Contribution à l'analyse de réactions de production de dileptons en collision proton-proton avec HADES

Emilie Moriniere

▶ **To cite this version:**

Emilie Moriniere. Contribution à l'analyse de réactions de production de dileptons en collision proton-proton avec HADES. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. NNT : . tel-00297939

HAL Id: tel-00297939

https://theses.hal.science/tel-00297939

Submitted on 16 Jul 2008

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

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

UNIVERSITE PARIS-SUD XI
INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLEAIRE D'ORSAY

Ecole doctorale : Rayonnement et Environnement

THESE DE DOCTORAT

Discipline : Physique Nucléaire

présentée par

Emilie MORINIERE

pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences
de l'Université Paris-Sud XI, Orsay

Sujet:

Contribution à l'analyse de réactions de production de dileptons en collision proton-proton avec HADES

Soutenue publiquement le 28 mars 2008 devant le jury composé de :

Mme. Nicole WILLIS	Présidente du jury
M. Wolfgang KÜHN	Rapporteur
M. Frank MAAS	Rapporteur
M. Thierry HENNINO	Directeur de thèse
Mme. Madeleine SOYEUR	

Remerciements

Alors voilà, j'écris ma dernière page, cette page traditionnelle, les remerciements. Cette page représente pour moi la conclusion de mon expérience humaine. C'est donc le moment de faire le bilan et de présenter les personnes qui ont permis le travail présenté par la suite.

Cette page permet également de remercier les gens qui ont, un jour, été oubliés. Je commencerai donc par remercier profondément Béatrice, sans qui, la partie «physique» de ce document ne serait pas ce qu'elle est. Béatrice, je te remercie d'avoir co-encadré ma thèse. Je me souviendrai de l'aide qu'elle m'a apporté notamment pendant la période fatidique de la rédaction et du temps qu'elle a passé à lire les différents papiers théoriques.

Je remercie Thierry, mon responsable de thèse, pour avoir dirigé ma thèse. Je retiendrai de lui l'importance des chiffres.

Un grand merci à Jean-Louis avec qui j'ai partagé le bureau pendant 4 ans. Je te remercie pour les nombreux cafés que tu as pu me payer, pour toutes les discussions politoreliophilosophiques (à moins qu'elles ne soient plutôt philopolito-religieuses) et pour les cours d'histoire d'organisation du CNRS. Je te remercie également d'avoir encaissé sans «broncher» l'épreuve de ne plus fumer dans le bureau. A noter que certaines parties du présent document sont issues d'échanges sérieux entre nous.

Une pensée pour Michèle qui est à l'origine du sujet physique de ma thèse.

Je tiens également à remercier Jacques et Saro pour les différentes discussions qui ont permis de m'éclairer sur la compréhension de la théorie.

De nombreux remerciements à tous les membres de la collaboration HADES avec qui j'ai échangé de bons moments. Je remercie les membres du jury d'avoir accepté d'en faire parti, avec une mention spéciale aux 2 rapporteurs pour avoir lu autant de pages en français.

Je remercie Mme Dominique Guillemaud-Mueller, directrice du laboratoire, et M. Bernard Berthier, directeur de l'école doctorale et de la division de recherche du laboratoire, de m'avoir permis de réaliser cette thèse à l'IPN et de m'avoir soutenue et aidée dans la dernière période.

Un long et amical merci pour Dominique qui m'a remonté le moral au moment où j'en avais besoin. Merci également pour tous tes petits conseils qui m'ont été précieux.

Une mention spéciale pour les différents étudiants de l'IPN que j'ai cotoyés pendant ma thèse. Il y a Alexandre, Marouan, Emilie, Brahim, Nicolas... Je rajoute une pensée pour ma copine de DEA, Sonsoles, et une autre pensée pour TingTing, qui a rejoint le groupe, et qui, en quelque sorte, prend ma place. TingTing, je te souhaite plein de réussite pour ta thèse.

Enfin, je voudrai remercier mes proches et tout spécialement Cédric pour avoir accepté de me voir beaucoup moins pendant les derniers mois. Ça y est, je suis à nouveau disponible.

Table des matières

1 Motivations physiques de l'expérience HADES **7**
1.1 La symétrie chirale . . . 7
1.1.1 Définition . . . 7
1.1.2 Chiralité en physique hadronique . . . 7
1.1.3 Modification de la masse des mésons-vecteurs . . . 9
1.2 Les paires de dileptons en ions lourds . . . 11
1.2.1 Etude des mésons vecteurs par les dileptons . . . 11
1.2.2 Autres processus donnant des paires e^+e^- en ions lourds . . . 12
1.2.3 Premiers résultats avec HADES . . . 12
1.3 Programme de recherche en réactions élémentaires . . . 16
1.4 La décroissance Dalitz de la résonance Δ . . . 16
1.4.1 La résonance Δ : définition . . . 16
1.4.2 Description de la décroissance Dalitz du Δ . . . 16
1.4.3 Facteurs de forme de transition $N - \Delta$ . . . 17

2 Description du dispositif expérimental HADES **21**
2.1 Généralités . . . 21
2.2 Accélérateur SIS de GSI . . . 23
2.3 Cible d'Hydrogène liquide . . . 24
2.4 Détecteurs START-VETO . . . 24
2.5 Détecteur RICH [21] . . . 26
2.6 Système de reconstruction de l'impulsion . . . 28
2.6.1 L'aimant ILSE . . . 28
2.6.2 Les 24 chambres à dérive MDC . . . 28
2.7 Les détecteurs de temps de vol . . . 30
2.7.1 Le TOF . . . 30
2.7.2 Le TOFINO . . . 30
2.8 Le détecteur de gerbe Shower . . . 31
2.9 Trigger et réglages . . . 32

3 Simulation de la décroissance du Δ **33**
3.1 Motivations . . . 34
3.1.1 Principe de la mesure avec le détecteur HADES . . . 34
3.1.2 Choix de l'énergie . . . 35
3.1.3 Les différents canaux de la réaction pp à 1.25 GeV . . . 36
3.1.4 Choix des réactions simulées . . . 38
3.1.5 Méthode d'analyse . . . 39
3.2 Description de la simulation . . . 41
3.2.1 Outil de simulation : PLUTO . . . 41
3.2.2 Ingrédients physiques de la simulation . . . 42

3.2.3 Simulation du détecteur HADES . . . 50
3.3 Description de la cinématique de la réaction dans le repère du laboratoire . . . 55
3.3.1 Cinématique de la réaction $pp \to p\Delta^+$ . . . 55
3.3.2 Cinématique du canal de décroissance $\Delta^+ \to p\gamma^*$ . . . 56
3.3.3 Cinématique du canal de décroissance $\gamma^* \to e^+e^-$ . . . 57
3.3.4 Cinématique des différentes étapes de la décroissance $\Delta^+ \to p\pi^0 \to pe^+e^-\gamma$ . . . 59
3.3.5 Résumé de la cinématique . . . 60
3.4 Analyse de la simulation de la décroissance Dalitz du Δ à 1.25 GeV . . . 62
3.4.1 Effet de l'acceptance et de l'efficacité . . . 62
3.4.2 Suppression du fond . . . 65
3.4.3 Effet de la résolution sur la suppression du π^0 . . . 72
3.4.4 Conclusion sur la faisabilité de la mesure du rapport de branchement vers la décroissance Dalitz du Δ . . . 77
3.5 Reconstruction de la résonance . . . 81
3.5.1 Première méthode : Masse invariante pe^+e^- . . . 81
3.5.2 Deuxième méthode : Transfert d'impulsion entre les protons . . . 83
3.5.3 Méthode croisée utilisant une éventuelle corrélation : Méthode du moment transféré des protons d'entrée vers les protons de sortie en fonction de la masse invariante pe^+e^- . . . 88
3.5.4 Conclusion sur la reconstruction de résonance . . . 89
3.6 Sensibilité à différents modèles . . . 90
3.6.1 Modèles de production des résonances . . . 90
3.6.2 Paramétrisation du facteur de forme magnétique de Iachello[38] . . . 92
3.7 Limitations de PLUTO . . . 95
3.7.1 Isotropie dans la décroissance $\Delta^+ \to \gamma^* p \to e^+e^-p$ . . . 95
3.7.2 Dépendance en hélicité des rapports de branchement . . . 95
3.7.3 Indiscernabilité des protons en voie de sortie et interférence entre les processus . . . 95
3.7.4 Calcul de Kaptari [24] . . . 97
3.8 Conclusions et discussion . . . 99

4 Méthode de calibration de l'électronique des chambres MDC 100
4.1 Principe de la mesure du temps de dérive dans les cellules des chambres MDC . 100
4.2 Procédure de calibration . . . 103
4.3 Détermination de la pente . . . 104
4.4 Traitement des *bitflips* . . . 106
4.5 Détermination de la valeur d'Offset . . . 108

5 Etude de la résolution en impulsion 111
5.1 Méthode pour la détermination de l'impulsion . . . 111
5.1.1 Principe de la mesure de l'impulsion . . . 111
5.1.2 Recherche des clusters . . . 113
5.1.3 Fit des segments par des droites . . . 114
5.1.4 Calcul de l'impulsion à partir des traces avant et après le champ magnétique . . . 115
5.2 Résolution en impulsion . . . 118
5.2.1 Définition . . . 118
5.2.2 Simulation de la résolution GEANT (ou idéale) . . . 118
5.2.3 Résolution obtenue sur les données pp à 2.2 GeV . . . 119

5.2.4 Généralités sur les aspects de résolution 123
5.3 Contributions et améliorations 137
5.3.1 Position des chambres et alignement 137
5.3.2 Calibration de 1^{er} niveau : amélioration 144
5.4 Conclusions 145

6 Conclusion **147**

Chapitre 1

Motivations physiques de l'expérience HADES

Sommaire

1.1 La symétrie chirale 7
1.1.1 Définition 7
1.1.2 Chiralité en physique hadronique 7
1.1.3 Modification de la masse des mésons-vecteurs 9
1.2 Les paires de dileptons en ions lourds 11
1.2.1 Etude des mésons vecteurs par les dileptons 11
1.2.2 Autres processus donnant des paires e^+e^- en ions lourds 12
1.2.3 Premiers résultats avec HADES 12
1.3 Programme de recherche en réactions élémentaires 16
1.4 La décroissance Dalitz de la résonance Δ 16
1.4.1 La résonance Δ : définition 16
1.4.2 Description de la décroissance Dalitz du Δ 16
1.4.3 Facteurs de forme de transition $N - \Delta$ 17

L'expérience HADES est dédiée à l'étude des mésons vecteurs dans la matière nucléaire dense et chaude. Dans un premier temps, nous rappelerons très brièvement les raisons théoriques qui ont motivé l'étude de ces mésons vecteurs. Dans un deuxième temps, nous nous pencherons sur les études en réactions élémentaires que l'on fera avec HADES et montrerons l'importance de ces études pour une meilleure compréhension des réactions en ions lourds.

Nous ferons également une brève présentation des résultats déjà obtenus avec le détecteur.

1.1 La symétrie chirale

1.1.1 Définition

La chiralité en chimie est la propriété d'une molécule qui peut exister sous deux variétés inverses optiques l'une de l'autre [1]. Une molécule est appelée chirale si elle constitue l'image miroir d'une autre molécule. Ces 2 molécules ont la même formule, c'est-à-dire les mêmes composants, mais des structures géométriques différentes. Elles ont la même masse.

1.1.2 Chiralité en physique hadronique

La physique hadronique est l'étude des propriétés des hadrons, particules de l'interaction forte. On classe les hadrons en 2 familles qui se distinguent par leur nombre de quarks consti-

tuants. On parle de mésons pour les hadrons constitués d'une paire quark-antiquark, et de baryons pour les hadrons constitués de 3 quarks. Des particules typiques de chaque famille sont répertoriées dans le tableau 1.1.

Baryons		Mésons	
Nucléons :		Pions (π)	$u\bar{d}$
- Proton	uud	Mésons pseudo-scalaires (η,η')	$(u\bar{u}+d\bar{d})/\sqrt{2}$
- Neutron	udd	Mésons vecteurs (ρ,ω,ϕ)	$c_1(u\bar{u}+d\bar{d})+c_2 s\bar{s}$
Résonances (Δ,N^*)	qqq avec $q = u$ *ou* d		

TAB. 1.1 – *Récapitulatif des hadrons les plus légers et leur description en terme de quarks constituants*

La symétrie chirale en physique hadronique est une propriété du Lagrangien de QCD, qui est exacte dans la limite de masse des quarks nulle. Toutefois, la masse des quarks n'étant pas nulle, la symétrie chirale est brisée explicitement, mais l'effet est de faible intensité dans notre cas.

La brisure de symétrie chirale qui nous intéresse est la brisure spontanée de la symétrie. En effet, bien que le Lagrangien de QCD présente bien la symétrie chirale, il n'en est rien des états physiques. Une manifestation directe de cette brisure spontanée de la symétrie est que les partenaires chiraux, de parité opposé comme par exemple le méson ρ et le méson a_1, ont des masses différentes (Tab. 1.2).

1^{er} partenaire			2^e partenaire		
Nom	J^P	Masse(MeV)	Nom	J^P)	Masse (MeV)
ρ	1^-	771	a_1	1^+	1230
ω	1^-	782	f_1	1^+	1281

TAB. 1.2 – *Différences de masse entre les partenaires dans la symétrie chirale. Les partenaires de la symétrie chirale sont de même spin et de parité opposé.*

Le condensat de quarks, défini, dans le vide, par :

$$\langle 0|\,\bar{q}q\,|0\rangle = \langle \bar{q}q\rangle_0 \approx -(230MeV)^3 \approx -1.6fm^{-3} \tag{1.1}$$

est un paramètre d'ordre associé à la brisure spontanée, qui chiffre en quelque sorte la « quantité de brisure» de la symétrie. Si cette quantité est nulle, cela signifie que la symétrie chirale est restaurée. Cette quantité est calculable et est estimée à environ -1.6 fm^{-3} [2]. Cette valeur diminue avec l'augmentation de la température T et/ou avec la densité baryonique ρ (Figure 1.1).

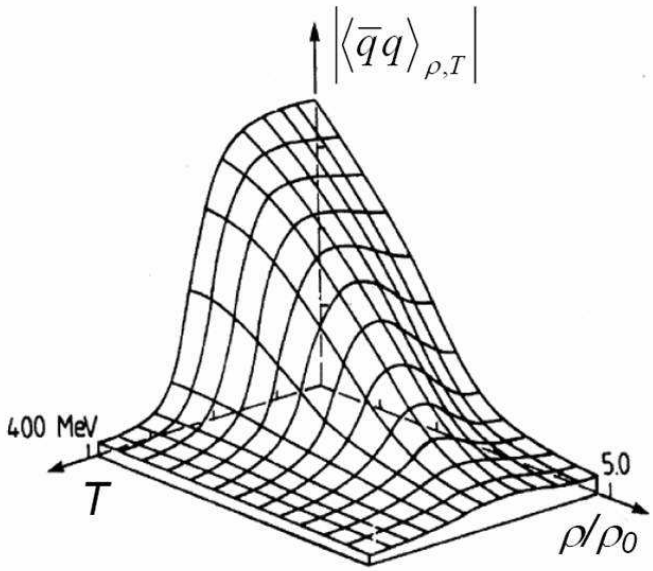


FIG. 1.1 – *Condensat de quark en fonction de la température T et de la densité baryonique (en unité de ρ_0) dans le modèle de Nambu-Jona-Lasinio [3]*

Le condensat de quarks n'est pas une observable. Il faut donc trouver une quantité mesurable qui signerait la restauration de la symétrie chirale.

1.1.3 Modification de la masse des mésons-vecteurs

Il existe plusieurs façons de relier l'évolution du condensat de quarks à des quantités hadroniques parmi lesquels on peut citer :

– L'approche de Brown et Rho [4]: elle prédit que les masses des nucléons et des mésons vecteurs (ρ,ω,ϕ) devraient changer dans les mêmes proportions suivant la relation :

$$\frac{m_{V_{\rho_0}}}{m_{V_0}} = \left(\frac{\langle\bar{q}q\rangle_{\rho_0}}{\langle\bar{q}q\rangle_0}\right)^{1/3} \approx 0.8 \tag{1.2}$$

à la densité nucléaire ρ_0.

– L'approche utilisant les règles de somme de la QCD [5]: Cette approche relie la masse d'un méson vecteur dans un milieu de densité ρ_B à sa masse dans le vide par :

$$\frac{m_{V_{\rho_B}}}{m_{V_{\rho_0}}} = 1 - \alpha\frac{\rho_B}{\rho_0} \tag{1.3}$$

avec $\alpha \approx 0.16 \pm 0.06$. Or, le condensat décroît quasi-linéairement quand la densité augmente. La masse des mésons vecteurs suit donc linéairement la variation de $\langle\bar{q}q\rangle_\rho$ alors qu'elle varie comme la racine cubique de la variation du condensat (Eq. 1.2) dans l'approche de Brown et Rho.

En marge de ces effets liés directement à la restauration de la symétrie chirale, il ne faut pas oublier que les mésons vecteurs pour lesquels on veut mettre en évidence la modification de leurs propriétés spectrales (masse, largeur) interagissent aussi fortement avec le milieu nucléaire. Il conviendra donc de traiter ces interactions avec un modèle approprié, de les

valider sur des points expériementaux avant de tenter de voir des effets liés à la restauration de la symétrie chirale.

L'expérience HADES cherche à mettre en évidence une éventuelle modification de la fonction spectrale des mésons vecteurs. Compte tenu des énergies disponibles auprès de l'accélérateur SIS de GSI, seule la dépendance en densité (Fig. 1.1) pourra être étudiée, des énergies bien supérieures étant nécessaires pour explorer l'axe des températures.

Afin de contraindre au maximum la théorie, HADES a prévu de réaliser des expériences sur une gamme étendue de conditions cinématiques. Ainsi, tandis que les expériences en ions lourds, prévus jusqu'à $Au + Au$, permettront de varier les conditions de densité et de taille de la zone dense et chaude, les faisceaux de protons et de pions donneront une référence à une densité voisine de la densité nucléaire normale. Avec les expériences en pp et πp, on pourra étudier séparément les différents mécanismes mis en jeu.

1.2 Les paires de dileptons en ions lourds

1.2.1 Etude des mésons vecteurs par les dileptons

Le signal le plus propre en provenance des mésons vecteurs est donné par les dileptons ($\mu^+\mu^-$ ou e^+e^-). En effet, les leptons ne subissent pas l'interaction forte à laquelle sont soumis les hadrons et donc les pions. L'information provenant des mésons vecteurs n'est donc que très peu modifiée par d'éventuelles ré-interactions dans la matière nucléaire. Cependant, comme on peut le voir dans le tableau 1.3, les mésons vecteurs décroissent principalement vers des voies pioniques. La décroissance en dileptons a un rapport de branchement (BR) de quelques 10^{-5}.

	Voie pionique	BR	Voie leptonique	BR
ρ	$\rho^0 \to \pi^+\pi^-$	$\sim 100\%$	$\rho^0 \to e^+e^-$	4.7×10^{-5}
			$\rho^0 \to \mu^+\mu^-$	4.55×10^{-5}
ω	$\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$	89%	$\omega \to \pi^0 e^+e^-$	7.7×10^{-4}
	$\omega \to \pi^+\pi^-$	1.7%	$\omega \to \pi^0\mu^+\mu^-$	9.6×10^{-5}
	$\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$	$< 2\%$	$\omega \to e^+e^-$	7.2×10^{-5}
	$\omega \to \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	$< 10^{-3}$	$\omega \to \mu^+\mu^-$	9×10^{-5}

TAB. 1.3 – *Voies de décroissance des mésons vecteurs et leurs rapports de branchement respectifs [6]*

Détecter les e^+e^- provenant d'un méson vecteur ne suffit pas à mettre en évidence des effets de milieu. Il faut, en effet, s'assurer que la production mais surtout la décroissance du méson a eu lieu dans la matière nucléaire. Plus la durée de vie du méson est courte, plus la probabilité qu'il décroisse dans le milieu est grande. De plus, plus l'ion de la collision est lourd, plus le volume de matière nucléaire est grand et donc la probabilité de décroissance à l'intérieur du milieu est grande.

Les mésons vecteurs les plus légers sont répertoriés dans le tableau 1.4. La longueur caractéristique $c\tau$ donne une idée de la distance moyenne de décroissance de la particule. Le méson ρ est le méson qui décroît le plus rapidement, la probabilité qu'il décroisse dans le milieu est donc grande mais cela signifie aussi que sa distribution en masse a une largeur grande. Il sera donc plus difficile de mettre en évidence un déplacement ou un élargissement de la masse.

			^{12}C		Au
Nom	Largeur	$c\tau$	p (MeV/c)	Proba.	Proba.
ρ	150 MeV/c^2	1.31 fm	500	0.2%	$< 10^{-6}$
			1000	4.7%	$< 1\%$
ω	8.4 MeV/c^2	23.4 fm	500	71%	44%
			1000	84%	66%

TAB. 1.4 – *Largeur et parcours moyen avant décroissance des mésons vecteurs légers. Nous avons calculé la probabilité du méson de décroître en dehors du noyau pour 2 valeurs de l'impulsion du méson créé et pour 2 systèmes différents (^{12}C et Au)*

Comme on le voit, seulement dans le cas du ρ, la probabilité de décroître dans le noyau est élevée. Pour le ω, pour atteindre un effet mesurable, il faut se mettre dans des conditions où son impulsion est très faible ($< 500\ MeV/c$).

1.2.2 Autres processus donnant des paires e^+e^- en ions lourds

Le phénomène que l'on veut observer est cependant masqué par d'autres processus donnant des paires e^+e^-. En effet, en collisions d'ions lourds, de nombreuses résonances baryoniques et mésoniques sont excitées lors de collisions NN. Leurs décroissances peuvent donner lieu à l'émission de dileptons, par décroissance directe ou par décroissance Dalitz. Certaines d'entre elles donnent des contributions au spectre de masse invariante e^+e^- dans des régions où sont attendus des effets de milieu sur les mésons vecteurs et il faudra, par conséquent, les maîtriser.

	Voie de décroissance	Rapport de branchement
π^0	$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	1.2%
η	$\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$	6×10^{-3}
	$\eta \rightarrow e^+e^-$	7.7×10^{-5}
Δ^+	$\Delta \rightarrow pe^+e^-$	4×10^{-5}

TAB. 1.5 – *Autres canaux donnant lieu à l'émission de di-électrons en réactions d'ions lourds donnant des paires e^+e^- qui contribuent au spectre en masse invariante M_{ee}. D'autres contributions existent telles que le processus de Bremstrahlung, mais elles sont faibles et ne devraient pas gêner l'étude des mésons vecteurs.*

A ces canaux de réactions physiques primaires, il faut rajouter des dileptons provenant de réactions secondaires. La plus gênante de ces réactions résulte de la matérialisation d'un photon réel par interaction avec la matière du détecteur ($\gamma \rightarrow e^+e^-$). Cette contribution est issue de la décroissance du π^0 en $\gamma\gamma$ (98.8%), lequel est copieusement produit en collisions d'ions lourds.

1.2.3 Premiers résultats avec HADES

Les premières données prises avec le détecteur HADES sont des données en collision $^{12}C+^{12}C$ avec l'énergie cinétique du faisceau fixée à 2 $AGeV$[7] puis 1 $AGeV$[8].

Les premiers résultats obtenus à 2 $AGeV$, présentés dans le figure 1.2, montraient que les modèles ne reproduisaient pas les données. Dans la région 0. $GeV/c^2 < M_{ee} < 0.5\ GeV/c^2$, il y avait un désaccord d'un facteur 2 environ.

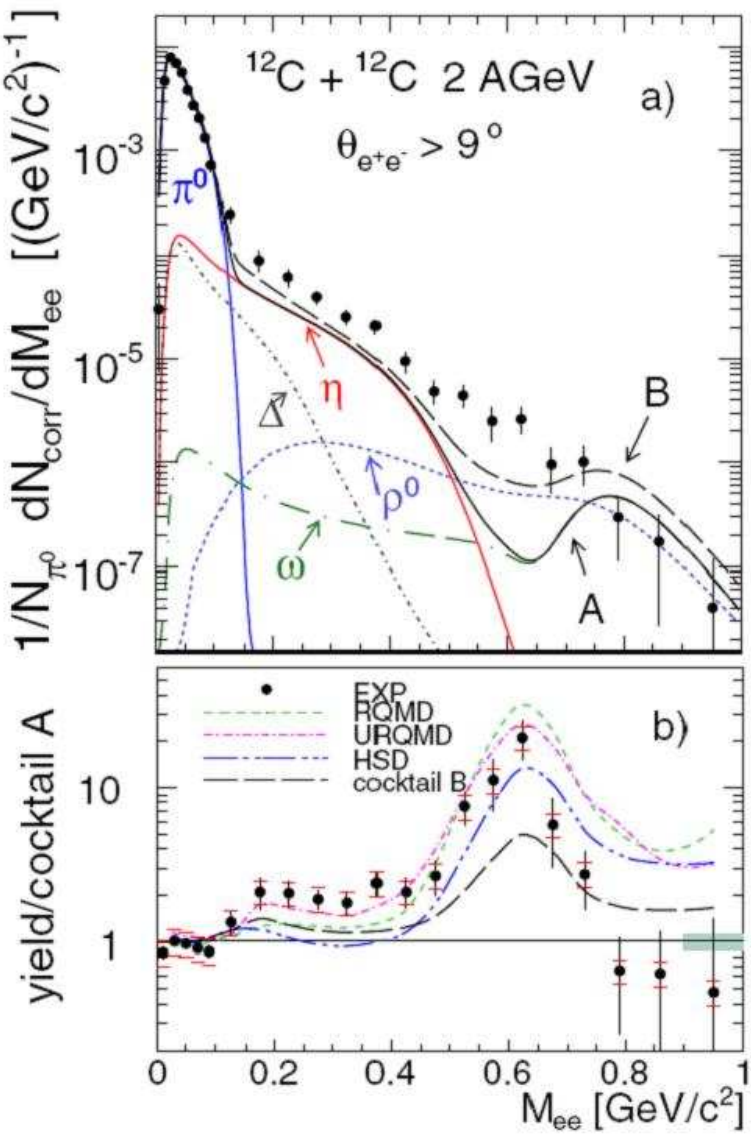


FIG. 1.2 – *(a) Distribution en masse invariante e^+e^- corrigée de l'efficacité et après soustraction du fond combinatoire pour $\theta_{e^+e^-} > 9°$ comparée à un modèle de boule de feu thermique comprenant les décroissances du π^0, du η et du ω (cocktail A), ainsi que les décroissances de la résonance Δ et du ρ (cocktail B). (b) Rapport des données et du cocktail A (•) ainsi que le rapport de différents modèles et du cocktail A.*

Les données à 1 *AGeV* ont permis très récemment de confirmer les données de l'expérience DLS prises à 1.04 *AGeV* (Fig. 1.3a). En effet, les données de DLS présentaient un excès du taux de dileptons dans la région en masse invariante du η d'environ un facteur 7. Cet excès n'était jusqu'à présent pas expliqué par les calculs. L'évolution de l'excès de section efficace dans la région du η, en fonction de l'énergie incidente semble correspondre à l'évolution de la section efficace de production de pions (Fig. 1.3b). L'excès pourrait donc être lié à une mauvaise prise en compte des résonances baryoniques.

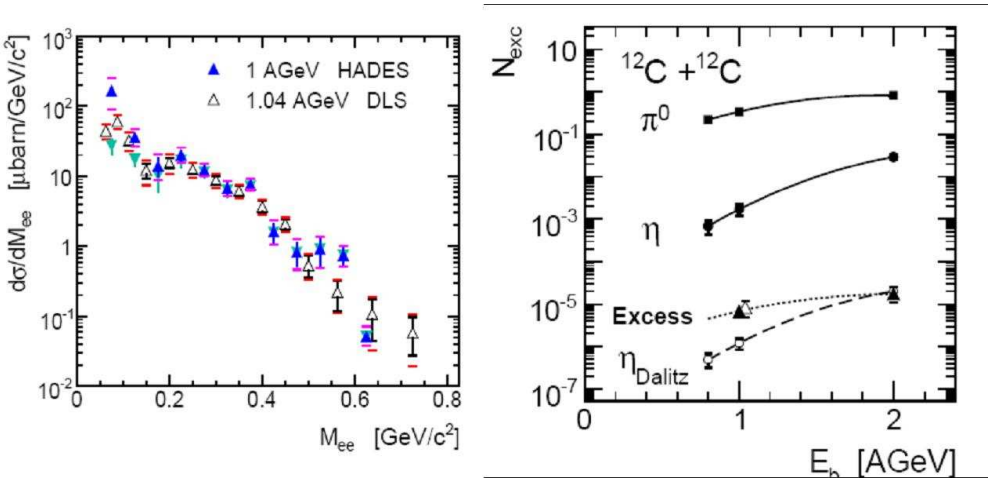


FIG. 1.3 – *A gauche, distribution en masse invariante e^+e^- du spectre obtenu en réaction $C+C$ à l'énergie de 1AGeV avec les détecteurs HADES et DLS. A droite, représentation du rapport entre les données et la théorie dans la région du η en fonction de l'énergie du faisceau incident*

Au vu de ces résultats, de nouvelles sources de dileptons sont nécessaires pour expliquer le spectre au-delà de 140 MeV/c^2 parmi lesquelles on doit compter la décroissance Dalitz de la résonance Δ ainsi que le processus de *Bremsstrahlung*. De nouveaux modèles [9, 10], prenant en compte un calcul plus complet des réactions élémentaires, présentent un accord avec les données (Fig. 1.4).

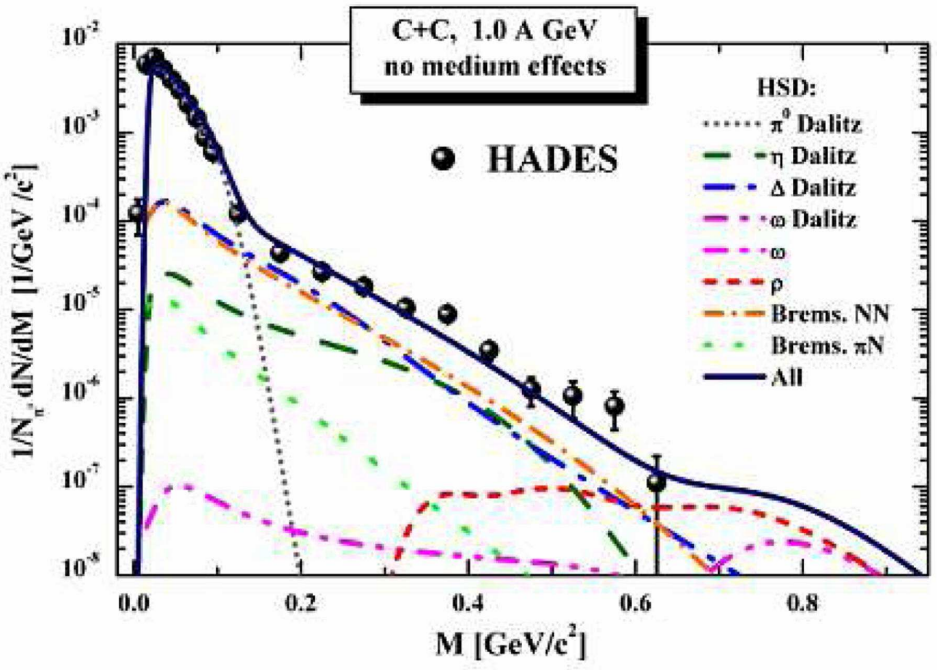


FIG. 1.4 – *Comparaison des données $C+C$ à 1 AGeV avec HADES avec le nouveau modèle de Bratkovskaya [9]*

C'est dans ce contexte que des études ont été entreprises sur les réactions élémentaires qui sont la base des codes de transport. Le travail présenté ici vise à déterminer dans quelles

conditions on peut extraire l'une de ces sources à savoir la décroissance Dalitz du Δ.

1.3 Programme de recherche en réactions élémentaires

Le programme de recherche en réactions élémentaires est assez étendu. Il est réalisé exclusivement sur une cible d'Hydrogène. Les projectiles peuvent être soit des pions, soit des protons soit des deutons ; on peut faire varier l'énergie du faisceau incident pour être plus sensible à tel ou tel processus et ainsi l'étudier de façon propre et contrôlée.

Ainsi, on utilise les données *pp* à énergie cinétique du faisceau fixée à 1.25 GeV pour analyser la décroissance Dalitz de la résonance $\Delta(1232)$, les données *pp* à 2.2 GeV permettent d'isoler la décroissance Dalitz du η ($\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$), les données *pp* à 3.5 GeV donneront des informations sur les décroissances directe et Dalitz du méson ω. Les données en *dp* permettront par comparaison avec *pp* d'estimer la section efficace du processus *Bremsstrahlung pn*.

1.4 La décroissance Dalitz de la résonance Δ

1.4.1 La résonance Δ : définition

Une résonance Δ est définie par son étrangeté $S = 0$ et un isospin $I = 3/2$, c'est une résonance pion-nucléon. La résonance que l'on va étudier est la résonance $\Delta(1232)$. Par la suite, nous utiliserons Δ pour la résonance $\Delta(1232)$ sauf mention contraire. Cette résonance est appelée aussi résonance P_{33}. Cela signifie qu'elle est définie par son moment angulaire $l = 1$ et son spin $J = 3/2$. On peut ajouter qu'elle est de parité positive, sa masse vaut 1232 MeV/c^2 et sa largeur, 120 MeV/c^2.

Ses différentes voies de décroissance sont présentées dans le tableau 1.6.

Voie de décroissance	BR
$N\pi$	$\sim 100\%$
$N\gamma$	$0.52 - 0.60\%$
$N\gamma$, hélicité=1/2	$0.11 - 0.13\%$
$N\gamma$, hélicité=3/2	$0.41 - 0.47\%$

TAB. 1.6 – *Différentes voies de décroissance de la résonance* Δ

Tout comme la résonance Δ possède une décroissance radiative $\Delta \rightarrow N\gamma$, la résonance doit avoir une décroissance vers $\Delta \rightarrow Ne^+e^-$, appelée décroissance Dalitz. Le rapport de branchement de cette décroissance est estimée théoriquement à 4×10^{-5}.

1.4.2 Description de la décroissance Dalitz du Δ

La décroissance Dalitz est décrite, en général, en 2 étapes. D'abord, la résonance décroît vers un proton et un photon virtuel, puis le photon virtuel décroît en une paire e^+e^- (Fig. 1.5).

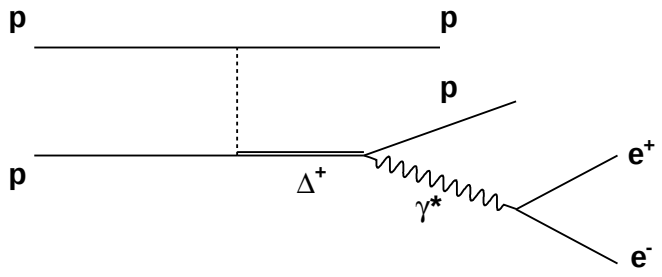


FIG. 1.5 – *Diagramme de la décroissance Dalitz du Δ créé en réaction pp*

En utilisant l'hypothèse de factorisation des sections efficaces [11], on a :

$$d\Gamma(\Delta \to Ne^+e^-) = \Gamma(\Delta \to N\gamma^*)m\Gamma(\gamma^* \to e^+e^-)\frac{dm^2}{\pi m^4} \tag{1.4}$$

avec $\Gamma(X \to Y)$, la largeur partielle de décroissance de la particule X vers l'état Y. Cette largeur partielle est reliée à la section efficace de décroissance $X \to Y$. Les termes de cette expression s'écrivent :

$$m\Gamma(\gamma^* \to e^+e^-) = \frac{\alpha}{3}(m^2 + 2m_e^2)\sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{m^2}} \tag{1.5}$$

et

$$\begin{aligned}\Gamma(\Delta \to N\gamma^*) &= \frac{\alpha}{16}\frac{(m_\Delta + m_N)^2}{m_\Delta^3 m_N^2}\sqrt{(m_\Delta + m_N)^2 - m^2} \\ &\times \left[(m_\Delta - m_N)^2 - m^2\right]^{3/2} \\ &\times \left(|G_M|^2(m^2) + 3|G_E|^2(m^2) + \frac{m^2}{2m_\Delta^2}|G_C|^2(m^2)\right)\end{aligned} \tag{1.6}$$

où m_e, m_N et m_Δ sont respectivement la masse de l'électron, du nucléon et de la résonance Δ et $m^2 = q^2$ est la masse du photon virtuel au carré.

On remarque à partir de l'équation 1.6 [11] que le rapport de branchement de la décroissance Dalitz dépend de 3 facteurs de forme de transition magnétique $|G_M|$, électrique $|G_E|$ et coulombien $|G_C|$. Ces facteurs de forme ne sont pas connus dans la région *Temps* et pourraient être explorés avec HADES.

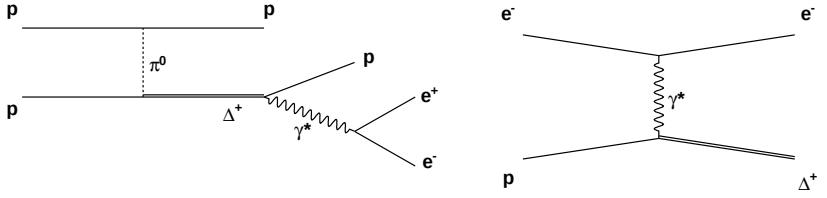
1.4.3 Facteurs de forme de transition $N - \Delta$

Les facteurs de forme de transition électromagnétique $N \leftrightarrow \Delta$ sont des quantités importantes car ils sont sensibles à la structure électromagnétique du Δ et du nucléon, c'est-à-dire à la répartition des courants électriques et magnétiques à l'intérieur du nucléon et du Δ. Ils interviennent dans les calculs des amplitudes de transition $N \to \Delta$ induite par des photons réels ou virtuels, pour tenir compte de la structure interne du nucléon et du Δ aux vertex $\gamma N\Delta$ ou $\gamma^* N\Delta$. Ces facteurs de forme dépendent de la norme au carré du quadri-vecteur impulsion-énergie transféré au nucléon, que l'on note q^2. q^2 est égal au carré de la masse du photon virtuel. Ces facteurs de forme peuvent être déterminés dans 2 régions cinématiques différentes ($q^2 < 0$ est la région *Espace* ; $q^2 > 0$ est la région *Temps*). Il est important de sonder cette transition dans les 2 domaines pour obtenir une meilleure connaissance de ces facteurs de forme.

La région *Espace* est accessible en diffusion de leptons, où le photon virtuel échangé peut exciter le nucléon en résonance Δ. La cinématique de la réaction est telle que $q^2 < 0$ dans ce cas. On définit dans cette région, par commodité, $Q^2 = -q^2$.

La région *Temps* est accessible dans le processus de décroissance Dalitz du Δ. Dans ce cas, q^2 est égal au carré de la masse invariante de la paire e^+e^- et on a $0 < q^2 < (M_\Delta - M_p)^2$.

Pour accéder aux 2 domaines, les principales réactions utilisées sont représentées par les diagrammes de Feynman de la figure 1.6.



(a) (b)

FIG. 1.6 – *Diagrammes de Feynman de la réaction permettant l'accès aux facteurs de forme de transition $N \leftrightarrow \Delta$ (a) dans la région Temps - (b) dans la région Espace*

Il faut noter que l'on peut aussi accéder aux facteurs de forme de transition dans la région *Temps* pour des $q^2 > (M_\Delta + M_p)^2$ par les réactions $e^+e^- \to \bar{p}\Delta^+ \to \bar{p}n\pi^+$ ou $e^+e^- \to \bar{p}\Delta^+ \to \bar{p}p\pi^0$. Il n'existe pas, à notre connaissance, de publications concernant de telles mesures.

Les données dans la région Espace

Les données dans la région *Espace* sont relativement nombreuses. On peut les classer selon 2 types :

- excitation du Δ par photoexcitation
- création du Δ par électroproduction

∗ **Données en photoexcitation** Les données en photoexcitation proviennent essentiellement d'expériences auprès de LEGS [12] et auprès de MAMI [13, 14]. Les expériences utilisent un faisceau de photons réels polarisés ou non, qui excitent une cible de proton en Δ^+. Elles permettent de déterminer les facteurs de forme pour $q^2 = 0$. La voie d'analyse la plus souvent utilisée est la décroissance du Δ vers $\Delta^+ \to p\pi^0$ mais elle est souvent combinée à une autre voie telle que la décroissance vers $\Delta^+ \to n\pi^+$ ou la diffusion du photon γ.

∗ **Données en électroproduction** Les données en électroproduction de la résonance Δ sont plus nombreuses et ont été enrichies récemment par des nouvelles expériences. Elles sont notamment produites au laboratoire JLab [15, 16, 17]. Elles permettent de sonder une région en q^2 plus grande.

Sur la figure 1.7 est représentée une compilation de différentes mesures récentes réalisées des facteurs de forme dans la région *Espace*.

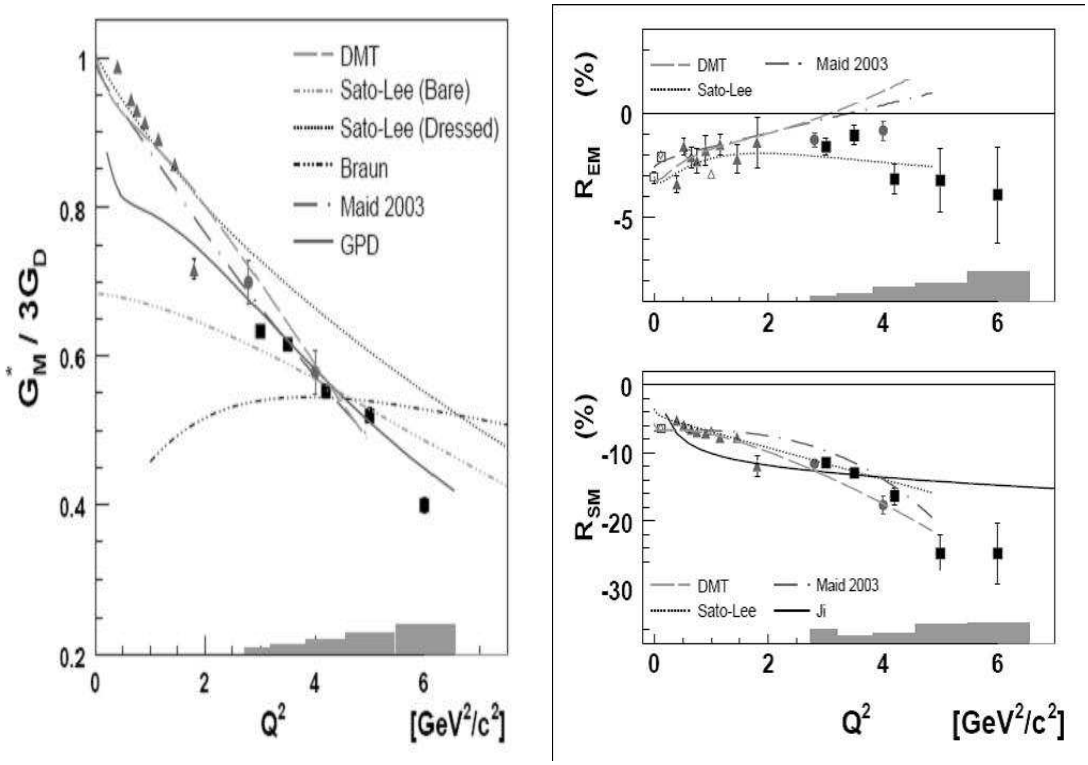


FIG. 1.7 – *Données de la région Espace pour la mesure des facteurs de forme de transition électromagnétique : Le facteur de forme magnétique à gauche, la mesure du rapport entre les amplitudes électrique et magnétique à droite en haut et le rapport entre les amplitudes coulombienne et magnétique à droite en bas*

Le facteur de forme magnétique est représenté divisé par le facteur de forme dipolaire $G_D = \left(1 + Q^2/0.71\right)^{-2}$. On remarque que G_M décroît très vite avec Q^2. Les amplitudes électriques et coulombiennes sont plus faibles que les amplitudes magnétiques mais ne sont pas nulles , ce qui implique des valeurs faibles mais non nulles pour G_E et G_C.

Spécificité de la mesure dans la région Temps

Lorsque l'on passe dans la région *Temps*, les facteurs de forme sont complexes. Dans l'expression 1.6, ce sont les modules de ces quantités qui interviennent. Dans les modèles, on passe de la région *Espace* à la région *Temps* par une transformation analytique complexe.

La décroissance Dalitz du Δ n'a pas été isolée expérimentalement jusqu'ici. Cependant, les spectres en masse invariante mesurés par l'expérience DLS à 1.04 GeV sont dominés pour les masses invariantes $M_{e^+e^-} > 150\ MeV/c^2$ par le processus de décroissance Dalitz du Δ et ont été comparés à différents modèles [18, 19] (Fig. 1.8).

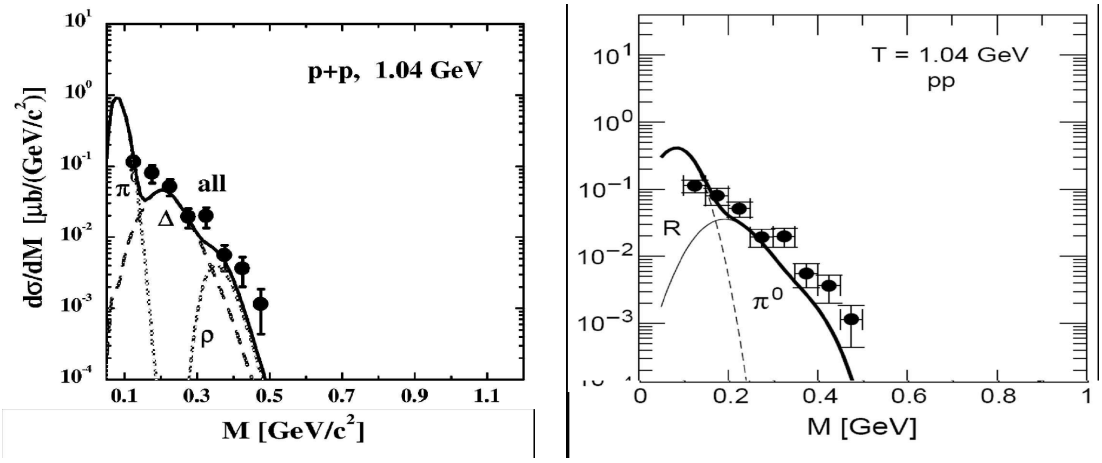


FIG. 1.8 – *Spectre en masse invariante e^+e^- mesuré par la collaboration DLS à* 1.04 *GeV et comparé au modèle de Bratovskaya [18] à gauche et à celui de Fuchs [19] à droite*

Dans le premier modèle, le nucléon et Δ sont considérés comme ponctuels. Les facteurs de forme se réduisent donc à une constante indépendante de q^2. Dans le deuxième, le modèle de dominance vectorielle étendue est utilisé pour calculer les facteurs de forme de transition. Les 2 modèles donnent des résultats assez différents, qui pourraient être dus aux facteurs de forme utilisés. Cependant, les 2 calculs diffèrent aussi par l'expression utilisée pour le rapport de branchement de la décroissance Dalitz comme cela a été souligné dans la référence [11]. De toute façon, les données de DLS ne sont pas assez précises pour contraindre les modèles.

Avec l'expérience HADES, il est attentdu un gain important en sensibilité, à la fois au niveau de la statistique et de la résolution. On espère ainsi pouvoir réaliser une étude spécifique de la décroissance Dalitz du Δ et de contraindre les modèles théoriques décrivant les facteurs de forme de transition.

Chapitre 2

Description du dispositif expérimental HADES

Sommaire

2.1 Généralités 21
2.2 Accélérateur SIS de GSI 23
2.3 Cible d'Hydrogène liquide 24
2.4 Détecteurs START-VETO 24
2.5 Détecteur RICH [21] 26
2.6 Système de reconstruction de l'impulsion 28
2.6.1 L'aimant ILSE 28
2.6.2 Les 24 chambres à dérive MDC 28
2.7 Les détecteurs de temps de vol 30
2.7.1 Le TOF 30
2.7.2 Le TOFINO 30
2.8 Le détecteur de gerbe Shower 31
2.9 Trigger et réglages 32

2.1 Généralités

Le détecteur HADES est installé au laboratoire GSI (Darmstadt, Allemagne). Il est dédié à l'identification et la reconstruction des paires électron-positron e^+e^- provenant de la décroissance des mésons produits en collision d'ions lourds, de protons ou de pions aux énergies de l'accélérateur SIS (de l'ordre de quelques GeV par nucléon).

La probabilité de décroissance d'un méson en une paire e^+e^- étant très faible ($\sim 10^{-5}$), le détecteur doit remplir certaines conditions :

- **Grande acceptance :** Pour que la probabilité de détecter la paire e^+e^- une fois produite soit maximum. L'acceptance d'HADES pour les paires de diélectrons est $\epsilon_{e^+e^-} \approx 40\%$ de 4π.
- **Taux de comptage élevé :** Etant donné que les événements qui nous intéressent sont rares, il est important de pouvoir utiliser une intensité du faisceau élevée (10^7 à 10^8 particules par seconde). Cela implique de fonctionner avec des détecteurs rapides et à grande granularité.
- **Trigger basé sur les électrons :** La plupart des réactions produisent uniquement des hadrons. Ceux-ci occupent l'acquisition avec des événements qui ne nous intéressent pas. Un trigger rapide sur les électrons permet de rejecter en ligne les événements hadroniques.

– **Efficacité d'identification des électrons-positrons élevée**
– **Résolution en masse invariante e^+e^- très bonne :**Une résolution de 1% en masse invariante e^+e^- est nécéssaire pour atteindre une sensibilité de quelques MeV sur les variations de la fonction spectrale des mésons vecteurs (masse ou largeur). Cela implique une résolution en impulsion de l'ordre de $1-2\%$.
– **Quantité de matière faible :** Le choix des matériaux pour la construction des différents détecteurs a été dicté par le souci d'avoir le Z le plus petit afin de limiter la conversion des photons réels en paire e^+e^- ($\propto Z^2$). En même temps que l'on limite la conversion, on diminue aussi la diffusion multiple ($\propto Z$), ce qui permet d'avoir une meilleure résolution.

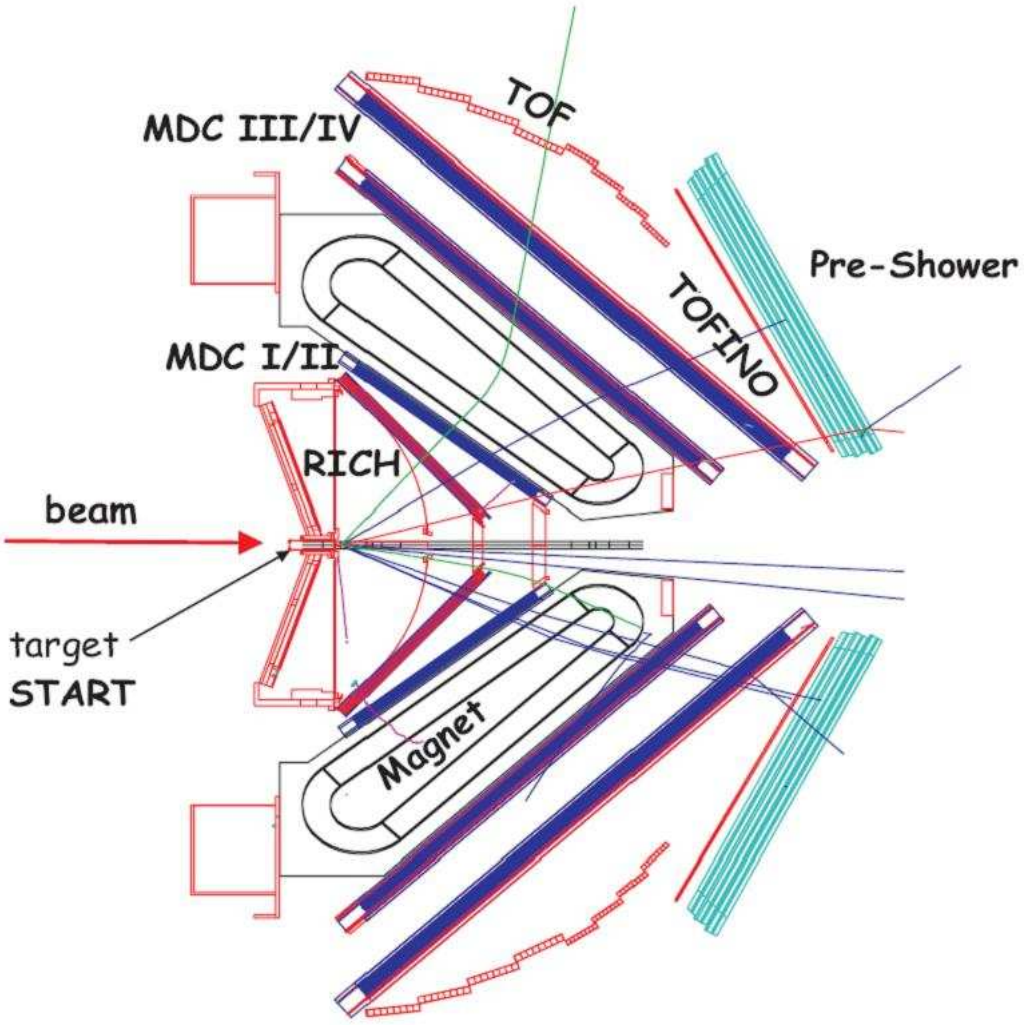


FIG. 2.1 – *Vue schématique du détecteur HADES. Il est composé du détecteur RICH, de 2 séries de 2 modules de chambres à dérive MDC placées avant et après une zone de champ magnétique. Un mur de scintillateur pour la mesure de temps de vol (TOF/TOFINO) accompagné du détecteur de gerbes électromagnétiques SHOWER aux petits angles est utilisé pour l'identification des électrons ainsi que pour le déclenchement de l'électronique.*

Le détecteur possède une géométrie hexagonale, avec 6 secteurs identiques. Il couvre les angles polaires entre 18° et 85°, et presque tout l'angle azimutal (excepté les zones de jointure entre les secteurs). Une coupe est présentée dans la figure 2.1.

Le spectromètre est composé de plusieurs détecteurs :

- Les détecteurs **START-VETO** donnent un signal lorsqu'il y a eu réaction dans la cible. Ils donnent aussi le temps de référence pour la mesure du temps de vol des particules (ces détecteurs ne sont pas utilisés en réactions élémentaires)

- Le Ring-Imaging Cherenkov **RICH** est un détecteur basé sur l'effet Cherenkov qui permet l'identification des électrons et des positrons. Il est placé dans la région autour de la cible.

- Le système de reconstruction de trajectoire est composé d'un aimant supraconducteur à géométrie toroïdale et d'un ensemble de 4 plans de Mini-Drift Chamber **MDC**. Les chambres mesurent la position et la direction des particules chargées qui les traversent avant et après la zone de champ magnétique. A partir de la déviation des particules dans le champ magnétique, il est possible de remonter à l'impulsion des particules.

- Un ensemble de détecteurs regroupé sous le nom **META** (Multiplicity Electron Trigger Array) permettant, en autre, une 2^e identification des e^+ et e^-. Il est composé de :

  - Un détecteur de temps de vol (**TOF**) composé de plusieurs fines lattes de scintillateurs pour distinguer les leptons des hadrons par mesure de temps de vol. Il couvre la région en angle polaire entre 44° et 88°. Dans la région entre 18° et 45°, la mesure de temps de vol est effectuée par un scintillateur de moindre granularité et avec une moins bonne résolution **TOFINO**. Il sera remplacé dans le futur par des Resistive Plate Chambers **RPC**.

  - Dans la région aux petits angles polaires ($< 45°$), l'efficacité d'identification des leptons est insuffisante par la mesure du temps de vol. Pour y remédier, on utilise un détecteur de gerbes électromagnétiques **SHOWER**.

- Un système de **TRIGGER** à plusieurs niveaux qui permet de rejeter les événements inintéressants pour notre étude.

2.2 Accélérateur SIS de GSI

L'accélérateur qui fournit le faisceau pour HADES est situé à GSI (Darmstadt, Allemagne). Il est constitué de 2 parties accélératrices. L'accélérateur linéaire UNILAC sert d'injecteur pour le synchrotron SIS (Figure. 2.2).

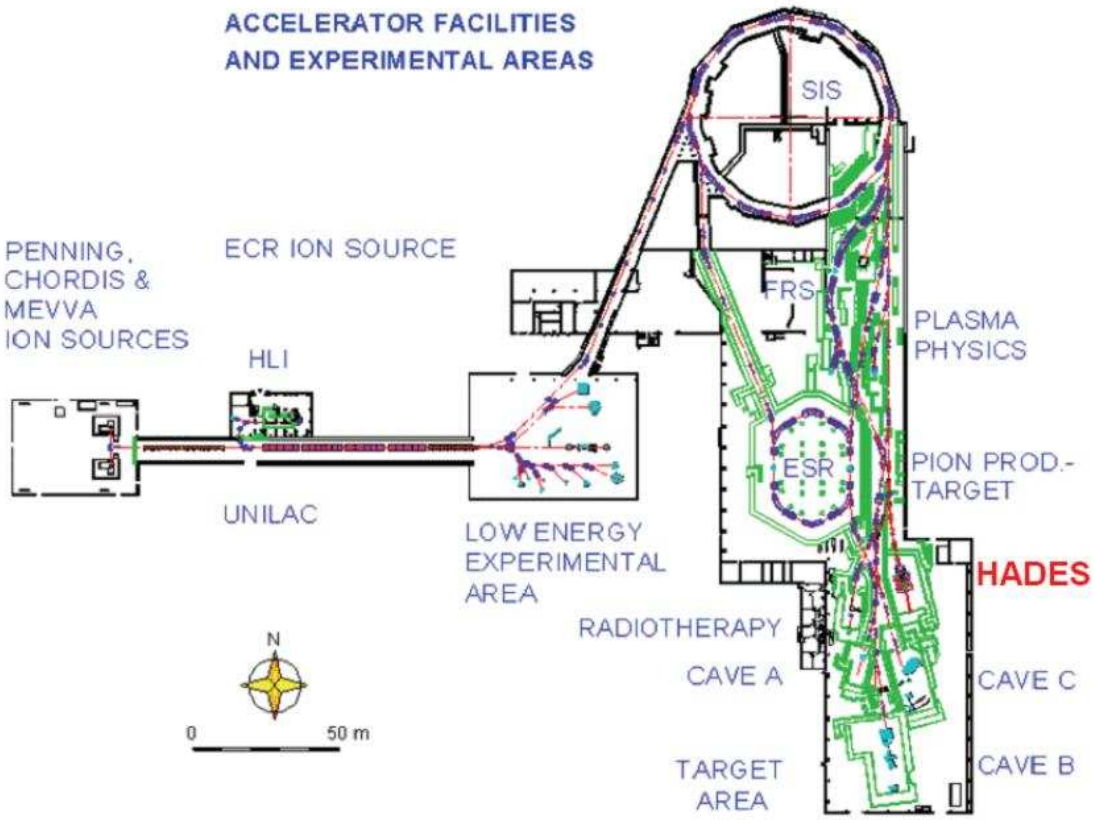


FIG. 2.2 – *Plan du site de GSI, Darmstadt*

L'accélérateur permet d'accélérer tous les ions, de p à U jusqu'à un $B\rho_{max}$ de 18Tm. L'énergie maximum pour des ions lourds de $\frac{Z}{A} = \frac{1}{2}$ est donc de 2 GeV par nucléon à une intensité jusqu'à 10^{11} particules par seconde.

2.3 Cible d'Hydrogène liquide

La cible d'Hydrogène liquide a été construite à l'IPN Orsay dans le but de réaliser des réactions entre projectiles légers (pion, proton, deuton) et une cible légère. Elle est constituée d'un tube de 5cm de long et de 2.5cm de diamètre rempli d'Hydrogène liquide à pression atmosphérique et à une température de 20K.

2.4 Détecteurs START-VETO

Ces 2 détecteurs doivent donner un signal rapide lorqu'une réaction a lieu dans la cible. Le START est placé 75cm avant la cible et le VETO placé 75 cm après la cible. Si une particule du faisceau n'entraîne pas de réaction, cette particule va laisser un signal à la fois dans le START et dans le VETO. Si, au contraire, cette particule provoque une réaction, elle ne laissera pas de signal dans le VETO. Le système déclenchera l'acquisition si il y a un signal dans le START et pas de signal dans le VETO. Le système START-VETO d'HADES permet une mesure de temps avec une résolution de l'ordre de $30ps$.

Les 2 détecteurs sont 2 détecteurs CVD (Chemical Vapour Deposition) diamond [20] de géométrie octogonale (Fig. 2.3). Ce type de détecteur a une bonne résolution en temps et permet de travailler à un taux de comptage élevé.

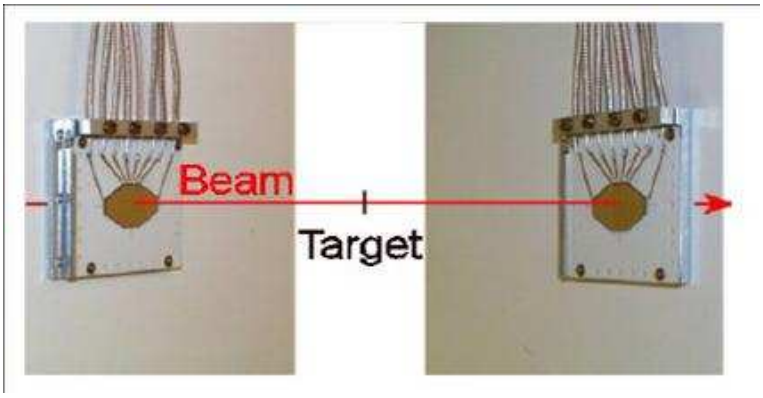


FIG. 2.3 – *Système START-VETO utilisé pour les réactions en ions lourds. Chaque détecteur consiste en 8 bandes de largeur entre 5.4mm et 1.55mm*

L'épaisseur des détecteurs est de 100μ, ce qui est assez fin pour que la diffusion multiple et les réactions secondaires ne soient pas polluantes.

2.5 Détecteur RICH [21]

Le détecteur RICH (Ring-Imaging CHerenkov) est un détecteur spécifique à la détection des e^+ et des e^-. Il permet l'identification des e^+/e^- d'impulsion $100MeV/c \leq p \leq 1500MeV/c$. Il est basé sur l'effet Cherenkov.

L'effet Cherenkov est l'émission de photons de façon cohérente losqu'une particule traverse un milieu d'indice n avec une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu. Les photons sont émis sur un cône dont le demi-angle d'ouverture θ_c dépend de la vélocité β de la particule.

$$cos\theta_c = \frac{1}{n\beta},\ \beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}$$

Toute particule telle que $\beta > 1/n$ fait donc de l'effet Cherenkov.

Lors de sa conception, il était important dans le choix des matériaux de minimiser la quantité de matière pour limiter la conversion de paires et la diffusion multiple. La volonté de travailler à taux de comptage élevé a également été crucial dans la conception du RICH.

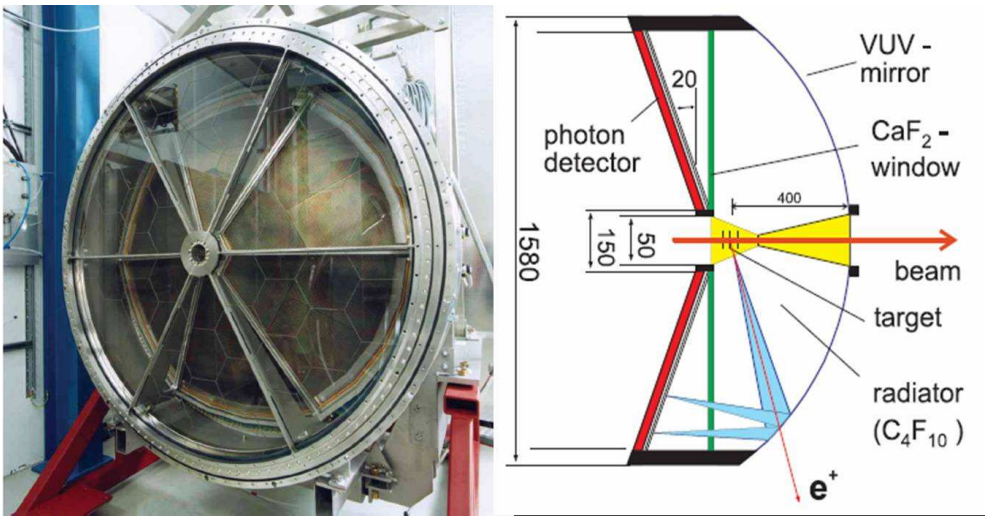


FIG. 2.4 – ***A gauche :****Photo du détecteur RICH* ***A droite :****Coupe schématique représentant le fonctionnement du détecteur RICH*

On peut décomposer le détecteur en trois parties :

- **Le radiateur à gaz :** C'est dans cette partie que l'émission du rayonnement Cherenkov a lieu. Le gaz choisi est du C_4F_{10} (n=1.0015), les particules de $\gamma \geq 18$ émettent du rayonnement Cherenkov dans ce gaz. Dans la région d'impulsion qui nous intéresse,seuls e^+/e^- rayonnent. Les protons et les pions rayonnent dans ce gaz si leur énergie dépasse respectivement 17 GeV et 2.5 GeV. Les photons sont émis principalement dans le domaine de l'ultra-violet.
- **Le miroir :** Les photons Cherenkov sont réfléchis par un miroir Carbone sphérique sur lequel est déposée une couche d'Al ($20\mu g/cm^2$). Son diamètre est de 144 cm, son rayon de courbure est de 872 mm. Sa réflectance à $\lambda = 150nm$ est de 70%.
- **Le détecteur de photons :** Il couvre tout le plan focal de réflexion du miroir. Il est constitué de chambre proportionnelle Multi-Wire Proportional Chamber (MWPC) constituée de pads recouverte de CsI qui permet de convertir les photons en électrons comme on peut le voir sur la figure 2.5.

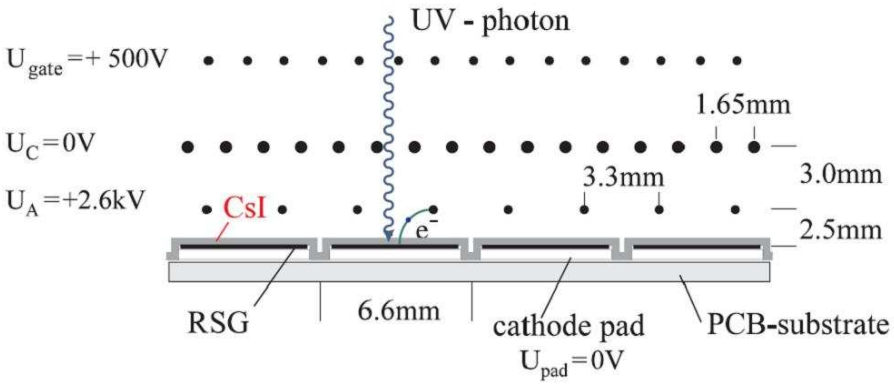


FIG. 2.5 – *Schema du fonctionnement de la chambre proportionnelle pour la détection des photons Cherenkov*

2.6 Système de reconstruction de l'impulsion

Le système de reconstruction de trajectoires associe un champ magnétique B à géométrie toroïdale produit par 6 bobines à 24 chambres à dérive.

2.6.1 L'aimant ILSE

Le champ magnétique du détecteur HADES est produit par un ensemble de 6 bobines montées en série formant 6 secteurs de détection. Ces 6 aimants produisent un champ magnétique toroïdal. L'intensité du champ magnétique est inférieur à $0.7T$. Lorsqu'une particule chargée traverse le champ magnétique, elle est déviée d'un angle qui est proportionnel à l'intégrale de champ sur la trajectoire $\int Bdl$ et inversement proportionnel à son impulsion.

2.6.2 Les 24 chambres à dérive MDC

Les chambres à dérive permettent de mesurer la position des particules qui les traversent et donc de définir la trajectoire des particules dans l'espace. En déterminant la trajectoire avant la zone de champ magnétique et après, on est capable de déterminer la déviation des particules et ainsi de remonter à l'impulsion.

Le système de reconstruction de trajectoire (Fig. 2.6) est composé de 24 chambres réparties en 6 secteurs de 4 plans, de taille croissante à mesure que l'on s'éloigne de la cible. Chacune des 24 chambres a la même couverture angulaire en angle polaire de 18° à 85°.

Dans chaque secteur, 2 chambres sont placées avant et 2 après le champ magnétique. Les chambres sont composées de 6 couches de fils sensibles et de champ orientés suivant 5 angles, ±0°, ±20°, ±40° par rapport à l'axe (Ox), alternées avec des plans de cathode. Ceci permet une bonne résolution dans la direction de déviation par le champ magnétique.

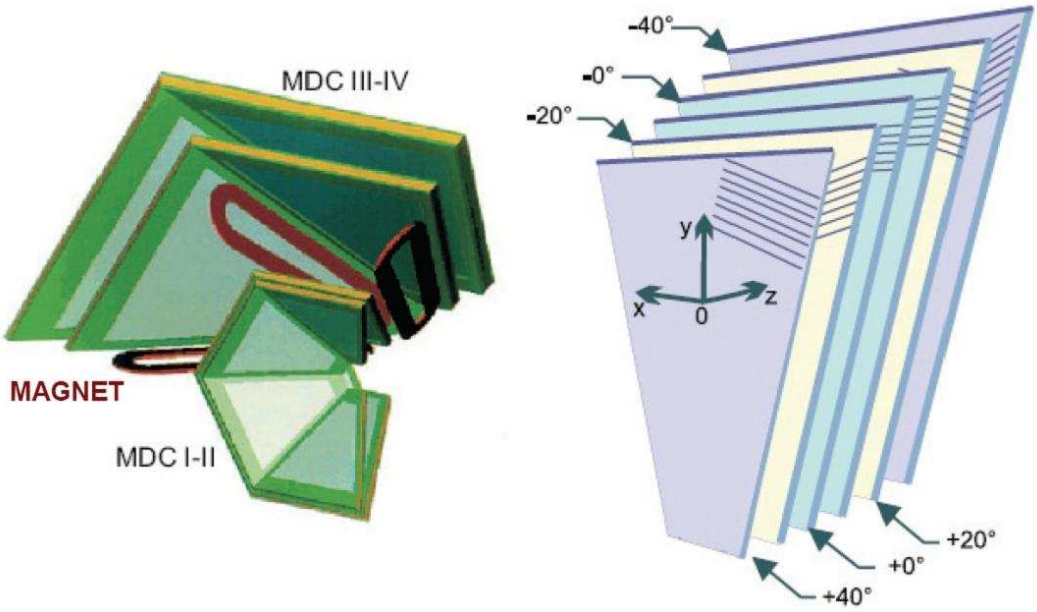


FIG. 2.6 – *A droite : Disposition des chambres MDC dans l'espace. Les plans I et II sont dans la région entre la cible et la zone de champ magnétique, les plans III et IV sont placés après la zone de champ magétique. A gauche : Orientation des couches de fils sensibles à l'intérieur d'une chambre MDC.*

Une particule qui traverse une cellule ionise le gaz. Le long de la trajectoire de la particule se créent des paires ions positifs/électrons. Les électrons vont dériver suivant les lignes de champ électrique jusqu'à l'anode (fils sensibles). Le champ électrique dans les cellules est le résultat d'une polarisation des fils de champ et des fils de cathode par une haute tension. Les anodes sont à la masse. La figure 2.7a montre les lignes de champ dans une cellule. Une relation relie le temps de dérive et la distance de dérive. Cette relation est déterminée précisément par simulation des lignes de champ et est représentée sur la figure 2.7b. La relation temps-distance n'est pas linéaire. Cependant, nous utiliserons la vitesse de dérive moyenne au milieu de la cellule $v_D = 40\ \mu/ns$. En combinant les informations des 6 couches, on peut à la fois déterminer la position et la direction de la trajectoire.

(a) (b)

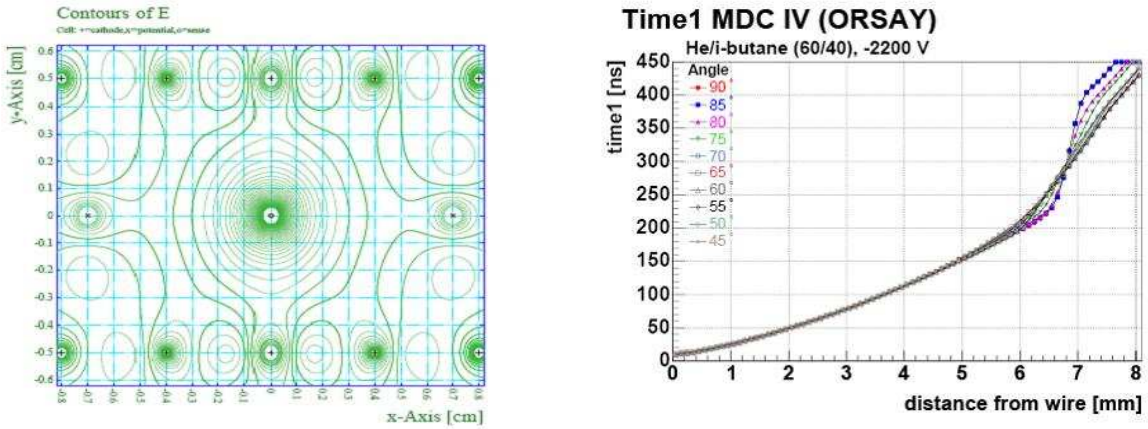


FIG. 2.7 – *Contour du champ électrique au sein d'une cellule de dérive à gauche et relation temps/distance pour différents angles d'incidence des particules à droite pour les chambres MDCIV [22]*

2.7 Les détecteurs de temps de vol

Les détecteurs de temps de vol sont utilisés à la fois pour l'identification des particules et aussi pour le trigger de l'expérience. Le TOF et le TOFINO sont placés après le système de recontruction des trajectoires. Le TOF occupe la région en angle polaire entre 44° et 88° alors que le TOFINO est placé aux angles polaires de 15° à 45° .

2.7.1 Le TOF

Le TOF est constitué d'un ensemble de 384 barres de scintillateurs, réparties sur 6 secteurs ; chaque secteur est divisé en 8 modules, chaque module est divisé en 8 barres de scintillateurs. Le signal est récupéré aux 2 bouts de chaque barre par des photomultiplicateurs qui permettent la mesure d'un temps de vol et de l'amplitude du signal. Le TOF permet ainsi une détermination rapide de la multiplicité de l'événement pour le trigger de 1^{er} niveau. Il permet de déterminer, de façon rapide, la position d'impact de chaque particule pour un éventuel trigger de 2^{e} niveau. La mesure du temps de vol des particules permet l'identification des électrons/positrons par rapport aux particules plus massives. La mesure de perte d'énergie grâce à la mesure des amplitudes des signaux permet la séparation électron/hadrons à 95%.

La résolution sur la mesure du temps de vol de ce détecteur est de 150 ps (mesurée avec les données $^{12}C +^{12} C$ de Novembre 2002), soit une résolution spatiale de 2cm.

2.7.2 Le TOFINO

La mesure de temps de vol aux petits angles polaires est effectuée par le TOFINO, détecteur de plus faible granularité. Il suit la géométrie hexagonale du détecteur. Chaque secteur est formé de 4 bandes de scintillateurs de forme trapézoïdale de 130 cm de hauteur et 10 mm d'épaisseur. Le signal est récupéré sur le côté le plus large (32 cm) par un photomultiplicateur. Il n'y a pas d'information de position par ce détecteur, et la résolution est de l'ordre de 420 ps (mesurée avec les données $^{12}C +^{12} C$ de Novembre 2002).

2.8 Le détecteur de gerbe Shower

Le détecteur Shower est prévu pour compléter l'identification des électrons/positrons aux angles polaires $< 45°$. Le principe est de provoquer dans une plaque de Pb des gerbes électromagnétiques et de détecter ces gerbes. Le Shower suit la géométrie hexagonale et chaque secteur est donc composé de 3 chambres à fils entre lesquelles sont insérées 2 plaques de Pb (Fig. 2.8).

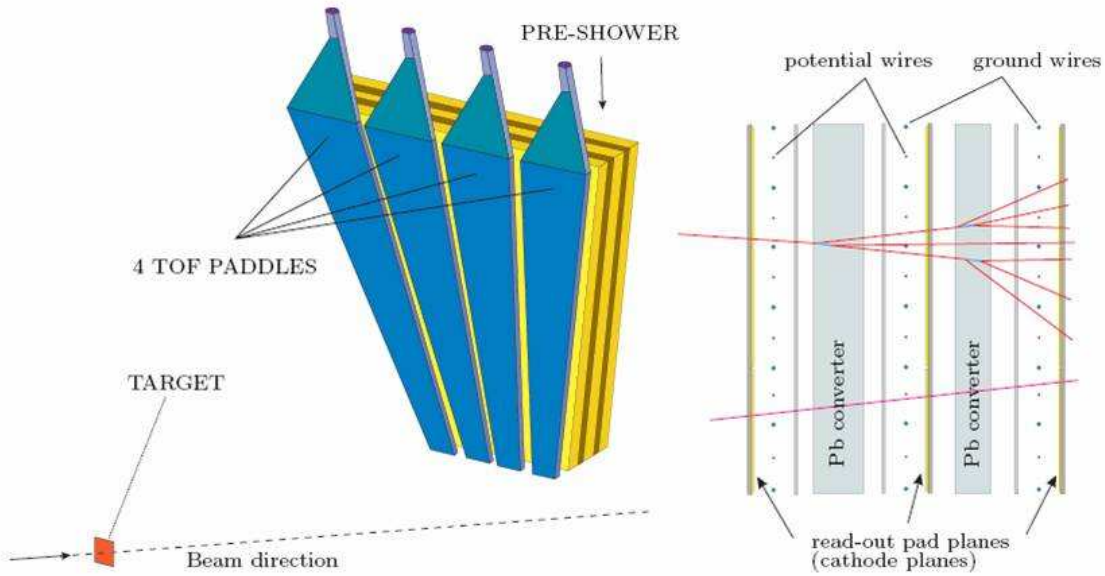


FIG. 2.8 – ***A gauche :*** *Shéma représentatif du détecteur Shower et du détecteur TOFINO dans un secteur.* ***A droite :*** *Coupe schématique représentant le fonctionnement du détecteur Shower.*

L'identification des e^+/e^- par le Shower se fait par comparaison des amplitudes des signaux mesurés dans chacune des chambres à fils. Une particule qui ne fait pas de gerbe, comme un pion ou un proton, donnera le même signal dans les 3 chambres. Ce détecteur est associé à une unité de calcul (Image Processing Unit, IPU) qui donne un signal de validation de détection d'un gerbe utilisable pour le trigger de 2^e niveau.

2.9 Trigger et réglages

Les événements que l'on souhaite observés étant rares, il est nécessaire de travailler à grande intensité. Cela implique que le taux de comptage soit élevé. Tous les événements ne peuvent pas être enregistrés ; c'est pour cette raison qu'il est important de sélectionner les événements qui nous intéressent par un système de Trigger en ligne et rapide. On a défini 3 niveaux de trigger.

- **Trigger de 1^{er} niveau LVL1 :** Le trigger de 1^{er} niveau donne le temps de référence pour toutes les mesures de temps de l'expérience. Cette information est donnée par le système START-VETO ou par la 1^{re} particule dans le système TOF-TOFINO. Le niveau LVL1 permet aussi de sélectionner les événements selon leur multiplicité dans les détecteurs TOF-TOFINO.
- **Trigger de 2^{e} niveau LVL2 :** Le trigger de 2^{e} niveau a pour but de déclencher l'acquisition uniquement sur les événements contenant des diélectrons. Tout d'abord, les IPU détectent les signaux des électrons/positrons provenant du RICH, du TOF et du SHOWER. Ces signaux peuvent être comparés dans une Matching Unit (MU) qui permet de sélectionner les paires e^+e^- avec un angle d'ouverture suffisant. Ce trigger permet une réduction du taux de comptage d'un facteur 10.
- **Trigger de 3^{e} niveau LVL3 :** Le trigger de 3^{e} niveau est possible mais il n'a pas été utilisé jusqu'à maintenant. Basé sur les informations des MDC, il permettrait de corréler géométriquement une trajectoire reconstruite en ligne avec les informations correspondantes des autres détecteurs.

Chapitre 3

Simulation de la décroissance Dalitz de la résonance $\Delta(1232)$

Sommaire

3.1 Motivations 34
3.1.1 Principe de la mesure avec le détecteur HADES 34
3.1.2 Choix de l'énergie 35
3.1.3 Les différents canaux de la réaction pp à 1.25 GeV 36
3.1.4 Choix des réactions simulées 38
3.1.5 Méthode d'analyse 39
3.2 Description de la simulation 41
3.2.1 Outil de simulation : PLUTO 41
3.2.2 Ingrédients physiques de la simulation 42
3.2.3 Simulation du détecteur HADES 50
3.3 Description de la cinématique de la réaction dans le repère du laboratoire 55
3.3.1 Cinématique de la réaction $pp \rightarrow p\Delta^+$ 55
3.3.2 Cinématique du canal de décroissance $\Delta^+ \rightarrow p\gamma^*$ 56
3.3.3 Cinématique du canal de décroissance $\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ 57
3.3.4 Cinématique des différentes étapes de la décroissance $\Delta^+ \rightarrow p\pi^0 \rightarrow pe^+e^-\gamma$ 59
3.3.5 Résumé de la cinématique 60
3.4 Analyse de la simulation de la décroissance Dalitz du Δ à 1.25 GeV 62
3.4.1 Effet de l'acceptance et de l'efficacité 62
3.4.2 Suppression du fond 65
3.4.3 Effet de la résolution sur la suppression du π^0 72
3.4.4 Conclusion sur la faisabilité de la mesure du rapport de branchement vers la décroissance Dalitz du Δ 77
3.5 Reconstruction de la résonance 81
3.5.1 Première méthode : Masse invariante pe^+e^- 81
3.5.2 Deuxième méthode : Transfert d'impulsion entre les protons 83
3.5.3 Méthode croisée utilisant une éventuelle corrélation : Méthode du moment transféré des protons d'entrée vers les protons de sortie en fonction de la masse invariante pe^+e^- 88
3.5.4 Conclusion sur la reconstruction de résonance 89
3.6 Sensibilité à différents modèles 90
3.6.1 Modèles de production des résonances 90
3.6.2 Paramétrisation du facteur de forme magnétique de Iachello[38] 92
3.7 Limitations de PLUTO 95

3.7.1 Isotropie dans la décroissance $\Delta^+ \to \gamma^* p \to e^+e^- p$ 95
3.7.2 Dépendance en hélicité des rapports de branchement 95
3.7.3 Indiscernabilité des protons en voie de sortie et interférence entre les processus 95
3.7.4 Calcul de Kaptari [24] 97
3.8 Conclusions et discussion 99

3.1 Motivations

Nous allons maintenant nous intéresser au processus de décroissance Dalitz de la résonance Δ. Comme on a pu le voir dans le paragraphe 1.4, ce processus est sensible aux facteurs de forme de transition électromagnétique $N \to \Delta$ d'un nucléon vers une résonance Δ.

Dans cette analyse, nous voulons mesurer :

- le rapport de branchement de la décroissance Dalitz dont on a seulement une estimation théorique ($BR_{\Delta Dalitz} = 4 \times 10^{-5}$),
- la forme du spectre en masse invariante e^+e^-, permettant ainsi de tester les modèles utilisés pour l'analyse des réactions en ions lourds et donnant des informations sur les facteurs de forme électromagnétiques.

Pour cela, nous avons réalisé des simulations pour vérifier si cette étude est faisable. Les 3 problèmes qui se posent sont :

- la statistique : nombre d'événements attendus pour le processus de décroissance Dalitz du Δ dans les expériences réalisées avec le détecteur HADES,
- le bruit de fond dû aux autres processus,
- la sensibilité des mesures aux différents modèles.

La méthode et les résultats de cette étude sont présentés dans ce chapitre.

3.1.1 Principe de la mesure avec le détecteur HADES

Dans le processus que nous voulons étudier, le Δ est créé lors de la réaction *pp* et décroît ensuite vers un proton et un photon virtuel γ^* qui décroît, à son tour, en une paire e^+e^-. Cette décroissance est la décroissance Dalitz. Elle est présentée dans le schéma de la figure 3.1.

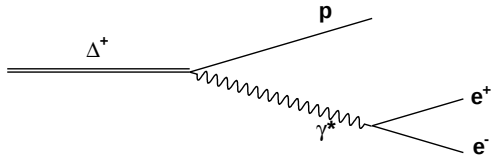


FIG. 3.1 – *Représentation de la décroissance Dalitz de la résonance* Δ^+

Puisque le rapport de branchement de la décroissance Dalitz est une fonction de $q^2 = M^2_{e^+e^-}$ (cf. section 1.4), il est nécessaire de détecter la paire e^+e^-. La détection d'un proton suffit alors pour vérifier que la réaction est bien la réaction $pp \to ppe^+e^-$ et pour déterminer toutes les variables cinématiques de la réaction. Lorsqu'elle est possible, la détection du 2^e proton permet de réduire le bruit de fond comme on le verra par la suite.

3.1.2 Choix de l'énergie

L'énergie doit être suffisante pour exciter la résonance $\Delta(1232)$. La figure 3.2 montre les sections efficaces des réactions $pp \rightarrow pp\pi^0$ en haut et $pp \rightarrow pn\pi^+$ en bas en fonction de l'énergie dans le centre de masse. En tiret est tracée la contribution de la résonance Δ à ces sections efficaces. Jusqu'à $\sqrt{s} = 2.8\ GeV$, le π est produit dans les 2 canaux à travers l'excitation de la résonance Δ, de façon dominante. Au delà, les contributions de la résonance N^* ou des résonances Δ d'énergie plus élevée ne peuvent plus être ignorées.

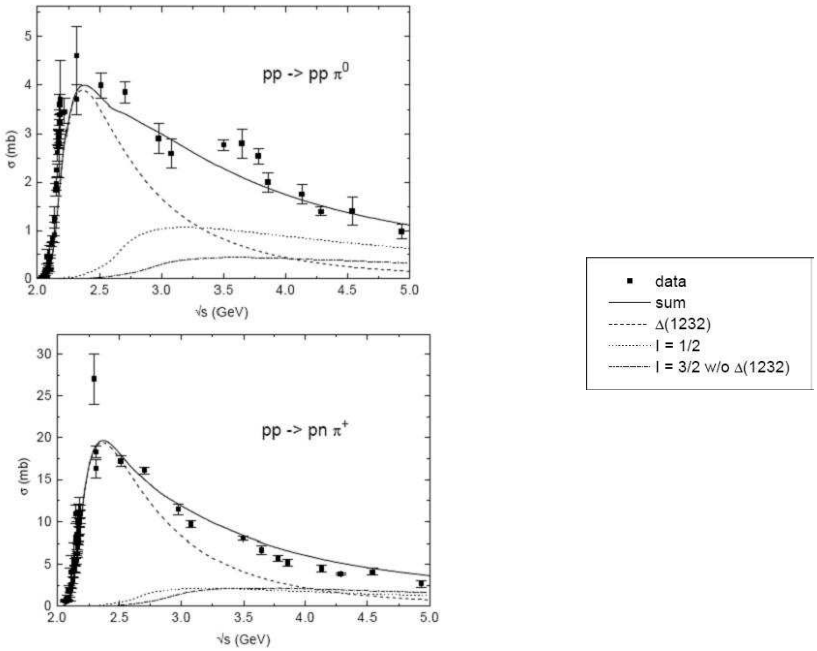


FIG. 3.2 – *Sections efficaces [23] des réactions* $pp \rightarrow pp\pi^0$ *et* $pp \rightarrow pn\pi^+$ *en fonction de l'énergie disponible dans le centre du masse. En tiret : contribution du* Δ*. Le pic d'excitation de la résonance* Δ *est atteint pour* $\sqrt{s} = 2.4\ GeV$ *soit pour une énergie cinétique du faisceau dans le laboratoire* $E_c = 1.19\ GeV$*. Les lignes en pointillé et la ligne en tiret-point correspondent respectivement aux contributions des résonances de spin* $1/2$ *et des autres résonances* Δ*.*

Pour créer la résonance Δ, il faut $\sqrt{s} > 2.1\ GeV$, ce qui correspond à une énergie cinétique du faisceau dans le laboratoire $E_c > 475\ MeV$. Cependant, il faut se placer à une énergie plus élevée pour que la section efficace d'excitation de la résonance Δ soit plus élevée. Le pic de la section efficace est à $\sqrt{s} = 2.4\ GeV$, ce qui correspond à une énergie cinétique du faisceau $T = 1.19\ GeV$.

La limite supérieure est dictée par la volonté de limiter le nombre de processus possibles lors de la réaction *proton + proton*. Le seuil de production des différents mésons est indiqué dans le tableau 3.1.

Méson	Seuil de production Energie cinétique
π	278 MeV
η	1253 MeV
ρ	1858 MeV
ω	1892 MeV
ϕ	2595 MeV

TAB. 3.1 – *Récapitulatif des seuils de production des différents mésons en énergie cinétique du faisceau en réaction pp*

L'énergie cinétique du faisceau utilisée est $E_c = 1.25\ GeV$, soit juste en-dessous du seuil de production du méson η.

3.1.3 Les différents canaux de la réaction pp à 1.25 GeV

Le processus qui nous intéresse est la décroissance Dalitz du Δ : $pp \rightarrow p\Delta^+ \rightarrow pp e^+e^-$. La section efficace de la production de la résonance Δ est 5.27 mb. Le Δ peut décroître ensuite vers pe^+e^- avec un rapport de branchement estimé théoriquement aujourd'hui, par les calculs d'ElectroDynamique Quantique (QED), à 4×10^{-5}. La section efficace associée à la décroissance Dalitz du Δ n'est donc que de 2.11×10^{-4} mb, ce qui représente une fraction extrêmement faible de la section efficace totale de la réaction pp.

Le tableau 3.2 récapitule les processus ayant lieu lors de la réaction pp à l'énergie cinétique de 1.25 GeV.

Réaction	Section efficace (mb)	Détails		Production de paires e^+e^-
		Processus intermédiaires	σ (mb)	
$pp \rightarrow pp e^+e^-$	0.000227	$pp \rightarrow p\Delta^+$	0.000227	oui
		pp Bremsstrahlung	Négligeable	
pp élastique	22			non
$pp \rightarrow pp\pi^0$	3.95	$pp \rightarrow p\Delta^+$	3.78	oui
		$pp \rightarrow pN^{*+}$	0.17	
		$pp \rightarrow pp\pi^0$ par I=3/2	0	
$pp \rightarrow pn\pi^+$	19.35	$pp \rightarrow p\Delta^+$	1.89	non
		$pp \rightarrow n\Delta^{++}$	16.93	
		$pp \rightarrow pN^{*+}$	0.53	
		$pp \rightarrow pn\pi^+$ par I=3/2	0	
Processus à 2 pions	0.951	$pp \rightarrow pn\pi^+\pi^0$	0.515	oui
		$pp \rightarrow pp\pi^0\pi^0$	0.105	oui
		$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$	0.241	non
		$pp \rightarrow nn\pi^+\pi^+$	0.09	non
Processus à 3 pions	0.00195	$pp \rightarrow pp\pi^0\pi^0\pi^0$	0.00032	oui
		$pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$	0.00163	oui
		$pp \rightarrow pn\pi^+\pi^+\pi^-$	0	non

TAB. 3.2 – *Sections efficaces de réaction proton-proton à 1.25 GeV [18]*

Les processus les plus probables sont la diffusion élastique (22 mb) et la production d'un pion chargé positivement (19.35 mb). L'état final de ces 2 processus ne contient pas de paires e^+e^-.

La production de π^0 qui peut conduire à l'émission d'une paire e^+e^-, a une section efficace de 3.95 mb. A cette énergie, la production de pions passe par l'étape intermédiaire d'excitation d'une résonance : la résonance $\Delta(\sigma = 3.78\ mb)$ ou la résonance N^* ($\sigma = 0.17\ mb$) dans une moindre mesure (Fig. 3.2). Le π^0 peut ensuite décroître vers $e^+e^-\gamma$ (décroissance Dalitz du π^0) avec un rapport de branchement de 1.2 % (tableau 3.3).

Réaction de décroissance	Rapport de branchement
$\pi^0 \to \gamma\gamma^*$	1.2%
$\Delta^+ \to p\gamma^*$	0.004%
$\gamma^* \to e^+e^-$	100%

TAB. 3.3 – *Rapports de branchement des voies de décroissance des particules intervenant dans l'analyse [6]*

Les réactions de production de 2 pions ($pp \to pn\pi^+\pi^0$ ou $pp \to pp\pi^0\pi^0$) ou les réactions de production de 3 pions ($pp \to pp\pi^0\pi^0\pi^0$ ou $pp \to pp\pi^+\pi^-\pi^0$) ont des sections efficaces beaucoup plus faibles (Tab. 3.4). Leur contribution à la production de paires e^+e^- (toujours par l'intermédiaire de la décroissance Dalitz du π^0) sera donc plus faible que les processus de production d'un pion. Nous y reviendrons au §3.1.4.

Processus	Processus intermédiaires	σ (mb)
Décroissance Dalitz du π^0	Processus à 1 pion :	
$\pi^0 \to e^+e^-\gamma$	• $pp \to p\Delta^+ \to pp\pi^0 \to ppe^+e^-\gamma$	4.54×10^{-2}
	• $pp \to pN^{*+} \to pp\pi^0 \to ppe^+e^-\gamma$	2.04×10^{-3}
	Processus à 2 pions :	
	• $pp \to pn\pi^+\pi^0 \to pn\pi^+e^+e^-\gamma$	6.18×10^{-3}
	• $pp \to pp\pi^0\pi^0 \to pp\gamma\gamma e^+e^-\gamma$	1.25×10^{-3}
	Processus à 3 pions :	
	• $pp \to pp\pi^+\pi^-\pi^0 \to pp\pi^+\pi^-e^+e^-\gamma$	1.96×10^{-5}
	• $pp \to pp\pi^0\pi^0\pi^0 \to pp\gamma\gamma\gamma\gamma e^+e^-\gamma$	3.75×10^{-6}
Décroissance Dalitz du Δ	$pp \to p\Delta^+ \to ppe^+e^-$	2.27×10^{-4}

TAB. 3.4 – *Processus conduisant à une paire e^+e^- en réaction pp et leur section efficace*

Il faut noter que l'état final $pp \to ppe^+e^-$ ne provient pas uniquement du processus de décroissance Dalitz du Δ. En effet, le processus de *Bremsstrahlung* en réaction pp, qui consiste en l'émission d'un photon virtuel par un proton dans le voisinage d'un autre proton (Fig. 3.3), conduit aussi à un état final ppe^+e^-. Il n'est, par conséquent, pas possible de distinguer ce processus du processus de décroissance Dalitz du Δ. On reviendra sur ce point par la suite au paragraphe 3.7.3.

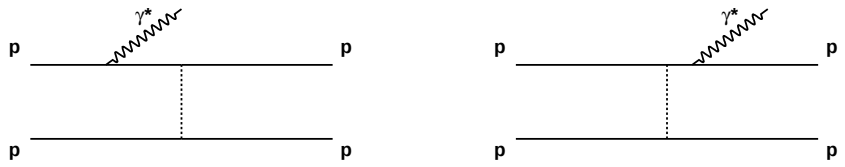


FIG. 3.3 – *Diagrammes de Feynman du processus Bremsstrahlung. Il faut ajouter à ces 2 diagrammes les diagrammes d'échange correspondants.*

Cependant, les calculs théoriques [24] montrent que ce processus ne contribue que très faiblement au spectre total de di-leptons. Comme on peut le noter sur la figure 3.4, la composante de décroissance Dalitz du Delta (vertex $\gamma\Delta N$) est un facteur 5 au-dessus de la composante du *Bremsstrahlung pp* en moyenne. Pour les masses invariantes e^+e^- supérieures à 300 MeV/c^2, ce facteur diminue, mais la statistique attendue dans cette région est très faible.

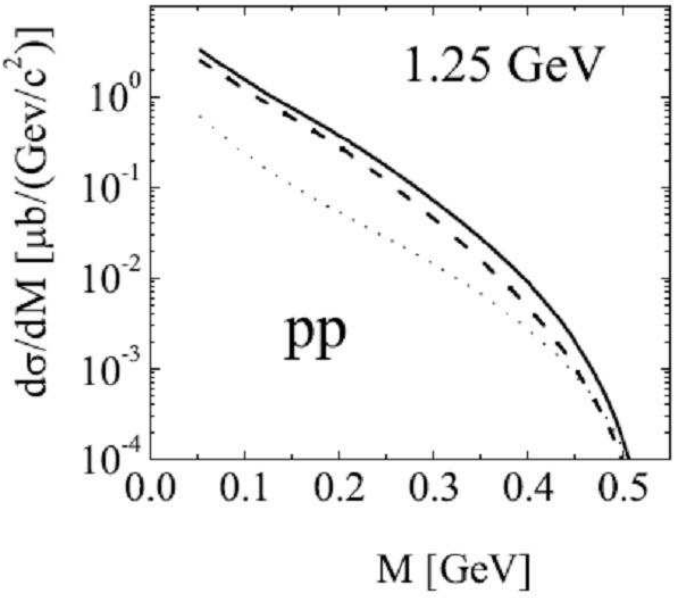


FIG. 3.4 – *Distribution en masse invariante e^+e^- en réaction $pp \to ppe^+e^-$ à 1.25 GeV [24]. En trait plein est tracé le spectre total; en tiret, est tracée la composante associée au vertex $\gamma\Delta N$ tandis que la composante du Bremsstrahlung pp est tracée en pointillé.*

Dans notre simulation, nous n'avons donc pas inclus ce processus de *Bremsstrahlung pp*. Nous reviendrons sur ce choix par la suite au paragraphe 3.7.3.

3.1.4 Choix des réactions simulées

Le processus que l'on veut analyser est la décroissance Dalitz du Δ en détectant une paire e^+e^- et 1 ou 2 protons dans HADES. Dans notre simulation, nous ne considérons que les 3 processus suivants :

$$pp \to p\Delta^+; \quad \Delta^+ \to p\pi^0; \quad \pi^0 \to e^+e^-\gamma \tag{3.1}$$

$$pp \rightarrow pN^{*+}; \quad N^{*+} \rightarrow p\pi^0; \quad \pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma \tag{3.2}$$
$$pp \rightarrow p\Delta^+; \quad \Delta^+ \rightarrow pe^+e^- \tag{3.3}$$

Les autres processus évoqués dans le tableau 3.2 n'y sont pas mis pour les raisons suivantes :

- La diffusion élastique et la production d'un pion chargé car ils ne produisent pas de paires e^+e^-
- La production de 2 pions car la coupure en masse manquante pe^+e^-diminue la contribution de ce processus à 0.1‰ du spectre total de di-leptons (montré dans une étude parallèle au sein de la collaboration HADES). En effet, le spectre de masse manquante pe^+e^- de ce processus ne commence qu'à 1080 MeV/c^2, somme de la masse d'un proton et de celle d'un pion.
- La production de 3 pions car la section efficace est très faible.

Nous pouvons voir dans le tableau 3.5 que lorsqu'il y a eu production d'une paire e^+e^-, il est environ 200 fois plus probable que celle-ci soit issue de la décroissance Dalitz du π^0 que de la décroissance Dalitz du Δ.

Processus	Etat final	Section efficace (mb)
$pp \rightarrow pR_{\Delta^+,N^{*+}}$; $R \rightarrow p\pi^0$; $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	$ppe^+e^-\gamma$	$4.54 \times 10^{-2}(\Delta^+) + 2.04 \times 10^{-3}(N^*) = 0.0474$
$pp \rightarrow p\Delta^+$; $\Delta^+ \rightarrow pe^+e^-$	ppe^+e^-	$5.67 \times 0.00004 = 0.000227$

TAB. 3.5 – *Sections efficaces partielles des réactions menant à la décroissance Dalitz du π^0 et du Δ*

3.1.5 Méthode d'analyse

Le problème est de différencier le processus 3.3 des processus dominants 3.1 et 3.2 qui peuvent conduire à des événements contenant également une paire e^+e^- et 1 ou 2 protons. Les processus 3.1 et 3.2 ont pour état final $ppe^+e^-\gamma$ alors que le processus 3.3 a pour état final ppe^+e^-. Nous allons utiliser cette différence pour identifier le processus 3.3, qui correspond à la décroissance Dalitz du Δ, des processus 3.1 et 3.2, qui correspondent à la décroissance Dalitz du π^0 (Tableau 3.6).

Lors de l'analyse, on sélectionne les événements dont on a détecté au moins un des 2 protons et la paire e^+e^-. On calcule ensuite une masse manquante à 3 particules pe^+e^- avec la formule suivante :

$$MM^2_{pe^+e^-} = \mid \tilde{p}_{cib} + \tilde{p}_{proj} - \tilde{p}_{p_{det}} - \tilde{p}_{e^+} - \tilde{p}_{e^-} \mid^{\,2}. \tag{3.4}$$

où $\tilde{p}_{cib}$, $\tilde{p}_{proj}$, $\tilde{p}_{p_{det}}$, $\tilde{p}_{e^+}$ et $\tilde{p}_{e^-}$ représentent respectivement les quadri-vecteurs Energie-Impulsion du proton de la cible, du proton projectile, du proton détecté, du e^+ et du e^-.

Processus	Etat final	Nom du processus
$pp \rightarrow p\Delta^+$; $\Delta^+ \rightarrow pe^+e^-$	ppe^+e^-	Décroissance Dalitz du Δ
$pp \rightarrow pp\pi^0$; $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	$ppe^+e^-\gamma$	Décroissance Dalitz du π^0

TAB. 3.6 – *Etats finals des processus principaux*

Dans le cas où l'événement provient de la décroissance Dalitz du Δ, cette masse manquante doit être égale à la masse d'un proton, le proton manquant. Dans le cas où l'événement provient du processus de décroissance Dalitz du π^0, la masse manquante est la masse invariante du système $p\gamma$ (tableau 3.6). On peut voir sur la figure 3.5, la distribution du spectre en masse

manquante pe^+e^- des 2 processus avec un détecteur parfait (résolution en impulsion infiniment bonne pour toutes les particules détectées). La masse manquante pe^+e^- est exactement égale à la masse du proton dans le cas de décroissance Dalitz du Δ (en rouge), alors que la décroissance Dalitz du π^0 donne une distribution large démarrant à la masse du proton (en vert).

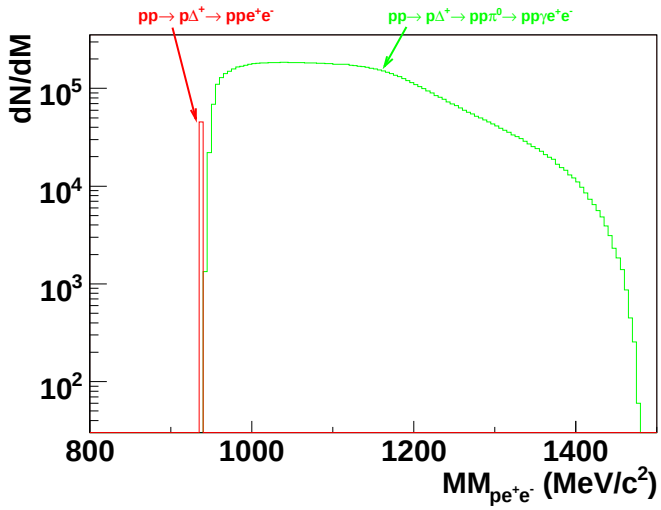


FIG. 3.5 – *Spectres en masse manquante pe^+e^- théoriques pour les événements issus de la décroissance Dalitz du π^0 et du Δ avec une résolution supposée parfaite*

Avant de présenter une simulation réaliste incluant la résolution des détecteurs et de tirer des conclusions sur la capacité de réjection des processus polluants, nous décrivons brièvement l'outil de simulation utilisé.

3.2 Description de la simulation

3.2.1 Outil de simulation : PLUTO

Le logiciel PLUTO est un générateur d'événements développé dans le cadre de l'expérience HADES pour simuler les processus mis en jeu dans les réactions hadroniques. PLUTO est utilisé pour préparer les expériences et vérifier la faisabilité d'une analyse. Le logiciel nous permet aussi de guider l'analyse de données et de comparer les résultats expérimentaux à des prédictions théoriques simples. Il permet la description par simulation Monte-Carlo des réactions hadroniques en incluant les décroissances des résonances baryoniques et mésoniques. Ce logiciel est écrit en langage C++ et est compatible avec l'environement d'analyse ROOT [25] du CERN. Il utilise GENBOD [26] pour générer les particules dans l'espace de phase mais on peut aussi utiliser des distributions angulaires théoriques ou empiriques pour obtenir une description plus réaliste. Par la suite, nous allons décrire l'architecture de l'outil PLUTO, puis les différents ingrédients de physique qu'il contient.

Description de l'architecture du logiciel

Le logiciel est composé de 5 classes principales.

- La classe *PParticle* décrit les objets de type particule. C'est l'objet le plus élémentaire du logiciel ; il hérite de la classe *TLorentzVector*, outil quadri-vecteur de ROOT. La classe *PParticle* contient toutes les informations de la particule considérée, c'est-à-dire les composantes de l'impulsion p_x, p_y, p_z, sa masse, son temps de décroissance mais aussi un lien vers la particule primaire éventuelle dont elle est issue.
- La classe *PChannel* décrit la décroissance d'une particule primaire en plusieurs (2 le plus souvent) particules secondaires. Pour la réaction primaire, on crée une *PParticle* intermédiaire, somme de la *PParticle* cible et de la *PParticle* projectile. La décroissance de la particule peut se faire soit par tirage dans l'espace de phase soit en suivant des paramétrisations prédéfinies pour les distributions en masse et pour les distributions angulaires.
- La classe *PReaction* décrit une succession de canaux comme une chaîne de *PChannel*. Cette classe contient une fonction *Loop()* qui lance la simulation des événements pour la réaction avec la statistique demandée.
- La classe *PDecayManager* permet de créer des cocktails de réactions. Cette classe est très utile car elle permet de générer les différents processus mis en jeu lors d'une même interaction. Par exemple, lors de la collision proton-proton, ont lieu à la fois la diffusion élastique, la réaction d'excitation de la résonance Δ, la réaction d'excitation de la résonance N^* et d'autres encore.
- La classe *PData* est une base de données dans laquelle sont répertoriées les différentes particules et leurs propriétés. On peut citer par exemple la masse et sa largeur, les canaux de décroissance et leur rapport de branchement.

Le schéma 3.6 décrit l'architecture du logiciel PLUTO. La réaction $proton + proton$ est prise comme exemple.

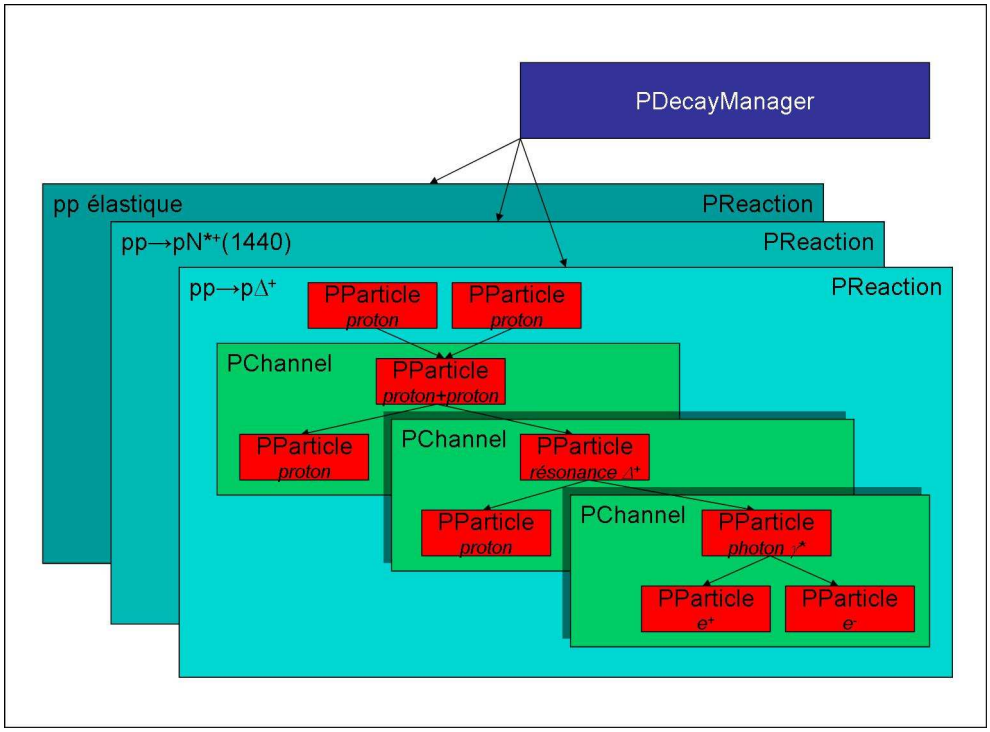


FIG. 3.6 – *Schéma descriptif des classes dans PLUTO. L'exemple de la réaction* $pp \rightarrow p\Delta^+ \rightarrow pp\gamma^* \rightarrow ppe^+e^-$ *est détaillé.*

3.2.2 Ingrédients physiques de la simulation

Nous avons vu que les canaux qui nous intéressent correspondent à l'excitation et à la décroissance des résonances Δ et N^*. La résonance $N^*(1440)$ est une résonance P_{11} de spin $\frac{1}{2}$. Nous utiliserons par la suite N^* pour désigner cette résonance. Cette résonance est appelée aussi résonance de Roper [27]. Ces caractéristiques sont mal connues. Sa masse est estimée entre 1420 MeV/c^2 et 1470 MeV/c^2. Sa largeur est comprise entre 200 MeV/c^2 et 450 MeV/c^2.

Dans ce paragraphe, nous allons détailler comment sont paramétrées les excitations et les décroissances de ces résonances dont les propriétés sont récapitulées dans le tableau 3.7.

	M_r (MeV/c^2)	Γ_r (MeV/c^2)
$\Delta(1232)$	1232	120
$N^*(1440)$	1440	300

TAB. 3.7 – *Masses et largeurs des résonances* Δ *et* N^*

Paramétrisation de l'excitation de la résonance Δ(1232)

La section efficace de production du Δ dans PLUTO est de la forme :

$$\frac{d^2\sigma}{dmdt} = \frac{1}{64\pi I^2} |M_{NN\rightarrow N\Delta}|^2 \rho(m)$$

- $\frac{1}{64\pi I^2}$ est une constante dépendant de l'énergie du faisceau et du type de réaction.
- $\rho(m)$ est la densité de probabilité que la résonance ait une masse égale à m.

– $|M_{NN\to N\Delta}|^2$ est le carré de l'amplitude de transition $NN \to N\Delta$ sommée sur les spins des particules de l'état final (N et Δ) et moyennée sur les spins de l'état initial (NN).

Le générateur procède en 2 étapes pour simuler l'excitation du Δ. Tout d'abord, sa masse m est tirée de manière aléatoire selon la forme relativiste de la distribution de Breit-Wigner utilisée par Teis [23]:

$$\rho(m) = \frac{2}{\pi} m^2 \frac{\Gamma(m)}{\left(\left(m^2 - m_\Delta^2\right)^2 + m^2(\Gamma(m))^2\right)} \tag{3.5}$$

où

$$\Gamma(m) = \Gamma_\Delta \frac{m_\Delta}{m} \left(\frac{k}{k_\Delta}\right)^3 \left(\frac{k_\Delta^2 + \delta^2}{k^2 + \delta^2}\right)^2 \tag{3.6}$$

avec $\Gamma_\Delta = 120 MeV$ la largeur de la résonance libre, m la masse de la résonance, m_Δ la masse centrale de la Breit-Wigner (tab. 3.7) et k et $k_\Delta = 229\ MeV/c$ les normes du vecteur-impulsion à 3 dimensions du pion de décroissance dans le référentiel de la résonance respectivement pour les masses m et m_Δ. Le terme $\left(\frac{k}{k_\Delta}\right)^3$ est lié au fait que le Δ est une onde πN de moment angulaire $l = 1$. La fonction de coupure $\left(\frac{k_\Delta^2+\delta^2}{k^2+\delta^2}\right)^2$ est celle de Moniz avec $\delta = 300\ MeV/c$, ajustée pour reproduire les déphasages de la diffusion πN [28].

$m\ (MeV/c^2)$	$\frac{m_\Delta}{m}$	$\left(\frac{k}{k_\Delta}\right)^3$	$\left(\frac{k_\Delta^2+\delta^2}{k^2+\delta^2}\right)^2$	$\Gamma(m)$	$\rho(m)$
1100	1.12	0.036	2.191	10.60	8.6×10^{-5}
1200	1.027	0.654	1.207	97.28	4.5×10^{-3}
1232	1	1	1	120	5.3×10^{-3}
1300	0.948	2.000	0.679	154.49	2.4×10^{-3}
1400	0.88	4.226	0.397	177.17	8.6×10^{-4}

TAB. 3.8 – *Valeurs des différents coefficients de l'équation 3.6 pour différentes masses m de la résonance* Δ.

On peut voir dans le tableau 3.8, l'importance des différents facteurs de l'équation 3.6. On remarque que le facteur qui varie le plus avec m est le facteur $(k/k_\Delta)^3$. Ce terme provoque une grande traîne à grand k, c'est-à-dire à grand m, ainsi qu'une forte diminution des petites masses. En effet, il réduit la largeur $\Gamma(m)$ d'un facteur 30 pour $m = 1100\ MeV/c^2$ sur la masse, alors que pour les masses plus grandes, il multiplie la largeur d'un facteur 4 pour une masse $m = 1400\ MeV/c^2$.

Le terme $\left(\frac{k_\Delta^2+\delta^2}{k^2+\delta^2}\right)^2$ agit comme un terme correctif qui limite l'effet du facteur précédent. La dépendance globale de $\Gamma(M)$ est représentée dans la partie gauche de la figure 3.7.

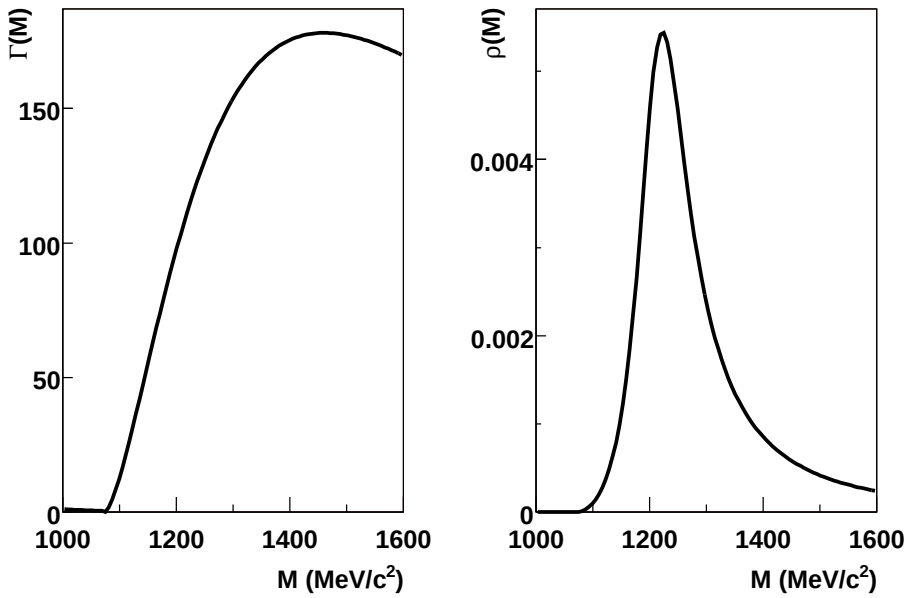


FIG. 3.7 – *Largeur* Γ *(équation 3.6) et densité de probabilité* ρ *(équation 3.5) en fonction de la masse de la résonance.*

L'évolution de la largeur en fonction de la masse de la résonance se retrouve dans la forme asymétrique de la distribution de probabilité $\rho(m)$ (Fig. 3.7droite). Cette densité (Eq. 3.5) dépend du facteur $m\Gamma(m)$ qui est dominé, comme on l'a vu, par $(k/k_\Delta)^3$.

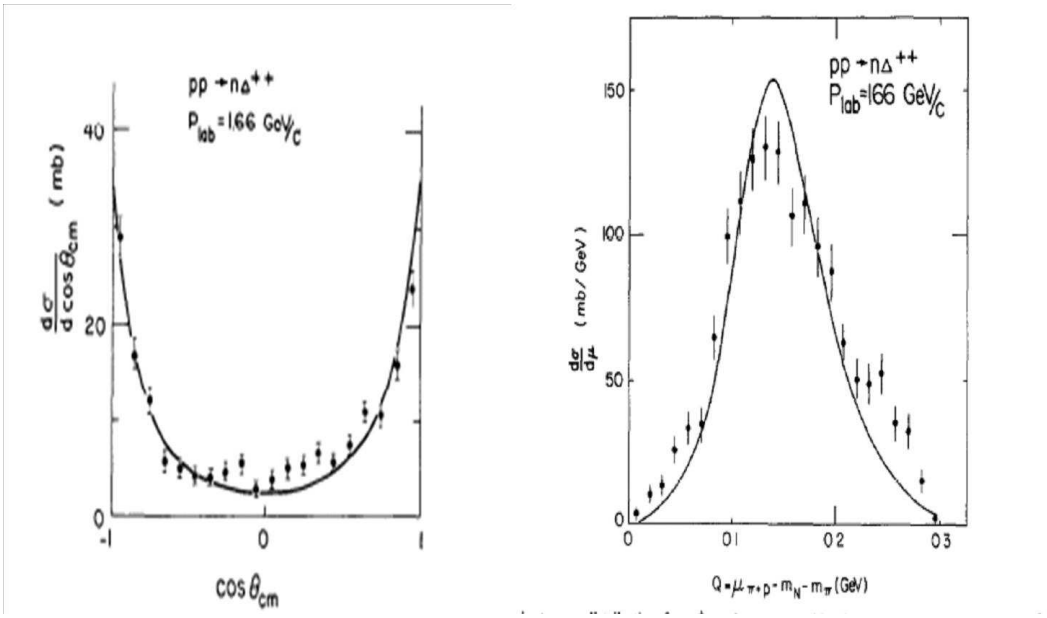
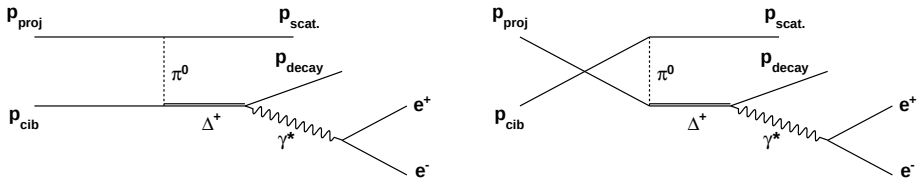


FIG. 3.8 – *Distributions angulaire (à gauche) et en masse (à droite) comparées à des données* $pp \to n\Delta^{++}$ *à* $E_c = 1\ GeV$

Dans un deuxième temps, la distribution angulaire d'émission du Δ dans le centre de masse de la réaction est tirée au hasard avec la contrainte que t suive la distribution proposée par

Dmitriev [29] et qui est en très bon accord avec les données comme on peut le voir sur la figure 3.8.



(a) (b)

FIG. 3.9 – *Diagrammes de Feynman de la réaction $pp \rightarrow p\Delta^+$ pour le terme direct (a) et pour le terme d'échange (b)*

Le modèle utilisé est basé sur l'hypothèse que l'excitation de la résonnance Δ est induite par l'échange d'un pion. Pour une masse m de la résonance Δ, la section efficace différentielle est de la forme :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi I^2} \left|M_{NN\rightarrow N\Delta}\right|^2 \tag{3.7}$$

avec $|M_{NN\rightarrow N\Delta}|$ que l'on peut calculer pour le terme direct (cf. Fig. 3.9) de la réaction d'excitation du Δ par la formule :

$$\frac{1}{4}\sum_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4} |M(direct)|^2 \propto \frac{F^4(t,m)}{(t-m_\pi^2)^2} t\left\{t-(m-m_N)^2\right\} \frac{\left[(m+m_N)^2-t\right]^2}{3m^2}. \tag{3.8}$$

dans laquelle m est la masse effective de la résonance Δ et

$$F(t,m) = F(t)\frac{k_\Delta^2+\delta^2}{k^2(m)+\delta^2} \quad , \quad F(t) = \frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 - t^2} \tag{3.9}$$

Dans l'équation 3.9, $F(t)$ est le facteur de forme lié au vertex $N\pi\Delta$ de production de la résonance Δ, avec $\Lambda_\pi = 630\ MeV$, comme dans le papier de Dmitriev [29]. Le facteur de coupure utilisé par Teis est pris suivant la paramétrisation de Moniz, de la même façon que pour la largeur (Eq. 3.6).

Dans la figure 3.10, on met en évidence la dépendance du transfert t en fonction de l'angle d'émission du proton diffusé dans la réaction $pp \rightarrow p\Delta^+$. Ce transfert ne dépend que très peu de la masse de la résonance Δ.

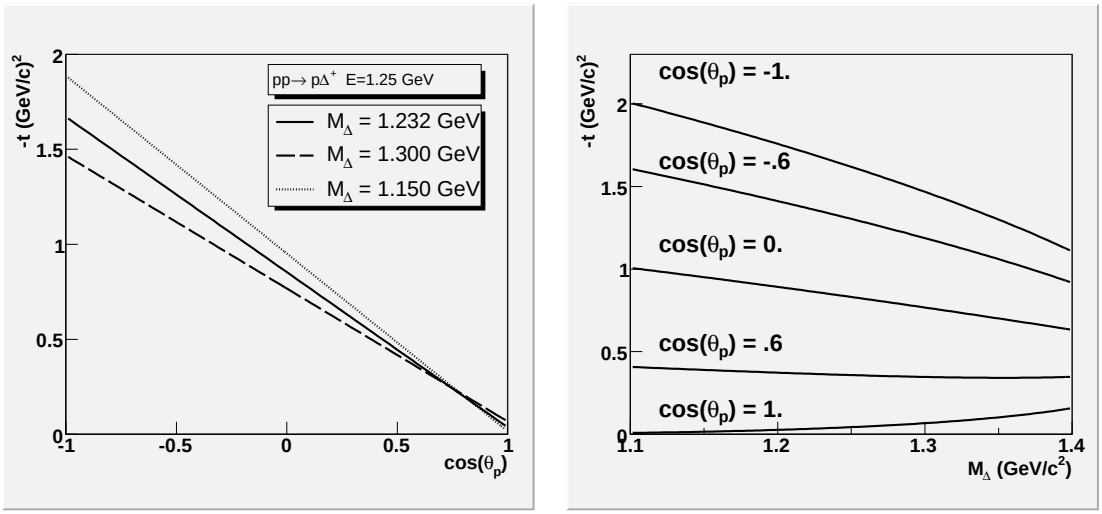


FIG. 3.10 – *Evolution du transfert t en fonction du cosinus de l'angle d'émission du proton (à gauche) et de la masse de la résonance (à droite).*

L'amplitude du terme d'échange de cette réaction est obtenue par remplacement dans l'équation 3.8, de t par $u = (p_2 - p_3)^2$.

Après tirage de la masse de la résonance et du transfert, on obtient la distribution en masse et la distribution angulaire de la résonance Δ présentées dans la figure 3.11. La distribution en transfert coupe les grandes masses, comme on le voit sur la figure 3.11a). La limite supérieure est donnée par l'énergie disponible dans le centre de masse, soit l'énergie cinétique du faisceau incident.

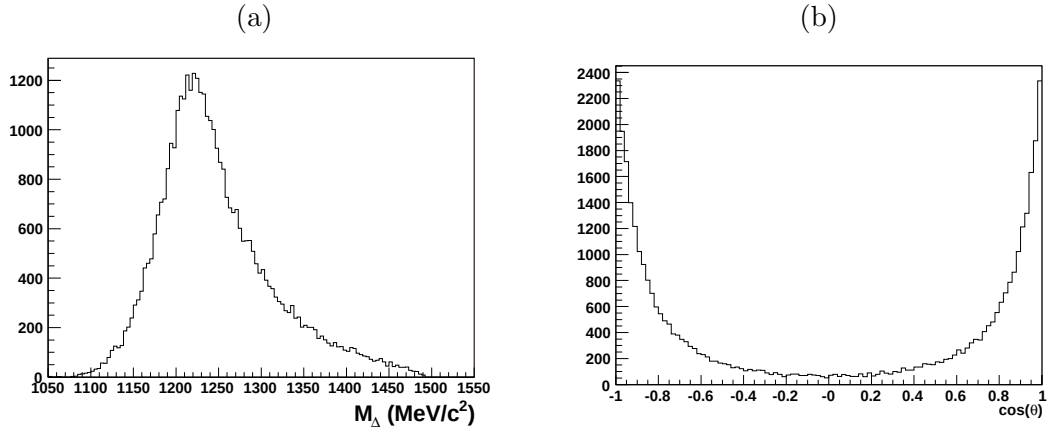


FIG. 3.11 – *Simulation de la réaction $pp \rightarrow p\Delta^+$ à $1.25GeV$ avec le logiciel PLUTO.* ***A gauche :*** *Distribution en masse de la résonance Δ.* ***A droite :*** *Distribution angulaire ($cos(\theta)$) du proton de diffusion dans le centre de masse de la réaction.*

On remarque, sur la figure 3.11b, que la réaction est très piquée et que la distribution angulaire est symétrique dans le centre de masse de la réaction. Cette symétrie était attendue puisque les particules d'entrée sont identiques (2 protons).

Paramétrisation de l'excitation de la résonance $N^*(1440)$

Les différents canaux de décroissance de cette résonance sont répertoriés dans le tableau 3.9. On peut y voir que les rapports de branchement de ces canaux ne sont pas bien connus.

Mode de décroissance	Rapport de branchement
$N\pi$	$55-75\%$
$N\pi\pi$	$30-40\%$
dont $N(\pi\pi)^{l=0}_{s_{wave}}$	$5-10\%$
$p\gamma$	$0.035-0.048\%$

TAB. 3.9 – *Canaux de décroissance de la résonance N^**

La masse de la résonance utilisée dans PLUTO est 1440 MeV/c^2 et sa largeur est de 350 MeV/c^2. La distribution en masse de la résonance N^* est une forme Breit-Wigner relativiste, similaire à celle utilisée pour la résonance Δ. La formule pour la dépendance en masse de la largeur est :

$$\Gamma(m) = \Gamma_r \left(\frac{k(m)}{k_r}\right)^{2l+1} \left(\frac{k_r^2+\delta^2}{k^2(m)+\delta^2}\right)^{l+1} \tag{3.10}$$

où $l = 1$ est le moment angulaire du pion de décroissance et $\delta = 400\ MeV/c$ [23] et k et k_r ont les mêmes définitions que pour la résonance Δ(cf. Eq. 3.6). La figure 3.12 montre la distribution en masse de la résonance N^* produite par PLUTO. La limite suprérieure est dictée par la limite cinématique. En effet, l'énergie disponible dans le centre de masse en réaction pp à 1.25 GeV est $\sqrt{s} = 2430\ MeV$. Cela explique que la masse du N^* n'aille pas au-delà de 1490 MeV/c^2.

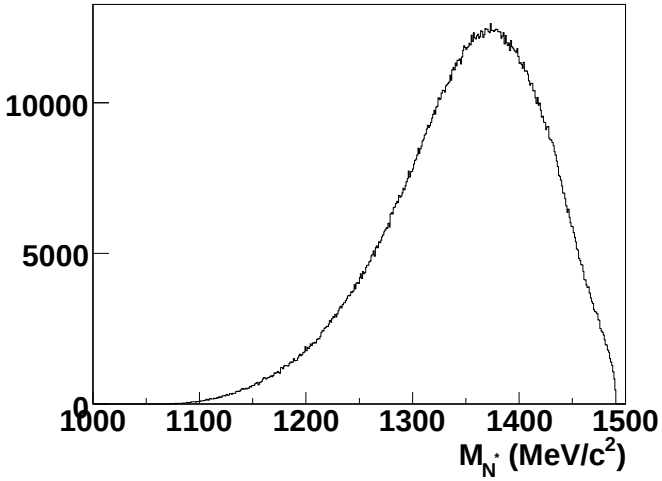


FIG. 3.12 – *Distribution en masse de la résonance N^* dans le logiciel PLUTO*

La formule 3.10 utilisée dans PLUTO est valable, en toute rigueur, seulement pour la largeur partielle de décroissance $N^* \to p\pi$, mais on l'applique ici à la dépendance de la largeur totale en fonction de la masse. Ce canal de décroissance étant dominant et la section efficace d'excitation de la résonance étant faible à 1.25 GeV, cette approximation n'affecte pas le résultat final.

La distribution angulaire de production de la résonance N^* est prise isotrope dans le centre de masse. Cette distribution est mal connue mais l'hypothèse d'isotropie est vraisemblabement

loin de la vérité. L'importance de ce processus sur notre analyse est relativement faible car la production du π^0 est dominée par la décroissance du Δ (Fig. 3.2). Nous étudierons, cependant, au §3.6, l'influence de cette hypothèse de production isotrope en testant une distribution angulaire plus réaliste.

Paramétrisation de la décroissance des résonances dans le canal hadronique

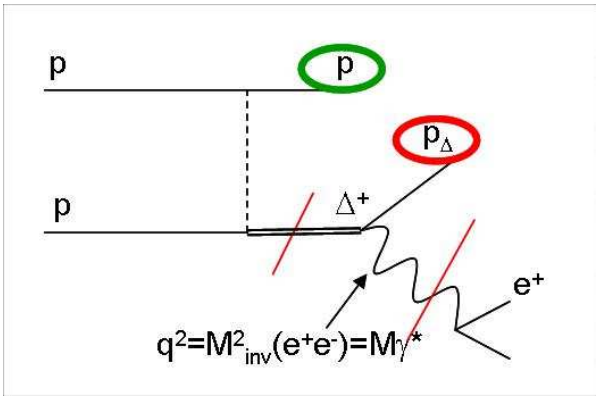
La décroissance principale des résonances Δ et N^* est la décroissance en $N\pi$. La distribution angulaire du pion dans le repère de la résonance est prise isotrope dans les 2 cas.

Pour la résonance N^*, on peut démontrer que la décroissance vers pion-nucléon est nécessairement isotrope car il n'y a pas de transfert de spin entre la résonance et le nucléon.

Dans le cas de la résonance Δ, l'isotropie ne s'impose pas étant donné que la décroissance vers $N\pi$ implique un tranfert de spin de $\frac{3}{2}$ vers $\frac{1}{2}$. Nous discuterons dans le §3.6 de la validité de cette hypothèse et de l'influence d'une décroissance anisotrope sur notre analyse.

Paramétrisation de la décroissance Dalitz de la résonance Δ

La décroissance Dalitz de la résonance Δ est le sujet de notre étude. Les modèles théoriques traitent cette décroissance comme une décroissance du Δ vers un nucléon et un photon virtuel $\Delta \to N\gamma^*$ puis une décroissance de ce photon virtuel en une paire e^+e^-. De plus, nous nous plaçons dans une hypothèse de factorisation des sections efficaces(voir schéma ci-dessous). Cela signifie que les sections efficaces de chaque étape se multiplient. On suppose ainsi que la décroissance du Δ est totalement indépendante de la façon dont il a été produit (par exemple, la décroissance du Δ ne dépend pas de son hélicité).



Compte-tenu de ces hypothèses, la distribution de largeur partielle (dépendante de la masse invariante e^+e^-, notée m) de la décroissance $\Delta^+ \to p\gamma^* \to pe^+e^-$ est donnée, dans le logiciel PLUTO, par :

$$\frac{d\Gamma_{\Delta\to Ne^+e^-}}{dm} = \frac{2\alpha}{3\pi m}\sqrt{1-\frac{4m_e^2}{m^2}}\left(1+\frac{2m_e^2}{m^2}\right)\Gamma_{\Delta\to N\gamma^*} \tag{3.11}$$

où

$$\Gamma_{\Delta\to N\gamma^*} = \frac{|\vec{p}_{cm}|}{8\pi m_\Delta^2}\left|M_{\Delta\to N\gamma^*}\right|^2 \tag{3.12}$$

est la largeur totale, p_{cm} est l'impulsion des produits de décroissance dans le repère de la résonance et

$$\left|M_{\Delta\to N\gamma^*}\right|^2 = e^2G_M^2\frac{(m_\Delta+m_N)^2\left((m_\Delta-m_N)^2-m^2\right)}{4m_N^2\left((m_\Delta+m_N)^2-m^2\right)^2} \tag{3.13}$$

$$\left(7m_\Delta^4 + 14m_\Delta^2 m^2 + 3m^4 + 8m_\Delta^3 m_N + 2m_\Delta^2 m_N^2 + 6m^2 m_N^2 + 3m_N^4\right)$$

où e est la charge de l'électron et $G_M = 2.7$, constante de couplage magnétique, est pris égal au moment magnétique du proton.

Cette formule est extraite de la référence [30]. Dans cette paramétrisation, on ne tient pas compte des facteurs de forme de transition $N \leftrightarrow \Delta$ de l'équation 1.6. On ne considère qu'une constante de couplage magnétique. Nous verrons l'effet de la paramétrisation d'un facteur de forme sur notre analyse par la suite.

La décroissance Dalitz de la résonance Δ produit un spectre de masse invariante e^+e^- piqué à de très petites valeurs mais s'étalant jusqu'à la masse invariante maximum de 480 MeV/c^2 (Fig. 3.13). Cette forme est due à la forme de la matrice de transition au carré $|M_{\Delta\to N\gamma^*}|^2$ (Fig. 3.14a) qui décroît très rapidement en fonction de m^2. Ceci est tout de même adouci par le facteur $|p_{cm}|$ dans la largeur totale $\Gamma_{\Delta\to N\gamma^*}$ (Fig. 3.14b).

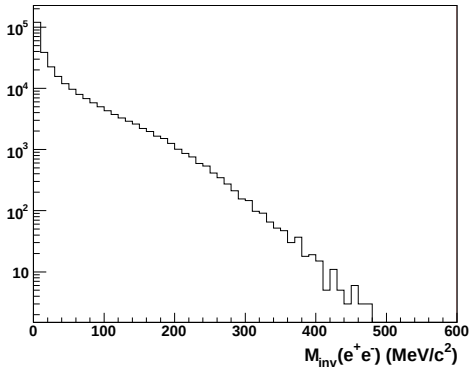


FIG. 3.13 – *Distribution de la masse du γ^* générée dans PLUTO en échelle logarithmique. Cela correspond à la contribution de la résonance Δ au spectre de di-électrons dans 4π.*

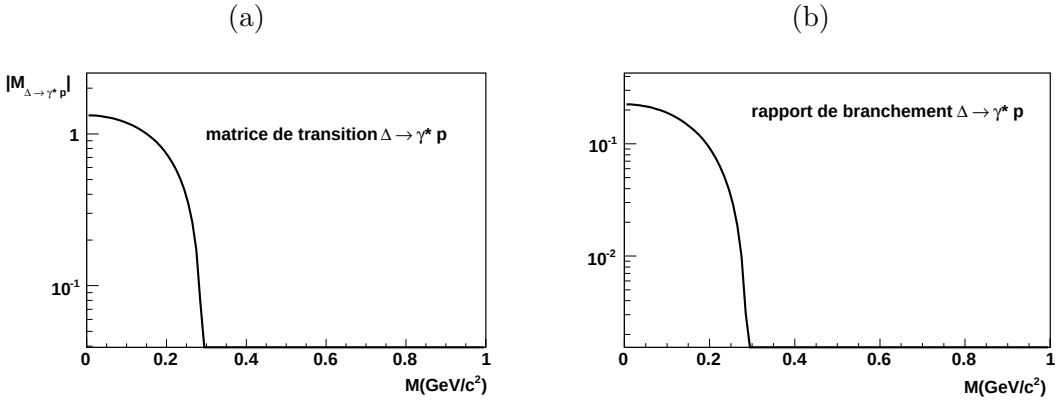


FIG. 3.14 – *Distribution de la matrice de transition $|M_{\Delta\to N\gamma^*}|$ en fonction de m à gauche. Distribution de la largeur totale $\Gamma_{\Delta\to N\gamma^*}$ en fonction de m à droite.*

Par ailleurs, la distribution angulaire de décroissance $\Delta \to \gamma^* p$ est prise isotrope.

Nous discuterons au §3.6 de l'importance des hypothèses d'isotropie des distributions angulaires de décroissance, de factorisation des sections efficaces et la sensibilité des distributions en masse invariante e^+e^- ou en angle d'émission des leptons aux facteurs de forme de transition $N - \Delta$.

3.2.3 Simulation du détecteur HADES

La physique est vue à travers un miroir déformant, le détecteur. Ce détecteur est caractérisé par son acceptance géométrique, son efficacité de détection et sa résolution. Nous allons détailler comment chacun de ces 3 points est pris en compte dans notre simulation.

Simulation de l'acceptance géométrique du détecteur

L'acceptance géométrique représente la partie de l'espace couverte par le détecteur, à peu près 30% de 4π. Il est important de prendre en compte les pertes dues à l'acceptance pour connaître l'effet sur le signal mesuré. Nous choisissons d'utiliser des matrices d'acceptance, calculées au préalable avec le logiciel GEANT3 et de les appliquer aux événements simulés dans tout l'espace de phase. Cette méthode est beaucoup plus rapide et plus flexible que de faire une simulation complète dans GEANT3.

Ces matrices, calculées pour les différents types de particules (proton, π^+, π^-, e^+ ou e^-), sont des matrices à 3 dimensions. Elles montrent la dépendance de l'acceptance en fonction des variables impulsion p, angle polaire θ, angle azimutal φ. La taille des bins choisie est de 50 MeV/c pour l'impulsion, de 2° pour l'angle polaire et 4° pour l'angle azimutal.

La simulation avec le logiciel GEANT est réalisée en utilisant tous les paramètres de l'expérience ; les paramètres importants sont la position de la cible, la position et la taille des chambres, du TOF et du Shower ainsi que le champ magnétique. L'acceptance est alors calculée de la façon suivante. Pour un triplet (p,θ,φ) d'un type de particule donnée, on suppose une efficacité de 100% des détecteurs et on vérifie que toutes les couches des chambres MDC ainsi que le TOF ou le Shower ont été touchés. La particule est dite acceptée si un signal est mesuré dans tous les détecteurs mentionnés.

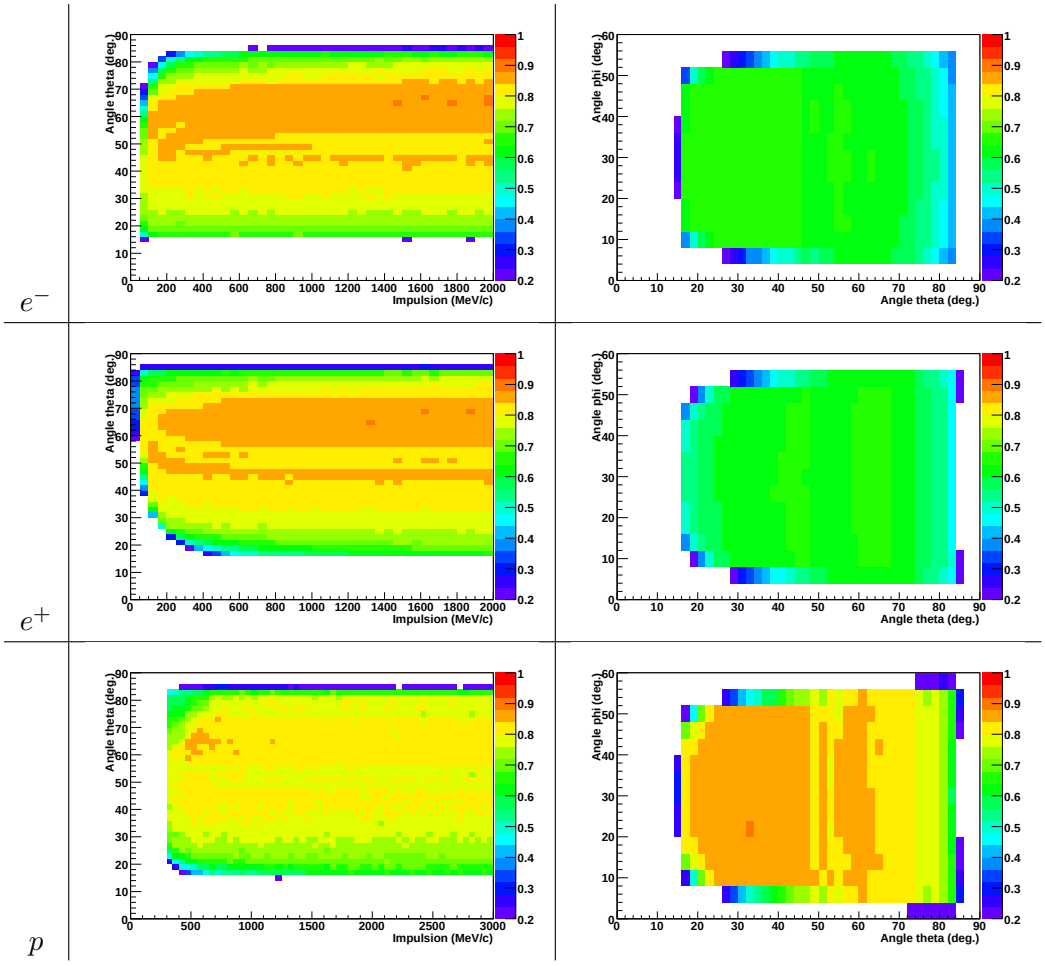


FIG. 3.15 – *Représentation des matrices d'acceptance calculées avec GEANT3.* ***A gauche :*** *Acceptance en* (p,θ) *moyennée sur* φ ***A droite :*** *Acceptance en* (θ,φ) *moyennée sur* p

La figure 3.15 présente les valeurs d'acceptance obtenues à partir de matrices à 3 dimensions en moyennant sur l'une des variables. La colonne de gauche représente les projections sur le plan (p,θ) des matrices d'acceptance pour les électrons, les positrons ensuite et enfin pour les protons. La colonne de droite représente les acceptances dans le plan (θ,φ).

On note les points importants suivants sur l'acceptance :

- La coupure en angle polaire θ est principalement due à la position des chambres MDCI et MDCII, qui couvrent la région $15° < \theta < 85°$ dans le laboratoire. La coupure est très nette pour les protons et pour les leptons ayant une impulsion $p > 500 MeV/c$. A plus basse impulsion, elle est beaucoup moins franche à cause de l'effet du champ magnétique. En effet, les particules ayant une petite impulsion subissent fortement l'effet du champ magnétique qui les dévie. Les particules chargées positivement sont ramenées vers l'axe du faisceau et ne seront pas détectées par les détecteurs situés derrière l'aimant et ceci dès 30°. L'effet est inverse pour les e^- que l'on perd dès 75°.
- Les protons ne sont détectés qu'à partir de $p > 300 MeV/c$. En effet, en-dessous de cette limite, les pertes d'énergie dans la cible et le RICH sont trop importantes pour pouvoir corriger l'effet et donc déterminer proprement l'impulsion d'émission à la cible. En réalité, cette coupure est une coupure « logiciel ».
- La valeur de l'acceptance est toujours inférieure à 1 puisqu'on présente la moyenne sur la 3^e variable.

– L'acceptance en φ dépend de θ. Les bobines de l'aimant et le cadre des chambres provoquent une zone morte de détection entre les secteurs, conduisant à une perte d'acceptance. Cette zone morte diminue avec l'angle (cf. §2.6.2), ce qui explique que l'acceptance augmente globalement lorque l'angle polaire θ augmente. Cet effet se voit très clairement sur l'acceptance (θ,φ).

Simulation de l'efficacité du détecteur et de reconstruction des trajectoires

Les matrices d'efficacité englobent 3 contributions : l'efficacité des détecteurs, l'efficacité de reconstruction des trajectoires et l'efficacité d'identification des particules. L'efficacité totale est largement dominée par l'efficacité des détecteurs.

Le calcul de ces matrices est effectué par simulation et se déroule en plusieurs étapes :

– On génère des événements avec UrQMD, code de transport [31].

– Grâce au logiciel GEANT, on simule la réponse du détecteur aux événements générés préalablement.

– On choisit les traces acceptées dans la géométrie du détecteur.

– Parmi les traces sélectionnées, on calcule le pourcentage de traces reconstruites et correctement identifiées pour un p, un θ et un φ donnés.

On obtient ainsi les matrices d'efficacité présentées en projection sur le plan (p, θ) dans la figure 3.16 pour les e^+, les e^- et les protons.

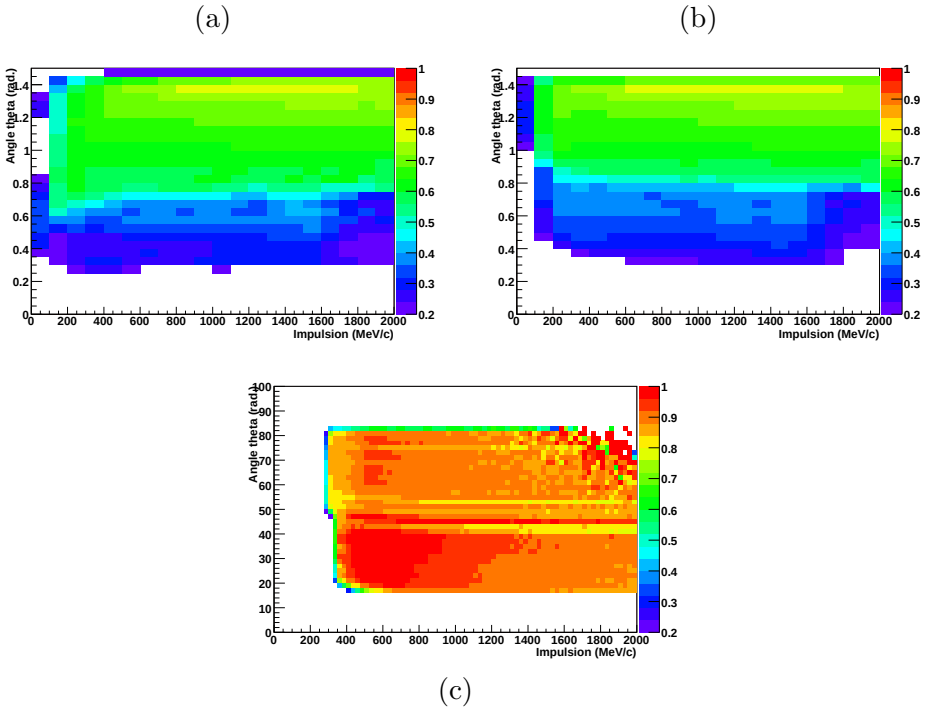


FIG. 3.16 – *Efficacité de reconstruction et d'identification, moyennée sur φ, en fonction de θ et de p pour - (a) les positrons - (b) les électrons - (c) les protons.*

On utilise les matrices calculées dans le cadre de l'expérience $^{12}C + ^{12}C$ à 2 GeV par nucléon. Dans une première approximation, ces matrices ne devraient pas être très différentes de celles que l'on obtiendrait en pp à 1.25 GeV. La différence principale est la multiplicité plus grande en $C + C$ qui dégrade l'efficacité de reconstruction des trajectoires.

∗ **Cas des protons :** L'efficacité pour les protons est relativement uniforme en p et θ. Cette efficacité comprend l'efficacité de détection des 4 chambres à dérive, du TOF ou du TOFino. On obtient une efficacité moyenne pour les protons de 86%.

∗ **Cas des leptons :** Il faut séparer le cas des leptons émis à $\theta < 45°$ et ceux émis à $\theta > 45°$ où le détecteur SHOWER n'opère pas.

L'efficacité est en moyenne de 65% pour les e^+ et les e^- pour les $\theta > 45°$. Ceci correspond à l'efficacité générale des détecteurs (on prend comme référence l'efficacité des protons) de 86%, l'efficacité du RICH de 84% et l'effet de la demande de corrélation entre le signal du RICH et le signal du TOF l'efficacité est de 90%.

Pour les $\theta < 45°$, l'efficacité tombe à 52%. Ceci correspond à l'efficacité du SHOWER qui est de l'ordre de 80%. Sur les figures 3.16a et b, la valeur indiquée pour l'efficacité des e^+ et e^- est plus faible de 40% à cause de l'intégration sur l'acceptance en φ.

Simulation de la résolution en impulsion du détecteur

La résolution en impulsion du détecteur est prise en compte dans notre simulation. Elle consiste en un brouillage de l'impulsion p par un tirage dans une gaussienne de largeur dp calculée par :

$$dp = \sqrt{c_1^2(\theta,\varphi).p^4 + c_2^2(\theta,\varphi)\,(p^2 + m^2)}. \tag{3.14}$$

Dans toute la suite du manuscrit, la résolution s'entend comme le paramètre σ de la distribution gaussienne.

Les coefficients c_1 et c_2 sont déterminés par le logiciel GEANT et retranscrivent les résolutions dues respectivement à la résolution spatiale du détecteur et au phénomène de diffusion multiple. Ils dépendent de θ et de φ. On appellera cette résolution idéale.

On prend également en compte une résolution plus réaliste basée sur les données de pp élastique à 2.2 GeV (cf. §5.2.3). Pour cela, on modifie les valeurs du coefficient c_1. Cette résolution sera dite réelle.

La figure 3.17 montre la résolution dp/p en pourcentage du détecteur pour les protons émis à l'angle polaire θ tel que $15° < \theta < 25°$ et $75° < \theta < 85°$, puis moyennée sur la distribution en θ des protons dans la réaction $pp \to ppe^+e^-X$.

On remarque que la résolution est dégradée lorsque θ augmente. Cependant, pour les protons, la distribution étant piquée à petit θ, l'effet de dégradation de la résolution avec θ est moins pénalisant que ce que l'on pouvait attendre. Ceci n'est pas vrai si on regarde la résolution en impulsion des e^+/e^- dont la distribution en θ est moins piquée. Dans le cas de la résolution réelle, l'effet de la résolution des détecteurs prend le pas sur la résolution multiple dès les impulsions de l'ordre de 500 MeV/c.

La figure de droite de la figure 3.17 montre que la résolution en impulsion est de l'ordre de 1.5% à 1000 MeV/c dans le cas de la résolution idéale et de l'ordre de 3% à la même impulsion pour la résolution réelle.

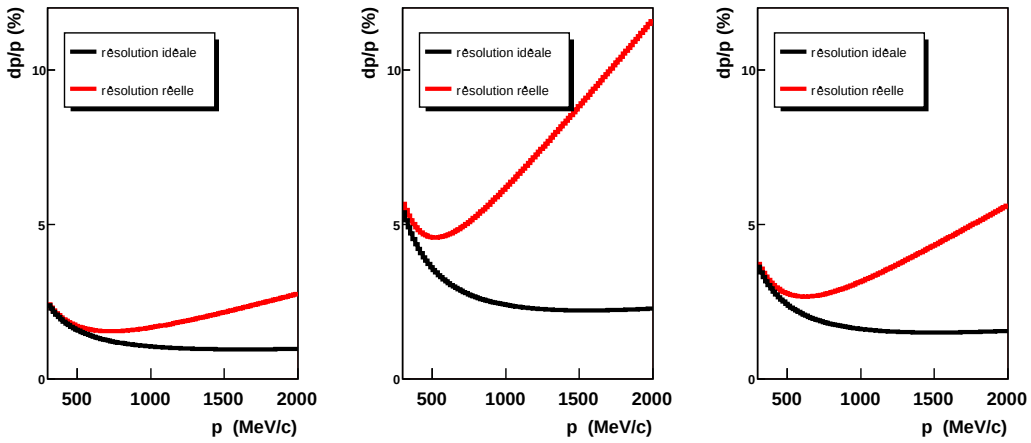
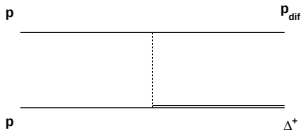


FIG. 3.17 – *dp/p en fonction de p pour la résolution idéale (en noir) et la résolution réelle (en rouge) pour la tranche* $15° < \theta < 25°$ *à gauche,* $75° < \theta < 85°$ *au milieu et moyenné sur la distribution en* θ *des protons de notre réaction à droite*

On reviendra au chapitre 5 sur la détermination des coefficients c_1 et c_2 pour les 2 résolutions. On tentera de comprendre leurs valeurs en détaillant les différentes contributions à la résolution.

3.3 Description de la cinématique de la réaction dans le repère du laboratoire

3.3.1 Cinématique de la réaction $pp \rightarrow p\Delta^+$



La figure 3.18 présente les distributions en p et en θ pour le proton diffusé et pour la résonance Δ, particules issues de la première étape de notre réaction, l'excitation de la résonance Δ par réaction pp dans une détection 4π. Dans le centre de masse de la réaction, le Δ a une énergie plus élevée que celle du proton du fait de sa plus grande masse, ce qui entraîne que les impulsions dans le laboratoire sont plus grandes et que le cône d'émission du Δ est plus étroit. Les distributions présentent 2 bosses, qui correspondent à l'émission de la particule à l'avant ou à l'arrière dans le centre de masse de la réaction (cf. section 3.2.2).

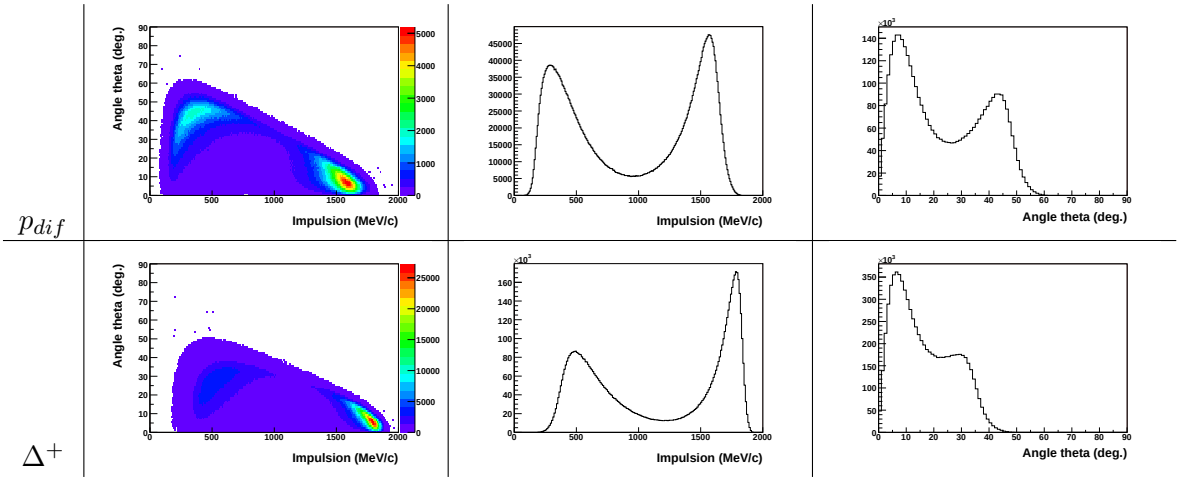


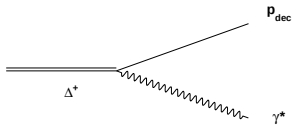
FIG. 3.18 – *Distribution en p et θ du proton de diffusion et de la résonance Δ^+ dans le repère du laboratoire en réaction $pp \rightarrow p\Delta^+$ à l'énergie cinétique du faisceau de 1.25 GeV dans 4π (sans effet de résolution). Les distributions sont isotropes en φ.*

Lorsque le proton diffusé est émis à l'avant dans le centre de masse, il a un petit θ dans le laboratoire et emporte une grande impulsion. Le Δ^+ sera alors émis à l'arrière dans le centre de masse, soit à un grand θ dans le laboratoire, et avec une petite impulsion p. Ce cas est réalisé lorsque la résonance est excitée sur le proton *Cible*.

A l'inverse, lorsque le proton diffusé est émis à l'arrière (grand θ dans le laboratoire), le Δ^+, émis à l'avant (petit θ), est excité sur le proton *Projectile*.

La réaction $pp \rightarrow p\Delta^+$ a une cinématique à 2 corps brouillée par la distribution en masse de la résonance Δ.

3.3.2 Cinématique du canal de décroissance $\Delta^+ \rightarrow p\gamma^*$



La figure 3.19 présente les distributions en p et θ des particules issues de la décroissance Dalitz de la résonance Δ, c'est-à-dire le proton de décroissance et le photon virtuel γ^*.

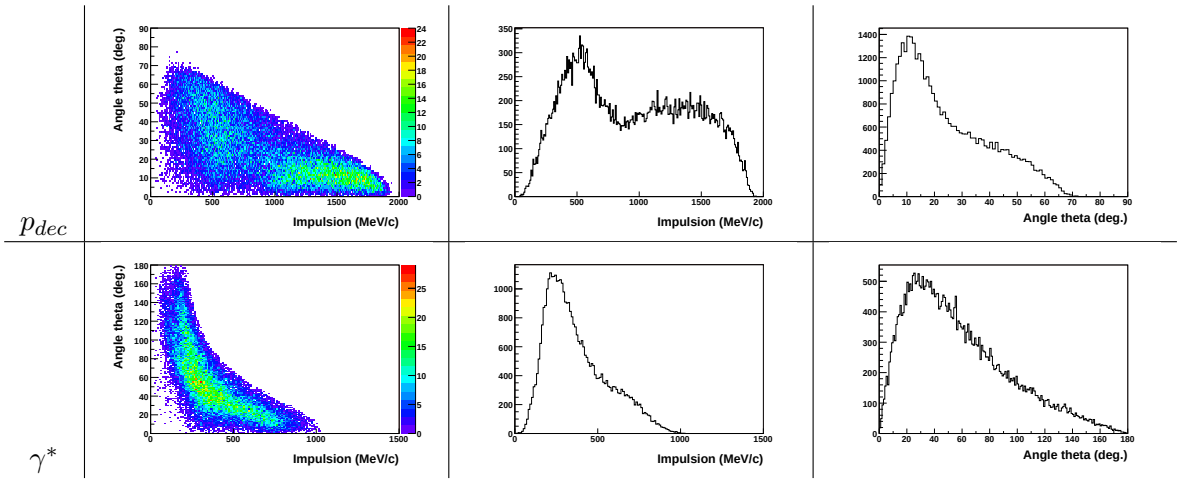


FIG. 3.19 – *Distribution en p et θ du proton de décroissance de la résonance et du photon virtuel γ^* dans le repère du laboratoire issue du canal de décroissance $\Delta^+ \rightarrow p\gamma^*$ dans 4π (sans effet de résolution). Les distributions sont isotropes en φ.*

Dans le référentiel du Δ, l'impulsion du proton de décroissance et du γ^* sont identiques. La différence entre les 2 distributions apparaît avec la transformation « Référentiel du $\Delta \rightarrow$ laboratoire ». En effet, le proton et le γ^* ont des masses très différentes et donc des vitesses très différentes dans le référentiel du Δ. Pour le proton, beaucoup plus lent, la vitesse dans le laboratoire reste similaire à la vitesse du Δ quelque soit l'angle d'émission du γ^*. Cela explique que l'on conserve une distribution à 2 bosses. Pour le γ^*, très rapide, l'effet d'entraînement se traduit par un décalage vers les grandes impulsions et une focalisation à l'avant de la distribution initialement isotrope dans le référentiel du Δ.

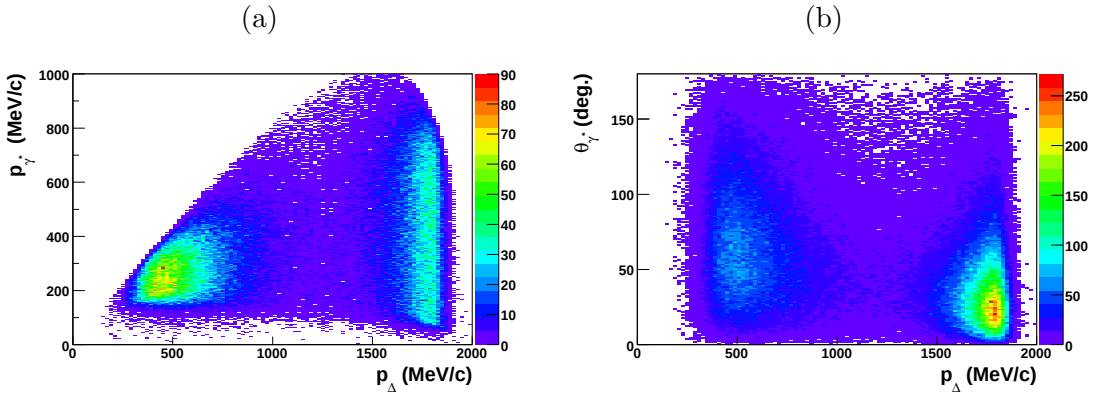
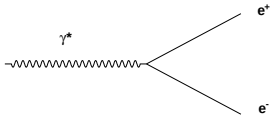


FIG. 3.20 – *Impulsion du photon virtuel p_{γ^*} (à gauche) et angle d'émission du photon virtuel θ_{γ^*} (à droite) dans le laboratoire en fonction de l'impulsion du Δ.*

On comprend mieux les distributions du γ^* à partir de la figure 3.20. Les distributions en impulsion et en angle du γ^* sont différentes pour les 2 branches cinématiques du Δ. Lorsque le Δ est émis à l'avant (avec une grande impulsion), le γ^* peut atteindre des impulsions beaucoup plus grandes que lorsque le Δ est produit à l'arrière. Sur la figure 3.20b, on voit l'effet sur la distribution angulaire du γ^* qui est plus focalisée aux petits angles pour le Δ produit à l'avant.

3.3.3 Cinématique du canal de décroissance $\gamma^* \rightarrow e^+e^-$



La figure 3.21 montre les distributions en p, θ dans le *Laboratoire* des e^-, des e^+ dans 4π. La cinématique des e^+ et des e^- est identique puisqu'ils ont la même masse et qu'ils sont créés par la décroissance à 2 corps d'un photon virtuel γ^*. Dans le référentiel du γ^*, l'énergie des électrons est égale à la moitié de la masse du γ^*, qui présente une distribution piquée à des valeurs très faibles (cf. Fig. 3.13). Les distributions en impulsion dans le laboratoire (2^e colonne) résultent de l'effet moyen d'entraînement du γ^*, qui dépend du fait que le Δ est émis à l'avant ou à l'arrière dans le centre de masse de la réaction.

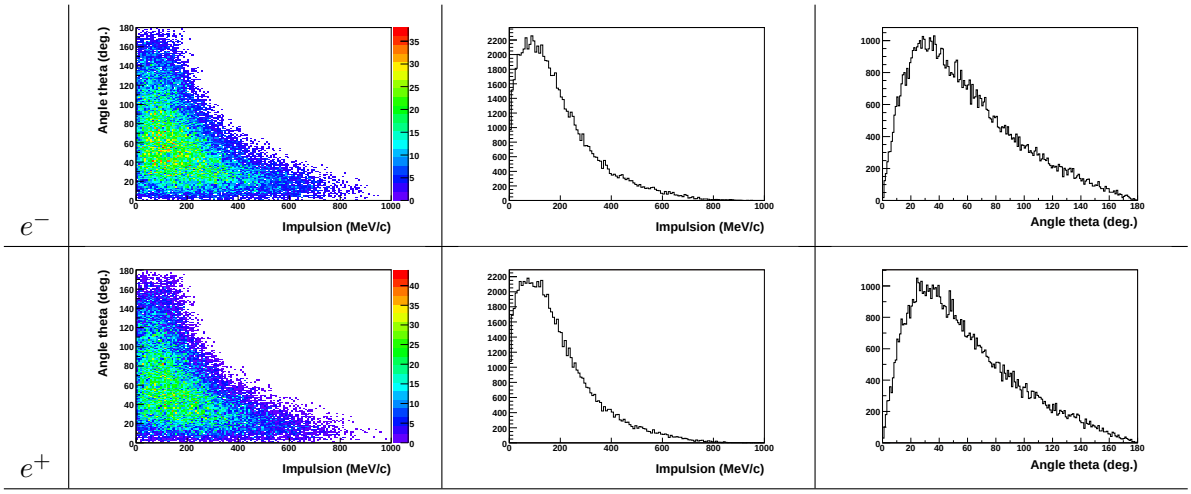


FIG. 3.21 – *Distributions en impulsion p, θ des e^-, des e^+ issus de la décroissance du photon virtuel formé par la décroissance Dalitz du Δ dans 4π (sans effet de résolution). Les distributions sont isotropes en φ.*

La distribution en angle polaire s'étend de 0° à 180°, le maximum est atteint pour $\theta = 30°$.

On regarde maintenant l'angle d'ouverture entre l'électron et le positron de la paire e^+e^-(Figure 3.22). Si on se place dans le repère du γ^*, le e^+ et le e^- partent dos à dos. L'entraînement du γ^* réduit l'angle d'ouverture dans le référentiel du laboratoire. L'angle d'ouverture est donc corrélé à la masse et à l'impulsion du γ^*. Les petits angles d'ouverture correspondent donc soit à de grandes impulsions du γ^* soit à de petites masses du γ^*. On remarque dans les 2 derniers graphes de la figure 3.22 que l'ouverture angulaire ne dépend ni de la masse ni de l'impulsion du Δ.

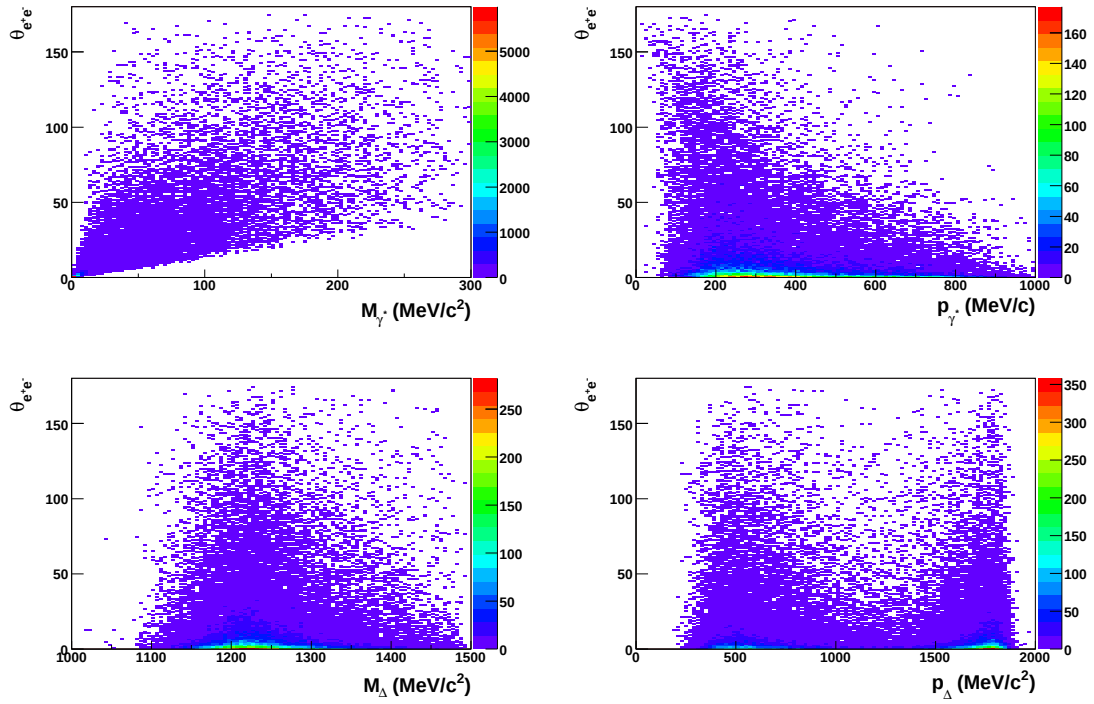


FIG. 3.22 – *Angle d'ouverture de la paire e^+e^- dans le laboratoire issue de la décroissance Dalitz de la résonance Δ. La 1^{re} ligne présente l'ouverture angulaire $\theta_{e^+e^-}$ entre le e^+ et le e^- en fonction de la masse du photon virtuel puis de son impulsion. La 2^e ligne montre $\theta_{e^+e^-}$ en fonction de la masse puis de l'impulsion du Δ.*

3.3.4 Cinématique des différentes étapes de la décroissance $\Delta^+ \rightarrow p\pi^0 \rightarrow pe^+e^-\gamma$

Comme on l'a vu dans le section 3.1.5, le processus de décroissance Dalitz de la résonance Δ est masqué par la décroissance Dalitz du π^0. La première étape de ce processus $pp \rightarrow p\Delta^+$ est la même que pour la décroissance Dalitz du Δ (cf. equations 3.1 et 3.3). La cinématique du proton de décroissance et du γ^* pour le processus de décroissance Dalitz du π^0 est présentée sur la figure 3.23.

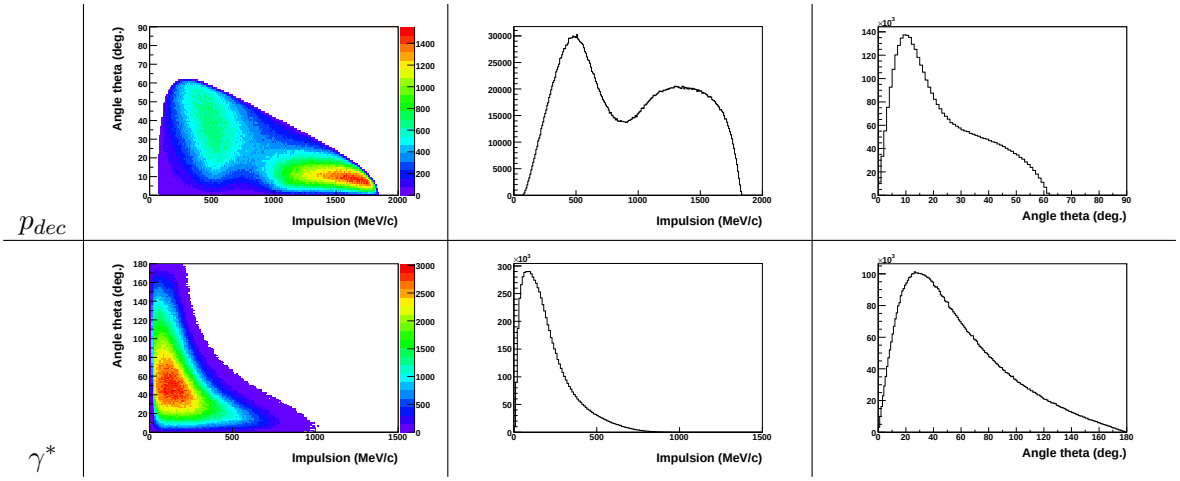


FIG. 3.23 – *Distribution en p et en θ dans le laboratoire du proton de décroissance et γ^* issus de la décroissance Dalitz du π^0 produit par décroissance du Δ dans 4π (sans effet de résolution).*

La distribution en impulsion du γ^* présente un pic à $p = 90\ MeV/c$ et la distribution en angle polaire un pic à $\theta = 30°$.

Dans la figure 3.24, les distributions en p et θ des e^+ et e^- issus de la décroissance Dalitz du π^0 sont présentées.

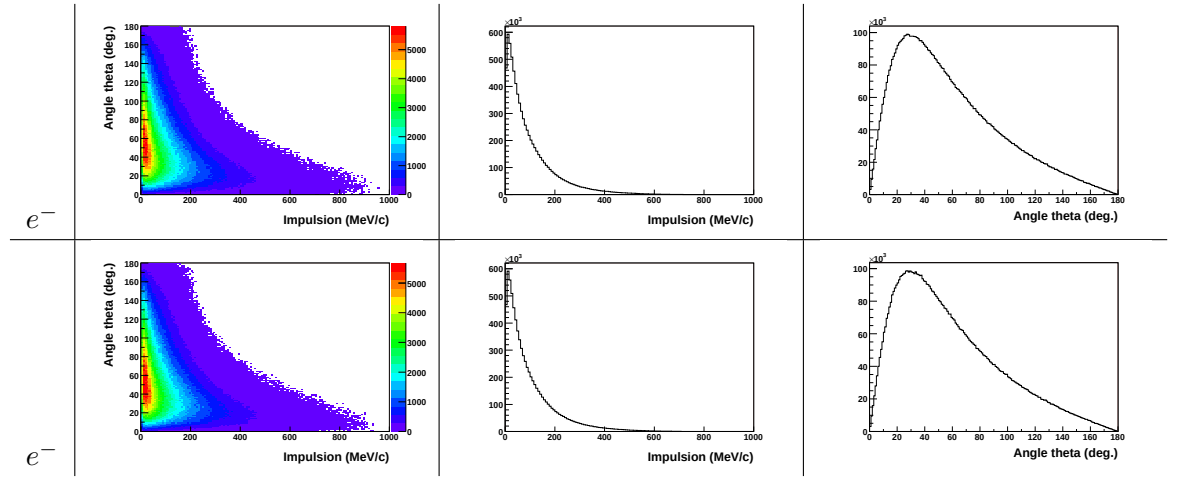


FIG. 3.24 – *Distribution en impulsion p, θ dans le laboratoire des e^- et de e^+ issus de la décroissance du γ^* formé lors de la décroissance Dalitz du π^0 dans 4π (sans effet de résolution).*

Les e^+ et les e^- créés par décroissance du π^0 sont piqués à des plus petites valeurs que les e^+ et les e^- créés par décroissance du Δ. Ceci peut être expliqué par le fait que le γ^* créé par décroissance Dalitz du π^0 est piqué à des plus petites masses que dans le cas de la décroissance Dalitz du Δ.

3.3.5 Résumé de la cinématique

Pour résumer, la cinématique de la réaction de décroissance Dalitz de la résonance Δ est relativement proche d'une cinématique à 2 corps. La conséquence principale est que si un proton est émis à l'avant (avec une grande impulsion), l'autre est émis à l'arrière à petite

impulsion. Néanmoins, la largeur de la masse de la résonance Δ brouille les distributions angulaires et en impulsion du proton de décroissance.

Les leptons ont en moyenne une impulsion faible (distribution piquée à 200 MeV/c) et un angle d'émission relativement grand (maximum à environ 50°). L'angle d'ouverture entre les e^+ et e^- est piqué aux petites valeurs. Cela signifie que les 2 particules sont dans la même zone de détection.

Les leptons issus de la décroissance Dalitz du π^0 ont en moyenne une impulsion beaucoup plus faible que ceux issus de la décroissance Dalitz du Δ.

Ces caractéristiques cinématiques sont importantes pour comprendre les effets d'acceptance sur les événements de décroissance Dalitz du Δ (signal) et sur les événements de décroisance Dalitz du π^0 (fond) ainsi que l'effet des différentes coupures comme nous le verrons au §3.4.

3.4 Analyse de la simulation de la décroissance Dalitz du Δ à 1.25 GeV

3.4.1 Effet de l'acceptance et de l'efficacité

On applique maintenant la résolution idéale et on cherche à regarder les effets de l'acceptance et de l'efficacité sur les résultats physiques.

Tout d'abord, on peut noter que l'acceptance et l'efficacité réduisent le nombre de particules détectées (Tab. 3.10). L'acceptance et l'efficacité présentées dans ce tableau sont calculées pour chaque type de particule seule.

	p_{dif}	p_{dec}	e^+	e^-
4π	100%	100%	100%	100%
Acceptance	32%	36%	28%	28%
Accep. + Efficacité	28%	34%	10%	12%

TAB. 3.10 – *Tableau récapitulatif de l'effet de l'acceptance et de l'efficacité. L'effet est calculé en pourcentage du nombre de particules de chaque type dans 4π. p_{dif} et p_{dec} représentent respectivement le proton de diffusion et le proton issu de la décroissance du Δ.*

L'acceptance coupe 66% des protons, 72% des e^+ et des e^- principalement. L'efficacité n'affecte pas de façon significative le nombre de protons. En revanche, pour les e^+ et les e^-, l'effet de l'efficacité est du même ordre que celui de l'acceptance.

Par ailleurs, tous processus confondus (dominé par le canal de décroissance du π^0), l'acceptance des paires e^+e^- est de 12%, ce qui est légèrement plus grand que le produit de la probabilité de détecter le e^+ par la probabilité de détecter le e^- (Tab. 3.11). La probabilité de détecter un triplet (p,e^+,e^-) est de 4.6%, soit du même ordre de grandeur que le produit de la probabilité de détecter un proton et de la probabilité de détecter la paire e^+e^-. La cinématique de la paire est, en effet, très peu corrélée à la cinématique des protons. Enfin, la probabilité de détecter les 4 particules ppe^+e^- est très faible (de l'ordre de 7‰ des événements). Ceci est dû au fait que si un proton est émis à l'avant, l'autre est émis à l'arrière. La détection est nulle aux petits angles, par conséquent, on perd dans la plupart des cas un des protons de l'événement.

On note également que l'acceptance de la paire e^+e^- ou du triplet pe^+e^- est différente selon si le processus ayant eu lieu est la décroissance Dalitz du π^0 ou celle du Δ(voir Tab. 3.11).

	Acceptance		Efficacité	
	π^0	Δ	π^0	Δ
e^+	28%	41%	15%	22%
e^-	28%	39%	21%	26%
p_{dec}	36%	37%	47%	48%
p_{dif}	32%	33%	38%	38%
e^+e^-	12%	26%	4%	7%
$p_{dec}e^+e^-$	4.6%	10%	2%	3.8%
$p_{dif}e^+e^-$	4.6%	10%	1.7%	3.3%

TAB. 3.11 – *Acceptance et efficacité pour particule seule et combinées en fonction du processus de la réaction*

On voit clairement que l'acceptance du détecteur favorise la détection du processus de

décroissance Dalitz du Δ par rapport à celle du π^0, principalement par le fait que la paire e^+e^- est détecté plus souvent dans le cas de la décroissance Dalitz du Δ. Ceci est dû à l'aspect beaucoup plus piqué de la distribution en θ des e^+ et des e^- (cf. Fig 3.21 et 3.24).

Ensuite, pour mieux comprendre les différents effets, on peut tracer les corrélations (p,θ) et (θ,φ) pour chacune des particules de la réaction. Ces distributions sont présentées dans les figures 3.25 pour voir l'effet des matrices d'acceptance et 3.26 pour voir l'effet combiné des matrices d'acceptance et d'efficacité. Les graphes de corrélation (p,θ) sont à comparer aux figures de la section 3.3.

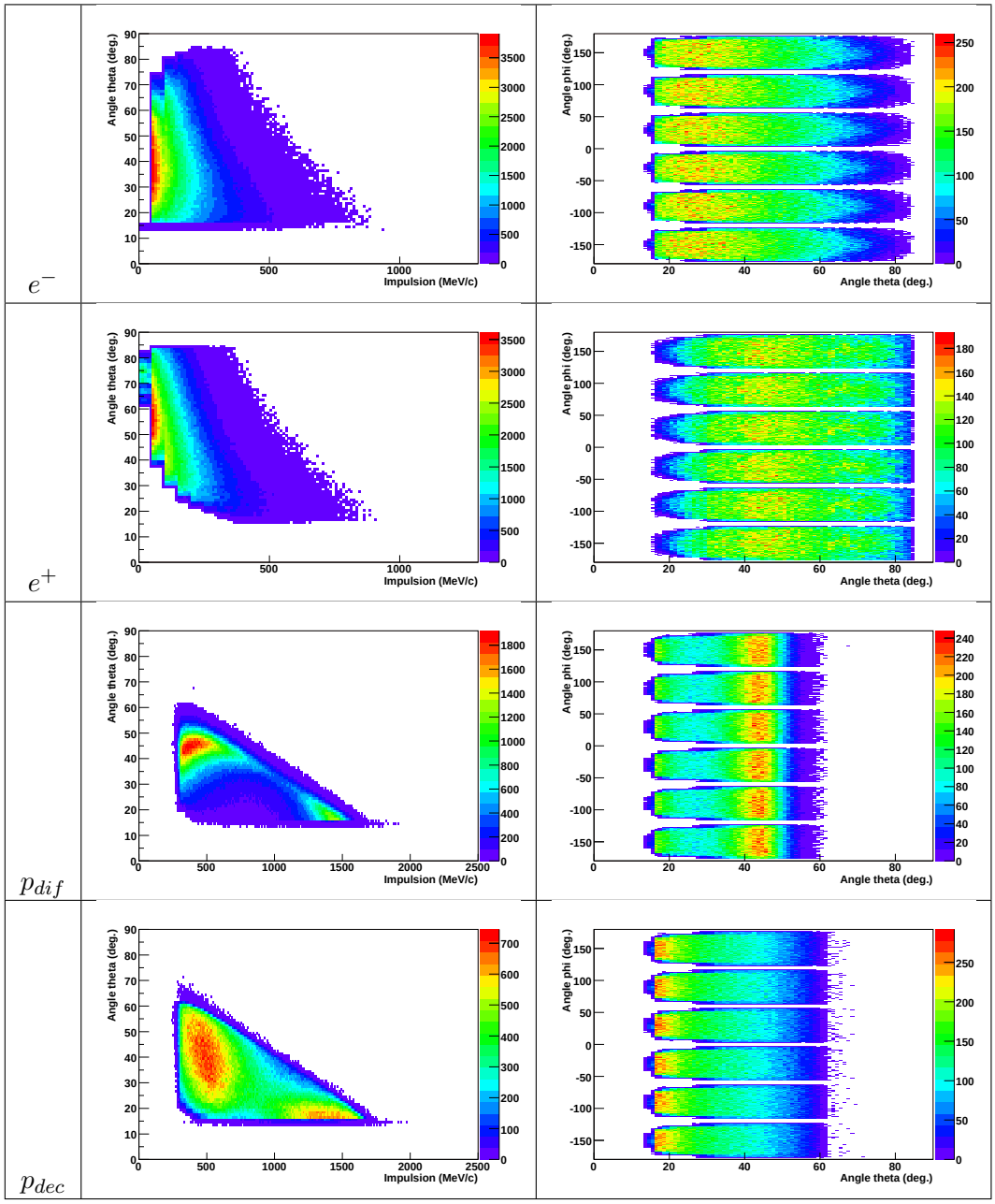


FIG. 3.25 – *Distribution en (p,θ)* ***à gauche*** *et (θ,φ)* ***à droite*** *après application des matrices d'acceptance pour les e^-, les e^+, le proton de diffusion p_{dif} et le proton de décroissance p_{dec}*

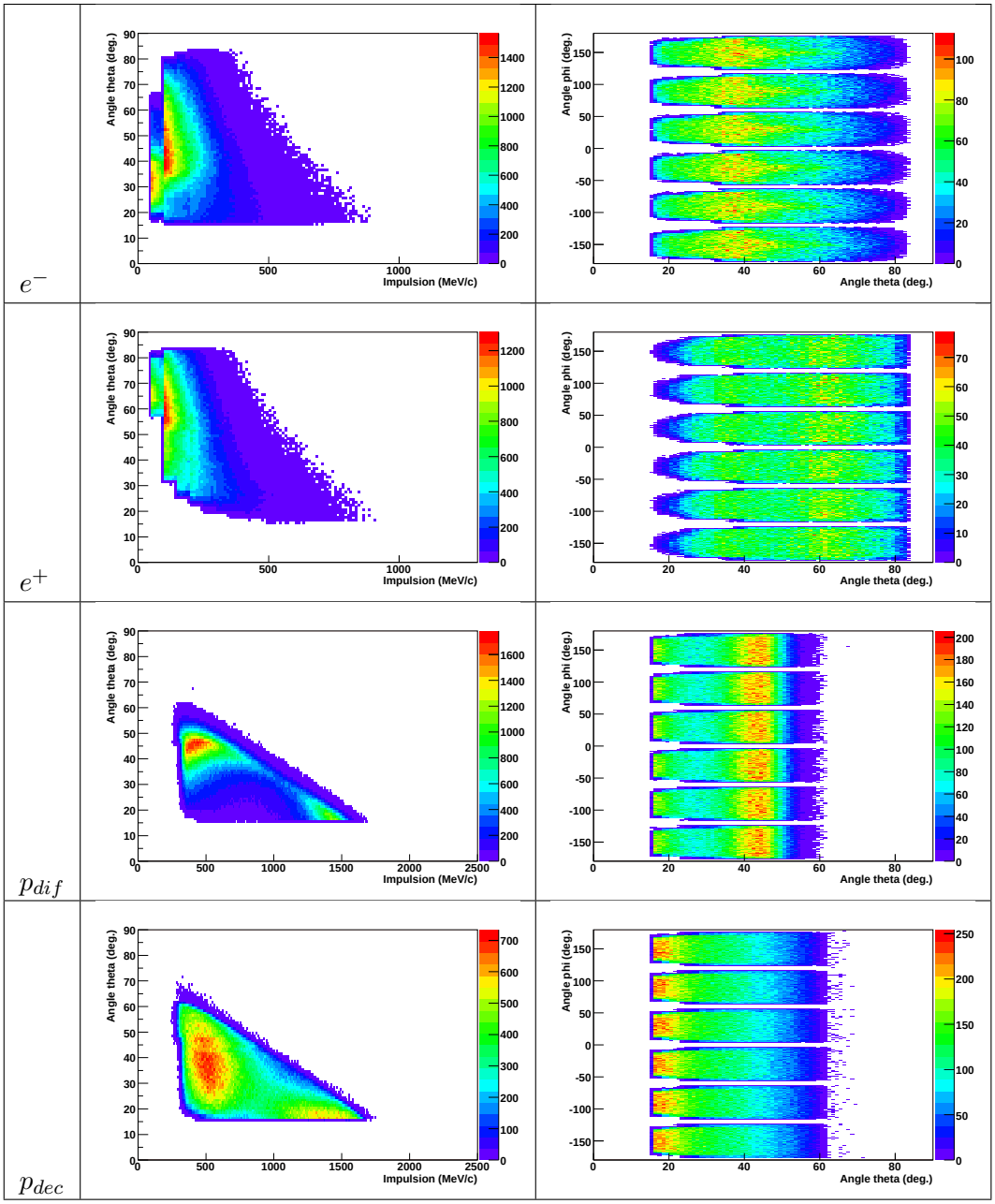


FIG. 3.26 – *Distribution en (p,θ)* ***à gauche*** *et en (θ,ϕ)* ***à droite*** *après application des matrices d'acceptance* ***et*** *d'efficacité pour les e^-, les e^+, le proton de diffusion p_{dif} et le proton de décroissance p_{dec}*

Effet de l'acceptance sur les distributions p **et** θ en comparant les figures de la section 3.3 et 3.25. On remarque, sur les 4 graphes de la colonne de gauche, que l'effet de la coupure d'acceptance en angle polaire est l'effet le plus important. Dans le cas des protons, notamment, on remarque que la branche émise à petit θ et grand p, c'est-à-dire lorque le proton est émis à l'avant, est largement coupée par l'acceptance d'HADES. A cet effet principal, on peut noter des effets moindres. Pour les électrons et les positrons, on remarque la coupure aux petites impulsions qui dépend de l'angle θ (Les effets de bandes obtenus sur les distributions en impulsion sont dus à la taille des bins des matrices d'acceptance pour les e^+ et les e^-). Pour les protons, la coupure en impulsion réduit l'importance de la branche arrière (petit p et

grand θ). Enfin, les graphes de la colonne de gauche présentent 6 bandes qui représentent les 6 secteurs. On note un trou de la détection de la particule entre les secteurs dont la largeur augmente pour les petits θ. Elle atteint $\approx 50\%$ pour $\theta = 18°$.

Effet de l'efficacité sur les distributions p et θ en comparant les figures 3.25 et 3.26 : On remarque que le sommet de la détection est décalé vers des angles θ plus grand pour les e^+ et les e^-. Ceci est dû à la différence d'efficacité entre les di-électrons émis aux $\theta < 45°$ et ceux émis à $\theta > 45°$, comme on a pu voir dans le §3.2.3.

Effet de l'acceptance et de l'efficacité sur le nombre d'événements : Comme on a pu le voir précédemment (cf. §3.1.5), pour accepter un événement, il faut détecter la paire e^+e^- et au moins un des 2 protons. Dans le tableau 3.12, nous pouvons voir le nombre de coups attendus pour une semaine de temps de faisceau simulée avec une intensité du faisceau de $10^7 protons/s$.

	4π	3 particules	4 particules
Δ	2.74×10^5	6407	1309
π^0	5.66×10^7	500938	110756

TAB. 3.12 – *Taux de comptage des événements de décroissance Dalitz du Δ et du π^0 estimés pour une semaine de temps de faisceau avec une intensité $I = 10^7 protons/s$ du faisceau. Nous séparons le nombre d'événements ayant 3 particules et ceux ayant 4 particules détectées dans HADES.*

On peut noter que la détection d'HADES favorise notablement la décroissance Dalitz du Δ par rapport à celle du π^0. En effet, on passe d'un facteur 200 entre le π^0 et le Δ dans 4π à un facteur 78 et 85 pour les événements à 3 et 4 particules respectivement. Ceci est dû à l'impulsion beaucoup plus faible des électrons pour le processus de décroissance Dalitz du π^0 comme on l'a vu au §3.3. L'acceptance réduit le nombre de coups de façon très importante par rapport aux événements dans 4π ; il reste seulement 2.82% des événements de la décroissance Dalitz du Δ et 1.08% de ceux de la décroissance du π^0.

3.4.2 Suppression du fond

Comme on a pu le voir dans la section 3.1.3, le processus de décroissance Dalitz du Δ est en concurrence avec d'autres contributions. Il est indispensable de réduire autant que possible ces autres contributions qui constituent un fond gênant.

Conversion des photons dans les détecteurs et dans la cible

Lors de la réaction *pp*, beaucoup de photons γ réels sont créés, principalement par la décroissance $\gamma\gamma$ du π^0, dont le rapport de branchement est de 98.8%. Ces photons, lorsqu'ils rencontrent la matière, peuvent se convertir en paires e^+e^-. Ceux-ci vont contribuer à notre spectre en masse invariante de di-électrons. Dans les analyses précédentes, il est apparu qu'appliquer une coupure sur l'angle d'ouverture $\theta_{e^+e^-}$ de 4° entre le e^+ et le e^- permet de limiter la contribution de ce processus comme on le voit sur la figure 3.27. Cette coupure est peu

sélective. Elle permet de retirer une partie du signal de conversion sans perdre d'événements $pp \to pp\pi^0 \to ppe^+e^-$.

Cette figure montre qu'une coupure à 4° permet de retirer environ 90% des paires provenant de la conversion d'un γ.

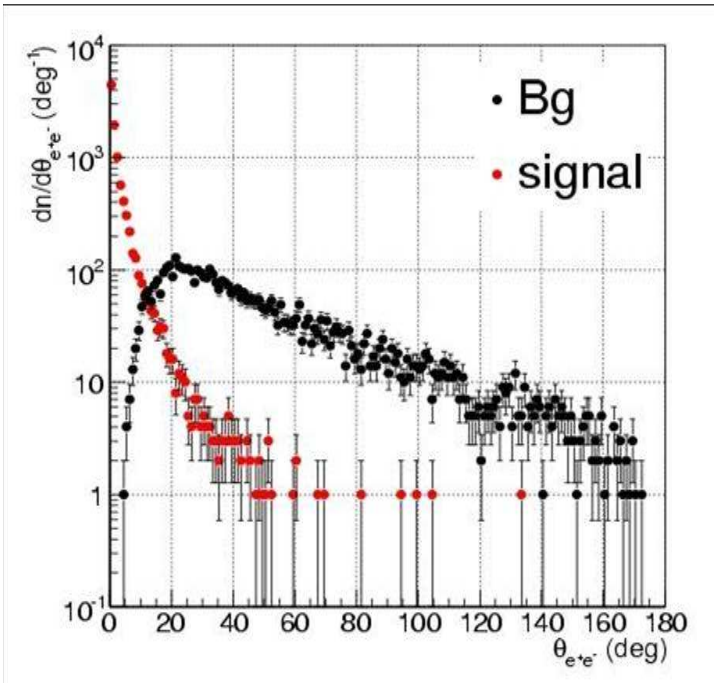


FIG. 3.27 – *Simulation GEANT de l'angle d'ouverture de la paire e^+e^- issue de la matérialisation des photons dans la matière. Les paires issues de la matérialisation d'un photon donné sont tracées en rouge tandis que les paires e^+e^- reconstituées avec des e^+ et des e^- issus de la conversion de photons différents sont tracées en noirs. Les photons sont issus de la décroissance du π^0 en 2 photons.*

La figure 3.28 montre l'angle d'ouverture $\theta_{e^+e^-}$ dans les processus de décroissance Dalitz du Δ et du π^0.

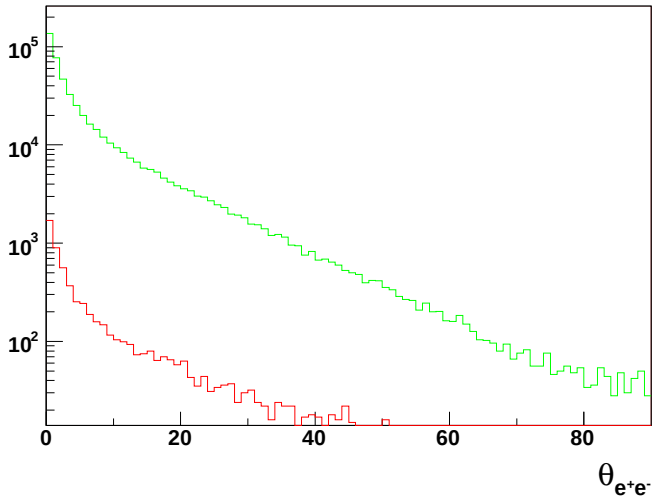


FIG. 3.28 – *Distribution de l'angle d'ouverture $\theta_{e^+e^-}$ pour les procesus de décroissance Dalitz du Δ et du π^0 pour les événements acceptés dans HADES*

On remarque que pour les 2 processus, la distribution en $\theta_{e^+e^-}$ est très piquée aux petits angles d'ouverture. Par conséquent, la coupure proposée à 4° réduit notablement le nombre de coups que l'on peut obtenir. En effet, cette coupure entraîne une perte de 55% et 58% des événements de décroissance Dalitz du Δ et du π^0 respectivement.

D'après le §3.3, cette coupure va réduire le nombre d'événements de décroissance Dalitz du Δ avec une masse invariante e^+e^- faible. Par contre, la corrélation avec les autres variables (masse du Δ, impulsion du Δ) sera beaucoup plus faible.

Cependant, la méthode d'analyse, décrite au §3.1.5, prévoit d'utiliser une coupure en masse manquante pe^+e^- pour rejeter les processus dont l'état final est différent de ppe^+e^-. Or, la conversion d'un des γ provenant de la décroissance du π^0 donne le même état final que la décroissance Dalitz du π^0, soit $ppe^+e^-\gamma$. Cette coupure devrait donc aussi réduire le nombre de paires e^+e^- de conversion dans le spectre de masse invariante e^+e^- final. De plus, à l'exception de la conversion tout près de la cible ou dans la cible elle-même (peu probable car de $Z = 1$), les contributions doivent pouvoir être notablement limitées par la recontruction (vertex e^+e^- reconstruit hors de volume de la cible). Ainsi, la coupure $\theta_{e^+e^-}$ ne serait alors pas nécessaire. Pour vérifier cela, il paraît nécessaire de faire une étude complète avec simulation du processus de conversion dans la matière.

Suppression de la contribution du π^0

La décroissance Dalitz du π^0 est le processus le plus probable en réaction $pp \rightarrow ppe^+e^-X$. Il est important de pouvoir réduire sa contribution pour améliorer la précision des mesures concernant la décroissance Dalitz du Δ.

∗ **Cas des événements à 3 particules détectées** Comme expliqué dans le paragraphe 3.1.5, pour réduire la contribution de la décroissance Dalitz du π^0 au spectre de di-leptons, on va appliquer aux données une coupure en masse manquante pe^+e^-. Cette coupure est ajustée pour couper un maximum la contribution du π^0 sans trop diminuer la statistique du processus de décroissance Dalitz du Δ.

Comme on peut le voir sur la figure 3.29, la contribution du π^0 (en vert) est distribuée sur des masses manquantes pe^+e^- plus élevées que la contribution du Δ. C'est pour cela que l'on

applique une coupure asymétrique.

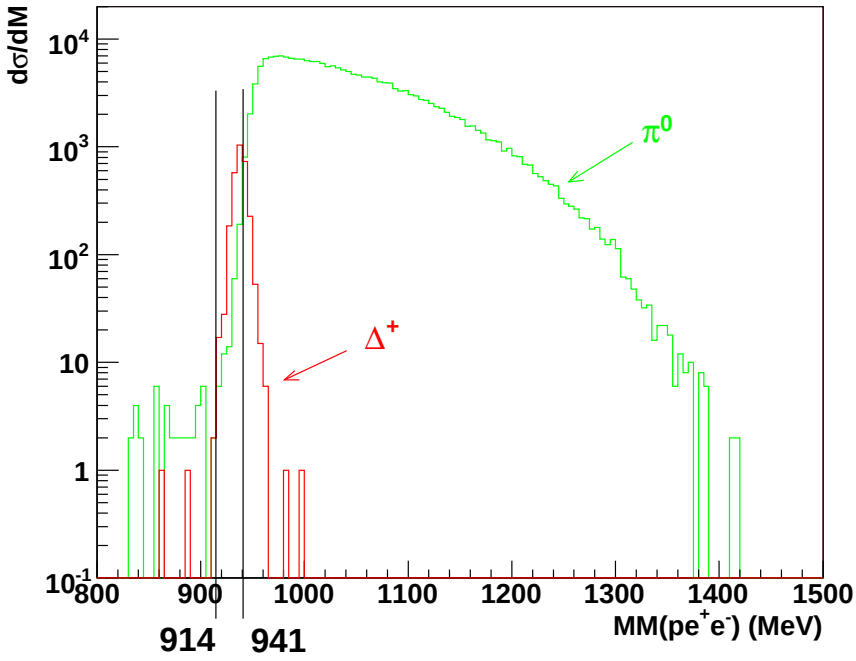


FIG. 3.29 – *Spectre de masse manquante pe^+e^- détectés dans HADES puis reconstruits pour les contributions du π^0 et du Δ avec la résolution idéale après la coupure $\theta > 4°$. Le proton détecté peut être aussi bien le proton de diffusion que le proton issu de la décroissance du Δ. La réduction du nombre de coups d'environ un facteur 2 par rapport au tableau 3.12 est le résultat de la coupure $\theta_{e^+e^-}$.*

Dans la figure 3.30, on peut voir le nombre de coups attendus dans les processus de décroissance Dalitz du Δ et du π^0 en fonction de la position de la coupure. A droite, est représenté le rapport des nombres de coups $\frac{N_{\pi^0}}{N_\Delta + N_{\pi^0}}$ en fonction de la position de la coupure supérieure. Le choix de la position est ensuite un compromis entre le taux de π^0 qui doit être le plus petit possible et le nombre dévénements Δ qui doit être le plus grand possible.

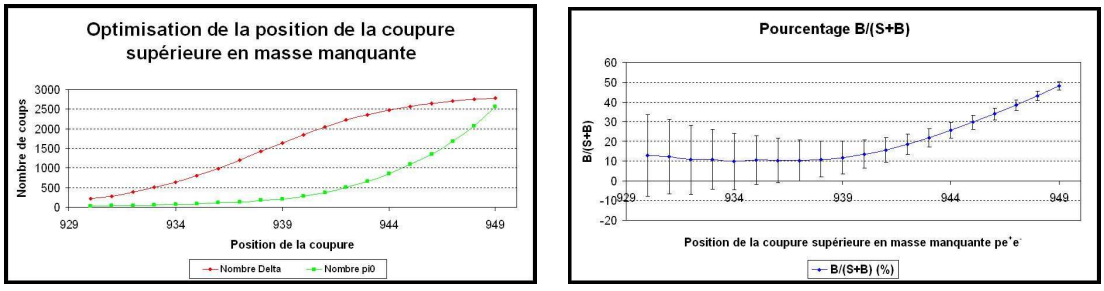


FIG. 3.30 – ***A gauche :*** *Nombre d'événements des processus de décroissance Dalitz du Δ et du π^0 en fonction de la position de la coupure supérieure en masse manquante.* ***A droite :*** *Rapport $B/(S+B)$, c'est-à-dire nombre d'événements π^0 sur le nombre d'événements total $(\pi^0 + \Delta)$, en pourcentage en fonction de la position de la coupure supérieure en masse manquante.*

Pour choisir notre coupure, nous avons admis qu'un rapport $B/(S+B)$ de 16% de π^0

dans les événements de décroissance Dalitz du Δ est acceptable. Ce choix est optimisé pour minimiser les erreurs statistiques sur la soustraction des 2 contributions. La coupure inférieure est moins importante car elle n'influe que sur un nombre petit d'événements. On l'a placée à l'endroit où les distributions des 2 processus se croisent. La coupure que l'on applique est donc 914 $MeV/c^2 < MM_{pe^+e^-} < 941\ MeV/c^2$.

Cette première coupure permet de rejeter 99,8% des événements de décroissance Dalitz du π^0 dans le cas de la résolution idéale tout en gardant environ 2050 événements de décroissance Dalitz du Δ, soit une perte de 30%. La figure 3.31 présente le spectre en masse invariante que l'on obtient pour les événements à 3 particules avant la coupure en masse manquante à gauche et après la coupure en masse manquante à droite.

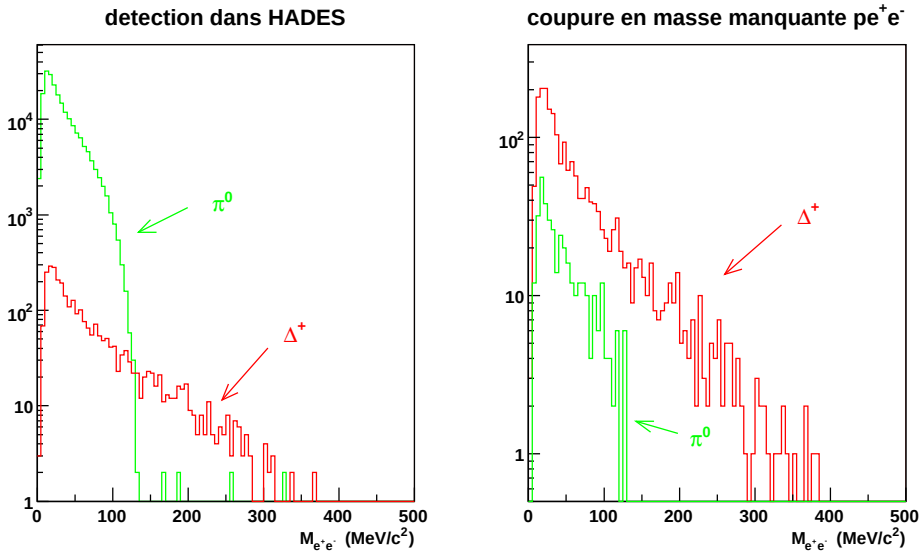


FIG. 3.31 – *Spectres en masse invariante e^+e^- obtenus pour les événements à 3 particules avec la coupure en angle d'ouverture $\theta_{e^+e^-} > 4°$ avec le résolution idéale.* ***A gauche :*** *avant la coupure en masse manquante pe^+e^-* ***A droite :*** *Après la coupure en masse manquante. La coupure en masse manquante appliquée ici est* 914 $MeV/c^2 < MM_{pe^+e^-} < 941\ MeV/c^2$.

∗ **Cas des événements à 4 particules détectés** Pour les événements 4 particules, nous pouvons faire un traitement un peu différent puisque nous avons l'information du proton supplémentaire. On peut calculer 2 masses manquantes pe^+e^- avec chacun des 2 protons de l'événement. Il est possible, ainsi, de faire une coupure graphique sur les 2 masses manquantes pe^+e^-, pour un meilleure réjection de la contribution du π^0.

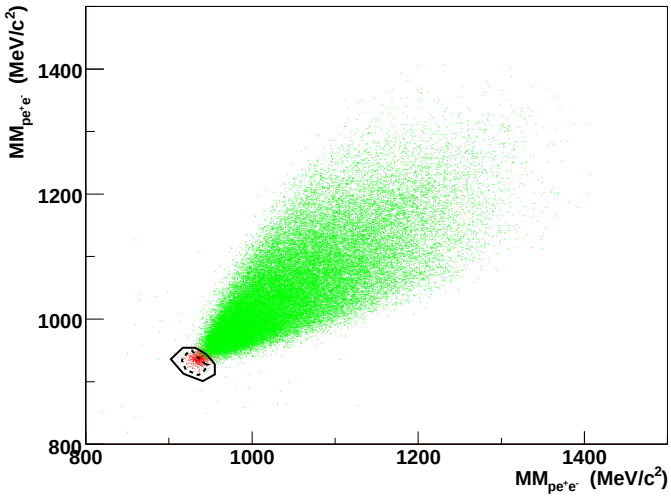


FIG. 3.32 – *Masse manquante pe^+e^- ($MM_{pe^+e^-}$) calculée avec 1 des 2 protons de l'événement « 4 particules » en fonction de la masse manquante pe^+e^- calculée avec le 2^e proton dans le cas de la résolution idéale après coupure $\theta_{e^+e^-} > 4°$. La coupure en trait plein est établie pour réduire la contribution du π^0 pour avoir un rapport $B/(S+B)$ de 16% tandis que la coupure en tiret rejette tous les événements de décroissance Dalitz du π^0 et laisse 260 événements de décroissance Dalitz du Δ pour une semaine de faisceau simulée.*

Cette coupure graphique peut être ajustée suivant les contraintes que l'on se fixe. On peut aussi bien ajuster la coupure de façon à supprimer tous les événements de décroissance Dalitz du π^0 comme dans la figure 3.32. On peut aussi optimiser cette coupure pour réduire la contribution du π^0 tout en conservant un maximum d'événements de décroissance Dalitz du Δ. On obtient ainsi un rapport $B/(S+B)$ de 14% tout en gardant 83% des événements à 4 particules de décroissance Dalitz du Δ, soit 486 événements Δ. On voit que pour le même taux d'événements issus du π^0, on a une meilleure efficacité que dans le cas des événements à 3 particules.

∗ **Au-delà de** $M_{e^+e^-} = 140\ MeV/c^2$ La contribution du π^0 au spectre de masse invariante e^+e^- ne va pas au-dessus de 140 MeV/c^2, masse du π^0. La coupure en masse manquante n'est alors pas nécessaire. Plus encore, pour ces événements, la détection du proton n'apporte rien de plus. On peut donc obtenir une meilleure statistique dans cette région où l'identification du processus est claire.

On peut attendre dans cette région environ 310 événements en sélectionnant les événements à 3 et 4 particules. On passe à environ 650 paires e^+e^- détectées avec une masse invariante $M_{e^+e^-}$ supérieure à 140 MeV/c^2 en détection de 2 particules seulement.

Résultats

Après les différentes coupures pour éliminer les processus polluants, on obtient le spectre de masse invariante e^+e^- de la figure 3.33 dans le cas de la résolution idéale.

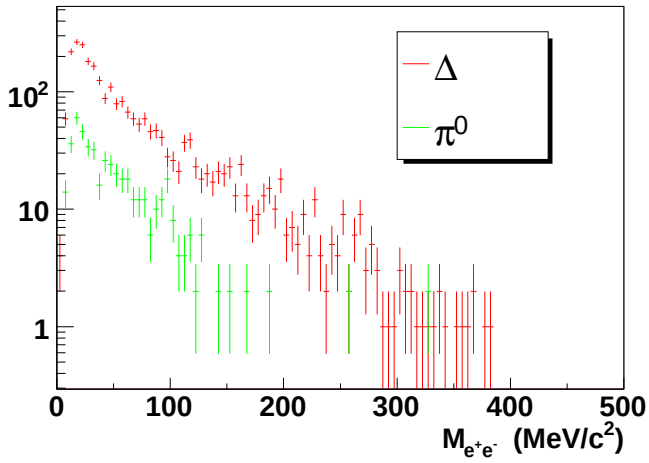


FIG. 3.33 – *Spectre de masse invariante e^+e^- (événements à 3 et à 4 particules) avec la résolution idéale après coupure en masse manquante pe^+e^- et coupure sur l'angle d'ouverture de la paire de di-leptons $\theta_{e^+e^-} > 4°$. La coupure en masse manquante appliquée est $914MeV/c^2 < MM_{pe^+e^-} < 941MeV/c^2$) pour les événements « 3 particules » et une coupure graphique pour les événements « 4 particules ».*

Les coupures appliquées ici permettent d'obtenir un signal global d'environ 3000 événements pour une semaine de faisceau à GSI, dont 2540 sont réellement des événements de décroissance Dalitz du Δ. Cela signifie que le rapport $B/(S+B)$ vaut 15.6%. Le bruit de fond dû à la décroissance Dalitz du π^0 ne contribue que dans la région $M_{e^+e^-} < 140MeV/c^2$. Au-delà de cette masse, il reste environ 310 événements de décroissance Dalitz du Δ en détection 3 ou 4 particules. On atteint 653 paires e^+e^- au-delà de 140 MeV/c^2 pour une détection des e^+e^- seulement.

	3 part.	4 part.	Total
Δ^+	2044	496	2540
π^0	386	82	468
$B/(S+B)$	15.9%	14.2%	15.6%

TAB. 3.13 – *Récapitulatif des nombres de coups attendus pour 1 semaine de temps de faisceau en réaction pp à 1.25 GeV après application des coupures en masse manquante pe^+e^- et $\theta > 4°$ en résolution idéale.*

Le nombre d'événements de décroissance Dalitz que l'on estime pouvoir identifier paraît suffisant pour obtenir des informations tels que le rapport de branchement de la décroissance $\Delta^+ \rightarrow pe^+e^-$. Cependant, la résolution que l'on a utilisée est une résolution idéale. Dans le paragraphe suivant, nous allons présenter les effets qu'entraînerait une résolution plus mauvaise sur notre capacité à identifier le processus de décroissance Dalitz.

L'analyse préliminaire des données de HADES à 1.25 GeV (Fig. 3.34) donne une estimation du nombre de $\Delta^+ \rightarrow pe^+e^-$ d'environ 600 au-delà de $M_{e^+e^-} = 140\ MeV/c^2$. Ceci est du même ordre de grandeur que notre estimation (653 événements). Cette comparaison ne peut cependant qu'être grossière. Le nombre d'interactions *pp* dans les données se trouve être à 30% près le même que dans la simulation. En effet, l'intensité moyenne du faisceau de protons était à peu près 2 fois plus grande dans l'expérience que celle utilisée dans la simulation. En revanche, le temps mort d'environ 50%, non pris en compte dans la simulation, compense

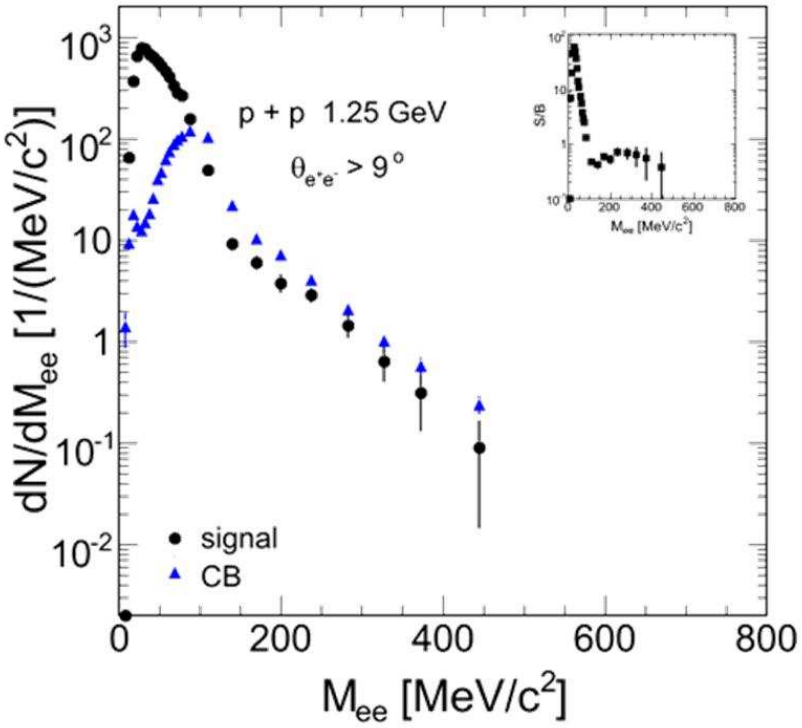


FIG. 3.34 – *Résultats préliminaires de l'expérience pp à* 1.25 *GeV : Spectre en masse invariante* e^+e^- *après coupure en* $\theta_{e^+e^-} < 9°$ *et non corrigé de l'efficacité.*

pratiquement la différence sur l'intensité du faisceau.

3.4.3 Effet de la résolution sur la suppression du π^0

Lorsque l'on réalise la même analyse avec la résolution réelle, on obtient le spectre en masse manquante pe^+e^- de la figure 3.35.

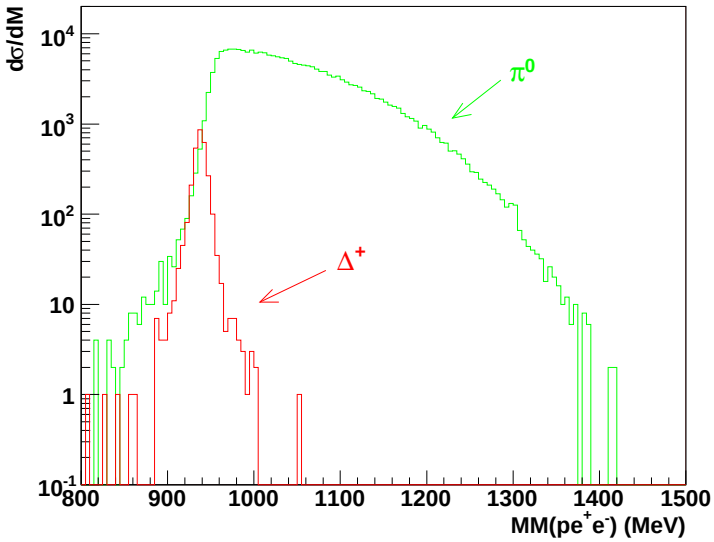


FIG. 3.35 – *Spectre de masse manquante pe^+e^- avec la résolution réelle après coupure sur l'angle d'ouverture de la paire de di-leptons $\theta_{e^+e^-} > 4°$*

On remarque que la contribution du π^0 « bave » beaucoup plus vers les petites masses manquantes. Cela entraîne que le recouvrement entre les 2 contributions est plus grand. En effet, la figure 3.36 montre le rapport $B/(S+B)$ en fonction de la position de la coupure supérieure en masse manquante pe^+e^-, la coupure inférieure étant laissée à 914 MeV/c^2 comme avec la résolution idéale. On remarque que celui-ci ne descend pas en-dessous de 38% alors que l'on veut atteindre 16%.

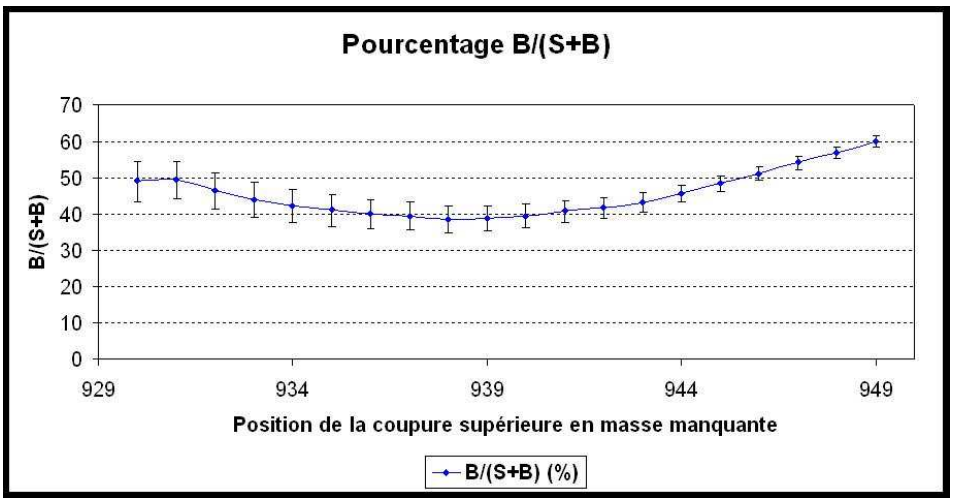


FIG. 3.36 – *Rapport $B/(S+B)$ en pourcentage en fonction de la position de la coupure supérieure en masse manquante*

On aimerai donc pouvoir ajouter une coupure supplémentaire pour baisser le taux d'inclusion d'événements π^0 dans les événements de décroissance Dalitz du Δ. On peut remarquer, sur la figure 3.37, que la résolution sur la masse manquante est légèrement déteriorée lorsque l'impulsion du proton détecté augmente.

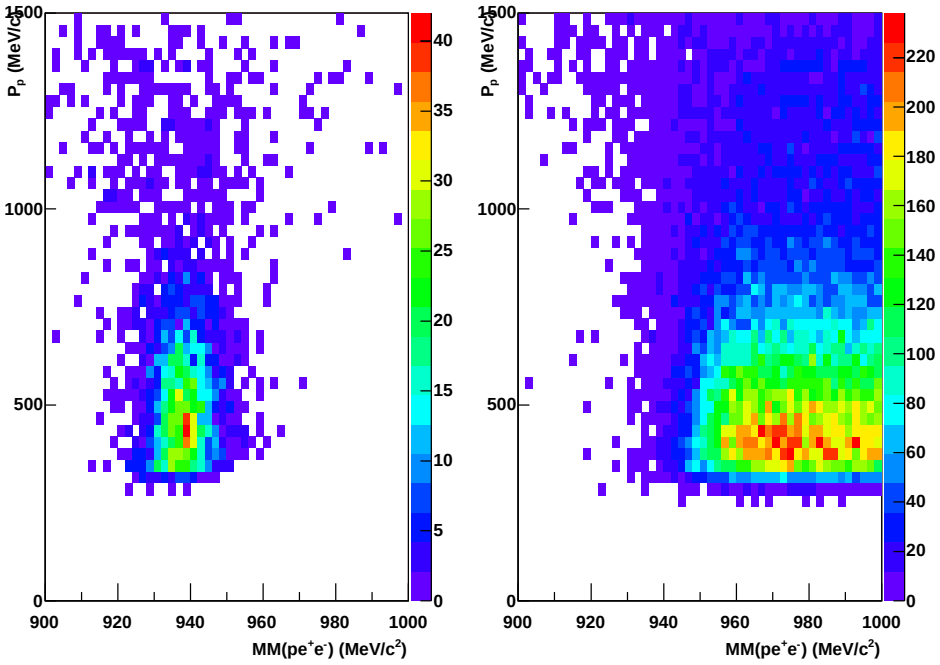


FIG. 3.37 – *Corrélation entre la masse manquante pe^+e^- et l'impulsion du proton détecté avec la résolution réelle pour les processus de décroissance Dalitz du Δ à gauche et du π^0 à droite*

En effet, la masse manquante est calculée à partir des impulsions des 3 particules détectées. L'erreur sur la détermination de l'impulsion du proton détecté domine la résolution en masse manquante. Or, comme on peut le voir sur la figure 3.17, la résolution sur l'impulsion augmente avec l'impulsion. Par conséquent, plus $p_{p_{det}}$ augmente, plus l'erreur sur $MM_{pe^+e^-}$ est grande. La distribution en masse manquante pour le processus de décroissance Dalitz du Δ apparaît plus large et celle du π^0 prend des valeurs de masse manquante plus petites.

Dans le cas de la résolution idéale, cet effet sur la masse manquante n'est pas visible. En effet, la résolution en impulsion évolue relativement peu avec p quand p augmente et par consqúent, la résolution sur la masse manquante n'augmente pas, comme on le voit sur la figure 3.38.

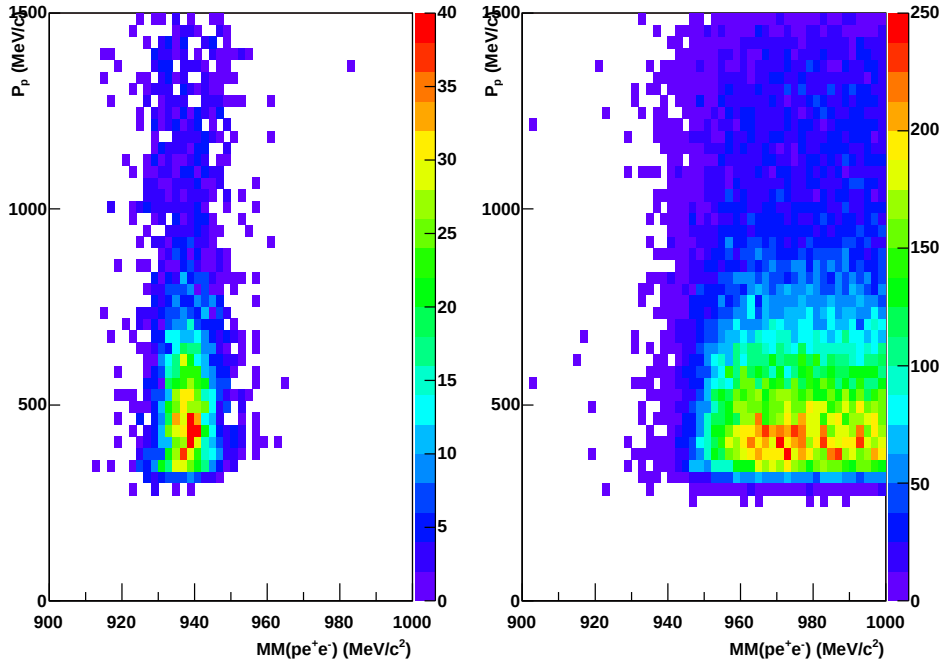


FIG. 3.38 – *Corrélation entre la masse manquante pe^+e^- et l'impulsion du proton détecté avec la résolution idéale pour le processus de décroissance Dalitz du Δ à gauche et celui du π^0 à droite*

Dans le cas de la résolution idéale, le bruit de fond est donc peu dépendant de l'impulsion du proton et une coupure sur l'impulsion de proton détecté ne réduit pas le bruit de fond.

Sur la figure 3.39 qui représente le spectre de masse manquante pe^+e^- par tranche en impulsion du proton détecté, on voit qu'il est possible de déterminer les coupures moins strictes pour les petites impulsions du proton détecté et plus strictes pour les grandes impulsions du proton détecté, dans le cas de la résolution réelle. Cependant, au-delà de $p_{p_{det}} = 800\ MeV/c$, il ne semble pas possible de récupérer des événements Δ.

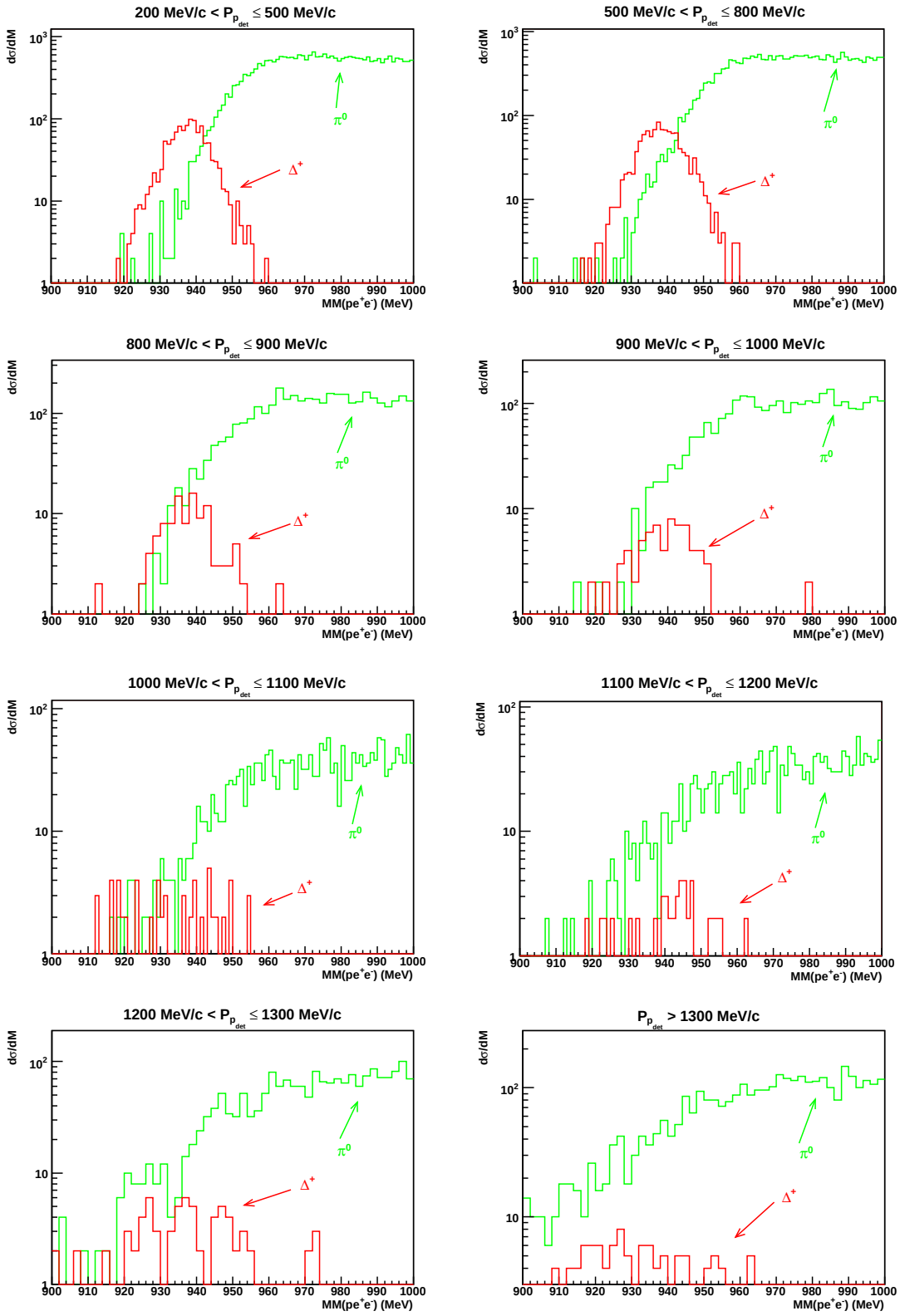


FIG. 3.39 – *Spectres en masse manquante pe^+e^- par tranche en impulsion du proton détecté en nombre de coups pour une temps de faisceau d'une semaine. Cas de la résolution réelle.*

L'analyse en vue d'optimiser la coupure en masse manquante pe^+e^- est représentée sur la

	Résolution idéale	Résolution réelle
N_Δ	2540	1500
$B/(S+B)$	15.3%	18%

TAB. 3.14 – *Récapitulatif du nombre de coup espéré et taux de π^0 dans le signal total pour les différentes résolutions*

figure 3.40.

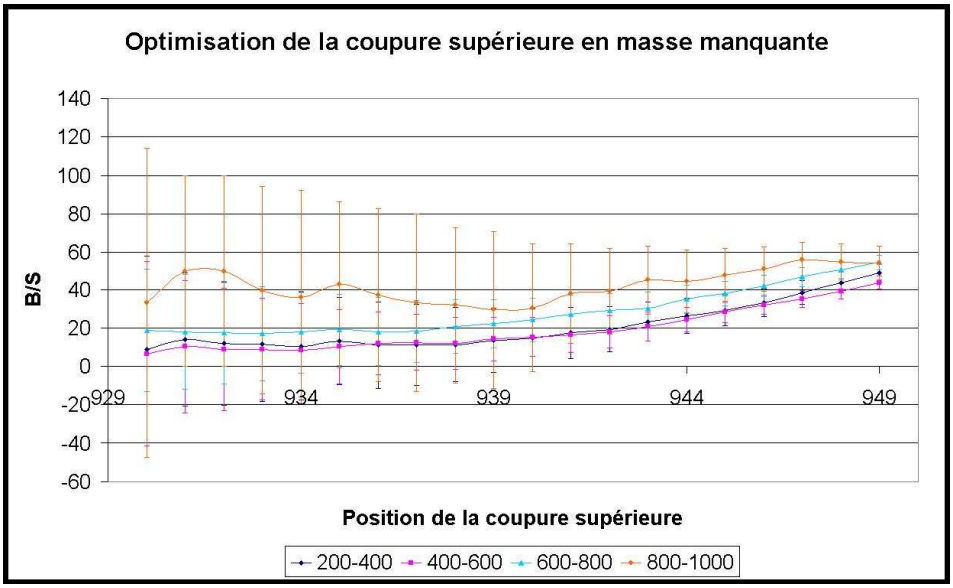


FIG. 3.40 – *Rapport $B/(S+B)$ en fonction de la coupure supérieure en masse manquante pour tranches en impulsion du proton détecté allant de* 200 MeV/c *à* 1000 MeV/c

L'analyse montre que jusqu'à une impulsion du proton détecté de 600 MeV/c, une coupure à 941 MeV/c^2 permet de réduire la contribution du π^0 à hauteur de 16% mais pour la tranche 600 $MeV/c < p_{p_{det}} <$ 800 MeV/c, la coupure doit être plus stricte (938 MeV/c^2). On remarque sur la figure 3.40 que la statistique est très petite au-delà de $p_{p_{det}} = 800\ MeV/c$ et que le taux de π^0 ne descend jamais en-dessous de 20%. Les tranches au-delà de $p_{det} = 800\ MeV/c$ ne peuvent donc pas être gardées. Cette coupure ajustée en fonction de l'impulsion du proton détecté permet de sélectionner 1500 Δ pour un rapport $B/(S+B)$ de 18%.

En conclusion, la détermination du rapport de branchement $\Delta^+ \to pe^+e^-$ implique une maîtrise indispensable et très précise de la résolution en impulsion du détecteur, principalement pour les protons. En effet, les coupures que l'on devra appliquer sont dépendantes de la résolution que l'on aura. Une analyse minutieuse des effets de décalage systématique et de la résolution permettra d'extraire l'information cherchée avec plus de précision (i.e. le rapport de branchement de la décroissance Dalitz du Δ) sauf si on se limite à $M_{e^+e^-} > 140\ MeV/c^2$.

3.4.4 Conclusion sur la faisabilité de la mesure du rapport de branchement vers la décroissance Dalitz du Δ

Pour obtenir le rapport de branchement *B.R.* de la décroissance Dalitz de la résonance Δ, il faut pouvoir calculer le rapport entre le nombre d'événements venant de ce processus et le

nombre de Δ produits.

$$B.R. = \frac{nombre\ d'événements\ Dalitz\ du\ \Delta}{nombre\ de\ \Delta\ produits} = \frac{N_{\Delta\to pe^+e^-}}{N_\Delta} \tag{3.15}$$

Pour cela, il faudra utiliser le programme de simulations, notre expérience ne permettant pas une mesure directe de ces 2 nombres. En effet, le nombre de décroissances $\Delta \to pe^+e^-$ détectées doit pouvoir être extrapolé dans 4π pour connaître le nombre effectif $N_{\Delta\to pe^+e^-}$ de décroissance $\Delta \to pe^+e^-$ et de même pour déterminer le nombre de Δ produits en réaction *pp*.

Pour déterminer N_Δ, on peut utiliser les informations provenant des décroissances hadroniques ($\Delta^+ \to p\pi^0$ ou $\Delta^+ \to n\pi^+$). Cependant, en utilisant la diffusion élastique *pp*, on pense avoir une meilleure précision.

La section efficace de diffusion élastique *pp*, σ_{pp}, est très bien connue et les événements correspondants peuvent être facilement isolés expérimentalement. Connaissant le nombre de *pp* élastiques détectés, la section efficace de ce processus et le filtre d'acceptance d'HADES, on pourra remonter au nombre d'interactions *pp* effectives et ainsi normaliser la simulation. La section efficace de production du Δ, σ_Δ, étant aussi bien connue, on en déduira le nombre de Δ produits dans l'expérience.

$$N_\Delta = N_{pp\ élastique} \times \frac{\sigma_\Delta}{\sigma_{pp}} \tag{3.16}$$

$$B.R. = \frac{N_{\Delta\to pe^+e^-}}{N_{pp\ élastique}} . \frac{\sigma_{pp}}{\sigma_\Delta} \tag{3.17}$$

Il faut noter que dans la formule 3.17, les nombres $N_{\Delta\to pe^+e^-}$ et $N_{pp\ élastique}$ sont donnés dans 4π. C'est pour cette raison que l'on a besoin des simulations pour corriger de l'acceptance.

On peut faire une liste des erreurs qui vont intervenir dans cette procédure de détermination du rapport de branchement et essayer de les évaluer :

Erreur sur le nombre $N_{\Delta\to pe^+e^-}$ Elle se décompose en plusieurs sources :

- **Erreur statistique :** Nos estimations donnent 2880 coups sur une semaine, soit une erreur statistique de 2%.
- **Erreurs systématiques dues aux corrections des données :** Les données doivent être corrigées de l'efficacité des détecteurs et de l'efficacité du trigger. Ces efficacités sont en principe mesurées et les données en sont corrigées. D'autre part, certaines parties de ces efficacités comme l'efficacité de reconstruction et de détection des protons, l'efficacité du trigger de 1^{er} niveau, interviennent aussi dans les événements *pp* élastiques. Par conséquent, l'erreur sur la détermination de l'efficacité disparaît dans le rapport. La contribution dominante aux erreurs systématiques est donc principalement l'erreur sur la détermination de l'efficacité de détection des e^+e^-.
- **Erreur statistique sur le bruit de fond :** Comme on l'a vu, la contribution de la décroissance Dalitz du π^0 ne peut être isolé complètement. Il reste une contribution de l'ordre de 16%. Cette contribution peut être estimée par simulation et soustraite. L'erreur statistique sur l'estimation de cette contribution est de l'ordre de 5%.
- **Incertitudes liées à la soustraction du bruit de fond du π^0 et à l'efficacité des coupures cinématiques :** L'estimation du bruit de fond du π^0 dépend du modèle utilisé dans PLUTO pour la production de celui-ci. Cette description est bien contrainte par les

données existantes. De plus, l'étude de la voie $pp \to pp\pi^0$ en utilisant les événements pp permettra de réduire encore l'incertitude sur la normalisation de cette contribution. On s'attend donc à une erreur faible, meilleure que 5% sur la normalisation de la contribution du π^0.

On a vu que le bruit de fond dû à la décroissance Dalitz du π^0 et l'efficacité des coupures cinématiques dépendent directement de la résolution en impulsion des protons. Plus précisément, pour une même position des coupures cinématiques, le bruit de fond passe de 15% à 40% lorsque l'on passe de la résolution idéale à la résolution réelle. La détermination de la résolution en impulsion est faite à partir des données de diffusion élastique. Les écarts-types peuvent être déterminés avec une très bonne précision mais l'influence des queues de distribution est beaucoup plus difficile à évaluer. On prendra donc en étant prudent une incertitude de 20% sur le bruit de fond, ce qui, dans le cas d'une résolution intermédiaire entre la résolution réelle et la résolution idéale, donne une erreur de 5% sur le nombre d'événements pe^+e^- dus à la décroissance Dalitz du π^0.

L'erreur sur l'efficacité des coupures est plus importante car elle varie assez vite avec la position relative de la coupure et pour une même position de coupure avec la résolution. On peut estimer une erreur de 15% sur cette efficacité. Cette erreur sera donc dépendante de notre capacité à caler la valeur absolue en énergie, c'est-à-dire à caler le pic provenant de la décroissance Dalitz du Δ sur la masse du proton. Cela dépendra de l'erreur sur la mesure de l'énergie du faisceau et de la résolution en impulsion.

- **Erreur due à l'acceptance :** Les positions des détecteurs étant bien connues, cette erreur est faible, en tout cas, inférieure à l'erreur sur l'efficacité des détecteurs. Cette erreur intervient aussi au niveau de la mesure de $N_{pp\ élastique}$ et peut donc être en partie compensée.
- **Erreurs due à la description du processus de décroissance Dalitz du Δ :** On a cité au §3.2.2 certaines approximations dans la description du processus de décroissance Dalitz du Δ. L'erreur due à ces approximations sur $N_{\Delta \to pe^+e^-}$ ne pourra être évaluée qu'après comparaison à un calcul complet. Ce travail sera donc important au niveau de l'analyse des données.

Erreur sur le nombre $N_{pp\ élastique}$ L'erreur statistique est négligeable, la section efficace de ce processus étant très grande. Les erreurs systématiques dues à l'efficacité des détecteurs peuvent être différentes de celles des événements de décroissance Dalitz à cause de la nature différente des particules. Ces erreurs peuvent cependant être contrôlées, les formes des distributions angulaires des protons étant très bien connues. Comme nous l'avons dit, une partie de ces erreurs, comme par exemple l'erreur sur l'efficacité du trigger de 1^{er} niveau, se compense car elle intervient aussi au niveau des événements de décroissance Dalitz de Δ.

Erreur sur la section efficace σ_{pp} Cette section efficace est mesurée à $\pm 1\ mb$ près, soit à 5% près. Ce facteur ne contribue que très peu à l'erreur sur le rapport de branchement. Plus encore, avec les nouvelles données de EDDA [32], on pourra descendre à une précision de l'ordre de 3%.

Erreur sur la section efficace σ_Δ Aux énergies qui nous intéressent, cette section efficace a été mesurée avec une bonne précision de l'ordre de 10%(contrainte par $pp \to n\Delta^{++}$ et symétrie d'isospin). Cette section efficace va pouvoir être mesurée avec précision en étudiant les canaux hadroniques $pp \to pp\pi^0$ et $pp \to pn\pi^+$ avec HADES, l'incertitude sur le facteur devrait donc être encore réduite.

Un calcul final et plus précis de l'erreur sur le rapport de branchement ne peut être fait dans l'état actuel et devra être affiné une fois que l'on aura atteint une modélisation satisfaisante de la résolution et une maîtrise des modèles hadroniques.

3.5 Reconstruction de la résonance

Grâce aux coupures que l'on a appliquées précédemment, on a sélectionné les événements de décroissance Dalitz du Δ. On est donc dans une réaction à 4 corps $pp \rightarrow ppe^+e^-$. Dans le cas des événements à 3 particules, on peut calculer le quadri-vecteur du proton manquant. Dans les événements 4 particules, les 4-vecteurs de toutes les particules sont déjà connus.

Dans les paragraphes qui suivent, on va chercher une variable qui permettrait d'identifier lequel des 2 protons de la réaction provient de la décroissance de la résonance Δ. Ceci est indispensable pour reconstruire le vertex $N\Delta\gamma$ et déterminer la masse de la résonance ou l'angle d'émission d'un électron dans le référentiel de la résonance. La production de la résonance Δ dans la réaction $pp \rightarrow p\Delta^+$ présente 2 caractéristiques, comme on l'a vu au §3.2.2 :

- la distribution en masse de la résonance piquée autour de 1232 MeV/c^2 (cf. Fig. 3.11a)
- la distribution en transfert très piquée (cf. Fig. 3.11b).

Nous allons essayer d'exploiter ces 2 caractéristiques pour tenter d'identifier le proton issu de la décroissance Dalitz du Δ.

3.5.1 Première méthode : Masse invariante pe^+e^-

Par calcul de masse invariante pe^+e^- avec le proton issu de la décroissance, on remonte à la distribution en masse de la résonance Δ. Comme on l'a vu dans le paragraphe 3.2.2, cette distribution est piquée à 1232 MeV/c^2.

En pratique, on ne sait pas lequel des 2 protons est le proton de décroissance. On calcule donc les 2 masses invariantes. Dans la figure 3.41 est représentée la masse invariante pe^+e^- dans le cas où le proton est le proton diffusé et dans le cas où le proton est le proton de décroissance.

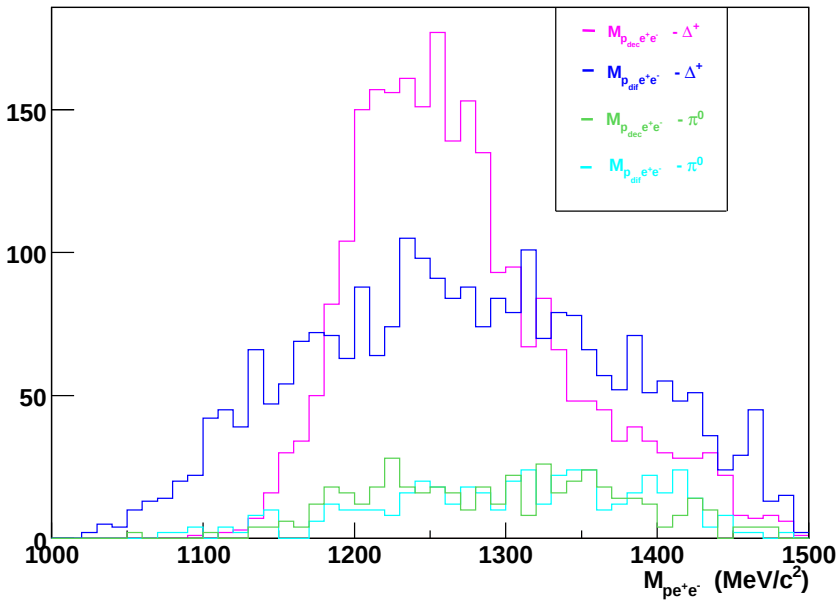


FIG. 3.41 – *Spectre en masse invariante pe^+e^- calculé soit avec le proton de décroissance soit avec le proton diffusé pour les événements sélectionnés par les coupures décrites précédemment.*

On remarque que le spectre de masse invariante pe^+e^- est plus piqué et centré sur 1232 MeV/c^2 lorsque celle-ci est calculée avec le proton de décroissance du Δ, ce qui est

normal puisque il s'agit dans ce cas de la distribution en masse de la résonance. Mais, en réalité, on ne saura pas lequel des 2 protons est le proton de décroissance.

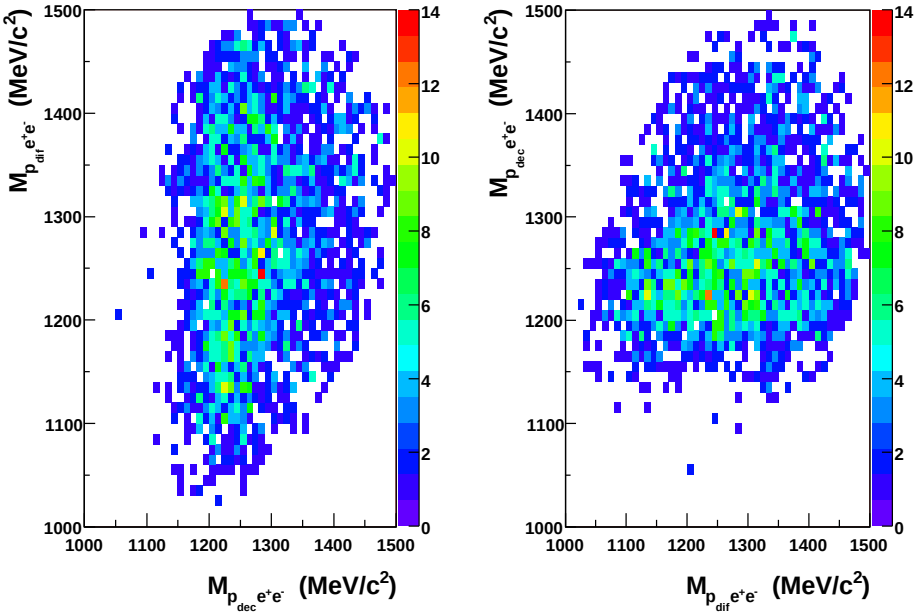


FIG. 3.42 – *Corrélation entre les masses invariantes calculées avec les 2 protons d'un même événement.* ***A gauche****: lorsque le proton de décroissance est détecté,* ***A droite*** *lorsque le proton de diffusion est détecté*

Pour une analyse des données, on ne pourra obtenir que la somme de ces 2 histogrammes à 2 dimensions puisque les 2 protons ne sont pas discernables.

A partir de ces histogrammes, on peut estimer par tranche en masse invariante notre capacité à identifier les protons. Ceci est présenté dans le tableau 3.15.

p_{mis} \ p_{det}	$1000-1100$	$1100-1200$	$1200-1300$	$1300-1400$	$1400-1500$
$1000-1100$	0 0	8 100% 0	31 100% 0	1 100% 0	0 0
$1100-1200$	0 0% 5	58 67% 28	203 78% 58	42 48% 45	8 30% 19
$1200-1300$	1 9% 10	42 30% 99	248 64% 141	119 40% 182	45 22% 162
$1300-1400$	0 0% 1	13 42% 18	108 72% 42	81 60% 54	61 50% 61
$1400-1500$	0 0	2 50% 2	8 67% 4	13 62% 8	14 82% 3

TAB. 3.15 – *Probabilité d'avoir détecté le proton de décroissance en fonction des masses invariantes pe^+e^- calculées pour les événements à 3 particules. Dans chaque case du tableau, le chiffre en haut à gauche correspond au nombre de fois où le proton détecté est le proton de décroissance tandis que le chiffre en bas à droite correspond au nombre de fois où le proton manquant est le proton de décroissance.*

On voit que les zones où la probabilité d'avoir détecté le proton de décroissance est proche de 100% ou de 0% sont rares. Pour une grande majorité des événements, cette probabilité se situe entre 30% et 70%. L'utilisation de la corrélation entre les masses invariantes $M_{p_{det}e^+e^-}$ et $M_{p_{mis}e^+e^-}$ n'est donc pas très utile pour discriminer le proton de décroissance et le proton de diffusion.

Cependant, si la masse invariante pe^+e^- calculée avec l'un des 2 protons est inférieure à 1150 MeV/c^2, le proton avec lequel on a calculé la masse invariante peut être identifié comme étant le proton de diffusion avec une probabilité de 90%. Ceci concerne 13% des événements (soit 264 événements). Ce petit échantillon pourra peut-être être utilisé pour tester de façon plus sensible les modèles de décroissance Dalitz du Δ.

3.5.2 Deuxième méthode : Transfert d'impulsion entre les protons

Dans la réaction $pp \rightarrow p_{dif}\Delta^+ \rightarrow p_{dif}p_{dec}e^+e^-$, en supposant que l'on puisse discerner les protons en voie de sortie, la distribution en transfert entre le proton diffusé et le proton projectile (si la diffusion a lieu à l'avant dans le centre de masse de la réaction) ou le proton cible (si la diffusion a lieu à l'arrière dans le centre de masse) est très piquée à de petites valeurs.

Le transfert au proton de décroissance n'a pas de raison d'avoir une distribution aussi piquée. On peut donc penser qu'en choisissant le proton qui donne le transfert le plus petit à la cible ou au projectile, on sélectionne le proton de diffusion.

Pour cette raison, lors de certaines expériences en pp faites à l'aide de chambre à bulles étudiant les réactions $pp \rightarrow ppX$ à des énergies supérieures à 5 GeV [33, 34] mais aussi à des énergies de 1.35 à 2.9 GeV [35], l'identification des protons se faisait grâce au calcul de transfert entre les protons d'entrée et de sortie.

Il nous a donc été suggéré par la collaboration d'utiliser ce critère pour l'expérience HADES. Nous avons voulu au préalable en étudier la validité.

Dans ce paragraphe, nous allons étudier la distribution de transfert d'impulsion entre les protons d'entrée et de sortie pour mettre en évidence si il est possible d'identifier lequel des 2 protons de sortie est le proton issu de la décroissance Dalitz de la résonance Δ dans notre cas, où l'énergie est notablement plus basse.

Le principe de la méthode est de calculer les 4 quadri-transferts entre les 2 protons de sortie et les 2 protons d'entrée (proton de la cible ou proton projectile). Dans une réaction à 2 corps de type $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ (Fig. 3.43), où l'on s'intéresse à la particule 3, les variables de Mandelstam t et u sont définies par $t = (\tilde{p_1} - \tilde{p_3})^2 = (\tilde{p_2} - \tilde{p_4})^2$ et $u = (\tilde{p_2} - \tilde{p_3})^2 = (\tilde{p_1} - \tilde{p_4})^2$.

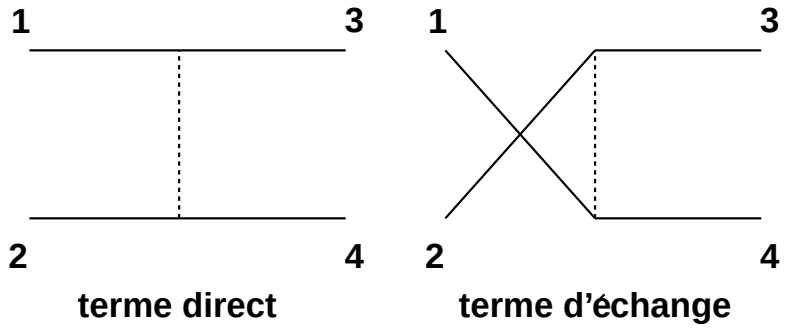


FIG. 3.43 – *Diagrammes direct et d'échange dans une réaction à 2 corps*

t représente le quadri-moment transféré (ou quadri-transfert) entre le projectile 1 et la particule 3, qui intervient dans la description du graphe direct. De même, u représente le quadri-transfert entre la cible 2 et la particule 3 qui intervient dans la description du graphe d'échange. u et t sont des invariants relativistes. Si on les calcule dans le centre de masse, on obtient $t = (\widetilde{p^{CM}} - \widetilde{p_3^{CM}})^2$ et $u = (-\widetilde{p^{CM}} - \widetilde{p_3^{CM}})^2$. On a donc $u + t = 2\widetilde{p^{CM}}^2 + 2m_3^2$ et $u - t = 4\widetilde{p^{CM}}.\widetilde{p_3^{CM}}$. On voit donc que u et t sont corrélés et que, comme on l'a vu (cf. Fig 3.10), dans le cas de la réaction $pp \rightarrow p\Delta^+$, t évolue en fonction de θ_{scat}^{CM} pour une masse de Δ fixée. Dans le cas de 2 particules identiques (indiscernables) en voie d'entrée, les distributions de u et t sont identiques. Les angles avant dans le centre de masse correspondent à des petites valeurs de t (grandes valeurs de u) et inversement pour les angles arrière. Le transfert décrivant la diffusion est donc $tr^{min} = min(-t, -u)$ (on choisit cette définition pour avoir une quantité positive).

Dans le cas de la réaction $pp \rightarrow ppe^+e^-$, on définit, par analogie avec la figure 3.43, les quadri-transferts suivants :

$$\begin{aligned} \mathbf{t}_{decay} &= \left(\widetilde{p}_{p_{proj}} - \widetilde{p}_{p_{decay}}\right)^2 \quad , \quad \mathbf{t}_{scat} = \left(\widetilde{p}_{p_{proj}} - \widetilde{p}_{p_{scat}}\right)^2 \\ \mathbf{u}_{decay} &= \left(\widetilde{p}_{p_{cib}} - \widetilde{p}_{p_{decay}}\right)^2 \quad , \quad \mathbf{u}_{scat} = \left(\widetilde{p}_{p_{cib}} - \widetilde{p}_{p_{scat}}\right)^2 \\ tr_{scat}^{min} &= min(-t_{scat}, -u_{scat}) \quad , \quad tr_{decay}^{min} = min(-t_{decay}, -u_{decay}) \end{aligned}$$

t_{scat}, t_{decay}, u_{scat} et u_{decay} sont des quantités négatives, tr_{scat}^{min} et tr_{decay}^{min} sont positives.

On va donc chercher grâce aux simulations dans quel cas et en quelle proportion, l'analyse des transferts permet d'identifier le proton de décroissance dans le cas de la décroissance Dalitz du Δ.

Les résultats sont présentés dans la figure 3.44. La figure de gauche représente la distribution en transfert $-t_{scat}$. On remarque que la distribution est piquée à des petites valeurs du transfert $-t_{scat}$ (Eq. 3.7). La figure de droite représente la distribution en transfert $-t_{scat}$ en

fonction du cosinus de l'angle du proton dans le centre de masse du système. Si on développe le calcul de la variable t_{scat}, on obtient l'équation 3.18.

$$-t_{scat} = 2W_{scat}W_{proj} - m_p^2 - m_{proj}^2 - 2\,\|\vec{p_{scat}}\|\,\|\vec{p_{proj}}\|\,cos(\theta). \tag{3.18}$$

où

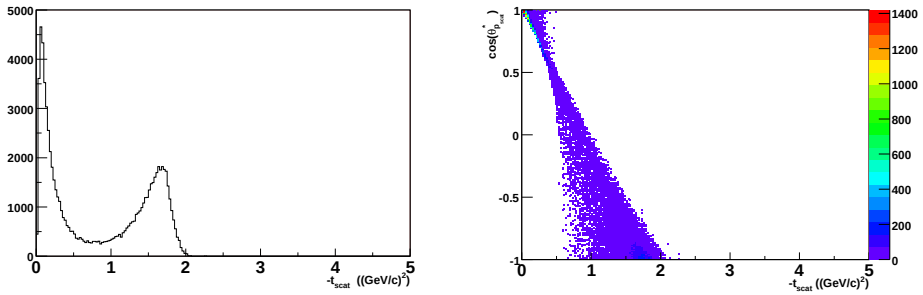
$$W_{scat} = \frac{W_{CM}^2 - M_\Delta^2 + M_p^2}{2W_{CM}} \tag{3.19}$$

et

$$\|\vec{p_{scat}}\| = \sqrt{W_{scat}^2 - M_p^2} \tag{3.20}$$

Pour une masse du Δ M_Δ fixée, W_{scat} et $\|\vec{p_{scat}}\|$ sont constants. $-t_{scat}$ dépend alors linéairement de $cos(\theta)$ et la pente dépend de M_Δ. C'est ce que l'on a vu sur la figure 3.10. La distribution que l'on voit sur la figure 3.44(b) est donc l'ensemble de toutes les droites donnant la dépendance de t en fonction de $cos\ \theta$ pour M_Δ fixé.

La variable $-t_{scat}$ est la variable pertinente pour décrire le graphe direct (Fig. 3.9(a)) dominant aux angles avant du centre de masse. Aux angles arrière, le pic large correspond au terme d'échange (Fig. 3.9(b)) dont la variable pertinente est le transfert $-u_{scat}$ qui prend alors des valeurs petites.



(a) (b)

FIG. 3.44 – ***A gauche :*** *Distribution en transfert* $-t_{scat}$. ***A droite :*** *Distribution en transfert* $-t_{scat}$ *en fonction du cosinus de l'angle du proton diffusé dans le centre de masse du système.*

Nous avons appliqué la méthode aux événements de décroissance Dalitz de PLUTO. On ne s'intéresse qu'au canal $pp \to p\Delta^+ \to ppe^+e^-$. En appliquant le critère de « transfert minimum », on obtient pour une détection dans 4π une identification correcte du proton de diffusion dans 70% des cas. Pour expliquer cela, nous avons comparé les distributions en $-t_{scat}$ et en $-u_{decay}$ pour le cas où le proton diffusé est émis à l'avant (Fig. 3.45). Dans ce cas, $tr_{scat}^{min} = -t_{scat}$ et $tr_{decay}^{min} = -u_{decay}$. On remarque que la corrélation angle de diffusion/transfert est beaucoup plus large pour $-u_{decay}$ que pour $-t_{scat}$, à cause de l'impulsion emportée par la paire de di-leptons. Dans l'hémisphère arrière de l'espace de phase, on obtient le même résultat avec $-t_{decay}$ et $-u_{scat}$.

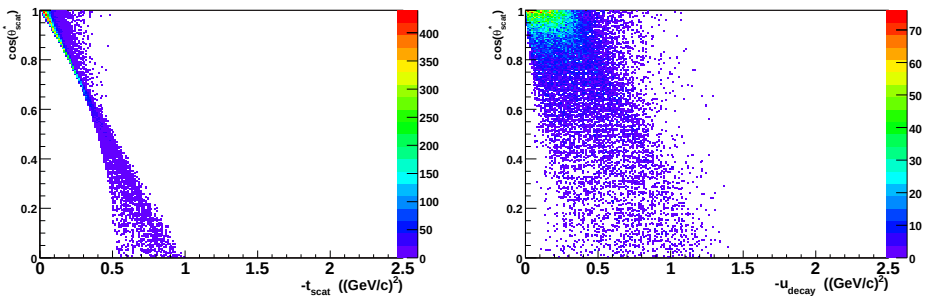


FIG. 3.45 – *Les transferts $-t_{scat}$ (à gauche) et $-u_{decay}$ (à droite) sont représentés en fonction du cosinus de l'angle du proton diffusé dans le centre de masse pour l'hemisphère avant de l'espace de phase.*

La figure 3.46 présente la différence $tr^{min}_{scat} - tr^{min}_{decay}$, c'est-à-dire la différence des transferts minimums calculés avec le proton diffusé et le proton de décroissance. Le critère de « transfert minimum » est rempli lorsque cette différence est négative puisque le proton diffusé produit alors le transfert minimum. Comme on peut le voir sur la figure 3.46a, la différence est négative en moyenne mais la contribution positive est très importante.

On peut ajouter que pour les angles du proton diffusé à l'avant, la différence est négative (pour la plupart des événements) mais quand l'angle augmente, la distribution de la différence est large et prend des valeurs positives (Fig. 3.46b). Le critère semble donc valide seulement pour les petits angles de diffusion. La différence de transfert est aussi corrélée à l'angle d'émission du proton dans le centre de masse du Δ (Fig. 3.46c). On remarque que les valeurs positives sont dues à l'émission de proton de décroissance à l'arrière dans le centre de masse de la résonance.

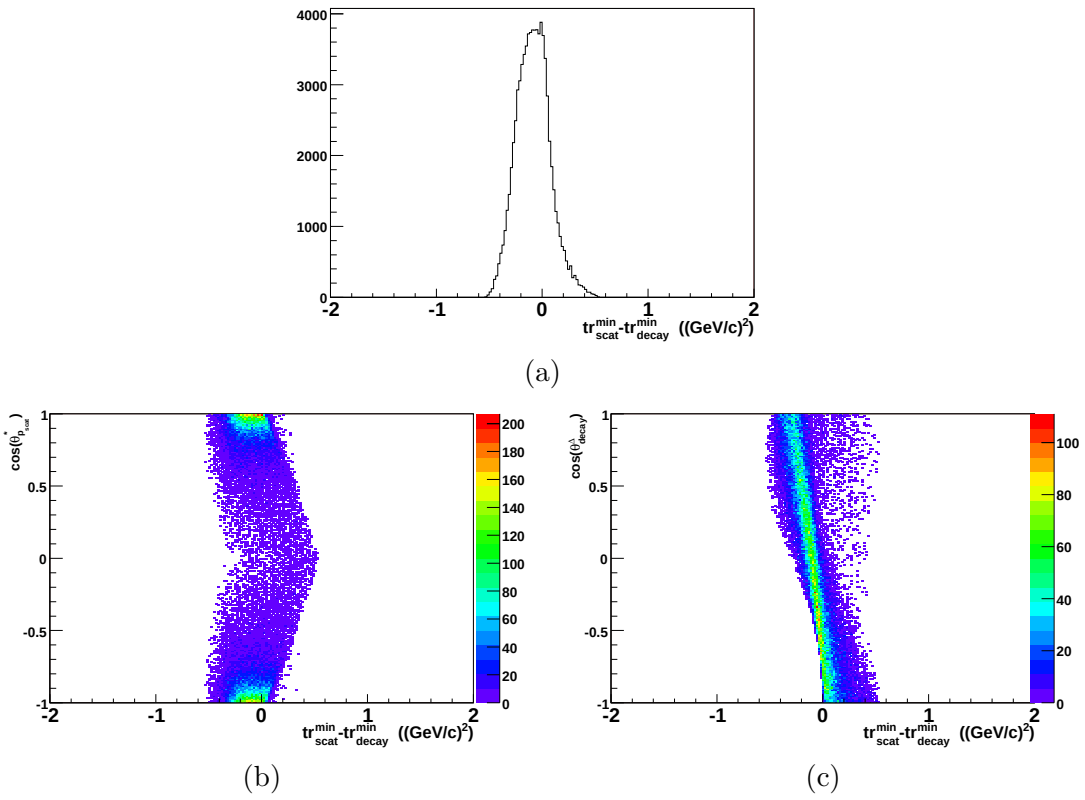
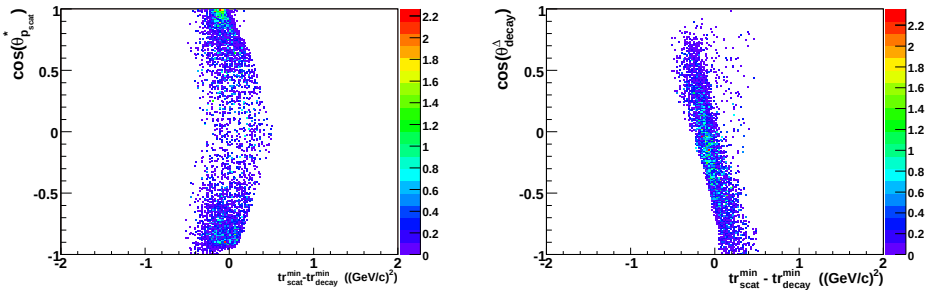


FIG. 3.46 – *Distribution de la différence des transferts minimums $tr^{min}_{scat} - tr^{min}_{decay}$ - (a) intégrée - (b) en fonction de l'angle de diffusion dans le centre de masse - (c) en fonction de l'angle d'émission du proton de décroissance dans le centre de masse du* Δ

En conclusion, ce critère est d'autant plus valable que l'on se limite aux petits angles de diffusion. De plus, si on applique ce critère, on aura un étiquetage systématiquement mauvais dans le cas où le proton est émis à l'arrière dans le référentiel du Δ.

Examinons maintenant l'effet des matrices d'acceptance et d'efficacité. Il apparaît une réduction plus importante du nombre d'événements avec des angles de proton diffusé proches de 0° et de 180° (Fig. 3.47a). Ceci entraîne une suppression des valeurs négatives de la différence de transfert $tr^{min}_{scat} - tr^{min}_{decay}$. L'effet des coupures d'acceptance et d'efficacité sur l'angle d'émission du proton de décroissance dans le centre de masse du Δ a tendance à sélectionner des événements ayant l'émission du proton vers l'arrière dans le repère du Δ (Fig. 3.47b) ; cela augmente donc la proportion d'événements avec une différence de transfert positive.



(a) (b)

FIG. 3.47 – *Différence de transfert $tr^{min}_{scat} - tr^{min}_{decay}$ après application des matrices d'acceptance et d'efficacité en fonction - (a) de l'angle d'émission du proton diffusé dans le centre de masse - (b) de l'angle d'émission du proton de décroissance dans le repère lié au Δ.*

Dans le cadre de l'expérience HADES, on obtient ainsi une bonne identification des protons de sortie dans 63% des cas (pour 70% dans 4π). L'acceptance et l'efficacité contribuent donc à réduire l'efficacité du critère de transfert minimum.

3.5.3 Méthode croisée utilisant une éventuelle corrélation : Méthode du moment transféré des protons d'entrée vers les protons de sortie en fonction de la masse invariante pe^+e^-

Nous venons de voir (cf. §3.5.2) que le critère de transfert minimum permet d'étiqueter les 2 protons de sortie avec une probabilité de 63% des événements. Nous voulons savoir s'il existe des zones en masse invariante pe^+e^- pour lesquelles cette méthode serait plus efficace.

L'histogramme à 2 dimensions de la figure 3.48 montre la différence de transfert en fonction de la masse de la résonance. Les valeurs extrêmes de cette différence dépendent de la masse de la résonance car elles sont liées aux limites cinématiques.

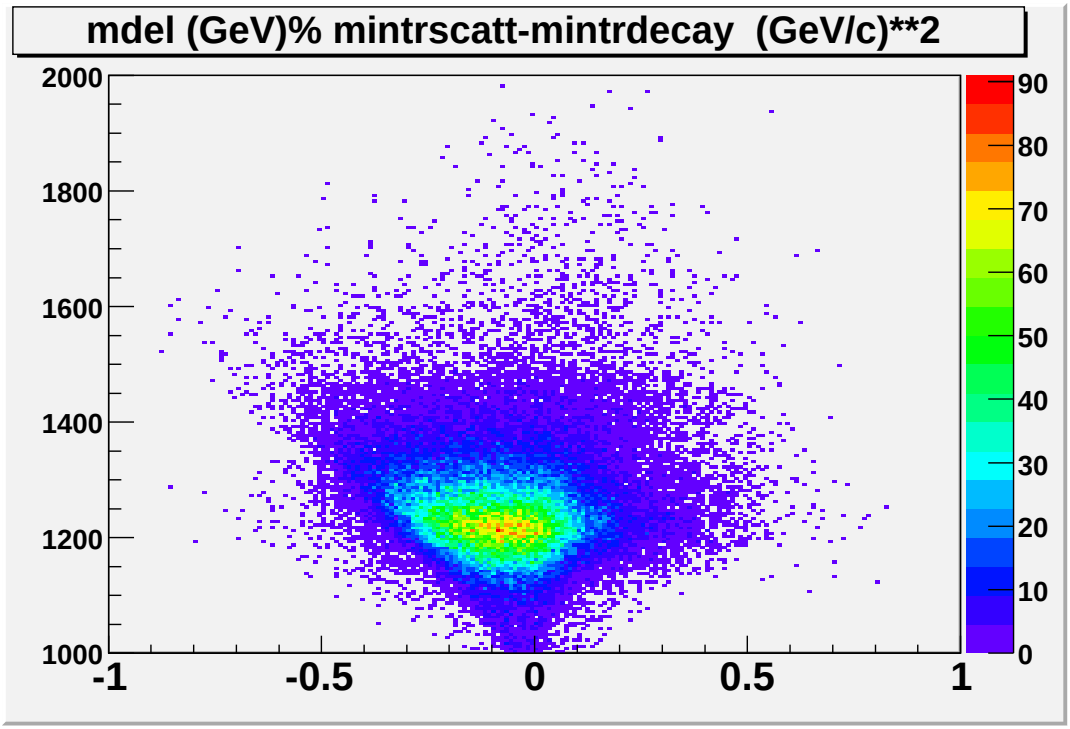


FIG. 3.48 – *Corrélation entre la différence de transfert entre les protons et la masse de la résonance* Δ

Par contre, l'efficacité du critère de transfert minimum pour l'identification des protons de sortie (correspondant au taux d'événement ayant une différence de transfert négative) ne varie que très peu avec la masse du Δ. Le tableau ci-dessous le montre bien.

M_Δ	Efficacité critère transfert
1200 MeV/c^2	69%
1250 MeV/c^2	75%
1300 MeV/c^2	71%
1350 MeV/c^2	70%

3.5.4 Conclusion sur la reconstruction de résonance

En conclusion, il apparaît que les 2 critères envisagés (masse de la résonance et transfert minimum) ne permettent pas une identification des protons de sortie de bonne qualité. Par conséquent, on ne pourra pas étudier directement les distributions angulaires du proton dans le référentiel du Δ, puisque elles seront brouillées par l'ajout de la contribution provenant du proton de diffusion. On pourra tout de même les comparer aux modèles et espérer avoir une certaine sensibilité à la distribution angulaire de décroissance du Δ.

3.6 Sensibilité à différents modèles

3.6.1 Modèles de production des résonances

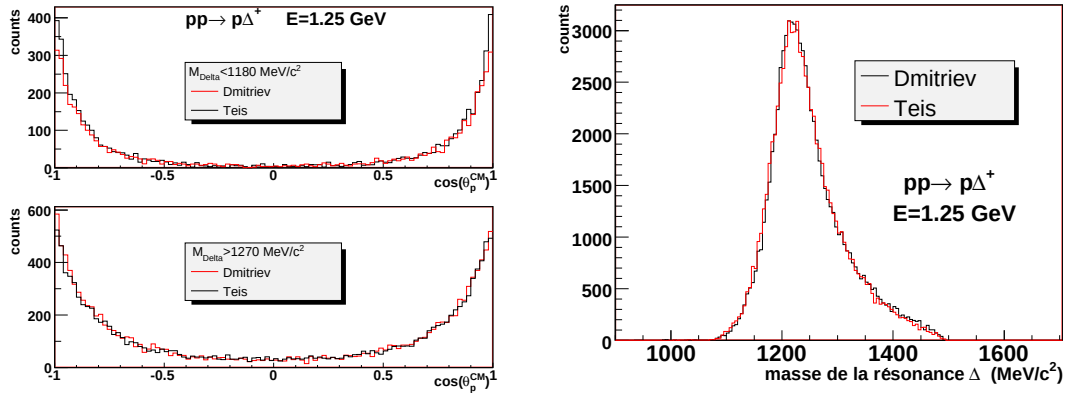
Différence entre les paramétrisations de Teis[23] et de Dmitriev[29]

Les distributions en masse et en angle de la résonance Δ sont générés dans PLUTO à partir du modèle proposé par Teis [23]. La paramétrisation de Teis est celle du modèle d'échange d'un pion (One-Pion Exchange) de Dmitriev [29]. Cependant, il remplace la fonction de coupure par celle donnée par Moniz [28]. Les fonctions de coupure sont données, dans chacun des 2 modèles, par :

Teis	Dmitriev
$F(k) = \frac{k_\Delta^2+\delta^2}{k^2+\delta^2}$	$F(k) = \sqrt{\frac{k_\Delta^2+\delta^2}{k^2+\delta^2}}$
$\delta = 300\ MeV/c$	$\delta = 200\ MeV/c$

Les facteurs de coupure interviennent au carré, au niveau de l'expression de la largeur de la résonance et de l'amplitude de transition $NN \rightarrow N\Delta$.

On se propose de chiffrer ces différences sur l'acceptance dans HADES.



(a) (b)

FIG. 3.49 – ***A gauche :*** *Comparaison des distributions angulaires conformes à la paramétrisation de Teis en noir et de Dmitriev en rouge.* ***A droite :*** *Distribution en masse obtenue avec les 2 mêmes paramétrisations.*

On remarque que les différences entre les résultats obtenus avec les 2 paramétrisations sont très minimes (Fig. 3.49). Cependant, la distribution angulaire proposée par Teis est légèrement plus piquée aux petis angles pour des masses du Δ faibles et inversement pour les masses plus élevées.

Distribution angulaire de la résonance N^*

La distribution angulaire de production de la résonance est mal connue. Dans la référence [36], cette distribution a été calculée pour une impulsion du faisceau de 2.0 GeV/c, soit une énergie cinétique de 1.27 GeV. Le modèle est basé sur une hypothèse d'échange de boson unique.

Nous avons tabulé cette distribution par pas de 0.05 en $cos\theta$ et l'avons utilisée pour pondérer les événements générés par PLUTO. La distribution est présentée dans la figure 3.50.

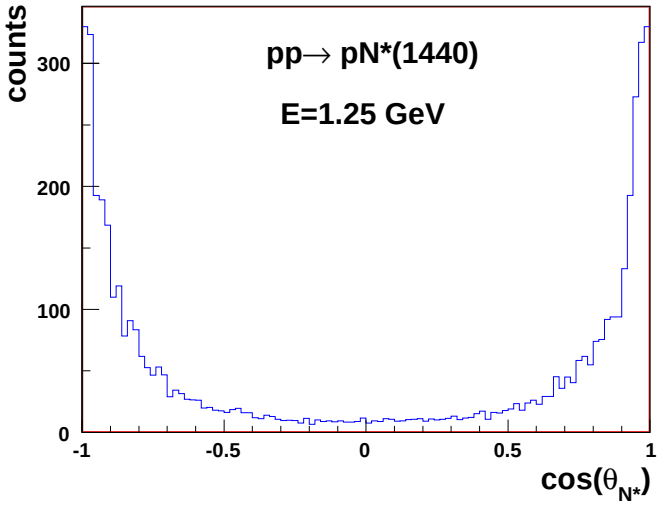


FIG. 3.50 – *Distribution angulaire de production de la résonance N^* générée par PLUTO avec le modèle de Aichelin [36] à $p_{lab} = 2.0$ GeV/c.*

Une telle distribution conduit à une réduction de 30% du nombre dévénements pe^+e^- provenant de la décroissance Dalitz du π^0 issus du N^* dans l'acceptance HADES par rapport à une distribution isotrope. Cela n'influe donc que très peu sur notre analyse puisque la contribution du N^* au nombre de π^0 est d'environ 4%.

Distribution angulaire de la résonance Δ

Comme évoqué au §3.2.2, des expériences [37] ont montré des anisotropies dans la distribution angulaire de décroissance de la résonance Δ. Ces expériences sont du type $pp \rightarrow pn\pi^+$ où le processus dominant est $pp \rightarrow p\Delta^{++} \rightarrow pn\pi^+$ Le vertex $\pi N\Delta$ est donc déterminé sans ambiguïté, contrairement aux réactions $pp \rightarrow pp\pi^0$ où l'indiscernabilité des 2 protons de sortie pose problème pour identifier la résonance.

Dans les réactions $pp \rightarrow np\pi^+$, la distribution angulaire du pion est mesurée dans le réferentiel du système π^+p en prenant comme axe Oz la direction de propagation du système π^+p.

Les anisotropies ainsi trouvées varient avec t et la masse du Δ. Pour les petits angles de diffusion, on trouve des distributions angulaires du type $\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx 1 + 0.6cos^2\theta$ [37]. En diffusion de π, la distribution est en $1 + 3cos^2\theta$, comme prévu pour une onde P_{33}. Dans le cadre d'un modèle d'échange de pion pur, on pourrait s'attendre à trouver, aux petits angles où le graphe direct domine, une distribution angulaire du même type que celle mesurée en diffusion de pions réels. Les distributions angulaires mesurées en $pp \rightarrow np\pi^+$ ne sont donc pas compatibles avec une hypothèse d'échange de pion pur.

L'hypothèse d'isotropie prise dans PLUTO n'est pour autant pas exacte. Nous avons testé l'influence de cette hypothèse en générant une distribution angulaire du type $1 + 3cos^2\theta$ qui correspond à une anisotropie maximale. Ceci conduit à une réduction du nombre de paires e^+e^- issues de la décroissance Dalitz du π^0 de 16%. L'incertitude sur la distribution angulaire de production du π^0, induit, comme on l'a vu, une erreur sur l'estimation du bruit de fond dû à la décroissance Dalitz du π^0. Cette erreur sera réduite par l'analyse de la voie hadronique $pp \rightarrow pp\pi^0$.

3.6.2 Paramétrisation du facteur de forme magnétique de Iachello[38]

Pour compléter l'étude de la faisabilité de l'expérience nous avons regardé la sensibilité des observables à un facteur de forme de transition électromagnétique. Dans la paramétrisation de PLUTO, nous utilisons une constante de couplage $G_M = 2.7$. Nous voulons remplacer cette constante par une fonction dépendante de $q^2 = m^2_{e^+e^-}$. Nous avons pris pour exemple le facteur de forme produit par Iachello.

Dans le modèle de Iachello [39, 38], les baryons peuvent se coupler au champ électromagnétique soit directement soit par l'intermédiaire d'un méson vecteur V, description schématisée sur la figure 3.51.

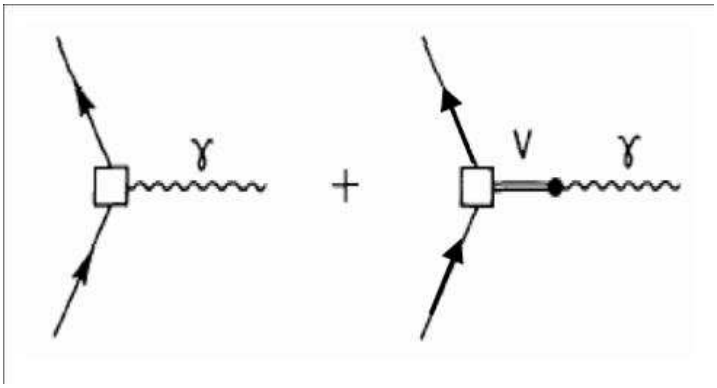


FIG. 3.51 – *Les transitions électromagnétiques entre les baryons ont 2 composantes, une directe et une autre à travers l'interaction avec un méson vecteur.*

Ce modèle peut décrire, de façon unifiée, tous les facteurs de forme de transition électromagnétique entre les différents baryons. Les paramètres sont ajustés sur les données de facteur de forme élastique du nucléon dans la région *Espace* et dans la région *Temps* et sur les données de facteur de forme de transition électromagnétique $N - \Delta$ dans la région *Espace*.

Dans le modèle, les facteurs de forme dans la région *Temps* sont reliés à ceux de la région *Espace* par une transformation analytique qui fait apparaître une partie imaginaire.

Nous avons utilisé la première version du modèle qui donne des facteurs de forme électrique et coulombien nuls et un facteur de forme magnétique qui a l'expression suivante dans la région *Temps* :

$$\begin{aligned} G_M^{N-\Delta}(q^2) &= \mu_p \left(\frac{4}{3\sqrt{2}}\right) \sqrt{\frac{m_N}{m_\Delta}} \left(\frac{k}{k_{CM}}\right) g(k^2) \\ &\times \left[\beta'_\rho + \beta_\rho \frac{m_\rho^2 + 8\Gamma_\rho m_\pi/\pi}{m_\rho^2 - q^2 + (4m_\pi^2 - q^2)\,\Gamma_\rho \alpha(q^2)/m_\pi + i\Gamma_\rho 4m_\pi \beta(q^2)}\right] \end{aligned} \tag{3.21}$$

où

$$k^2 = -q^2 + \frac{\left(m_\Delta^2 - m_N^2\right)}{2\left(m_\Delta^2 + m_N^2\right) - q^2} \tag{3.22}$$

$$k_{CM}^2 = -q^2 + \frac{\left(m_\Delta^2 - m_N^2 + q^2\right)}{4m_\Delta^2} \tag{3.23}$$

$$g\left(k^2\right) = \frac{1}{\left(1 - a^2 e^{i\theta} k^2\right)^2} \tag{3.24}$$

$$\alpha\left(q^2\right) = \frac{2}{\pi}\sqrt{\frac{q^2 - 4m_\pi^2}{q^2}} ln\left(\frac{\sqrt{q^2 - 4m_\pi^2} + \sqrt{q^2}}{2m_\pi}\right) \tag{3.25}$$

$$\beta\left(q^2\right) = \sqrt{\frac{\left(\frac{q^2}{4m_\pi^2} - 1\right)^3}{\frac{q^2}{4m_\pi^2}}}. \tag{3.26}$$

Dans cette formule 3.21, μ_p est le moment magnétique du proton, $\mu_p = 2.793$.

Le terme $\left(\frac{4}{3\sqrt{2}}\right)\sqrt{\frac{m_N}{m_\Delta}}\left(\frac{k}{k_{CM}}\right)$ est un terme cinématique. $g(k^2)$ est le facteur de forme intrinsèque.

Le dernier terme $\left[\beta_\rho^{'} + \beta_\rho \frac{m_\rho^2 + 8\Gamma_\rho m_\pi/\pi}{m_\rho^2 - q^2 + (4m_\pi^2 - q^2)\Gamma_\rho \alpha(q^2)/m_\pi + i\Gamma_\rho 4m_\pi \beta(m^2)}\right]$ contient la constante de couplage direct $\beta_\rho^{'}$ et la constante de couplage au méson ρ. On reconnaît, dans ce terme lié au méson ρ, le propagateur du ρ, $\frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 - q^2}$. Il est cependant modifié par des termes qui prennent en compte la largeur du ρ.

Les paramètres déterminés pour décrire au mieux des données dans la région *Espace* sont:

$$\begin{aligned} a^2 &= 0.29\ (GeV/c)^{-2} \\ \theta &= 53^\circ \\ \beta_\rho^{'} &= 0.0040 \\ \beta_\rho &= 1.2748 \end{aligned}$$

La forme de $|G_M|$ est présentée dans la figure 3.52.

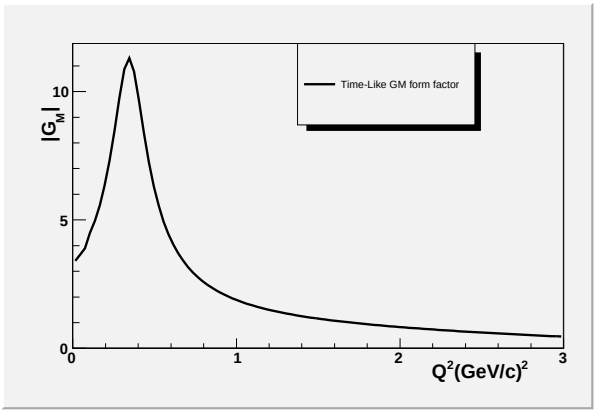
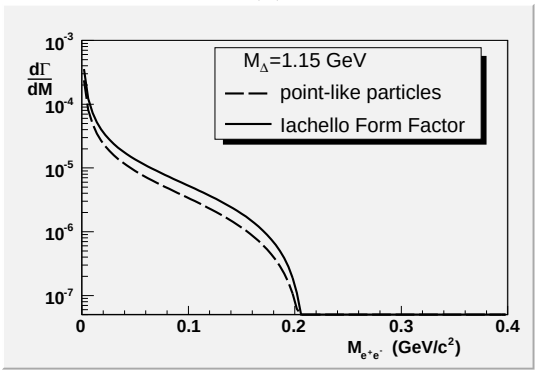


FIG. 3.52 – *Facteur de forme de transition $N - \Delta$ dans la région Temps en fonction de q^2*

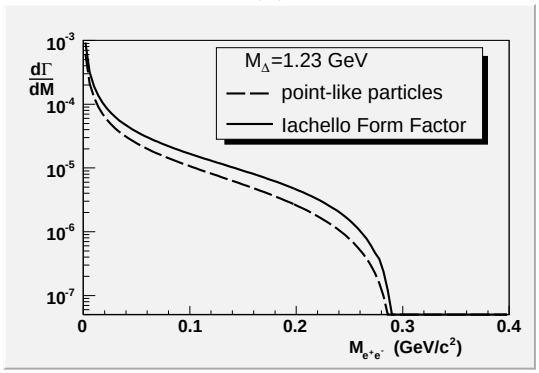
Le maximum observé à $q^2 = 0.35\ (GeV/c)^2 \approx 0.6 m_\rho^2$ est dû au terme d'interaction passant par le méson ρ. Le terme d'interaction directe joue extrêmement peu jusqu'à $10(GeV/c)^2$. Aux petits q^2, le facteur de forme croît fortement avec q^2. On peut donc espérer une sensibilité du spectre en masse invariante. Cependant, dans notre expérience, la région accessible en q^2 est très limitée ($q^2 < 0.09\ (GeV/c)^2$). Dans cette région, le facteur de forme $|G_M|$ varie de 20% environ.

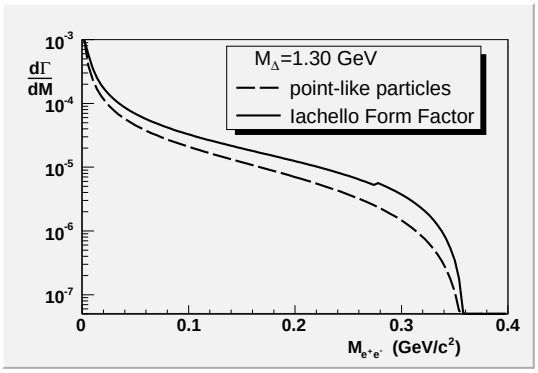
Nous avons donc comparé le rapport de branchement de décroissance Dalitz issu d'un calcul QED pur à celui d'un calcul tenant compte du facteur de forme de Iachello. Pour cela, nous avons tracé le rapport de branchement dépendant de q^2 de la formule 3.11 dans le cas où $G_M = 2.7$ (QED) et dans le cas où G_M est pris conforme à l'équation 3.21. Nous trouvons le résultat de la figure 3.53.

(a)



(b)





(c)

FIG. 3.53 – *Comparaison du rapport de branchement de la décroissance Dalitz du Δ en fonction de m dans le cadre d'un calcul QED pur et d'un calcul tenant compte des facteurs de forme de transition électromagnétique pour différentes masses de la résonance Δ*

La sensibilité est assez faible. La différence entre les 2 distributions est de l'ordre de 20% à 20 MeV/c^2, là où le spectre expérimental a son maximum. La différence augmente ensuite et atteint 40% vers 200 MeV/c^2. On note également que la sensibilité augmente lorsque la masse de la résonance augmente. Ces différences sont du même ordre de grandeur que les incertitudes expérimentales. Il sera donc difficile de conclure sur la validité de ce modèle de facteur de forme.

3.7 Limitations de PLUTO

3.7.1 Isotropie dans la décroissance $\Delta^+ \rightarrow \gamma^* p \rightarrow e^+e^-p$

Le rapport de branchement de la décroissance Dalitz de la résonance Δ dépend a priori de 5 variables indépendantes, que l'on peut choisir. On peut prendre, par exemple, $M_{e^+e^-}$, Ω_{e^+}, E_{e^+} et E_p. La formule 3.11 donne un rapport de branchement en fonction de $m = M_{e^+e^-}$ et intégré sur les autres variables. Pour générer les particules avec PLUTO, on suppose une distribution angulaire isotrope du γ^* dans le référentiel du Δ, puis une distribution isotrope des e^+/e^- dans le référentiel du γ^*. Nous voudrions tester la validité de ces hypothèses d'isotropie et leur influence sur le spectre de dileptons que nous allons mesurer. En effet, dans notre expérience, le rapport de branchement mesuré est a priori sensible à la distribution angulaire des leptons à cause de l'acceptance. Dans les papiers [40, 41], on voit que les rapports de branchement, calculés à partir des lagrangiens de QED, dépendent à la fois de $M_{e^+e^-}$ et de $cos\theta$, avec θ l'angle d'émission du e^+ dans le référentiel du Δ.

Nous avons pas eu le temps d'analyser l'expression du rapport de branchement dépendant de l'angle d'émission de l'électron en vue d'évaluer l'écart à l'anisotropie de cette expression et l'influence que la distribution angulaire pourrait avoir sur le nombre d'événements détectés. D'autre part, les distributions angulaires sont a priori, au même titre que la distribution en masse invariante e^+e^-, sensibles aux facteurs de forme de transition $N - \Delta$. Une prise en compte plus réaliste des distributions angulaires serait donc, en principe, souhaitable pour obtenir des indications précises sur les facteurs de forme de transition électromagnétique.

Il faut noter que, dans notre expérience, nous pouvons mesurer les distributions angulaires des protons et des électrons. Cependant, comme on ne peut pas identifier le proton de décroissance, si l'on souhaite mesurer l'angle d'émission d'un des leptons dans le référentiel du Δ, par exemple, il faudra prendre en compte les 2 combinaisons (p_{det},e^+,e^-) et (p_{mis},e^+,e^-) correspondant respectivement au proton détecté et au proton manquant. La distribution spécifique de la décroissance Dalitz du Δ sera donc brouillée par ce problème d'indiscernabilité des 2 protons en voie de sortie, mais il sera tout de même intéressant de comparer ces distributions angulaires au modèle et d'étudier la sensibilité aux facteurs de forme de transition.

3.7.2 Dépendance en hélicité des rapports de branchement

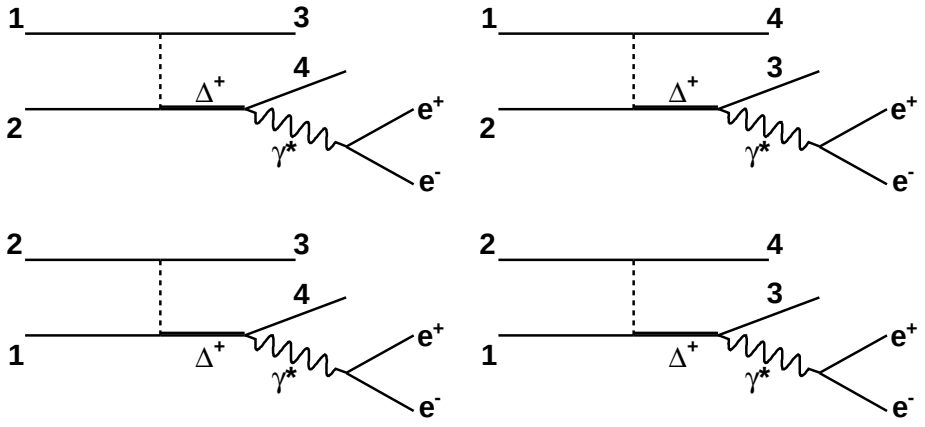
L'hypothèse de factorisation des sections efficaces de production et de décroissance de la résonance Δ implique que la décroissance est indépendante du spin du Δ. Or, l'amplitude de décroissance est a priori dépendante du spin.

Cette dépendance est liée aux modèles de production de la résonance puisque c'est l'interaction pp initiale qui donne la polarisation au Δ. Par exemple, dans le cas de l'excitation de la résonance Δ par l'échange d'un pion, la projection du spin suivant $\vec{q}$, impulsion transférée, ne pourra être que $+1/2$ ou $-1/2$, comme dans le cas du nucléon et pas $+3/2$ ou $-3/2$. On voit donc que l'échange de pion polarise le Δ, c'est-à-dire que la distribution des états de projection de spin n'est pas équiprobable.

3.7.3 Indiscernabilité des protons en voie de sortie et interférence entre les processus

Dans le logiciel PLUTO, la génération des événements se déroule selon l'hypothèse de factorisation, étape par étape et processus par processus. En conséquence, on ne tient compte ni de l'échange des protons dans la voie de sortie ni de l'interférence entre les processus qui conduisent au même état final.

Pour en tenir compte de l'indiscernabilité des protons dans la voie de sortie, il faut calculer les amplitudes de chacun des 4 diagrammes suivant :



où les particules 1, 2, 3 et 4 sont des protons, et en prendre le module au carré. Cela implique que l'on tienne compte des termes d'interférence entre les différents graphes. Dans PLUTO, l'échange des protons 1 et 2 est pris en compte mais ce n'est pas le cas pour les protons 3 et 4 de sortie. Il paraît important d'évaluer l'importance de ces termes pour l'analyse des données.

Pour cela, il est nécessaire d'utiliser, pour les simulations et plus encore pour l'analyse des données, un modèle complet qui prend en compte tous les graphes conduisant à l'état final ppe^+e^- en réaction pp.

De plus, nous avons signalé que le processus de *Bremsstrahlung pp* conduit au même état final ppe^+e^- que la décroissance Dalitz du Δ(cf. §3.1.3). Il faut donc aussi ajouter, aux niveaux des amplitudes, tous les graphes correspondant à ces processus. La figure 3.54 montre les différents types de graphe en question auxquels il faudra rajouter ceux qui se déduisent par échange des protons dans la voie d'entrée ou dans la voie de sortie.

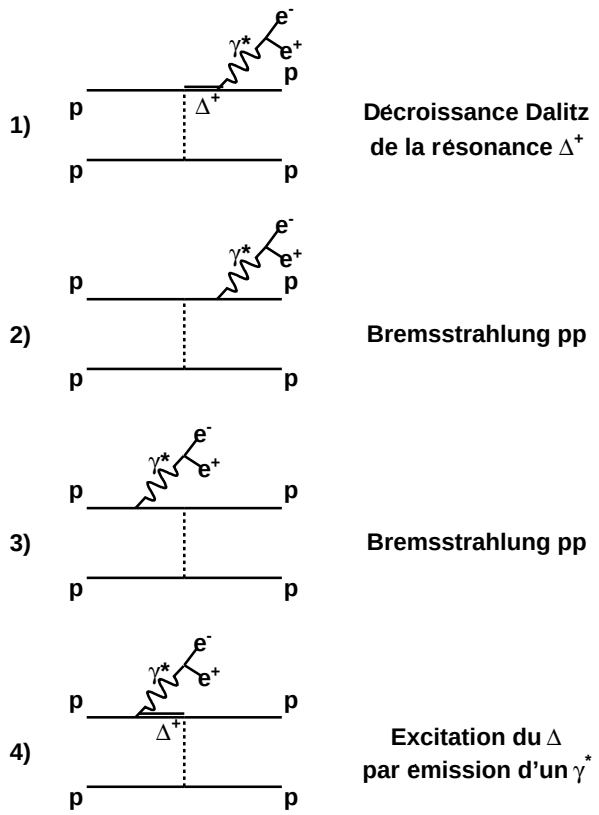


FIG. 3.54 – *Diagrammes de Feynman des différents processus conduisant à un état final* ppe^+e^- *en réaction pp auxquels il faut ajouter les graphes supplémentaires correspondant à l'échange des protons d'entrée et à l'échange des protons de sortie.*

Pour faire des prédictions plus précises, il faut réaliser les simulations avec des modèles plus complets.

3.7.4 Calcul de Kaptari [24]

Le calcul de la section efficace $pp \rightarrow ppe^+e^-$ incluant tous les graphes a été fait par Kaptari et al. [24]. Dans ce calcul, l'interaction *pp* initiale est prise dans un modèle d'échange de bosons (π,ρ,σ,ω). Le spectre en masse invariante e^+e^- obtenu est présenté sur la figure 3.55.

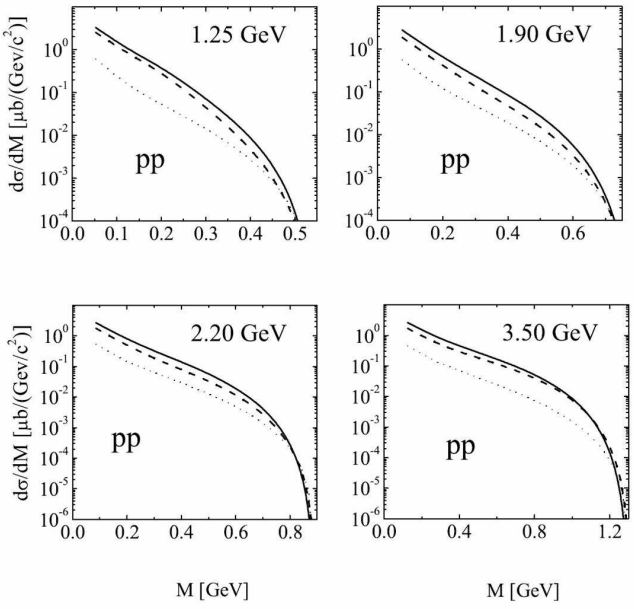


FIG. 3.55 – *Distribution en masse invariante e^+e^- calculées par Kaptari [24] pour les différentes énergies prévues pour les expériences HADES en réaction pp. En trait plein est tracé le spectre total; en tiret, est tracée la composante associée au vertex $\gamma\Delta N$ tandis que la composante liée au vertex γNN est tracée en pointillé.*

La contribution de la résonance Δ est dominante sur la quasi-totalité du domaine cinématique pour toutes les énergies. Cependant, à la limite cinématique, la contribution du *Bremsstrahlung pp* (vertex γNN) est du même ordre de grandeur que la contribution du Δ. Aux petites masses invariantes, les 2 contributions interfèrent de manière constructive tandis que proche de la limite cinématique la contribution totale est très proche de la somme stricte des 2 contributions individuelles.

3.8 Conclusions et discussion

Le but de ce chapitre était de présenter une étude de faisabilité de la mesure de la décroissance Dalitz du Δ dans l'expérience pp à 1.25 GeV avec HADES.

Pour cela, nous avons décrit l'outil de simulation PLUTO et exposé les différentes hypothèses. Nous avons discuté la validité de celles-ci et la précision des différents paramètres qui interviennent pour la simulation de la réaction $pp \to p\Delta^+ \to ppe^+e^-$ ainsi que de la réaction $pp \to pp\pi^0 \to ppe^+e^-\gamma$ qui contribue au bruit de fond.

Le bruit de fond dû à la décroissance Dalitz du π^0 peut être soustrait de façon très efficace par des coupures cinématiques. L'efficacité liée à ces coupures, de l'ordre de 70% (supprime 30% des événements de décroissance Dalitz du Δ) et la contribution résiduelle du bruit de fond, de l'ordre de 15%, devront être estimées précisément en fonction de la résolution de l'expérience. En effet, on a pu voir que la maîtrise de la résolution était une des clés de notre analyse car une mauvaise résolution dégrade notre capacité à sélectionner le processus de décroissance Dalitz du Δ.

Nous avons aussi testé la sensibilité à des modifications de certaines hypothèses mis dans le programme de simulation (distribution angulaire de production de la N^*, distribution angulaire de décroissance du Δ, facteur de forme de transition $N - \Delta$) qui permettent de préciser les erreurs avec lesquelles le rapport de branchement pourra être mesuré.

La conclusion de notre étude est que le rapport de branchement peut être mesuré avec une précision relativement bonne (erreur statistique de 1.8%). L'incertitude principale sur ce rapport de branchement sera liée à la connaissance de la section efficace de production de la résonance Δ, à la prise en compte des facteurs de forme de transition et à la maîtrise de la résolution du détecteur.

On pourra également comparer notre spectre en masse invariante e^+e^- à des modèles différents afin de vérifier la description de la décroissance Dalitz du Δ. Nous avons pu tester la sensibilité des résultats au modèle de facteur de forme de Iachello. La précision des données, qui décroît très vite lorsque la masse invariante e^+e^- augmente, semble insuffisante pour pouvoir tester ce modèle. De plus, nous n'avons pas pu estimer les effets sur le spectre en masse invariante e^+e^- des termes d'interférence dus à l'indiscernabilité des 2 protons en voie de sortie.

De la même façon, à cause de l'indiscernabilité des 2 protons en voie de sortie, il sera difficile d'obtenir des informations supplémentaires directes telles que la distribution angulaire du proton de décroissance dans le centre de masse du Δ ou de faire une sélection sur différentes masses du Δ, ce qui aurait été intéressant, car la sensibilité aux différents facteurs de forme varie notablement avec la masse courante de la résonance.

Pour l'analyse des données, il sera important de les comparer aux différents modèles utilisés pour l'analyse des réactions en ions lourds et, en particulier, au tout récent modèle de Kaptari où tous les graphes intervenant pour décrire l'état final ppe^+e^- sont pris en compte. Cela permettra de bien contraindre les contributions de la décroissance Dalitz du Δ et du *Bremsstrahlung pp* qui sont importantes pour l'interprétation des données en ions lourds.

Chapitre 4

Méthode de calibration de l'électronique des chambres MDC

Sommaire

4.1 Principe de la mesure du temps de dérive dans les cellules des chambres MDC 100
4.2 Procédure de calibration 103
4.3 Détermination de la pente 104
4.4 Traitement des *bitflips* 106
4.5 Détermination de la valeur d'Offset 108

4.1 Principe de la mesure du temps de dérive dans les cellules des chambres MDC

Lors du passage d'une particule chargée dans une cellule de dérive, elle provoque l'ionisation du gaz à l'intérieur de celle-ci. On crée ainsi des paires électron/ion. Les ions et les électrons vont ensuite dériver en suivant des lignes de champ dans des directions opposées. Les électrons se dirigent vers l'anode. Le temps que mettent les électrons à rejoindre l'anode est appelé le temps de dérive ; celui est lié à la distance de dérive et donc à la position du point d'impact de la particule sur la chambre MDC.

L'électronique des MDC ne mesure pas directement le temps de dérive, elle mesure, en réalité, une différence de temps T_{mes} entre un temps de référence t_{stop} et le temps d'arrivée sur l'électronique du signal t_{start} induit par le passage de la particule dans la cellule. De cette différence de temps, il faut sortir le temps de dérive t_{drift}.

On a donc :

$$T_{mes} = t_{stop} - t_{start}$$

t_{stop} est lié au trigger de l'expérience. Si l'expérience se déroule avec un détecteur START, placé en amont de la cible, c'est lui qui donne le trigger et t_{stop} est alors directement relié à l'instant t_0 où a lieu l'interaction. Dans le cas d'un faisceau de proton où il n'y a pas de détecteur START, le trigger est donné par le 1^{er} signal reçu dans les détecteurs TOF ou TOFINO. On peut écrire :

$$t_{stop} = t_{tv} + t_{trans} + t_{cable}$$

où :

∗ t_{tv} est le temps de vol de la particule, parmi toutes les particules d'un événement, qui atteint les détecteurs TOF/TOFINO en premier. Ce temps représente le temps que met la particule pour aller de la cible au TOF ou au TOFINO. Ce temps est différent pour chaque événement.

∗ t_{trans} est le temps de transit du signal dans les détecteurs de temps de vol. Il dépend de la position de la particule mais aussi du détecteur (TOF ou TOFino).

∗ t_{cable} est le temps de propagation du signal de référence entre l'électronique du trigger et les TDC. Ce temps est une constante différente pour chaque TDC.

t_{start} est lié à l'instant d'arrivée des électrons sur l'anode et peut s'écrire :

$$t_{start} = t_i + t_{drift} + t_{prop} + t_{elec}$$

avec

∗ t_i est le temps de vol de la particule entre la cible et la chambre MDCi. Il dépend de la vitesse et de l'angle d'émission de la particule dans le référentiel du laboratoire.

∗ t_{drift} est le temps de dérive des électrons dans la cellule. C'est ce temps que l'on veut mesurer. Il est directement relié à la distance entre l'anode et la trajectoire de la particule dans la cellule.

∗ t_{prop} est le temps de propagation du signal dans le fil sensible. Il dépend de l'impact de la particule. Ce temps est calculé à partir d'une première estimation de l'impact sur la chambre.

∗ t_{elec} correspond à la longueur de câble entre le fil sensible et les TDC. Ce temps est une constante différente pour chacun des fils.

La figure 4.1 récapitule les différentes contributions à la mesure du temps lorsqu'il n'y a pas de détecteur START.

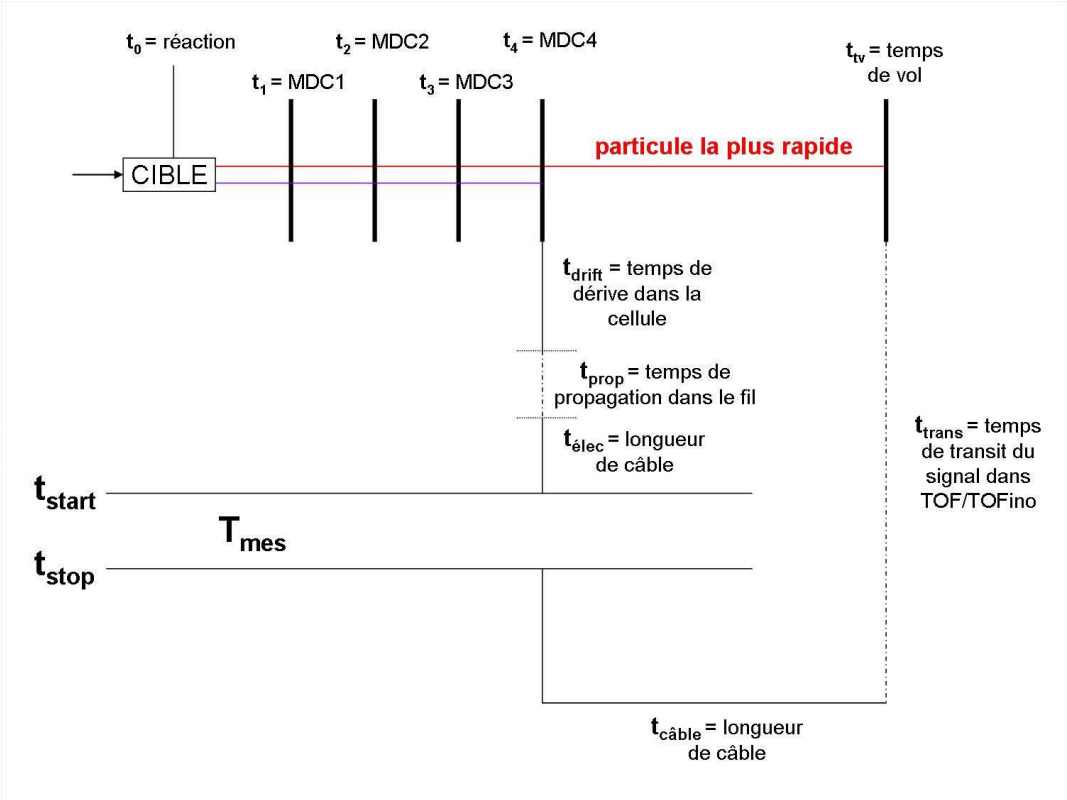


FIG. 4.1 – *Schéma des différentes contributions à la mesure des temps de dérive dans les chambres MDC quand il n'y a pas de détecteur START.*

Pour calculer le temps de dérive t_{drift} à partir du temps mesuré T_{mes}, il faut déterminer la valeur des différentes composantes ou la valeur de la combinaison linéaire de ces temps qui correspond à $T_{mes} = t_{stop} - t_{start}$. Les temps t_{cable} et t_{elec} sont des quantités indépendantes de l'événement. Les temps t_{tv} et t_{trans} sont fixes pour un événement. Le temps t_i dépend de l'événement et est différent pour chaque plan de mesure.

4.2 Procédure de calibration

La différence de temps recueillie au niveau des TDC est donnée en nombre de canaux de TDC. Il faut, avant de pouvoir extraire t_{drift} du T_{mes}, transformer cette valeur en temps physique en ns. Pour cela, on suppose une dépendance linéaire du codeur :

$$T_{cal}(ns) = \textbf{Slope}(ns/cn) * T_{TDC}(cn) \tag{4.1}$$

avec T_{TDC}, le temps mesuré par le TDC en nombre de canaux et

$$T_{cal} = T_{mes} + offset_{codeur}. \tag{4.2}$$

Par la procédure de calibration, nous voulons extraire du T_{cal} la combinaison $t_{drift} + t_{prop}$. Pour cela, nous utilisons la relation suivante :

$$t_{drift}(ns) = \textbf{Offset}(ns) - (T_{cal}(ns) + t_{prop}(ns)) \tag{4.3}$$

où **Offset** est défini par :

$$Offset = offset_{codeur} + t_{trans} + t_{cable} - t_{elec} + t_{tv} - t_i \tag{4.4}$$

L'**Offset** est un temps calculé lors de la procédure de calibration qui prend en compte l'offset électronique mais aussi les temps t_{cable}, t_{elec}, la moyenne de t_{tv} et la moyenne de t_{trans}.

La procédure de calibration de l'électronique se déroule en 2 étapes :

- Détermination de la pente de conversion, **Slope**(Eq. 4.1), de l'électronique en utilisant des impulsions calibrées en temps
- Détermination de la valeur d'Offset (Eq. 4.3) en utilisant le fait que, dans les données, le temps de dérive minimum, correspondant à des particules passant près de l'anode, doit être nul.

On détermine donc 2 valeurs pour chaque voie d'électronique et les erreurs associées.

4.3 Détermination de la pente

Pour la détermination de la pente de l'électronique, on envoie sur chaque voie de TDC un signal d'horloge formé d'une succession de 3 impulsions créneau. Le signal est envoyé sur les TDC à la fois pendant ou hors spill[1] tout au long de l'expérience. Ce signal est parfaitement connu. Les 6 temps, qui correspondent aux fronts de montée et de descente du signal, sont espacés de 200 ns. Une 4^e impulsion marque la fin du cycle de mesure.

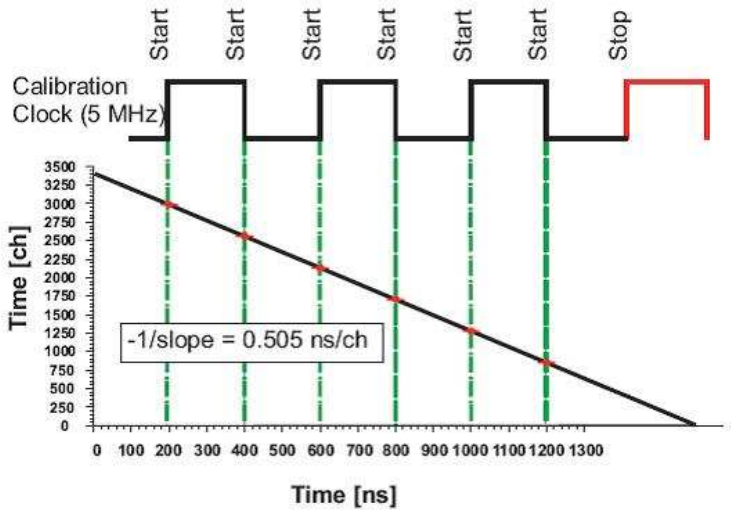


FIG. 4.2 – *Principe du calcul du gain des TDC. Le TDC mesure 6 temps sur les fronts de montée et de descente du signal. On détermine le gain par régression linéaire*

Le TDC mesure (en nombre de canaux) la réponse aux 6 temps de référence. On regarde ainsi la réponse du codeur (en nombre de canaux) pour les 6 temps de référence. En supposant une réponse linéaire du TDC, on détermine une pente par régression linéaire (figure 4.2) pour chaque signal d'horloge. On prend ensuite la moyenne de toutes ces pentes ainsi déterminées comme pente du TDC. La pente de TDC est de l'ordre de 0.5 ns/cn avec une dispersion de $\pm 15\%$ d'une voie à l'autre. Cette méthode permet une détermination de la pente des TDC à 7×10^{-4} ns/cn près en moyenne (Fig. 4.3). 94% des fils calibrés ont une pente déterminée avec une erreur inférieur à 0.001 ns/cn soit à 2‰ près.

1. Le faisceau délivré par l'accélérateur SIS de GSI est envoyé de façon intermitente. On dit que le faisceau est envoyé par spill.

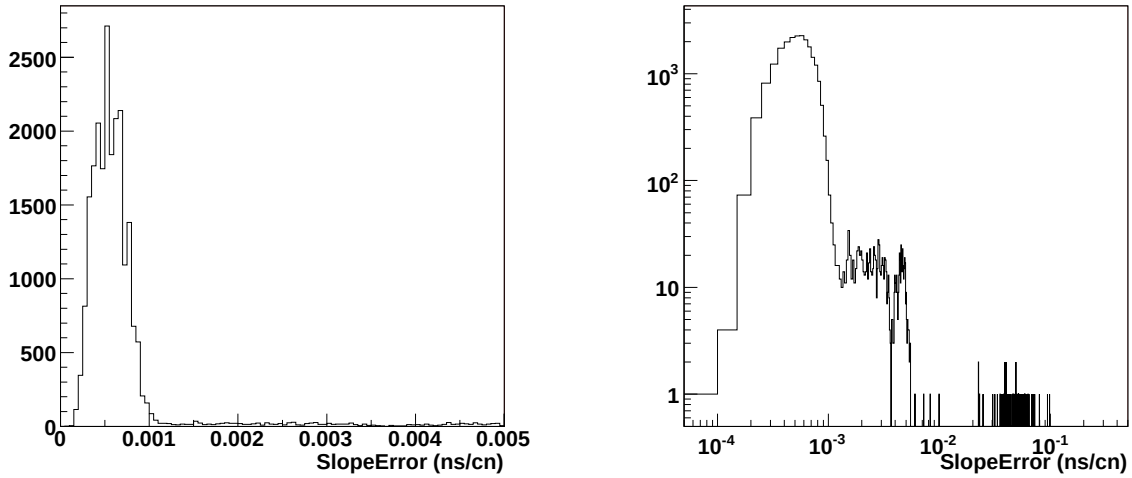


FIG. 4.3 – *Distribution de l'erreur sur le calcul de la pente en ns/cn en échelle linéaire et en échelle double-logarithmique.*

Il faut, cependant, faire attention à être dans des conditions stables pour mesurer la pente. En effet, la réponse de l'électronique dépend, par exemple, de sa température. Cette variation est de $0.16\%/°C$ [42]. Il est donc important de réaliser la calibration à la température d'équilibre du système et de surveiller la stabilité de cette température. Ainsi, on ne réalise pas la calibration avec les fichiers correspondant aux premières heures de faisceau, car la température de l'électronique augmente pendant cette période.

La pente de conversion est aussi sensible à la basse tension appliquée aux TDC. La variation est de $0.022\%/mV$. Cette basse tension est sensible à la charge sur les systèmes d'alimentation. Ainsi, on ne calibre pas toutes les voies à la fois pour ne pas augmenter la charge sur l'alimentation en tension et déterminer une pente qui corresponde bien aux conditions de la prise de données.

Pour vérifier la stabilité des valeurs de pente déterminées, nous déterminons le gain plusieurs fois pour un même temps de faisceau.

4.4 Traitement des *bitflips*

Lors de certaines prises de données, il est apparu que certaines motherboards (carte sur laquelle sont fixés les TDC) avaient un défaut. Ceci peut conduire à une mauvaise précision sur la détermination de la pente (5×10^{-2} ns/cn (Fig. 4.4)). Dans ces motherboards, un bit prend la valeur 0 ou 1 de façon aléatoire. Ceci est très visible quand le bit instable est un bit de poids fort (bit 10, 11 ou 12). La valeur peut, par exemple, être décalée de $2^9 = 512$ canaux (Fig. 4.5).

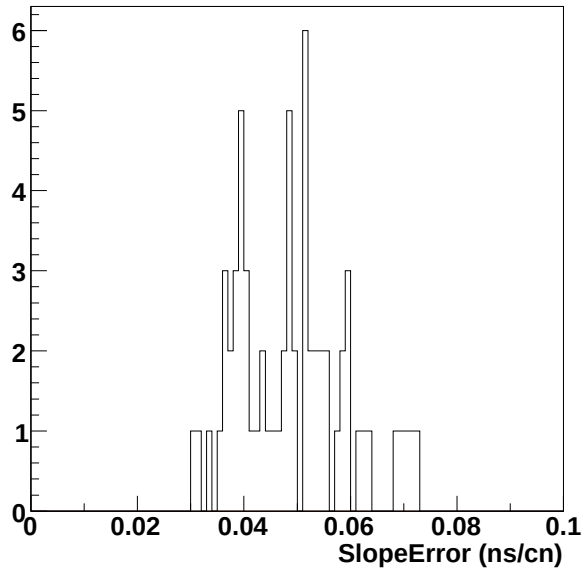


FIG. 4.4 – *Distibution de l'erreur de détermination de la pente pour les fils d'une motherboard avec bitflip*

Il a été développé une méthode pour corriger ce décalage des valeurs. Cette méthode consiste à déterminer l'intervalle dans lequel les valeurs sont attendues pour chacun des 6 temps de calibration. Pour les valeurs en dehors de l'intervalle, il faut retrancher ou additionner les valeurs 512, 1024 ou 2048 pour retomber dans l'intervalle acceptable. Après cette étape, il est possible de réaliser de nouveau une régression linéaire globale avec toutes les valeurs correspondant aux 6 temps.

Après correction, on retrouve une erreur sur la détermination des pentes pour les fils de ces motherboards de l'ordre de 7×10^{-4} ns/cn. Pour les données, il est appliqué le même type de correction pour mesurer le temps de dérive sur ces fils.

Cette méthode ne permet pas de corriger les bits de plus faible poids (entre le bit 1 et le bit 9). Si le bit défaillant décale les temps de moins de 350 canaux (correspondant au temps de dérive maximale dans la cellule), on ne peut pas corriger. On a regardé les fils concernés par ce type de décalage. Pour ces fils, le temps de dérive mesuré est décalé de 128 ns au maximum et l'erreur sur la pente est inférieure à 5×10^{-3} ns/cn.

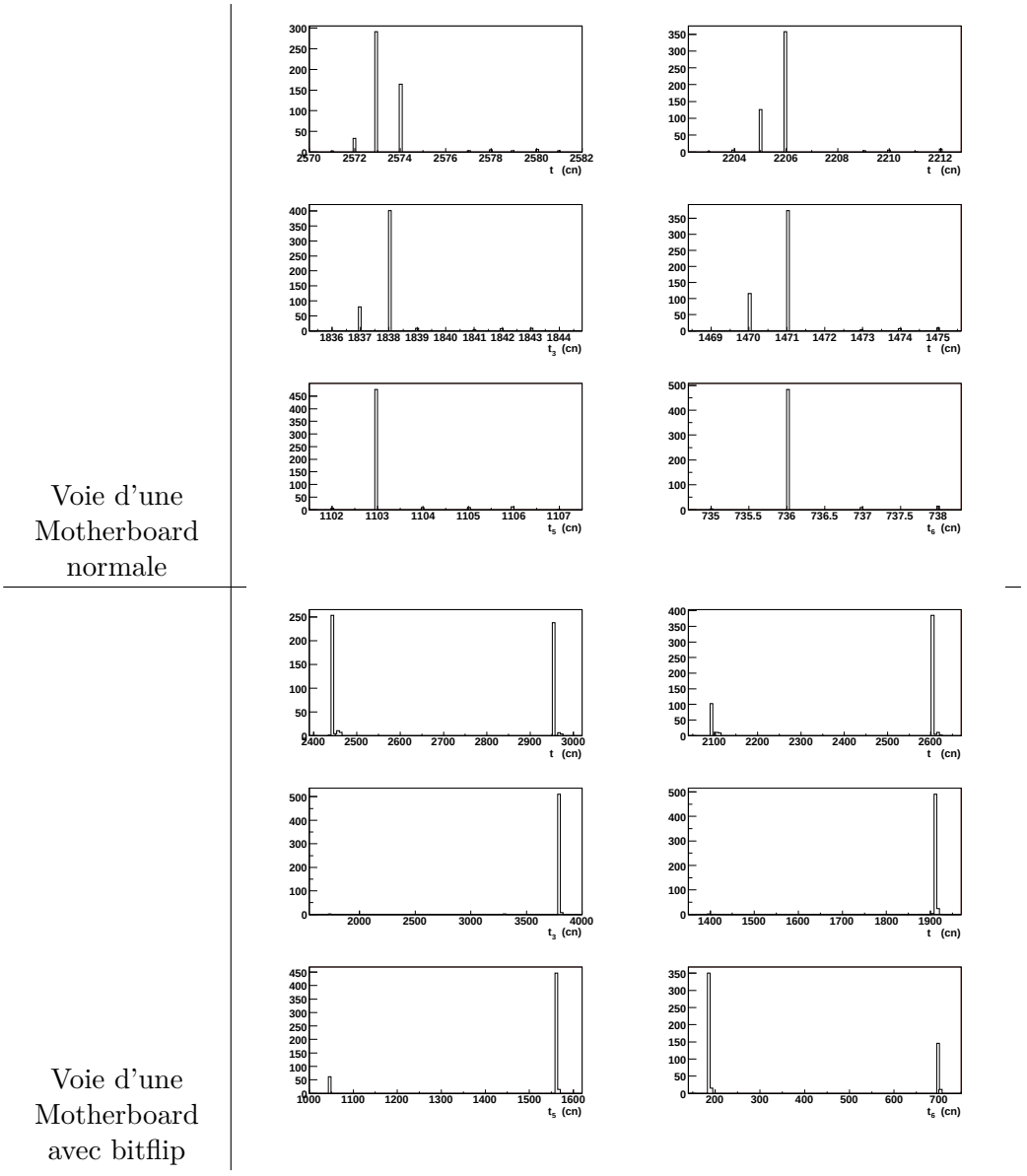


FIG. 4.5 – *Réponse en nombres de canaux des 6 temps mesurés lors de la calibration pour une motherboard en bon état en haut et pour une motherboard présentant des bitflips en bas. Dans le cas d'une motherboard normale, la réponse s'étale sur quelques canaux, alors que pour une motherboard avec bitflip, l'échelle s'étend sur quelques centaines de canaux. Pour chacun des 6 temps de calibration, les valeurs prises s'étalent sur quelques canaux dans le cas d'une « bonne » motherboard. Dans le cas d'une motherboard avec bitflip, on détermine des groupes de canaux espacés de* 512 *cn dans le cas de la motherboard représentée en bas.*

En principe, il faudrait corriger cet effet mais il faudrait pouvoir le corriger également dans les données physiques. L'influence sur les paramètres de la trace de ces fils qui donnent un temps faux est atténuée par la procédure de *tuckey weight* dont on reparlera dans le paragraphe §5.1.3. Il vaudrait cependant mieux rajouter l'erreur liée à ces bits fluctuants dans le Δ^i_{TDC} du fit (voir formule 5.1).

4.5 Détermination de la valeur d'Offset

Pour déterminer l'Offset, on se base sur des données réelles. Cet Offset détermine le temps de départ de la mesure du temps de dérive lui-même dans une cellule. Si le nombre de traces reconstruites dans une cellule est assez grand, on peut déduire, à partir du spectre de temps de dérive de cette cellule, une constante de calibration, l'Offset.

Dans une cellule, le temps de dérive est minimum quand la particule est passée près du fil d'anode (fil sensible). Dans la méthode de calcul de l'offset, il est important de pouvoir soustraire t_{prop} (Eq. 4.3). On détermine l'Offset de telle façon que $T_{drift} = 0$ pour une particule qui passe sur l'anode.

La méthode se déroule en plusieurs étapes :

- La reconstruction de la trace corrèle spatialement (cluster finder) les cellules de dérive touchées par une même particule. Seules ces cellules sont utilisées dans la méthode.
- Le temps de propagation du signal dans le fil sensible stimé après reconstruction de la trace est soustrait du T_{cal}. La vitesse de propagation du signal dans le fil est de 0.25 m/ns.
- Le spectre en temps de dérive (Fig. 4.6a) est tracé pour chaque cellule avec une statistique suffisante.
- Ce spectre est intégré pour chaque cellule de dérive (Fig. 4.6b). Le spectre intégré présente une croissance très rapide en début de spectre.
- Le front de montée du spectre intégré est ajusté par une droite sur une zone correspondant à $15\% - 50\%$ de la valeur maximale du spectre intégré (Fig. 4.6b). L'intersection de cette droite avec l'abscisse détermine le point-zéro de la mesure du temps de dérive. La partie du spectre avant le point-zéro est aussi ajustée par une droite. Cette partie représente la contribution du bruit au spectre de temps de dérive.
- L'Offset est obtenu par l'abscisse du point d'intersection entre les 2 droites. L'écart entre l'Offset et le point-zéro est de l'ordre de 3 ns.

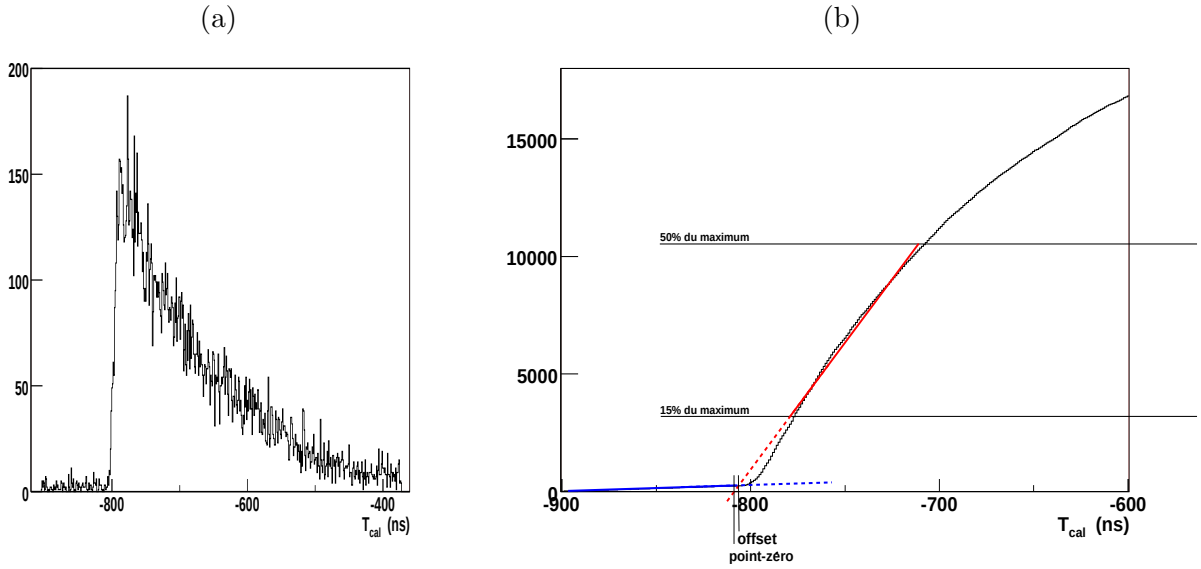


FIG. 4.6 – *Distribution des T_{cal} pour un fil d'une motherboard d'une chambre du module IV (à gauche). Cette même distribution est intégrée et présentée à droite. L'erreur donnée par la procédure automatique de fit sur la détermination de l'Offset pour ce fil est de 4.8 ns.*

Cet Offset corrige à la fois l'offset électronique, le temps de transit du signal dans les câbles et la différence de temps de vol entre la particule qui a déclenché l'électronique et celle qui est à l'origine du temps de dérive mesuré. Cette dernière contribution dépend de l'événement, l'Offset tient compte de la valeur moyenne de cette contribution. Cette méthode permet une détermination de l'Offset à environ 4 ns près (Fig. 4.7).

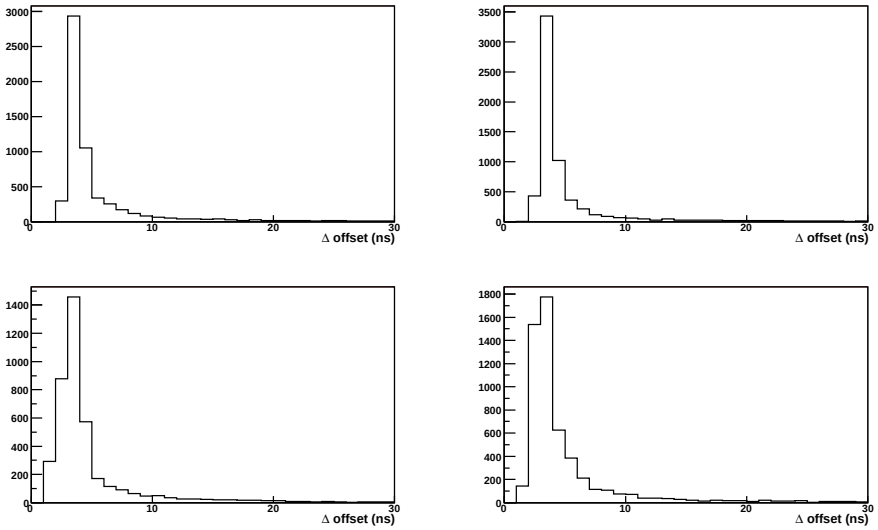


FIG. 4.7 – *Distribution de l'erreur sur l'Offset donnée par la procédure automatique pour les 4 modules de chambres MDC.*

Le calcul de l'erreur comprend les erreurs sur la détermination des paramètres des 2 fits. L'erreur typique estimée par le programme est de l'ordre de $4ns$ et dépend très fortement de la statistique. En effet, pour les grands numéros de fil, la statistique est beaucoup plus faible (le signal sur bruit est beaucoup plus grand), et par conséquent l'erreur donnée par le programme peut atteindre jusqu'à 50 ns.

Nous avons cherché à vérifier la validité de la méthode de détermination de l'Offset. Nous avons pris, pour cela, de façon arbitraire 2 fils d'une même couche avec des statistiques très différentes. Nous traçons la ditribution de T_{cal} intégrée et non intégrée pour ces 2 fils (Fig. 4.8).

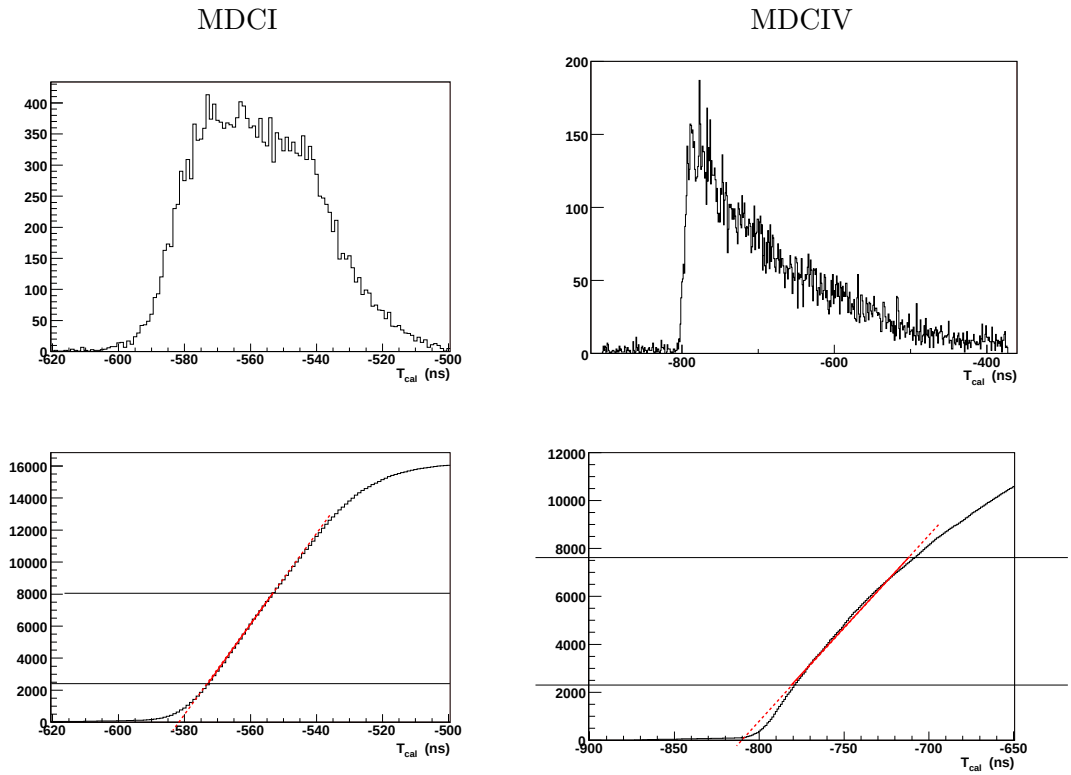


FIG. 4.8 – ***A gauche :*** *Distribution du T_{cal} non intégrée puis intégrée pour un fil d'une chambre MDCI.* ***A droite :*** *Distribution du T_{cal} non intégrée puis intégrée d'une chambre MDCIV.*

Il ressort de cette figure plusieurs points :

- Si le fit par une droite du front de montée de spectre intégré paraît bien adapté pour la figure de gauche, c'est-à-dire pour les MDCI, il semble que le fit par une parabole serait plus adéquat pour la figure de droite, c'est-à-dire pour les MDCIV.
- Si on tente de faire une estimation visuelle de la valeur de l'Offset pour le deuxième fil (MDCIV), on remarque que la valeur de l'Offset trouvée de cette manière est de l'ordre 800 ns, soit $10ns$ plus petite que la valeur donnée par la procédure automatique.

La méthode de fit du front de montée du spectre intégré par une droite est valable si le spectre de temps de dérive dans la cellule est plat, ce qui n'est pas le cas pour les chambres MDCIV(Fig. 4.6b) mais qui est relativement proche de la réalité pour les chambres MDCI.

Puisque la détermination de l'Offset consiste à déterminer le point où le spectre de temps de dérive commence, il paraît plus approprié d'utiliser les temps de dérive le plus proche possible de ce point. Or, la méthode actuelle utilise les données bien au-delà et donne ainsi plus de poids aux temps de dérive intermédiaires pour déterminer le temps de dérive nul. A partir d'une simulation très simple, il a été montré que le décalage systématique est de l'ordre de 10 ns pour les MDCIV.

La méthode standard n'est pas donc pas adaptée. De plus, pour les grands numéros de fil, la statistique diminue et l'erreur sur la détermination de l'Offset augmente en conséquence. Si le fait de ne pas avoir une bonne détermination au-delà du fil 140 n'affecte pas la diffusion élastique, il reste que cette partie de la chambre sert pour la détection des électrons et qu'en conséquence, la résolution pour les canaux avec des dileptons sera très nettement détériorée.

Chapitre 5

Etude de la résolution en impulsion

Sommaire

5.1 Méthode pour la détermination de l'impulsion 111
5.1.1 Principe de la mesure de l'impulsion 111
5.1.2 Recherche des clusters 113
5.1.3 Fit des segments par des droites 114
5.1.4 Calcul de l'impulsion à partir des traces avant et après le champ magnétique 115
5.2 Résolution en impulsion 118
5.2.1 Définition 118
5.2.2 Simulation de la résolution GEANT (ou idéale) 118
5.2.3 Résolution obtenue sur les données pp à 2.2 GeV 119
5.2.4 Généralités sur les aspects de résolution 123
5.3 Contributions et améliorations 137
5.3.1 Position des chambres et alignement 137
5.3.2 Calibration de 1^{er} niveau : amélioration 144
5.4 Conclusions 145

5.1 Méthode pour la détermination de l'impulsion

5.1.1 Principe de la mesure de l'impulsion

La mesure de l'impulsion $\vec{p}$ des particules chargées est réalisée grâce à un champ magnétique qui dévie ces particules (Figure 5.1) lorqu'elles le traversent. Il suffit alors de déterminer la trace de la particule avant et après le champ magnétique pour accéder à la mesure des 3 composantes de l'impulsion.

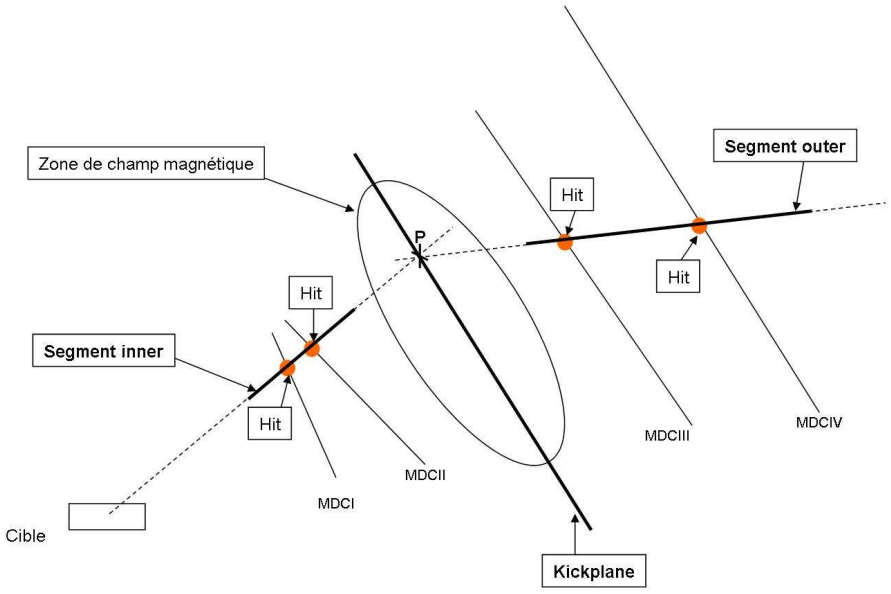


FIG. 5.1 – *Schéma simplifié du principe de reconstruction des trajectoires permettant la mesure de l'impulsion des particules chargées*

La mesure de l'impulsion est donc réalisée dans l'expérience HADES à partir des mesures des points de passage (hit) d'une particule sur 4 plans de détection. La détection des particules est réalisée par les chambres MDC décrites dans la section 2.6.2.

Méthode de reconstruction de la trajectoire

Une particule qui traverse une chambre à dérive provoque plusieurs signaux dans celle-ci. Plus précisément, elle laisse un signal sur 1 ou 2 fils (suivant l'inclinaison de la trace) par couche de détection (6 par chambres). Pour un événement, la détection enregistre des informations provenant de plusieurs particules.

Par événement, la détection enregistre les numéros de fils touchés et pour chacun de ces fils, 2 informations temps qui correspondent aux fronts de montée et de descente du signal. La première information temps est directement reliée à la distance à laquelle est passée la particule par rapport au fils, la deuxième permet d'avoir une information sur l'amplitude du signal. Le programme de reconstruction a pour but de démêler les informations obtenues pour associer les fils correspondant à une trajectoire de particule puis de calculer l'impulsion de chacune des particules détectées.

Il faut donc pouvoir relier les différents signaux concernant une même particule sur les 4 plans de détection pour remonter à la trace de la particule et finalement déterminer son impulsion. Ceci est réalisé grâce à un logiciel de trajectographie dont le principe est expliqué dans les paragraphes suivants.

Définition

On définit par commodité le vocabulaire ci-dessous, illustré sur la figure 5.1:

– On définit un **cluster** qui consiste à associer les fils touchés par une même particule. En général, on utilise les informations des 2 chambres avant ou les 2 chambres après le champ magnétique (mode *combined cluster*). Un *cluster* peut aussi être déterminé pour

une chambre seule si une chambre est manquante. Ce mode *chambre seule* est évité dans la mesure du possible pour limiter le nombre de faux clusters.

- Les 2 **segments** correspondent à l'association des informations provenant des modules I et II pour le *segment inner* et provenant des modules III et IV pour le *segment outer*.
- Le **hit** est l'impact de la particule dans le plan médian d'une chambre donnée. Les coordonnées du hit sont les coordonnées du point d'intersection du segment avec le plan médian d'une chambre.
- Le **track candidate** est l'association d'un segment *inner* avec un segment *outer*. Toutes les combinaisons entre les 2 segments peuvent conduire à un *track candidate* à condition que les 2 segments appartiennent à une fenêtre de concordance. Un *track candidate* ne correspond donc pas forcément à une trajectoire réelle d'une particule.
- La fenêtre de concordance, appelée aussi **Matching window**, est déterminée suivant les critères que l'on se fixe (très sélectif ou non).

La reconstruction des trajectoires dans les chambres à dérive MDC peut donc être décomposée en 3 étapes :

- La recherche de *cluster*
- L'ajustement par une droite des segments avant et après le champ magnétique en utilisant les temps de dérive mesurés dans les cellules.
- La détermination de l'impulsion de la particule.

Nous allons décrire ces 3 étapes de la reconstruction des trajectoires dans les paragraphes suivants.

5.1.2 Recherche des clusters

Cette étape permet d'identifier les fils correspondant à un même segment. La recherche des *clusters* prend seulement en compte la position des fils sensibles touchés, en négligeant les temps de dérive mesurés. Cette premiére étape donne également une première approche de la mesure de la position et la direction de la trace au niveau d'une chambre à dérive.

Pour identifier les fils qui pourraient appartenir à un même segment, il faut définir un critère qui permet d'identifier une zone géométrique commune à ces différents fils. Pour trouver un cluster, l'idée est donc de projeter (par projection centrale) le volume formé par chacune des cellules touchées sur un plan. Le centre de projection est la cible pour le segment inner et l'intersection du segment inner avec le *kickplane*[1] pour le segment outer. On définit le plan de projection comme étant le plan médian de la chambre dans le cas d'un cluster en mode chambre seule. Mais en règle générale, pour le mode combined cluster, tous les fils touchés des 2 chambres d'un même segment sont projetés dans le plan médian entre les 2 chambres. Le mode *combined cluster* est utilisé en priorité car il permet une meilleure détermination des clusters.

On somme, sur le plan de projection, les volumes projetés correspondant à chaque fil touché. On regarde la distribution de cette somme en fonction des coordonnées (X,Y) dans le plan (Fig. 5.2). Le maximum de cette distribution correspond à l'intersection des cellules touchées (Fig. 5.2). Pour dire que l'on a un cluster, il faut que ce maximum dépasse un seuil qui est optimisée suivant les conditions de l'expérience pour limiter le nombre de faux clusters (clusters ne correspondant pas à une vrai trace) tout en gardant une bonne efficacité (nombre de clusters identifiés sur le nombre de trace). Les fils du *cluster* sont ainsi définis. On peut, de cette façon, déterminer une position en (X,Y) sur le plan de projection par un calcul de

1. Le Kickplane est une surface géométrique moyenne obtenue par les points d'intersection des segments inner et outer

barycentre. Cette première détermination de position est utilisée pour déterminer le point de référence dans le kickplane pour la projection dans le segment outer.

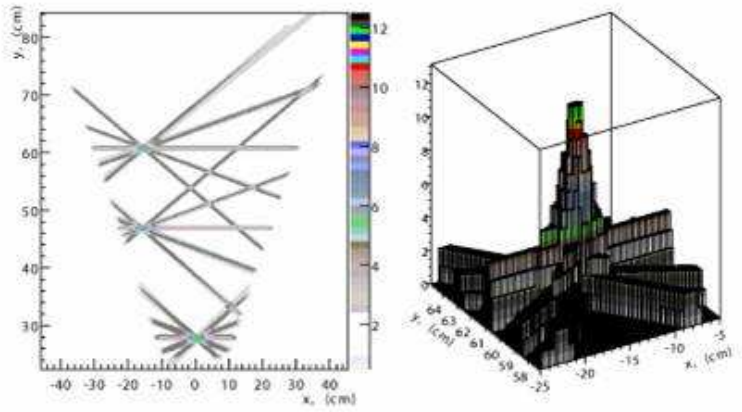


FIG. 5.2 – *Projection des fils touchés dans la procédure de recherche des clusters.* ***A gauche :*** *Projection dans le plan de projection.* ***A droite :*** *Zoom sur un cluster - Distribution du nombre de fils projetés en fonction de (X,Y)*

5.1.3 Fit des segments par des droites

La procédure de recherche de clusters a permis de sélectionner les fils qui appartiennent à un même segment. L'étape de fit permet de déterminer les coordonnées (position et direction) des segments avec une bonne résolution en utilisant les informations sur les temps de dérive mesurés dans les cellules touchées. Pour cela, on utilise la relation temps de dérive dans la cellule/distance à l'anode (*corrélation xt*) qui est obtenue par calcul avec le logiciel GARFIELD.

Les coordonnées du segment sont déterminées en minimisant une fonctionnelle de la forme :

$$F = \sum_i \frac{\left(t^i_{drift} + t_{shift} - t^i_{mes}\right)^2}{\left(\Delta t^i_{drift}\right)^2} . \omega_i \tag{5.1}$$

t^i_{drift} : Temps de dérive calculé provenant du modèle GARFIELD.
Ce temps dépend des coordonnées déterminées à chaque itération

t_{shift} : Temps de décalage de toutes les cellules.
Ce temps permet de corriger en moyenne des temps de vol de la particule pour atteindre les chambres MDC du segment.

t^i_{TDC} : Temps mesuré sur les TDC

ω_i : Poids, appelés *Tuckey weight*, donné à la mesure sur un fil pour limiter l'influence des cellules qui donnent une information temps (donc distance) loin du segment

Δ^i_{drift} : Erreur sur la mesure dépendante de l'éloignement à l'anode

Le temps de dérive mesuré au niveau des TDC est en réalité la somme du temps de dérive réel, du temps de propagation du signal dans le fil d'anode jusqu'à l'électronique de la chambre et du temps de vol de la particule entre la chambre MDC et le détecteur qui donne le temps de référence pour toutes les mesures de temps. Ce temps de vol est en partie corrigé par la variable t_{shift}. La partie non corrigée correspond au temps de vol entre le plan médian (entre les 2 chambres d'un segment) et la chambre ; ce temps est négligeable. Le temps de propagation du signal dans le fil d'anode ne peut être corrigé qu'après la procédure de *tracking*.

5.1.4 Calcul de l'impulsion à partir des traces avant et après le champ magnétique

Une fois les 2 segments reconstruits, on peut calculer l'angle de déviation dans le champ. Ceci est réalisé grâce à des algorithmes qui recontruisent la trace de la particule dans un champ hétérogène. L'algorithme du *Kickplane* propose un calcul au 1^{er} ordre, de faible résolution tandis que la méthode *Runge-Kutta* permet d'obtenir une meilleure résolution en impulsion.

Les 2 méthodes sont décrites par la suite.

Méthode du *Kickplane*

La méthode de *Kickplane* a été développée pour permettre de mesurer l'impulsion des particules alors que les MDC après le champ magnétique n'étaient pas présentes. Le système utilise alors l'ensemble TOF, TOFINO, SHOWER pour déterminer une position après le champ magnétique. Depuis que l'on dispose de chambres après le champ magnétique, cette méthode est utilisée pour donner une valeur initiale pour les algorithmes de précision plus élevée.

On définit l'impulsion de déviation $\vec{p_K}$ tel que $|\vec{p_K}| = |\vec{p_{in}} - \vec{p_{out}}|$. Le principe de la méthode du *Kickplane* est d'utiliser un plan virtuel de déviation. L'impulsion $\vec{p_K}$ est définie par simulation pour (θ,φ) dans ce plan. On suppose que la déviation apparaît brutalement sur une surface définie, appelée *Kickplane*. La norme de l'impulsion de déviation $|\vec{p_K}|$ dépend de l'intégrale de champ $\int Bdl$. L'angle de déviation est déterminé par la mesure de position par les détecteurs de temps de vol (Fig. 5.3). On peut calculer alors, au premier ordre, l'impulsion p d'un particule de charge z en connaissant l'impulsion transverse $|\vec{p_K}|$ de déviation et l'angle de déviation α.

$$\frac{p}{z} = \frac{p_K(\theta,\varphi)}{2.sin\alpha/2} \tag{5.2}$$

En projetant le segment inner qui est mesuré, on détermine un point K(θ,φ) sur le *Kickplane*. On prend la valeur de p_K correspondant à cette position. A partir du point K et du point K' d'impact de la particule dans le META, on obtient directement α.

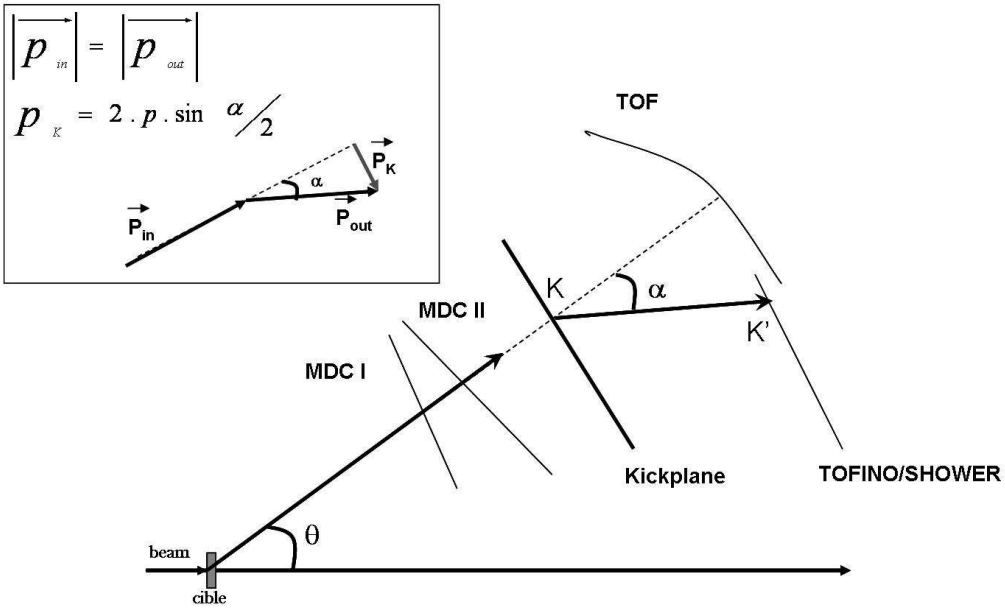


FIG. 5.3 – *Schéma de principe du calcul de l'impulsion par la méthode du KickPlane*

Cependant, pour corriger d'effets d'ordre supérieur, on utilise la formule :

$$p = \frac{p_{K_0}(\theta,\varphi)}{2.sin(\alpha/2)} + p_{K_1}(\theta,\varphi) + 2.p_{K_2}(\theta,\varphi).sin(\alpha/2) \tag{5.3}$$

p_{K_0} représente l'impulsion de déviation, p_{K_1} et p_{K_2}sont les termes de corrections qui tiennent compte de la variation du chemin dans le champ magnétique en fonction de l'angle d'impact.

La résolution en impulsion avec le méthode de *Kickplane* est dominée par la résolution en position des détecteurs META. Pour une impulsion de 1000 MeV/c, on attend une résolution en impulsion dp/p de l'ordre de 16% à $\theta = 20°$.

Méthode *Runge-Kutta*

L'algorithme de Runge-Kutta est utilisé pour obtenir une meilleure résolution qu'avec l'algorithme précédent. Il ajuste la trajectoire de la particule en déterminant des valeurs d'impulsion, de position et d'angle par une procédure de minimisation de façon à suivre l'équation de 2^e degré du mouvement d'une particule chargée qui subit la force de Lorentz :

$$\frac{d^2\vec{x}}{ds^2} = k.\frac{z}{p}.\frac{d\vec{x}}{ds} \times \vec{B}(\vec{x}(s)) \tag{5.4}$$

où $k = 300\ MeV.m^{-1}.T^{-1}$, s est la longueur de trajectoire, z la charge de la particule, p la norme du tri-vecteur impulsion en MeV et $\vec{B}$ l'intensité du champ magnétique en $Tesla$ et $\vec{x}$ le point courant.

Cet algorithme a besoin des 2 segments pour converger. Dans cet algorithme, l'hypothèse que les chambres MDC sont hors du champ n'est plus utilisée. Le champ est préalablement connue par une carte de champ dont la discrétisation est de l'ordre du cm. Les conditions initiales pour résoudre l'équation sont données par la position et la direction du segment au niveau du plan médian de la chambre MDCI. L'impulsion initiale est donnée par l'algorithme du *Kickplane*.

Une trace est complètement déterminée par 5 paramètres, les angles θ et φ, l'impulsion p et 2 coordonnées de position r et z. Dans notre cas, r est défini comme étant la plus courte distance entre la trace et l'axe du faisceau (axe z), le point de la trajectoire ainsi défini est projeté sur l'axe du faisceau déterminant la coordonnée z. Ces 5 paramètres sont déterminés par une procédure de minimisation standard. La propagation de la trajectoire se déroule pas à pas. La taille du pas d'intégration (en s) est dépendante de l'impulsion et de la valeur du champ à cet endroit. Plus la courbure de la particule est grande plus le pas est petit.

L'algorithme converge en moyenne au bout de 4-5 itérations.

La méthode Runge-Kutta permet de déterminer une valeur de l'impulsion beaucoup plus précisément que la méthode du Kickplane. Elle améliore aussi la connaissance des variables angulaires (θ,φ). En effet, cette méthode présente une résolution intrinsèque sur la détermination de l'impulsion bien inférieure aux effets de résolution résultant de la diffusion multiple ou de la résolution spatiale des détecteurs.

5.2 Résolution en impulsion

La résolution en impulsion est un aspect crucial pour la réussite de notre expérience. Dans cette section, nous détaillerons les différentes contributions à cette résolution ainsi que quelques méthodes permettant de l'améliorer. Nous commencerons par définir ce qu'est la résolution en impulsion puis nous ferons un constat de résolution en impulsion que l'on obtient actuellement. Pour finir, nous détaillerons les différentes contributions à cette résolution.

5.2.1 Définition

La résolution en impulsion mesure la capacité du système à distinguer une particule d'impulsion p d'une particule d'impulsion $p + dp$.

La formule suivante permet de calculer l'impulsion de la particule :

$$p = 300\frac{\int \vec{B}.\vec{dl}}{\alpha} \tag{5.5}$$

où p est en MeV/c, $\int \vec{B}.\vec{dl}$ en $T.m$ et α en rad.

La détermination de l'impulsion dépend de la connaissance du champ $\vec{B}$ en tout point de l'espace et de la connaissance de l'angle de déviation α. La connaissance de l'angle de déviation est directement liée à la connaissance des positions absolues dans l'espace des hits. La précision sur les hits dépend à son tour du positionnement géométrique absolu de chaque élément (fil, couche, chambre...) mais aussi de la connaissance de la relation entre le temps codé (en canal) et la distance de dérive. Toute imperfection sur ces connaissances contribue à détériorer la résolution sur la détermination de l'impulsion $\vec{p}$.

La résolution en impulsion provient ainsi de :

- l'algorithme de reconstruction de la trajectoire et de calcul de l'impulsion ; cette contribution a été testée préalablement par des simulations et est négligeable en principe dans le cadre de la méthode Runge-Kutta.
- la diffusion multiple
- la résolution intrinsèque des cellules de dérive
- la connaissance du champ magnétique
- la position géométrique des MDCs et de leurs constituants élémentaires
- la relation temps codé par le TDC/temps de dérive

On détaillera chacun des points dans le paragraphe 5.2.4.

5.2.2 Simulation de la résolution GEANT (ou idéale)

Pour connaître la résolution que l'on peut attendre du spectromètre HADES, nous avons réalisé une simulation dans laquelle nous supposons connaître parfaitement tous les paramètres des différents détecteurs (position des fils, des couches, des chambres, calibration de l'électronique...). La résolution en impulsion du spectromètre résulte alors, à la fois, de la diffusion multiple et de la résolution en position intrinsèque d'une cellule de dérive. La résolution en impulsion du détecteur HADES dépend de l'impulsion, du thêta, du phi et de la masse de la particule. La simulation est réalisée avec le logiciel GEANT3.

Le principe de cette simulation est de déterminer, pour un triplet (p,θ,φ) donné, la résolution en impulsion que l'on a, et ceci pour chaque type de particule (proton, pions, électrons...). On génère un spectre blanc en p, θ et φ pour chaque particule. On divise l'intervalle en θ allant de 15° à 85° en 7 parties de 10°. Pour φ allant de 0° à 60°, l'intervalle est divisé en 5 parties. Enfin, l'impulsion est divisée en intervalle de $200MeV/c$ de large allant de 0 à $4000MeV/c$.

Pour chacune de ces cellules (à 3 dimensions), on fait un histogramme des différences entre l'impulsion obtenue après reconstruction avec la méthode Runge-Kutta et l'impulsion initiale de la trace (connue en simulation) et on l'ajuste par une distribution gaussienne. La résolution en impulsion, notée *dp*, est donnée par le sigma de la gaussienne (Figure de gauche de la Fig. 5.4). On trace ensuite les *dp* obtenus en fonction de p pour chaque cellule en (θ,φ)(Fig. 5.4, graphe de droite). On fitte les points par la fonction

$$dp = \sqrt{c_1^2(\theta,\varphi).p^4 + c_2^2(\theta,\varphi)\,(p^2 + m^2)}. \tag{5.6}$$

où les paramètres c_1 et c_2 chiffrent la contribution respectivement de la résolution due aux chambres et de la diffusion multiple à la résolution totale en impulsion. On obtient donc 2 paramètres par bin en (θ,φ). Ceci définit la **résolution** en impulsion **idéale**.

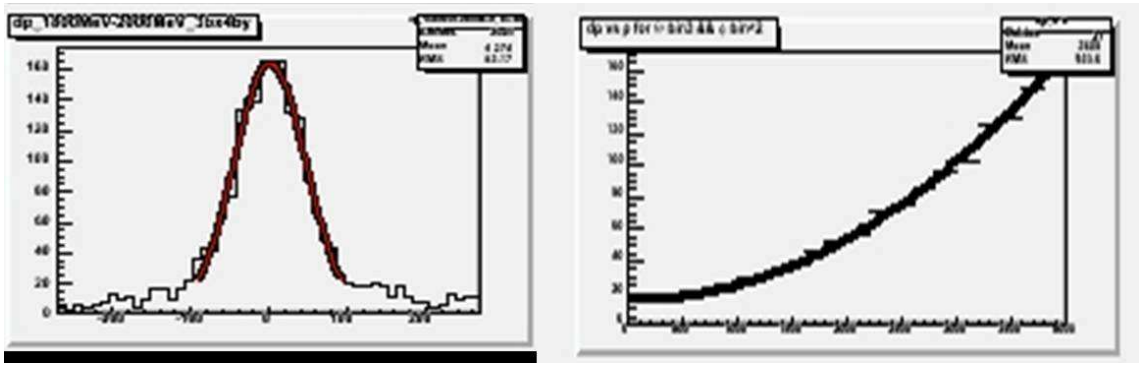


FIG. 5.4 – ***A gauche :*** *Distribution de l'écart en MeV/c entre l'impulsion donnée par la méthode Runge-Kutta et l'impulsion générée dans la simulation pour une case en (p,θ,φ)* ***A droite :*** *Dépendance de la résolution dp en fonction de l'impulsion p pour une valeur du couple* (θ,φ)

La résolution idéale donne une résolution en impulsion, pour le canal *pp* élastique, de l'ordre de 2% en moyenne sur la distribution des protons.

5.2.3 Résolution obtenue sur les données *pp* à 2.2 GeV

A - Observation des spectres en impulsion

La résolution en impulsion du détecteur a été testée avec les données à 2.2 GeV. Pour cela, nous utilisons les données *pp élastique*.

La cinématique de la réaction de diffusion *pp élastique* est une cinématique à 2 corps, qu'il est facile de sélectionner par les coupures sur θ et φ. Les coupures appliquées utilisent les propriétés suivantes de la réaction *pp* élastique :

$$tan\theta_1.tan\theta_2 = \frac{1}{\gamma^2} \tag{5.7}$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 180^\circ \tag{5.8}$$

où 1 et 2 représentent les 2 protons de la réaction.

Il suffit, ensuite, de déterminer les angles d'émission (θ,φ) d'un des 2 protons pour déterminer tout le reste de la cinématique. On peut donc calculer l'impulsion de 2 façons. La première est de déterminer θ et φ avec les chambres du segment inner et d'en déduire l'impulsion. La

deuxième est d'utiliser la méthode de reconstruction classique Runge-Kutta avec l'information des 2 segments.

Dans la figure 5.5, le rapport entre l'impulsion calculée par chacune des 2 méthodes est tracé en bleu. Ce rapport doit être présenté une distribution centrée sur 1.

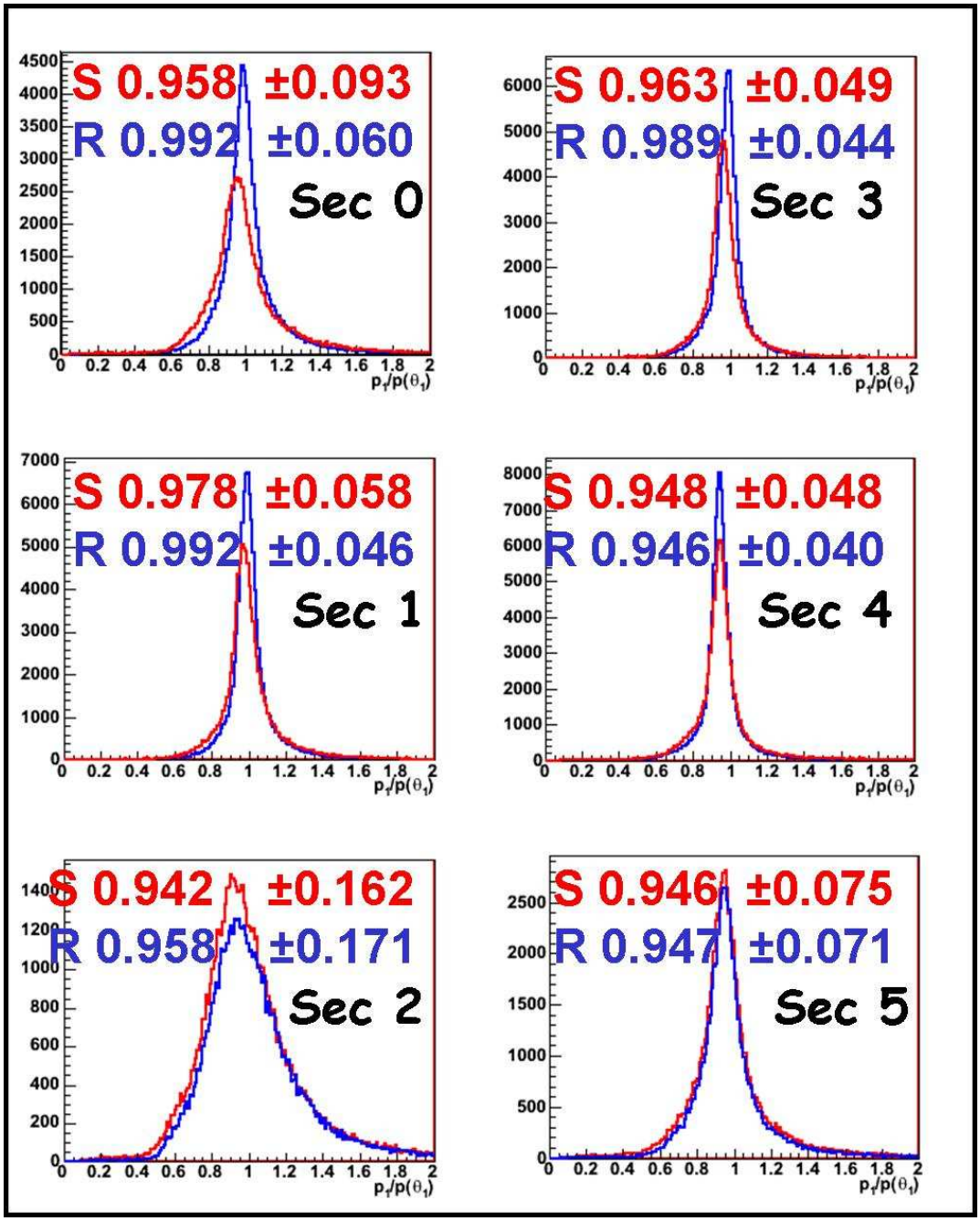


FIG. 5.5 – *Rapport des impulsions des protons issus de la diffusion élastique pp à 2.2 GeV calculés par 2 méthodes différentes. Le rapport de l'impulsion déterminée avec la méthode Runge-Kutta et l'impulsion calculée à partir de la mesure du θ d'émission de proton est tracé en bleu. Le premier chiffre représente la valeur moyenne (donc le décalage par rapport à 1) et le deuxième la résolution dp/p. En rouge est tracé le rapport de l'impulsion déterminé avec une méthode nommée Spline. On ne parlera pas de cette méthode ici.*

On remarque que la résolution en impulsion est de l'ordre de 4 à 6%. Le secteur 2 présente même une résolution de 17%. Cette résolution observée sur ces données ne correspond pas à la résolution simulée avec GEANT, qui devrait se situer autour de 1.5% à 2%. Les conditions expérimentales expliquent en partie la mauvaise résolution du secteur 2 car ce secteur possède de nombreuses motherboards absentes, ce qui dégrade la capacité à définir des clusters. Dans tous les cas, une résolution en impulsion de 5% n'est pas acceptable.

La figure 5.5 montre également un décalage systématique de l'impulsion de 5%.

Par la suite, nous allons tenter de mettre en évidence les différents aspects de la détection qui permettraient d'expliquer à la fois la résolution mais également ce décalage systématique.

B - Comparaison de la résolution mesurée avec la résolution idéale

Pour tenir compte de la résolution mesurée dans les simulations, on a déterminé une relation entre la résolution idéale simulée (cf. §5.2.2) et la résolution réellement obtenue avec les données en *pp* élastique à 2.2 GeV présentées dans le paragraphe 5.2.3. Le rapport entre la résolution déterminée avec les données et la résolution simulée idéale est représenté, par secteur, en rouge sur la figure 5.6. Ce rapport est proche de 1 pour les petites impulsions mais, pour des impulsions plus élevées, il grimpe jusqu'à 6 en moyenne, il atteint même 20 pour le secteur 2. Cela signifie qu'aux petites impulsions la résolution en impulsion est dominée par la diffusion multiple et que l'on est peu sensible à de petits désalignements qui dégradent la résolution spatiale des chambres. Celle-ci prend le dessus pour les impulsions plus grandes. En effet, au fur et à mesure que l'impulsion augmente, l'effet relatif de la diffusion multiple devient de plus en plus faible et on est de plus en plus sensible aux effets de résolution spatiale des détecteurs.

En supposant la diffusion multiple équivalente dans la simulation GEANT et les données, on ré-évalue la valeur du paramètre c_1 pour chaque secteur et pour 2 tranches (supérieur et inférieur à 45°) en θ, de façon à reproduire les données. Le résultat est montré en vert sur la figure 5.6. Le rapport entre la résolution calculée avec les nouveaux c_1 et la résolution mesurée est en moyenne bien égale à 1.

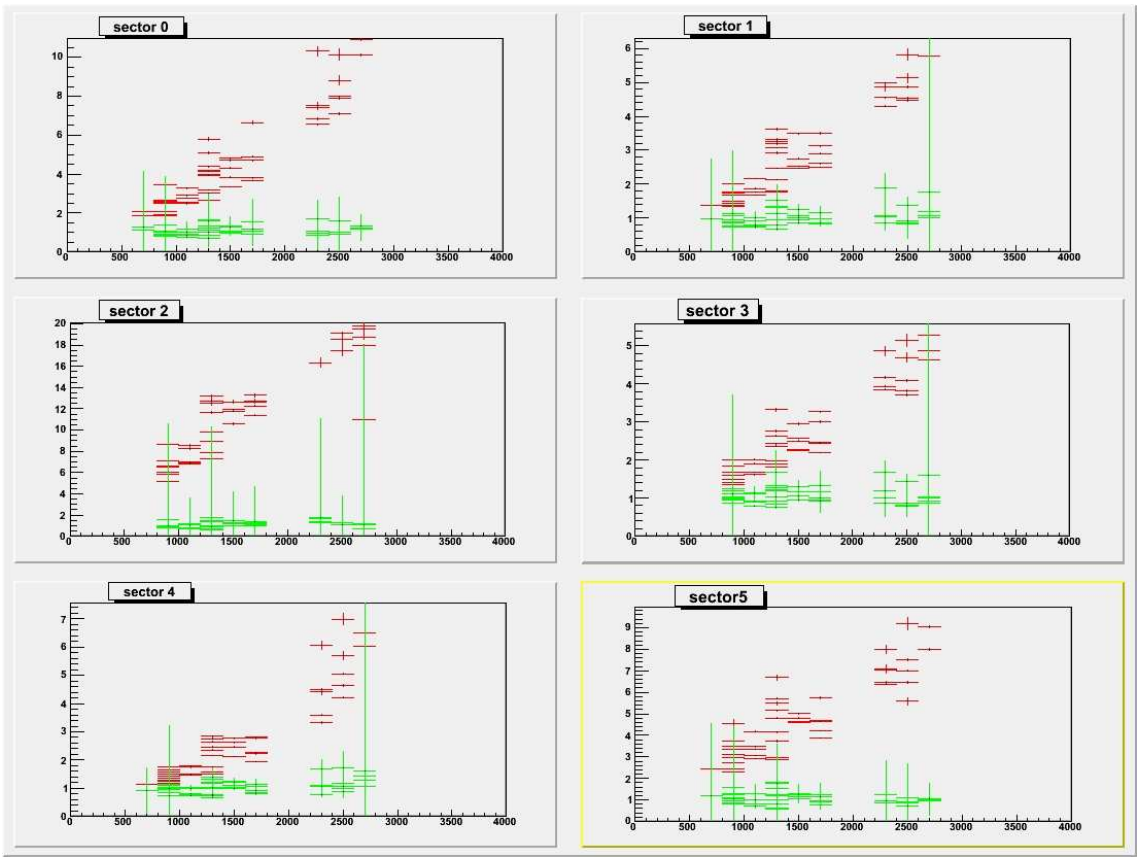


FIG. 5.6 – ***En rouge*** *: Rapport de la résolution obtenue avec les données de pp élastique sur celle obtenue par la simulation en fonction de l'impulsion pour chaque secteur.* ***En vert*** *: Rapport entre la résolution réelle, et les données pp élastique (la valeur de ce rapport moyennée sur toutes les valeurs accessibles de p, θ, φ est par définition égale à 1).*

La figure 3.17 (p.54) montre la résolution dp/p du détecteur (%) pour les protons. A θ grand (figure du milieu de la Fig. 3.17), la résolution est moins bonne que pour les θ petits. Cependant, la distribution des protons est piquée à petit θ, l'effet de dégradation avec θ est ainsi moins important.

La figure 5.7 permet de comparer les contributions de la résolution intrinsèque des chambres et de la diffusion multiple pour les protons d'une part et pour les électrons/positrons d'autre part. Les coefficients c_1 et c_2 sont moyennés sur (θ,φ). La distribution angulaire des protons étant plus piqué en θ que celle des $e^{\pm}$, les coefficients sont légèrement plus petits. En effet, les valeurs des 2 coefficients augmentent avec θ.

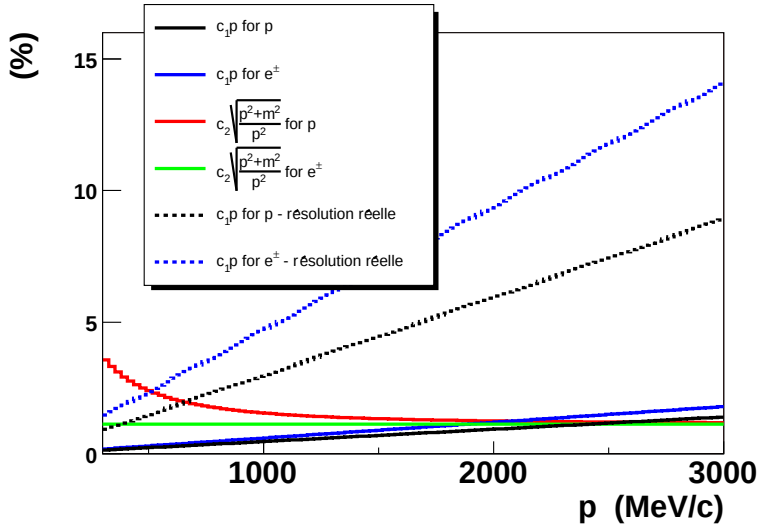


FIG. 5.7 – *Contribution de la diffusion multiple pour les protons (en rouge), pour les $e^{\pm}$ (en vert) et de la résolution intrinsèque des chambres pour les protons (en noir), pour les $e^{\pm}$ (en bleu) en pourcentage. Les courbes en pointillé correspondent à la résolution réelle des chambres avec le même code de couleur. On note que pour obtenir la résolution dp/p, il faut ajouter quadratiquement les 2 contributions. Les coefficients utilisés sont obtenus en moyennant les coefficients $c_1(\theta,\varphi)$ et $c_2(\theta,\varphi)$ sur la distribution angulaire des protons d'une part et sur la distribution angulaire des positrons d'autre part.*

Il apparaît que la diffusion multiple domine la résolution en impulsion si on suppose tous les paramètres des détecteurs connus. La résolution intrinsèque des cellules de dérive prend le pas sur la diffusion multiple pour des impulsions supérieures à 2600 MeV/c pour les protons et à 1900 MeV/c pour les $e^{\pm}$.

On voit très clairement que pour obtenir la résolution réelle, il faut dégrader la résolution en position des chambres d'un facteur 10 pour les $e^{\pm}$ dont la distribution en θ est très peu piquée et d'un facteur 6 pour les protons. En effet, la renormalisation des coefficients c_1 pour reflêter la résolution réelle augmente avec l'angle θ.

5.2.4 Généralités sur les aspects de résolution

On peut séparer les différentes contributions à la résolution effective du détecteur en 2 catégories :

- les contributions relatives aux caractéristiques géométriques et physiques du spectromètre HADES. Ces contributions ne sont pas compressibles et constituent la résolution optimale que l'on peut atteindre. La diffusion multiple et la résolution intrinsèque des chambres font partie de cette catégorie.
- les contributions qui résultent des imprécisions sur la connaissance de notre détecteur. Cela suppose de déterminer des paramètres avec une certaine précision. Toutes les imperfections dans la détermination de ces paramètres conduiront à la dégradation de la résolution. La connaissance du champ magnétique, la position des détecteurs et de leurs éléments constitutifs dans l'espace et la calibration de l'électronique participent à ces contributions.

Nous allons tenter de chiffrer l'influence relative de chacune de ces contributions pour mieux comprendre la résolution réelle mesurée.

A - Diffusion multiple

Dans ce paragraphe, on supposera la résolution intrinsèque des chambres comme infiniment bonne. L'effet de diffusion multiple résulte de l'interaction coulombienne des particules chargées avec la matière. Les particules sont diffusées à petit angle, et perdent de l'énergie. Un ensemble de particules émises selon une même direction et à une même impulsion se retrouve, par l'effet de la diffusion multiple, distribué sur une tache sur le plan de détection. L'angle de diffusion présente une distribution gaussienne autour de l'angle d'émission de la particule dont la largeur θ_0 est donnée par la théorie de Molière [6] :

$$d\alpha_{mult} = (13.6\ MeV).z\frac{\sqrt{p^2+m^2}}{p^2}\sqrt{x/X_0}\,[1+0.038ln(x/X_0)] \tag{5.9}$$

où $d\alpha$ est donné en rad, p, m et z sont respectivement l'impulsion en MeV, la masse de la particule en MeV et le nombre de charge de la particule incidente, x est l'épaisseur de matière traversée et X_0 la longueur de radiation. La diffusion augmente donc avec la longueur de trajectoire et diminue avec la longueur de radiation.

A partir de la formule 5.5, on obtient (dans l'hypothèse d'une connaissance parfaite du champ magnétique) :

$$dp \propto \frac{d\alpha}{\alpha^2} \propto p^2.d\alpha \tag{5.10}$$

On en déduit grâce avec l'équation 5.9:

$$dp_{mult} \propto z.\sqrt{p^2+m^2}.f\left(\frac{x}{X_0}\right) \tag{5.11}$$

$$(dp/p)_{mult} \propto z.\sqrt{\frac{p^2+m^2}{p^2}}.f\left(\frac{x}{X_0}\right) \tag{5.12}$$

L'équation 5.11 montre que l'effet de la diffusion multiple sur la résolution en impulsion dépend de la nature de la particule (charge et masse), de son impulsion, de la longueur de trajectoire traversée par la particule et du milieu traversé. La longueur de trajectoire dépend de l'angle d'émission de la particule mais aussi de l'angle de déviation dans le champ magnétique.

La formule 5.12 montre également que l'effet de la diffusion multiple tend vers une constante quand p augmente. A petite impulsion, l'effet devenant en m/p, on attend une résolution moins bonne et ceci plus particulièrement pour les protons.

La figure 5.8 présente les valeurs du coefficients c_2 (cf. formule 3.14) en fonction de θ et de ϕ.

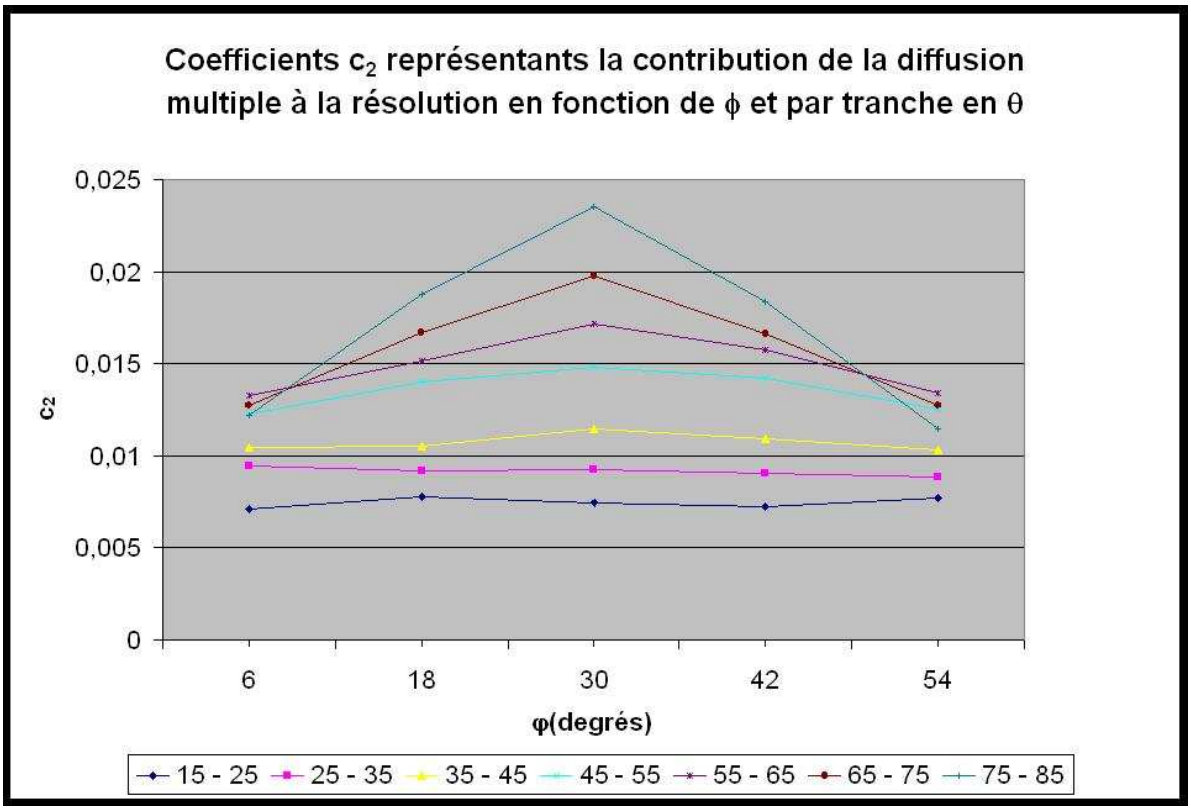


FIG. 5.8 – *Coefficient c_2 (sans dimension) représentant la contribution de la diffusion multiple à la résolution en impulsion en foncion de ϕ et par tranche de* $10°$ *en θ. Les valeurs sont déterminées avec un ensemble de données simulées comprenant de façon équivalente des protons, des pions et des $e^{\pm}$.*

Les valeurs des coefficients augmentent avec θ, excepté pour les ϕ appartenant aux bins $0 - 12°$ et $48 - 60°$ correspondants aux bords du secteur. De même, le coefficient a une valeur plus élevée au centre du secteur qu'au bord. En fait, on remarque que les valeurs varient en $1/(\int B.dl)$. Cela se comprend puisque le coefficient c_2 est en $d\alpha_{mult}/\alpha$ et que α est proportionnel à $\int Bdl$ pour une impulsion donnée.

Pour déterminer les coefficients c_2, la paramétrisation moyenne sur plusieurs types de particules. Pour être plus proche de la réalité, il faudrait déterminer les coefficients pour chaque type de particule. En effet, la longueur de trajectoire traversée diffère légèrement entre les particules positives et les particules négatives. Cependant, la différence ne joue qu'à des impulsions très petites ($\leq 250\ MeV/c$ pour les e^+/e^-).

B - Résolution intrinsèque d'une cellule de dérive

La résolution intrinsèque de la cellule de dérive est la capacité à définir avec précision la distance de dérive à partir de la mesure d'un temps de dérive. Elle est limitée par le phénomène de diffusion dans le gaz qui dans notre cas est de l'ordre de $\approx 2ns(\cong 80\mu)$.

L'abscisse x de la trace (cf. Fig. 5.9) dans le plan anode-fil de champ est directement reliée au temps de dérive t par la relation $x = f(t_{drift})$ (corrélation xt). Cette relation dépend de 3 ingrédients principaux permettant ainsi de déterminer précisément la valeur de x pour chaque cellule à partir d'un temps de dérive mesuré. Ces ingrédients sont :

- la vitesse de dérive
- les lignes de champ dans la cellule

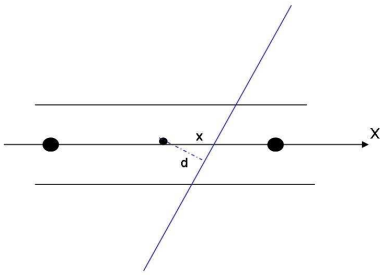


FIG. 5.9 – *Définition de l'abscisse x et de la distance d à la trace dans une cellule*

– l'inclinaison de la trace par rapport au plan de détection.

a) Vitesse de dérive Cette vitesse dépend du gaz, du champ électrique et de la pression (et/ou température) du gaz. La haute tension appliquée aux fils de champ et aux cathodes est choisie de telle manière qu'il y ait une faible variation autour de la valeur nominale. Cette vitesse est contrôlée et enregistrée en temps réel par 2 détecteurs externes (l'un mesurant la vitesse dans le gaz entrant dans les chambres, l'autre dans le gaz sortant des chambres). Ces détecteurs contrôlent aussi la contamination en oxygène. La vitesse de dérive est de $3.6 \pm 0.05\ cm/\mu s$.

b) Lignes de champ Dans une chambre à dérive traditionnelle, la distance de dérive des électrons dans la cellule est beaucoup plus grande que la distance entre l'anode et le plan de cathode. De plus, le champ électrique à l'intérieur de la cellule est quasiment constant grâce à un gradient de haute tension sur les fils de cathode. La vitesse de dérive est alors quasiment constante sur l'ensemble de la cellule et on a donc :

$$x = v_D.t_{drift}.$$

Dans le cas des MiniDriftCell d'HADES, la situation est très différente. La distance entre l'anode et le fil de champ est du même ordre de grandeur que la distance entre l'anode et le plan de cathode. Les fils de cathode sont tous au même potentiel. Il en résulte que la distribution des potentiels (voir Fig 2.7 au chapitre 2) au niveau de la cellule dépend de l'abscisse le long du fil. De plus, les fils de cathode ne sont pas parallèles aux fils d'anode entraînant des effets à 3 dimensions. Or, les calculs avec le logiciel GARFIELD, à 2 dimensions, ne tiennent pas compte de ce 2^e effet qu'il faudrait toutefois évaluer.

c) Angle d'incidence de la particule Pour la relation temps de dérive/distance d à l'anode, l'angle d'incidence de la particule n'influe pas. Cependant, notre relation relie le temps de dérive à l'abscisse x dans le plan anode-fil de champ.

Pour vérifier la relation temps/abscisse dans la cellule utilisé par le programme de reconstruction, nous avons utilisé les temps de dérive mesurés sur les couches $\pm 0°$ d'une chambre du module MDCIV. Par construction, les fils de ces couches sont parallèles à l'axe (Ox) de la chambre, mais les fils d'anode sont décalés d'une demi-cellule d'une couche à l'autre, soit 7 mm pour les chambres MDCIV. Pour une même particule, on a l'information $t_{+0°}$, temps mesuré sur la couche $+0°$ et $t_{-0°}$, temps mesuré sur la couche $-0°$. Si on calcule les combinaisons $t_{+0°} + t_{-0°}$ et $t_{+0°} - t_{-0°}$, on obtient, suivant les zones traversées (Fig. 5.10) dans la cellule, une relation qui relie la distance à l'anode et l'angle d'incidence de la particule.

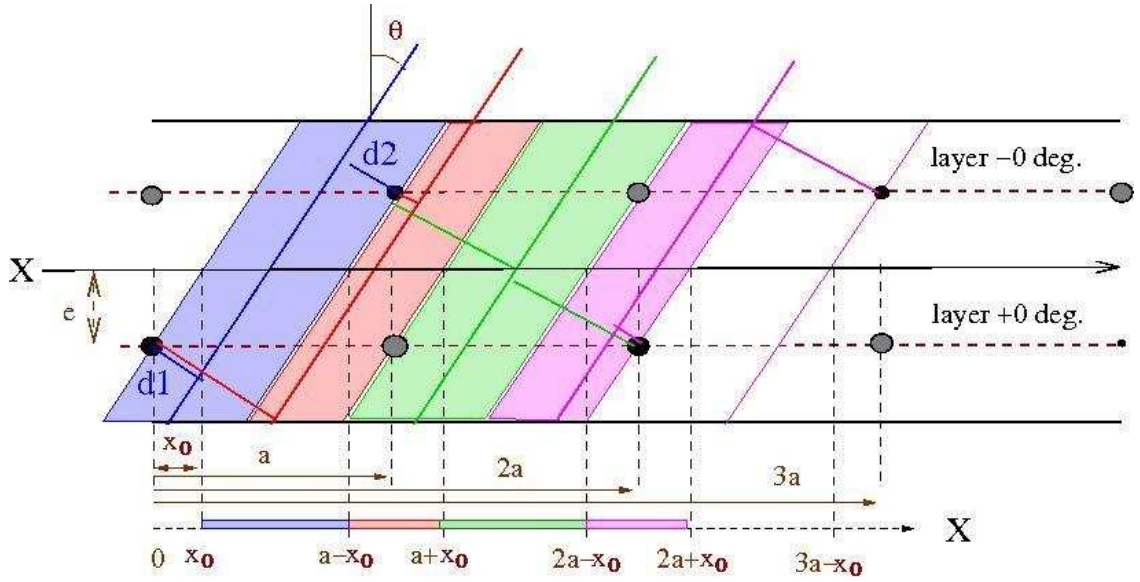


FIG. 5.10 – *Schéma des cellules des couches ± 0° en fonction de l'angle d'incidence de la particule qui traverse la chambre*

On trouve les valeurs suivantes pour $t_{+0^\circ} + t_{-0^\circ}$ et $t_{+0^\circ} - t_{-0^\circ}$si on suppose une vitesse constante v_D :

	$t_{+0^\circ} + t_{-0^\circ}$	$t_{+0^\circ} - t_{-0^\circ}$
zone bleue	$\frac{a-2x_0}{v_D cos\theta}$	$\frac{2x-a}{v_D cos\theta}$
zone rouge	$\frac{2x-a}{v_D cos\theta}$	$\frac{a-2x_0}{v_D cos\theta}$
zone verte	$\frac{a+2x_0}{v_D cos\theta}$	$\frac{3a-2x}{v_D cos\theta}$
zone rose	$\frac{5a-2x}{v_D cos\theta}$	$\frac{2x_0-a}{v_D cos\theta}$

avec a la demi-longueur de la cellule, elle vaut $7mm$ pour MDCIV, x_0, l'abscisse d'une particule qui passe sur l'anode. L'abscisse est prise sur le plan médian aux couches ± 0°. L'abscisse $x = 0$ correspond à l'abscisse d'une anode de la couche +0° prise comme référence. Enfin, θ est l'angle d'incidence de la particule. On note que $x_0 = e.tan\theta$ avec e, la distance entre le plan d'anode et le plan de cathode.

Si la particule arrive perpendiculairement à la chambre, il n'y a plus que 2 zones dans la cellule (bleu et verte) et $t_{+0^\circ}+t_{-0^\circ} = a/v_D$ dans les 2 zones tandis que $t_{+0^\circ}-t_{-0^\circ} = (2x-a)/v_D$ dans la zone bleue et $t_{+0^\circ} - t_{-0^\circ} = (3a - 2x)/v_D$ dans la zone verte.

Quelque soit l'angle d'incidence de la particule, on remarque que la valeur de la somme des $t_{\pm 0^\circ}$ est une constante pour les zones verte et bleue tandis que, dans les zones rouge et rose, la valeur est linéaire en x. Pour la différence, c'est l'inverse. L'écart entre les 2 valeurs constantes vaut $2a/cos\theta$. Cela signifie que l'écart entre ces 2 valeurs dépend de l'angle d'incidence.

Les figures 5.11a) et b) présentent la somme et la différence des temps $t_{\pm 0^\circ}$ obtenues avec les données *pp* sans champ magnétique.

(a) (b)

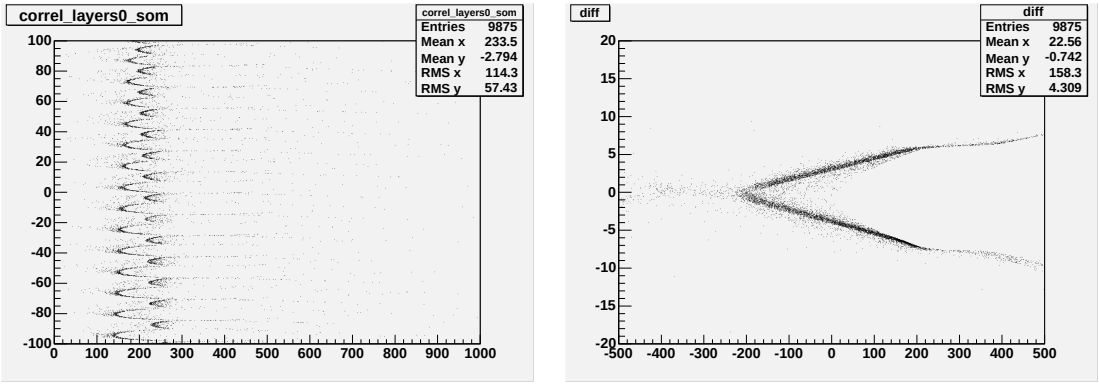


FIG. 5.11 – *Somme (a) et différence (b) des temps $t_{\pm 0^\circ}$ mesurés avec des données pp sans champ pour la chambre MDCIV. La somme est tracée en fonction de Y reconstruit dans les coordonnées de la chambre pour 2 cellules de dérive. La différence est tracée en fonction de la distance de dérive mesurée dans toutes les cellules des couches* $\pm 0^\circ$

Sur la figure 5.11a, on constate qu'il n'y a pas de zone où la somme est constante. Cela signifie que la relation temps/distance n'est pas linéaire. On constate également que l'écart entre les festons grandit à mesure que Y_{ch} diminue. En effet, pour les données sans champ, l'angle θ augmente de façon quasi-linéaire avec la valeur absolue de Y_{ch}. Cela est cohérent avec ce que l'on attendait.

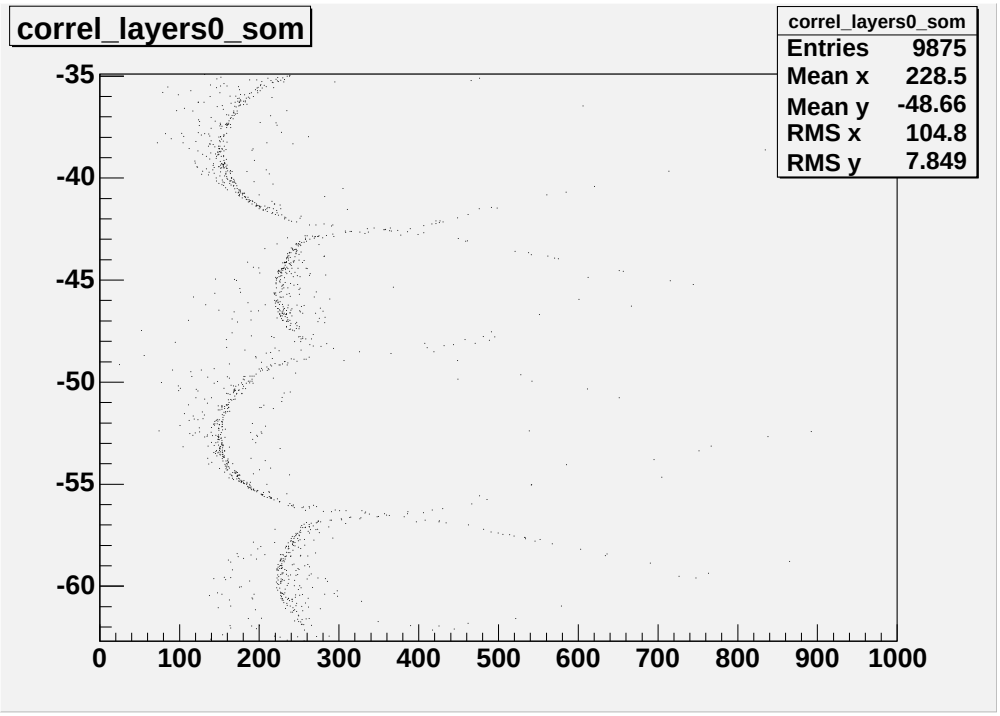


FIG. 5.12 – *Relation somme des temps mesurés sur les couche* $\pm 0^\circ$ *et la coordonnée* Y_{ch} *recontruite*

Un examen de la figure 5.12 montre qu'une résolution intrinsèque de l'ordre de 80μ est compatible avec l'«épaisseur du trait» dans la zone où la relation se rapproche d'une relation linéaire. En conséquence, si des effets à 3 dimensions existent au sein de la cellule, ils ne

semblent pas importants.

A partir de cette somme et de cette différence des temps de dérive mesurée des couches $t_{\pm 0^\circ}$ en fonction de x (Fig. 5.11), on peut déterminer la relation $x-t$ obtenue avec les données et la comparer avec la relation présente dans le programme de reconstruction. On obtient les résultats de la figure 5.13.

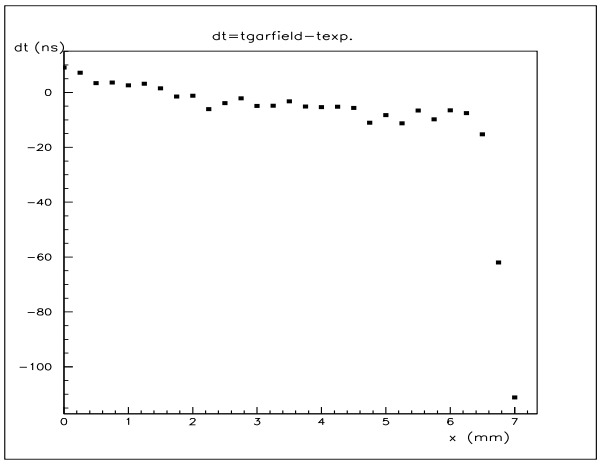


FIG. 5.13 – *Ecart entre le temps de dérive mesuré et le temps de dérive calculé par GARFIELD, utilisée dans le programme de reconstruction, en fonction de la position dans la cellule*

On en déduit que la relation est en accord avec les données (à mieux que 5%) sauf pour $x > 6mm$ où l'erreur sur la mesure de t_{drift} est très grande. En effet, les écarts dt entre les 2 méthodes sont inférieurs à l'erreur sur la mesure de T_{drift} présentée sur la figure 5.14.

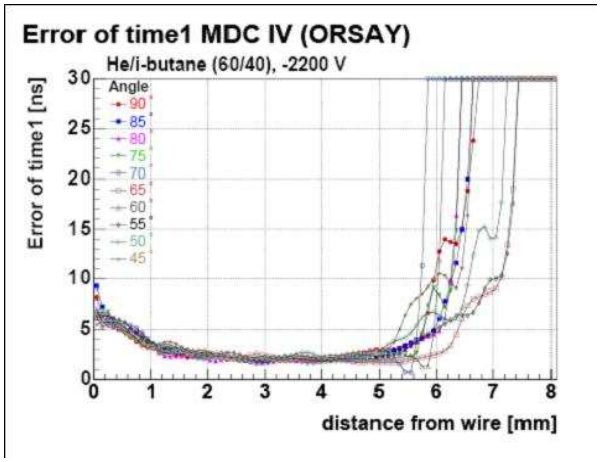


FIG. 5.14 – *Erreur sur T_{drift} en fonction de l'abscisse x [22] et pour différents angles d'incidence de la trace dans la cellule.*

La relation temps/distance peut donc être considérée comme bien maîtrisée et ne conduit donc pas à la dégradation de la résolution.

C - Connaissance du champ magnétique

Le champ magnétique est représenté sous une forme de carte de champ (Fig. 5.15) qui indique en chaque point de l'espace la valeur des 3 composantes du champ magnétique $\vec{B}$. Cette carte de champ est donnée dans un espace discrétisé par calcul avec le logiciel TOSCA

3D à partir de la géométrie des bobines et du courant qui y circule. Il a été réalisé des mesures du champ en quelques points de contrôle. Les valeurs mesurées et les valeurs calculées sont en accord relatif de 1% de façon locale. Les mesures de $\int Bdl$ montrent un accord avec les valeurs calculées à mieux que 0.2%.

L'intensité du champ magnétique est plus forte près des bobines qu'au centre du secteur. De plus, l'intégrale de champ diminue quand θ augmente.

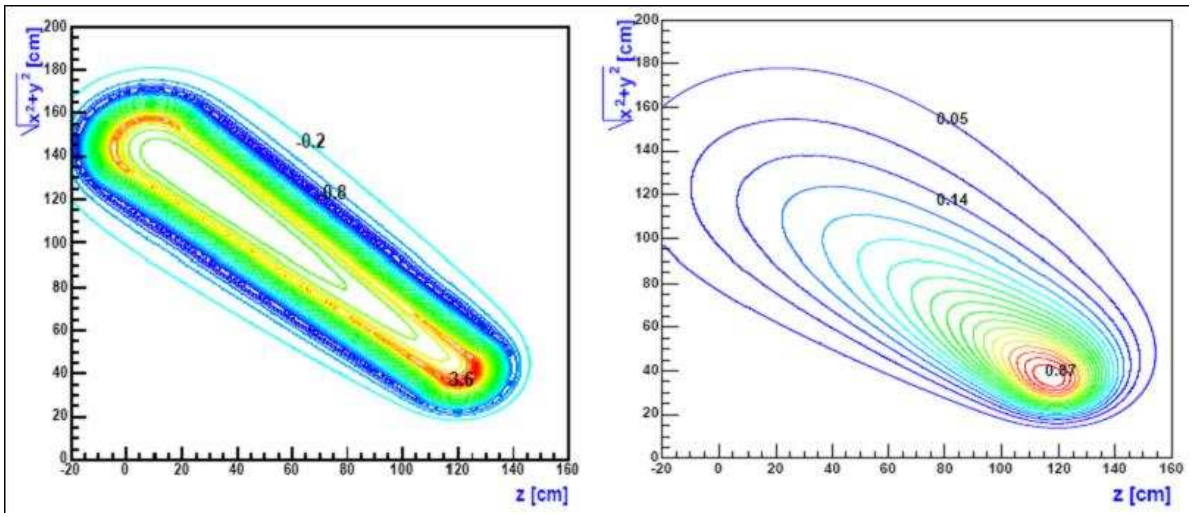


FIG. 5.15 – *Coupes de la carte de champ magnétique au niveau de la bobine (à gauche) et au centre du secteur (à droite). L'écart entre 2 courbes de niveau est de 0.24T à gauche et de 0.046T à droite.*

La connaissance du champ est estimée parfaite. Une erreur pourrait provenir d'une variation de l'intensité du courant dans les bobines. Mais cette quantité est très stable au cours du temps (stabilité à mieux que 10^{-4}).

D - Position des chambres MDC et du champ magnétique

Il est important de connaître la position relative des chambres entre elles mais aussi par rapport au champ magnétique. Nous définissons 2 systèmes de coordonnées (voir Fig. 5.16), l'un dans le repère du secteur et l'autre dans le repère de la chambre (encadré). Les axes (Ox) des 2 repères sont parallèles.

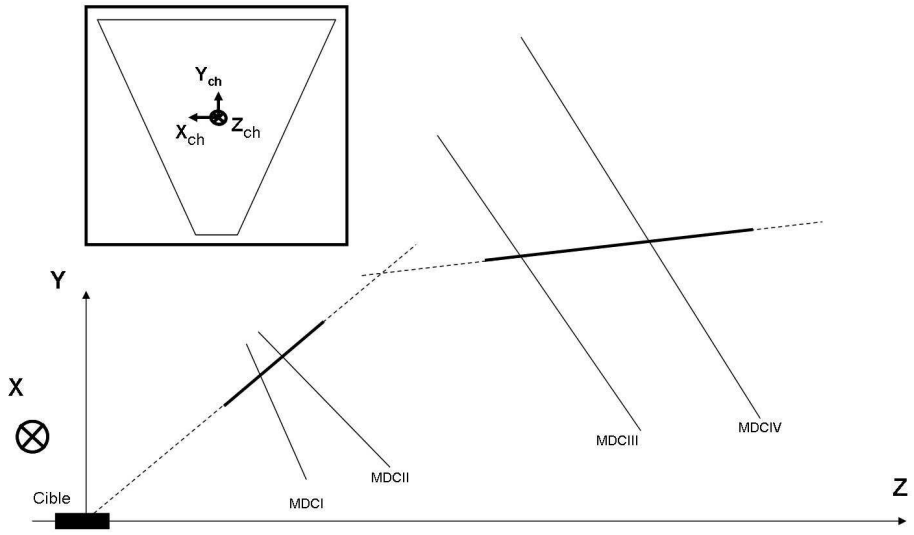


FIG. 5.16 – *Définition des repères de la chambre et du secteur*

Prenons plusieurs cas pour illustrer les erreurs engendrées par un mauvais alignement.

Désalignement d'une chambre MDC par rapport aux 3 autres Nous supposons, tout d'abord, un décalage global de la chambre sans effet de rotation. On sépare également les décalages selon les différents axes X_{ch},Y_{ch} et Z_{ch} du repère de la chambre. Nous ferons des estimations d'ordre de grandeur lorsque cela est possible en restant dans le schéma simpliste du *Kickplane*.

Un décalage en X_{ch} ou en Y_{ch} produit un décalage systématique de la position par rapport à la position réelle. Par conséquent, l'angle de déviation de la particule dans le champ magnétique sera systématiquement décalé. Dans le cas d'une particule de charge positive, pour un décalage de $+1$ mm suivant Y_{ch} de la chambre MDCIV, l'angle de déviation mesuré sera plus petit. Par conséquent, l'impulsion trouvée sera plus grande. Pour une particule négative, l'effet sera opposé. Pour une particule d'impulsion $p = 1000$ MeV/c émise à $\theta = 20°$, le décalage en impulsion est de l'ordre de 16 MeV/c, soit 1.6%. A la même impulsion mais pour un $\theta = 80°$, le décalage est de 48 MeV/c, soit près de 5%.

Un décalage en X_{ch} aura une influence moins importante sur la détermination de l'impulsion puisque c'est principalement la composante en Y qui détermine l'impulsion. Cependant, cela peut affecter la capacité du logiciel de reconstruction à relier les 2 segments de la trajectoire car les angles φ des 2 segments seront différents. Cela conduit donc à une diminution de l'efficacité de reconstrution. Un tel désalignement entraîne un décalage systématique de l'impulsion.

Un décalage selon l'axe Z_{ch} du repère de la chambre entraîne un décalage qui dépend de l'angle d'incidence ξ de la particule sur le plan de détection par rapport à la normale. Si la particule arrive perpendiculairement à la chambre ($\xi = 0°$), cela n'entraîne pas de décalage de l'angle. Par conséquent, cela ne modifie pas la valeur de l'impulsion. Par contre, quand ξ est différent de 0°, le décalage en position, plus précisément en Y_{ch}, vaut $tan(\xi)$ mm. Pour une particule émise à p et θ fixés, l'impulsion est entachée d'un décalage systématique. Cependant, intégré sur toutes les particules et donc sur une distribution en θ, cela entraîne un élargissement de la distribution en impulsion. Plus précisément, puisque la distribution en angle du laboratoire n'est pas uniforme et que l'intégrale de champ n'est pas symétrique par rapport à $\theta = 45°$, on provoque une asymétrie dans la distribution en impulsion.

Les effets de rotation sont beaucoup plus complexes que les effets de translation. On considère 3 rotations autour des axes X_{ch}, Y_{ch} et Z_{ch}.

Une rotation par rapport à X_{ch} ou Y_{ch} correspond à une modification locale, dépendant des coordonnées de l'impact, de la distance entre les chambres d'un même segment. Cela n'a de l'effet que pour les trajectoires non perpendiculaires. Pour les trajectoires non perpendiculaire, l'effet est opposé pour $y_{ch} < 0$ et les Ainsi, une rotation par rapport à X_{ch} décalera systématiquement les impulsions des particules positives émises à grand angle ($\xi > 0°$) vers de plus petites valeurs tandis que l'effet opposé sera observé pour les petits angles ($\xi < 0°$).

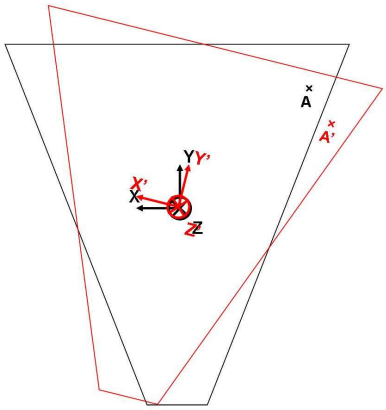


FIG. 5.17 – *Schéma d'une rotation de la chambre autour de l'axe Z_{ch}*

Une rotation autour de l'axe Z_{ch} aura un effet plus compliqué puisqu'elle entraîne un décalage systématique du point d'impact en X_{ch} et en Y_{ch}, comme on le voie sur la figure 5.17. De plus, son amplitude dépend de la distance au point d'impact au centre de rotation.

Décalage des bobines par rapport aux chambres On suppose un décalage des bobines selon l'axe (Oy) du kickplane. L'angle θ utilisé pour la reconstruction est donné par les chambres MDC. On fera une erreur systématique sur la valeur de $\int B.dl$.

Pour pouvoir chiffrer un tel effet, on a paramétrisé la valeur de l'intégrale de champ en $T.m$ par :

$$\int B.dl = \frac{2.1 \times 10^{-4}\theta^3}{1 \ + \ 2.5 \times 10^{-5}\theta^4} \tag{5.13}$$

avec θ en degré.

Par dérivation, on obtient :

$$\frac{d\int Bdl}{d\theta} = \frac{6.3 \times 10^{-4}\theta^2 - 5.25 \times 10^{-9}\theta^6}{(1 + 2.5 \times 10^{-5}\theta^4)^2} \tag{5.14}$$

La figure 5.18 montre la dérivée de l'intégrale de champ en fonction θ.

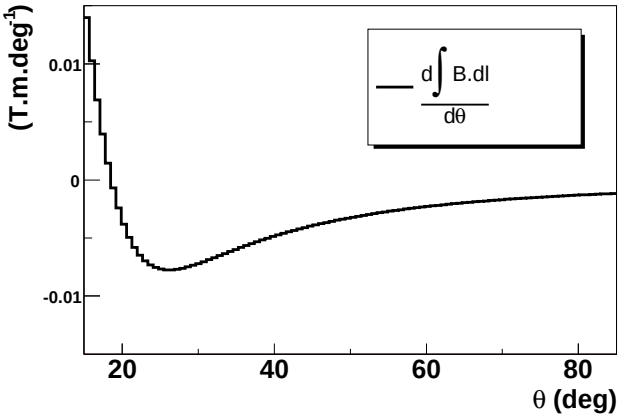


FIG. 5.18 – *Dérivée de l'intégrale de champ en fonction de θ*

Cette figure met en évidence que la variation du champ magnétique est maximale pour les très petits angles $\theta < 15°$ où l'acceptance est nulle et pour les angles compris entre $20° < \theta < 35°$. Dans cette deuxième région, le maximum est obtenu pour $\theta = 26°$. L'effet est nul pour $\theta = 18°$.

Pour $\theta = 26°$, un décalage de $+1mm$ selon l'axe (Oy) du Kickplane, provoque une mauvaise estimation de $\int Bdl$ de $8 \times 10^{-4}\ T.m$. Cela conduit à un décalage systématique de l'impulsion de l'ordre de 2.5‰.

On peut donc considérer que le décalage des bobines par rapport aux chambres est sans effet sur la résolution en impulsion.

Combinaison des différents décalages En principe, l'alignement avec les trajectoires sans champ magnétique et avec les rayonnements cosmiques (*cosmics*), permet d'aligner, en X,Y,Z,α,β,γ, angles de rotation autour des axes X,Y et Z, toutes les chambres. Cependant, cela suppose aucun décalage intrinsèque (au niveau des couches ou des fils, en position ou en angle) et une calibration de l'électronique parfaite. Avant toute détermination de décalages globaux, il faudra s'assurer que tout désalignement à un niveau plus élémentaire a été corrigé au préalable. Sans cela, un alignement gloabl ne sera bon qu'en moyenne sur la chambre et ne fera en aucun cas disparaître les effets de désalignements locaux qui en conséquence détérioreront la résolution.

Estimation de la résolution en position causée par des décalages de fils individuels Dans un but illustratif, nous avons tenté, à partir de simulations, d'estimer la résolution en position sur une chambre MDCIV que l'on aurait si la position des fils était mauvaise. Pour cela, nous avons supposé que de chaque côté où le fil est soudé, le fil pouvait être fixé sur toute la largeur du pavé de soudure de façon aléatoire. Cela signifie que de chaque côté la position de chaque fil présente une distribution carrée de largeur $1.6mm$ autour de la valeur nominale.

Dans ce cadre-là, nous obtenons les résultats de la figure 5.19 où est représentée la différence entre la distance théorique et la distance réelle de la trace à l'anode.

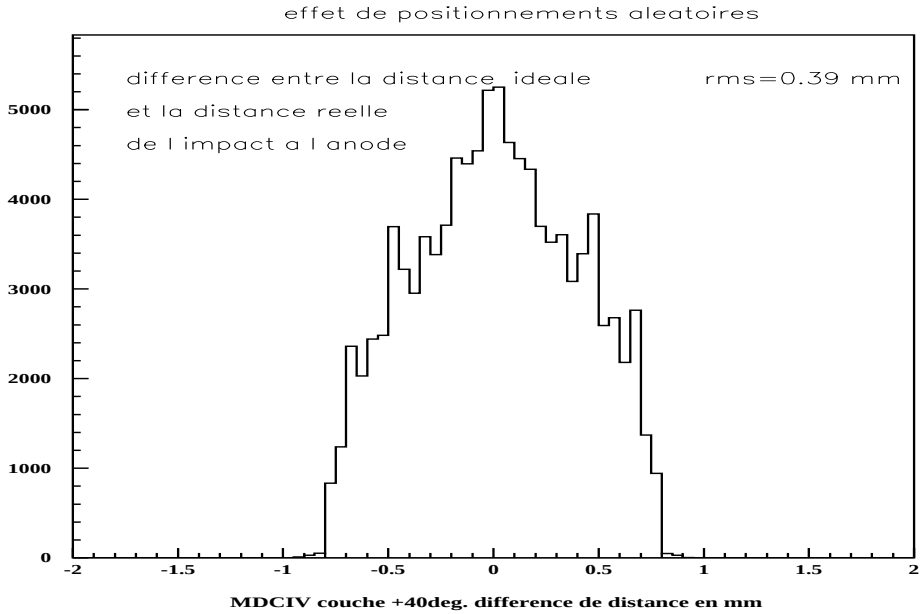


FIG. 5.19 – *Résolution en position obtenue sur une chambre MDCIV au niveau de la couche* $+40°$ *lorsque la position des fils à chaque extrêmité présente une distribution carré de largeur* $1.6mm$.

Le σ de la distribution en position obtenue pour la couche $+40°$ est de 390μ dans la direction perpendiculaire aux fils. Pour les autres couches, on obtient une valeur un peu plus faible à cause de l'angle d'orientation des fils. La résolution en position selon Y_{ch} est en moyenne de 300μ. Cela correspond à environ un facteur 4 au-dessus de la résolution intrinsèque d'une cellule qui est de 80μ mais l'étude réalisée ici maximise grandement l'erreur sur la position des fils.

Si les problèmes de décalage des cellules ne peuvent pas expliquer entièrement la résolution intrinsèque observée, ils y contribuent et il est important de pouvoir les corriger. En supposant un facteur 4 de dégradation de la résolution en position due à la mauvaise position des fils, pour expliquer le facteur 6 de détérioration de la résolution des protons, il faut trouver encore un facteur 5 pour comprendre la résolution réelle.

E - Relation temps codé par le TDC/temps de dérive

Le temps T_{TDC} est la conversion numérique d'une différence de temps entre un t_{start} et un t_{stop}. Comme on l'a vu dans le chapitre 4, pour relier l'information en provenance de l'électronique et le temps de dérive, on utilise la formule

$$t_{drift} = offset - pente \times t_{TDC} - t_{prop} \tag{5.15}$$

où l'offset et la pente de conversion sont déterminés par la procédure d'étalonnage de 1^{er} niveau.

On peut donc calculer une erreur dt sur la mesure du temps de dérive dans la cellule de dérive en suivant la formule suivante :

$$dt^2 = doff^2 + (t_{TDC}.ds)^2 + (s.dt_{TDC})^2 \tag{5.16}$$

où $doff$ est l'erreur sur l'offset, ds l'erreur sur le gain et dt_{TDC} l'erreur sur la détermination du nombre de canaux (dt_{TDC} vaut un demi-canal d'électronique, soit $0.25ns$, bien inférieur aux $2ns$ résultant de la diffusion dans le gaz). On considère l'erreur sur t_{prop} négligeable. En

effet, la vitesse de propagation du signal est très bien connue ($v_p = 0.25m/ns$) et malgré une résolution de la mesure de la position au niveau de la recherche de cluster de l'ordre du mm, cela produit une erreur sur t_{prop} de seulement $5 \times 10^{-3} ns$. $doff$ et ds sont mesurés lors de la procédure de calibration de 1^{er} niveau. Comme on l'a vu dans le chapitre 4, ds est de l'ordre de quelques $10^{-4} ns/cn$, soit de quelques microns tandis que $doff$ est de l'ordre de $4ns$, soit environ 160μ. On peut donc négliger la contribution de l'erreur sur la pente de conversion de l'électronique.

Pour mieux comprendre l'erreur sur l'offset, nous avons réalisé des simulations. Tout d'abord, on rappelle que l'offset s'écrit :

$$Offset = offset_{codeur} + t_{trans} + t_{cable} + t_{elec} + t_{tv} - t_i$$

Pour déterminer cette valeur , on utilise des temps mesurés dans une cellule correspondant à des particules dont le temps de référence $t_{tv} + t_{trans}$ est différent. Pour déterminer l'offset, on moyenne donc sur cette quantité. Nous avons donc réalisé des simulations pour estimer la contribution à l'erreur sur l'offset qui peut être attribuée aux différences de temps de référence (ou temps du trigger).

Cette simulation est réalisée pour les réactions $pp \to pp\pi^+\pi^-$ et $pp \to ppe^+e^-$. Elle tient compte de :

- l'inclinaison des traces : elle varie par rapport à la normale de $\pm 30°$, elle est déterminée au premier ordre par la méthode du Kickplane.
- la relation $x = f(t_{drift})$ déterminée expérimentalement à partir des informations sur les plans $\pm 0°$.

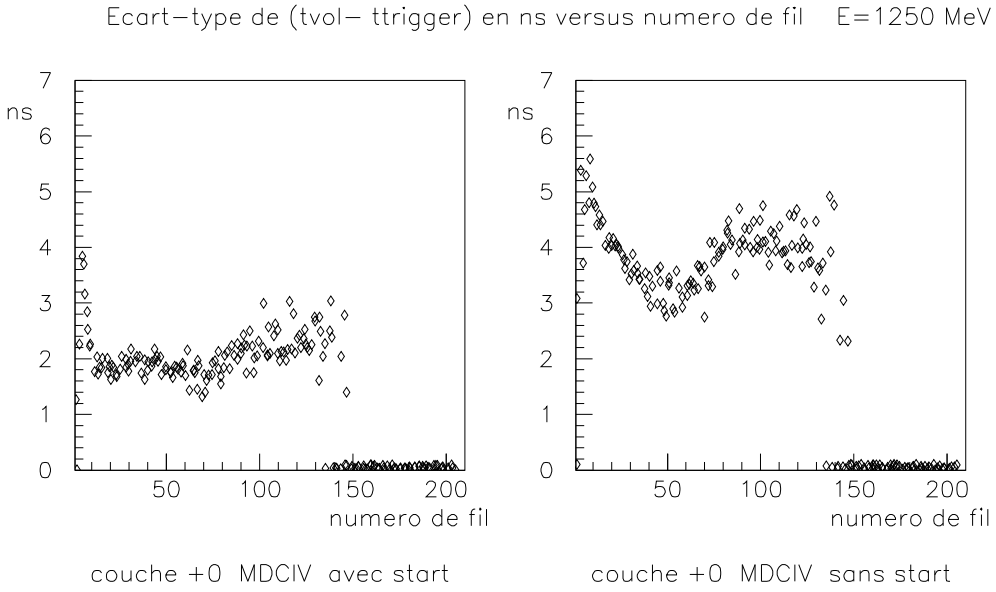


FIG. 5.20 – *Ecart-type de la différence du temps de vol t_i et le temps de référence $t_{tv} + t_{trans}$ données par simulation en fonction du numéro de fil pour une chambre MDCIV avec un détecteur START et sans détecteur START. Les 2 ns de la figure de gauche correspondent aux fluctuations de temps de vol entre la cible et le passage dans la chambre. A droite, la fluctuation correspond au fait que le trigger est donné par la particule la plus rapide d'un événement.*

La figure 5.20 montre la distribution des $t_{tv} + t_{ref}$ pour la chambre MDCIV. Lorsque l'expérience se déroule avec un détecteur START (Fig. de gauche), $t_{ref} = t_0$ et la référence

en temps est la même pour tous les événements. L'écart-type des temps de vol est de $2ns$ et est la même pour tous les numéros de fils. Lorsque l'expérience se déroule sans START, $t_{ref} = t_{tv} + t_{trans}$ et la référence en temps est fonction de l'événement. On obtient dans ce cas un écart-type de $4ns$ en moyenne sur les numéros de fils. On peut donc attribuer seulement $4ns$ à l'erreur sur le temps de vol pour expliquer l'erreur sur l'offset.

De plus, la figure 5.21 montre que l'erreur sur l'Offset est de l'ordre de 4 ns et a une distribution équivalente quelque soit le type d'expérience (avec ou sans le détecteur START). Cela prouve que les fluctuations de temps de vol ne peuvent pas expliquer l'erreur sur l'Offset. Ces 2 effets ne sont pas reliés.

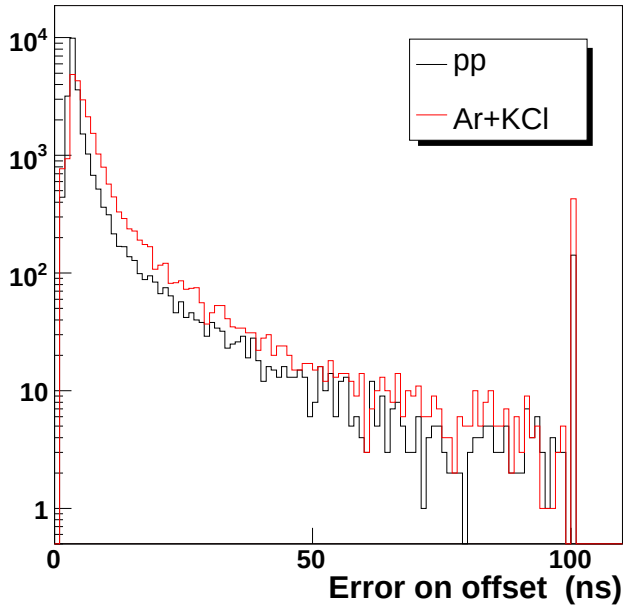


FIG. 5.21 – *Comparaison de l'erreur sur l'offset pour tous les fils de toutes les chambres MDC pour une expérience en pp sans START en noir et pour une expérience en $Ar + KCl$ avec START en rouge.*

Au chapitre 4, nous avons vu que la détermination de l'Offset présente un décalage systématique pour les chambres MDCIV au moins. Cette erreur peut atteindre 10 ns. Si cette erreur systématique est strictement la même pour tous les fils d'un même cluster, le décalage est corrigé lors de la procédure de fit par le paramètre t_{shift} (Eq. 5.1) et, par conséquent, n'a pas d'influence sur la résolution. En revanche, si il s'avère que les décalages systématiques sont différents d'un fil à l'autre, cela dégrade la résolution finale. Si une étude des décalages systématiques est nécessaire pour évaluer l'influence sur la résolution, il est indispensable de développer une méthode qui ne produit pas de décalage systématique.

En conclusion, on peut dire que la méthode de détermination de l'Offset et l'alignement interne des chambres MDC, qu'il faut aligner fil à fil, apparaissent comme les 2 points qu'il faut améliorer pour améliorer la résolution en impulsion. Dans la section suivante, nous présenterons donc quelques méthodes pour cela.

5.3 Contributions et améliorations

5.3.1 Position des chambres et alignement

On a vu que l'un des problèmes principaux pour améliorer la résolution en impulsion est l'amélioration de la connaissance des positions des détecteurs et de leurs composants individuels.

Méthode actuelle d'alignement et performances

La procédure d'alignement des chambres à dérive se déroule en 3 étapes :

- Mesure photométrique des positions des chambres MDC I et II dans l'espace
- Utilisation des données *cosmics* pour aligner les secteurs opposés l'un par rapport à l'autre.
- Données sans champ en provenance de la cible pour aligner les 4 chambres d'un même secteur.

La procédure d'alignement ajuste pour chacune des chambres MDC 6 paramètres, 3 permettant de définir la position du centre physique[2] de la chambre et 3 angles définissant l'orientation de la chambre dans l'espace. Cette méthode permet d'aligner en ϕ à mieux que $0.1°$, et en Z à mieux que 350μ [43].

On suppose alors tous les autres paramètres parfaitement connus. Notamment, on ne modifie pas les paramètres internes des chambres tels que l'épaisseur d'une couche, la distance entre 2 fils de champs ou encore la position relative d'une couche par rapport à une autre.

Suggestions pour l'amélioration de la résolution

Pour obtenir une meilleure connaissance de la position des fils des chambres dans l'espace, il paraît nécessaire de pouvoir ajuster les paramètres internes des chambres.

On définit ainsi les 2 niveaux d'amélioration de l'alignement géométrique :

- alignement relatif des couches dans leur globalité de fils sensibles à l'intérieur des chambres : ajustement d'un paramètre de position par couche et éventuellement d'un angle global. Cela conduit à déterminer $24 \times 6 \times 2 = 288$ paramètres d'alignement supplémentaires.
- alignement individuel des fils sensibles : ajustement de 2 paramètres par fil correspondant à une position et un angle. On peut définir cette position comme l'intersection du fil avec le plan de symétrie médian, par exemple.

Nous allons détailler les 2 méthodes correspondantes dans les paragraphes suivants.

Alignement relatif des couches de fils sensibles L'alignement relatif des couches a pour but de déterminer une position moyenne de l'ensemble des fils d'une couche dans la chambre MDC. En effet, chaque couche résulte d'un tissage indépendant et la position relative entre les couches ne peut être assurée sur de grandes dimensions à mieux que quelques centaines de microns. La position d'une couche est déterminée par le numéro de fil qui passe par le centre physique de la chambre et qui est rentré dans la base de données. La position de tous les fils est alors déterminée en supposant fixe la distance entre 2 anodes. Cette hypothèse a été vérifiée à plusieurs reprises par contrôle du peigne utilisé pour le tissage des chambres. L'écart sur la longueur du peigne, d'environ 1.50 m, est inférieur à 50μ.

Les numéros de fils centraux de toutes les couches présents dans la base de données sont des valeurs théoriques qui viennent des plans de fabrication, exceptés pour 4 chambres MDCIV

2. Point défini par convention comme étant l'endroit de la chambre où les particules issues de la cible passent perpendiculairement pour les données sans champ magnétique

pour lesquelles il y a eu des mesures de décalages relatifs des couches au centre de la chambre par visée optique. La précision sur la mesure des décalages est meilleure que 50μ. Dans le cas des chambres mesurées, le numéro de fil central est alors un nombre décimal. Ces mesures ont montré qu'il pouvait y avoir un décalage jusqu'à 800 μ.

Pour obtenir les décalages du fil central pour les chambres non mesurées, il a été étudié la possibilité de les déterminer à partir des résidus Δt en temps avec :

$$\Delta t = |t_{calc} - t_{mes}| \tag{5.17}$$

t_{calc} est le temps de dérive recalculé après détermination de la position du point d'impact par la procédure de *tracking* et t_{mes} est le temps de dérive mesuré après calibration.

La figure 5.22 shématise un déplacement d'une cellule. On remarque que si une particule passe dans la partie gauche (zone 1) de la cellule, la mesure du temps de dérive (position réelle) sera systématiquement plus petite que le temps de dérive calculé. A l'inverse, lorsque la particule passe dans la zone 2 de la cellule, le temps mesuré sera plus grand que le temps calculé.

On peut écrire :

$$t_{mes}^{droite} = t_{calc}^{droite} + \Delta t \tag{5.18}$$
$$t_{mes}^{gauche} = t_{calc}^{gauche} - \Delta t \tag{5.19}$$
$$\tag{5.20}$$

En supposant une vitesse de dérive moyenne ($\Delta t = \Delta x / v$) dans la cellule, on a donc :

$$\Delta t^{gauche} - \Delta t^{droite} = 2\Delta t = \frac{2\Delta x}{v} \tag{5.21}$$

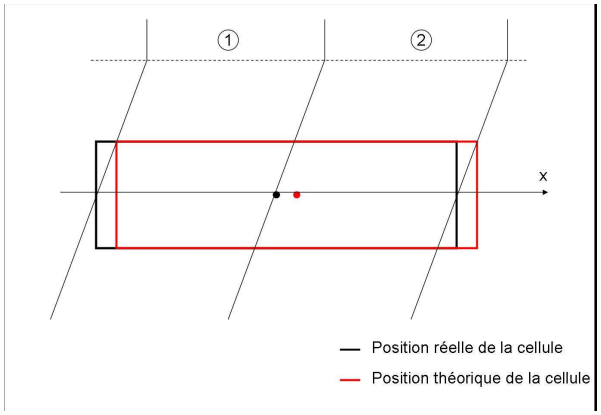


FIG. 5.22 – *Schéma d'un déplacement d'une cellule.*

On regarde donc les résidus, intégrés sur tous les fils de la couche, en séparant la partie droite et la partie gauche de la cellule.

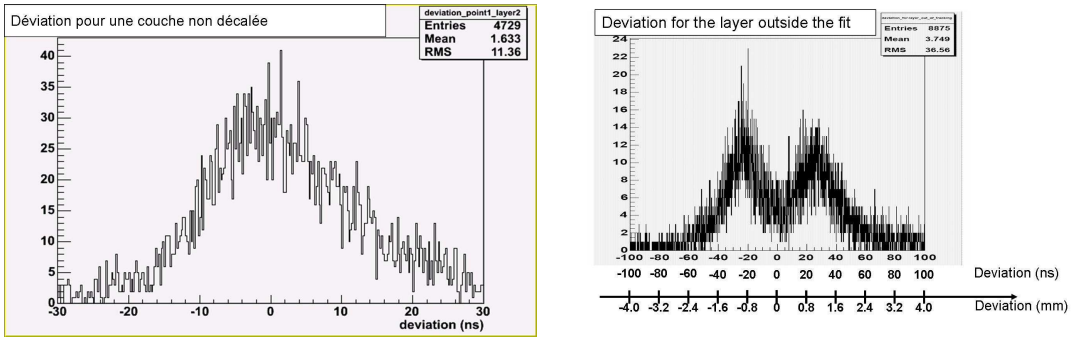


FIG. 5.23 – *Distribution des résidus Δt pour une couche non utilisée dans le fit du segment dans le cas où il n'y a pas de décalage (à gauche) et dans le cas où il y a un décalage de* $1mm$.

Les particules qui passent sur la droite de la cellule, présentent un résidu globalement décalé vers les valeurs positives alors que les particules qui passent sur la gauche présentent un décalage vers les valeurs négatives. De plus, le décalage en temps observé est linéairement relié au décalage géométrique du fil. Pour retrouver directement la valeur du décalage de la couche, nous avons proposé de retirer cette couche de la procédure de *fit* du segment. En effet, la couche va «tirer» la réponse du *fit* vers elle et le Δx sera donc plus faible. En déplaçant artificiellement dans la base de données une couche de $1mm$, on obtient le résultat de la figure 5.23.

Pour déterminer le décalage de la couche, la méthode consiste à :

- Détermination du cluster pour le segment
- Fit du segment sans la couche dont on détermine le décalage
- Calcul à partir de la position du hit et de l'angle du segment des coordonées de la projection du segment sur la couche. Cela permet d'identifier les traces qui sont passées à droite et celles qui sont passées à gauche du fil d'anode.
- Calcul du résidu Δt que l'on rentre soit dans un histogramme pour les particules qui sont passées à droite soit dans un histogramme pour les particules qui sont passées à gauche.
- On détermine la moyenne des 2 histogrammes.

De l'écart entre les moyennes des 2 histogrammes, on peut déduire directement le décalage de la couche, ce qui n'est pas le cas si on utilise cette couche pour la détermination de la trajectoire. Appliquée à la figure 5.23b, la méthode redonne exactement la valeur du décalage artificiel et constitue donc une preuve de la validité de la méthode de détermination directe.

On note que chacun des 2 pics présente une largeur. Cette largeur résulte du fait que l'on intègre sur toute la longueur de tous les fils, moyennant ainsi sur d'éventuels décalages globaux ou locaux des autres couches. La largeur du pic est de 10 ns, soit une résolution sur l'ensemble de la couche, de 400μ.

Une procédure automatique n'utilisant pas cette méthode de suppression de la couche en question, a été mise au point. Etant une méthode itérative, elle permet, sans une mesure directe du décalage, néanmoins de converger et de déterminer des paramètres de translation.

Cette méthode permet de déterminer un paramètre par couche qui correspond à une translation de celle-ci. Les résultats montrent que cela améliore légérement la résolution, améliore le χ^2 du fit de 10% et le nombre de traces reconstruites de 2.5%. Malgré une sensible amélioration, on est encore loin de la résolution intrinsèque d'une cellule de dérive, telle que mesurée avec la méthode des 2 plans à $\pm 0°$.

On voit que l'alignement global des couches ne suffit pas à réduire significativement la résolution, il faudrait dans un premier temps pouvoir déterminer une valeur globale de l'angle d'orientation des fils. Dans un deuxième temps, il faut descendre à un niveau plus local, c'est-à-dire au fil.

Alignement fil à fil La cellule est l'élément de base de la détection dans les chambres MDC. Jusqu'à maintenant, l'alignement était réalisé en supposant que les fils étaient à leurs positions nominales avec un écart relatif entre les fils de 14.000 mm.

Pour atteindre la résolution optimale, il faut connaître la position de chaque fil (=cellule). Cela implique de déterminer une position et un angle pour chaque fil.

Pour cela, 2 procédures sont en cours d'étude :

- Utilisation des mesures de position des fils (seulement pour MDCIV)

- Extension de la méthode des résidus pour l'alignement des fils dans laquel on trace les résidus pour chaque fil d'une couche.

Dans un premier temps, des mesures de position des fils ont été réalisées couche par couche pour les chambres MDCIV. La méthode consiste à mesurer la coordonnée des points d'intersection entre les fils d'anode et un fil tendu le long du cadre. Cette mesure est faite à l'aide d'un mètre à ruban standard, étalonné au préalable à l'aide d'un pied à coulisse à 40μ près. La lecture se fait grâce à l'utilisation d'une caméra CCD et permet de lire avec une précision meilleure que 50μ.

Les 2 extrémités des fils d'anode sont mesurés permettant ainsi de paramétrer complétement la disposition de tous les fils dans l'espace. Les résultats (Fig. 5.24) montrent que les écarts des positions par rapport à leur position théorique présentent un σ de 130μ environ. On note toutefois que des décalages extrêmes, pouvant aller jusqu'à 400μ sont observés. Ils ne représentent cependant que 2 à 3 % des fils environ.

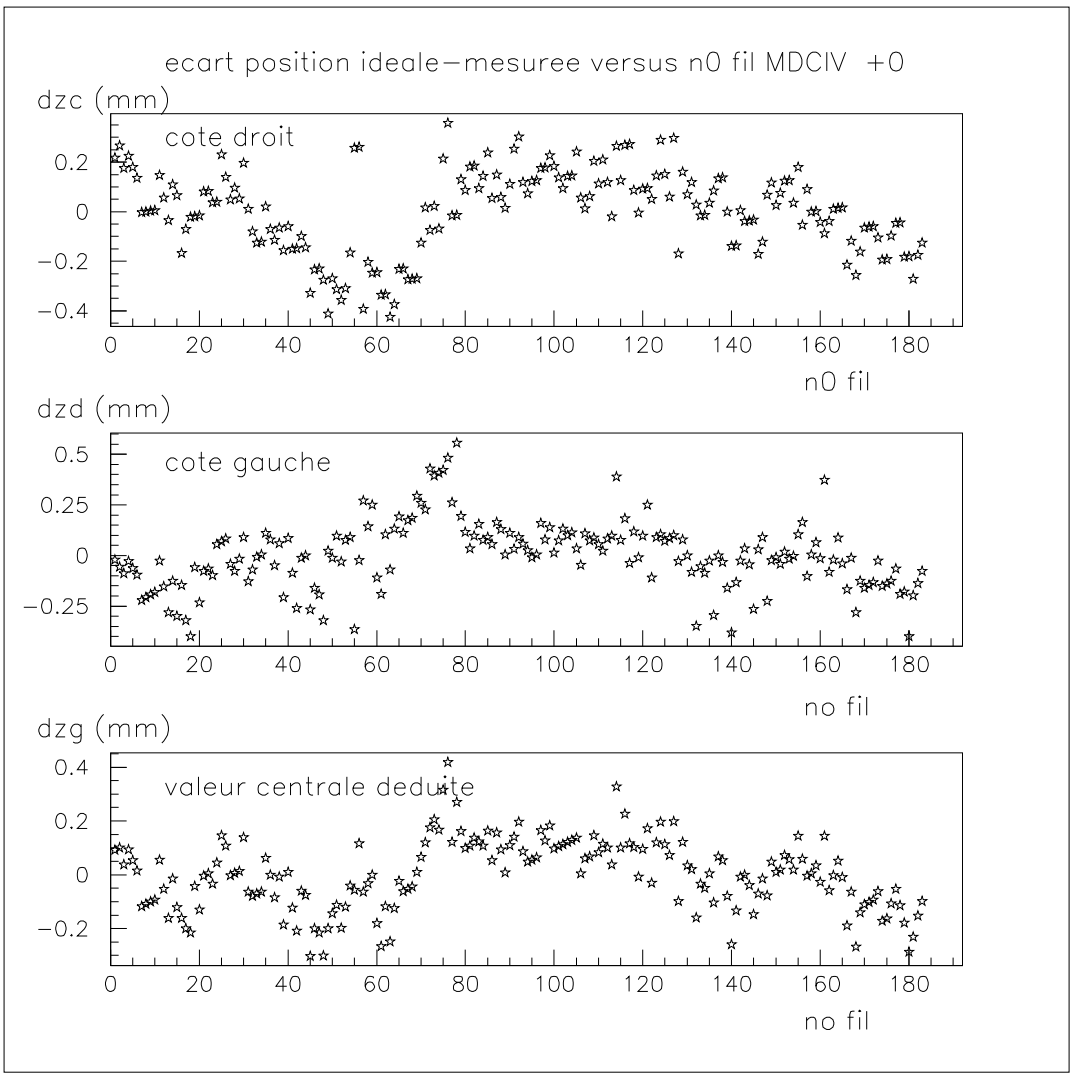


FIG. 5.24 – *Résultats des mesures de position sur une couche −0°. En haut : position mesurée à droite de la chambre- Au milieu : Position mesurée à gauche de la chambre - En bas : Valeur au centre de la chambre déduite à partir des mesures droite et gauche*

Dans un deuxième temps, il a fallu développer une méthode pour déterminer la position de tous les fils, pour les chambres non mesurées. Pour cela, la méthode des résidus est étendue pour mesurer un décalage sur chaque fil. Ceci est développé par O.Pechenova (Uni. Giessen). Le principe de cette méthode est de calculer pour chaque fil le résidu moyen à droite (en bleu) et à gauche (en rouge). On obtient des résultats présentés sur la figure 5.25.

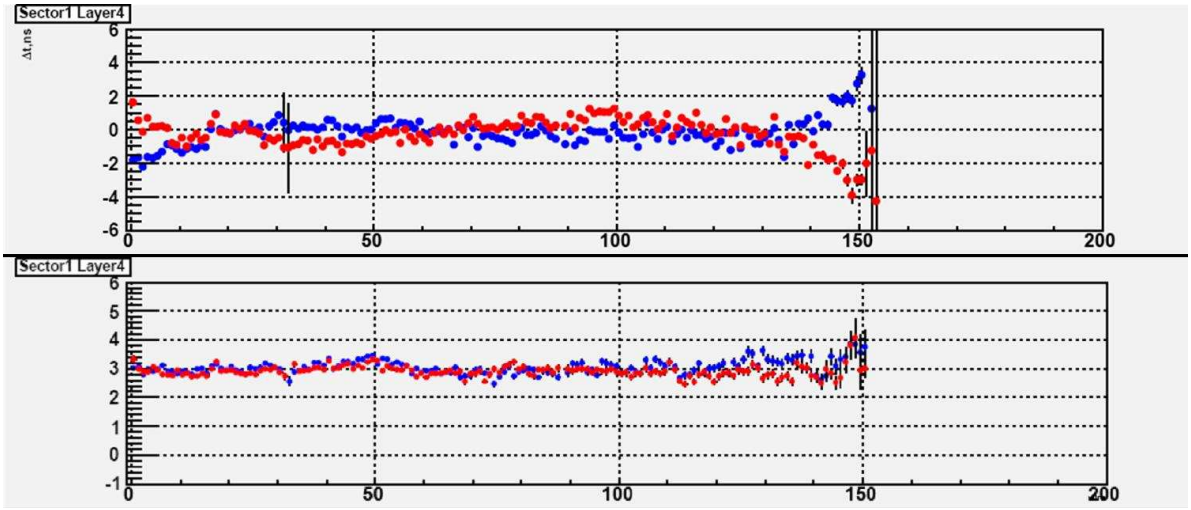


FIG. 5.25 – *Résidus (en haut) et leur largeur (en bas) en ns en focntion du numéro de fil de la couche* $-0°$ *d'une chambre MDCI pour les particules passées à droite (en bleu) et à gauche (en rouge) du fil sensible dans la cellule de dérive.*

L'écart entre les moyennes des résidus à gauche et à droite droite d'une cellule traduit un décalage moyen du fil, mais comme le fil est utilisé pour la reconstruction de la trajectoire, la relation n'est pas directe et il faut procéder par itération pour converger. Cependant, il apparaît très clairement des décalages de fils indivivuels et il convient alors de déterminer un paramètre de position pour ces fils. Notons toutefois que dans cette méthode, on moyenne sur toute la longueur du fil. Il faudrait donc pour vérifier l'angle de celui-ci vérifier que la solution est la même pour plusieurs tranches en φ.

On voit également que le σ des résidus droit et gauche est de l'ordre de 3 ns pour les chambres MDCI mais la résolution augmente jusqu'à $6ns$ pour MDCIV. Cette valeur de $6ns$ peut être comparée à la résolution de $10ns$ que l'on obtient (Fig. 5.23b) lorsque la couche est enlevée de la procédure de reconstruction. Cette différence se comprend bien par le fait que l'on utilise une couche supplémentaire dans le fit.

La méthode nécessite, cependant, des vérifications préalables. Notamment, avant de déterminer les paramètres de position, il faut vérifier les résultats de la calibration. Par exemple, la figure 5.26 montre l'effet qu'a un décalage de la valeur d'Offset sur l'alignement intrinsèque des cellules. Contrairement à un décalage géométrique des fils qui conduit à ne pas avoir les points bleurs sur les points rouges, on observe un décalage simultané des points bleus et des points rouges.

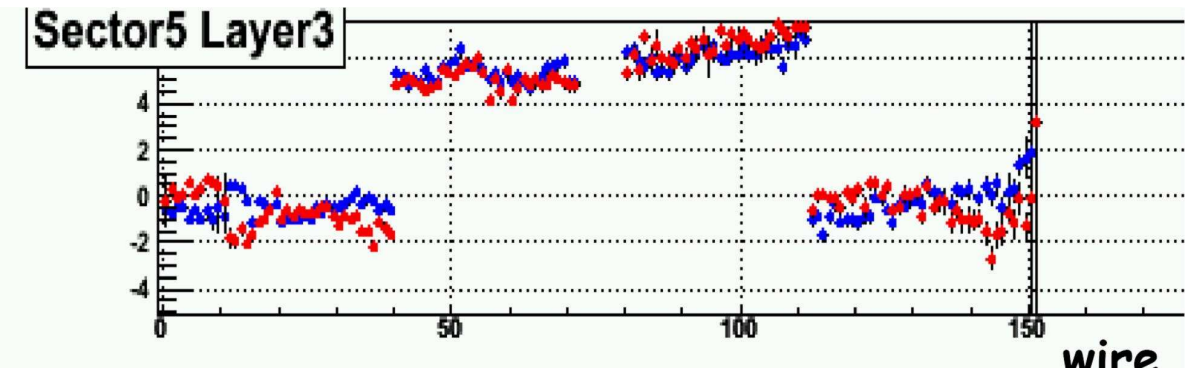


FIG. 5.26 – *Résidus (en haut) pour chaque fil de la couche +0° d'une chambre MDCI pour les particules passées à droite (en bleu) et à gauche (en rouge) du fil sensible dans la cellule de dérive dans le cas où un décalage sur l'offset apparaît pour les fils de 40 à 112 en numéro de fil.*

L'étude des résidus fil à fil a permis également de mettre en évidence des décalages localisés (Fig. 5.27) dus à la construction des chambres. En effet, l'assemblage des fils sensibles sur le cadre de la chambres est réalisé en 2 séries de fils. Entre les 2 séries, il est possible de créer un saut provoquant un décalage global d'une demi-chambre. Un écart entre les résidus de l'ordre de 8 *ns* dans cette méthode correspond à un décalage de 450μ de la position des fils. Cette valeur peut être déterminée seulement de façon itérative, et non directement en regardant l'écart entre les points bleus et rouges, en vérifiant que les valeurs des résidus du 2^e groupe de fils concorde visuellement avec le 1^{er} groupe.

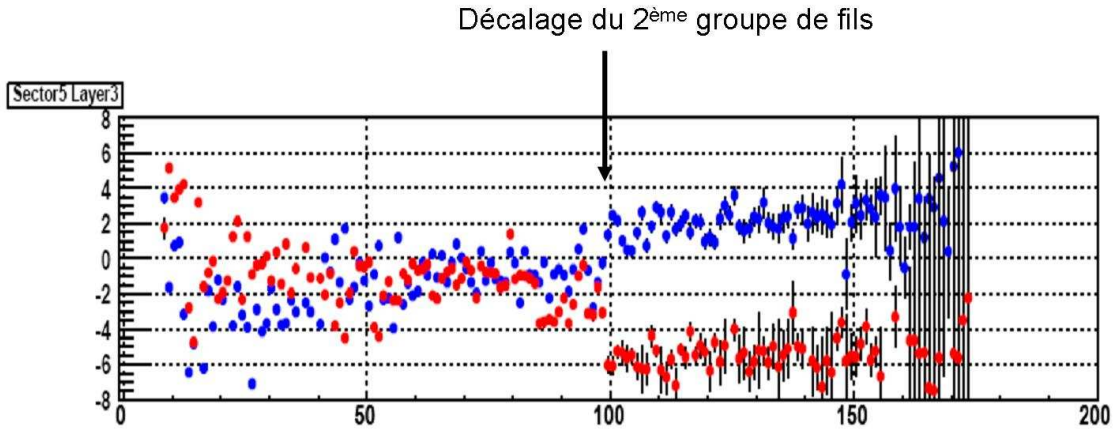


FIG. 5.27 – *Exemple de distribution des résidus en fonction du numéro de fil lorqu'il y a un décalage collectif d'un groupe de fils pour la couche +0° d'une chambre MDCIV*

Pour le moment, la base de données n'est pas conçue pour prendre en compte un paramètre position par fil. Il n'est donc pas possible de tester et de chiffrer l'amélioration sur la qualité de la reconstruction de la trajectoire et sur la résolution en impulsion.

5.3.2 Calibration de 1^{er} niveau : amélioration

On a vu que la détermination de l'Offset donne des décalages systématiques non contrôlés pouvant être une source permettant d'expliquer en partie la résolution. La méthode actuelle est bien adaptée pour MDCI mais il semble nécessaire de développer une méthode pour déterminer les Offsets au moins pour MDCIV. Il s'agirait de fitter le front de montée de la distribution du T_{cal} (intégrée ou non) avec une fonction plus adéquate. Cette étude paraît importante et nécessaire pour diminuer la contribution de l'Offset à la résolution.

Une autre piste pour améliorer la détermination de l'Offset a été développée par K.Teilab [44]. Cette méthode permet de s'affranchir également des problèmes de statistiques rencontrés pour certains fils (notamment ceux en haut des chambres) puisqu'elle n'utilise pas les données. Les fils de champ et les fils de cathode sont alimentés en haute tension. Le principe de la méthode du pulser est d'envoyer un signal pulsé sur les fils de champ. Ce signal va être transmis au fil sensible par couplage capacitif.

Tous les signaux obtenus sur les fils sensibles sont donc ainsi tous corrélés. Après soustraction du temps de propagation du signal de la « boîte » donnant la haute tension au fil sensible, les temps enregistrés par les TDC sont des mesures relatives de l'Offset des fils.

Cette méthode devrait permettre de déterminer la valeur de l'Offset avec un σ de 2 ns [44], ce qui est beaucoup mieux que ce que l'on peut atteindre avec la détermination par les données. En principe, cette méthode devrait pouvoir améliorer sensiblement la résolution.

5.4 Conclusions

Le but de ce chapitre est de mettre en lumière les différentes contributions à la résolution en impulsion du détecteur HADES afin de mieux comprendre et ainsi obtenir dans un but ultime la résolution optimale.

Nous avons donc expliqué la méthode de calcul de la résolution en passant pas l'étape de reconstruction de la trajectoire. Nous avons noté également que la résolution en impulsion optimale est de l'ordre de 2%. Celle-ci est composée de la diffusion multiple et de la résolution spatiale intrinsèque. Cependant, les données montrent que cette résolution est loin d'être atteinte. En effet, les données de diffusion élastique *pp* montrent une résolution de l'ordre de 5% en moyenne et aussi un décalage systématique de la mesure de l'impulsion du même ordre de grandeur. La dégradation est due à la résolution sur la détermination de la position des hits. Il paraît important d'améliorer cette contribution pour à la fois améliorer la qualité de la reconstruction et limiter les traines observées sur les variables cinématiques.

Nous avons donc tenté de lister toutes les contributions à la résolution pour mieux comprendre les données.

Nous avons vu que la résolution optimale était donnée par la diffusion multiple qui domine à petite impulsion et par la résolution spatiale intrinsèque d'une cellule qui est de l'ordre de 80μ. Nous avons, ensuite, noté les différentes imprécisions dans la connaissance de notre détecteur qui pourraient conduire à une dégradation de la résolution.

Nous avons donc mentionné la relation temps de dérive/ distance de dérive. Cette relation est utilisée par le programme et a été déterminée par simulation. Après étude par comparaison avec les données, il s'avère que cette relation est bien maîtrisée et ne peut donc pas être considérée comme une limitation à la résolution.

Ensuite, nous avons évoqué le champ magnétique dont notre connaissance est quasi-parfaite.

On a mis en évidence ensuite que des méconnaissances des positions relatives des chambres MDC pouvaient conduire à détériorer la résolution et ceci de façon variable suivant la position dans la chambre, le type de décalage (translation ou rotation) ou encore le type de réaction étudiée. On a vu également que des décalages des chambres pouvaient entraîner un décalage systématique de la valeur de l'impulsion.

La dernière contribution évaluée est la contribution provenant de la calibration de l'électronique qui convertit un temps codé en nombre de canaux et temps de dérive des électrons dans la cellule. Nous avons établi que l'erreur principale sur la mesure du temps provenait de l'erreur sur l'Offset. Nous avons montré que la méthode de détermination introduisait des décalages systématiques différents non contrôlés.

Après avoir mis en lumière, les 2 contributions principales à la résolution, à savoir l'alignement et la détermination de l'Offset de calibration, nous avons proposé de nouvelles méthodes pour améliorer ces contributions et ainsi se rapprocher de la résolution optimale.

La méthode d'alignement fil à fil n'a pas été encore utilisée. En effet, la définition de la géométrie intrinsèque des chambres dans la base de données ne permet pas de déterminer un paramètre par fil. En effet, si une détermination de paramètres fil à fil n'est pas impossible sur le principe, sa mise en place reste très compliquée, nécessitant une refonte partielle du programme de reconstruction de trajectoires. De même, la méthode de détermination de l'Offset par un signal pulsé a pu être testée mais pour des raisons techniques *Hardware* n'a pas été intégrée pour déterminer l'Offset sur toutes les chambres. Si les problèmes techniques subsistent, il est possible d'améliorer la méthode actuelle de détermination de l'Offset en utilisant des fonctions

pour le fit du spectre plus adaptées.

Chapitre 6

Conclusion

L'expérience HADES est une expérience de deuxième génération pour l'étude des effets de milieu dans la matière dense et chaude. L'outil utilisé est dédié à l'étude en détail, de façon complémentaire aux autres sondes à plus haute énergie (RHIC,LHC), d'éventuelles signatures de la restauration de la symétrie chirale. Pour cela, il est important et nécessaire de comprendre les différents canaux mis en jeu.

Dans cette thèse, nous avons cherché à montrer comment accéder à un canal particulier, la décroissance Dalitz de la résonance Δ. Ce canal est encore aujourd'hui inconnu expérimentalement, mais fait l'objet de nombreux développements théoriques.

Nous avons mis en évidence que nous pouvions avec le détecteur HADES faire un mesure du rapport de branchement de la décroissance $\Delta \rightarrow pe^+e^-$. Cette mesure présente des erreurs statistiques de l'ordre de 2% mais aussi à des erreurs systématiques dont la contribution principale est liée à la soustraction du processus de décroissance Dalitz du π^0. Une maîtrise de la résolution en impulsion de notre détecteur est nécessaire à la fois pour appliquer des coupures cinématiques mais aussi pour pouvoir simuler les distributions en masse manquante des 2 processus contribuant au spectre de masse invariante. Il est donc apparu que la maîtrise de la résolution était une donnée cruciale pour la réussite de cette étude.

Lors de cette étude, nous avons voulu tester la possibilité d'aller plus loin dans la compréhension du phénomène de transition électromagnétique qui a lieu lors de la décroissance Dalitz. Pour cela, l'étude a testé la sensibilité du spectre en masse invariante e^+e^- à un facteur de forme donné par Iachello. Il est apparu que nous ne pourrons pas valider le modèle avec l'expérience HADES qui ne permet l'accès qu'à un intervalle très réduit de valeurs de la masse invariante. Toutefois, la simulation réalisée dans ce travail utilise le logiciel PLUTO qui se place dans une hypothèse simplificatrice de factorisation des sections efficaces. De plus, aucun effet d'interférence n'y est inclus. En conséquence, lors de l'analyse de données, pour pouvoir conclure sur la sensibilité à un modèle, il faudra tenir compte de tous les graphes contribuant éventuellement au spectre et de leurs interférences.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes penchés sur les problèmes de résolution mis en avant par des mesures en diffusion élastique pp. Nous avons ainsi exploré les différentes causes qui dégradent la résolution et les avons chiffrées. Nous avons exclu ainsi certaines causes telles que la connaissance du champ, la relation temps-distance de dérive ou encore la détermination de la pente de conversion de l'electronique.

Nous avons mis en évidence l'importance de l'alignement intrinsèque pour améliorer la résolution en impulsion. Nous avons alors proposé des méthodes pour l'alignement des fils qui ont été reprises par la collaboration, développées par nos collègues de l'Université de Giessen

et appliquées.

Pour obtenir la résolution optimale, il est apparu que l'alignement global d'ensemble de fils (couches ou demi-couches), même s'il est nécessaire, ne suffit pas pour atteindre la résolution que l'on attend avec les chambres à dérive. Pour une meilleure précision, il serait intéressant de déterminer la position des fils à partir de la méthode des résidus. Cela nécessite de vérifier que la statistique en données sans champ magnétique pour cette expérience est suffisante. Mais l'effort sur ce point pourrait s'avérer très positif. Un alignement fil à fil s'avère nécessaire mais il apparaît aujourd'hui compliqué.

En ce qui concerne la calibration, nous avons montré les limitations de la méthode actuelle, basée sur un fit de l'intégrale du spectre en temps de dérive, qui conduit à des décalages systématiques non contrôlés. Il paraît donc nécessaire d'utiliser une nouvelle méthode pour améliorer la calibration, à savoir utiliser une nouvelle fonction pour le fit dans la méthode actuelle ou utiliser la méthode avec un signal pulsé.

En conclusion, les données prises par HADES en réaction pp à 1.25 GeV pourront être analysées dans le cadre de l'étude de la décroissance Dalitz du Δ. Il sera nécessaire de réaliser une étude de la résolution en impulsion à partir des données de diffusion élastique. L'utilisation de ces données, par nature très contrainte cinématiquement reste un passage obligé pour étudier la résolution et y remédier.

Pour la mesure du rapport de branchement, le développement de la modélisation des processus physiques avec le logiciel PLUTO, en cours de réalisation, permettra d'utiliser dans les simulations des paramétrisations plus proches de la réalité. Cela donnera donc des erreurs systématiques plus petites sur le résultat.

Bibliographie

[1] K. Zeitelhack and A. & al. A. Elhardt. The HADES RICH detector. *Nuclear Instruments and Methods*, A, 1999.

[2] Q. Wan and F. Iachello. Baryon form factors in a two-component quark-model. Electromagnetic form factors space and time-like, 2007.

[3] L.P. Kaptari and B. Kämpfer. Di-electron bremsstrahlung in intermediate-energy *pn* and *Dp* collisions. *Nuclear Physics A*, 764:338–370, Jan 2006.

[4] Larousse. *Le petit Larousse Illustré*. Larousse, 2006.

[5] W. Cassing and E.L. Bratkovskaya. Hadronic and electromagnetic probes of hot and dense nuclear matter. *Physics Reports*, 308:65–233, 1999.

[6] S. Klimt & al. Chiral phase transition in the SU(3) Nambu and Jona-Lasinio model . *Physics Lettter B*, 249:386, 1990.

[7] G. E. Brown and Mannque Rho. Scaling effective Lagrangians in a dense medium. *Phys. Rev. Lett.*, 66(21):2720–2723, May 1991.

[8] Tetsuo Hatsuda and Su Houng Lee. QCD sum rules for vector mesons in the nuclear medium. *Phys. Rev. C*, 46(1):R34–R38, Jul 1992.

[9] Particle data group. Review of particle physics. `http://pdg.lbl.gov`, 2006.

[10] G. & al. Agakichiev. Dielectron Production in $^{12}C + ^{12}C$ Collisions at $2A$GeV with the HADES Spectrometer. *Physical Review Letters*, 98:05232, 2007.

[11] G. & al. Agakichiev. Study of dielectron production in $C + C$ collisions at 1 AGeV. *Physics Letter B*, 2008.

[12] E. L. Bratkovskaya and W. Cassing. Dilepton production and off-shell transport dynamics at SIS energies, 2007.

[13] M. Thomere and C. Hartnack & al. Analysis of Dilepton Invariant Mass Spectrum in C+C at 2 and 1 AGeV. *Physical Review C*, 75:064902, 2007.

[14] M.I. Krivoruchenko and A. Faessler. Remarks on Δ radiative and Dalitz decay. *Physical Review D*, 65, 2001.

[15] G. Blanpied and M. & al. Blecher. $N \rightarrow \Delta$ Transition from Simultaneous Measurements of $p(\vec{\gamma},\pi)$ and $p(\vec{\gamma},\gamma)$. *Phys. Rev. Lett.*, 79(22):4337–4340, Dec 1997.

[16] R. Beck and H.P. & al. Krahn. Measurement of the $E2/M1$ Ratio in the $N \rightarrow \Delta$ Transition using the reaction $p(\vec{\gamma},p)\pi^o$. *Phys. Rev. Lett.*, 78(4):606–609, Jan 1997.

[17] R. Beck and H.P. & al. Krahn. Determination of the $E2/M1$ ratio in the $\gamma N \rightarrow \Delta(1232)$ transition from a simultaneous measurement of $p(\vec{\gamma},p)\pi^0$ and $p(\vec{\gamma},\pi^+)n$. *Phys. Rev. C*, 61(3):035204, Feb 2000.

[18] M. Ungaro, P. Stoler, and the CLAS Collaboration. Measurement of the $N \rightarrow \Delta^+(1232)$ Transition at High-Momentum Transfer by π^0 Electroproduction. *Physical Review Letters*, 97(11):112003, 2006.

[19] K. Joo and L. C. & al. Smith. Q^2 Dependence of Quadrupole Strength in the $\gamma^* p \rightarrow \Delta^+(1232) \rightarrow p\pi^0$ Transition. *Phys. Rev. Lett.*, 88(12):122001, Mar 2002.

[20] J. J. Kelly, R. E. Roche, and the Hall A Collaborations. Recoil polarization for delta excitation in pion electroproduction. *Physical Review Letters*, 95(10):102001, 2005.

[21] E. L. Bratkovskaya, W. Cassing, and U. Mosel. Perspectives of e^+e^- production in pp, pd and p Be reactions at SIS energies. *Nuclear Physics A*, 686:568, 2001.

[22] Christian Fuchs and Amand Faessler. Dilepton production in elementary and in heavy ion reactions. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 53, 2004.

[23] E. Berdermann and K. & al. Blasche. The use of CVD-diamond for heavy-ion detection. *Diamond and Related Materials*, 10:1770–1777, 2001.

[24] Jochen Markert. *Untersuchung zum Ansprechverhalten der Vieldraht-Driftkammern niedriger Massenbelegung des HADES Experimentes*. PhD thesis, Universität Frankfurt am Main, 2005.

[25] S. Teis and W. & al. Cassing. Pion-production in heavy-ion collisions at SIS energies. *Z. Phys. A*, 356:421, 1997.

[26] CERN. Mode d'emploi du logiciel ROOT. `http://root.cern.ch`.

[27] CERN. Bibliothèque du CERN. `http://cernlib.cern.ch/cernlib`.

[28] L. David Roper. Evidence for a P_{11} Pion-Nucleon Resonance at 556 MeV. *Phys. Rev. Lett.*, 12(12):340–342, Mar 1964.

[29] E. J. Moniz and Alpar Sevgen. Pauli blocking in the nuclear medium πN transition matrix. *Phys. Rev. C*, 24(1):224–230, Jul 1981.

[30] V. Dmitriev and O. Sushkov. Δ-formation in the ${}^1H({}^3He,{}^3H)\Delta^{++}$ reaction at intermediate energies. *Nuclear Physics A*, 459:503–524, 1986.

[31] C. Ernst and S.A. & al. Bass. Intermediate mass excess of dilepton production in heavy ion collisions at relativistic energies. *Physical Review C*, 58, 1998.

[32] Diana Schumacher, Sascha Vogel, and Marcus Bleicher. Theoretical Analysis of Dilepton Spectra in Heavy Ion Collisions at GSI-FAIR Energies. *Acta Phys.Hung A*, 27:451–458, 2006.

[33] The EDDA collaboration. A precision measurement of pp elastic cross-section at intermediate energies. *The European Physical Journal A*, 22:125–148, 2004.

[34] G. Alexander and O. & al. Benary. Proton-Proton Interactions at 5.5 GeV/c. *Phys. Rev.*, 154(5):1284–1304, Feb 1967.

[35] Eugene Colton and Peter E. & al. Schlein. Reaction $pp \to pp\pi^+\pi^-$ at 6.6 GeV/c. *Phys. Rev. D*, 3(5):1063–1088, Mar 1971.

[36] G. B. Chadwick and G. B. & al. Collins. Inelastic Proton-Proton Scattering at 1.35, 2.1, and 2.9 BeV. *Phys. Rev.*, 128(4):1823–1835, Nov 1962.

[37] S. Huber and J. Aichelin. Production of Δ- and N^*-resonances in the one-boson exchange model. *Nuclear Phusics A*, 573:587–625, Jun 1994.

[38] A. B. Wicklund, M. W. Arenton, and & al. Study of the reaction $p_\uparrow p \to p\pi^+ n$ with polarized beam from 1.18 to 1.98 GeV/c. *Phys. Rev. D*, 35(9):2670–2717, May 1987.

[39] F. Iachello. Structure of the nucleon from electromagnetic form factors. *The European Physical Journal A*, 19:29–34, February 2004.

[40] B. E. Lautrup and J. Smith. Radiative Corrections to Decays with a Dalitz Pair. *Phys. Rev. D*, 3(5):1122–1135, Mar 1971.

[41] Norman M. Kroll and Walter Wada. Internal Pair Production Associated with the Emission of High-Energy Gamma Rays. *Phys. Rev.*, 98(5):1355–1359, Jun 1955.

[42] Jörn Wüstenfeld. *Auslese und Qualitätskontrolle der HADES-Driftkammern*. PhD thesis, Universität Frankfurt am Main, 2005.

[43] A. Schmah. Alignement of the HADES spectrometer, 2006.

[44] Khaled Teilab. Eine neue Methode der Zeiteichung der HADES-Driftkammern. Master's thesis, Universität Frankfurt am Main, 2007.

Résumé

Emilie Morinière

Contribution à l'analyse de réactions de production de dileptons en collision proton-proton avec HADES

L'analyse des résultats les plus récents des spectres de dileptons obtenus en collision d'ions lourds a démontré la nécessité d'une compréhension fine des différents mécanismes élémentaires de production de ces paires e^+e^-. Le dispositif expérimental HADES installé auprès de l'accélérateur de GSI, est bien adapté à ces études. Ainsi, le rapport de branchement de la décroissance Dalitz de la résonance Δ ($\Delta \rightarrow Ne^+e^-$), qui n'a jamais été mesuré, est un des axes principaux de cette thèse. Au-delà de la mesure de ce rapport de branchement, la réaction $pp \rightarrow p\Delta^+ \rightarrow ppe^+e^-$ pourrait aussi permettre de donner des informations sur la structure interne de la résonance et plus particulièrement sur les facteurs de forme de transition électromagnétique $N - \Delta$.

L'analyse des simulations présentée a permis de démontrer la faisabilité de cette expérience en estimant le taux de comptage attendu ainsi que le rapport Signal sur Bruit. Cette analyse a aussi mis en évidence l'importance de la résolution en impulsion du détecteur pour la réussite de l'expérience.

La résolution en impulsion doit donc être étudiée. Dans ce travail, nous avons tenté de mettre en évidence les points importants qui permettraient de comprendre la résolution mesurée actuellement. Ainsi, la calibration qui donne la relation électronique/temps, l'alignement des détecteurs (global, relatif, interne...) ainsi que la méthode de reconstruction de trajectoires ont été étudiés. Nous proposons quelques méthodes permettant d'améliorer ces contributions pour atteindre, à terme, la résolution optimale.

Contribution to the analysis of dileptons production reactions in proton-proton collision with HADES

The most recent analysis of dilepton spectra, produced in heavy ion collisions, have shown the need for a precise knowledge of all dilepton production channels. The experimental HADES facility, installed on the GSI accelerator site, is appropriate for that goal. Thus, the Dalitz decay branching ratio of Δ resonance ($\Delta \rightarrow Ne^+e^-$), which has never been measured, is studied in this work. Moreover, the $pp \rightarrow p\Delta^+ \rightarrow ppe^+e^-$ reaction could allow to provide some information about the internal resonance structure and more precisely, about the electromagnetic transition $N - \Delta$ form factors.

The analysis of simulations shows the feasibility of this experiment, estimates the counting yield as well as the Signal over Background ratio. This analysis shows also the great importance of the momentum resolution of the detector for the success of this experiment.

The momentum resolution must be investigated. In this work, an attempt to find out the most important contributions to the measured resolution is presented. The calibration step, which provides the relation between electronic time and physical time, the detector alignment (global, relative or internal) as well as the tracking method are studied. Some methods for improvement of these different contributions are proposed in order to reach the optimal resolution.