y_H ainsi que la pente de l'hélice dans le plan (s,z). La trace de la TPC qui a les paramètres les plus proches de ceux de la trace du SVT est associée. Dans la partie suivante, nous présentons les résultats obtenus avec cette première approche.

4.3.2 Les performances de la méthode

Le tableau 4.1 résume les performances moyennées sur 10 événements de multiplicité standard. Les nombres de traces trouvables, bonnes et mauvaises permettent de juger des performances de la méthode utilisée en terme d'efficacité et de pureté. Le nombre de traces possibles autorise le calcul de l'efficacité absolue. On peut noter que plus d'un millier de traces doivent être reconstruites dans environ deux unités de rapidité, avec grossièrement une proportion de 75% de traces primaires et 25% de traces secondaires. Ces résultats amènent

	Reconstruction réaliste dans la TPC		
	Total	Primaires	Secondaires
Traces possibles /evt	1542	1129	413
Traces trouvables /evt	1035	788	247
Traces trouvées /evt	637	529	138
Bonnes traces /evt	625	507	117
Mauvaises traces /evt	43	22	21
Efficacité %	60.3	64.3	47.5
Pureté %	93.6	95.8	85.1
Efficacité absolue %	40.5	44.9	28.3

TAB. *4.1:* Résultats de la reconstruction dans la TPC et le SVT.

à faire plusieurs commentaires :

Des efficacités faibles : En effet pour les traces primaires l'efficacité sature aux alentours de 65% quasi indépendemment du moment transverse de la particule. Ce comportement s'explique par la méthode de recherche qui consiste à reformer tout d'abord les segments dans le SVT avant de les associer avec les traces de la TPC. En effet, la pureté de l'ensemble des segments candidats à l'association est relativement faible puisque l'on compte seulement 68% de bons groupements de points. Avec cette méthode de trajectographie dans le SVT, l'efficacité ne peut jamais dépasser la pureté de reconstruction, une mauvaise pureté des segments reconstruits dans le SVT devient alors un facteur limitatif fort pour la suite de la reformation des traces. En imposant des critères stricts, l'algorithme d'association rejette une grande partie des mauvais segments mais il reste néanmoins tributaire de l'efficacité de reconstruction dans le SVT.

Une bonne pureté des traces reconstruites : Comme nous l'avons mentionné précédemment, les segments reconstruits dans le SVT puis associés à des traces de la TPC sont majoritairement corrects. Cette pureté avoisine 96% pour les particules primaires et 85 % pour les traces secondaires. Cette bonne qualité de traces, qui est une conséquence directe des critères sévères d'association, se fait au dépend de l'efficacité de reconstruction globale. Les coupures choisies pour l'association favorisent donc la qualité des traces trouvées au détriment de leur nombre.

Une différence entre les traces primaires et secondaires : Nous remarquons également une différence sensible entre la reconstruction des traces primaires et secondaires. L'efficacité de reconstruction des traces est inférieure d'au moins 15% pour les particules secondaires. Cette différence provient de la reconstruction des segments dans le SVT. Même si l'algorithme utilisé (STK) autorise implicitement une certaine tolérance sur la distance de plus courte approche entre la trace et le vertex primaire, cette méthode ne sera pas efficace pour les particules ne pointant pas vers le point de collision. Seuls, les produits de décroissance de particules à très courte durée de vie sont trouvés.

Un taux de complètement parfait : De part la nature de l'algorithme utilisé, il est important de noter que les traces reconstruites sont quasiment complètes. C'est-à-dire qu'elles comprennent toutes au moins trois points d'impact dans le SVT. Ceci est une caractéristique intéressante pour deux raisons : d'une part, la densité de points non associés chute de façon similaire pour les trois couches du SVT, à chaque trace trouvée. D'autre part, plus une trace contient un nombre de points du SVT correctement associés, plus l'erreur sur la position de la trace est faible. Ceci induit une meilleure localisation du point d'émergence de la particule, caractéristique importante pour la reconstruction des vertex secondaires.

Pour améliorer ces résultats, et compte-tenu de l'ajout du SSD, un essai a été tenté pour adapter cette méthode à une géométrie de détecteur de vertex comprenant quatre cylindres de détection.

4.3.3 Une tentative d'adaptation à quatre couches

Une adaptation de cet algorithme a été réalisée dans le but de mettre à profit l'information supplémentaire contenue dans les points du SSD. La logique de la méthode employée reste inchangée, la modification portant uniquement sur la définition des traces accessibles pour l'algorithme de trajectographie. Les critères de sélection sont moins stricts car il n'est plus nécessaire d'avoir un point par couche du SVT pour envisager une reformation du segment mais seulement trois couches touchées parmi les quatre présentes dans le détecteur de vertex. Cette contrainte bien que relâchée reste tout de même très forte car les particules secondaires ne peuvent alors pas être reconstruites si elles n'émergent pas d'un vertex secondaire situé avant la deuxième couche du SVT.

Les résultats obtenus sont les suivants :

Pour les particules primaires, un accroissement du nombre de trajectoires correctement reformées de l'ordre de +15% correspondant grossièrement à l'inefficacité géométrique du SVT mais malheureusement combiné à une augmentation du nombre de mauvaises traces de l'ordre de 66%.

Pour les particules secondaires, le nombre de bonnes traces croît de 26% et simultanément, les mauvaises associations font un bond de 96%. Ces résultats apparaissent meilleurs, en terme d'efficacité que pour une trajectographie à trois couches, mais ne tirent pas plein avantage de l'introduction du SSD en particulier pour les particules secondaires. Il semble donc nécessaire de développer une nouvelle approche pour reformer des traces complètes laissées par les particules chargées dans la région centrale de STAR.

4.4 Une nouvelle approche : des traces de la TPC prolongées dans le détecteur de vertex

Compte-tenu des résultats précédents, un nouvel algorithme a été développé pour palier les limitations intrinsèques introduites par la première approche de trajectographie.

4.4.1 Description de la méthode utilisée

a - Les principes de base

La méthode de trajectographie que nous avons développée repose sur les principes suivants :

Une méthode de trajectographie depuis la TPC vers le détecteur de vertex : Une des caractéristiques de l'algorithme précédemment discuté est qu'il dissocie la reconstruction des traces de la TPC et la formation des segments du SVT. La TPC étant très segmentée, ne pas utiliser les informations du détecteur de vertex est sans incidence particulière. Inversement, nous avons vu que la trajectographie dans le SVT nécessite une contrainte forte qui consiste à fixer l'origine des traces au vertex primaire. De plus, cette méthode de reconstruction séparée ne peut former que des segments comportant au moins trois points. Ceci exclut la reconstruction des particules générées après la deuxième couche de silicium. Ces arguments conduisent à développer une trajectographie utilisant les informations contenues dans les traces de la TPC afin de les compléter avec les points du détecteur de vertex. De façon naturelle, il apparaît plus avantageux de débuter là où la densité de points est la plus faible, c'est-à-dire dans les couches les plus externes du détecteur de vertex.

Lorsque les traces sont bien reconstruites dans la chambre à projection temporelle, nous disposons de tous les paramètres de l'hélice nécessaires pour les prolonger vers le SSD. Il s'agit alors de calculer l'intersection de chaque trajectoire avec la quatrième couche du détecteur de vertex pour avoir une estimation de la position du point d'impact que la particule correspondante a laissée dans le SSD. Les points candidats à l'association seront alors recherchés dans une zone située autour de cette première estimation. Lorsque l'association avec un point du SSD est réalisée, les paramètres de l'hélice sont réévalués, puis la trace est à nouveau projetée vers la couche suivante du détecteur de vertex. Une association est alors tentée dans cette couche puis les opérations de réajustement de l'hélice, de projection et d'association sont réitérées pour les couches plus internes du SVT.

Une méthode adaptée aux traces primaires et secondaires : En aucun cas, au cours des différentes étapes de cet algorithme, il n'est fait de supposition quant à la nature de la particule. On notera, en particulier, deux avantages importants de cette méthode :

Partir des traces de la TPC permet de ne pas faire d'hypothèse sur la position du point d'émergence de la trace (vertex primaire ou secondaire). Les particules qui ne sont pas issues du point de collision ne seront donc pas, a priori, désavantagées par cet algorithme de reconstruction.

Il est également possible de ne pas contraindre le nombre de points à trouver dans le détecteur de vertex. Si aucune association n'est possible, les paramètres de l'hélice ne sont pas modifiés et la trace est projetée sur la couche de silicium suivante. Cette fonctionnalité permet a priori de reconstruire les particules secondaires qui n'ont pas laissé de points dans toutes les couches du détecteur de vertex ainsi que l'ensemble des traces dont un ou plusieurs points sont situés dans des zones inactives.

Une caractérisation des traces en fonction de leur impulsion transverse : L'erreur qui est faite sur la projection des traces de la TPC, et qui conditionne les capacités d'association des points du détecteur de vertex, est due à plusieurs effets :

En premier lieu, en raison de la présence de matière, les particules de faible impulsion (pour une même masse) seront plus défléchies que celles de haute énergie. Compte-tenu de l'acceptance de la TPC, cet argument reste vrai si l'on considère l'impulsion transverse.

En second lieu, en raison de la présence du champ magnétique, les particules de faible impulsion transverse suivent une trajectoire très courbée. Cette courbure augmente la longueur de matière traversée, ce qui accentue la dégradation de la résolution de la projection.

La non prise en compte explicite, par cet algorithme, de la matière traversée par les particules impose une méthode de recherche des traces de type itératif. Un des aspects critique de cet algorithme consiste à choisir l'ordre dans lequel nous présentons les traces de la TPC pour l'association aux points du détecteur de vertex. En effet, les premières traces présentées seront confrontées à une densité maximale de points dans le silicium et il est important d'avoir une erreur faible sur la projection pour limiter les mauvaises associations. Une association incorrecte, outre le fait de faire chuter l'efficacité et la pureté de trajectographie, influe également sur la capacité de l'algorithme à associer correctement les traces de la TPC aux étapes suivantes. En effet, les points mal associés initialement ne sont plus disponibles pour la suite.

Ces considérations sur l'erreur relative à la projection de l'hélice nous conduisent à classifier les particules suivant leur impulsion transverse. Les traces de grande impulsion minimisant l'erreur sur la projection, il est justifié de les présenter en premier à l'association. Pratiquement, nous classerons les traces de la TPC en 5 intervalles distincts d'impulsion, que nous tenterons d'associer successivement en fonction de la résolution escomptée sur la projection.

La recherche d'un taux de complètement maximal : Comme nous favorisons les traces de haute impulsion transverse, dans le même esprit et simultanément, nous allons privilégier la recherche des traces les plus complètes possible.

L'argument principal de ce choix vient du fait qu'une trace comportant quatre points dans le détecteur de vertex a plus de probabilité d'être correcte qu'une trace avec un nombre réduit de points. Ceci s'explique par deux comportements :

D'une part, comme nous le verrons, une bonne association dans une couche contraint de façon sensible les paramètres de l'hélice (grâce à la bonne résolution en position des détecteurs au silicium) et minimise donc les risques de mauvaises associations dans les couches inférieures.

D'autre part, l'argument inverse et également vérifié : une mauvaise association rend souvent impossible l'extension des traces vers les couches internes.

Il semble alors justifié de reconstruire, lors d'un premier passage, les traces complètes en rejetant les hélices qui n'ont pas laissé un point d'impact dans chaque couche du détecteur de vertex. D'autres itérations de la phase de recherche tenteront de reconstruire ensuite les traces incomplètes.

En se basant sur les principes exposés précédemment, nous pouvons construire un algorithme de trajectographie.

b - Les différentes étapes

L'algorithme EST (External Silicon Tracker) que nous avons développé est constitué de cinq passages successifs qui diffèrent uniquement par le critère d'acceptation des traces trouvées et par la taille des zones de recherche. Nous pouvons schématiser les différentes étapes comme suit :

1) **Sélection des traces** de la TPC qui seront ultérieurement proposées à l'association :
   - Impulsion transverse : $P_t \geq 0.1 GeV/c$
   - Nombre de points pour une trace de la TPC supérieur à 5
2) **Boucle sur les différents passages.** L'algorithme EST compte cinq itérations différentes. Chaque passage est dédié à la recherche d'un type de traces spécifique.
   - **Passe 1 :** Au moins un point par couche du détecteur de vertex. Zones de recherche nominales. Recherche des particules primaires ou secondaires ayant laissé au moins un point dans chaque couche de silicium.
   - **Passe 2 :** Au moins un point par couche du détecteur de vertex. Surfaces des zones de recherche élargies d'un facteur trois par rapport à la surface nominale. Même recherche que précédemment avec des critères d'association relâchés.
   - **Passe 3 :** Au moins trois points du détecteur de vertex associés à l'hélice. Surfaces des zones de recherche élargies d'un facteur trois par rapport à la surface nominale. Les traces recherchées sont des traces primaires avec un point manquant dans l'une des couches du détecteur de vertex (dû aux zones inactives ou à l'impossibilité de réaliser l'association dans l'une des couches) ou bien des traces secondaires dont le vertex secondaire est situé entre la couche interne et la seconde couche du SVT.
   - **Passe 4 :** Au moins un point dans le SSD et un dans la couche externe du SVT. Surfaces des zones de recherche élargies d'un facteur deux par rapport à la surface nominale. Recherche principalement des traces secondaires issues d'une décroissance localisée entre la deuxième et la troisième couche du SVT.
   - **Passe 5 :** Un point dans le SSD ou bien un point dans la couche 3 et un dans la couche 2 du SVT. Surfaces des zones de recherche élargies d'un facteur 1.5 par rapport à la surface nominale. Recherche des traces secondaires dont le point d'émergence est situé entre la troisième et quatrième couche de silicium ou bien des traces secondaires dont le vertex secondaire est compris entre la première et la seconde couche, sans association dans le SSD.

Pour chaque intervalle en impulsion transverse,
Intervalle 1 $P_t \geq 0.9GeV/c$
Intervalle 2 $P_t \geq 0.7GeV/c$
Intervalle 3 $P_t \geq 0.6GeV/c$
Intervalle 4 $P_t \geq 0.5GeV/c$
Intervalle 5 $P_t \geq 0.1GeV/c$
Intervalle 6 $P_t \geq 0.1GeV/c$
Intervalle 7 $P_t \geq 0.1GeV/c$
Les trois derniers passages sur les intervalles en impulsion transverse ne sont pas identiques, à chaque nouvelle tentative, les critères sur les zones de recherche sont relâchés.

a) Association de la couche 4 (SSD) vers la couche 1 (Couche interne du SVT). Après chaque association, réajustement des paramètres de l'hélice. Les points qui ont été associés ne seront plus disponibles pour de nouvelles associations.

b) Rejet des traces qui ne correspondent pas au critère de complètement du passage. Les points correspondant sont à nouveau disponibles pour de futures associations.

Fin de la boucle sur les intervalles en impulsion transverse

Fin de la boucle sur les différents passages

Le tableau 4.2 résume les configurations de points dans les couches du détecteur de vertex qui sont recherchées ainsi que la population de chacune d'entre elles. Une configuration est représentée par les symboles $(\delta_1, \delta_2, \delta_3, \delta_4)$ où δ_i est égal à 1 (respectivement 0) si la trace a laissé au moins un point (respectivement aucun) dans la couche i.

En sommant les poids des configurations recherchées par EST (cf tableau 4.2), il apparaît que nous ne sommes en mesure de reconstruire effectivement que 89% des particules primaires et 92.7 % des particules secondaires. Les traces restantes appartiennent à des configurations qui ne seront pas recherchées.

Les particules primaires laissent très majoritairement au moins un point par couche puisque 73% de ces traces appartiennent à la configuration (1,1,1,1). Le reste des traces primaires comptent au moins une intersection avec des zones inactives des détecteurs ou bien traversent le détecteur de vertex sur le bord de son acceptance. En effet pour ce dernier ensemble de traces, les deux couches les plus internes du SVT ont une couverture angulaire plus grande que les autres, ce qui explique qu'environ 9% des traces primaires ne laissent des points que dans la première et/ou la deuxième couche. Néanmoins ces traces ne serons pas recherchées car elle nécessitent l'extrapolation de la trajectoire sur une trop grande distance et induisent une probabilité de mauvaise association trop importante.

Les particules secondaires se repartissent entres les configurations (1,1,1,1), (0,1,1,1), (0,0,1,1) et (0,0,0,1) en fonction de la position du vertex secondaire qui les a généré. Ces quatre configurations totalisent une population cumulée de 83%. La population manquante correspond à des particules secondaires pour lesquelles il manque un ou plusieurs points qui sont situés dans les régions inactives des détecteurs.

Configuration	**Passe**	**Poids Total** %	**Poids primaire** %	**Poids secondaire** %
1,0,0,0	Aucune	2.8	3.4	1.6
0,1,0,0	Aucune	0.9	0.8	1.1
0,0,1,0	Aucune	0.7	0.7	0.7
0,0,0,1	5	5.4	0.0	18.4
1,1,0,0	Aucune	4.7	5.7	2.3
1,0,1,0	Aucune	0.2	0.2	0.1
1,0,0,1	Aucune	0.2	0.2	0.2
0,1,1,0	5	0.6	0.2	1.6
0,1,0,1	Aucune	0.4	0.0	1.3
0,0,1,1	4 et 5	3.0	0.5	8.9
1,1,1,0	3, 4 et 5	4.9	5.6	3.3
1,0,1,1	3, 4 et 5	2.2	2.3	1.7
1,1,0,1	3, 4 et 5	4.4	4.9	3.1
0,1,1,1	3, 4 et 5	6.1	2.5	14.9
1,1,1,1	1, 2, 3, 4, 5	63.4	72.8	40.6

TAB. *4.2:* Les différentes configurations des points laissés par les traces dans le détecteur de vertex.

4.4.2 Les résultats obtenus par l'algorithme de trajectographie EST

Les résultats présentés dans cette partie et particulièrement les efficacités et puretés de reconstruction sont définies de la même manière que pour la trajectographie avec la TPC et le SVT seuls. La définition des traces trouvables est l'unique exception puisqu'elle a été élargie aux traces recherchées et ne comportant pas systématiquement trois points dans le SVT.

a - Les efficacités et puretés de la trajectographie

	Reconstruction réaliste dans la TPC			Reconstruction Parfaite dans la TPC		
	Total	Primaires	Secondaires	Total	Primaires	Secondaires
Traces possibles /evt	1542	1129	413	1549	1081	468
Traces trouvables /evt	1342	984	358	1412	979	433
Traces trouvées /evt	1119	827	298	1184	851	333
Bonnes traces /evt	909	707	202	988	742	246
Mauvaises traces /evt	209	121	88	196	109	87
Efficacité %	67.8	71.8	56.7	70.0	75.8	56.8
Pureté %	81.3	85.4	69.6	83.4	87.2	73.7
Efficacité absolue %	58.9	62.6	48.9	63.8	68.6	52.6

TAB. *4.3:* Résultats de la reconstruction dans la TPC et le détecteur de vertex - EST.

Nous remarquons d'ores et déjà que les efficacités de reconstruction sont assez importantes puisqu'elles atteignent 72% pour les particules primaires (64% pour la première approche) et 57% pour les particules secondaires (48% pour la première approche). Mais le point le plus intéressant concerne le nombre de traces correctement reconstruites puisque en comparaison avec la première approche de trajectographie, EST reconstruit parfaitement 40% de particules primaires supplémentaires et 73% de particules secondaires.

Néanmoins, cette augmentation de l'efficacité de reconstruction est accompagnée d'une augmentation des mauvaises associations puisqu'en moyenne, 20% des traces trouvées ont au moins un point mal associé.

b - Une différence entre les traces primaires et secondaires

La première observation concerne la différence sensible entre les résultats des particules primaires et ceux des particules secondaires, que ce soit en terme de pureté ou d'efficacité. Ceci peut paraître étonnant, car en contradiction avec un des principes de base de la méthode (cf 4.4.1-a), à savoir ne pas faire d'hyphothèse sur le point d'émergence des traces.

Néanmoins, même si les particules secondaires ne sont pas explicitement désavantagées, elles le sont implicitement, et ce pour deux raisons :

Distribution en impulsion transverse : Les particules secondaires ont une impulsion transverse et une dispersion autour de cette valeur plus faible que les particules primaires. De ce fait, elles seront proposées à l'association statistiquement plus tard, c'est-à-dire pour les derniers intervalles en P_t. La qualité de ces traces est donc dépendante de celles reconstruites antérieurement. A cette remarque s'ajoute le fait que les traces de basse impulsion transverse conduisent à des erreurs de projection plus grandes et donc à une probabilité de mauvaise association plus importante.

Nombre de points dans la trace : Dans le même esprit que l'argument précédent, les traces secondaires ne contiennent pas toujours quatre points dans le détecteur de vertex (cf tableau 4.2). C'est le cas de toutes celles dont le point d'émergence est localisé au-delà de la couche interne du SVT. Au mieux, ces traces seront proposées à l'association au troisième passage de l'algorithme. L'efficacité et la pureté de la reconstruction sont alors subordonnées à la qualité des associations précédentes.

Ces deux arguments expliquent la qualité moindre des résultats obtenus pour les particules secondaires.

c - Evolution de l'efficacité et du taux de mauvaises associations en fonction de P_t

La figure 4.5 représente l'évolution de l'efficacité et du taux de mauvaises reconstructions (qui est par définition le complémentaire de la pureté) en fonction de l'impulsion transverse. L'efficacité de reconstruction des traces primaires sature à 80% pour les impulsions transverses supérieures à 600 MeV/c et s'effondre pour les bas P_t. Nous pouvons observer le même comportement pour les traces secondaires dont l'efficacité d'association plafonne à 65% puis chute pour les P_t inférieurs à 500 MeV/c. En ce qui concerne les mauvaises as-

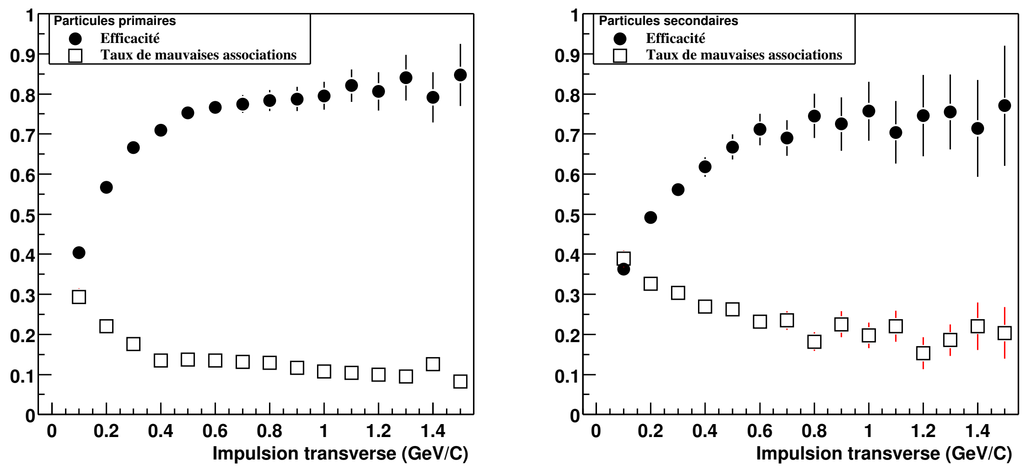

FIG. 4.5: Efficacité et taux de mauvaises reconstructions pour les particules primaires (à gauche) et secondaires (à droite)

sociations, on remarquera que celles-ci sont plus nombreuses pour les particules de faible impulsion mais qu'il existe néanmoins un peuplement constant indépendant de l'impulsion transverse.

d - Evolution de l'efficacité et du taux de mauvaises associations en fonction de la rapidité

La rapidité d'une particule est définie par :

$$y = \frac{1}{2}Log(\frac{E+P_z}{E-P_z}) \;=\; tanh^{-1}(\frac{P_z}{E})$$

E représente l'energie totale de la particule et P_z son impulsion longitudinale. C'est une observable donnant une information sur l'angle d'émission des particules. La TPC couvre un domaine de rapidité $|y| < 1.5$ et le détecteur de vertex, $|y| < 1$. La figure 4.6 montre la dépendance angulaire de l'efficacité de reconstruction et du taux de mauvaises associations.

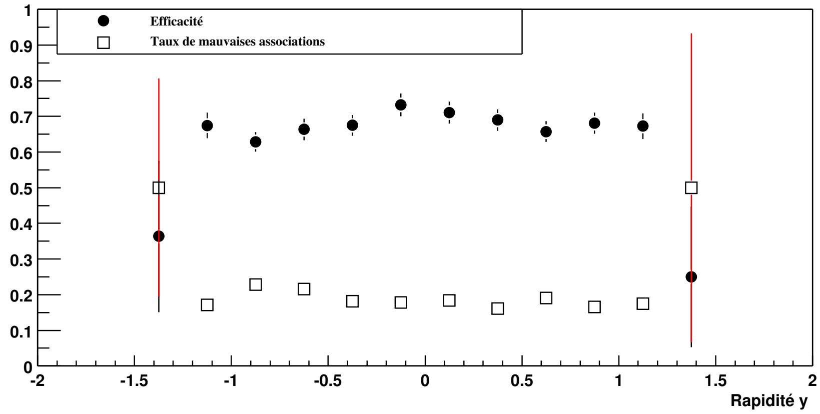

FIG. 4.6: Efficacité et taux de mauvaises reconstructions en fonction de la rapidité.

Il apparaît que le nombre et la qualité des traces reconstruites par EST ne sont pas dépendants de l'inclinaison des trajectoires par rapport au plan (x,y) situé à Z=0. Néanmoins sur les bords de l'acceptance du détecteur de vertex, le taux de mauvaises associations augmente et l'efficacité décroît. Ce comportement est principalement induit par la différence de couverture des couches de détecteurs au silicium qui implique que les particules qui traversent ces régions ne peuvent laisser un point dans chaque couche. Les trajectoires correspondantes sont alors plus difficiles à reconstruire. Cette observation confirme a posteriori les chances quasi nulles de reconstruction des traces (1,1,0,0) exclues de la recherche.

e - Evolution de l'efficacité et du taux de mauvaises associations en fonction de la multiplicité

La figure 4.7 montre l'évolution de l'efficacité totale de reconstruction ainsi que le taux de mauvaises associations en fonction de la multiplicité des particules chargées (prise ici égale

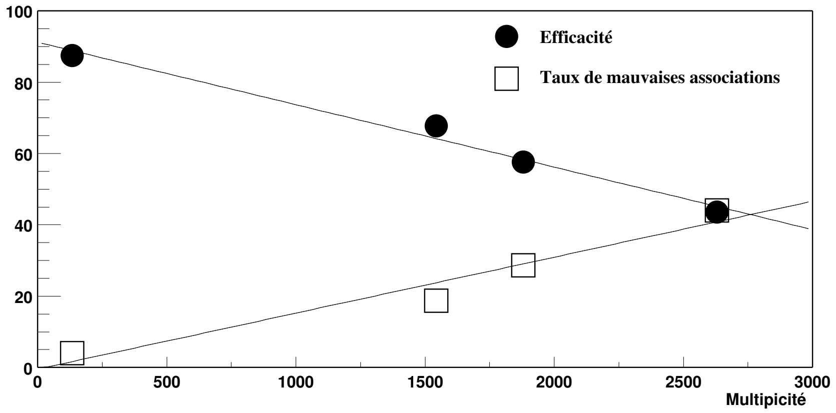

FIG. *4.7:* Efficacité et taux de mauvaises reconstructions en fonction de la multiplicité.

à celle des traces trouvables). Les différentes multiplicités ont été obtenues avec des événements de type "cocktail hadronique" pour les multiplicités 133, 1540 et 2630 correspondant respectivement à des multiplicités basse, standard et haute. La multiplicité 1880 correspond aux prédictions de HIJING pour les collisions Au+Au à 200 GeV par paire de nucléons.

L'efficacité et le taux de mauvaises associations ont un comportement quasi-linéaire dans l'intervalle de multiplicité considéré. La chute d'efficacité est très rapide puisque une augmentation des 1000 traces induit une perte d'efficacité d'environ 17%. Le taux de reconstruction évolue dans les mêmes proportions.

f - Efficacité et pureté en fonction de la nature des particules

Le tableau 4.4 permet de comparer les efficacités et pureté de reconstruction en fonction de la nature des particules. Les pions sont prédominants parmi les particules chargées (environ 80% des traces) qui traversent les détecteurs de trajectographie et les résultats intégrés sont donc proches de ceux obtenus pour les pions.

	efficacité (%)	pureté (%)	dont primaires (%)
$K^+\ K^-$	75.7	87.9	99.5
$\pi^+\ \pi^-$	68.8	83.5	79.2
$p\ \overline{p}$	63.8	79.4	43.9
$\mu^+\ \mu^-$	50.7	36.6	0.
$e^+\ e^-$	44.0	55.0	0.

TAB. *4.4:* Efficacité et pureté en fonction de la nature des particules.

Outre la distribution en impulsion transverse, le pourcentage de traces primaires pour chaque nature de particules est un facteur prédominant pour la capacité à reconstruire les trajectoires. En effet, l'efficacité ainsi que la pureté de reconstruction sont remarquablement proportionnelles à la fraction de particules primaires pour chaque espèce de particule.

Ces résultats seraient probablement différents pour un événement mesuré, néanmoins, ce couplage entre ces variables resterait a priori observable.

g - Efficacité et pureté de reconstruction en fonction de la longueur de la trace

Le tableau 4.5 résume la qualité des traces reconstruites en fonction du nombre de points que la particule a effectivement laissés dans les couches du détecteur de vertex.

	Nombre de points associables					
	1	2	3	4	5	6 et plus
Efficacité (%)	50.0	45.0	55.5	72.4	71.4	58.6
Pureté (%)	72.6	55.4	77.0	86.0	82.8	66.7

TAB. *4.5:* Efficacité et pureté de reconstruction en fonction du nombre de points associables.

Il apparaît que les meilleurs résultats sont obtenus pour les traces à quatre points qui ont à priori laissé un point dans chaque couche. Pour les traces qui ont laissé plus de 4 points, les résultats se dégradent quelque peu puisque, soit le nombre d'associations augmente, ce qui occasionne plus de mauvaises associations, soit ces traces ont des impulsions faibles et traversent plusieurs fois le SVT et la TPC en spiralant. C'est le cas d'environ 30% des traces trouvables de 6 points et plus qui laissent plus de 10 points dans le SVT.

Les traces à 3 points associables ou moins sont pour une moitié (54%) des traces secondaires alors que, toutes longueurs de traces confondues, les secondaires représentent 1/4 des traces trouvables. L'impulsion transverse de ces traces est donc en moyenne plus faible. De plus, les particules correspondantes ne traversant pas toutes les couches du détecteur de vertex, elles seront éventuellement reconstruites dans les dernières passes de l'algorithme EST et seront tributaires des associations antérieures.

4.5 Etude détaillée des traces reconstruites

Nous allons à présent nous focaliser sur les détails des résultats obtenus afin de caractériser les traces reconstruites d'un point de vue qualitatif. Nous essaierons en particulier d'isoler les causes qui mènent à de mauvaises associations.

4.5.1 Caractérisation des traces correctement reconstruites

Intéressons-nous tout d'abord à la description qualitative des traces convenablement reconstruites.

a - Taux de complètement des traces

Il est raisonnable d'estimer qu'une trace est complètement reconstruite lorsqu'au moins un point par couche touchée est associé. Dans la situation où une trace génère deux points dans une même couche (ce qui est possible particulièrement dans le SVT où les détecteurs d'une même super-couche peuvent se recouvrir partiellement), nous considérerons que l'association de la trace avec les points de la couche est parfaite si au moins l'un des deux points est associé. Nous noterons néanmoins que l'algorithme peut et parvient généralement à associer correctement les deux points.

Avec cette hypothèse, nous pouvons estimer la proportion des traces parfaitement reconstruites parmi celles qui sont considérées comme correctes. Le tableau 4.6 résume les résultats de complètement obtenus en fonction du nombre de couches touchées par la particule.

Nombre de couches touchées par la trace	fraction (%) des traces à 1 point associé	fraction (%) des traces à 2 points associés	fraction (%) des traces à 3 points associés	fraction (%) des traces à 4 point associé
4	5.4	0.6	2.9	91.1
3	8.7	1.8	89.5	
2	18.6	81.4		
1	100.0			

TAB. *4.6:* Taux de complètement des traces en fonction du nombre de couches touchées.

Les valeurs de la diagonale du tableau qui correspondent à l'adéquation entre le nombre de points trouvables et le nombre de points effectivement associés sont majoritaires dans tous les cas et avoisinent 90%. Les traces correctes sont donc très majoritairement complètement reconstruites.

b - Résolution en impulsion

L'un des aspects les plus importants de cette reconstruction est la résolution en l'impulsion calculée des traces reconstruites. Pour estimer cette dispersion de la mesure de l'impulsion, nous allons calculer l'écart-type moyen de la distribution de

$$\Delta_{P_t} = P_t(reconstruite) - P_t(GEANT)$$

La figure 4.8 représente la dispersion de l'erreur en l'impulsion transverse en fonction de l'impulsion GEANT initiale. A titre de comparaison, nous y avons également fait figurer la dispersion de Δ_{P_t} pour les traces de la TPC avant l'association éventuelle avec des points du détecteur de vertex. Cette figure ne prend en compte que les traces primaires, néanmoins, les résultats restent identiques pour les particules secondaires puisque la résolution en impulsion ne semble être sensible qu'à l'impulsion de la particule. La résolution relative de ces traces est de l'ordre de 1 à 2% dans l'intervalle étudié. Dans la gamme allant de 100 à 500

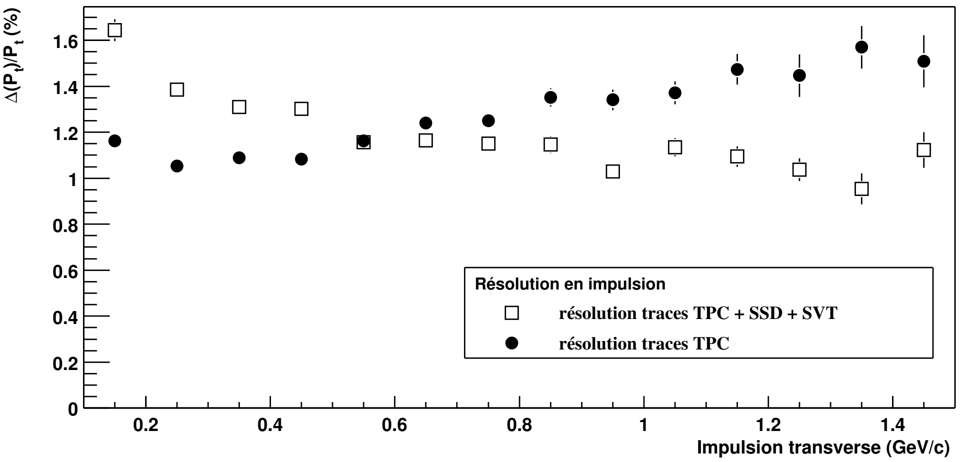

FIG. *4.8:* Résolution en impulsion transverse des particules primaires reconstruites.

MeV/c, l'erreur en impulsion pour les traces associées avec des points du détecteur de vertex semble plus importante que pour ces mêmes traces avant l'association. Cette tendance s'inverse par la suite. Ce comportement est induit par la méthode d'évaluation de l'impulsion dans EST : pour les bas P_t, l'impulsion est évaluée sur la fraction des points de la TPC les plus proches du SSD. Ce choix permet d'améliorer la distance entre la projection de l'hélice et le point d'impact correspondant dans le SSD. Cependant la réduction du nombre de points significatifs dans l'ajustement dégrade sensiblement la résolution en impulsion. Lorsque tous les points sont pris en compte (au-delà de 500 MeV/c), l'ajout de points du détecteur de vertex réduit quelque peu l'erreur faite sur l'impulsion. Cette amélioration est du même ordre de grandeur que la dégradation introduite par la technique d'évaluation des basses impulsions par EST [9]. Elle met en lumière la diminution de la contribution de la diffusion multiple et l'augmentation de la contribution due à la résolution en position des détecteurs pour les particules à haute impulsion transverse.

c - Résolution en paramètre d'impact

Un autre aspect crucial de la reconstruction concerne la résolution en position de l'hélice. En effet, cette caractéristique est prédominante pour la localisation du vertex primaire ainsi que, comme nous l'aborderons ultérieurement, pour l'efficacité de reconstruction des vertex secondaires.

Pour tester cette résolution en position de la trace, nous utilisons le calcul de la distance de plus courte approche (dca), encore appelée "paramètre d'impact"dans le vocabulaire de la physique des particules, des traces primaires au point de collision. Il est également intéressant de décomposer cette variable suivant ses composantes sur l'axe Z (dca_Z), l'axe Y (dca_Y) et l'axe X (dca_X). La figure 4.9 traduit l'évolution des trois projections de la distance de plus courte approche en fonction de l'impulsion transverse des particules primaires analysées. Les traces correspondantes sont correctement reconstruites. Pour les traces comprenant les points de la TPC, du SSD et/ou du SVT, les trois variables étudiées ont un comportement si-

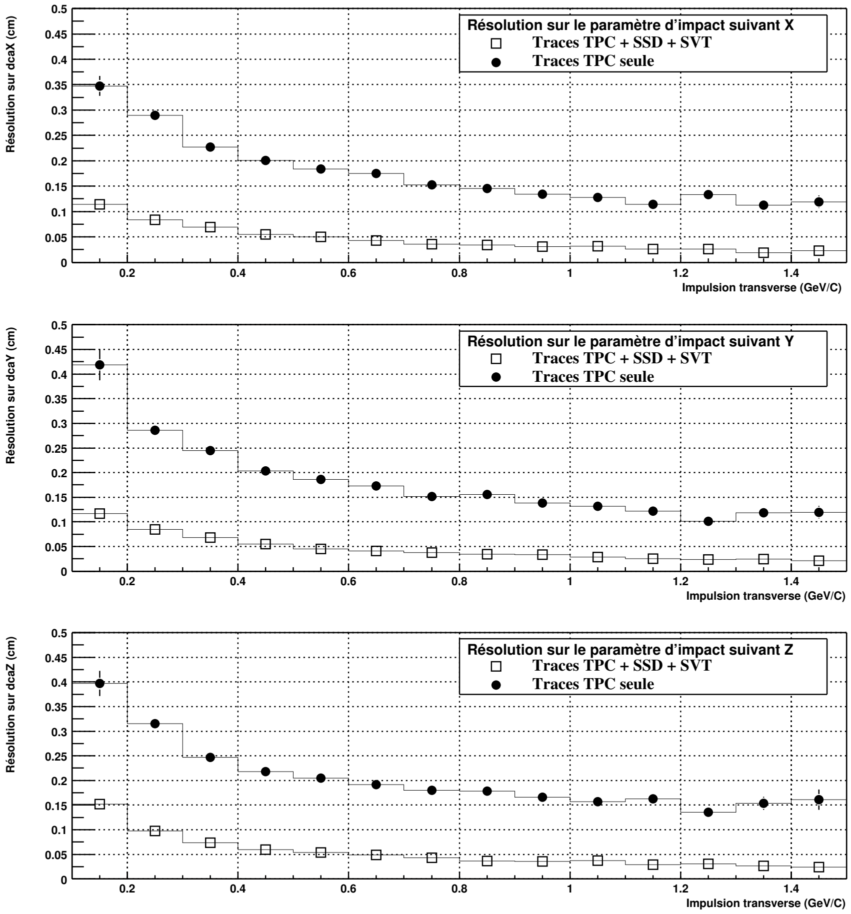

FIG. *4.9:* Résolution en paramètre d'impact des particules primaires reconstruites.

milaire : la résolution en distance de plus courte approche au vertex primaire est supérieure à 1mm pour les traces de faible impulsion et atteint 200μm pour les particules très énergétiques. Pour ce même ensemble de traces avant association avec les points du détecteur de vertex, les distances de plus courte approche sont en moyenne cinq fois supérieures et ce, quelle que soit l'impulsion transverse dans l'intervalle considéré.

Nous pouvons faire deux remarques sur les conséquences de cette résolution en paramètre d'impact :

En ce qui concerne les particules primaires, l'erreur sur la distance de plus courte approche influe directement sur la résolution en position du vertex primaire. En effet, la résolution sur la position du point de collision est donnée par :

$$RésolutionVertex_i = \frac{RésolutionTrace_i}{\sqrt{N}}$$

où i est l'axe considéré et N le nombre de traces primaires mises en jeu pour déterminer la position du vertex primaire. Il est alors clair que l'on doit retrouver le facteur cinq entre la résolution en position des traces TPC seules et des traces TPC+SSD+SVT dans la précision de reconstruction du point de collision. Néanmoins, la procédure de reconstruction du vertex primaire réduit quelque peu cet écart en utilisant une méthode itérative. Une première estimation de la position du point de collision est réalisée et est alors intégrée dans le réajustement des paramètres des hélices. Les distances de plus courte approche donnent alors une nouvelle position du vertex primaire qui est à nouveau utilisée dans le réajustement des hélices. Cette technique permet de limiter l'erreur sur la localisation du point de collision principal et les résultats obtenus sont de 200μm en n'utilisant que la TPC et d'environ 50μm en utilisant les trois détecteurs de trajectographie de la région centrale.

En ce qui concerne les traces secondaires, il n'est évidemment pas possible d'améliorer la résolution en position de ces traces en injectant la position du vertex primaire dans le réajustement des paramètres des hélices. Les erreurs en position resteront donc inchangées et le facteur cinq ne peut pas être réduit. Cette caractéristique est à l'origine de l'intégration du SVT mais également du SSD qui, comme nous l'avons démontré, accroît de façon importante le nombre de particules secondaires reconstruites.

4.5.2 Caractérisation des mauvaises associations

Pour tenter d'améliorer les résultats de pureté et d'efficacité de l'algorithme EST, il est nécessaire de parfaitement caractériser les mauvaises associations.

a - A quelle étape les mauvaises associations sont-elles réalisées ?

Comme nous l'avions remarqué sur la figure 4.5, les mauvaises associations se produisent dans toute la gamme en impulsion transverse avec un accroissement pour les basses impulsions. La figure 4.10 nous indique dans quelle couche sont réalisées les mauvaises associations, la quatrième couche correspondant au SSD. Presque la moitié des associations incorrectes sont produites dans le SSD. Ce comportement est attendu. En effet, les traces de la TPC sont projetées d'un rayon, au minimum égal à 60 cm, vers le SSD situé à 23 cm. Les projections ultérieures se font, quant à elles, entre des cylindres espacés d'environ 5 cm. Cet

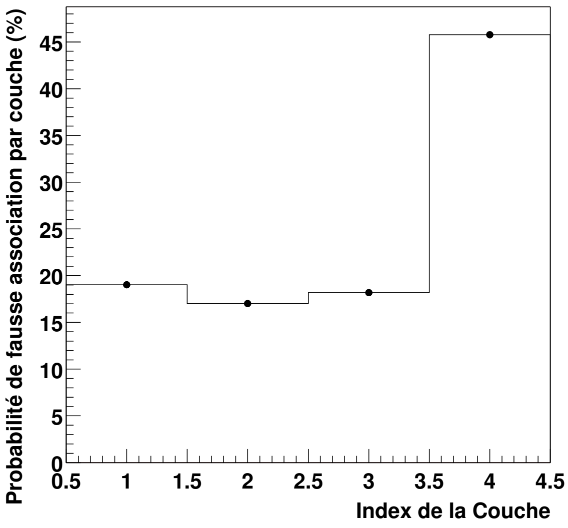

FIG. *4.10:* Probabilité qu'une mauvaise association soit réalisée dans une couche donnée en fonction de l'index de celle-ci.

argument est renforcé par le fait que la résolution en position de la projection des traces sur le SSD est moins bonne que lorsqu'un point du détecteur de vertex a déjà été associé, ce qui est très majoritairement le cas pour les couches internes.

La composition des mauvaises traces nous apporte également quelques indications supplémentaires quant au mécanisme de fausses associations. Le nombre moyen de points trouvés dans les mauvaises traces est de l'ordre de 2.4 à comparer avec une valeur moyenne de 3.2 pour les traces correctes. Ceci confirme qu'une mauvaise association tend à réduire les possibilités d'associations ultérieures et justifie a posteriori l'ordre de recherche des traces par EST. Dans le même sens, 70% des derniers points associés l'ont été à tort, ce qui renforce l'idée qu'une mauvaise association arrête la propagation de la trace vers les couches internes du détecteur de vertex. Parmi tous les points associés à ces mauvaises traces, 44% ont été correctement associés. Il est alors justifié d'estimer les caractéristiques de ces hélices en terme de paramètre d'impact.

b - Quelles sont les caractéristiques en résolution de ces traces ?

La figure 4.11 représente les projections de la distance de plus courte approche pour trois ensembles de traces. Le premier ensemble correspond à des traces TPC+(SSD et/ou SVT) dont plus de la majorité des points associés dans le détecteur de vertex sont corrects, le deuxième ensemble est composé de traces de même nature mais dont plus de 50% des points du détecteur de vertex qui la composent sont associés à tort. Le troisième groupement de traces est la réunion des deux précédents avant association. Il apparaît alors clairement que les traces qui comportent plus de la moitié de mauvaises associations dans le détecteur de vertex ne dégradent que très faiblement la résolution en paramètre d'impact comparativement aux traces de la TPC seule. A l'inverse, les traces composées de plus de la moitié

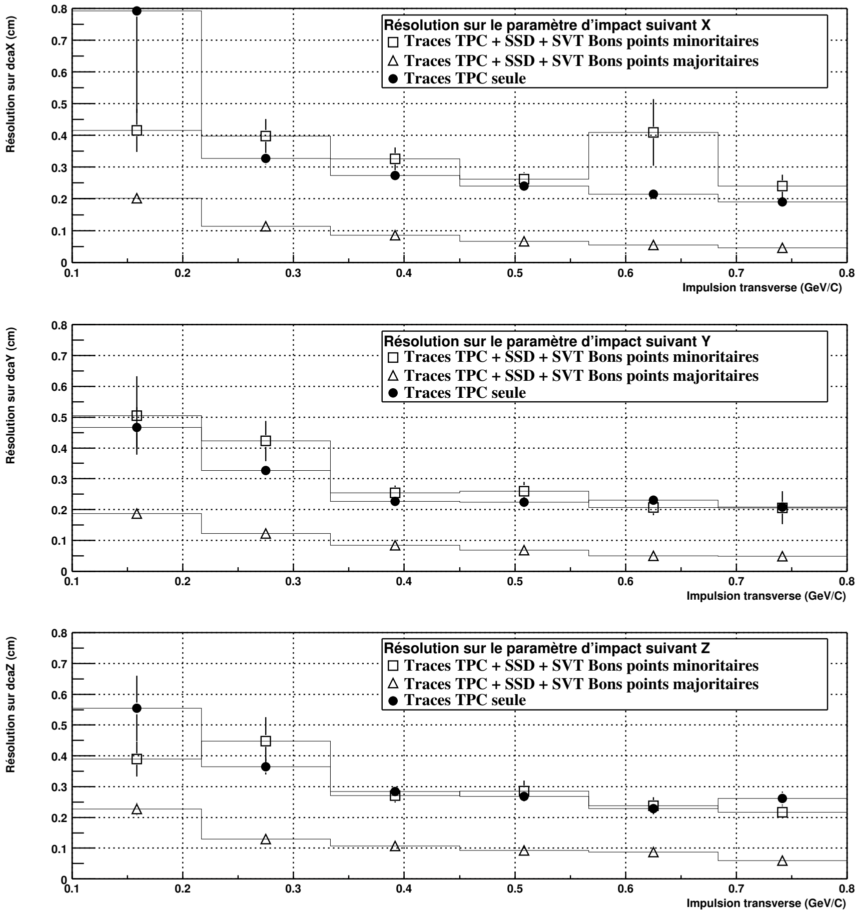

FIG. *4.11:* Résolution en paramètre d'impact des particules primaires incorrectement reconstruites.

d'associations correctes avec des points du détecteur de vertex améliorent de façon très sensible la résolution en position des traces de la TPC. En effet, dans les trois directions de projection, la résolution sur la distance de plus courte approche est améliorée par un facteur 3. Ces traces représentent 40% des traces mal associées.

c - Peut-on envisager d'accepter une partie de ces traces comme correcte ?

A la lumière de l'étude précédente, il apparaît que le qualificatif de "mauvaise trace" est abusif car dans la pire des situations, la trace mal associée a les mêmes caractéristiques que cette même trace uniquement composée des points de la TPC. Mais dans 40% des cas, la trace même partiellement correcte présente des erreurs sur la position réduites d'un facteur important par rapport aux traces de la TPC. Il apparaît alors intéressant d'élargir la définition des "bonnes traces" à celles pour lesquelles les erreurs en position sont réduites de façon notable, c'est-à-dire celles qui ont plus de la moitié de leurs points correctement associés dans le détecteur de vertex. Le tableau 4.7 résume les efficacités et puretés réajustées après ces considérations.

	Définition stricte des bonnes traces			Définition élargie des bonnes traces		
	Total	Primaires	Secondaires	Total	Primaires	Secondaires
Efficacité %	67.8	71.8	56.7	74.2	77.0	66.5
Pureté %	81.3	85.4	69.6	89.1	91.5	82.1

TAB. *4.7:* Comparaison des résultats de EST en fonction de la définition choisie pour les "bonnes traces".

Il faut cependant replacer cette présentation des résultats dans la perspective d'une analyse ultérieure et non comme une efficacité ou une pureté de l'algorithme de trajectographie étudié. La pureté est, par définition, un paramètre limitatif du nombre de traces correctement reconstruites, il est donc nécessaire de réduire le nombre de mauvaises associations même si celles-ci ne conduisent pas à des conséquences "catastrophiques".

4.6 Discussion générale des résultats

Les résultats des deux différentes approches ayant été détaillés, il est temps de les comparer et de proposer des éléments susceptibles d'améliorer les techniques de formation de traces complètes.

4.6.1 Comparaison des deux approches

Nous pouvons résumer les deux approches que nous avons étudiées en détail par les points suivants :

Première approche : Les traces sont reconstruites dans la TPC. Des segments d'au moins trois points sont formés dans le SVT seul. Les traces et les segments sont associés.

Seconde approche : Les traces sont formées dans la TPC, puis elles sont prolongées de proche en proche dans le SSD puis le SVT.

La comparaison des deux approches équivaut alors à la comparaison des deux algorithmes de trajectographie mais, simultanément, nous quantifions l'apport du SSD. Cependant, en séparant les résultats concernant les particules secondaires et primaires, il est possible d'estimer les deux contributions séparément.

Considérons tout d'abord les particules primaires. L'accroissement du nombre de traces primaires correctement formées est très important en passant de la première approche à la seconde : en moyenne, 200 traces primaires supplémentaires sont correctement trouvées, ce qui correspond à une augmentation de 40%. Parmi ce surplus de traces, aucune n'a laissé un point dans le SSD sans en laisser dans le SVT. Nous pouvons donc estimer l'amélioration intrinsèque de la reconstruction du fait du nouvel algorithme à $\frac{707-507}{507} = +39.5\%$. EST permet de reconstruire 39.5% de traces primaires supplémentaires. En grande partie, ces traces ont au moins un point manquant dans l'une des couches du SVT.

Quant aux traces secondaires, l'apport de la nouvelle approche est encore plus significatif car l'accroissement des traces correctement formées atteint 73% dont 18% sont directement dus au SSD puisque les particules correspondantes ne laissent qu'un point dans la quatrième couche. Le reste de l'amélioration de la reconstruction est à porter au crédit de l'algorithme qui a été développé dans l'optique de reformer le plus de traces secondaires possibles.

Néanmoins, dans le même temps, le nombre de mauvaises traces a augmenté de façon considérable puisqu'elles sont presque 5 fois plus nombreuses avec la deuxième approche. Nous devons rappeler que ces traces ont des caractéristiques proches de celles obtenues avant association ce qui permet de relativiser ce résultat médiocre.

4.6.2 Quelles sont les modifications à apporter ?

A la lumière des analyses précédentes, il apparaît que certaines modifications de l'algorithme doivent être envisagées.

a - L'autorisation du partage de points

L'une des raisons du plafonnement de l'efficacité en fonction de l'impulsion transverse ainsi que de la relative importance du nombre de fausses associations est la suivante : un point n'est pas autorisé à être partagé entre plusieurs traces. La première association d'un point avec une trace exclut celui-ci de toute nouvelle tentative (éventuellement meilleure) d'association. Ce choix est justifié par le fait que les trajectoires de haute impulsion, et donc de meilleure résolution spatiale, sont présentées en premier. Néanmoins, même pour des impulsions transverses de l'ordre du GeV, l'erreur sur la projection des hélices de la TPC reste très importante puisqu'elle est supérieure à 1 mm au vertex primaire ce qui n'exclut pas les fausses associations.

b - Décision d'association définitive en fin de parcours

Dans le même esprit que la remarque précédente, non seulement l'algorithme doit accepter le partage d'un point par plusieurs traces mais doit également tolérer le rattachement de plusieurs points d'une même zone de recherche à une seule trace. Chaque association forme un noeud et une hélice de la TPC peut alors se ramifier, suivant plusieurs groupements distincts de points, chaque groupement formant une branche. La figure 4.12 illustre cette représentation ramifiée.

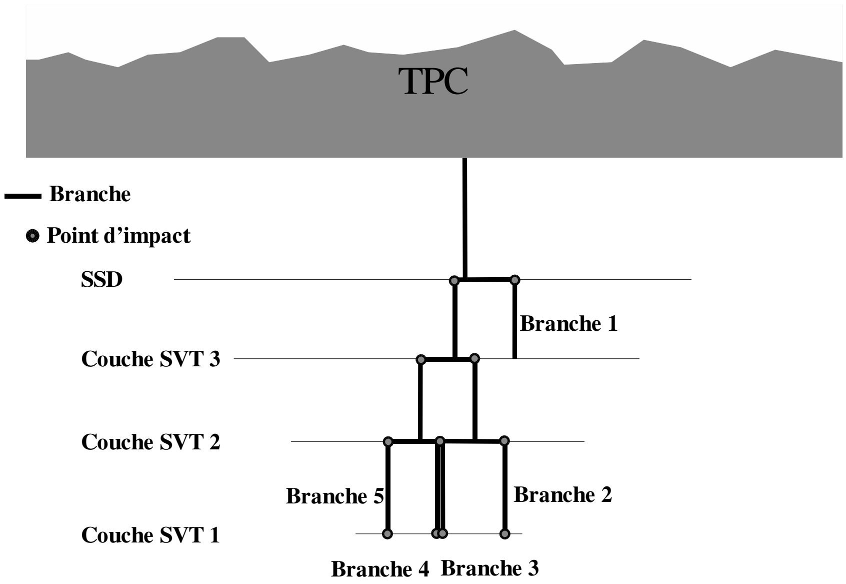

FIG. *4.12:* Exemple de recherche d'associations avec ramification des traces de la TPC.

Cette modification permettrait de tirer avantage de l'observation, faite précédemment, qui semble indiquer que l'association d'un mauvais point dans une couche handicape fortement l'association de points supplémentaires dans les couches plus internes. A titre d'exemple, si on suppose la branche 1 de la figure 4.12 fausse, elle pourrait être aisément rejetée par des critères de complètement (un point dans chaque couche). A l'opposé, dans la version actuelle de l'algorithme, la décision effectuée à chaque couche de ne selectionner qu'une seule branche peut conduire à systématiquement la selectionner et serait incapable de former la bonne branche. La sélection des branches candidates qui deviendront des traces est réalisée lorsque toutes les trajectoires ont été traitées. Un ordonnancement suivant un critère de qualité qui peut être le χ^2 de la trace complétée par les points du détecteur de vertex permet alors de ne conserver que les traces les plus probablement correctes. Ces traces ne doivent cependant pas déroger au principe d'association bijective entre les points des détecteurs au silicium et les hélices de la TPC.

c - L'utilisation du vertex primaire pour réévaluer les paramètres des trajectoires

Comme nous l'avons montré, la résolution médiocre des traces de la TPC avant prolongement vers le détecteur de vertex est une cause importante de mauvaises associations. Il semble alors justifié de tenter de contraindre la position de ces traces. Ceci peut être réalisé pour les traces primaires en utilisant le vertex primaire pour réajuster les paramètres des hélices. L'opportunité d'ancrer les trajectoires est alors évaluée en calculant la distance de plus courte approche au vertex primaire ce qui, en principe, évite le traitement des particules secondaires.

d - Une meilleure prise en compte de la résolution spatiale de la TPC

Les zones nominales de recherche sont fixes pour un intervalle d'impulsion transverse et une couche donnés et ont été déterminées manuellement pour optimiser les résultats. Cependant, compte-tenu de la connaissance de l'évolution de la résolution spatiale de la projection des traces de la TPC à un rayon donné en fonction de leur impulsion transverse, il serait judicieux d'éliminer ces paramètres ajustés “au mieux” pour les remplacer par de réelles estimations. Ceci permettrait d'individualiser la zone de recherche pour chaque trace candidate ainsi que de réévaluer les zones de recherche des couches internes en fonction des précédentes associations avec des points du détecteur de vertex.

e - Une prise en compte de la matière traversée

Dans l'algorithme présenté, la matière que traversent les traces de la TPC et la diffusion lors du passage des différentes couches de silicium ne sont pas considérées. La prise en compte de ces paramètres devrait aider à optimiser la définition des zones de recherche.

f - Vers un algorithme mixte ?

Les bons résultats, et particulièrement la faible proportion de mauvaises associations réalisée par la première approche de reconstruction, ouvre des possibilités d'envisager le développement d'un algorithme mixte. Un premier passage peut être réalisé par la chaîne de modules SGR-STK-SVM avec des coupures encore plus strictes, chaîne qui reconstruit les traces à trois points ou plus avec une grande pureté. Les points associés lors du premier passage sont alors exclus de la suite de la reconstruction. EST prend en charge les traces restantes mais avec une densité de points moindre dans le détecteur de vertex.

4.7 Conclusion

Comme nous l'avons montré, l'apport du SSD ainsi que l'utilisation d'une nouvelle approche pour la trajectographie des particules chargées dans la région centrale de STAR apportent des améliorations significatives tant pour la reconstruction des particules primaires que pour les particules secondaires. Néanmoins, certaines modifications de l'algorithme EST semblent inéluctables en vue d'améliorer ses performances. Dans ce but, un nouveau logiciel est actuellement développé conjointement par l'Institut Polytechnique de Varsovie et le laboratoire SUBATECH de Nantes. La phase de développement n'est pas assez avancée pour présenter des résultats définitifs, cependant, le tableau 4.8 résume les premiers résultats obtenus sur des traces à quatre points dans le détecteur de vertex.

	EST Ancienne version			EST Nouvelle version		
	Total	Primaires	Secondaires	Total	Primaires	Secondaires
Traces trouvables /evt	978	806	171	978	806	171
Traces trouvées /evt	729	607	122	869	724	145
Bonnes traces /evt	651	555	96	770	652	118
Mauvaises traces /evt	78	52	26	99	72	27
Efficacité %	66.7	68.8	56.4	78.7	80.9	68.9
Pureté %	89.2	91.4	78.6	88.6	90	81.2

TAB. *4.8:* Comparaison EST nouvelle et ancienne version pour les traces à quatre points.

Le nouvel algorithme est développé en langage objet ce qui permet un meilleur contrôle des différentes étapes de la reconstruction ainsi qu'une plus grande modularité des fonctionnalités de l'algorithme. Cependant, ce ne sont pas les seules innovations puisque les points **a**, **b** et **c** des modifications à apporter sont dorénavant pris en compte.

Les caractéristiques de la reconstruction des traces ayant été analysées, la dernière étape consiste à quantifier l'apport d'EST et du SSD pour la reconstruction des particules étranges.

Chapitre 5

Reconstruction de particules étranges

5.1 Introduction

L'étude que nous allons présenter doit quantifier l'apport du SSD dans la recherche des vertex secondaires et, comparer cette phase de la reconstruction entre les configurations successives des détecteurs de trajectographie.

Nous focaliserons plus particulièrement cette analyse sur la recherche des vertex secondaires produits par la désintégration de particules étranges à courte durée de vie en deux particules chargées.

5.1.1 La reconstruction des vertex secondaires

Nous appellerons **vertex secondaire** le point d'embranchement produit par la décroissance d'une particule comme schématisé par la figure 5.1 (pour les notations, se référer page 153).

Nous nommerons également **particule mère** la particule qui s'est désintégrée et **particules filles ou enfants**, les produits de cette décroissance.

La recherche de ce type de vertex offre pour principal intérêt d'accéder à une information sur les particules à faible durée de vie. Avant leur désintégration, ces particules parcourent, dans la région de trajectographie, une distance qui n'est pas suffisante pour tenter de reconstruire leur trajectoire. Certaines de ces particules peuvent également être neutres. Cependant, si les produits de décroissance sont parfaitement mesurés par STAR, il est possible de déduire les caractéristiques cinématiques et physiques des particules qui se sont désintégrées au point du vertex secondaire.

Toutes les particules à courte durée de vie ne sont cependant pas accessibles à ce type de recherche pour différentes raisons :

Une distance de vol trop faible : Les particules qui décroissent trop près (au-dessous de quelques millimètres) du vertex primaire ne seront pas reconstruites par cette technique. En effet, si l'on autorise la recherche des vertex secondaires trop proches du point de collision, tous les pseudo-vertex secondaires constitués de paires de particules réellement primaires seront alors candidats. Pour notre étude, et en vue de la

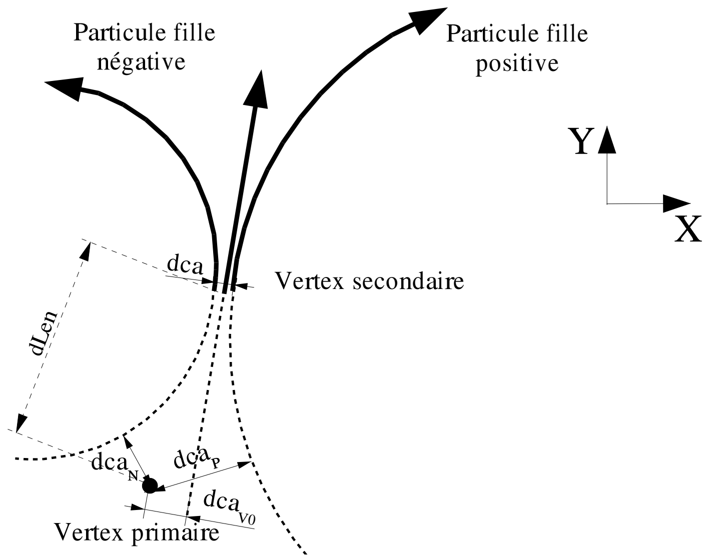

FIG. *5.1:* Schéma de la désintégration d'une particule en deux particules "filles".

caractérisation des vertex reconstruits, nous définirons une zone d'exclusion autour du point de collision afin de rejeter la majorité des vertex secondaires virtuels. Cette coupure implique alors l'impossibilité de reconstruire des points d'embranchement trop près de l'endroit de la collision, ce qui exclut de la recherche des particules de très courte durée de vie (typiquement, les particules qui ont une distance de vol inférieure à quelques millimètres ne pourront pas être reconstruites).

Des modes de décroissance défavorables : Dans le cadre de notre étude, pour reconstruire un vertex secondaire, il est nécessaire de reconstruire parfaitement l'ensemble de particules enfants produites lors de la désintégration. Ceci exclut donc tous les modes de décroissance qui feraient apparaître des particules neutres parmi les produits de désintégration.

Les modes de décroissance à plus de deux corps ne seront pas recherchés non plus par la technique de reconstruction des points d'embranchement telle qu'elle est actuellement implémentée dans STAR.

Une détection partielle des produits de décroissance : L'acceptance géométrique des détecteurs de trajectographie de la région centrale de STAR n'est, par définition, que partielle. Une partie ou la totalité des produits de décroissance peut donc échapper à la détection. Dans cette situation, la reconstruction du vertex correspondant sera irréalisable.

Cette technique de reconstruction des vertex secondaires ne nécessite pas la détection de la particule "mère", et permet donc la recherche des particules neutres à faible durée de vie. Ce dernier point est particulièrement important puisque la majorité des particules qui répondent favorablement aux critères de recherche précédents a un nombre de charge ± 1 ou 0. Pour respecter le principe de conservation de la charge électrique, les particules chargées qui se désintègrent en deux corps engendrent généralement une particule neutre qui ne sera pas détectée. Les particules neutres sont alors de bons candidats à notre étude puisqu'elles peuvent posséder un canal de désintégration en une paire de particules de charge opposée.

Dans le cadre du programme scientifique de STAR, un point important concerne l'étude des particules dites étranges (composées d'au moins un quark étrange s), puisque l'augmentation du taux de production de l'étrangeté pourrait signer le passage du système par une phase de plasma de quarks et de gluons. Nous focaliserons alors notre analyse sur la possibilité de mesurer ces particules à courte durée de vie en reconstruisant les vertex secondaires associés.

5.1.2 Les caractéristiques des particules étranges susceptibles d'être reconstruites

Notre démarche se limitera aux particules étranges qui décroissent en générant deux particules chargées.

a - La distance de parcours des particules instables dans STAR

La durée de vie d'une particule instable (τ) est une caractéristique importante. Nous pouvons relier ce temps de vie moyen à la distance de parcours moyen dans le détecteur par la formule :

$$Distance\_de\_Vol = \gamma\beta c\tau$$

où $\gamma = \sqrt{1-\beta^2}$ est le facteur de Lorentz prenant en compte le caractère éventuellement relativiste des particules. Ce facteur traduit la dilatation du temps de vie de la particule considérée dans le référentiel de STAR. τ est le temps de vie moyen de la particule, et $\beta = \frac{v}{c}$ sa vélocité.

La figure 5.2 montre la distribution des distances de vol pour les K_s^0 et les $\Lambda + \overline{\Lambda}$ dans 4π, sans contrainte de détection sur les traces (en blanc sur la figure). Nous avons également fait apparaître ces mêmes distributions pour les vertex détectables dont les deux traces qui en sont issues sont détectables par la TPC (c'est ce que nous symbolisons par des traces TPC(+VTX), qui laissent au moins cinq points dans la TPC, sans contrainte sur le nombre de points dans le détecteur de vertex) et ceux qui peuvent être reconstruits par deux traces complètes (traces TPC+VTX, qui laissent cinq points dans la TPC <u>et</u> au moins un point dans le détecteur de vertex).

b - Les particules que nous étudierons

Nous focaliserons notre étude sur trois types de particules :

Les K_s^0 : Ces particules de masse $m_{K_s^0}$ = 498 MeV/c^2 ont un paramètre $c\tau$ = 2.68 cm ce qui permet a priori d'en reconstruire une partie. Nous les détecterons par le canal de décroissance

$$K_s^0 \longrightarrow \pi^+ \, \pi^-$$

qui est le seul mode de décroissance à deux particules filles chargées. Ce canal a une probabilité de 68.7%. L'autre mode prédominant de désintégration fait intervenir une paire de pions neutres et ne sera pas visible dans notre situation.

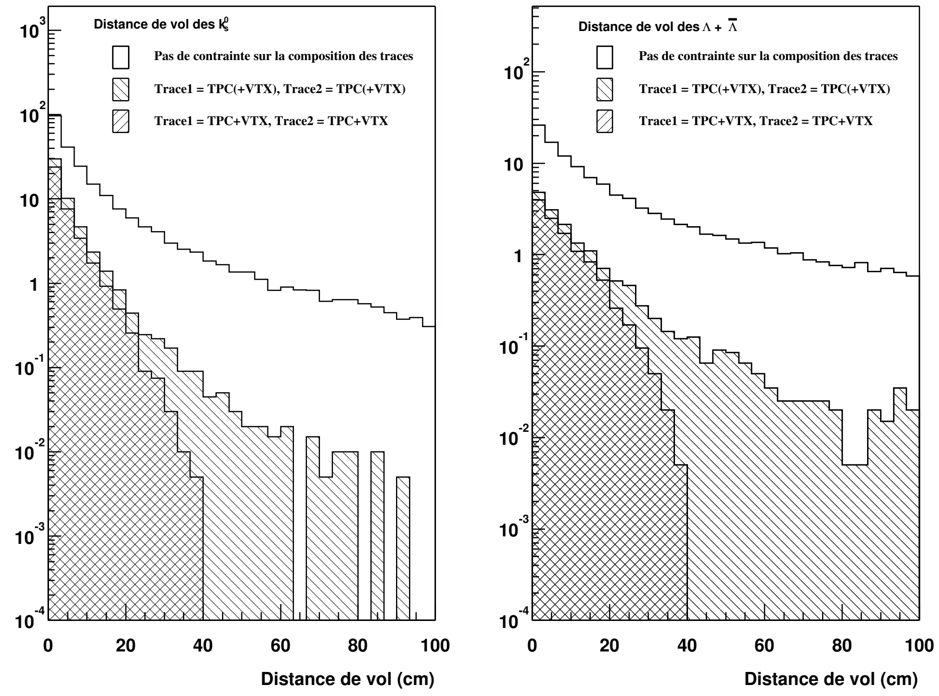

FIG. *5.2:* Distribution de la distance de vol pour les K_s^0 (à gauche) et les $\Lambda + \overline{\Lambda}$ (à droite).

Les Λ : Ce sont des baryons étranges de masse m_Λ = 1116 MeV/c^2 et de $c\tau$ = 7.89 cm. Comme les kaons neutres, ils ont deux modes de décroissance privilégiés :

$$\Lambda \longrightarrow p\,\pi^- \; avec\ une\ probabilit\acute{e}\ de\ 63.9\%$$

et

$$\Lambda \longrightarrow n\,\pi^0 \; avec\ une\ probabilit\acute{e}\ de\ 35.8\%$$

les autres modes étant marginaux. Seul le mode de décroissance chargé sera observable.

Les $\overline{\Lambda}$: Ce sont les antiparticules des lambdas et elles ont donc les mêmes caractéristiques en masse et durée de vie. Les modes de décroissance s'obtiennent par conjugaison de charges. Pour le canal chargé, la réaction de désintégration est donnée par :

$$\overline{\Lambda} \longrightarrow \overline{p}\,\pi^+$$

Notre analyse se restreindra à la reconstruction de ces trois types de particules, néanmoins, ce ne sont pas les seules mesurables par STAR.

c - Les principaux autres types de particules étranges qui peuvent être étudiés

Les autres types de particules étranges qui seront étudiés par la collaboration STAR ne correspondent pas aux critères que nous avons établis précédemment, principalement pour trois raisons :

Certaines particules étranges nécessitent la reconstruction préalable d'un enfant lui-même instable. C'est notamment le cas des Ξ^- qui se désintègrent suivant la réaction :

$$\Xi^- \longrightarrow \Lambda\, \pi^- \; avec\ une\ probabilit\acute{e}\ proche\ de\ 100\%$$

La mesure de ces particules se décompose en deux étapes. La première consiste à reconstruire les Λ avec la technique que nous détaillerons par la suite. La seconde phase de recherche opère une sélection sur les Λ reconstruits de façon à conserver uniquement ceux qui semblent ne pas provenir du vertex principal. Ces Λ sont ensuite associés avec des pions chargés négativement suivant une méthode très proche de celle que nous emploierons. Cette technique peut également être utilisée pour la reformation des baryons Ω^- , lesquels décroissent majoritairement en une paire (Λ, K^-).

D'autres particules comme le méson étrange ϕ décroissent dans la zone d'émergence des particules primaires (c$\tau(\phi) \simeq$ 50 fm). Comme nous l'avons indiqué, il n'est pas envisageable d'utiliser une technique d'identification de ces particules par la recherche de leur vertex de décroissance. L'étude de ces particules s'appuie généralement sur la reconstruction de la masse invariante des particules qui semblent issues du vertex primaire. Un pic centré sur la masse du ϕ émerge alors du bruit de fond.

Les particules étranges à "long" temps de vol, comme les kaons chargés sont étudiés au travers du canal :

$$K^\pm \longrightarrow \mu^\pm\, \nu_\mu \; avec\ une\ probabilit\acute{e}\ de\ 63.5\%\ et\ c\tau\ =\ 3.71\ m$$

L'étude de ces particules a un intérêt limité pour caractériser l'apport du détecteur de vertex. Deux techniques sont employées pour l'identification des kaons chargés : la première utilise l'énergie d'ionisation déposée par les kaons le long de leur trajet dans la TPC. La figure 5.3 montre l'énergie déposée dans la TPC en fonction de l'impulsion pour différents types de particules [28].

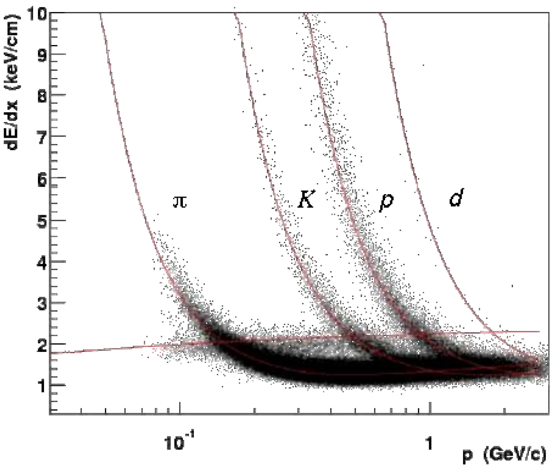

FIG. *5.3:* Perte d'énergie rapportée à la distance de parcours dans la TPC en fonction de l'impulsion pour différentes espèces de particules.

Cette méthode d'identification est efficace pour les kaons de basse impulsion ($p < 0.7 GeV/c$ [28]), l'énergie d'ionisation par unité de distance ($\frac{dE}{dx}$) est alors bien séparée de celle des autres particules et notamment des pions. Pour les plus grandes impulsions, l'information sur le $\frac{dE}{dx}$ n'est plus utilisable pour distinguer ces kaons d'autres particules. Dans cette situation, une partie des kaons peut néanmoins être identifiée par leur mode de décroissance. Avec un $c\tau$ de quelques mètres, la probabilité de désintégration dans le volume de la TPC des mésons K par la voie (μ, ν) est importante. Bien que le neutrino issu de la décroissance ne soit pas détectable, il est possible de repérer ces désintégrations en recherchant les trajectoires qui changent brutalement de direction.

5.2 Description de l'algorithme de recherche de particules étranges

Nous allons à présent, décrire l'algorithme de recherche des vertex secondaires produits par la décroissance des particules étranges K^0_s, Λ et $\overline{\Lambda}$.

5.2.1 La méthode de reconstruction

Nous indicerons dorénavant les variables relatives aux particules positive et négative de la paire respectivement par $_{pos}$ et $_{neg}$, l'indice $_{V0}$ fera référence au vertex secondaire ou à la particule mère correspondante et $_{PRIM}$ au vertex primaire.

L'algorithme de recherche des vertex secondaires peut être décomposé en deux étapes distinctes :

a - La reconstruction du vertex primaire

Une première phase de la reconstruction nécessite la localisation du vertex primaire de la collision. Cette tâche est réalisée par le module EVR (Event Vertex Reconstruction).

Le principe de cet algorithme consiste à prolonger les traces jusqu'à l'axe du faisceau (supposé être situé en x=0 et y=0) et d'en déduire une distance de plus courte approche à cet axe. Une première position du point de collision suivant z est alors estimée. Nous sélectionnons alors un lot de traces s'approchant au plus près de cette position initiale du vertex primaire. La résolution en position de ces traces est calculée en prenant en compte la diffusion multiple lors du passage à travers la matière, et sert à pondérer un écart-type moyen de l'ensemble de ces traces. Puis, une seconde estimation de la position du vertex primaire, minimisant cette dispersion des paramètres d'impact des traces sélectionnées, est déduite. La position finale du point de collision est mesurée en réitérant la dernière phase avec un ensemble de traces encore plus strictement sélectionnées et avec la précédente estimation du vertex initial.

La localisation du point de collision primaire est paradoxalement une étape fondamentale de la recherche des vertex secondaires. En effet, l'estimation du point de collision nous permet de classer les traces reconstruites en deux ensembles distincts : un groupement de traces qui semblent provenir du point d'interaction principal et une classe de traces n'émergeant pas de ce point. Cette distinction correspond aux particules qui seront considérées respectivement comme primaires et secondaires.

b - La reconstruction des vertex secondaires candidats

La reconstruction des vertex secondaires consiste à combiner par paires les traces reconstruites. Ces traces sont composées de points de la TPC, éventuellement associées avec des points du détecteur de vertex. Néanmoins, toutes les traces ne sont pas proposées pour former des vertex secondaires, seules celles qui ont les caractéristiques de particules secondaires peuvent être sélectionnées pour former des paires.

Pour chaque paire de traces de particules secondaires, la position du vertex secondaire ainsi que l'impulsion de la particule étrange sont reconstruites :

La position : Les coordonnées (X_{V0},Y_{V0},Z_{V0}) du vertex secondaire sont calculées au centre de la distance de plus courte approche entre les deux trajectoires hélicoïdales des particules composant la paire.

L'impulsion initiale de la particule mère : C'est simplement la somme vectorielle des impulsions des deux particules filles :

$$\overrightarrow{P_{V0}} = \overrightarrow{P_{neg}} + \overrightarrow{P_{pos}}$$

L'ensemble des vertex reconstruits est ensuite soumis à plusieurs coupures pour extraire ceux qui ont les caractéristiques de vertex secondaires et qui semblent générés par des kaons neutres ou des lambdas.

5.2.2 Les critères de sélection des vertex secondaires

Pour chaque paire candidate composée de traces correspondant à des particules de charges opposées, plusieurs caractéristiques (représentées sur la figure 5.1) du vertex candidat associé sont calculées :

a - Les critères géométriques

Le paramètre d'impact de la particule étrange au vertex primaire (dca_{V0}) : Dans notre situation, les particules étranges étant neutres, connaissant la position du vertex secondaire et l'impulsion de la particule correspondante, nous pouvons estimer une distance de plus courte approche de cette particule au point de collision. Cette variable permet de s'assurer, dans les limites de la résolution en position et en impulsion des vertex reconstruits, que la particule étrange provient bien du vertex primaire.

La distance de plus courte approche entre les deux particules filles (dca) : C'est la distance de plus courte approche entre les deux trajectoires des particules qui composent la paire. Comme précédemment, la résolution sur la variable dca est directement liée à la résolution sur le vertex secondaire. Cette coupure est néanmoins la seule qui puisse nous permettre de contraindre la distance d'approche entre les deux particules candidates à la formation d'un vertex.

Le paramètre d'impact des particules filles au vertex primaire ($dca_{p/n}$) : C'est le paramètre d'impact de chaque trace de la paire au point de collision primaire. Tout comme dca_{V0} renseigne sur la nature de la particule reconstruite (primaire ou secondaire), $dca_{p/n}$ donne une estimation sur la provenance des particules de la paire candidate.

La distance de vol du vertex primaire au vertex secondaire ($dLen$) : En supposant que la particule étrange, mesurée par l'intermédiaire de son vertex de désintégration, provienne du vertex primaire, nous pouvons calculer la distance de vol parcourue par cette particule avant sa désintégration :

$$dLen = \sqrt{(X_{V0} - X_{PRIM})^2 + (Y_{V0} - Y_{PRIM})^2 + (Z_{V0} - Z_{PRIM})^2}$$

Cette variable est utile pour définir une zone d'exclusion centrée sur le vertex primaire afin d'éliminer la majorité des paires composées de deux particules primaires.

b - Les coupures sur la masse invariante

La masse de la particule étrange reconstruite est déduite de la façon suivante :

$$E_{V0} = E_{neg} + E_{pos}$$

$$M_{V0}^2 + P_{V0}^2 = E_{neg}^2 + E_{pos}^2 + 2E_{neg}E_{pos}$$

$$M_{V0} = \sqrt{(M_{neg}^2 + M_{pos}^2) + 2(E_{neg}E_{pos} - \overrightarrow{P_{neg}}.\overrightarrow{P_{pos}})}$$

Il est alors nécessaire de faire une hypothèse sur la nature du vertex secondaire reconstruit pour estimer la masse de la particule étrange correspondante :

pour un K_s^0 : $M_{neg} = M_{\pi^-}$, $M_{pos} = M_{\pi^+}$
pour un Λ : $M_{neg} = M_{\pi^-}$, $M_{pos} = M_p$
pour un $\overline{\Lambda}$: $M_{neg} = M_{\overline{p}}$, $M_{pos} = M_{\pi^+}$

La masse des particules étudiées étant parfaitement connue, la masse reconstruite est un critère de sélection très efficace pour rejeter les vertex ne correspondant pas à l'hypothèse considérée. En effet, le calcul de la masse invariante permet de tester l'adéquation entre l'impulsion et l'espèce des particules de la paire. Deux séries de coupure sont appliquées au cours de cette étude.

Le premier filtrage est réalisé dans l'algorithme de reconstruction des vertex secondaires. Cet ensemble de coupures est adapté pour éliminer une partie importante des combinaisons réalisées tout en minimisant la perte du signal que nous étudierons par la suite. Ces coupures sont uniquement géométriques, aucune hypothèse quant à la nature du vertex reconstruit n'étant formulée.

La première série de coupures étant destinée à réduire le volume de données produites par la recherche des vertex secondaires, la deuxième étape de filtrage consiste à identifier les vertex reconstruits. Ces coupures plus strictes permettent alors de ne conserver qu'un échantillon de particules étranges candidates qui seront transmises comme telles pour des analyses ultérieures. La pureté (ou le rapport en signal sur bruit), de l'échantillon est alors un aspect essentiel de la reconstruction des vertex secondaires.

5.2.3 L'importance du rapport signal sur bruit

En terme d'analyse, le signal généré par les particules étranges que nous considérons, peut être extrait suivant deux approches distinctes :

Un comptage simple du nombre de particules produites : Ceci consiste à extraire globalement le nombre de particules étranges sans pour autant les identifier individuellement. Généralement, un spectre en masse invariante tel qu'il est montré sur la figure 5.4 est construit avec l'ensemble des candidats.

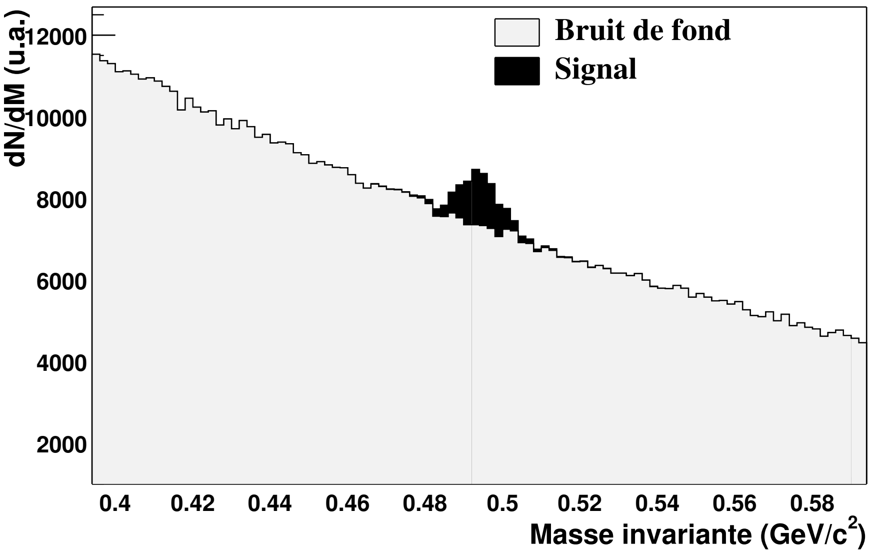

FIG. 5.4: Spectre en masse invariante de K_s^0.

Le taux de comptage de la particule considérée est ensuite mesuré après soustraction du bruit de fond. La principale difficulté de ce type d'analyse consiste à évaluer correctement ce bruit de fond. Celui-ci est estimé en reconstruisant des vertex composés de particules provenant de différents événements. Cette approche peut être utilisée pour construire des spectres en masse en impulsion transverse. Ce type d'étude ne nécessite ni un échantillon de particules étranges très pur, ni une identification individuelle des vertex secondaires proposés.

Une identification des particules reconstruites : Cette approche consiste à réduire la contribution de vertex virtuels dans l'échantillon reconstruit. Ceci nécessite des coupures strictes sur les caractéristiques des vertex candidats afin d'obtenir un bon taux de pureté finale. Généralement, il est impossible d'éliminer totalement le bruit de l'échantillon, d'autant plus que le filtrage appliqué tend à faire disparaître le signal. Il est néanmoins important de parfaitement connaître la pureté de l'échantillon considéré.

Dans la suite de cette étude, nous choisirons cette approche et, pour chaque taux de particules étranges reconstruites, nous mentionnerons également le rapport signal sur bruit correspondant. La comparaison des résultats obtenus pour différentes configurations du détecteur de trajectographie sera toujours réalisée pour une valeur du rapport signal sur bruit donnée.

5.3 Les résultats de la reconstruction

La reconstruction des vertex secondaires est étudiée sur un échantillon de 750 événements HIJING [29] (Au+Au) à 200 GeV par paire de nucléons. Ces événements sont très centraux, ayant un paramètre d'impact compris entre 0 et 3 fm.

5.3.1 Les trois configurations de détection de STAR

Nous étudierons les résultats de la reconstruction des vertex secondaires, et particulièrement ceux générés par des particules étranges, pour trois configurations de la zone centrale du détecteur STAR. Ces trois configurations suivent l'ordre d'installation des ensembles de détection et il est nécessaire de caractériser pour chacune d'entre elles leur aptitude à la détection de tels vertex.

Pendant l'année 1 (2000), la TPC est le seul détecteur de trajectographie présent dans STAR (hormis une échelle de sept détecteurs du SVT que nous ne prendrons pas en considération). Les vertex reconstruits le seront avec des paires de traces ne comportant donc que des informations relatives à la TPC. L' algorithme de trajectographie est le même que celui utilisé dans le chapitre précédent pour reconstruire les trajectoires dans la chambre à projection temporelle. Pour toute l'étude, les hélices seront reformées par l'algorithme utilisé en mode réaliste.

Au début de l'année 2 (2001), le SVT sera, à son tour, introduit dans STAR. Cette configuration permettra notamment d'améliorer la résolution en position des traces de la TPC associées avec les segments du détecteur de vertex. Comme nous l'avons étudié, les segments du SVT comprennent au moins trois points d'impact ce qui ne permet de reconstruire complètement qu'environ 25% des traces secondaires ayant une extension dans le détecteur de vertex. Les algorithmes de reconstruction des segments et d'association des traces reconstruites dans la TPC et le SVT sont ceux présentés au chapitre 4.

A la fin de cette même année, la quatrième couche du détecteur de vertex complètera le dispositif de trajectographie de STAR. La reconstruction des particules secondaires en sera très sensiblement améliorée ainsi que la résolution en position des traces associées. L'algorithme global utilisé (EST) a été décrit en détail au chapitre précédent.

Pour les deux dernières configurations, deux types de traces sont transmis au module de reconstruction des vertex secondaires : des traces uniquement composées de points de la TPC, ainsi que des trajectoires combinant une trace de la TPC et un segment du détecteur de vertex. Ceci conduit à trois ensembles distincts de vertex trouvés : des vertex composés de deux traces de la TPC ($V_{TPC-TPC}$), des vertex constitués d'une trace TPC et d'une trace associée avec des points du détecteur de vertex ($V_{TPC-VTX}$) et finalement le dernier ensemble de vertex correspondant à des paires de traces complètes ($V_{VTX-VTX}$). Comme nous l'étudierons ultérieurement, ces trois types de vertex n'ont pas les mêmes caractéristiques et nous ne pouvons pas leur appliquer les mêmes ensembles de coupures. Pour chacune de ces deux configurations, nous adapterons donc la deuxième phase de filtrage de telle sorte que les rapports en signal sur bruit de chacune des espèces de vertex atteignent la même valeur :

$$\frac{Signal}{bruit} = (\frac{Signal}{bruit})_{TPC-TPC} = (\frac{Signal}{bruit})_{TPC-VTX} = (\frac{Signal}{bruit})_{VTX-VTX}$$

5.3.2 L'acceptance de STAR pour les particules étranges

Même si les collisions ont lieu au centre de STAR, toutes les particules étranges produites (Λ et K^0_s dans notre étude) ne seront pas détectables. Il est nécessaire que les deux particules issues de la désintégration laissent des points dans la TPC. L'algorithme de trajectographie requiert en fait au moins cinq points dans la TPC pour qu'une particule soit mesurable.

La figure 5.5 représente le rapport des K^0_s détectables sur le nombre total de K^0_s produits dans tout l'espace des phases.

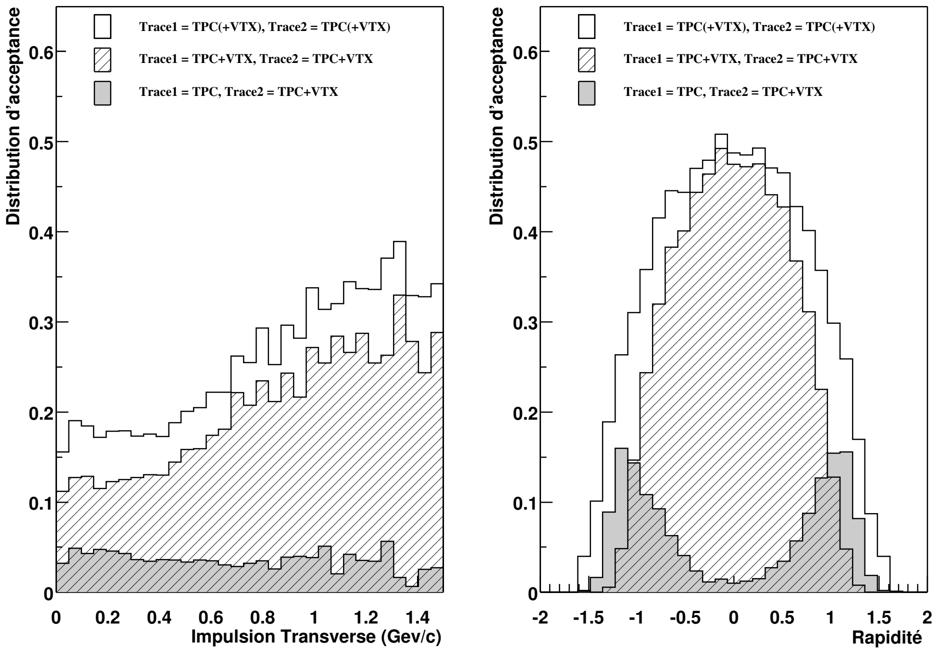

FIG. *5.5:* Distributions d'acceptance des K^0_s en fonction de l'impulsion transverse (à gauche) et de la rapidité (à droite).

L'histogramme en blanc correspond aux kaons neutres dont les deux enfants laissent au moins 5 points dans la TPC. Nous pouvons remarquer que même à rapidité centrale, où la probabilité de détection est la plus forte, l'acceptance de ces particules sature à 50%. Ce comportement est principalement dû au rapport d'embranchement des K^0_s vers le mode chargé qui est de l'ordre de 69%, les vertex non détectables restants produisent une paire de pions chargés dont au moins un, sort de l'acceptance de la TPC ou est arrêté dans la matière. Les vertex générant deux traces qui laissent des points dans la TPC mais aussi au moins un point chacune dans le détecteur de vertex (hachures) suivent le même comportement en fonction de l'impulsion transverse que le précédent type de vertex. Une différence quasi-générale, de l'ordre de 10%, observée entre l'acceptance de la TPC et celle de la TPC et du détecteur de vertex est principalement une conséquence des couvertures angulaires différentes pour la TPC et le détecteur de vertex. Ceci est observable sur la distribution en rapidité. Les vertex qui correspondent à une trace de la TPC associée à une trace complète (grisé) sont quant à eux situés sur les bords de l'acceptance du détecteur de vertex.

Ces commentaires sur les kaons neutres restent vrais pour les Λ et $\overline{\Lambda}$. Nous remarquons néanmoins deux comportements quelques peu différents (5.6) :

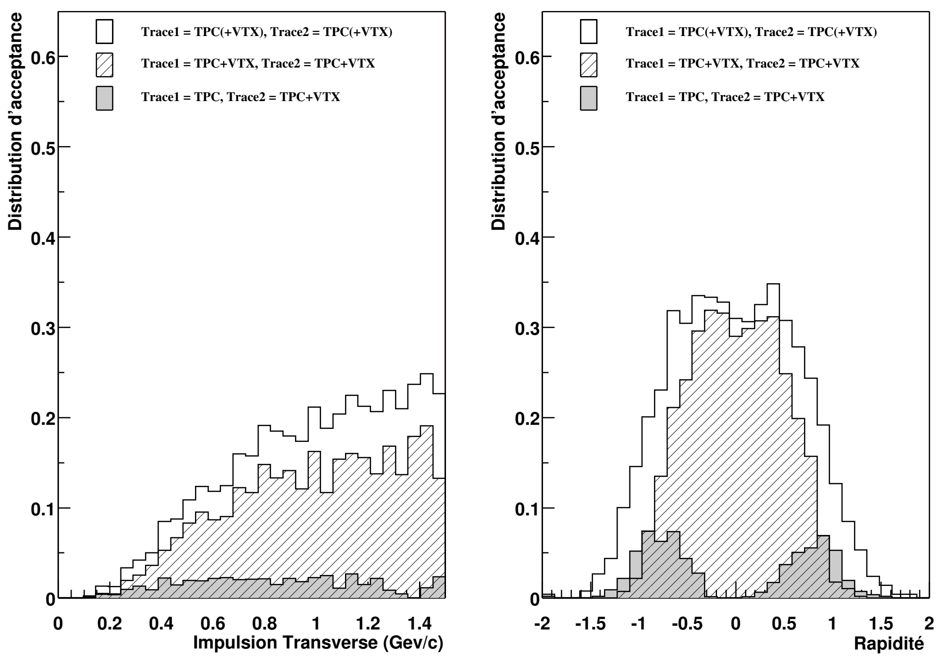

FIG. *5.6:* Distributions d'acceptance des Λ et $\overline{\Lambda}$ en fonction de l'impulsion transverse (à gauche) et de la rapidité (à droite).

Le taux de ces baryons neutres mesurables est bien moins important, y compris à rapidité centrale. Un temps de vol moyen plus important (figure 5.2)ainsi qu'un rapport d'embranchement vers le mode chargé légèrement moins favorable sont deux facteurs contribuant à cette acceptance plus faible. Cependant les contributions principales proviennent des antiprotons qui se reconvertissent dans la matière traversée. En effet, parmi les vertex dont seulement une des particules filles est détectée, le nombre de situations où le proton n'est pas détecté est le même que celui où le pion sort de l'acceptance pour le cas des lambdas. Mais pour les antilambdas, cette situation est provoquée dans 57% des cas par l'antiproton.

La seconde remarque concerne le trou à rapidité centrale dans l'acceptance des lambdas. La réaction de désintégration étant fortement asymétrique, le proton produit suit sensiblement la même trajectoire que le lambda initial alors que le pion est émis hors de l'acceptance de la TPC. De plus, à Z=0, la membrane de la TPC et son support mécanique constituent une quantité de matière suffisante pour arrêter une partie des protons de basse énergie. Il en résulte que les basses impulsions sont dépeuplées, comme on peut le voir sur le diagramme en impulsion transverse.

Le tableau 5.1 résume la population par événement des trois différents types de vertex tels que nous les avons définis au préalable. Les vertex (TPC-TPC) représentant les cas où les deux traces ont seulement laissé au moins 5 points <u>seulement</u> dans la TPC et les vertex (VTX-VTX) qui requièrent en plus au moins un point dans le détecteur de vertex et une impulsion transverse supérieure à 100 MeV/c. Quant aux vertex symbolisés par la notation (TPC-VTX), ils sont composés d'une trace qui a uniquement traversé la TPC et d'une autre trajectoire qui a laissé au moins 5 points dans la TPC et au moins 1 dans le détecteur de vertex.

	Nombre de K_s^0 par événement	Nombre de Λ par événement	Nombre de $\overline{\Lambda}$ par événement
Type TPC-TPC	3.2	1.3	1.1
Type TPC-VTX	8.6	1.1	0.7
Type VTX-VTX	35.4	5.2	4.2
Total mesurables	47.2	7.6	6
Total dans 4π	240.6	82.7	56.9

TAB. *5.1:* Population des différents types de vertex.

Nous pouvons alors remarquer que les vertex qu'il est possible de reconstruire sont en majorité composés de particules qui peuvent laisser des traces complètes. Ceci est d'autant plus vrai pour les K_s^0 (dans 75% des situations) dont la distance de vol est plus courte que pour les Λ ou les $\overline{\Lambda}$ ($\simeq$ 69%). Après avoir dénombré le nombre de particules étranges qu'il est possible de reconstruire par événement, nous allons aborder les résultats de cette recherche de vertex secondaires.

5.3.3 La caractérisation des vertex reconstruits

Il est tout d'abord raisonnable de s'interroger sur la qualité des vertex reconstruits. Nous étudierons notamment la résolution en position, en impulsion et en masse invariante résultante pour les trois types de vertex. Pour cela, nous utiliserons les informations d'évaluation des vertex qui permettent d'associer les vertex correctement reformés avec les vertex de GSTAR initiaux. Les vertex correctement reconstruits sont identifiés à l'aide d'informations de GSTAR, aucune tentative d'identification n'a alors été entreprise.

a - Composition des vertex reconstruits

Nous allons tout d'abord étudier la composition en terme de type de vertex pour les trois configurations de détecteurs envisagées. Pour la configuration de la première année, le résultat est immédiat puisque toutes les traces reconstruites par la trajectographie ne sont composées que de points de la TPC. Pour les deux autres configurations, les poids relatifs des différents types de vertex sont directement liés à l'efficacité d'association des points des détecteurs au silicium avec ceux de la TPC, en particulier pour les traces générées par des particules secondaires.

Le tableau 5.2 résume les poids relatifs des différents types de vertex reconstruits par chacune des configurations des détecteurs de trajectographie.

Nous pouvons remarquer deux impacts importants de la trajectographie des particules secondaires sur la population des vertex reconstruits :

	Configuration I TPC		Configuration II TPC-SVT		Configuration III TPC-SVT-SSD	
	total (%)	corrects (%)	total (%)	corrects (%)	total (%)	corrects (%)
Type TPC-TPC	100.0	100.0	58.7	58.7	10.9	10.9
Type TPC-VTX	/	/	26.1	25.2	30.3	23.2
Type VTX-VTX	/	/	15.2	13.7	58.8	37.6
Total	100.0	100.0	100.0	97.6	100.0	71.7

TAB. *5.2:* Poids relatifs des différents types de vertex reconstruits pour les trois configurations envisagées.

Populations relatives : Les poids relatifs des trois types de vertex pour les configurations II et III sont très différentes. En particulier, les proportions des vertex de types TPC-TPC et VTX-VTX sont parfaitement inversées entre ces deux configurations, alors que le poids des vertex TPC-VTX reste quasi-constant. Pour la configuration II, le nombre de vertex de type VTX-VTX représente 15% de la population totale et ce poids atteint 58.8% pour la configuration III. Ce comportement est directement induit par l'efficacité (absolue) de trajectographie pour ces deux configurations. En effet, il y a un facteur 2 entre les efficacités de reconstruction des particules secondaires pour les deux configurations comprenant un détecteur de vertex. Un argument raisonnable consiste à penser que la probabilité de reconstruire un vertex avec deux traces complètes est proportionnelle au carré de l'efficacité, soit :

$$\frac{Prob(VTX-VTX)_{ConfigIII}}{Prob(VTX-VTX)_{ConfigII}} = \frac{(Eff(secondaire)_{ABSOLUE})^2_{ConfigIII}}{(Eff(secondaire)_{ABSOLUE})^2_{ConfigII}} = \frac{49.7^2}{24.8^2} = 4.$$

Ce qui est compatible avec le rapport observé :

$$\frac{Prob(VTX-VTX)_{ConfigIII}}{Prob(VTX-VTX)_{ConfigII}} = \frac{37.6}{13.7} = 2.7$$

La différence entre ces deux rapports provient notamment du taux de complètement des traces issues de EST qui est moins bon que celui obtenu pour la configuration II, entraînant ainsi, une reconstruction des vertex de type VTX-VTX plus difficile.

Qualité des vertex reconstruits : Nous remarquons également que la pureté des traces secondaires reformées influe de façon importante sur la qualité des vertex reconstruits. En effet, globalement, 98% des vertex issus de la configuration II sont composés de deux traces correctes alors que ce chiffre tombe à 72% pour les vertex de la troisième configuration. Ce résultat peut paraître alarmant, néanmoins, comme nous le montrerons par la suite, les vertex composés de traces incorrectes ont des caractéristiques très proches de celles observées pour les vertex parfaits.

b - Résolution en position

La figure 5.7 montre la résolution en position suivant les trois coordonnées des vertex de K_s^0 reconstruits avec la TPC comme seul détecteur de trajectographie.

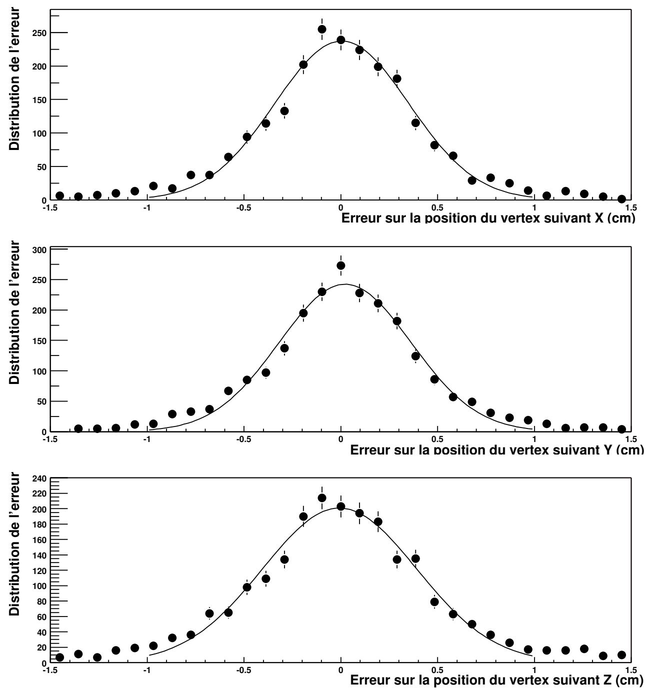

FIG. *5.7:* Distribution de la résolution en position des vertex issus de K_s^0 suivant les trois coordonnées.

Pour déduire la résolution en position, nous ajustons une courbe gaussienne sur la distribution de l'erreur en position, l'écart-type moyen de la gaussienne est alors une bonne estimation de la résolution en position.

Le tableau 5.3 résume les résolutions en position pour les trois coordonnées des vertex secondaires issus de la désintégration des K_s^0. Ces erreurs sur la localisation du vertex sont examinées pour les trois types de vertex trouvables. Ces résolutions sont intégrées sur tout l'intervalle en impulsion disponible.

	Type du vertex reconstruit				
	TPC-TPC	TPC-VTX (total)	TPC-VTX (correct)	VTX-VTX (total)	VTX-VTX (correct)
Résolution suivant X (mm)	3.46	3.32 (2.51)	2.66 (2.50)	0.82	0.75
Résolution suivant Y (mm)	3.40	2.87 (2.48)	2.30 (2.47)	0.87	0.78
Résolution suivant Z (mm)	3.98	3.53 (2.87)	2.56 (2.87)	0.88	0.80

TAB. *5.3:* Résolution en position des K_s^0 pour les différents types de vertex reconstruits.

Pour pouvoir comparer directement les résolutions spatiales des différents types de vertex, il est nécessaire qu'ils soient composés de traces aux caractéristiques similaires. La chaîne de reconstruction comprenant l'ensemble des détecteurs de trajectographie impose, par l'intermédiaire du module EST, une coupure en impulsion transverse sur les traces reconstruites de 100 MeV/c. Nous avons alors requis cette même sélection pour l'ensemble des traces qui composent les vertex.

Les résolutions spatiales mesurées pour les vertex de type TPC-TPC sont issues de la configuration des détecteurs qui ne comprend que la TPC. Les vertex VTX-VTX ont été reconstruits avec une configuration optimale de la région de trajectographie de STAR (TPC + SVT + SSD). Pour les vertex TPC-VTX, le traitement est plus délicat. Aucune configuration n'est particulièrement destinée à reconstruire ce type de vertex. Néanmoins, la configuration composée de la TPC et du SVT est, comme nous l'avons montré, celle qui reconstruit le plus de vertex de ce type. Nous l'avons donc choisie pour extraire ces résolutions. Cependant, cette mesure de résolution est dans ce cas très largement biaisée. En effet, si l'une des traces composant le vertex secondaire n'a pas été associée avec des points du détecteur de vertex, cela est probablement dû, à l'origine, à une mauvaise résolution en position de cette trace. Par conséquent, l'erreur sur la position du vertex reconstruit s'en trouve surestimée. Pour éviter cette erreur systématique, nous pouvons estimer la résolution de ce type de vertex par une autre approche. La résolution en position de ce type de vertex peut s'écrire :

$$\Delta X_{TPC-VTX} = \frac{\sqrt{(\Delta X_{TPC})^2 + (\Delta X_{VTX})^2}}{2}$$

or

$$\Delta X_{TPC-TPC} = \sqrt{\frac{(\Delta X_{TPC})^2}{2}} \;\; et \;\; \Delta X_{VTX-VTX} = \sqrt{\frac{(\Delta X_{VTX})^2}{2}}$$

d'où

$$\Delta X_{TPC-VTX} = \sqrt{\frac{(\Delta X_{TPC-TPC})^2 + (\Delta X_{VTX-VTX})^2}{2}}$$

L'estimation de la résolution en position par cette méthode est représentée dans le tableau par les chiffres entre parenthèses.

Pour les traces composées à la fois des points de la TPC et du détecteur de vertex, la qualité d'association n'est pas parfaite. Nous avons alors distingué les situations où les vertex reconstruits sont composés de traces correctement (correct) associées pour comparer les résolutions obtenues pour ces types de vertex au cas où aucune différenciation n'est faite.

Pour les K_s^0, les résolutions en position obtenues sont alors de l'ordre de 3.6 mm pour les vertex composés de deux traces de la TPC et de l'ordre de 850 μm lorsque les deux traces issues du vertex sont associées à des points du détecteur de vertex. Cette résolution atteint même 780 μm lorsque les traces qui composent le vertex secondaire sont correctement associées dans le SSD et le SVT. A partir de ces résolutions sur la localisation des vertex secondaires, il est possible d'extraire la résolution spatiale moyenne des traces qui le composent. Le rapport, moyenné sur les impulsions, de la résolution des traces secondaires reconstruites uniquement dans la TPC sur la résolution des traces secondaires reconstruites dans la TPC et associées correctement dans le détecteur de vertex est donc égal à :

$$\frac{\Delta X_{TPC}}{\Delta X_{VTX}} = \frac{\Delta X_{TPC-TPC}}{\Delta X_{VTX-VTX(correct)}} = \frac{3.6}{0.78} \simeq 4.6$$

Aux erreurs près, nous retrouvons alors le facteur 5, déduit dans le chapitre précédant par une autre méthode sur des particules primaires de même qualité. La résolution sur la position des vertex secondaires reconstruits est donc améliorée d'un facteur 5 pour les vertex composés de deux traces complètes en comparaison à ceux constitués de traces de la TPC seule.

La résolution spatiale des vertex mixtes (TPC-VTX) dépend quasi-uniquement de la trace de la TPC. Le gain est de l'ordre de $\sqrt{2}$.

Le tableau 5.4 présente des résultats similaires obtenus pour l'ensemble Λ et $\overline{\Lambda}$.

	Type du vertex reconstruit				
	TPC-TPC	TPC-VTX (total)	TPC-VTX (correct)	VTX-VTX (total)	VTX-VTX (correct)
Résolution suivant X (mm)	4.44	3.22 (3.21)	3.25 (3.21)	0.99	0.97
Résolution suivant Y (mm)	3.62	3.33 (2.65)	3.41 (2.62)	0.98	0.83
Résolution suivant Z (mm)	4.60	3.67 (3.32)	3.54 (3.32)	1.00	0.98

TAB. *5.4:* Résolution en position des Λ et $\overline{\Lambda}$ pour les différents types de vertex reconstruits.

Les résultats pour les baryons étranges restent compatibles avec ceux obtenus précédemment, avec une résolution globalement dégradée d'environ 15 à 20%. La réaction de désintégration étant fortement asymétrique, le pion est émis à basse impulsion ce qui implique une résolution en position moins bonne pour cette trace. De part sa masse plus forte, le proton est également plus sensible à la diffusion multiple qu'un pion de même impulsion. Ces deux phénomènes combinés expliquent à eux seuls la dégradation observée de la résolution.

c - Résolution en impulsion

Comme nous l'avons montré pour les particules primaires, la résolution en impulsion des traces reconstruites est dominée par les points de la TPC. L'apport du détecteur de vertex n'entraîne qu'une amélioration marginale de la résolution en impulsion des traces de la TPC (qui par ailleurs est déjà excellente).

La figure 5.8 représente la résolution relative des trois composantes de l'impulsion, pour les vertex secondaires issus de K_s^0 et composés de traces de la TPC uniquement.

Hormis le décalage systématique de l'ordre de 1% qui tend à sous-estimer l'impulsion mesurée comparativement à l'impulsion de ces particules au point d'émission, la résolution relative en impulsion semble cohérente avec celle obtenue pour les particules primaires.

Les tableaux 5.5 et 5.6 résument les résultats obtenus pour respectivement les K_s^0 et les baryons étranges reconstruits. Les conventions et les coupures appliquées sur les traces enfants restent les mêmes que pour la résolution spatiale.

La résolution en impulsion est comprise entre 1 et 2% quels que soient le type de vertex et l'espèce de la particule associée reconstruits. On notera une légère amélioration sur l'erreur en impulsion pour les vertex constitués de deux traces complètes.

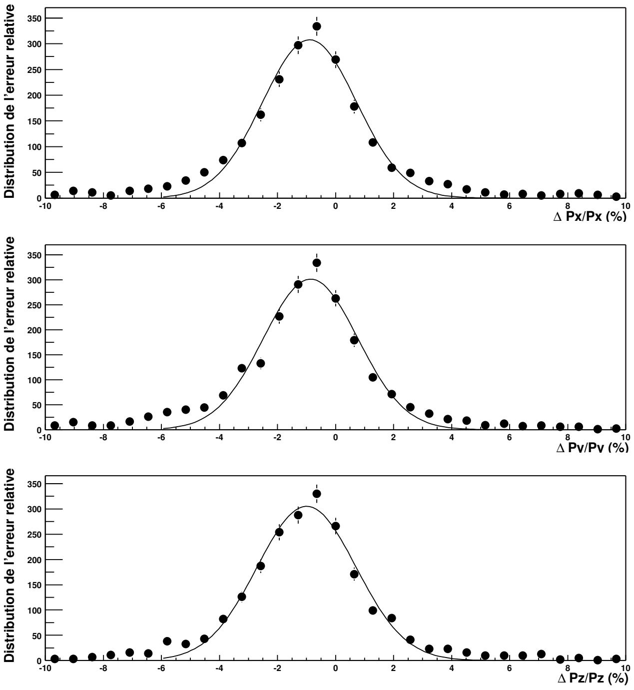

FIG. *5.8:* Distribution de la résolution en impulsion des vertex issus de K_s^0 suivant les trois coordonnées.

	Type du vertex reconstruit				
	TPC-TPC	TPC-VTX (total)	TPC-VTX (correct)	VTX-VTX (total)	VTX-VTX (correct)
$\frac{\Delta Px}{Px}$ (%)	1.6	1.4 (1.5)	1.4 (1.5)	1.3	1.3
$\frac{\Delta Py}{Py}$ (%)	1.6	1.6 (1.5)	1.6 (1.5)	1.3	1.3
$\frac{\Delta Pz}{Pz}$ (%)	1.7	1.6 (1.6)	1.6 (1.6)	1.5	1.4

TAB. *5.5:* Résolution en impulsion des K_s^0 pour les différents types de vertex reconstruits.

	Type du vertex reconstruit				
	TPC-TPC	TPC-VTX (total)	TPC-VTX (correct)	VTX-VTX (total)	VTX-VTX (correct)
$\frac{\Delta Px}{Px}$ (%)	1.8	1.8 (1.7)	1.9 (1.7)	1.5	1.5
$\frac{\Delta Py}{Py}$ (%)	1.8	2.7 (1.7)	2.7 (1.7)	1.5	1.6
$\frac{\Delta Pz}{Pz}$ (%)	2.0	2.7 (1.9)	2.7 (1.8)	1.8	1.6

TAB. *5.6:* Résolution en impulsion des Λ et $\overline{\Lambda}$ pour les différents types de vertex reconstruits.

d - Résolution en masse invariante

La résolution en impulsion ainsi que le décalage systématique tels que nous les avons caractérisés doivent, a priori, avoir un impact majeur sur la résolution en masse invariante mesurée.

La figure 5.9 représente la dispersion et le décalage en masse par rapport à la masse réelle des K_s^0 et des Λ. Cette distribution est inclusive, tous les types de vertex de la configuration optimale y contribuant.

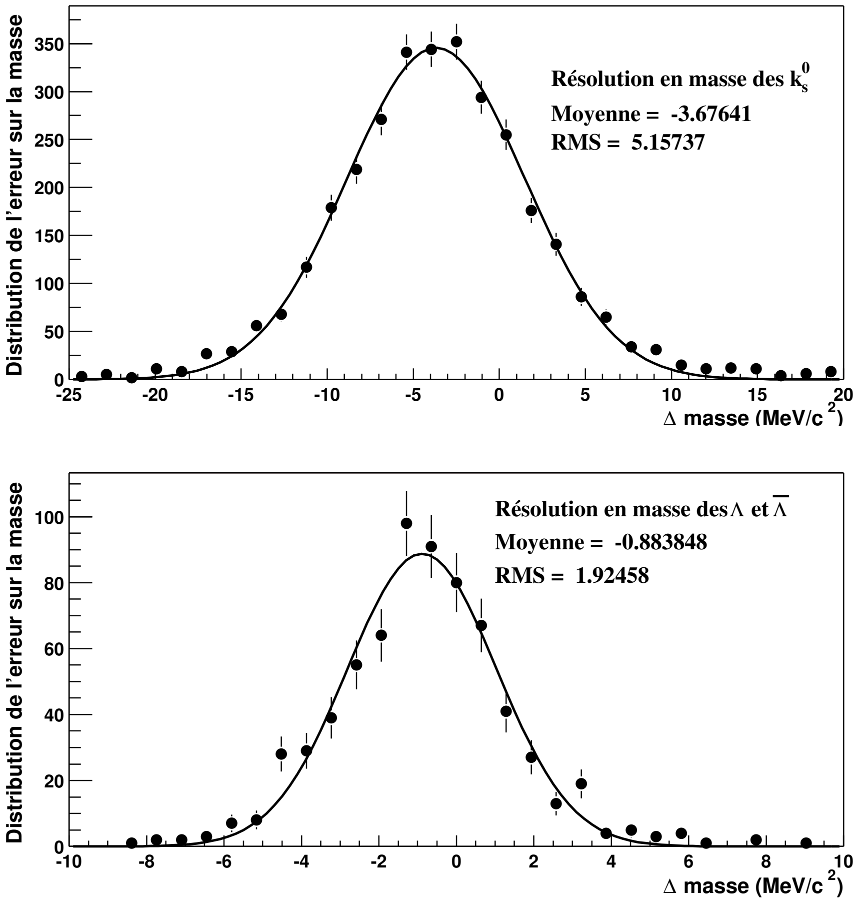

FIG. *5.9:* Résolution et décalage en masse invariante pour les K_s^0 et Λ.

Comme il était attendu, l'erreur systématique sur l'évaluation de l'impulsion induit une sous-estimation de la masse invariante calculée à la fois pour les mésons et les baryons étranges. Néanmoins, ce décalage est plus faible pour les Λ que pour les K_s^0 : le rapport de l'impulsion sur la masse des particules produites étant plus faible pour les baryons que les mésons, l'erreur systématique sur l'impulsion contribue de façon moins importante sur les $\Lambda - \overline{\Lambda}$. Cet argument explique également la plus grande dispersion en masse les kaons neutres.

Le tableau 5.7 résume les différents décalages et résolutions en masse pour les trois types de vertex et les deux espèces de particules étranges étudiés.

	K_s^0		$\Lambda - \overline{\Lambda}$	
	résolution (MeV/c^2)	décalage (MeV/c^2)	résolution (MeV/c^2)	décalage (MeV/c^2)
TPC-TPC	5.7	-3.1	1.8	-0.5
TPC-VTX	5.7	-3.9	1.8	-0.8
VTX-VTX	4.8	-3.8	1.8	-1.0

TAB. *5.7:* Résolution en masse invariante des différents types de vertex reconstruits.

Comme les résolutions en impulsion sont relativement constantes d'un type de vertex à l'autre, les résolutions en masse suivent le même comportement. On obtient alors pour les K_s^0, une largeur de dispersion de l'ordre de 5.5 MeV/c^2 pour un décalage de -3.6 MeV/c^2, et pour les $\Lambda - \overline{\Lambda}$, un écart-type autour de la vraie masse de 1.8 MeV/c^2 pour une erreur systématique de -0.8 MeV/c^2. Nous utiliserons ces valeurs pour appliquer les coupures en masse invariante.

5.4 L'identification des vertex reconstruits

En ce qui concerne l'étude en identification des vertex reconstruits, nous présenterons les résultats obtenus pour deux valeurs du rapport signal sur bruit :

Un rapport signal sur bruit égal à l'unité correspond à une pureté de l'échantillon de 50%. Cette qualité d'identification est obtenue en appliquant un filtrage relativement peu sélectif sur les vertex reconstruits.

Un rapport signal sur bruit de cinq unités correspondant à environ 83% d'identifications correctes est obtenu en appliquant un ensemble de coupures plus restrictives sur la qualité des vertex reconstruits.

5.4.1 L'identification des K_s^0

a - Pour un rapport signal sur bruit faible : $\frac{S}{N} = 1$

La figure 5.10 représente les distributions en masse invariante des K_s^0 obtenues pour les trois configurations des détecteurs de trajectographie.

Le signal sur bruit est égal à 1 pour les trois configurations et évalué à l'intérieur d'une fenêtre en masse centrée sur la masse **reconstruite** des vrais K_s^0 et d'extension égale à trois fois la dispersion évaluée dans les mêmes conditions. Comme nous l'avons mentionné, les rapports signal sur bruit individuels de chaque type de vertex à l'intérieur d'une configuration sont égalisés.

Le tableau 5.8 résume les différentes coupures utilisées, pour chaque configuration et chaque type de vertex, qui ont permis d'obtenir les distributions en masse invariante.

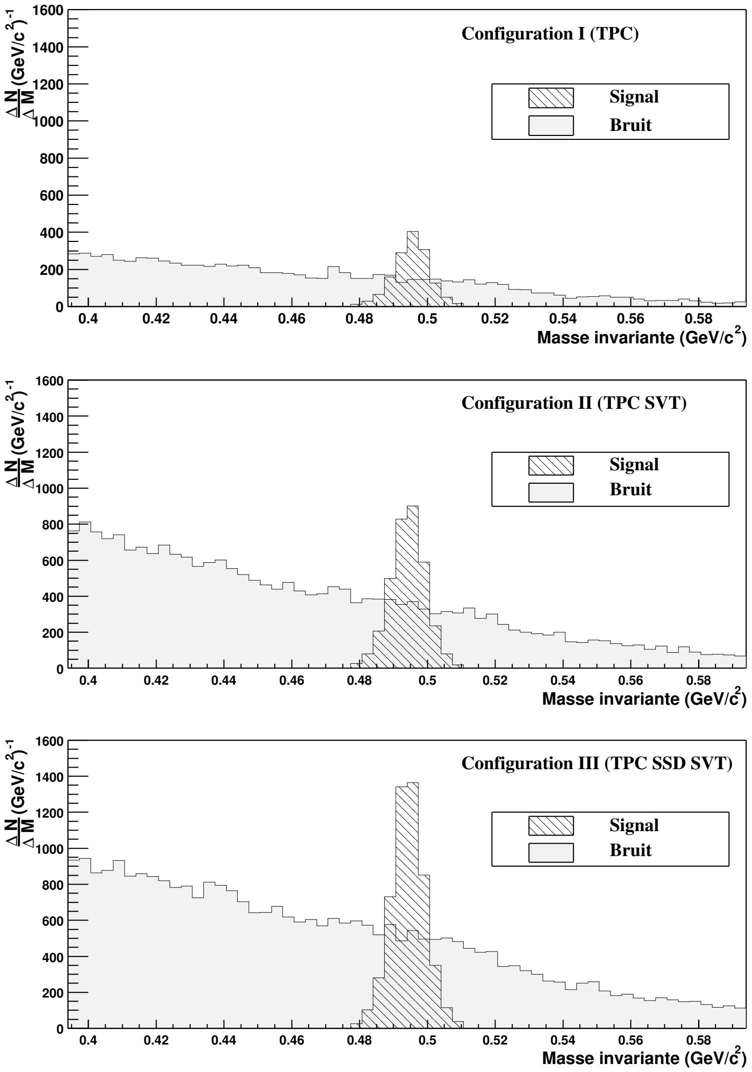

FIG. *5.10:* Distributions de masse invariante des K_s^0 pour les trois configurations, $\frac{S}{N} = 1$.

	Configuration I	Configuration II			Configuration III		
	TPC TPC	TPC TPC	TPC VTX	VTX VTX	TPC TPC	TPC VTX	VTX VTX
dcapn_max (mm)	3.	3.	4.	4.7	4.	4.	4.8
dca_max (mm)	4.	4.	4.2	4.3	4.3	4.	3.6
dlen_min (mm)	20.	20.	18.	6.	65	29	10
dcap_min (mm)	9.	7.9	3.	3.	9.4	7.	3.
dcan_min (mm)	9.	7.9	3.	3.	9.4	7.	3.

TAB. *5.8:* Coupures appliquées sur les vertex de K_s^0 pour obtenir un rapport signal sur bruit de 1.

Ces coupures ne sont que géométriques, une coupure cinématique étant implicitement appliquée par la fenêtre en masse invariante considérée. De part la qualité des différents types de traces, nous appliquons un filtrage plus fort sur les vertex de type TPC-TPC que TPC-VTX et encore plus strict en comparaison avec les vertex composés de traces complètes. Ceci est particulièrement vrai en ce qui concerne la définition de la zone d'exclusion autour du vertex primaire (dlen_min) et implicitement pour les coupures rejetant les traces primaires (dcap_min et dcan_min). Pour les deux autres types de sélection sur la distance maximale d'approche entre les deux traces secondaires (dcapn_max) et le paramètre d'impact maximal de la particule étrange au vertex principal (dca_max), aucune tendance systématique n'est observée pour ce rapport signal sur bruit. Ceci est dû à des contraintes contradictoires : La résolution en position étant meilleure pour les vertex de type VTX-VTX, une coupure plus stricte est envisageable pour ces types de vertex. Néanmoins, les coupures sont volontairement relâchées puisqu'elles permettent de dégrader un rapport signal sur bruit déjà trop important tout en augmentant le taux de K_s^0 reconstruits.

Le tableau 5.9 compile les taux de reconstruction par événement des vertex issus de K_s^0.

<table>
<tr><th></th><th colspan="2">Configuration I</th><th colspan="2">Configuration II</th><th colspan="2">Configuration III</th></tr>
<tr><td>TPC-TPC</td><td>2.08</td><td rowspan="3">2.08</td><td>1.66</td><td rowspan="3">4.79</td><td>0.3</td><td rowspan="3">7.02</td></tr>
<tr><td>TPC-VTX</td><td>/</td><td>1.63</td><td>1.22</td></tr>
<tr><td>VTX-VTX</td><td>/</td><td>1.49</td><td>5.5</td></tr>
</table>

TAB. *5.9:* Nombre de K_s^0 reconstruits par événement, $\frac{S}{N} = 1$.

Pour un même rapport signal sur bruit, nous définissons le gain en terme de taux de reconstruction comme étant l'accroissement du nombre de vertex correctement reconstruits d'une configuration donnée, rapporté au taux de production de la configuration I. Pour la configuration II, ce gain est de 2.3 et atteint 3.3 pour la configuration III.

b - Pour un rapport signal sur bruit plus important : $\frac{S}{N} = 5$

La figure 5.11 montre les mêmes distributions en masse invariante obtenues avec un filtrage plus strict des vertex reconstruits. Le signal sur bruit de ces distributions atteint une valeur de 5 pour les trois configurations étudiées.

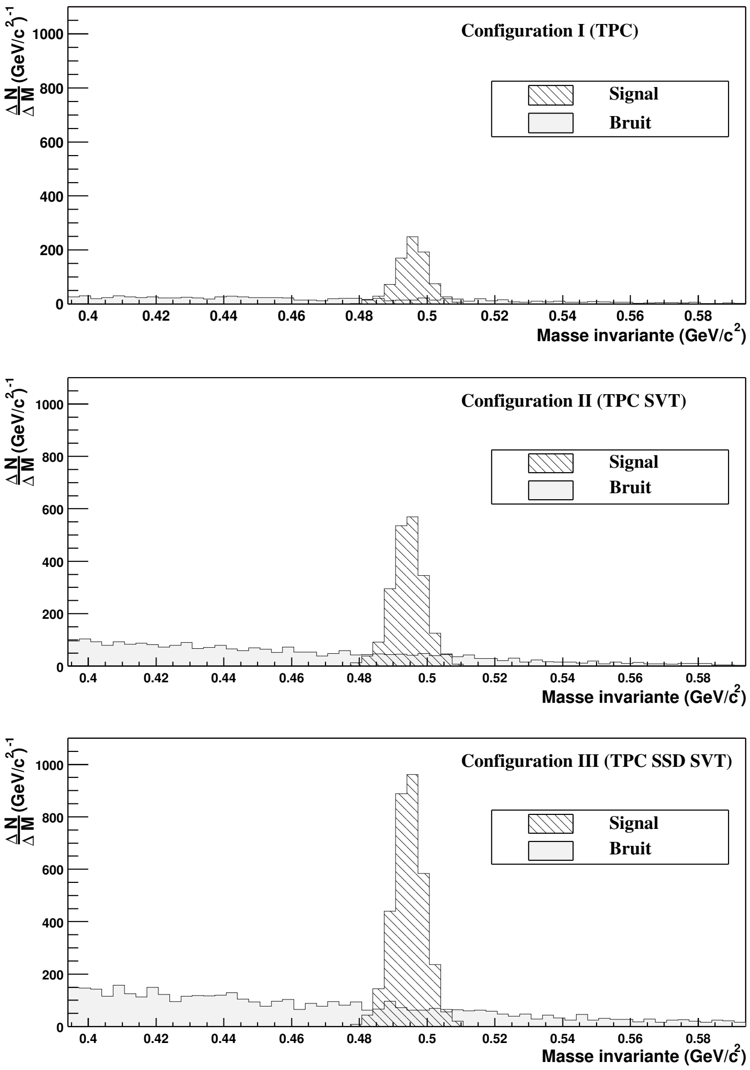

FIG. *5.11:* Distributions en masse invariante des K_s^0 pour les trois configurations, $\frac{S}{N} = 5$.

Le tableau 5.10 résume les taux de reconstruction par événement des vertex issus de K_s^0.

Les gains en taux de reconstruction par événement obtenus sont alors de 2.6 pour la configuration II et de 4.4 pour la configuration III. Ces résultats sont significatifs de la qualité des traces secondaires reconstruites pour chacune des configurations. L'apport du SSD et de la nouvelle approche de trajectographie induisent un nombre plus important de traces secondaires se prolongeant dans le détecteur de vertex. Ceci implique comme nous l'avons vu, une population des vertex de type VTX-VTX largement majoritaire pour la configuration III.

<table>
<tr><th></th><th colspan="2">Configuration I</th><th colspan="2">Configuration II</th><th colspan="2">Configuration III</th></tr>
<tr><td>TPC-TPC</td><td>1.04</td><td rowspan="3">1.04</td><td>0.73</td><td rowspan="3">2.7</td><td>0.04</td><td rowspan="3">4.55</td></tr>
<tr><td>TPC-VTX</td><td>/</td><td>0.93</td><td>0.39</td></tr>
<tr><td>VTX-VTX</td><td>/</td><td>1.04</td><td>4.11</td></tr>
</table>

TAB. *5.10:* Nombre de K_s^0 reconstruits par événement, $\frac{S}{N} = 5$.

Or, ces vertex ont des résolutions en position bien meilleures que les vertex d'autres natures, ce qui favorise leur identification, notamment lorsque ces coupures sont très sélectives.

Le déséquilibre des populations finales de vertex pour la configuration III est également une conséquence de la nouvelle approche. A priori, les traces de la TPC qui n'ont pu être prolongées dans le détecteur de vertex proviennent en partie des particules de faible impulsion transverse ($P_t < 100MeV/c$) exclues par EST, ou bien ont des résolutions en position qui n'ont pas permis leur prolongation. Puisque la résolution en position des vertex de types TPC-TPC et TPC-VTX est dominée par les caractéristiques de la ou des trace(s) composée(s) uniquement de points de la TPC, ces vertex n'ont pas, en général, une qualité suffisante pour survivre au filtrage. Ce déséquilibre est déjà observé mais dans une proportion moindre pour une valeur du signal sur bruit de 1. En effet, si tous les types de vertex sont de qualité équivalente, on estime la population de chaque type de vertex d'après les populations relatives de chaque type de vertex correctement reconstruit (tableau 5.2) : 0.109*7.02= 0.76 (TPC-TPC) ; 0.303*7.02 = 2.13 (TPC-VTX) et 0.588*7.03 = 4.13 (VTX-VTX). Cette proportion n'est cependant pas observée, ce qui confirme notre argument.

c - Identification des particules secondaires

Les résultats de la reconstruction des particules étranges tels que nous les avons obtenus n'utilisent pas l'information éventuellement disponible sur la nature de la particule. Néanmoins, cette information est fondamentale car elle permet d'éliminer une partie du fond des spectres en masse invariante et, par conséquent, d'accroître la valeur du rapport signal sur bruit. Nous allons présenter les mêmes résultats que ceux précédemment obtenus en supposant une identification parfaite des particules constituant le vertex secondaire. Une identification parfaite ne représente pas une situation réaliste, néanmoins, ceci permet d'en évaluer l'impact sur l'identification des vertex secondaires. Les résultats présentés dans le tableau 5.11 ont été obtenus en réajustant le filtrage pour conserver des rapports en signal sur bruit de 1 et 5.

	Configuration I	Configuration II	Configuration III
S/N = 1	3.3	6.05	7.42
S/N = 5	1.86	3.74	5.55

TAB. *5.11:* Nombre de K_s^0 reconstruits par événement, en considérant une identification parfaite des particules.

L'utilisation de l'information sur la nature des particules permet d'améliorer le taux de reconstruction des K_s^0, principalement pour les configurations I et II, d'environ 50%. L'accroissement de l'efficacité d'identification de ces vertex secondaires est cependant moins sensible pour la configuration III. Ce comportement s'explique par le choix des premières coupures appliquées lors de la phase de reconstruction des vertex qui semblent opérer des sélections plus fortes sur les traces complètes que sur les traces seulement reconstruites dans la TPC. Cet effet s'atténue pour un rapport signal sur bruit de 5 où l'impact des coupures initiales est estompé. En effet, pour un rapport signal sur bruit de 1, on observe un accroissement du nombre de K_s^0 identifiés de 26% pour la configuration II et seulement de 5.7% pour la troisième configuration. Cependant, cet écart se restreint pour un signal sur bruit plus élevé puisque ces deux améliorations se chiffrent alors à 38.5% et 22%, ce qui confirme notre hypothèse.

5.4.2 L'identification des Λ et $\overline{\Lambda}$

Puisque les Λ et $\overline{\Lambda}$ sont antiparticules l'un de l'autre, ils peuvent être traités simultanément. Nous prendrons alors soin d'inverser suivant la situation, la coupure appliquée sur les particules positives et négatives. Les taux de reconstruction individuels peuvent alors être déduits du rapport de Λ et d'$\overline{\Lambda}$ dans l'acceptance de STAR (tableau 5.1).

a - Pour un rapport signal sur bruit faible : $\frac{S}{N} = 1$

La figure 5.12 montre les distributions combinées en masse invariante pour les baryons étranges considérés.

	Configuration I		Configuration II		Configuration III	
TPC-TPC	0.47	0.47	0.48	0.61	0.23	1.29
TPC-VTX	/		0.04		0.23	
VTX-VTX	/		0.07		0.83	

TAB. *5.12:* Nombre de baryons étranges reconstruits par événement, $\frac{S}{N} = 1$.

Les gains en terme de taux de reconstruction de baryons étranges sont très dépendants de la configuration du détecteur de vertex utilisée. En comparaison des K_s^0, les Λ et $\overline{\Lambda}$ ont une distance de vol moyenne deux fois plus longue. La technique de trajectographie utilisée est alors cruciale, puisque requérir un point dans chacune des trois couches du SVT devient alors une contrainte extrêmement forte pour la recherche des vertex secondaires générés par la décroissance de ces baryons étranges. Ceci est vérifié en observant les populations relatives des vertex de type VTX-VTX pour les configurations II et III. Cette observation est encore plus nette pour les vertex de type TPC-VTX où les proportions théoriques devraient être du même ordre mais sont dans notre étude 6 fois plus faibles pour la configuration I. L'apport du détecteur de vertex pour la configuration II est moindre puisqu'elle induit un gain de l'ordre de 30% dans la reconstruction des Λ. Ce même gain est égal à 2.8 pour la

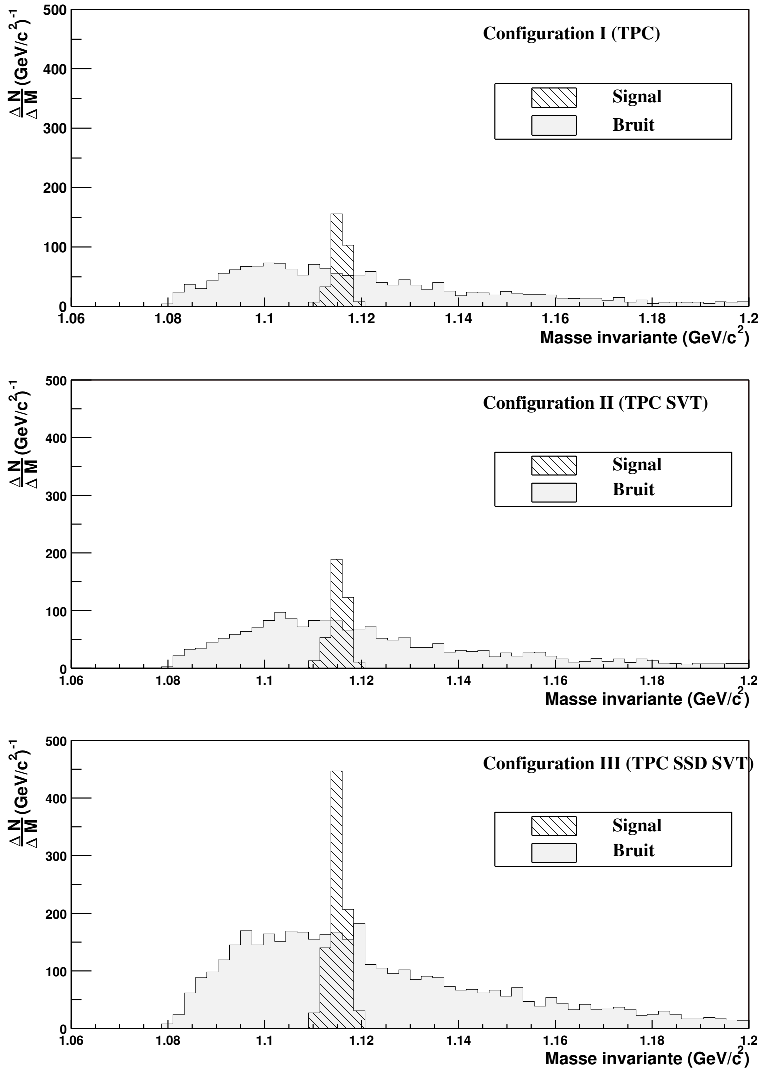

FIG. *5.12:* Distributions en masse invariante des Λ et $\overline{\Lambda}$ pour les trois configurations, $\frac{S}{N} = 1$.

configuration III qui tire plein avantage de l'absence de contrainte sur le nombre de points associés dans le détecteur de vertex.

b - Pour un rapport signal sur bruit plus important : $\frac{S}{N} = 5$

La figure 5.13 montre les distributions combinées en masse invariante pour les baryons étranges considérés.

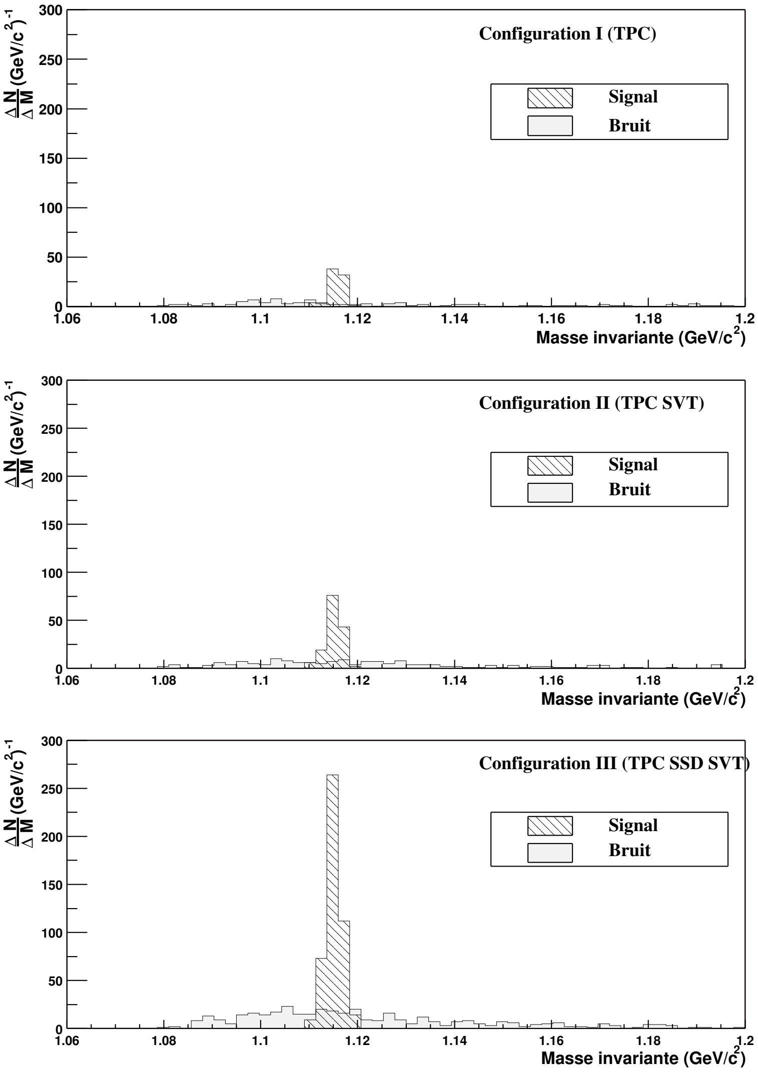

FIG. *5.13:* Distributions en masse invariante des Λ et $\overline{\Lambda}$ pour les trois configurations, $\frac{S}{N} = 5$.

Les résultats individuels pour chaque type de vertex et chaque configuration sont présentés dans le tableau 5.13

Les observations concernant l'apport des différents types de détecteurs formulés pour une valeur du signal sur bruit de 1 restent vraies pour une sélection des vertex secondaires plus stricte. Néanmoins, comme pour les K_s^0, le gain induit par la configuration III est encore

<table>
<tr><th></th><th colspan="2">Configuration I</th><th colspan="2">Configuration II</th><th colspan="2">Configuration III</th></tr>
<tr><td>TPC-TPC</td><td>0.2</td><td rowspan="3">0.2</td><td>0.19</td><td rowspan="3">0.25</td><td>0.14</td><td rowspan="3">0.77</td></tr>
<tr><td>TPC-VTX</td><td>/</td><td>0.0</td><td>0.07</td></tr>
<tr><td>VTX-VTX</td><td>/</td><td>0.05</td><td>0.55</td></tr>
</table>

TAB. *5.13:* Nombre de baryons étranges reconstruits par événement, $\frac{S}{N} = 5$.

plus important puisqu'il passe de 2.8 à 3.8. Cette augmentation relative du taux de reconstruction pour la configuration III peut entièrement être mise au crédit de la qualité des vertex reconstruits qui survivent alors en plus grand nombre aux étapes de sélection.

c - Identification des particules secondaires

Pour la reconstruction des Λ et $\overline{\Lambda}$, l'apport de l'identification des particules secondaires devrait être plus fort que pour la recherche des vertex générés par les K_s^0. En effet, la population de protons est bien inférieure à celle des pions, il s'en suit que l'identification d'un proton comme tel est un critère fort pour la sélection des vertex issus de Λ.

La tableau 5.14 résume les taux de reconstruction par événement en supposant une identification parfaite de l'ensemble des particules trouvées.

	Configuration I	Configuration II	Configuration III
S/N = 1	1.37	1.62	2.02
S/N = 5	0.72	1.11	1.62

TAB. *5.14:* Nombre de $\Lambda + \overline{\Lambda}$ reconstruits par événement, en considérant une identification parfaite des particules.

Nous pouvons observer que l'identification des particules notamment secondaires permet d'obtenir pour un signal sur bruit de 5, un taux de reconstruction supérieur à celui obtenu pour un rapport signal sur bruit moindre mais sans identification. Néanmoins, cette identification bénéficie surtout aux deux premières configurations dont la majorité voire la totalité des traces a une erreur sur la position spatiale importante. Pour la configuration III, l'identification autorise en moyenne deux fois plus de baryons étranges à être construits. En réalité, l'identification ne sera toutefois pas parfaite, nous nous attendons alors à des résultats intermédiaires entre l'hypothèse où aucune particule n'est identifiable et celle où les particules sont identifiées de manière certaine.

5.5 Conclusion

Cette étude comparative des trois configurations successives des détecteurs de trajectographie de STAR permet de formuler plusieurs commentaires :

Populations relatives des différents types de vertex : L'introduction du SSD combinée à une nouvelle approche de la reconstruction des traces permet d'inverser les populations des types de vertex TPC-TPC et VTX-VTX entre les configurations II et III à l'avantage des vertex composés de traces complètes. Les trois types de vertex étant de qualité très différentes, l'implication sur la reconstruction puis l'identification des particules étranges sont capitales. Cet argument devrait être renforcé par le développement d'un algorithme de trajectographie plus performant, notamment pour les particules secondaires.

Amélioration de la qualité des vertex reconstruits : La résolution en position pour les vertex composés de traces complètes est améliorée d'un facteur 5 comparativement aux vertex reconstruits avec seulement la TPC. Cette amélioration a des conséquences sur l'efficacité de l'identification puisque la totalité des coupures concerne des caractéristiques spatiales de ces vertex.

Amélioration du taux de reconstruction des particules étranges : Pour un rapport signal sur bruit de 5, nous obtenons un gain sur la reconstruction des K_s^0 de 4.4 par rapport à la configuration I et de 1.7 si l'on considère la configuration II comme référence. Cette amélioration est encore plus sensible pour la reconstruction des Λ et $\overline{\Lambda}$, puisque dans cette situation, le nombre de particules étranges identifiées est augmenté d'un facteur 3.85 par rapport à la configuration I et 3.1 en se référant à la deuxième configuration. Cet apport du SSD est d'autant plus important qu'une coupure sur les impulsions transverses inférieures à 100 MeV/c est explicitement appliquée sur l'ensemble des traces.

Les figures 5.14, 5.15 et 5.16 présentent un récapitulatif des résultats de la configuration III, respectivement pour les K_s^0, les Λ et les $\overline{\Lambda}$. Les histogrammes non colorés représentent les distributions des particules étranges dans HIJING, les spectres hachurés font référence aux particules étranges pour lesquelles les produits de désintégration ont été mesurés dans la TPC. Les distributions grisées représentent le résultat de la reconstruction avec une valeur du signal sur bruit de 5, pour la configuration III.

Les distributions en rapidité des particules étranges générées par HIJING sont en accord avec les mécanismes de production de celles-ci. En effet, à ces énergies, le modèle des cordes qui décrit raisonnablement les taux de production observés expérimentalement, explique la présence de Λ dans la région de fragmentation (autour de $|y| = 4$) par des cordes se formant entre un diquark et un quark de deux nucléons appartenant aux deux noyaux d'or incidents. Le diquark emportant la presque totalité de l'impulsion initiale et le nombre quantique baryonique, si la corde fragmente en formant une paire de quarks ($s\overline{s}$), la probabilité de créer un Λ est importante pour peu que le diquark soit composé d'une paire de quark (ud). Nous n'observons pas d'antibaryons étranges dans cette même région de rapidité puisque les nucléons incidents ne sont composés que de quark de valence de types u ou d. Les baryons et antibaryons étranges sont formés dans la région de rapidité centrale par un mécanisme de même nature : une corde fragmente par création de deux paires de diquarks, l'impulsion étant emportée par les extrémités de la corde, les baryons ainsi créés ont une impulsion longitudinale faible. Les K_s^0 sont également produits par création de paires ($s\overline{s}$) lors de la fragmentation des cordes, et sont donc émis à rapidité centrale.

Comme il était attendu, la reconstruction des particules étranges semble plus efficace à haute impulsion transverse puis décroît ensuite de façon sensible à partir de 600 MeV/c

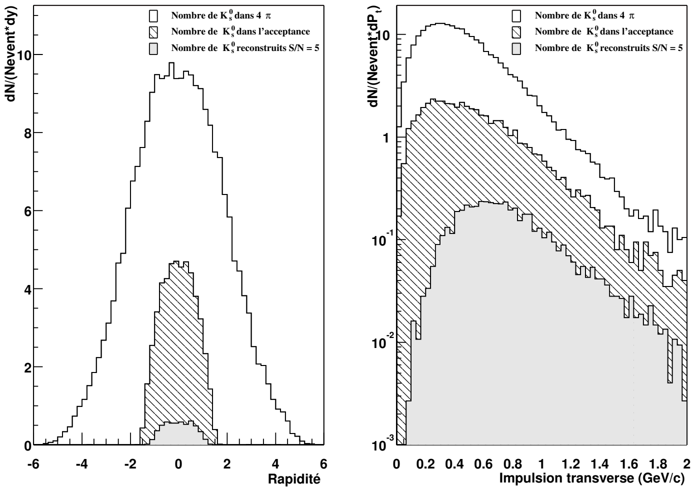

FIG. *5.14:* Distributions en rapidité et P_t des K_s^0, $\frac{S}{N} = 5$.

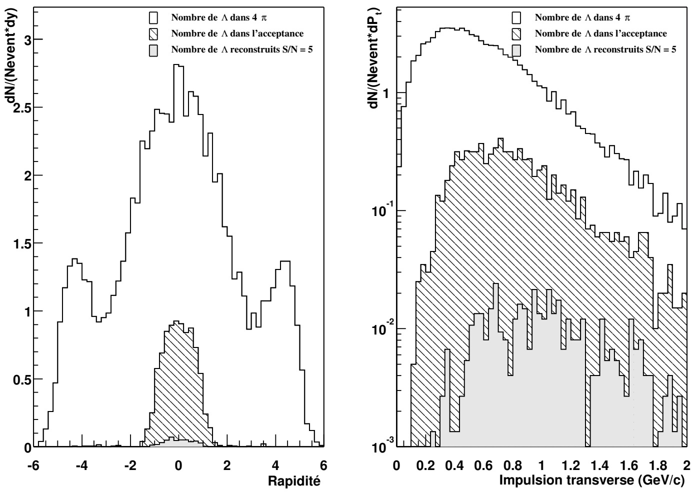

FIG. *5.15:* Distributions en rapidité et P_t des Λ, $\frac{S}{N} = 5$.

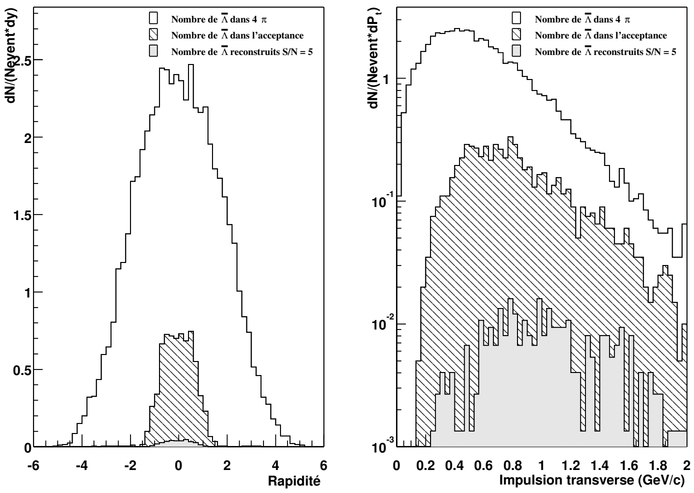

FIG. *5.16:* Distributions en rapidité et P_t des $\overline{\Lambda}$, $\frac{S}{N} = 5$.

comme le montre la distribution en impulsion transverse des K^0_s.

Les résultats intégrés conduisent à des efficacités de reconstruction de l'ordre de 10% pour les mésons étranges et 5 à 6% pour les baryons et antibaryons étranges.

Ces résultats sont néanmoins largement améliorables en augmentant l'efficacité de reconstruction des particules secondaires ainsi qu'en développant une trajectographie dédiée à la reformation des traces de basse impulsion transverse. Ces deux tâches sont actuellement en cours de développement, notamment au laboratoire SUBATECH.

Chapitre 6

Conclusions

Au cours de l'étude portant sur **la caractérisation du bruit** dans les détecteurs au silicium à micropistes, nous avons identifié deux comportements inattendus. Le premier concerne la propension des piédestaux à dériver. Les analyses ont cependant montré qu'elle était imputable à la chaîne d'acquisition utilisée pour les tests et que, par conséquent, les détecteurs et leur électronique de lecture associée pouvaient être mis hors de cause. Le second comportement que nous avons mis en évidence se traduit par la présence d'un fort couplage entre les bruits mesurés sur les pistes de la face N des détecteurs Eurysis. La comparaison avec d'autres types de détecteurs a permis d'en comprendre l'origine, à savoir, la technique d'isolation des pistes, utilisée sur la face N de ces détecteurs. Nous avons montré qu'un tel couplage entre les pistes pouvait expliquer, au moins partiellement, un bruit plus important sur la face ohmique des détecteurs.

L'étude du fonctionnement des modules du SSD dans un environnement à haute multiplicité de particules chargées a permis de valider les principales hypothèses constituant le fondement de la modélisation des détecteurs. La bonne adéquation entre les données collectées sous faisceau et les simulations, validant en particulier le modèle de partage du signal entre les pistes du détecteur, a alors permis d'estimer que la résolution à deux traces des modules SSD est comprise entre 105 μm (distance minimale de séparation des clusters) et 200 μm (distance relative au-dessus de laquelle les clusters sont naturellement séparés).

Ces deux précédentes investigations forment la base de **la simulation détaillée de l'ensemble du SSD**. Les premières phases de reconstruction consistant à reformer les clusters puis à les associer face à face donnent des résultats très prometteurs. En effet, pour un détecteur parfait, l'efficacité et la pureté de la reconstruction des points d'impact sont de l'ordre de 99%. L'introduction de pistes mortes et de régions inactives ne dégrade que très peu la pureté des points d'impact reconstruits, et l'efficacité concorde tout à fait avec la proportion de pistes mortes considérée. Cette simulation permet également de reproduire la résolution spatiale des détecteurs extraite de l'analyse des données collectées sous faisceau. Cependant, cette première version de la simulation du SSD doit être complétée pour rendre compte des effets liés à l'angle d'incidence des particules et de l'influence du champ magnétique de STAR sur la dérive des charges dans le détecteur.

Nous avons également montré que **la nouvelle approche de trajectographie** développée pour tirer plein avantage de l'apport du SSD conduit à un accroissement du nombre de particules secondaires correctement reconstruites de 75%. Ce gain avoisine 40% pour les particules primaires. Cette nette amélioration de l'efficacité de trajectographie est, toutefois, accompagnée d'une forte augmentation des mauvaises associations entre les traces de la TPC et les points du détecteur de vertex. Néanmoins, ces mauvaises associations, non seulement, ne dégradent pas mais améliorent très fortement pour 40% d'entre elles, les caractéristiques initiales des traces de la TPC en terme de résolution en position. Le perfectionnement de cet algorithme de trajectographie fait l'objet d'un développement en cours dont les premiers résultats, obtenus notamment en utilisant les informations relatives à la position du vertex primaire et en effectuant une association ramifiée des points des détecteurs au silicium avec les traces de la TPC, sont très prometteurs.

La reconstruction des particules étranges, K^0_s, Λ et $\overline{\Lambda}$ se trouve très améliorée par l'introduction du SSD dans le détecteur de vertex, combinée à l'utilisation de la nouvelle approche de trajectographie. Pour une valeur du signal sur bruit de 5, correspondant à un seuil acceptable en vue d'analyse considérant les particules individuellement (étude du flot, ou des corrélations entre les particules par exemple), le taux de reconstruction des K^0_s est amélioré d'un facteur 4.4 par rapport à une configuration ne comprenant que la TPC et d'un facteur 1.7 en référence à la configuration TPC+SVT. Le nombre de Λ et $\overline{\Lambda}$ reconstruits est également amélioré d'un facteur 3.8 par rapport à une configuration sans détecteur de vertex et d'un facteur 3.1 lorsque seul, le SVT est présent dans le détecteur de vertex. La résolution en position des vertex secondaires est également améliorée d'un facteur 5 lorsque les deux traces qui permettent de le reconstruire ont laissé des points dans le détecteur de vertex.

Le travail présenté dans cette thèse permet de conclure quant à l'importance de l'impact du SSD sur les performances de mesure de STAR, tant au plan de la reconstruction des particules chargées dans la région de rapidité centrale que des particules neutres étranges. Prise depuis bientôt quatre ans, la décision de l'implantation du SSD alors que le design de STAR était quasiment figé, apparaît ainsi pleinement justifiée et le SSD à lui seul mérite d'être considéré parmi les détecteurs clés de STAR.

Il faut souligner que, l'orientation et la nature des diverses études qui ont été menées présentent l'intérêt de porter à la fois, en amont sur le fonctionnement intrinsèque et individuel d'un détecteur silicium à micropistes, et en aval, sur l'impact du SSD sur la capacité de détection globale de STAR. Et il va s'en dire que l'interprétation des analyses de physique à venir ne pourra se faire sans une totale compréhension du fonctionnement des divers détecteurs et des signaux qu'ils nous délivrent.

Enfin, signalons que l'étude des collisions d'ions lourds accélérés à des énergies encore jamais atteintes auparavant, a désormais débuté grâce aux données collectées par STAR depuis cet été, été au cours duquel RHIC a délivré des faisceaux d'or à $\sqrt{s}$= 130 GeV/c. STAR a ainsi démontré l'état de parfait fonctionnement des différents détecteurs en place ainsi que celui de son infrastructure logicielle. Une première étude [30] portant sur le flot de particules chargées indique que les conditions thermodynamiques de réaction semblent différentes de celles qui prévalaient dans les collisions d'ions lourds au SPS.

Ces résultats ainsi que ceux d'autres études, bien qu'ils ne soient encore pour la plupart que préliminaires, dénotent des perspectives d'analyses nouvelles et jusqu'à présent inaccessibles aux expériences antérieures. Dans la perspective de la mise en évidence d'un plasma de quarks er de gluons, la nouvelle génération d'expériences auprès de RHIC permet aux physiciens d'espérer l'observation de signaux plus nets et moins sujets à caution, grâce à leur diversité mais aussi, au volume de données encore jamais atteint dans ce domaine.

Bibliographie

[1] E. Andersen *et al.* Strangeness enhancement at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at 158 A GeV/c. Phys. Lett. B449(1999) 401.

[2] 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. B28(2000) 477.

[3] T. Matsui and H. Satz. J/Ψ suppression by quark-gluon plasma formation. Phys. Lett. B178(1986) 416.

[4] B. Lenkeit for the CERES Collaboration. Recents results from Pb-Au collisions at 158 GeV/c per nucleon obtained with the CERES spectrometer. Nucl. Phys. A661(1999) 23c-32c

[5] MM. Aggarwal for the WA98 Collaboration. Observation of Direct Photons in Central 158 A GeV 208Pb+208Pb Collisions. nucl-ex/0006008 13 Jun 2000. Subm. to : Phys. Rev. Lett.

[6] MM. Aggarwal for the WA98 Collaboration. Search for disoriented chiral condesates in 158 A GeV Pb+Pb collisions. Phys. Lett. B420(1998) 169.

[7] R. Klingenberg *et al.* Strangelet search and antinuclei production studies in Pb+Pb collisions. Nucl. Phys. A610(1996) 306.

[8] The STAR FTPC group. The Forward Time Projection Chamber for the STAR detector - Proposal. January 30, 1998.

[9] SVT collaboration. Proposal for a Silicon Vertex Tracker (SVT) as an upgrade for the STAR experiment at RHIC.

[10] A. Boucham *et al.* Proposal for a Silicon Strip Detector for STAR (SSD). STAR Note 400.

[11] The STAR EMS group. STAR EMC Technical Design Report. May 10, 1998.

[12] J. Harris Relativistic heavy ion physics and the Relativistic Heavy Ion Collider Lake Louise Winter Institute on QCD (march 98)- proceedings.

[13] F. Wang for the STAR collaboration. Phi-Meson Reconstruction in the STAR TPC. STAR Note 0383 Dec 98.

[14] B. Erazmus *et al.* Particle correlation as seen by the STAR detector. STAR Note 0370 nov 98.

[15] P. Jacobs and T. Ullrich. J Psi Cross Sections Rates and Acceptance in STAR. STAR Note 0391 Mar 99.

[16] J. Rafelski. Formation and observables of the quark-gluon plasma. Phys. Rep. 88(1982) 331.

[17] P. Koch, B. Müller and J. Rafelski. Strangeness in relativistic heavy ion collisions. Phys. Rep. 142(1986) 167.

[18] Peter G. Jones. Overview of STAR Strangeness Capabilities. Presented at SQM2000, Berkeley California, 20-25 July 2000.

[19] C. Greiner and J. Schaffner. Physics of strange matter. Nucl/th/ 9891962.

[20] J.R. Lutz. TAB bonded SSD module for the STAR and ALICE trackers. ALICE/PUB-99-47, 5^{th} workshop on electronics for LHC experiments, LEB99, SnowMass, sept. 99.

[21] L. Hebrard. Alice 128C. LEPSI, Strasbourg.

[22] T. Kawasaki for the BELLE collaboration. Measurement of the spatial resolution of wide-pitch silicon strip detectors with large incident angle KEK preprint 96-172

[23] F. Retière *et al.* Performances of Double-Sided Silicon Strip Detectors for the ALICE Experiment at LHC. ALICE Note Jul 1999.

[24] E. Belau *et al.* Charge collection in silicon strip detectors. NIM214(1983)253-260

[25] F. Retière. Etude 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. Nantes University - oct 2000 (to be published).

[26] B. Hippolyte. SSD Reconstruction Chain. STAR Note to be published and private communication.

[27] C. Pruneau. Star SVT tracking package. STAR Note 0145.

[28] B. Lasiuk. Particle Identification at STAR. STAR Note 0312.

[29] M. Gyulassy and X.N. Wang. HIJING : a Monte-Carlo model for multiple jet production in pp, pA and AA collisions. Phys. Rev. D44(1991) 3501.

[30] K.H. Ackermann *et al.* for the STAR Collaboration. Elliptic flow in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ = 130 GeV. Nucl-ex/0009011, submitted to Phys. Rev. Lett.