

UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT (Paris 7)
UFR DE PHYSIQUE

ECOLE DOCTORALE : Constituants élémentaires et systèmes complexes

DOCTORAT
Champs, Particules, Matières

Florent ROBINET

**Mesure de la polarisation des gluons dans le nucléon
par la muo-production de mésons charmés à COMPASS**

Thèse dirigée par Jean-Marc LE GOFF
Soutenue le 23 Septembre 2008

JURY

M. Philippe SCHWEMLING, Président
M. Stefano FORTE, Rapporteur
M. Stephan PAUL, Rapporteur
M. Jean-Marc LE GOFF
M. John ELLIS
M. Alain MAGNON
M. Nicolas ALAMANOS

À ma p'tite Leslie.

Remerciements

MES premiers remerciements ne peuvent s'adresser qu'à mon directeur de thèse, Jean-Marc Le Goff. Ses idées brillantes m'ont aiguillé vers un travail de thèse original et passionnant. Il me faut saluer la patience et la disponibilité dont il a fait preuve à mon égard. Mes trois années de thèse ont été semées de doutes et de questions et, grâce à ses connaissances et son expérience, Jean-Marc a toujours su m'éclairer, m'évitant ainsi de me perdre en chemin. Mais ce sont avant tout sa rigueur scientifique et son incroyable sens physique qui m'ont impressionné et j'espère un jour pouvoir égaler de telles qualités.

Je tiens ensuite à remercier sincèrement chacun des membres de mon jury de thèse. Merci à Philippe Schwemling d'avoir accepté de présider mon jury. Il ne s'en souvient peut-être pas mais, lors de mon DEA, j'ai visité les installations du CERN pour la première fois en sa compagnie. Je ne savais pas encore, à cette époque, que j'y passerai une grande partie de ma thèse. Stefano Forte ainsi que Stephan Paul m'ont fait le plaisir d'accepter d'être les rapporteurs de ma thèse. Je leur suis reconnaissant d'avoir porté de l'intérêt à mon travail et d'avoir étudié mon manuscrit avec attention, leur critiques constructives m'ont beaucoup aidé. Je remercie également profondément John Ellis qui a bien souhaité se plonger de nouveau dans l'univers de la physique du spin le temps de ma soutenance. Mes remerciements les plus chaleureux se tournent aussi vers Nicolas Alamanos qui a été le chef du Service de Physique Nucléaire pendant la première moitié de ma thèse. C'est un grand plaisir que de l'avoir vu participer à mon jury. Je ne peux, enfin, oublier Alain Magnon qui a suivi de très près mon travail. Je dois beaucoup mon apprentissage technique à ses talents d'expérimentateur. Il a su me transmettre, parfois avec fougue, l'ingéniosité et la rigueur que requiert une mesure de physique. Grâce à Alain, j'ai pris conscience que la physique ne se limite pas à une analyse de chiffres sur un ordinateur, tout commence sur le terrain.

Michel Garçon, chef du Service de Physique Nucléaire, et Françoise Auger, son adjointe, m'ont accueilli dans leur laboratoire et n'ont eu de cesse de s'assurer que mon travail se déroule dans de bonnes conditions. Je tiens à exprimer ma gratitude à Michel Garçon pour l'intérêt qu'il a porté à mon avenir et pour m'avoir donné confiance. Je remercie particulièrement Françoise Auger car je sais que son aide a été précieuse quant au financement de ma thèse au CEA.

Il me faut saluer toute l'équipe COMPASS de Saclay qui a rendu mon quotidien très agréable me laissant avec de nombreux très bons souvenirs. Je remercie d'abord Fabienne Kunne qui a été l'un des piliers fondamentaux de ces trois années de travail. Elle s'est toujours montrée disponible, ses conseils dans les moments décisifs m'ont beaucoup aidé et ont souvent guidé mes choix. Je lui suis également très reconnaissant d'avoir soutenu mon analyse au sein de la collaboration, l'importance qu'elle a attaché à mon travail m'a sincèrement touché. J'espère que la valeur négative de $\Delta g/g$ obtenue n'aura pas trop déçu

ses efforts !

Que de temps passé dans les entrailles de la DC04 ! Les études de bruit, de blindage et autres coups vicieux de ce détecteur hors-norme n'auraient pas été les mêmes sans la présence de Jacques Marroncle à mes côtés. Son expérience technique m'a été grandement profitable et ce fut un plaisir que de travailler avec lui. Je tiens aussi à remercier Claude Marchand grâce à qui j'ai pu percer les mystères des chambres à dérive. Son sens de l'humour et ses opinions bien tranchées m'ont toujours beaucoup fait rire. Enfin, le travail sur les chambres à dérive n'aurait pas été possible sans l'aide de Michel Chalifour, Didier Pierrepont, Philippe Abbon et Thomas Chaminade.

Je ne peux qu'admirer les talents multiples de Yann Bedfer qui s'est intéressé à tous les aspects de mon travail. Que ce soit sur un plan technique ou sur un point d'analyse, Yann a toujours eu une solution à proposer en réponse à mes obstacles. Ses nombreuses idées, toujours originales et novatrices, m'ont permis d'orienter mon travail vers des sujets passionnants. Compter Damien Neyret parmi ses collègues est une grande chance : je garderai longtemps en mémoire sa sympathie et sa bonne humeur permanente. J'ai pu aussi compter sur ses connaissances encyclopédiques en matière d'informatique pour surmonter tout mes petits soucis quotidiens.

Mes remerciements s'adressent enfin au reste de l'équipe pour tous les petits détails qui font la différence au quotidien : Jacques Ball pour ses explications concernant la cible polarisée, Stéphane Platchkov pour sa gentillesse, Nicole d'Hose pour son amitié et ses conseils avisés, Etienne Burtin pour ses remarques toujours pertinentes sur mon analyse (et pour m'avoir fait découvrir l'Arrabiata !), Oleg Kouznetsov pour nos discussions amicales et Aram Kotzinian pour toujours avoir sous la main l'article que je recherche.

Un grand merci à Stefano Panebianco qui a terminé sa thèse lorsque je débutais la mienne. Il m'a mis le pied à l'étrier et m'a initié aux joies de la physique compassionnelle. Sa porte de bureau, contiguë à la mienne, a toujours été ouverte à mes questions et son soutien a été d'une grande aide tout au long de ces trois années. Je tiens aussi à remercier Sebastien Procureur qui a partagé son bureau avec moi pendant près de deux ans. Je lui adresse d'ailleurs mes excuses si je l'ai ennuyé avec mes nombreuses questions de débutant auxquelles il a répondu avec patience et gentillesse. Je remercie enfin tous les jeunes physicien(ne)s avec qui j'ai eu l'occasion de partager des bons moments : Guillaume Jegou, Ahmed El-Alaoui, Theopisti Dafni, Maxence Vandenbroucke, Mathieu Karamitros et Nour Makke.

Passer trois années au sein de la collaboration COMPASS qui compte près de 250 membres m'a permis de faire la connaissance d'un grand nombre de physiciens de grand talent. Pour commencer par mes collègues du groupe du charme ouvert, je remercie Celso Franco, pour avoir travaillé d'arrache-pied pour sortir le résultat du charme dans les temps, mes compagnons d'analyse Susanne Koblitz et Grzegorz Brona ainsi que tous les physiciens confirmés qui ont contribué au résultat de $\Delta g/g$: Jörg Pretz, Krzysztof Kurek, Eva-Maria Kabuss et Barbara Badelek. Je souhaite ensuite adresser un remerciement spécial à Fulvio Tessarotto et à l'équipe de Trieste avec qui j'ai eu l'occasion de travailler et pour m'avoir fait découvrir les secrets du détecteur RICH. Enfin, merci à Gerhard Mallot, Fabrice Gautheron, Marcin Stolarski, Andrea Bressan et Federica Sozzi.

Je souhaiterais remercier mes collègues du Service de Physique Nucléaire pour leur amitié au quotidien : David Lhuillier, Cedric Simenel, Egle Tomasi, Danielle Coret, Isabelle Richard, Xavier Mougeot et Catherine Sylvestre.

Le soutien de mes proches a été essentiel et je suis fier aujourd'hui de leur montrer que leur aide m'a permis d'accomplir mes projets avec succès. Merci à Alain, Geneviève, Sebastien et Mathieu. Mes dernières pensées se tournent vers mes parents, ma soeurette et ma Leslie : merci d'avoir toujours cru en moi.

Table des matières

Introduction	xiii
1 Le spin du nucléon	1
1.1 La diffusion profondément inélastique polarisée	1
1.1.1 Cinématique	2
1.1.2 Sections efficaces et fonctions de structure	3
1.2 La structure du nucléon	4
1.2.1 Le modèle des partons <i>naïf</i>	4
1.2.2 La structure non polarisée du nucléon	6
1.2.3 La structure polarisée du nucléon	8
1.2.4 La crise du spin	10
1.3 Les gluons dans le nucléon	11
1.3.1 Le modèle des partons amélioré QCD	12
1.3.2 La fonction de distribution non polarisée $g(x, Q^2)$	13
1.3.3 La fonction de distribution polarisée $\Delta g(x, Q^2)$	13
1.3.4 L'anomalie axiale	15
1.3.5 Résumé	16
2 Mesure directe de Δg	17
2.1 Avec une sonde électromagnétique	17
2.1.1 Mesure d'asymétries et de $\Delta g/g$	18
2.1.2 Analyse de la production de hadrons à grande impulsion transverse	21

2.1.3	Analyse du charme ouvert	23
2.2	Avec des collisions proton-proton	26
3	L'expérience COMPASS	29
3.1	Le faisceau de muons polarisés	30
3.1.1	Le faisceau de muons	30
3.1.2	L'impulsion et la polarisation du faisceau	31
3.2	La cible polarisée	33
3.2.1	Polarisation de la cible	34
3.3	Le Spectromètre	37
3.3.1	La mesure des positions	39
3.3.2	La mesure des impulsions	41
3.3.3	L'identification des particules par le RICH	42
3.4	L'acquisition des données	45
3.4.1	Le système de déclenchement	45
3.4.2	Le système d'acquisition des données (DAQ)	47
3.5	Le traitement des données	48
3.6	Etude de la stabilité des données	49
3.6.1	Motivations	49
3.6.2	Groupement de runs	49
3.6.3	La réjection de <i>spills</i>	52
3.7	Les améliorations apportées pour les données 2006	53
3.7.1	Améliorations au niveau de la cible et conséquences	54
3.7.2	Les améliorations du RICH	56
4	Les chambres à dérive de COMPASS	57
4.1	Principe de fonctionnement	57
4.1.1	La configuration géométrique et électrostatique	57
4.1.2	La composition gazeuse	59

4.1.3	L'électronique de lecture	59
4.1.4	La détection d'une particule	60
4.1.5	Ambiguïté gauche-droite	61
4.2	Les chambres à dérive de COMPASS	62
4.2.1	Caractéristiques des stations DC00 et DC01	64
4.2.2	Caractéristiques de la station DC04	67
4.3	Calibration	68
4.3.1	Alignement	68
4.3.2	Sélection des traces	68
4.3.3	Détermination de la relation RT	69
4.3.4	Détermination du T_0	70
4.4	Performances	71
4.4.1	Efficacité de détection	71
4.4.2	Résolution spatiale	73
5	Méthode d'extraction de la polarisation des gluons à partir d'événements de charme ouvert	79
5.1	Sélection des événements	79
5.1.1	Sélection préliminaire	79
5.1.2	Les deux échantillons de mésons charmés : D^0 et D^*	81
5.1.3	Optimisation de la statistique	83
5.1.4	Coupures minimales	86
5.1.5	Statistique finale	91
5.2	Éléments pour calculer $\Delta g/g$	92
5.2.1	Les facteurs expérimentaux : P_μ , P_c et f	93
5.2.2	Détermination du pouvoir d'analyse a_{LL}^{PGF}	93
5.2.3	Paramétrisation multi-variable de R_S	95
5.3	Extraction pondérée de $\Delta g/g$	105
5.3.1	Principe d'une méthode pondérée	106

5.3.2	Validation de la méthode pondérée	107
5.3.3	Extraction de $\Delta g/g$	108
6	Résultats et interprétations	111
6.1	Résultat de la mesure de $\Delta g/g$	111
6.2	Etude des erreurs systématiques	114
6.2.1	Erreur systématique associée aux facteurs expérimentaux	114
6.2.2	Erreur systématique associée à la paramétrisation de a_{LL}	114
6.2.3	Erreur systématique associée à la paramétrisation de R_S	115
6.2.4	Etude des fausses asymétries	118
6.2.5	Bilan de l'étude des erreurs systématiques	121
6.3	Interprétations et discussions	121
6.3.1	Discussions sur la mesure de $\Delta g/g$	121
6.3.2	Le charme intrinsèque	124
6.3.3	Analyse NLO et asymétries de spin	125
6.3.4	Perspectives à COMPASS	128
	Résumé et conclusion	131

Introduction

LES grecs anciens, et en particulier Démocrite, avaient déjà imaginé que la matière devait être discrète et non continue. Ils avaient ainsi postulé l'existence de grains de matière indivisibles qu'ils appelèrent atomes (*atomos*). Depuis Démocrite, l'homme a continuellement cherché à comprendre la structure de la matière. Pendant longtemps la notion d'atome a été débattue sur un plan philosophique jusqu'à l'émergence de la chimie moderne qui a mis en évidence son existence. Depuis lors, l'atome n'a cessé d'être décomposé en niveaux de plus en plus élémentaires et a gagné en complexité. Au début du XX^e siècle, les expériences de physique nucléaire ont montré que le noyau atomique était composé de deux types de nucléons : les protons et les neutrons. Ces particules sont les deux premiers représentants de la famille des hadrons qui s'est enrichie depuis de plus d'une centaine de particules supplémentaires. Le nombre croissant de particules nouvelles qui ont été découvertes fut une forte indication de la possibilité d'une sous-structure encore plus élémentaire. En effet l'introduction des quarks a permis d'unifier le modèle des particules. Les quarks sont au nombre de six et diffèrent par leur saveur : up (*u*), down (*d*), étrange (*s*), charme (*c*), beauté (*b*) et top (*t*). La famille des hadrons est subdivisée en deux catégories : la première regroupe les baryons composés de trois quarks et la seconde les mésons composés de deux quarks.

En première approximation, le nucléon peut être décrit comme étant composé de trois quarks (*uud* pour le proton et *udd* pour le neutron). Chaque quark porte environ un tiers de la masse du nucléon et une fraction de sa charge ($+2/3$ pour *u* et $-1/3$ pour *d*). Ce modèle permet d'expliquer quelques propriétés du nucléon et de classer ce dernier au côté des autres hadrons, un peu à la façon des éléments chimiques dans la table de Mendeleïev. Aujourd'hui, ce modèle a évolué et s'inscrit désormais dans le cadre de la théorie quantique des champs QCD (*Quantum Chromo-Dynamics*). Dans ce contexte, le nucléon est décrit comme un assemblage de quarks, de valence et issus de la mer, liés entre eux par l'interaction forte dont le médiateur est une particule appelée gluon.

Les avancées théoriques dans la description de la structure du nucléon n'auraient pu être possible sans les observations expérimentales. Ces dernières s'appuient principalement sur des réactions de diffusion inélastique qui consistent à utiliser un faisceau de leptons (électrons ou muons) sur une cible de nucléons. L'interaction lepton-nucléon se traduit par l'échange d'un photon qui sert de sonde pour explorer la structure interne du nucléon. Plus l'énergie du photon est grande plus il est capable de résoudre des détails fins. En étudiant

les observables de l'interaction (énergies, angle de diffusion, hadrons produits, etc...), il est possible de déduire des propriétés de la structure du nucléon. Depuis les années soixante, des expériences situées à SLAC, au CERN ou à DESY ont étudié intensivement la structure du nucléon et, grâce à elles, le contenu en quarks et en gluon du nucléon est désormais connu avec une grande précision.

De nos jours, les recherches en physique hadronique s'orientent davantage vers l'étude de la structure en spin du nucléon. En effet, nous savons depuis presque cent ans que le nucléon possède un spin $1/2$. Il est alors assez naturel de se demander comment celui-ci se distribue sur les quarks (spin $1/2$) et les gluons (spin 1). Cette décomposition se traduit par la somme suivante :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_{q,g},$$

où $\Delta\Sigma$ et ΔG correspondent aux contributions des spins des quarks et des gluons. Une contribution des moments orbitaux est également possible et est représentée par $L_{q,g}$. Les modèles prédisent qu'une part importante du spin du nucléon est portée par les quarks mais en 1986, l'expérience EMC au CERN démontra au contraire que celle-ci était en réalité faible. Cette contradiction entre prédiction et observation fut surnommée la "crise du spin" et donna lieu à de multiples articles théoriques tentant de résoudre le désaccord. Aujourd'hui encore la situation n'est toujours pas résolue, c'est pourquoi le défi actuel de la physique hadronique porte sur la mesure de la seconde contribution : ΔG . Les enjeux sont doubles puisque le but est d'abord de déterminer l'importance de la contribution des gluons au spin du nucléon. Ensuite si ΔG s'avère être grand alors la crise du spin pourrait être résolue. En effet les équations de QCD montrent que les gluons pourraient masquer une partie de la contribution des quarks lors de la mesure expérimentale de $\Delta\Sigma$. Une valeur importante de ΔG pourrait alors accorder prédictions et observations et résoudre la crise du spin. Le chapitre 1 de cette thèse s'attache à démontrer la nécessité d'une mesure directe de ΔG . Pour cela, le formalisme de la diffusion inélastique y est introduit et une brève revue de la physique du nucléon et de son spin y est donnée.

Le chapitre 2 est consacré à la mesure expérimentale de ΔG . Cette mesure est difficile car le gluon, n'étant pas électriquement chargé, ne peut être sondé directement par le photon. Cela signifie qu'il faut rechercher des processus d'ordre supérieur, c'est-à-dire des processus ayant une probabilité très faible de se produire. Le processus d'ordre le plus bas où un gluon est sondé s'appelle la fusion photon-gluon (PGF). L'interaction photon-gluon est rendue possible par l'intermédiaire d'un quark et une paire quark/anti-quark est produite dans l'état final. Il existe deux moyens de sélectionner ce type d'événements. Ils consistent à rechercher soit des hadrons à grande impulsion transverse, soit des mésons charmés. Chacune de ces deux méthodes possède ses propres avantages et inconvénients mais elles sont surtout complémentaires. Nous verrons ensuite comment à partir des événements PGF, il est possible d'accéder à la polarisation des gluons dans le nucléon. Ce mémoire est principalement consacré à la deuxième méthode d'analyse et le chapitre 2 en introduira les principes de base.

Le chapitre 3 présente l'expérience COMPASS dont l'objectif principal est de mesurer la polarisation des gluons dans le nucléon. Pour avoir accès à la structure en spin du nucléon il

est nécessaire de mesurer des asymétries de spin ce qui signifie que la sonde et les nucléons doivent être polarisés. L'expérience COMPASS est installée au CERN et utilise un faisceau de muons de 160 GeV diffusant sur une cible de deutérium, tous deux étant polarisés longitudinalement. La recherche de mésons charmés nécessite en particulier une bonne résolution en impulsion et une identification efficace des particules produites. Le spectromètre de COMPASS rassemble ces conditions. Il est constitué de deux étages comprenant chacun un dipôle et des détecteurs de traces. Il est par ailleurs équipé d'un détecteur de type RICH permettant d'identifier les particules chargées. En 2006 le spectromètre de COMPASS a été amélioré sur plusieurs points que le chapitre 3 explicitera.

Le chapitre 4 concerne plus particulièrement les détecteurs de type chambre à dérive qui sont installés dans le spectromètre. Ces détecteurs ont été construits par l'équipe du Service de Physique Nucléaire de l'IRFU¹ afin d'assurer une partie de la détection des traces dans le premier étage du spectromètre. Ces chambres ont été conçues pour assurer à la fois une haute efficacité et une grande résolution spatiale et cela malgré des conditions de prises de données difficiles. En effet ces chambres sont placées dans une région du spectromètre où le flux incident est élevé et où règne un champ magnétique. Précisons qu'en 2006, une chambre à dérive de très grande surface a été construite et installée dans le spectromètre. Il a donc fallu la tester et évaluer ses performances. Le chapitre 4 rassemble donc une description des chambres et de leur fonctionnement ainsi qu'une caractérisation des performances obtenues.

Les chapitres 5 et 6 donnent une description détaillée de l'analyse des données de COMPASS visant à mesurer la polarisation des gluons dans le nucléon. Pour cela, la méthode consistant à reconstruire des événements PGF *via* la production de mésons charmés, est caractérisée par l'absence de bruit de fond physique. De plus, COMPASS est la seule expérience où cette analyse est possible du fait de l'énergie élevée du faisceau dont elle bénéficie. L'obstacle principal est la statistique peu élevée qu'il est possible d'atteindre. Il a donc dû fallu développer des techniques de pondération afin de la maximiser. Le chapitre 6 donne les résultats obtenus et discute de leurs implications.

¹Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers.

Chapitre 1

Le spin du nucléon

LE nucléon possède un spin $1/2$ mais il reste à déterminer comment ce spin se distribue sur les constituants élémentaires du nucléon, à savoir les quarks et les gluons. Notre connaissance de la structure hadronique s'est développée principalement grâce à des expériences de diffusion de leptons sur une cible de nucléons. Les énergies mises en jeu sont de plus en plus grandes, permettant ainsi de révéler une structure de plus en plus fine du nucléon. Ce fut d'abord des expériences dites non polarisées qui ont permis de mesurer la composition en quarks et gluons du nucléon. Plus récemment, à l'aide de techniques de polarisation (faisceau et cible) de plus en plus performantes, c'est la structure en spin qui est étudiée. Ce chapitre a pour objectif de développer le formalisme associé à la physique du nucléon. Nous nous attacherons dans un premier temps à définir les outils utilisés pour sonder le nucléon, puis nous présenterons comment la structure non polarisée et polarisée du nucléon est décrite par le modèle des partons et par QCD. Enfin nous nous intéresserons plus particulièrement au cas des gluons et nous expliquerons leur rôle fondamental dans les mécanismes internes du nucléon.

1.1 La diffusion profondément inélastique polarisée

Lors d'une diffusion profondément inélastique (DIS), un lepton interagit avec un nucléon par l'échange d'un boson virtuel. Le boson échangé permet de sonder la structure interne du nucléon en interagissant avec les quarks qui le composent. Pour le domaine cinématique de COMPASS, la sonde est de nature électromagnétique (l'échange d'un boson W est très peu probable) et son pouvoir de résolution est donné par la virtualité du photon : $Q^2 = -\mathbf{q}^2$, où \mathbf{q} est la quadri-impulsion du photon. Pour avoir accès aux quarks et aux gluons et non au nucléon dans son ensemble, il faut une résolution grande devant l'échelle de QCD ($Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$); c'est en se plaçant dans une telle limite que l'on parle de diffusion *profondément* inélastique.

Si à cette description s'ajoute des états de spin privilégiés pour le nucléon et le lepton,

la diffusion est qualifiée de polarisée. Ce type de réaction est utilisée dans le cas où l'on s'intéresse à la structure en spin du nucléon.

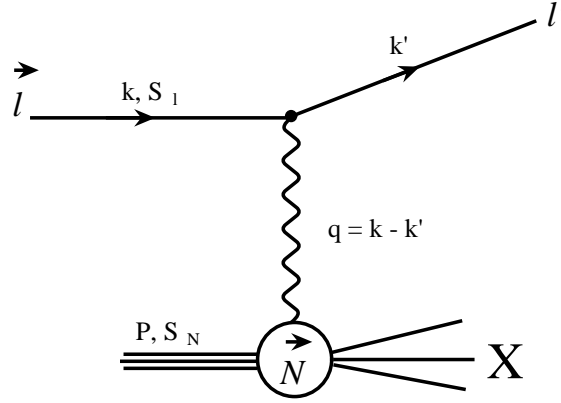


FIG. 1.1: Processus de diffusion inélastique polarisée d'un lepton sur un nucléon à l'ordre 0.

1.1.1 Cinématique

La figure 1.1 montre une vue schématique d'une diffusion profondément inélastique, où \mathbf{k} , \mathbf{k}' et \mathbf{P} sont les quadri-impulsions du lepton incident, du lepton diffusé et du nucléon, ce dernier étant au repos pour une expérience en cible fixe ($\mathbf{P} = (M, 0, 0, 0)$). La quadri-impulsion du lepton incident est donnée par $\mathbf{k} = (E, \vec{k})$, celle du lepton diffusé par $\mathbf{k}' = (E', \vec{k}')$.

Si l'on se place dans le cas d'une **diffusion inclusive** où seul le lepton diffusé est mesuré, les observables sont les énergies E , E' et l'angle de diffusion θ correspondant à l'angle de déviation du lepton après l'interaction. A partir de ces observables on peut définir plusieurs invariants de Lorentz couramment utilisés [1] :

☞ $Q^2 := -\mathbf{q}^2 = -(\mathbf{k}' - \mathbf{k})^2 \stackrel{lab}{=} -2(m^2 - EE' + kk' \cos\theta)$
mesure la virtualité de l'interaction. La limite $Q^2 \rightarrow 0$ correspond à l'émission d'un photon réel.

☞ $y := \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}} \stackrel{lab}{=} \frac{E - E'}{E}$
représente la fraction d'énergie transférée du lepton au nucléon.

☞ $\nu := \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}{M} \stackrel{lab}{=} E - E'$
est la perte d'énergie du lepton.

☞ $x := \frac{Q^2}{2\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}$
est la variable de Bjorken qui possède une interprétation simple dans le modèle des partons (cf. sec. 1.2.1).

$$\Leftrightarrow W^2 := (\mathbf{P} + \mathbf{q})^2$$

est la masse invariante au carré de l'état final hadronique X.

De manière générale, seules deux de ces variables sont indépendantes et suffisent à décrire l'interaction (on choisit souvent x et Q^2). Dans le cas d'une diffusion élastique, où le nucléon reste intact ($W^2 = M^2$ et $x = 1$), Q^2 suffit pour caractériser l'interaction.

Dans le cas polarisé, l'interaction n'est totalement décrite que si l'on ajoute à ces observables les états de spin du nucléon et du lepton incident donnés par les quadri-vecteurs \mathbf{S}_N et \mathbf{S}_l respectivement. L'état de spin du lepton diffusé est omis puisqu'il n'est pas mesuré.

1.1.2 Sections efficaces et fonctions de structure

Le fait que le nucléon ait une structure rend la détermination de la section efficace d'événements inélastiques non triviale. Au contraire, si l'on prend le cas de la diffusion d'un lepton sur un autre lepton ($l1$ et $l2$), la section efficace est entièrement calculable dans le cadre de QED [1] :

$$d\sigma \propto L_{\mu\nu}^{l1} (L^{l2})^{\mu\nu}, \quad (1.1)$$

où $L_{\mu\nu}$ est le tenseur leptonique associé au vertex lepton/photon dont l'expression peut être donnée par un calcul perturbatif au premier ordre¹ où l'on a négligé la masse du lepton devant son énergie :

$$L_{\mu\nu} = 2 \left(k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - g_{\mu\nu} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}') - im \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q^\alpha S_l^\beta \right), \quad (1.2)$$

où ϵ est le tenseur anti-symétrique de Levi-Civita. Si maintenant on remplace le second lepton par un nucléon, l'équation 1.1 peut être généralisée :

$$d\sigma \propto L_{\mu\nu} W^{\mu\nu},$$

où le tenseur hadronique $W^{\mu\nu}$ n'est cette fois pas calculable directement car le nucléon n'est pas une particule ponctuelle. Cependant son expression doit uniquement être composée des variables P_μ , q_μ , $g_{\mu\nu}$, $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ et S_N^μ . A l'aide de considérations de symétries et de conservation des courants, on peut montrer que l'expression la plus générale que l'on puisse donner à $W^{\mu\nu}$ est [2] :

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu} = & -\frac{F_1(x, Q^2)}{M} \left(\frac{q^\mu q^\nu}{2\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}x} + g^{\mu\nu} \right) + \frac{F_2(x, Q^2)}{M\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}} \left(P^\mu + \frac{2}{x}q^\mu \right) \left(P^\nu + \frac{2}{x}q^\nu \right) \\ & + ig_1(x, Q^2) \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \frac{q_\alpha S_{N\beta}}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}} + ig_2(x, Q^2) \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \frac{q_\alpha (\mathbf{P} \cdot \mathbf{q} S_{N\beta} - \mathbf{S}_N \cdot \mathbf{q} P_\beta)}{(\mathbf{P} \cdot \mathbf{q})^2}. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Cette expression fait apparaître **les fonctions de structure** F_1 , F_2 , g_1 et g_2 qui dépendent des deux invariants de Lorentz définis plus haut (x et Q^2 sont le plus couramment utilisés). Les fonctions F_1 et F_2 paramétrisent la partie symétrique du tenseur hadronique et

¹Le premier ordre constitue une très bonne approximation dans la mesure où les ordres suivants sont grandement supprimés par les puissances de la constante de structure fine $\alpha \approx \frac{1}{137}$.

caractérisent la structure non polarisée du nucléon. Les fonctions g_1 et g_2 , quant à elles, décrivent la structure en spin du nucléon.

La mesure de F_1 et F_2 est réalisée par des expériences de diffusions profondément inélastiques où le lepton et le nucléon ne sont pas polarisés. En effet, dans ce cas, la partie anti-symétrique du tenseur W disparaît et c'est en mesurant la section efficace non polarisée σ_{NP} que l'on accède aux deux fonctions F_1 et F_2 :

$$\frac{d^2\sigma_{NP}}{d\Omega dE'} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4} \left(\frac{2F_1(x, Q^2)}{M} \sin^2 \theta/2 + \frac{F_2(x, Q^2)}{\nu} \cos^2 \theta/2 \right).$$

La mesure des fonctions de structure g_1 et g_2 requiert un faisceau de leptons et une cible de nucléons polarisés. On peut faire disparaître les termes dépendant des fonctions F_1 et F_2 en utilisant des différences de sections efficaces pour différentes configurations de spin. On peut par exemple considérer la différence de sections efficaces $\Delta\sigma_{||}$ où les spins du lepton et du nucléon sont parallèles ($\overleftarrow{\Leftarrow}$) et anti-parallèles ($\overrightarrow{\Leftarrow}$) [2] :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Delta\sigma_{||}}{d\Omega dE'} &= \frac{d^2(\sigma^{\overleftarrow{\Leftarrow}} - \sigma^{\overrightarrow{\Leftarrow}})}{d\Omega dE'} \\ &= -\frac{4\alpha^2 E'}{Q^2 E} \left[(E + E' \cos \theta) \frac{2x}{Q^2} g_1(x, Q^2) - \frac{4Mx^2}{Q^2} g_2(x, Q^2) \right]. \end{aligned}$$

La mesure de $\Delta\sigma_{||}$ ne permet d'avoir accès qu'à une combinaison linéaire de g_1 et g_2 . Pour décorréler les deux termes, on peut mesurer une seconde combinaison en considérant le cas où les deux spins sont perpendiculaires ($\overleftarrow{\Uparrow}$ et $\overleftarrow{\Downarrow}$) :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Delta\sigma_{\perp}}{d\Omega dE'} &= \frac{d^2(\sigma^{\overleftarrow{\Uparrow}} - \sigma^{\overleftarrow{\Downarrow}})}{d\Omega dE'} \\ &= -\frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^2 E} \sin \theta \cos \phi \left[\frac{2x}{Q^2} g_1(x, Q^2) + \frac{8EMx^2}{Q^4} g_2(x, Q^2) \right], \end{aligned}$$

où ϕ est l'angle azimutal du lepton sortant. Dans la pratique, g_1 et g_2 sont plutôt déterminés par la mesure d'asymétries de sections efficaces. L'avantage est l'annulation de nombreux facteurs limitant ainsi les erreurs systématiques. De plus, dans le cas d'une mesure où les spins sont parallèles, la contribution de g_2 est sensiblement supprimée par un facteur cinématique si bien que l'asymétrie permet d'obtenir g_1 directement.

1.2 La structure du nucléon

1.2.1 Le modèle des partons *naïf*

Dans le modèle des partons, le nucléon est décrit comme un ensemble de particules ponctuelles de masse nulle et de spin 1/2 appelées quarks. Pour donner une interprétation physique simple des grandeurs définies jusqu'à présent, il est de coutume de se placer dans un référentiel où l'impulsion P du nucléon est infinie ce qui permet de négliger les masses

au repos ainsi que l'impulsion transverse des partons. Ainsi, un parton porte une fraction ξ de l'impulsion \mathbf{P} du nucléon. Si ce parton absorbe le photon de l'interaction son impulsion devient $\xi\mathbf{P} + \mathbf{q}$, sa masse étant toujours nulle, il vient :

$$(\xi\mathbf{P} + \mathbf{q})^2 = 0, \text{ d'où } \xi = \frac{-q^2}{2\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}} = x.$$

Ainsi, dans ce modèle, la variable de Bjorken x représente la fraction d'impulsion du nucléon portée par le parton de l'interaction.

Pour simplifier davantage le modèle, prenons la limite où $Q^2 \rightarrow +\infty$, nous plaçant ainsi dans le régime asymptotique où les quarks sont libres ($\alpha_s \rightarrow 0$). De cette façon, le tenseur hadronique $W^{\mu\nu}$ s'exprime comme la somme décorrélée des contributions de chaque quark ayant deux états de spin possibles ($\pm S_N$) :

$$W^{\mu\nu} = \sum_q e_q^2 \int_0^1 [n_q^+(\xi) \times w_+^{\mu\nu}(\xi)] d\xi + \sum_q e_q^2 \int_0^1 [n_q^-(\xi) \times w_-^{\mu\nu}(\xi)] d\xi, \quad (1.4)$$

où n_q^\pm est la probabilité de trouver un quark de saveur q , d'impulsion $\xi\mathbf{P}$ avec un spin parallèle ($+S_N$) ou anti-parallèle ($-S_N$) au spin du nucléon. Désormais le tenseur hadronique individuel $w_\pm^{\mu\nu}$ peut être calculé à l'instar du cas leptonique puisque les partons sont définis comme étant ponctuels. En reprenant la forme du tenseur de l'équation 1.2 et en intégrant sur l'impulsion du quark sortant qui n'est pas mesurée, on obtient :

$$w_\pm^{\mu\nu}(\xi) = \frac{1}{2\xi M \mathbf{P} \cdot \mathbf{q}} \delta(\xi - x) [2\xi^2 P^\mu P^\nu - \xi \mathbf{P} \cdot \mathbf{q} g^{\mu\nu} + \xi(P^\mu q^\nu + P^\nu q^\mu) + 2im_q \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\alpha s_\beta].$$

Il reste à intégrer cette expression selon l'équation 1.4 en notant que le spin du quark $s_\beta = \pm S_{N\beta}$ et que sa masse $m_q = \xi M$:

$$W^{\mu\nu} = \frac{1}{M} \left[x \frac{P^\mu P^\nu}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}} - \frac{g^{\mu\nu}}{2} + \frac{P^\mu q^\nu + P^\nu q^\mu}{2\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}} \right] \sum_q e_q^2 (n_q^+(x) + n_q^-(x)) + i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \frac{q_\alpha S_{N\beta}}{2\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}} \sum_q e_q^2 (n_q^+(x) - n_q^-(x)). \quad (1.5)$$

$$(1.6)$$

Nous remarquons que nous retrouvons les termes de l'équation 1.3 qu'il suffit alors d'identifier :

$$\begin{aligned} F_1(x) &= \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 (n_q^+(x) + n_q^-(x)), \\ F_2(x) &= x \sum_q e_q^2 (n_q^+(x) + n_q^-(x)), \\ g_1(x) &= \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 (n_q^+(x) - n_q^-(x)), \\ g_2(x) &= 0. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Le modèle des partons fait apparaître deux nouvelles fonctions dont le rôle est important :

$$\begin{aligned} q(x) &:= n_q^+(x) + n_q^-(x) \text{ et} \\ \Delta q(x) &:= n_q^+(x) - n_q^-(x), \end{aligned} \tag{1.8}$$

appelée **Fonctions de Distribution de Partons** (PDF). La PDF $q(x)$ représente le nombre de quarks de saveur q portant une fraction d'impulsion x . Pour le cas polarisé, $\Delta q(x)$ mesure la différence entre le nombre de quarks dont le spin est parallèle à celui du nucléon et le nombre de quarks dont le spin lui est anti-parallèle. On définit également le premier moment $\Delta q = \int_0^1 \Delta q(x) dx$ donnant la contribution totale des spins des quarks de saveur q au spin du nucléon. Notons bien que ces fonctions existent indépendamment du modèle des partons et qu'elles sont d'une importance capitale dans toutes descriptions du nucléon.

1.2.2 La structure non polarisée du nucléon

Dans le modèle des partons, les fonctions de structure apparaissent comme étant indépendantes de la variable Q^2 , effet que l'on nomme *invariance d'échelle*. Expérimentalement, cela se traduit par le fait que la dépendance des fonctions de structure avec Q^2 doit être de moins en moins marquée au fur et à mesure que l'on augmente le pouvoir de résolution de la sonde. Ce fait fut effectivement observé dans les années 60 à SLAC donnant ainsi raison aux prédictions de Bjorken [3] et de son modèle.

Une autre conséquence remarquable du modèle des partons est la relation simple reliant les fonctions F_1 et F_2 :

$$F_2(x) = 2xF_1(x).$$

Cette relation, dite de Callan-Gross, a été vérifiée expérimentalement montrant que les partons avaient un spin 1/2. Cela a permis de donner du poids au modèle des partons et de généraliser son utilisation dans les descriptions des quarks de QCD.

De nos jours, la fonction F_2 est bien déterminée sur une grande région en x et Q^2 , particulièrement grâce aux mesures effectuées à DESY par les expériences H1 et ZEUS [4] (cf. fig. 1.2). L'invariance d'échelle est bien mise en évidence pour des x intermédiaires mais elle est de moins en moins vraie à mesure que x diminue ou à très grand x . On parle alors de violation de l'invariance d'échelle. Le modèle des partons n'est pas en mesure de décrire ces observations. Afin de tenir compte de la dépendance en Q^2 , il faut se placer dans le cadre de QCD dans lequel les gluons permettent d'expliquer cet effet. Nous en reparlerons à la partie 1.3.1.

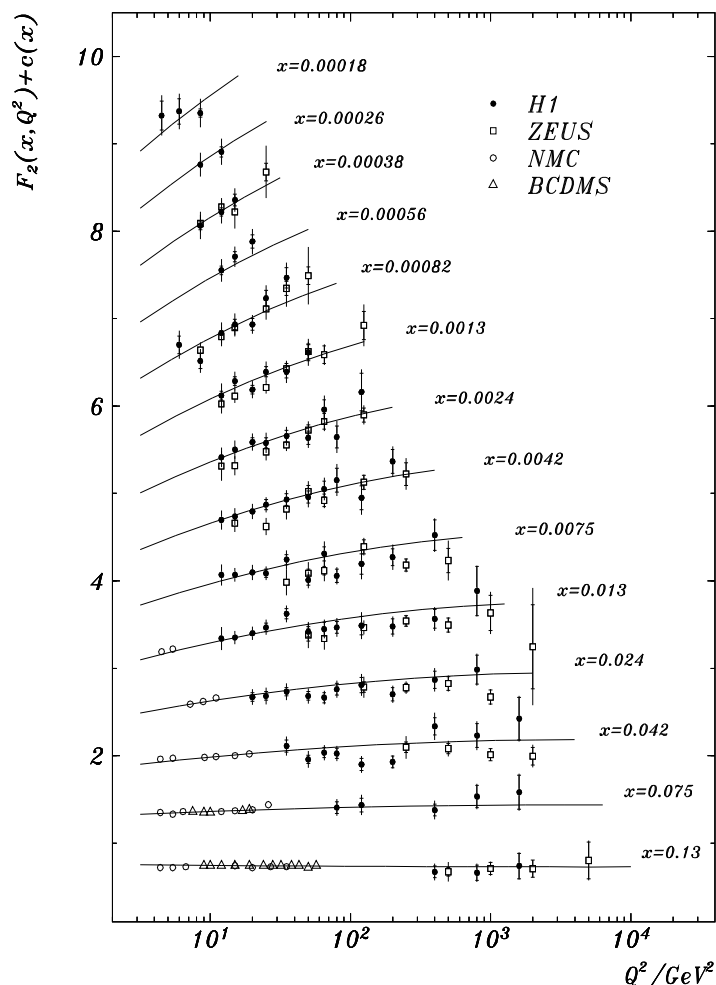


FIG. 1.2: Mesures expérimentales de la fonction de structure F_2 du proton en fonction de x et Q^2 [4].

Une seconde observation montre que la description du nucléon par le modèle des partons est insuffisante. L'impulsion totale P du nucléon doit se distribuer sur l'ensemble des partons qui le composent soit :

$$P = \int_0^1 dx \sum_q q(x)xP, \text{ et donc } 1 = \int_0^1 dx \sum_q q(x)x.$$

Ainsi, dans le modèle des partons, en utilisant l'intégrale de F_2 ($= x \sum_q e_q^2 q(x)$) pour le proton et le neutron, il devrait être possible de reconstruire la totalité de l'impulsion du nucléon. Or les mesures montrent que seule la moitié de l'impulsion peut être expliquée par le modèle des partons, le gluon étant le candidat évident pour combler ce manque.

De nos jours, la structure non polarisée du nucléon est relativement bien connue. Plusieurs collaborations ajustent des paramétrisations de PDF sur les données mondiales (celle de

F_2 étant les principales) et ceci pour chacune des saveurs de quarks. A titre d'exemple, nous montrons ce qu'obtient la collaboration CTEQ [5] dans sa version 6 sur la figure 1.3. Les PDF des quarks de valence u et d sont données avec une précision de l'ordre de 3-8% alors que pour les anti-quarks issus de la mer, $\bar{u}\bar{d}\bar{s}$, la précision est moindre (10-20%).

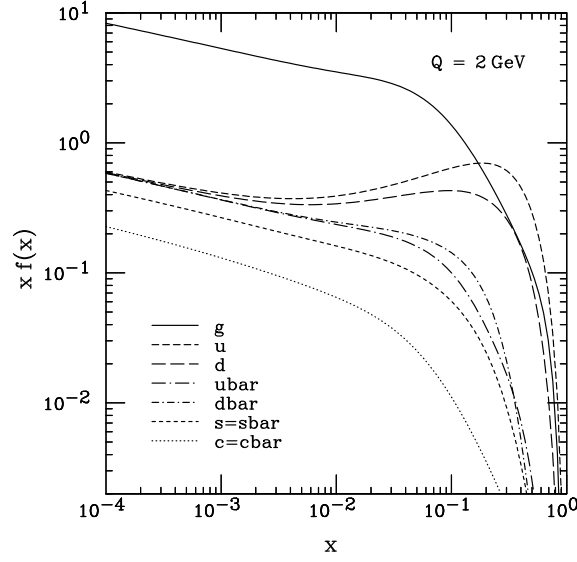


FIG. 1.3: PDF paramétrisées par la collaboration CTEQ (figure extraite de [5]). Sur cette figure, $f(x)$ correspond à la notation $q(x)$ que nous avons adoptée.

1.2.3 La structure polarisée du nucléon

Dans le cas polarisé, la fonction de structure g_1 se révèle très intéressante car, comme nous l'avons vu dans le modèle des partons, elle permet d'obtenir des informations sur les PDF polarisées $\Delta q(x)$. La théorie QCD ne permet pas d'établir des prédictions sur $g_1(x)$ mais plutôt sur son premier moment Γ_1 défini comme :

$$\Gamma_1 = \int_0^1 g_1(x) dx. \quad (1.9)$$

C'est en se plaçant dans le cadre de l'*Operator Product Expansion* (OPE) [6] que l'on parvient, à partir de QCD, à démontrer des règles de somme faisant intervenir les fonctions de structures. Ainsi, le premier moment de g_1 peut s'exprimer comme le produit de coefficients de Wilson et d'éléments de matrices des courants axiaux vérifiant $MS_N^\mu a_q = \langle \mathbf{P}, \mathbf{S}_N | J_{5\mu}^q | \mathbf{P}, \mathbf{S}_N \rangle$, les courants $J_{5\mu}^q$ étant donnés par :

$$J_{5\mu}^q = \bar{\psi} \frac{\lambda_q}{2} \gamma_\mu \gamma_5 \psi, \quad (1.10)$$

où λ_q sont les matrices de Gell-Mann et $\psi = (\psi_u, \psi_d, \psi_s)$ est un vecteur de l'espace des saveurs. En changeant de base, il est possible de diagonaliser simultanément trois matrices

λ_q , nous les noterons alors λ_0 (=matrice unité), λ_3 et λ_8 , et dans ce cas, les éléments de matrices a_q se transforment selon :

$$\begin{cases} a_0 = a_u + a_d + a_s \\ a_3 = a_u - a_d \\ a_8 = \frac{1}{\sqrt{3}}(a_u + a_d - 2a_s). \end{cases} \quad (1.11)$$

En supposant $Q^2 \gg M^2$ et en se plaçant à l'ordre 0 en α_s , le formalisme de l'OPE permet d'écrire le premier moment de g_1 à l'aide des éléments de matrices a_q :

$$\Gamma_1 = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 a_q, \quad (1.12)$$

qui, en se plaçant dans la base définie ci-dessus, devient pour le proton (+) et le neutron (-) :

$$\Gamma_1^{p,n} = \frac{1}{12} \left(\frac{4}{3} a_0 \pm a_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} a_8 \right). \quad (1.13)$$

Il est important de souligner que cette expression n'est issue que de la théorie QCD et est donc indépendante de tous modèles. Nous nous sommes toutefois placés à l'ordre 0 de la théorie mais une forme plus générale existe aux ordres supérieurs et qui dépend alors de Q^2 .

En supposant la symétrie d'isospin, a_3 peut s'exprimer simplement à l'aide des constantes de couplage axiale et vecteur g_A et g_V , mesurées en étudiant la désintégration du neutron :

$$a_3 = 6(\Gamma_1^p - \Gamma_1^n) = \left| \frac{g_A}{g_V} \right| = 1,257 \pm 0,003.$$

De la même manière, la désintégration des hyperons contenant un quark s permet d'obtenir a_8 , en supposant la symétrie SU(3) de saveur :

$$a_8 = 0,346 \pm 0,017. \quad (1.14)$$

Les valeurs de a_3 et a_8 , sont tirées de [2]. Finalement, connaissant a_3 et a_8 , la mesure de g_1 et de son premier moment, permet de déterminer le dernier élément a_0 comme l'indique l'équation 1.13.

Les premières données expérimentales sur g_1 furent obtenues à SLAC en 1978 grâce à un faisceau d'électrons. Mais l'énergie du faisceau ne permettait d'explorer qu'une région cinématique où x est élevé. C'est en 1988 que les observations de l'expérience EMC au CERN ont permis d'interpréter la structure en spin du nucléon. Avec un faisceau de muons de 200 GeV, g_1 a pu être mesuré à de petits x , permettant ainsi de calculer l'intégrale Γ_1 (cf. eq. 1.9). En associant les mesures de SLAC à celles de EMC, la valeur obtenue était de [7] :

$$\Gamma_1(\langle Q^2 \rangle = 10,7 \text{ GeV}^2) = 0,128 \pm 0,013(\text{stat.}) \pm 0,019(\text{syst.}). \quad (1.15)$$

Plus récemment, l'expérience COMPASS a mesuré Γ_1 beaucoup plus précisément grâce à un ajustement QCD [8] (nous en reparlerons à la section 1.3.3) :

$$\Gamma_1(\langle Q^2 \rangle = 3 \text{ GeV}^2) = 0,050 \pm 0,003(\text{stat.}) \pm 0,003(\text{évol.}) \pm 0,005(\text{syst.}).$$

Ces mesures ont bouleversé la vision du nucléon que l'on se faisait à cette époque à tel point que ces résultats ont donné lieu à ce qu'on appelle la "crise du spin".

1.2.4 La crise du spin

Le proton n'est pas une particule élémentaire. Le modèle le plus simple pour décrire sa structure est de le considérer comme l'assemblage de trois quarks uud , on parle alors de modèle des quarks constituants. Chaque quark est caractérisé par un spin de valeur $1/2$ et les quarks sont organisés de façon à donner un spin total de $1/2$ au proton. Soit $\Delta\Sigma$ la contribution des quarks au spin du proton, autrement dit $\Delta\Sigma$ mesure la différence entre le nombre de quark dont le spin est aligné sur celui du proton et le nombre de quark dont le spin est anti-aligné. On a alors :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma,$$

soit $\Delta\Sigma = 1$. Ce modèle est beaucoup trop simpliste pour être réaliste. Il est possible de l'améliorer en tenant compte, par exemple, du mouvement des quarks dans le nucléon à travers des corrections relativistes. Dans ce cas, les moments orbitaux des quarks, L_q , peuvent également contribuer au spin du nucléon. La relation précédente devient :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + L_q.$$

Avec ce modèle, les quarks sont décrits à l'aide de spineurs de Dirac et on peut montrer que les moments orbitaux contribuent pour environ un quart, soit $\Delta\Sigma \approx 0,75$.

Enfin le modèle des partons, présenté à la partie 1.2.1, permet de décrire la structure en spin du nucléon de manière plus élaborée. Ce modèle permet de donner une interprétation à la fonction de structure g_1 et à son premier moment Γ_1 . En effet, en introduisant l'expression de g_1 du modèle des partons (eq. 1.7) dans la définition de Γ_1 (eq. 1.9) et en utilisant l'équation 1.12, nous obtenons :

$$\frac{1}{2} \sum_q e_q^2 a_q = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \int_0^1 \Delta q(x) dx,$$

soit $a_q = \Delta q = \int_0^1 \Delta q(x) dx$. La quantité Δq compte la différence entre le nombre total de quarks (et d'anti-quarks) de saveur q de même hélicité que le proton et d'hélicité opposée. Par conséquent on a :

$$\Delta\Sigma = \sum_q \Delta q = a_0.$$

Une dernière prédiction de $\Delta\Sigma$, due à Ellis et Jaffe [9], est possible en se plaçant dans l'espace des saveurs de $SU(3)$ et en invoquant l'hypothèse que les quarks étrange ne contribuent pas au spin du nucléon, $\Delta s = a_s \approx 0$. Cette hypothèse semble assez naturelle puisque, dans le nucléon, les quarks s sont principalement issus de la mer et sont donc produits sous la forme d'une paire $s\bar{s}$ globalement non polarisée. Le système d'équations 1.11 devient alors :

$$\begin{cases} a_0 = a_u + a_d \\ a_3 = a_u - a_d \\ a_8 = \frac{1}{\sqrt{3}}(a_u + a_d). \end{cases}$$

Ce système implique que $a_0 = \sqrt{3}a_8 \approx 0,6$ compte tenu de la valeur expérimentale de a_8 (cf. eq. 1.14). Ainsi, la contribution du spin des quarks au spin du nucléon dans le modèle d'Ellis-Jaffe vaut :

$$\Delta\Sigma = 0,6.$$

Les différents modèles que nous venons de voir, montrent que le spin des quarks contribue de façon importante au spin du nucléon. L'expérience démontra cependant le contraire car, comme nous l'avons expliqué à la partie 1.2.3, la mesure de g_1 et de son premier moment permettent la détermination de a_0 et donc de $\Delta\Sigma$. La mesure de Γ_1 par l'expérience EMC (eq. 1.15) combinée avec celle de a_3 et a_8 donne :

$$a_0 = 0,06 \pm 0,12(\text{stat.}) \pm 0,17(\text{syst.}).$$

Des mesures plus récentes situent la valeur de a_0 entre 0,2 et 0,3. Cela reste en nette contradiction avec les prédictions existantes. L'hypothèse d'Ellis et Jaffe, $\Delta s \approx 0$, n'est peut être pas légitime et pourrait être responsable du désaccord entre les prédictions et les mesures. En effet, sans cette hypothèse, $a_0 = \sqrt{3}a_8 + 3\Delta s$ et une polarisation fortement négative des quarks étranges permettrait d'obtenir une valeur de a_0 faible. Malgré les mesures expérimentales récentes [10] de Δs , il est encore difficile d'estimer à quel point l'hypothèse d'Ellis et Jaffe est incorrecte.

A la fin de la partie 1.2.2, nous étions arrivés à la conclusion que les gluons jouaient un rôle important dans la structure non polarisée du nucléon. A la vue des résultats présentés dans cette partie, il se peut également que les gluons aient une contribution majeure à la structure polarisée du nucléon. En notant ΔG cette contribution, on peut décomposer le spin du nucléon en :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g, \tag{1.16}$$

où on a également tenu compte du moment orbital, L_g , des gluons. Après $\Delta\Sigma$, la physique hadronique actuelle se penche sur la mesure de ΔG afin de déterminer l'importance du rôle des gluons dans la structure en spin du nucléon.

1.3 Les gluons dans le nucléon

Nous avons, pour l'instant, très peu parlé des gluons mais nous avons montré que la description de la structure du nucléon ne peut être complète sans leur présence. Dans le

modèle des partons naïf présenté à la section 1.2.1, l'hypothèse $Q^2 \rightarrow +\infty$ impliquait que les quarks étaient libres. Sans cette hypothèse, il est nécessaire de se placer dans la théorie QCD qui décrit les interactions entre quarks par échange de gluons. La force de l'interaction est donnée par la constante de couplage α_s qui dépend de Q^2 . Lorsque Q^2 est très grand, α_s tend vers 0 et on parle de liberté asymptotique des quarks (utilisée par le modèle des partons). Par contre, si $Q^2 < M^2$ alors α_s est très grand et les quarks sont fortement liés entre eux, on parle alors de confinement. Il s'agit là d'une particularité de l'interaction forte car dans la théorie de l'électromagnétisme, par exemple, la constante de structure fine demeure très faible ($\sim 1/137$) sur une grande gamme en énergie, ce qui permet un développement perturbatif des processus physiques. Toutefois, en définissant une **échelle dure** du type $Q^2 \gg M^2$, on peut montrer qu'un processus hadronique peut être factorisé en une partie perturbative et une partie non perturbative décrite à l'aide des PDF (cf. fig. 1.4). Ainsi, les expériences de diffusions profondément inélastiques, permettent de se placer dans un cadre où les traitements perturbatifs sont autorisés.

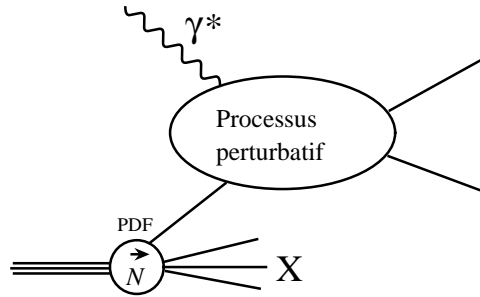


FIG. 1.4: En présence d'une échelle dure, $Q^2 \gg M^2$ par exemple, la section efficace d'une interaction du photon virtuel avec un parton du nucléon est factorisable en un terme calculable perturbativement et un terme non perturbatif paramétré par la PDF du parton.

1.3.1 Le modèle des partons amélioré QCD

Le modèle des partons peut être amélioré en se plaçant dans le cadre de QCD, où cette fois la dépendance avec Q^2 est prise en compte. Les PDF des quarks sont désormais des fonctions de x et de Q^2 : $q(x, Q^2)$ et $\Delta q(x, Q^2)$. Intuitivement on comprend qu'en augmentant la résolution du photon, la structure partonique du nucléon apparaît enrichie et des détails plus fins sont révélés. Par exemple, il est possible de mettre en évidence l'émission de gluons par les quarks qui perdent ainsi de leur impulsion. Cela se traduit, à grand Q^2 , par une plus grande probabilité de sonder des quarks à bas x . À l'inverse, cette probabilité est plus faible à grand x . Cet effet correspond précisément à la violation de l'invariance d'échelle dont nous parlions à la section 1.2.2.

Désormais, les gluons représentent un second type de parton qu'il faut considérer au même

titre que les quarks. La PDF qui leur est associée est notée $g(x, Q^2)$ et compte le nombre de gluons portant une fraction x de l'impulsion du nucléon à une échelle Q^2 . De manière similaire, la PDF polarisée $\Delta g(x, Q^2)$ est la différence du nombre de gluons portant la même hélicité que le nucléon et une hélicité opposée.

L'évolution des PDF avec Q^2 est régie par les équations de Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi (DGLAP) qui montrent que la dépendance en Q^2 est de forme logarithmique. De plus, ces équations font apparaître des couplages entre les PDF des quarks et des gluons puisque le quark qui est sondé par le photon peut provenir d'un gluon ($g \rightarrow q\bar{q}$). Cette propriété des équations DGLAP est d'ailleurs utilisée par les expérimentateurs afin de mesurer les PDF du gluon. En effet, les évolutions des fonctions de structure F_2 et g_1 avec Q^2 permettent d'extraire les PDF $g(x, Q^2)$ et $\Delta g(x, Q^2)$ respectivement. Les deux parties suivantes décrivent les résultats obtenus.

1.3.2 La fonction de distribution non polarisée $g(x, Q^2)$

Nous avons vu à la partie 1.2.2 que les mesures de la fonction de structure F_2 recouvrent une très grande région cinématique en x et Q^2 . La figure 1.2 met en évidence la violation de l'invariance d'échelle qui peut être utilisée afin d'extraire la fonction de distribution des gluons $g(x, Q^2)$ [11]. En effet, les équations DGLAP permettent d'écrire :

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_2(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} &= \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\frac{x}{y}\right) P_{qq} \left(\frac{x}{y}\right) F_2(y, Q^2) \\ &+ \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \sum_q e_q^2 \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\frac{x}{y}\right) P_{qg} \left(\frac{x}{y}\right) yg(y, Q^2). \end{aligned} \quad (1.17)$$

L'évolution de F_2 peut résulter de deux types de processus quark-gluon formulées mathématiquement par les deux intégrales de l'équation ci-dessus. Le quark de fraction d'impulsion x qui est sondé par le photon peut :

1. être issu d'un quark de fraction d'impulsion y qui a émis un gluon ($q \rightarrow qg$). La probabilité d'un tel processus est donnée par $P_{qq}(x/y)$ (*splitting function*).
2. être issu d'un gluon de fraction d'impulsion y qui s'est matérialisé en une paire quark/anti-quark (probabilité $P_{qg}(x/y)$).

Plusieurs méthodes peuvent ensuite être utilisées pour extraire la fonction g de l'équation 1.17 [12]. La méthode la plus courante consiste à ajuster une paramétrisation de g sur les données de F_2 . La procédure sera détaillée dans la partie suivante où le cas polarisé est traité d'une façon similaire. La figure 1.3 montre un exemple de paramétrisation de $g(x, Q^2)$ lorsque Q^2 est fixé à 4 GeV².

1.3.3 La fonction de distribution polarisée $\Delta g(x, Q^2)$

La détermination de la PDF polarisée $\Delta g(x, Q^2)$ est basée sur le même principe que pour le cas non polarisé à la différence près que ce sont les variations de g_1 avec Q^2 qui sont

examinées. Toutefois, les données de g_1 sont beaucoup moins nombreuses que celles portant sur F_2 . En effet, seules des expériences sur cible fixe ont mesuré la fonction de structure polarisée si bien que le domaine en Q^2 est assez réduit. Par conséquent la pente de g_1 avec Q^2 n'est que très peu contrainte, menant à une extraction de $\Delta g(x, Q^2)$ difficile.

La première étape de l'analyse QCD de g_1 consiste à choisir une paramétrisation des PDF polarisées des quarks et des gluons. Celle-ci est donnée à un $Q^2 = Q_0^2$ fixé et dépend d'un certain nombre de paramètres libres. Ces paramétrisations sont ensuite amenées au Q^2 des données expérimentales à l'aide des équations d'évolution DGLAP ce qui permet de calculer $g_1(x, Q^2)$. Les paramètres libres sont enfin déterminés afin de reproduire au mieux les données expérimentales (par minimisation du χ^2). La figure 1.5 montre le résultat d'un ajustement des données de g_1 collectées par COMPASS [8]. La procédure de minimisation accorde une probabilité à peu près équivalente à deux solutions. La première donne un premier moment de $\Delta g(x, Q^2)$ positif ($\Delta G = \int_0^1 \Delta g(x, Q^2) dx > 0$) et la deuxième un premier moment négatif ($\Delta G < 0$). La deuxième solution présente l'avantage d'une fonction plus "fluide" que pour $\Delta G > 0$ (voir le petit creux vers $x \sim 0, 2$).

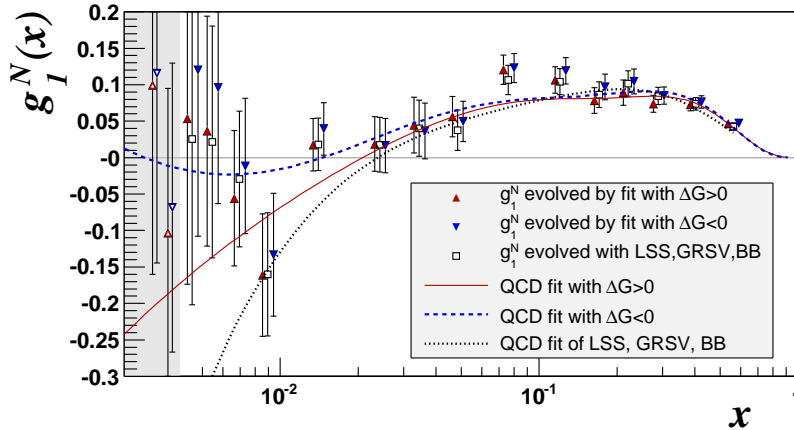


FIG. 1.5: Les données de g_1 mesurées par l'expérience COMPASS sont ajustées par une paramétrisation. Deux solutions correspondant à $\Delta G > 0$ et $\Delta G < 0$ sont équi-probables.

Ce type d'analyse a été réalisé en utilisant différentes paramétrisations de PDF ainsi que différentes données expérimentales. Les incertitudes obtenues sont encore bien trop grandes (absence de données à grand Q^2). De plus, l'influence de la forme de la paramétrisation choisie reste difficile à évaluer. La PDF polarisée des gluons est de loin la moins contrainte et il est encore prématuré de statuer sur le premier moment ΔG , que ce soit sur sa valeur ou sur son signe.

1.3.4 L'anomalie axiale

Revenons sur la crise du spin. A la partie 1.2.4, nous avons souligné que le désaccord entre les prédictions (Ellis-Jaffe) de $\Delta\Sigma$ et les observations expérimentales avait lieu dans le cadre du modèle des partons où $\Delta\Sigma = a_0$. Cette égalité n'est plus vraie lorsque l'on considère les ordres supérieurs de QCD, c'est-à-dire lorsque les gluons entrent en jeu. En effet, la mesure de a_0 ne peut être interprétée comme résultant de la seule contribution des quarks, le spin des gluons intervient également.

L'équation 1.12, reliant le premier moment de g_1 aux éléments de matrices a_q , avait été utilisée à l'ordre 0 de la théorie (modèle des partons naïf) :

$$\Gamma_1 = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 a_q. \quad (1.18)$$

Cette relation était donc valable indépendamment de Q^2 . Nous avons vu ensuite qu'à l'ordre 1, g_1 était fonction de Q^2 si bien que son premier moment l'est aussi. L'équation 1.18 reste donc valable si son membre de droite est également exprimé à l'ordre 1 de QCD. Le formalisme de l'OPE permet cela. Considérons le courant \mathbf{J}_5^q défini à l'équation 1.10. Dans le modèle des partons (masse des quarks ~ 0), l'équation de Dirac semble imposer la conservation de ce courant :

$$\partial_\mu (J_5^q)^\mu = 0.$$

Mais à l'ordre suivant, le courant \mathbf{J}_5^q peut se coupler aux gluons selon le diagramme représenté sur la fig. 1.6. Ce type de diagramme entraîne une non conservation dite "anormale" du courant \mathbf{J}_5^q :

$$\partial_\mu (J_5^q)^\mu = \frac{\alpha_s}{2\pi} \text{Tr} \left[G_{\mu\nu}^i \tilde{G}_i^{\mu\nu} \right],$$

où $G_{\mu\nu}^i$ est le champ de gluon de couleur $i = 1\dots 8$. L'obtention des éléments de matrices a_q à l'ordre 1 nécessite une renormalisation afin de supprimer les divergences. Il apparaît alors une échelle de renormalisation μ^2 , choisie ici égale à Q^2 . Le choix du schéma de renormalisation influe directement sur la relation entre a_q et les contributions $\Delta q(Q^2)$ et $\Delta G(Q^2)$. Par exemple, dans le schéma $\overline{\text{MS}}$, on trouve :

$$a_0(Q^2) = \Delta\Sigma(Q^2),$$

et la crise du spin demeure inchangée. En revanche, si l'on choisit de se placer dans le schéma dit d'Adler-Bardeen [13], [14], la contribution $\Delta\Sigma$ devient indépendante de l'échelle et on a :

$$a_0(Q^2) = \Delta\Sigma - 3 \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta G(Q^2).$$

Dans ce schéma, la crise du spin pourrait trouver une solution. En effet, la contribution gluonique permet à la fois la faible valeur de a_0 obtenue par l'expérience et une grande

contribution $\Delta\Sigma$. Par exemple pour $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$, une valeur de $\Delta G \approx 2,2$ permettrait d'avoir $\Delta\Sigma \approx 0,6$ et $a_0 \approx 0,25$.

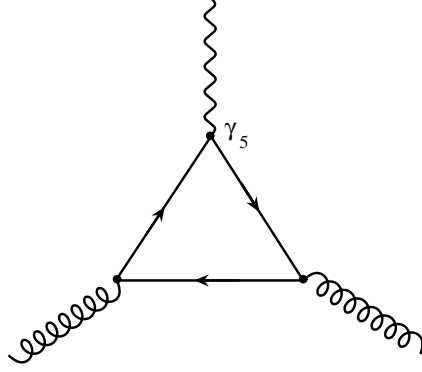


FIG. 1.6: Diagramme en triangle où des gluons du nucléon participent à l'interaction.

1.3.5 Résumé

La décomposition du spin du nucléon selon la somme :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g,$$

est encore très peu maîtrisée. Il est cependant certain que la contribution des gluons représente une pièce centrale du puzzle du spin du nucléon. En effet sa détermination permettra d'abord de statuer définitivement sur la contribution du spin des quarks. Ensuite la valeur de ΔG pourra peut-être compléter la somme ci-dessus.

Des tentatives indirectes de mesure de ΔG sont mise en œuvre à l'aide de paramétrisations des PDF (cf. sec. 1.3.3) mais nous avons vu que la forte dépendance à des modèles rend l'interprétation physique délicate.

Pour toutes ces raisons, la nécessité d'une mesure directe de Δg et de son premier moment ΔG s'avère être l'un des enjeux majeurs de la physique hadronique d'aujourd'hui. Le chapitre suivant détaille les méthodes expérimentales qui ont été développées pour cela et ce mémoire de thèse s'intéresse plus particulièrement à l'une d'entre elles : **l'analyse du canal du charme ouvert**.

Chapitre 2

Mesure directe de Δg

LE chapitre précédent a souligné l'intérêt d'une mesure directe de la fonction de distribution de partons (PDF) polarisée des gluons, Δg . Ce chapitre a pour but de présenter les différentes techniques expérimentales qui sont employées de nos jours, à savoir l'utilisation de sondes électromagnétique et hadronique. Les expériences HERMES et COMPASS ont opté pour la première option alors que STAR et PHENIX utilisent la deuxième solution. Ces quatre expériences mesurent des asymétries de spin et nous expliquerons d'abord comment la polarisation des gluons $\Delta g/g$ peut en être extraite. Puis, nous présenterons les différentes méthodes d'analyses utilisées, en soulignant leurs avantages et leurs inconvénients. En particulier, le cas de l'analyse du canal charme ouvert développé dans ce chapitre permet l'introduction des principes qui seront mis en œuvre dans la suite de ce mémoire.

2.1 Avec une sonde électromagnétique

Le gluon n'étant pas chargé, le photon ne peut interagir directement avec lui. Ainsi, pour sonder la structure gluonique du nucléon, il faut considérer des interactions à des ordres supérieurs. Avec le processus de **fusion photon-gluon** (PGF pour *Photon-Gluon Fusion*), schématisé sur la figure 2.1, l'interaction entre le photon et le gluon est rendue possible par l'intermédiaire d'un quark et il en résulte la production d'une paire quark/anti-quark dans l'état final. La section efficace de ce processus comporte un facteur α_s supplémentaire par rapport à l'ordre 0 de la diffusion inélastique (schématisé sur la figure 1.1); le processus PGF est donc difficile à mettre en évidence.

L'objectif des expériences en cible fixe comme COMPASS [15] ou HERMES est de pouvoir isoler ce type d'événement afin d'en extraire la polarisation des gluons, $\Delta g/g$. Après avoir montré comment ce processus permet la mesure de $\Delta g/g$, nous détaillerons les principes de deux types d'analyse : celle des hadrons à grande impulsion transverse et celle du canal du charme ouvert.

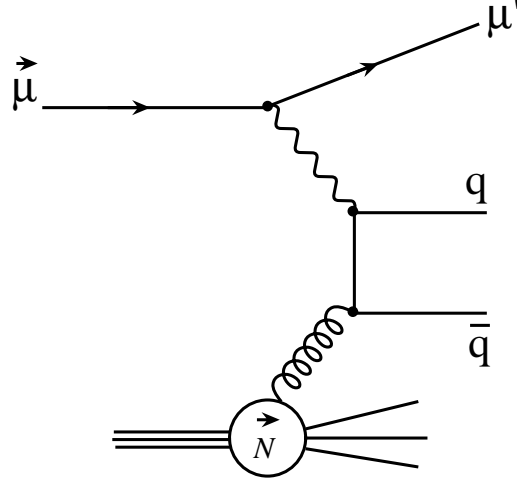


FIG. 2.1: Processus de fusion photon-gluon (PGF) polarisé.

2.1.1 Mesure d'asymétries et de $\Delta g/g$

Mesure d'asymétries

Supposons que l'on parvienne à isoler un échantillon de N événements contenant des processus PGF. Comme le faisceau et les nucléons de la cible sont polarisés longitudinalement, nous disposons en fait de deux taux de comptage, N^{\leftarrow} et N^{\rightarrow} , correspondant au nombre d'événements sélectionnés dont les spins du lepton et du nucléon sont soit parallèles soit anti-parallèles. Il suffit ensuite de les diviser par la luminosité et l'acceptance de l'expérience pour obtenir les sections efficaces σ^{\leftarrow} et σ^{\rightarrow} . Dans la pratique, il est plus commode de manipuler des asymétries plutôt que des sections efficaces brutes car un certain nombre de termes disparaissent dans le rapport. On peut ainsi s'affranchir d'une détermination (fatalement accompagnée d'erreurs) de la luminosité et de l'acceptance si l'on considère l'asymétrie suivante :

$$A_{exp} := \frac{\sigma^{\rightarrow} - \sigma^{\leftarrow}}{\sigma^{\rightarrow} + \sigma^{\leftarrow}} = \frac{N^{\rightarrow} - N^{\leftarrow}}{N^{\rightarrow} + N^{\leftarrow}}. \quad (2.1)$$

Cette asymétrie n'est pas directement exploitable car les taux de comptage N^{\leftarrow} et N^{\rightarrow} ne contiennent pas uniquement des événements PGF. En effet, une sélection d'événements n'est jamais parfaite, elle est toujours contaminée par des événements de bruit de fond. L'asymétrie que l'on cherche à mesurer serait plutôt :

$$A_{PGF} := \frac{\Delta\sigma_{PGF}}{\sigma_{PGF}} = \frac{N_{PGF}^{\rightarrow} - N_{PGF}^{\leftarrow}}{N_{PGF}^{\rightarrow} + N_{PGF}^{\leftarrow}}. \quad (2.2)$$

Supposons connue la fraction d'événements PGF que contient l'échantillon sélectionné. Notons-là $\langle R_{PGF} \rangle_X$ ce qui signifie qu'elle est moyennée sur tous les événements caractérisés par les observables X (nous verrons l'intérêt d'une telle notation par la suite). Dans ce cas, l'asymétrie totale que l'on notera $A_{||}$ peut s'exprimer en fonction de l'asymétrie de PGF :

$$A_{||} = \langle R_{PGF} \rangle_X A_{PGF} + (1 - \langle R_{PGF} \rangle_X) A_{bf}. \quad (2.3)$$

Ainsi, l'asymétrie A_{PGF} n'est accessible qu'à la condition que la fraction $\langle R_{PGF} \rangle_X$ soit connue et que l'asymétrie des événements du bruit de fond introduits par la sélection, A_{bf} , soit évaluée.

Dans un cas idéal, l'asymétrie mesurée A_{exp} est exactement l'asymétrie recherchée $A_{||}$. Il faut cependant tenir compte des limitations expérimentales. Le faisceau et les nucléons ne sont pas polarisés à 100 % si bien que l'on a :

$$A_{exp} = P_c f P_\mu \cdot A_{||}, \quad (2.4)$$

où P_c , P_μ et f sont la polarisation de la cible, celle du faisceau et le facteur de dilution qui traduit le fait que seule une fraction des nucléons de la cible est polarisable.

Finalement, en rassemblant les équations 2.1, 2.3 et 2.4, l'asymétrie de PGF recherchée peut être obtenue à partir des taux de comptage expérimentaux par :

$$A_{PGF} = \frac{1}{\langle R_{PGF} \rangle_X} \left[\frac{1}{P_c f P_\mu} \frac{N^{\rightarrow} - N^{\leftarrow}}{N^{\rightarrow} + N^{\leftarrow}} - (1 - \langle R_{PGF} \rangle_X) A_{bf} \right]. \quad (2.5)$$

Si l'expérience fournit les facteurs P_c , f et P_μ , l'analyse doit être en mesure de donner les taux de comptage N^{\rightarrow} et N^{\leftarrow} , la fraction d'événements du bruit de fond $(1 - \langle R_{PGF} \rangle_X)$ et leur asymétrie A_{bf} .

Détermination de $\Delta g/g$

Pour des processus hadroniques tels que le PGF, le calcul de la section efficace est possible à condition que l'on puisse traiter séparément les interactions partoniques et les mécanismes internes au nucléon. Le *théorème de factorisation* permet cela si l'on parvient à définir une échelle "dure", μ^2 , isolant les processus non-perturbatifs à l'intérieur du nucléon (cf. sec. 1.3). Si l'échelle μ^2 est suffisamment grande, alors la section efficace s'exprime comme une convolution de la section efficace partonique et de la PDF du parton de l'interaction (un gluon en l'occurrence). En présence d'une telle échelle on peut écrire les sections efficaces polarisées et non polarisées du PGF en fonction des PDF du gluon et de la section efficace du processus élémentaire¹ $\mu g \rightarrow q\bar{q}$:

$$\begin{aligned} \sigma_{PGF} &= \int \hat{\sigma}_{\mu g \rightarrow q\bar{q}} \times g dX dY, \\ \Delta\sigma_{PGF} &= \int \Delta\hat{\sigma}_{\mu g \rightarrow q\bar{q}} \times \Delta g dX dY, \end{aligned} \quad (2.6)$$

¹Désormais nous utiliserons pour les notations un muon en guise de lepton car COMPASS utilise un faisceau de muon.

l'intégrale porte sur les ensembles de variables cinématiques X et Y . X regroupe les observables de l'expérience telles que x , Q^2 ou l'impulsion des hadrons alors que Y comprend les variables internes du processus PGF qui ne sont pas accessibles par la mesure. Cette séparation peut sembler peu naturelle mais nous préférons introduire dès maintenant les notations qui nous seront utiles par la suite (au chapitre 5).

Usuellement on définit un **pouvoir d'analyse** représentant l'asymétrie de PGF au niveau partonique :

$$\hat{a}_{LL}^{PGF} := \frac{\Delta \hat{\sigma}_{\mu g \rightarrow q\bar{q}}}{\hat{\sigma}_{\mu g \rightarrow q\bar{q}}},$$

où LL signifie que les spins du lepton et du gluon sont orientés longitudinalement. A l'aide de cette définition et des équations 2.6, l'asymétrie du processus PGF, définie par l'équation 2.2, peut s'écrire :

$$A_{PGF} = \frac{\int \hat{\sigma}_{\mu g \rightarrow q\bar{q}} g \hat{a}_{LL}^{PGF} \frac{\Delta g}{g} dX dY}{\int \hat{\sigma}_{\mu g \rightarrow q\bar{q}} g dX dY},$$

$$A_{PGF} = \frac{\int \hat{\sigma}_{\mu g \rightarrow q\bar{q}} \hat{a}_{LL}^{PGF} g dX dY}{\int \hat{\sigma}_{\mu g \rightarrow q\bar{q}} g dX dY} \cdot \frac{\int \hat{\sigma}_{\mu g \rightarrow q\bar{q}} g \hat{a}_{LL}^{PGF} \frac{\Delta g}{g} dX dY}{\int \hat{\sigma}_{\mu g \rightarrow q\bar{q}} \hat{a}_{LL}^{PGF} g dX dY}.$$

Cette dernière expression peut s'écrire plus simplement comme :

$$\boxed{A_{PGF} = \langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle_{XY} \left\langle \frac{\Delta g}{g} \right\rangle_{XY}}, \quad (2.7)$$

où $\langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle_{XY}$ est la moyenne pondérée par $\hat{\sigma}_{\mu g \rightarrow q\bar{q}} g$ de \hat{a}_{LL}^{PGF} et $\langle \Delta g/g \rangle_{XY}$ celle de $\Delta g/g$ pondérée par $\hat{\sigma}_{\mu g \rightarrow q\bar{q}} \hat{a}_{LL}^{PGF} g$. Par la suite, afin d'alléger les notations, nous assimilerons $\Delta g/g$ à sa moyenne $\langle \Delta g/g \rangle_{XY}$.

Remarquons que si $\langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle_{XY}$ est faible, voire nul, dans la région cinématique de l'expérience alors la polarisation des gluons ne peut être mesurée à partir de l'asymétrie A_{PGF} .

Nous venons de montrer que la mesure de l'asymétrie de sections efficaces polarisées de processus PGF permet d'avoir accès à la polarisation des gluons. L'équation 2.5 explique comment obtenir cette asymétrie à partir des taux de comptage expérimentaux. Nous pouvons donc résumer ces résultats par la formule :

$$\boxed{\frac{\Delta g}{g} = \frac{1}{\langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle_{XY} \langle R_{PGF} \rangle_X} \left[\frac{1}{P_c f P_\mu} \frac{N^{\rightarrow\rightarrow} - N^{\leftarrow\leftarrow}}{N^{\rightarrow\leftarrow} + N^{\leftarrow\rightarrow}} - (1 - \langle R_{PGF} \rangle_X) A_{bf} \right]}. \quad (2.8)$$

Les deux parties suivantes sont consacrées à deux méthodes d'analyse permettant de déterminer tous les éléments de cette formule afin de mesurer $\Delta g/g$.

2.1.2 Analyse de la production de hadrons à grande impulsion transverse

La paire quark/anti-quark issue du PGF s'hadronise immédiatement. En effet, le confinement de QCD interdit la propagation libre des quarks si bien que l'énergie libérée par l'interaction forte permet l'émergence de paires quark/anti-quark du vide quantique. Ces quarks se combinent ensuite entre eux, ainsi qu'avec ceux issus du nucléon, pour former de nouveaux hadrons, effet que l'on nomme *fragmentation*. Par conséquent, l'état final détectable du PGF se traduit par l'émission d'un certain nombre de hadrons dont les propriétés permettent d'isoler le PGF d'autres processus. En effet, en nous limitant au premier ordre de QCD, d'autres processus entrent en jeu, le principal étant l'ordre 0 de la diffusion inélastique que nous noterons LO pour *Leading Order*. Le processus de diffusion Compton QCD (QCDC) est du même ordre que le PGF et se présente donc comme une seconde source de bruit de fond. Ces deux processus parasites sont représentés par les diagrammes de la figure 2.2.

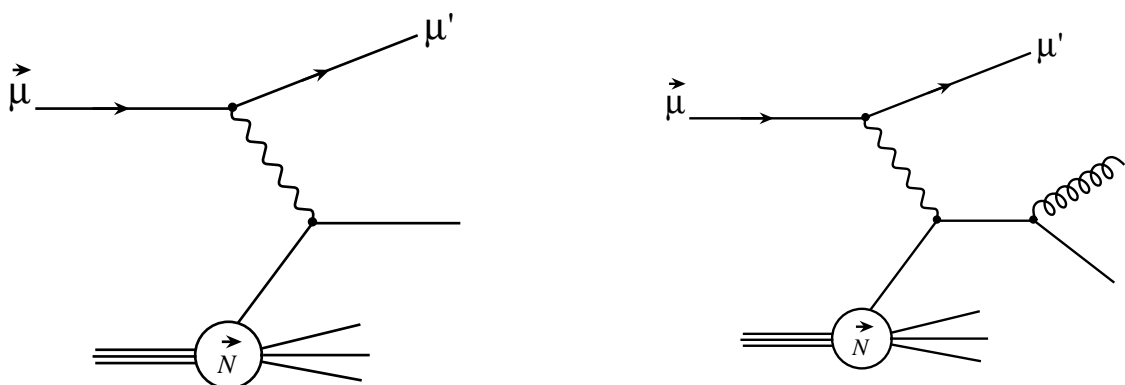


FIG. 2.2: Processus concurrents du PGF. A gauche : processus DIS à l'ordre 0 (LO). A droite : processus QCD Compton (QCDC).

Il est possible de réduire la contribution de l'ordre dominant en ne considérant que les cas où deux hadrons sont émis avec une grande impulsion transverse par rapport à la direction du photon. En effet, pour le processus LO, les hadrons sont principalement émis suivant la direction du photon. Cependant le processus LO n'est pas totalement supprimé car la production transverse de hadrons demeure possible du fait de la fragmentation. De plus ce critère de sélection ne réduit pratiquement pas la proportion de processus QCDC. Ainsi, le PGF co-existe avec d'autres processus physiques dont il est impossible de s'affranchir totalement. La difficulté de cette analyse réside donc dans la détermination des fractions de chacun de ces processus (que l'on notera R_{LO} et R_{QCDC}) ainsi que de leur asymétries de spin. Pour cette analyse, deux régions cinématiques sont traitées séparément : les événements à $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ et ceux à $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$. L'analyse à $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ [16] ajoute un niveau de difficulté supplémentaire : lorsque la virtualité du photon est faible, il faut également prendre en compte les processus de type *photon résolu* pour lesquels le

photon fluctue dans un état hadronique pouvant interagir avec le gluon. Cette contribution dont la fraction est notée $R_{phot.resol.}$ doit également être évaluée.

A la section 2.1.1, nous avons souligné l'importance de définir une échelle μ^2 afin de permettre la factorisation des processus perturbatifs. Or les processus PGF ont principalement lieu à des faibles valeurs de Q^2 . Autrement dit, la variable Q^2 ne peut être utilisée comme échelle "dure". Pour l'analyse des hadrons à grande impulsion transverse, l'échelle est donnée par la somme des impulsions transverses des deux hadrons qui par définition est grande.

Les données réelles ne permettent pas d'accéder aux fractions R puisqu'il est impossible de connaître quel type de processus est à l'origine d'un événement donné, il faut donc avoir recours à une simulation Monte Carlo. Deux générateurs d'événements sont couramment utilisés : LEPTO [17] et PYTHIA [18]. Le premier est dédié à la génération d'événements de type DIS, soit à $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$, et permet de simuler les trois processus principaux que sont le PGF, le LO et le QCDC. Pour l'étude à $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$, le générateur PYTHIA est utilisé car il est capable de simuler également des événements de type photon résolu. A ces générateurs s'ajoute une simulation complète du dispositif expérimental afin de reproduire la détection des particules produites. A COMPASS la simulation du spectromètre s'appuie sur l'outil GEANT3 [19] qui a été utilisé pour décrire l'ensemble des détecteurs [20]. Enfin, les événements simulés sont reconstruits par le programme utilisé pour les données réelles.

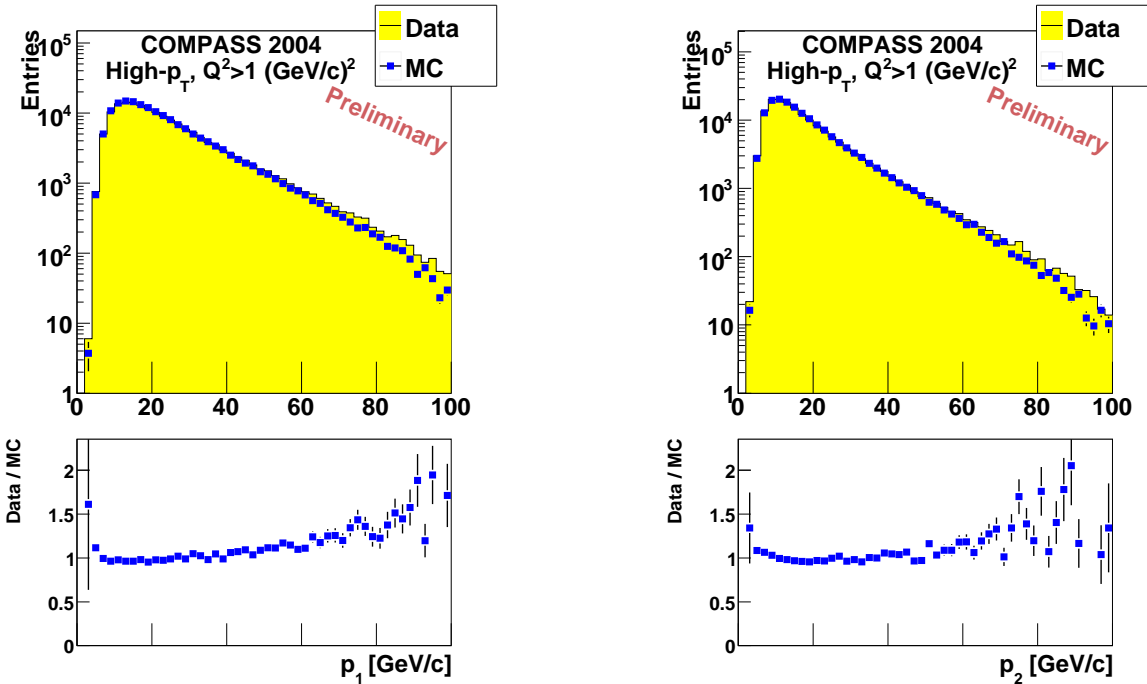


FIG. 2.3: Comparaison Monte Carlo/données réelles des distributions des impulsions transverses du premier (p_1) et second (p_2) hadron (analyse à $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$).

Afin de s'assurer que la simulation fournit les fractions R_{PGF} , R_{LO} , R_{QCDC} et $R_{phot.resol.}$ correctes, il faut d'abord vérifier que celle-ci est bien en mesure de reproduire les observables des données réelles. En général, les paramètres du Monte Carlo sont ajustés afin d'obtenir

cet accord. La figure 2.3 montre un exemple de l'accord qu'il est possible d'atteindre pour deux variables importantes que sont les impulsions transverses des deux hadrons de plus grande impulsion transverse.

La simulation est également utilisée afin d'estimer les asymétries de tous les processus concurrents du PGF en déterminant les pouvoirs d'analyse qui leur sont associés. Finalement $\Delta g/g$ est obtenu en soustrayant toutes ces contributions à l'asymétrie expérimentale mesurée A_{\parallel} .

Les résultats de cette analyse seront donnés et discuté dans la section 6.3.1. Dans ce mémoire, la description de cette méthode d'analyse reste cependant limitée, on pourra donc se reporter aux travaux de thèse [21], [22] et [23].

2.1.3 Analyse du charme ouvert

A COMPASS, un autre type d'analyse est possible : celui-ci consiste à s'intéresser au cas où une paire charme/anti-charme est produite dans l'état final du processus PGF. Si l'on néglige le contenu intrinsèque en charme du nucléon² ainsi que sa production lors de la fragmentation, alors le processus de fusion photon-gluon représente le seul moyen de produire du charme dans l'état final, du moins à l'ordre considéré. Ce canal présente un avantage très intéressant puisqu'il élimine de fait toutes autres formes de processus physiques comme le LO ou le QCDC, rencontrés dans la précédente analyse. Par contre, en rejetant tous les PGF avec des quarks de saveurs légères, on écarte une grande partie de la statistique. La section efficace de muo-production de paires $c\bar{c}$ est donnée par :

$$\frac{d^2\sigma_{\mu N \rightarrow c\bar{c}}}{dQ^2 d\nu^2} = \Gamma(E; Q^2, \nu) \times \sigma_{\gamma^* N \rightarrow c\bar{c}}(Q^2, \nu),$$

où Γ représente le flux du photon virtuel :

$$\Gamma(E; Q^2, \nu) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{2(1-y) + y^2 + Q^2/2E^2}{Q^2(Q^2 + \nu^2)^{1/2}},$$

et où la section efficace $\sigma_{\gamma^* N \rightarrow c\bar{c}}$ a été mesurée par plusieurs expériences ([24] et références). Pour le domaine cinématique de COMPASS, la section efficace de production de charme $\sigma_{\mu N \rightarrow c\bar{c}}$ vaut environ 2 nb. Il faut donc s'attendre à un taux de production faible ce qui représente l'inconvénient majeur de cette méthode : **la statistique est faible**. L'objectif de cette analyse est par conséquent de maximiser la statistique comme nous le verrons au chapitre 5.

Comme pour l'analyse des hadrons à grande impulsion transverse, la variable Q^2 ne peut être utilisée comme échelle de factorisation puisque celle-ci est faible. Cependant la production de charme assure automatiquement la factorisation et l'échelle μ^2 est donnée principalement par la grande masse du charme ($\sim 1,5$ GeV).

²Hypothèse qui sera discutée la partie 6.3.2

Une fois produits, les quarks charmés se fragmentent immédiatement en hadrons charmés. La figure 2.4 résume les probabilités des différents canaux d'hadronisation mesurées expérimentalement. Dans plus de la moitié des cas, le charme s'hadronise en un méson³ D^0 , aussi l'analyse du charme ouvert à COMPASS vise-t-elle en priorité à reconstruire de tels événements.

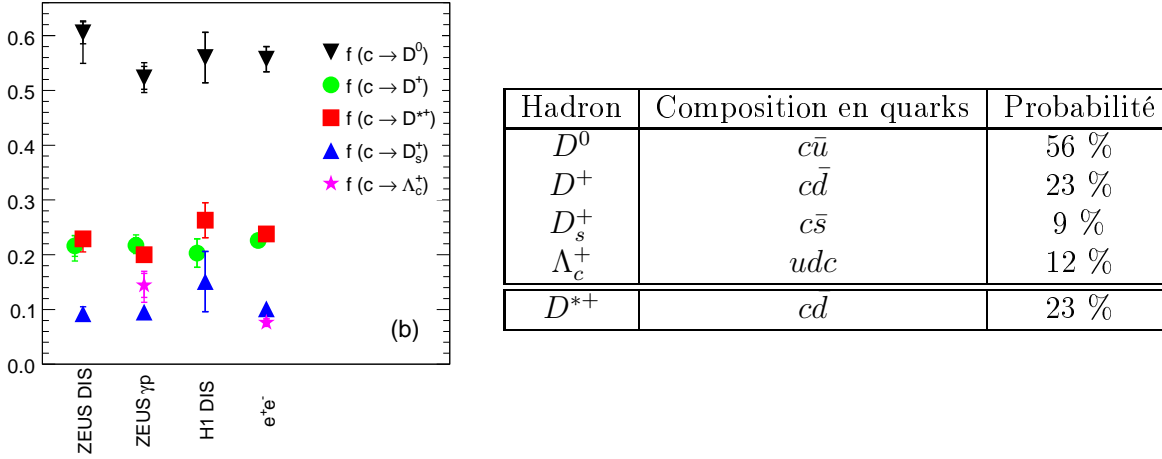


FIG. 2.4: A gauche : probabilités de hadronisation du quark c mesurées par différentes expériences [25]. Notons que le canal $c \rightarrow D^0$ contient le cas où le D^0 provient d'un D^{*+} (rapport d'embranchement $\mathcal{B} = 67,7\%$). A droite : tableau résumant les données expérimentales.

Le mode de décroissance le plus favorable est $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ dont le rapport d'embranchement vaut 3,8 % [26]. Bien que ce mode de décroissance ne soit pas le mode dominant pour le D^0 , il s'agit bien du plus favorable pour COMPASS. En effet, on préférera des canaux de désintégration à deux corps et sans contribution semi-leptonique, ceci afin de permettre la reconstruction de la masse invariante et pour limiter le bruit de fond combinatoire. Pour mettre en évidence le signal du D^0 , on reconstruit la masse invariante du système $K\pi$ en combinant deux à deux les traces de charges opposées issues du vertex de l'interaction. En effet, le vertex secondaire ne peut être distingué du vertex primaire car le D^0 se désintègre très vite ($c\tau = 123\mu\text{m} \ll$ Résolution sur la position du vertex ~ 1 cm). En traçant ensuite la distribution de la masse invariante, le signal du D^0 apparaît comme un pic centré sur la masse attendue du D^0 , soit 1,8645 GeV. En procédant ainsi, il se peut que l'on couple deux traces de charges opposées dont la masse invariante est proche de celle du D^0 mais qui pourtant n'en sont pas issues. Il est même possible que ce ne soit pas une paire $K\pi$. Par conséquent le signal du D^0 co-existe avec un bruit de fond purement combinatoire. Afin de réduire ce bruit, il faut appliquer une série de coupures sur des observables (l'analyse détaillée de cette sélection sera donnée au chapitre 5). Finalement la fraction moyenne d'événements PGF (notée $\langle R_{PGF} \rangle_X$) peut directement être évaluée par le rapport $\frac{S}{S+B}$ où S compte le nombre de D^0 observés et B le nombre de fausses combinaisons. Désormais,

³Dans le reste de ce mémoire, nous utiliserons le nom générique d'une particule pour désigner à la fois la particule et son anti-particule. Ici, D^0 sous-entend D^0 et \bar{D}^0

nous noterons ce rapport $\langle R_S \rangle_X$ pour désigner la fraction de signal que compte l'échantillon d'événements sélectionnés.

Un moyen efficace de réduire le fond combinatoire est d'analyser séparément les D^0 provenant d'un D^* . En effet, l'avantage de considérer la décroissance $D^* \rightarrow D^0\pi_s$ vient du fait que la différence de masse entre le $D^*(2010)$ et le $D^0(1865)$ est faible. L'espace de phase accessible au pion π_s (145 MeV disponible pour un pion d'une masse de 140 MeV) est très réduit, limitant ainsi le nombre de traces candidates. A condition que le spectromètre possède une résolution en masse suffisante, il est possible d'appliquer une sélection stricte sur la différence de masse $M(K\pi\pi_s) - M(K\pi)$, procédure qui sera mise en œuvre à la partie 5.1.2.

Dans cette analyse le cas du D^* est traité séparément ce qui signifie que deux échantillons d'événements distincts sont sélectionnés : le premier contient des D^0 provenant d'un D^* , le second est composé de D^0 où aucun D^* n'a été trouvé. Pour obtenir les taux de production de mésons D^0 pour ces deux canaux, il faut reprendre les chiffres du tableau 2.4. Le rapport d'embranchement $\mathcal{B}_{D^* \rightarrow D^0\pi_s}$ valant 67,7%, on trouve :

- ◇ Taux de production d'un D^0 provenant d'un D^* : 16%,
- ◇ Taux de production d'un D^0 ne provenant pas d'un D^* : 40%,

soit une proportion relative d'un facteur 2,5 entre les deux échantillons.

Reprenons maintenant le calcul de $\Delta g/g$ développé plus haut (équation 2.8) en l'appliquant au cas du charme ouvert. Nous avons dit que cette méthode de sélection excluait tous les processus physiques concurrents, elle est cependant caractérisée par la présence d'un bruit de fond combinatoire qui peut posséder une asymétrie propre A_{bf} (on peut raisonnablement s'attendre à ce qu'elle soit faible). Pour une raison qui apparaîtra dans la partie 5.3.3, il est préférable de décomposer l'asymétrie du bruit comme : $A_{bf} = D \cdot A_{comb}$, où D est le facteur de dépolarisation. Ce dernier peut être interprété comme étant la fraction de polarisation du muon incident transmise au photon virtuel et qui s'exprime comme :

$$D = \frac{y[(1 + \gamma^2 y/2)(2 - y) - 2y^2 m_\mu^2/Q^2]}{y^2(1 - 2m_\mu^2/Q^2)(1 + \gamma^2) + 2(1 - y - \gamma^2 y^2/4)(1 + R)}, \quad (2.9)$$

où $\gamma = 2Mx/\sqrt{Q^2}$ et R étant le rapport des sections efficaces longitudinale et transverse (R est pris égal à 0 pour cette analyse). En prenant $R_S = R_{PGF}$ dans l'équation 2.8, on obtient :

$$\frac{\Delta g}{g} = \frac{1}{\langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle_{XY} \langle R_S \rangle_X} \left[\frac{1}{P_{cf} P_\mu} \frac{N^{\rightarrow\rightarrow} - N^{\leftarrow\leftarrow}}{N^{\rightarrow\leftarrow} + N^{\leftarrow\rightarrow}} - (1 - \langle R_S \rangle_X) D A_{comb} \right]. \quad (2.10)$$

Dans cette formule, le pouvoir d'analyse \hat{a}_{LL}^{PGF} représente l'asymétrie du processus élémentaire $\mu g \rightarrow c\bar{c}$.

Nous avons vu que cette analyse souffre principalement d'une faible statistique du fait d'une section efficace de production et d'un rapport d'embranchement du D^0 relativement peu élevés. Calculons comment cela se répercute sur l'erreur de $\Delta g/g$. En supposant que l'asymétrie mesurée soit faible ($N^{\rightarrow} \sim N^{\leftarrow}$) et en négligeant l'erreur de l'asymétrie du bruit de fond ($\delta(A_{comb}) \approx 0$), l'erreur statistique de $\Delta g/g$ est donnée par :

$$\delta\left(\frac{\Delta g}{g}\right) = \frac{1}{\langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle_{XY} P_c f P_\mu \langle R_S \rangle_X} \frac{1}{\sqrt{N}},$$

où $N (= N^{\rightarrow} + N^{\leftarrow} = S + B)$ est le nombre total d'événements sélectionnés. Comme par définition $\langle R_S \rangle_X = S/N$, nous pouvons ré-écrire cette erreur sous la forme :

$$\delta\left(\frac{\Delta g}{g}\right) = \frac{1}{\langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle_{XY} P_c f P_\mu} \frac{1}{\sqrt{S \cdot \langle R_S \rangle_X}}. \quad (2.11)$$

L'intérêt d'une telle formulation est qu'elle fait apparaître le facteur $S \cdot \langle R_S \rangle_X$ qu'il faut maximiser afin de réduire l'erreur statistique. Intuitivement, on comprend qu'il faille avoir le plus grand signal S ainsi que la meilleure pureté $\langle R_S \rangle_X$ possible. Cela se traduit par une sélection qui rejette au maximum les événements du bruit de fond tout en préservant au mieux ceux du signal. Le produit $S \cdot \langle R_S \rangle_X$ représente un **facteur de mérite** quantifiant la statistique de la mesure. Nous allons l'utiliser à de multiples reprises par la suite, nous le noterons donc **FOM**.

Cette partie a expliqué le principe de la mesure de $\Delta g/g$ par l'analyse du canal du charme ouvert. Cette dernière sera développée et appliquée aux données de COMPASS au chapitre 5 et ses résultats seront discutés au chapitre 6.

2.2 Avec des collisions proton-proton

Une autre manière de sonder le gluon dans le nucléon est d'utiliser une sonde hadronique. Ceci peut par exemple être réalisé dans des collisionneurs proton-proton où un parton du premier proton interagit avec un gluon du second. Le parton en question peut être un quark ou un gluon si bien que quatre processus sont possibles, résumés sur la figure 2.5. Avec quatre processus physiques sensibles à la polarisation des gluons, les méthodes de sélection sont diverses :

- Le diagramme a) est sélectionné en recherchant un photon et un jet produit par le quark qui s'hadronise. Le processus $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ donne un état final similaire et représente donc le principal bruit de fond de ce canal. Il est toutefois réduit du fait de la faible quantité d'anti-quark dans le proton.
- Les processus b), c) et d) sont sélectionnés en requérant la présence de deux jets dans l'état final. De nouveau, la principale source de bruit de fond vient de l'interaction $q\bar{q}$.
- Le diagramme c) peut être isolé en s'intéressant uniquement à la production de saveurs lourdes de type $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$. Les avantages sont les mêmes que pour le cas de l'analyse du canal du charme ouvert du DIS.

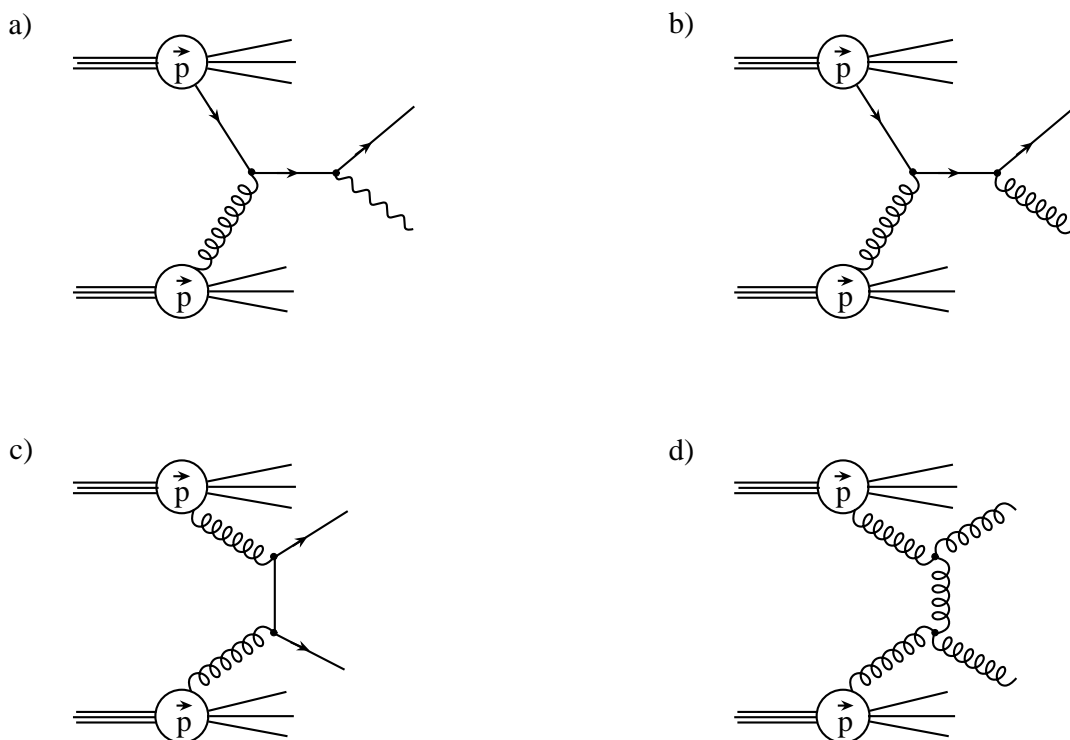


FIG. 2.5: Schémas des quatre processus possibles où un gluon est sondé lors de collisions proton-proton. Les cas a) et b) sont caractérisés par une asymétrie de spin proportionnelle à $\frac{\Delta q}{q} \frac{\Delta g}{g}$ et les cas c) et d) à $\frac{\Delta g}{g} \frac{\Delta q}{g}$.

Une fois les événements intéressants sélectionnés, la procédure est très similaire à la situation présentée pour la diffusion inélastique. En calculant l'asymétrie de sections efficaces polarisées (notée A_{LL}) et en séparant les parties perturbatives et non-perturbatives des processus, il est possible de faire apparaître la PDF du gluon :

$$A_{LL} = \frac{\sigma^{\Rightarrow\Rightarrow} - \sigma^{\Leftarrow\Leftarrow}}{\sigma^{\Rightarrow\Rightarrow} + \sigma^{\Leftarrow\Leftarrow}} = R_{sig} A_{LL}^{sig} + (1 - R_{sig}) A_{LL}^{bruit},$$

avec :

$$\begin{aligned} A_{LL}^{sig} &\sim \int dx_1 dx_2 \left[\hat{a}_{LL}^{qq} \frac{\Delta q}{q}(x_1) \frac{\Delta g}{g}(x_2) + \hat{a}_{LL}^{gg} \frac{\Delta g}{g}(x_1) \frac{\Delta q}{g}(x_2) \right] \\ A_{LL}^{bruit} &\sim \int dx_1 dx_2 \hat{a}_{LL}^{qq} \frac{\Delta q}{q}(x_1) \frac{\Delta q}{q}(x_2). \end{aligned} \quad (2.12)$$

Nous retrouvons donc le formalisme développé dans les parties précédentes avec les mêmes éléments à déterminer : les taux de comptages, les fractions et les pouvoirs d'analyse des différents processus. Mais l'interaction entre deux nucléons ajoute un niveau de complexité supplémentaire : les PDF sont présentes des deux côtés de la réaction. Les asymétries de chacun de ces processus apparaissent par conséquent sous la forme d'une convolution des PDF des deux partons. Si l'on veut isoler les PDF, il faut d'abord déterminer les fractions

d'impulsions x_1 et x_2 des deux partons de l'interaction. Ce type d'analyse est menée par les collaborations STAR et PHENIX utilisant les données collectées par le collisionneur RHIC [27]. La polarisation des gluons n'a pas encore été extraite directement dû à la difficulté posée par la déconvolution. A ce jour, les analyses fournies par ces expériences reposent essentiellement sur une sélection du type $pp \rightarrow \pi X$, où le pion est émis avec une grande impulsion transverse. Cela ne permet de reconstruire qu'un seul jet, la cinématique de l'événement est donc incomplète et il est impossible d'extraire les fractions x_1 et x_2 . Cependant, pour ces réactions, l'asymétrie A_{LL} a été mesurée et différentes paramétrisations de $\Delta g/g$ ont été testées pour tenter de reproduire ces asymétries. A terme, ces expériences présenteront l'avantage de la grande statistique permettant d'évaluer $\Delta g/g$ sur une grande plage en x_g grâce à des énergies de faisceau disponibles de 60 à 500 GeV.

Chapitre 3

L'expérience COMPASS

LE programme de l'expérience COMPASS (*COmmon Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy*) comprend deux volets : l'étude de la structure en spin du nucléon et la spectroscopie des mésons légers. Proposée en 1996 [15], l'expérience COMPASS a pris ses premières données en 2002, marquant ainsi le début du *programme muon*. L'un des objectifs principaux de ce programme est la mesure de la polarisation des gluons dans le nucléon et, pour cela, cinq années¹ de données, prises avec un faisceau de muons, sont à ce jour disponibles. Que ce soit le faisceau, la cible ou l'ensemble des détecteurs du spectromètre, les différents constituants de l'expérience ont été choisis afin d'optimiser la mesure de $\Delta g/g$. C'est d'ailleurs le but de ce chapitre que d'expliquer ces choix et de démontrer les performances obtenues. Les données utilisées pour l'analyse du canal du charme ouvert requièrent des spécificités techniques (le détecteur RICH par exemple) et pour cette raison nous avons choisi de détailler certains points plus que d'autres.

Outre la polarisation des gluons, COMPASS cherche également à étudier d'autres aspects tels que les distributions polarisées longitudinale et transverse des quarks dans le nucléon ou encore les mécanismes de fragmentation. Le programme de spectroscopie prévoit la recherche d'états exotiques, et la mesure de la polarisabilité des pions par l'effet *primakoff*. Ce programme requiert un faisceau de hadrons et, après une prise de données test en 2004, il sera réellement mis en œuvre en 2008.

Dans ce chapitre, nous nous concentrerons uniquement sur l'appareillage associé au programme muon. Ainsi, nous décrirons les éléments essentiels à une expérience de diffusion inélastique (faisceau, cible, spectromètre...). Nous expliquerons également comment décrire les données brutes afin de les rendre utilisables pour l'analyse physique. En particulier, l'étude de la stabilité des conditions de la prise de donnée 2006 sera développée à la fin de ce chapitre. Enfin, une dernière partie détaille les améliorations techniques qui ont été apportées pour la prise de donnée 2006².

¹2002, 2003, 2004, 2006 et 2007.

²L'analyse des données développée dans ce mémoire ne concerne pas les données de 2007.

3.1 Le faisceau de muons polarisés

L'expérience COMPASS [28] est installée au bout de la ligne de faisceau M2 du SPS (*Super Proton Synchrotron*) au CERN. Cette ligne peut au choix délivrer un faisceau de muons ou de hadrons, offrant ainsi un large programme de physique possible à COMPASS [15].

3.1.1 Le faisceau de muons

Entre 2002 et 2006, les données ont principalement été prises avec un faisceau de muons d'une énergie de 160 GeV et polarisés longitudinalement à 80% environ. Ce faisceau est en réalité tertiaire et sa **production** peut se décomposer en trois étapes [29] :

- Les protons du SPS sont d'abord accélérés à une énergie de 400 GeV puis sont extraits pour être injectés dans la ligne M2.
- Un faisceau secondaire, composé de kaons et de pions, est ensuite produit lorsque les protons sont projetés sur une cible (T6) de Béryllium. L'utilisation de différentes épaisseurs de cible permet d'ajuster l'intensité du faisceau. L'intensité nominale du faisceau ($2 \cdot 10^8 \mu/spill$) correspond à une épaisseur de 500 mm, permettant un flux sortant maximum compte tenu de la réabsorption. Une série de dipôles et quadropôles permettent ensuite de ne conserver que les kaons et pions positifs et de sélectionner leur impulsion.
- Une grande partie des kaons et des pions se désintègrent sur une longue (600 m) section droite en paires muon/neutrino. La dernière étape consiste à absorber les hadrons résiduels afin d'obtenir le faisceau tertiaire de muons.

Le faisceau qui atteint la cible de COMPASS possède les **propriétés** suivantes [30] :

- Les muons ont une énergie de 160 GeV avec une dispersion de $\pm 3\%$.
- L'arrivée des muons sur la cible de COMPASS n'est pas continue ; les muons sont projetés par paquets. Cette structure vient du fait que les protons du SPS sont injectés de manière séquentielle dans la ligne faisceau M2. Par conséquent le faisceau de muons reprend cette séquence : un déversement (ou *spill*) d'une durée de 4,8 s toutes les 16,8 s.
- Le profil du faisceau est de type gaussien avec une largeur d'environ 7 mm et possède une divergence angulaire de l'ordre du dixième de mrad.
- La contamination hadronique du faisceau n'excède pas un taux de 10^{-6} .
- Une des propriétés des faisceaux de muons est de posséder un halo. Dans le cas de COMPASS, celui-ci s'étend de quelques centimètres (*proche halo*) à quelques dizaines de centimètres (*halo lointain*). L'inconvénient majeur d'un tel halo est qu'il peut tromper le système de déclenchement qui recherche le muon diffusé. De plus ce halo peut affecter les performances des détecteurs du spectromètre qui captent un flux élevé dans leur région centrale.

3.1.2 L'impulsion et la polarisation du faisceau

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, il est important de déterminer les caractéristiques (position et impulsion) du muon incident pour reconstruire précisément le vertex et la cinématique de l'événement DIS que l'on considère. De plus, comme nous nous intéressons à des processus polarisés, il est essentiel d'ajouter à cette description la détermination de la polarisation du faisceau de muons.

L'impulsion du faisceau de muons est mesurée par la BMS (pour *Beam Momentum station*) [31]. Cette dernière utilise la déflexion des muons dans le dipôle B6 de la ligne faisceau pour déterminer leur impulsion. La BMS est constituée de deux télescopes montés en amont et en aval du dipôle (cf. fig. 3.1). Chaque télescope se compose de 3 plans de scintillateurs plastique dont l'efficacité est de l'ordre de 95 %, et l'ensemble de la BMS permet de détecter un muon de 160 GeV avec une précision de 0,8 GeV. Etant donné le flux élevé du faisceau, une bonne résolution temporelle est requise. Cette résolution est proche de 0,3 ns pour l'ensemble des détecteurs de la BMS. Malgré cela, il peut arriver que plusieurs traces incidentes puissent être rattachées en temps au vertex primaire. Dans ce cas l'information recueillie par des détecteurs à silicium placés juste en amont de la cible est utilisée et permet de lever l'ambiguïté.

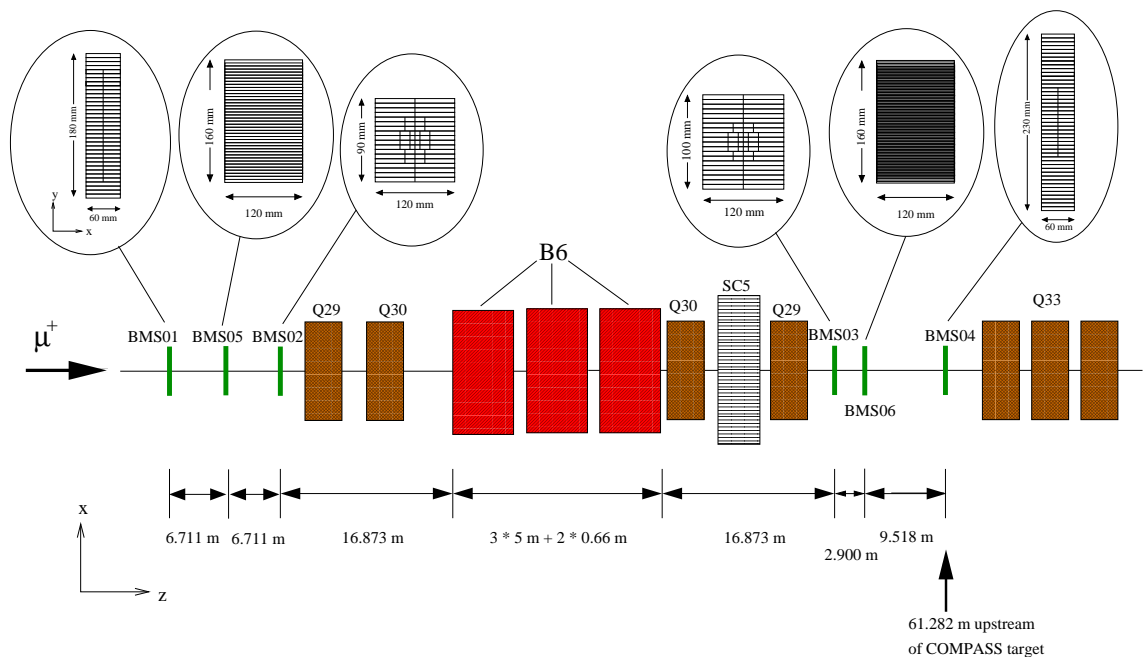


FIG. 3.1: Schéma de la BMS (*Beam Momentum Station*) permettant de mesurer l'impulsion du muon incident, constituée de six stations BMS01-06. La mesure utilise l'angle de déflexion induit par le dipôle B6 de la ligne faisceau.

De par son mode de production, le faisceau de muon est naturellement polarisé. En effet, les kaons et les pions qui le produisent sont des mésons de spin 0. Lorsqu'ils se désintègrent en

une paire muon/neutrino, la conservation du moment angulaire impose que les projections de spin du muon et du neutrino soient opposées et donc qu'ils aient la même hélicité. De plus, l'interaction faible viole la parité : le neutrino ne peut avoir qu'une hélicité négative. Par conséquent le muon aura lui aussi une hélicité négative (cf. fig. 3.2).

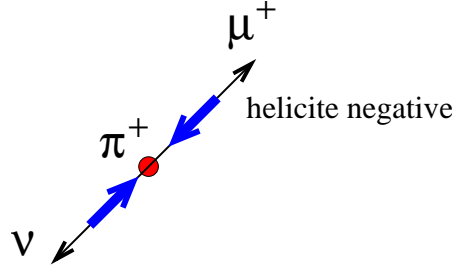


FIG. 3.2: Exemple d'un pion se désintégrant en une paire muon/neutrino. Dans le référentiel du centre de masse, les impulsions sont opposées (flèches fines) et les spins (grandes flèches bleues) sont aussi opposés car le pion a un spin nul. Le neutrino ayant une hélicité gauche, celle du muon est également gauche.

Si l'hélicité du muon est toujours gauche dans le référentiel du centre de masse, il n'en est pas de même dans le référentiel du laboratoire. En effet, l'hélicité n'est pas un invariant de Lorentz. La polarisation du faisceau de muons dépend de sa cinématique et de celle du faisceau de hadrons. Lorsque les faisceaux de hadrons et de muons sont mono-énergétiques, la polarisation des muons est donnée par :

$$P_\mu = -\frac{m_i^2 + \left(1 - \frac{2E_i}{E_\mu}\right) m_\mu^2}{m_i^2 - m_\mu^2}, \quad (3.1)$$

où m_i et E_i (resp. m_μ et E_μ) sont la masse et l'énergie du kaon ou du pion (resp. du muon). Cette formule montre que, pour obtenir une polarisation maximale, il faut que les muons possèdent la plus grande énergie autorisée, $E_\mu = E_i$ ($P_\mu = -100\%$). En pratique, les muons sont sélectionnés de manière à maximiser le facteur ϕP_{mu}^2 afin d'optimiser à la fois le flux de muons ϕ et la polarisation P_μ . Par ailleurs, la formule 3.1 ne peut être employée directement car le faisceau de hadrons n'est pas mono-énergétique et la proportion relative de kaon/pion n'est connue qu'avec une certaine précision. Pour ces raisons, on fait appel à une simulation qui, en prenant en compte la dispersion en énergie ainsi que la composition du faisceau secondaire, permet d'associer à chaque événement une polarisation effective pour chaque muon incident, calculée à partir de son impulsion. Pour les prises de données 2002 et 2003, le faisceau secondaire avait une énergie moyenne de 177 GeV produisant ainsi un faisceau de muons de polarisation moyenne $\langle P_\mu \rangle = -0,76$. Pour les années suivantes, en ajustant le faisceau de hadrons à une énergie de 172 GeV, la polarisation atteinte était de $\langle P_\mu \rangle = -0,81$. La figure 3.3 montre la polarisation que donne la simulation pour différentes valeurs d'impulsions mesurées pour le muon. Dans l'expérience SMC, qui utilisait la même ligne faisceau, la polarisation des muons a été mesurée directement et la valeur trouvée était en bon accord avec le résultat de la simulation (avec une précision $\sim 2\%$) [32].

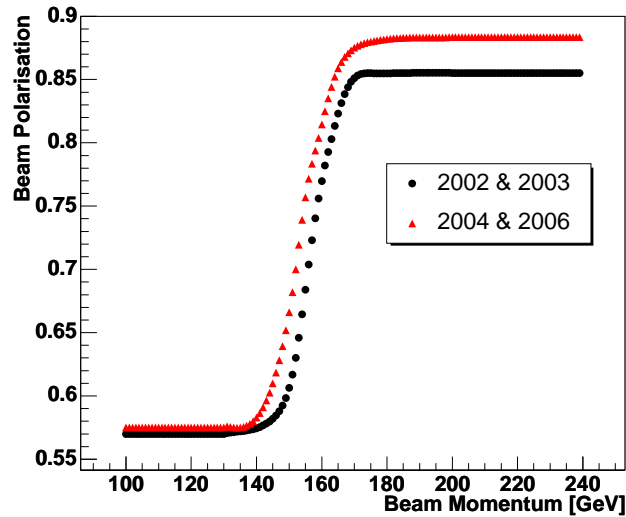


FIG. 3.3: La polarisation du faisceau donnée par la simulation selon l'impulsion mesurée du muon.

3.2 La cible polarisée

Tout comme le faisceau, la cible doit être polarisée afin de mesurer des asymétries de spin. La cible de l'expérience COMPASS [33] (2002-2004) est constituée de deux cellules cylindriques de 60 cm de long, de 1,5 cm de rayon et séparées de 10 cm. Une telle longueur de cible se justifie par le fait que le muon est une particule qui interagit peu et que le processus de fusion photon-gluon est un événement rare. Les dimensions radiales ont quant à elles été optimisées afin de maximiser la surface d'interception du faisceau tout en limitant la diffusion multiple des particules produites. Enfin, l'espacement entre les deux cellules est principalement dû à des contraintes techniques pour polariser les deux cellules dans des directions opposées. Grâce à ce dispositif, les deux taux de comptage correspondant aux deux configurations de spin ($N^{\rightarrow\rightarrow}$ et $N^{\leftarrow\leftarrow}$) sont mesurés simultanément. Les avantages sont doubles :

- Il est aisé d'imposer que les deux cellules "voient" le même flux incident. Ainsi la contribution de ce dernier disparaît lors du calcul des asymétries.
- Lors du calcul de l'asymétrie, on ne combine pas deux quantités dont la mesure est séparée par un grand intervalle de temps. En effet, les conditions expérimentales sont susceptibles de varier au cours du temps (les efficacités des détecteurs, par exemple) si bien que cela pourrait biaiser les asymétries.

Par conséquent, la polarisation de la cible simultanément opposée dans les deux cellules contribue à limiter les erreurs systématiques.

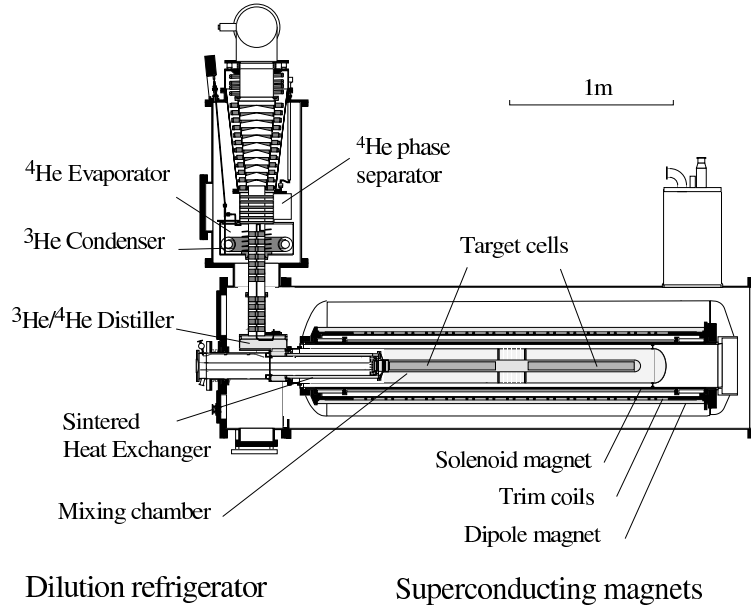


FIG. 3.4: Schéma de la cible polarisée de COMPASS (2002-2004).

3.2.1 Polarisation de la cible

Le matériau de la cible n'est jamais complètement polarisé ; il faut tenir compte du fait que seule une fraction des nucléons qui la compose est polarisable. Cette fraction est prise en compte par le facteur de dilution f . Le matériau retenu par COMPASS est le lithium deutéré (${}^6\text{LiD}$) dont la molécule peut être vue comme l'association de deux deutérons et d'une particule α qui n'est pas polarisable. Selon cette description simplifiée, quatre nucléons sur huit sont polarisables et ainsi $f = 0,5$. Cette vision n'est cependant pas très réaliste puisque la cible est également constituée d'autres éléments (elle est remplie pour moitié d'un mélange d'hélium). La définition rigoureuse du facteur de dilution est plutôt donnée par [34] [8] :

$$f = \frac{n_d}{n_d + \sum_A n_A \frac{\sigma_A}{\sigma_d}}, \quad (3.2)$$

où n_i compte le nombre de centres diffuseurs de type i et σ_i représente la section efficace associée de diffusion du muon. Ainsi, le facteur de dilution dépend de la cinématique de l'événement et vaut en moyenne 0,4.

D'autres facteurs sont à prendre en compte pour le choix du matériau : la polarisation moyenne de la cible P_c que l'on peut atteindre, la masse volumique ρ et le facteur de remplissage κ . Afin de prendre ces éléments en compte, il faut maximiser le facteur $\rho\kappa(fP_c)^2$. La cible de ${}^6\text{LiD}$ de COMPASS ($\rho = 0,84 \text{ g/cm}^3$ et $\kappa = 0,55$) permet d'atteindre une polarisation moyenne de $P_c = 0,5$ si bien que $\rho\kappa(fP_c)^2 \simeq 18,5 \cdot 10^{-3} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. Ce choix est donc plus avantageux que celui d'une cible de protons, type NH_3 , qui, bien que plus facilement polarisable ($P_c = 0,8$), possède un bien plus faible facteur de dilution ($f = 0,14$) si

bien que $\rho\kappa(fP_c)^2 \simeq 6,4 \cdot 10^{-3} \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$. Le lithium deutéré offre ainsi quasiment deux fois plus de nucléons polarisables qu'une cible de NH_3 ce qui représente un facteur statistique essentiel pour l'analyse du charme ouvert.

Atteindre une polarisation de 50 % sur une cible épaisse telle que celle utilisée par COMPASS représente un défi technique [35]. Cela nécessite la production d'un champ magnétique intense et homogène ainsi que le maintien du milieu à une température très basse. La polarisation de la cible est obtenue par la technique de la polarisation dynamique nucléaire (DNP pour *Dynamic Nuclear Polarization*). Pour que celle-ci puisse être mise en œuvre, il faut d'abord irradier la cible avec un faisceau d'électrons afin de créer des centres paramagnétiques occupés par des électrons célibataires. Par la suite, sous un champ magnétique intense ($B=2,5 \text{ T}$) et une température basse de l'ordre du Kelvin, obtenue à l'aide d'un réfrigérateur à dilution à base d'hélium $^3\text{He}/^4\text{He}$, les électrons libres se polarisent ; leur moments magnétiques s'alignent dans la direction du champ avec un taux proche de 100 %. Les noyaux de deutérium, possédant un faible³ moment magnétique, sont par contre peu polarisés ($< 1 \%$). Le principe de la DNP est de transférer la polarisation des électrons vers les deutons. Cela est rendu possible par l'application d'une micro-onde de fréquence déterminée (proche de la fréquence de Larmor) permettant de renverser les spins du système électron-deuton (cf. figure 3.5). Le temps de relaxation des électrons est beaucoup plus court que celui des deutons, si bien que les électrons retournent immédiatement à leur état fondamental. Ils sont alors de nouveau disponibles pour polariser un autre deuton. Les électrons effectuent ainsi des allers et retours entre les niveaux de spin dont la dégénérescence a été levée par le champ magnétique. Ce procédé permet ainsi de polariser de plus en plus de deutons dont le temps de relaxation est beaucoup plus long dans ces conditions. Une fois que la polarisation maximale est atteinte, le système de micro-ondes est arrêté et la température diminue jusqu'à 50 mK environ. Dans ces conditions, la polarisation des deutons peut être maintenue pendant plusieurs jours grâce au champ magnétique intense, on parle alors d'état de spins gelés.

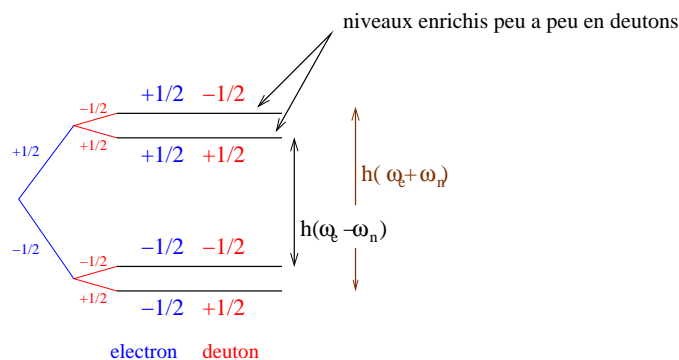


FIG. 3.5: Schéma représentant les niveaux d'énergie du système électron-deuton dans un champ magnétique. Pour polariser les deutons positivement (resp. négativement) il faut appliquer des micro-ondes de fréquence $\omega_e - \omega_n$ (resp. $\omega_e + \omega_n$).

³le moment magnétique étant inversement proportionnel à la masse, le moment magnétique d'un proton est près de 2000 fois plus faible que celui d'un électron et celui d'un deuton l'est davantage encore.

Le champ magnétique est produit par un solénoïde dont l'ouverture limite l'angle solide dans lequel les particules peuvent être détectées. Pour cette raison, l'acceptance des deux cellules est différente et une asymétrie d'acceptance, A_{acc} , s'ajoute à l'asymétrie physique que l'on cherche à mesurer. En effet, la définition de l'asymétrie expérimentale donnée à l'équation 2.1, supposait l'annulation des acceptances dans le rapport. Si l'on suppose que la cellule amont (indicée u pour *upstream*) de la cible correspond à la configuration $\overleftrightarrow{\Rightarrow}$ et la cellule aval (indicée d pour *downstream*) à la configuration opposée $\overleftrightarrow{\Leftarrow}$, alors ce que l'on mesure est en fait :

$$\frac{N_u - N_d}{N_u + N_d} = A_{exp} + A_{acc}.$$

Pour supprimer l'asymétrie d'acceptance, que l'on suppose fixe, le champ magnétique est renversé toutes les huit heures. La rotation du champ est faite de telle manière que les spins des deutons sont renversés sans que la polarisation de la cible ne soit affectée. Pour réaliser la rotation, on utilise un aimant dipolaire. Les champs du solénoïde et du dipôle sont variés progressivement de façon à ce que leur somme vectorielle effectue une rotation de 180° tout en ayant une norme constante. Grâce à ce procédé, la soustraction des deux asymétries (avant et après rotation, + et -) permet d'annuler l'asymétrie d'acceptance et de trouver l'asymétrie A_{exp} dont on a besoin :

$$A_{exp} = \frac{N^{\overleftrightarrow{\Rightarrow}} - N^{\overleftrightarrow{\Leftarrow}}}{N^{\overleftrightarrow{\Rightarrow}} + N^{\overleftrightarrow{\Leftarrow}}} = \frac{1}{2} \left[\frac{N_u^+ - N_d^+}{N_u^+ + N_d^+} - \frac{N_u^- - N_d^-}{N_u^- + N_d^-} \right]. \quad (3.3)$$

Cette formule est vraie à condition que l'asymétrie d'acceptance ne dépende pas de l'orientation du champ magnétique. En effet, la rotation du champ magnétique peut être responsable de petits changements des conditions expérimentales et créer de fausses asymétries. Il est possible de s'affranchir de tels effets en inversant la fréquence des micro-ondes quelques fois pendant la prise de données. On obtient finalement quatre configurations qui sont résumées sur la figure 3.6. Pendant la prise de donnée, il faudra s'assurer que la statistique de chacune des configurations est à peu près équivalente.

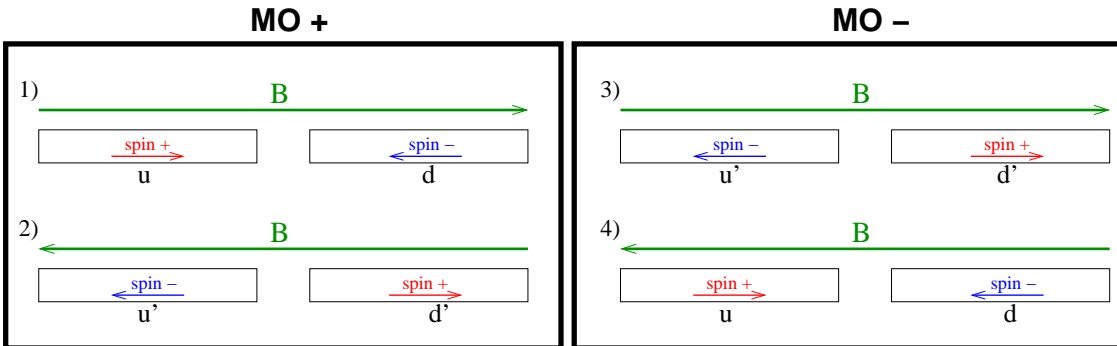


FIG. 3.6: Les asymétries de spin sont calculées à partir de 4 configurations de cible possibles : 2 valeurs micro-onde (MO) \times 2 sens de champ. Le champ magnétique est renversé pour annuler l'asymétrie d'acceptance et les micro-ondes sont inversées afin de supprimer les fausses asymétries résiduelles.

Tout comme pour le faisceau, la polarisation de la cible doit être mesurée [36]. Pour ce faire, la technique de la résonance magnétique nucléaire (RMN) est utilisée grâce à huit bobines disposées selon l'axe de la cible. Un balayage en fréquence (ou en $\omega = 2\pi\nu$) permet de faire varier la susceptibilité magnétique χ du milieu. Cette dernière influence directement l'inductance L des bobines selon la loi :

$$L(\omega) = L_0(1 + \kappa\chi(\omega)),$$

L_0 étant l'inductance lorsque la cible est vide. L'inductance est mesurée à l'aide de Q-mètres et l'intégrale du spectre ainsi obtenu est proportionnelle à la polarisation recherchée [37]. Le facteur de proportionnalité est déterminé par une calibration réalisée dans des conditions spécifiques de température et de champ pour lesquelles la polarisation est connue. Le dispositif RMN employé permet d'atteindre une précision de l'ordre de 5 % sur la mesure de la polarisation.

3.3 Le Spectromètre

Comme nous l'avons vu aux chapitres précédents, il est important de connaître précisément les caractéristiques d'un événement (particules mises en jeu, cinématique, etc...) afin de mener une analyse physique. Cela passe par la détection de la position des particules en différents points de l'espace afin de reconstruire leur trajectoire. Il faut ajouter à cela la mesure de l'impulsion des particules afin d'établir la cinématique de l'événement en question. Dans certains cas, il peut également être utile de connaître l'identité des particules afin de sélectionner au mieux les processus que l'on recherche.

Le spectromètre de l'expérience COMPASS (cf. fig. 3.3) s'étend sur une longueur de 60 m, et comprend trois sections :

- **La section pré-cible**, occupée par des stations de fibres scintillantes et de détecteurs à silicium, permet une mesure précise de la position et de l'angle du muon incident. L'intensité du faisceau étant élevée, ces détecteurs doivent être capable de gérer un grand taux de déclenchement tout en assurant une bonne résolution temporelle (< 1 ns) et spatiale ($\sim 150\mu\text{m}$).
- **Le premier étage** (LAS pour *Large Angle Spectrometer*) correspond à la partie du spectromètre située juste après la cible permettant de détecter les particules émises à grand angle. Ce premier étage, très dense en appareillage, comprend un dipôle SM1 qui permet la mesure des impulsions. Outre les détecteurs de position qui sont listés ci-dessous, cet étage possède plusieurs éléments dédiés à l'identification des particules : un détecteur à effet Cherenkov de type RICH pour les particules chargées et en particulier pour la séparation kaon/pion, un filtre à muons pour le muon diffusé et un calorimètre hadronique pour mesurer l'énergie déposée par les hadrons.
- **Le deuxième étage** (SAS pour *Small Angle Spectrometer*) possède une structure similaire à celle du premier étage mais prend en charge la détection des particules de hautes impulsions. Notons qu'il n'y pas de détecteur RICH dans cet étage mais qu'un calorimètre électromagnétique est installé afin de mesurer l'énergie des électrons et photons.

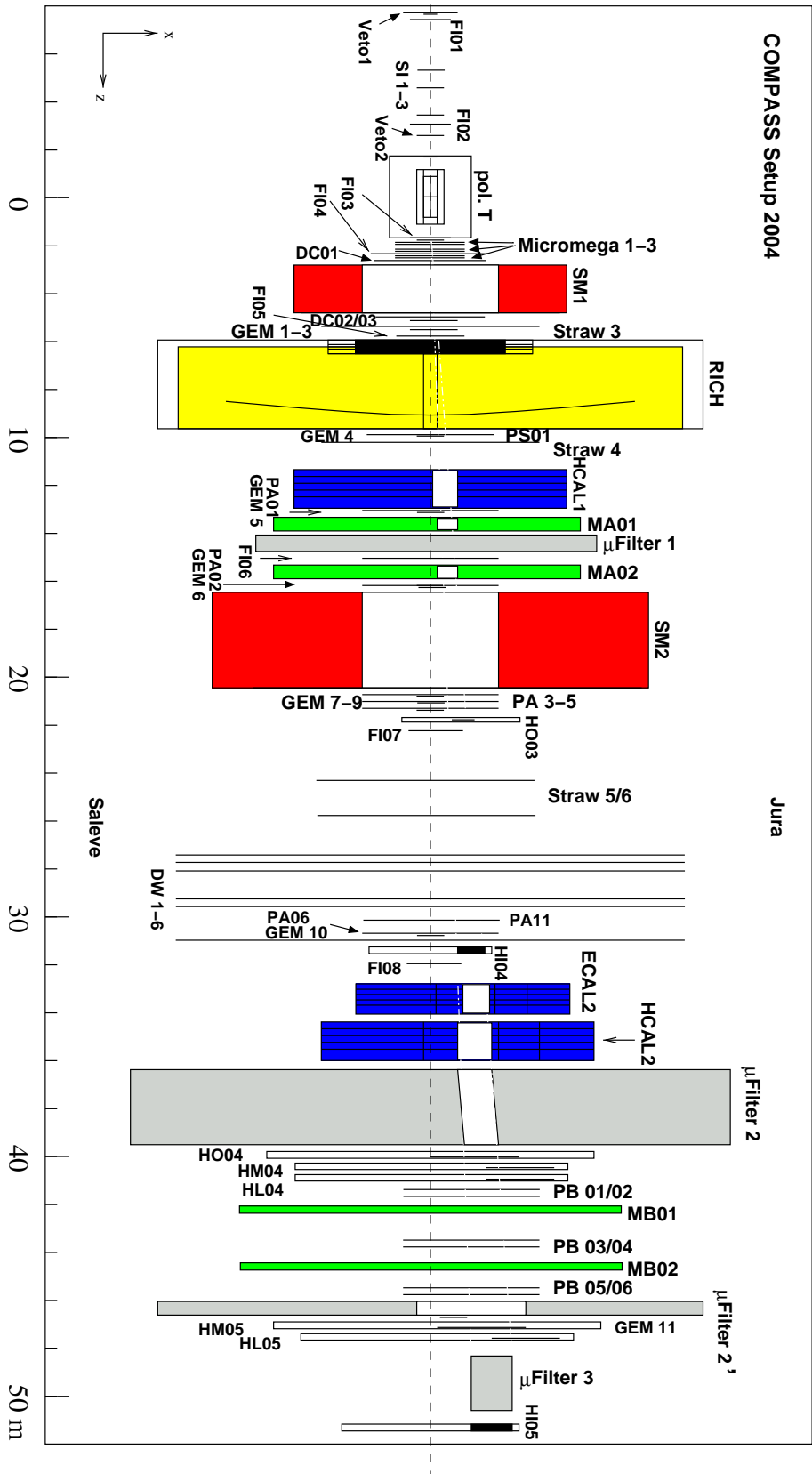


FIG. 3.7: Vue de haut du spectromètre de COMPASS (2004).

Dans les parties suivantes, nous allons détailler les cas de la mesure des positions des particules ainsi que leur identification par le RICH. Nous passerons par contre sous silence la description de la calorimétrie dont le rôle est peu essentiel pour l'analyse du canal charme ouvert.

3.3.1 La mesure des positions

Pour mesurer la position des particules, le spectromètre de COMPASS possède plus de 300 plans de détection faisant appel à différentes technologies. Le choix du type de détecteur s'effectue selon plusieurs critères : flux de particules dans la région concernée, surface active, quantité de matière introduite, performances (résolution, efficacité) et coût de production. La prise en compte de ces critères a permis de mettre en place le spectromètre dont les composantes sont décrites ci-dessous.

☞ **Fibres Scintillantes**

La technologie des fibres scintillantes [38] est particulièrement adaptée pour des régions de haut flux. Aussi ces détecteurs ont-ils été placés sur l'axe du faisceau. La région à petits angles couverte par ces détecteurs est importante pour les événements PGF qui, en majorité, possèdent un $Q^2 \approx 0$ si bien que le muon diffusé est presque colinéaire à l'axe du faisceau. Huit stations sont en service, deux en amont de la cible, deux précédant SM1, deux entre les deux dipôles et deux en aval de SM2. Chacune de ces stations mesure au moins deux coordonnées, verticale et horizontale, et trois d'entre elles mesurent également les coordonnées inclinées à 45° . L'efficacité de détection est très proche de 100 % et les résolutions spatiale et temporelle sont typiquement de $170 \mu\text{m}$ et $0,4 \text{ ns}$. Enfin, leur placement au niveau du faisceau impose une quantité de matière minimale pour éviter de générer des interactions secondaires (longueur de radiation/station $\sim 2 \%$).

☞ **Micromegas**

Les détecteurs Micromegas [39] [40] sont installés dans la région de $1,30\text{m}$ entre la cible et le dipôle SM1. Trois stations, mesurant chacune quatre coordonnées (horizontale, verticale et les deux diagonales), possèdent une surface active de $40 \times 40 \text{ cm}^2$, avec une zone inactive de 5 cm de diamètre sur le passage du faisceau. L'idée de base de ces détecteurs est d'avoir un volume d'amplification (gazeux) très rapproché de la cathode (cf. fig. 3.8). Cela a pour but de limiter le temps de dérive des ions et ainsi de gagner en rapidité. Ces détecteurs sont par conséquent capable de supporter de grands flux. Dans les conditions de l'expérience, les résolutions temporelles et spatiales sont de 9 ns et $90 \mu\text{m}$ par plan. Intrinsèquement, cette résolution est de $70 \mu\text{m}$ mais le haut flux ainsi que le champ magnétique ambiant détériorent ces performances.

☞ **GEM**

Le GEM [41] (*Gas Electron Multiplier*) utilise le même principe que les Micromegas. La principale différence provient du fait que l'amplification ne se fait que dans les trous de feuilles de kapton cuivré séparant l'espace de dérive des pistes (cf. fig. 3.8). L'autre caractéristique des GEM est qu'ils possèdent trois feuilles de ce type afin

de répartir la charge et se prémunir ainsi de décharges nocives à l'efficacité. Un plan de détection est caractérisé par un réseau de pistes d'anodes orthogonales qui collecte la charge et permet ainsi de mesurer deux coordonnées simultanément. Par ailleurs, en utilisant les amplitudes des deux projections de la position d'une trace, on réduit significativement les ambiguïtés dues aux traces multiples. Chacune des 11 stations de GEM installées sur le spectromètre est composée de deux détecteurs, l'un mesurant les coordonnées horizontale et verticale, l'autre les coordonnées inclinées à 45° . Les résolutions spatiales et temporelles sont de $70 \mu\text{m}$ et 12 ns. Ces détecteurs sont distribués sur toute la longueur du spectromètre et leur surface active est de $31 \times 31 \text{ cm}^2$ (un disque de 5 cm de diamètre est désactivé au centre).

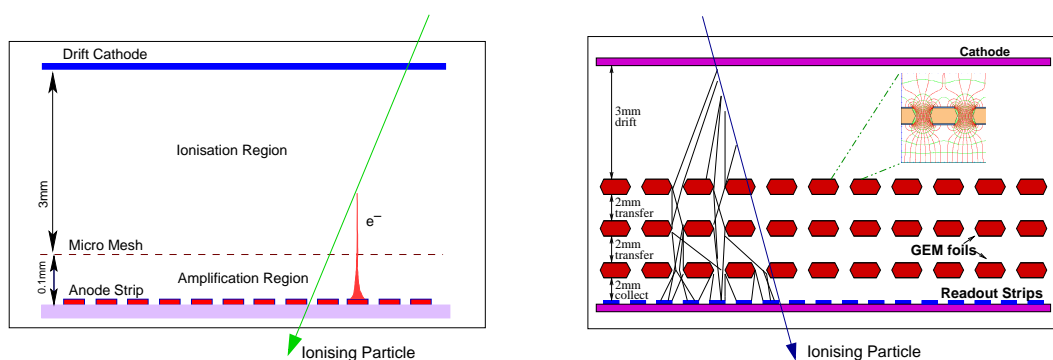


FIG. 3.8: Schéma de principe des Micromegas (gauche) et des GEM (droite). Pour les Micromegas, l'amplification a lieu dans l'espace entre la grille (*mesh*) et les pistes (*strips*), dans le cas des GEM elle est réalisée dans les trous de trois feuilles cuivrées.

☞ Chambres Proportionnelles Multi-Fils (MWPC)

Trente-quatre plans de chambres proportionnelles multi-fils sont installés sur les quarante derniers mètres du spectromètre. Ils se composent d'un plan de fils d'anode/cathode inséré entre deux plans de cathode, le tout plongé dans un mélange gazeux. La position du passage d'une particule est simplement donné par le fil qui a donné naissance à un courant. Si la résolution spatiale est faible (1,6 mm), elle est suffisante, compte tenu du bras de levier dont ces chambres disposent.

☞ Chambres à Dérive

Trois chambres à dérive sont installées de part et d'autre du dipôle SM1 et mesurent chacune quatre coordonnées. Chaque plan de ces chambres possède une structure similaire à celle des MWPC. La différence majeure tient au fait que ces détecteurs mesurent le temps de dérive des charges ce qui permet d'évaluer plus précisément la position de la trace incidente. La résolution par doublet est de $175 \mu\text{m}$ environ pour une efficacité de 95 %. Le chapitre 4 donne en détail les caractéristiques et les performances de ces détecteurs.

☞ Pailles à Dérive (straws)

Les quinze plans de ces détecteurs [42] sont installés en aval du dipôle SM1 et couvrent une grande surface de $412 \times 357 \text{ cm}^2$. Le principe est très similaire à celui des chambres à dérive. Mais dans le cas présent, la cathode n'est pas un fil mais un tube aluminisé

entourant le fil d'anode. L'efficacité de détection avoisine les 97 % lorsque la particule traverse le tube près du centre. La résolution spatiale est de 190 μm par plan.

L'ensemble des détecteurs cités ci-dessus permet donc de donner les positions horizontale et verticale d'une particule en différents points le long de l'axe du spectromètre. Il reste ensuite à combiner ces informations pour former les traces complètes des particules. Cette opération est prise en charge par le logiciel de reconstruction décrit plus loin (sec. 3.5).

TAB. 3.1: Principales caractéristiques des détecteurs de position de COMPASS.

Détecteur	Surface active (cm^2)	nb de stations	Plans/station	Résolution temporelle	Résolution spatiale/plan
Fibres Scintillantes	$3,9 \times 3,9$	2	2	0,4 ns	130 μm
	$5,3 \times 5,3$	2	3	0,4 ns	130 μm
	$8,4 \times 8,4$	1	2	0,4 ns	170 μm
	10×10	2	2 et 3	0,4 ns	210 μm
	$12,3 \times 12,3$	1	2	0,4 ns	210 μm
Micromegas	40×40	3	4	9 ns	90 μm
GEM	31×31	11	2×2	12 ns	70 μm
MWPC	178×120	8	3 ou 4	-	1600 μm
	178×90	6	2	-	1600 μm
Chambres à dérive	160×106	3	4×2	-	175 μm
Straws	412×357	5	3×2	-	190 μm

3.3.2 La mesure des impulsions

Comme expliqué en préambule de cette partie, pour que l'information soit complète, il faut ajouter à la description des trajectoires la donnée des impulsions. Celles-ci peuvent être extraites à partir de l'angle de déflexion des particules chargées lors de leur passage dans les champs magnétiques des dipôles SM1 et SM2. Dans l'approximation où la trajectoire de la particule est perpendiculaire au champ B et que l'angle de déflexion θ_L est petit, l'effet de la force de Lorentz permet de relier l'impulsion p à θ_L :

$$\frac{q}{p} = \frac{\theta_L}{0.3 \int B dl},$$

où $\int B dl$ est l'intégrale de champ de l'aimant (1 Tm et 4 Tm environ pour SM1 et SM2 respectivement) et q la charge de la particule. Ainsi, le signe de θ_L donne la charge de la particule et, connaissant le module de l'impulsion p et la trajectoire on détermine l'impulsion tridimensionnelle \vec{p} de la particule. La résolution sur la mesure de $1/p$ est de $\sim 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^{-1}$ pour une particule traversant les deux dipôles et de $\sim 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$ si elle n'est présente que dans le premier étage du spectromètre.

Une bonne résolution en impulsion est capitale pour obtenir des résultats physiques significatifs. En particulier pour l'analyse du charme ouvert, les mésons D sont identifiés à partir de la masse invariante de leurs produits de désintégration. Une bonne résolution

en impulsion est requise afin d'avoir une bonne résolution sur la masse reconstruite et, finalement, de maximiser le rapport signal/bruit.

3.3.3 L'identification des particules par le RICH

A 1 m en aval du dipôle SM1, se trouve un détecteur de type RICH [43] (pour *Ring Imaging CHerenkov*) permettant d'identifier les particules. Cette capacité est cruciale pour réduire le bruit de fond combinatoire se tenant sous le signal du charme ouvert. En effet, identifier les produits ($K\pi$) de désintégration des mésons D permet d'éliminer un grand nombre de fausses combinaisons donnant une masse invariante proche de celle du D . L'utilisation des informations fournies par le RICH est surtout efficace pour l'identification du kaon provenant du méson D^0 car le bruit de fond est dominé par la présence de pions (90 % des traces utilisées pour reconstruire la masse invariante).

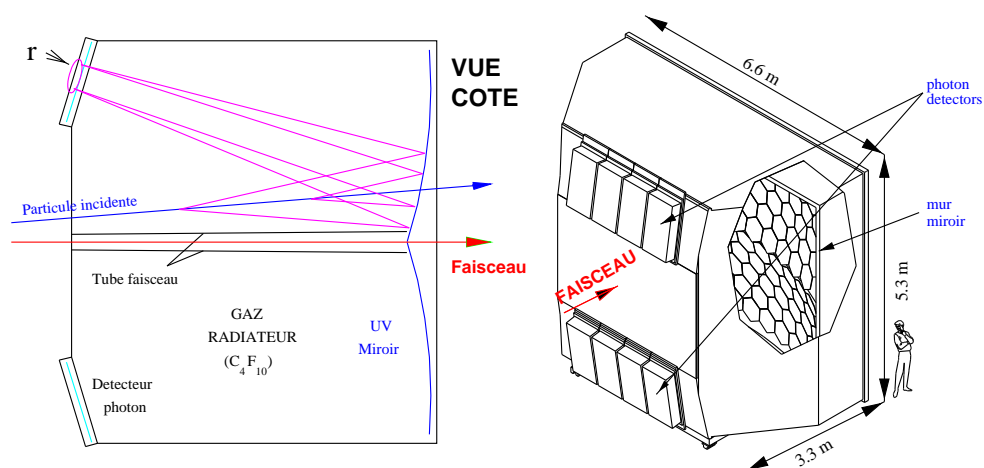


FIG. 3.9: A gauche : vue en coupe du détecteur où un événement est schématisé. Une particule émet des photons Cherenkov (rose) qui sont réfléchis sur des miroirs (bleu) puis focalisés sur des détecteurs (bleu turquoise). A droite : vue d'artiste du détecteur RICH où l'on aperçoit le volume de gaz, les miroirs et les détecteurs de photons.

Le Principe

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu transparent avec une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu, elle émet de la lumière selon un cône dirigée dans le sens de sa propagation avec un angle d'ouverture θ_c . Cet effet *Cherenkov* est décrit par la théorie classique de l'électromagnétisme et il en résulte l'équation simple :

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{n\beta},$$

où n est l'indice de réfraction du milieu et β la vitesse relativiste de la particule. La mesure de θ_c , jointe à celle de l'impulsion fournie par le spectromètre, permet d'attribuer une masse

à une particule et donc de l'identifier.

L'effet Cherenkov n'apparaît qu'à partir d'un certain seuil en vitesse ($\beta > 1/n$) et donc d'un seuil en impulsion. Autrement dit, la capacité d'identification du RICH n'est effective que si les particules ont une impulsion supérieure au *seuil Cherenkov*.

Le Détecteur RICH de COMPASS

L'expérience COMPASS utilise un RICH à focalisation annulaire, c'est-à-dire que la lumière Cherenkov, émise vers l'avant, est d'abord réfléchi par deux "murs" de miroirs sphériques et focalisée en anneaux sur des détecteurs à photons placés sur le plan focal des miroirs (cf. fig. 3.9). L'avantage de ce procédé est double :

- Sans focalisation, la lumière Cherenkov est vue comme un disque. Une fois focalisée, cette lumière forme un anneau ce qui permet une meilleure détermination du rayon que dans le cas d'un disque.
- Le fait de réfléchir les photons permet de déporter le système de détection hors de la zone de propagation des particules et d'ainsi éviter d'y introduire de la matière.

L'inconvénient est qu'une partie des photons est perdue lors de la réflexion.

Les détecteurs de photons sont situés dans la partie inférieure et supérieure du RICH. Ces détecteurs sont constitués de chambres proportionnelles multi-fils (MWPC) comprenant deux plans cathodiques. L'un d'eux est divisé en cases de $8 \times 8 \text{ mm}^2$ de surface, recouvertes de iodure de césium (CsI), l'autre est un assemblage de fils parallèles. L'anode est également constituée d'un plan de fils et est insérée entre les deux plans de cathode. Lorsqu'un photon atteint le détecteur, il est d'abord converti en électron par la couche photo-sensible de CsI. Cet électron produit une avalanche de charges lorsqu'il atteint le fil d'anode, ces charges sont enfin détectées au niveau des cases de la cathode. La surface totale de détection est de $576 \times 1152 \text{ mm}^2$ soit 82944 cases offrant une résolution suffisante pour la reconstruction des anneaux.

Le gaz radiateur choisi est le C_4F_{10} pour ses qualités de transparence et son indice de réfraction élevé ($n = 1,00153$). Dans ce milieu, les photons sont émis dans l'ultra-violet il faut donc veiller à ce que le gaz reste le plus pur possible pour assurer une bonne propagation de la lumière. En particulier, il faut éviter une contamination d'oxygène ou d'eau qui absorbent fortement la lumière UV. Typiquement, cette contamination doit rester sous le seuil des 5 ppm. Les seuils cherenkov associés au C_4F_{10} sont donnés dans le tableau 3.2.

TAB. 3.2: Seuils Cherenkov pour différentes particules correspondant au gaz C₄F₁₀.

Particule	Seuil (GeV)
e	0,0
μ	1,9
π	2,5
K	8,9
p	16,9

L'analyse des données du RICH

Comme vu plus haut, l'identification des particules nécessite trois éléments : l'impulsion de la particule, l'indice de réfraction du gaz et l'angle Cherenkov θ_c . L'impulsion est donnée par la reconstruction des traces comme expliquée en 3.3.2. L'indice de réfraction est connu, il est corrigé en fonction de la température et de la pression du milieu gazeux. Pour déterminer θ_c , il faut analyser les données recueillies par les détecteurs de photons. La première étape consiste à regrouper les coups dans les détecteurs en amas (*clustering*) afin de mieux rendre compte du point d'impact du photon. En transformant les coordonnées cartésiennes des amas en coordonnées angulaire (θ - ϕ), où θ et ϕ sont les angles polaire et azimutal du photon par rapport à la trajectoire incidente, la distribution de l'angle ϕ est uniforme pour un θ donné. La présence d'un anneau apparaît donc comme un pic dans la projection sur θ . L'angle θ_c pourrait être déterminé ainsi, cependant une manière plus efficace consiste à recourir à une description probabiliste. On utilise la méthode du *maximum de vraisemblance* qui fait appel à des fonctions de probabilité nommées par la suite par le terme anglais *Likelihood*. Ces fonctions permettent, dans une analyse physique, de tester deux hypothèses l'une par rapport à l'autre afin de choisir la plus probable. Dans le cas présent, les hypothèses portent sur l'identité i de la particule ($i = e, \mu, \pi, K, p$) et la fonction likelihood utilise **tous** les photons détectés (N^γ) et est donnée par [44] :

$$\mathcal{L}_i = \frac{e^{-p_i}}{N^\gamma!} \prod_{j=1}^{N^\gamma} \left[\frac{n_i}{2\pi R_i} S(\theta_j^\gamma, \theta_i^{ring}) + B(\theta_j^\gamma, \phi_j^\gamma) \right], \quad (3.4)$$

où p_i (resp. n_i) est le nombre de photons total (resp. du signal) attendus pour l'hypothèse i et R_i le rayon de l'anneau correspondant. Le terme $\frac{e^{-p_i}}{N^\gamma!}$ provient d'une distribution de Poisson et tient compte de la probabilité d'observer exactement N^γ photons. La fonction S décrit le signal par une gaussienne centrée sur l'angle Cherenkov θ_i^{ring} défini pour une masse i . La fonction B désigne la contribution du bruit de fond et prend en compte le bruit électronique et le signal donné par des photons n'appartenant pas à la trace analysée. La description de ce bruit de fond est essentielle et est obtenue à partir de données réelles. L'avantage de la méthode du maximum de vraisemblance est donc qu'elle tient compte du bruit de fond pour chacune des hypothèses de masse. De plus, pour une particule au dessous du seuil Cherenkov, seul le bruit de fond contribue ($n_i = 0$), ce qui permet de définir une fonction likelihood supplémentaire \mathcal{L}_{BG} (BG pour *Background*).

En pratique, dans l'analyse, les fonctions likelihood sont utilisées sous forme de rapport afin de comparer les différentes hypothèses de masses. Par exemple, pour une trace dont on souhaite savoir si elle est un kaon plutôt qu'un pion, il faudra demander que $\frac{\mathcal{L}_K}{\mathcal{L}_\pi} > \alpha$, où l'on fixera α selon le degré de certitude que l'on souhaite atteindre.

3.4 L'acquisition des données

3.4.1 Le système de déclenchement

Un système de déclenchement [45] (*trigger*) permet de sélectionner les événements à enregistrer dont les propriétés cinématiques sont intéressantes pour l'analyse physique. La décision doit être prise rapidement car les détecteurs ne conservent l'information que pendant un temps limité (< 500 ns). Une autre condition que doit remplir le système de déclenchement est de posséder un temps mort le plus faible possible afin de maximiser le nombre d'événements intéressants enregistrés. Dans le cas de COMPASS, le système de déclenchement est constitué de plusieurs hodoscopes dont les informations sont éventuellement mises en coïncidence avec celles des calorimètres hadroniques. Un hodoscope est l'assemblage de lames de plastique scintillant et de deux photo-multiplicateurs situés aux deux extrémités. La différence de temps mesurée par les deux photo-multiplicateurs permet de déterminer la position du passage du muon. Les hodoscopes sont distribués tout le long du spectromètre, permettant d'accéder à différentes régions cinématiques. Le type d'événements sélectionnés peut être réparti en deux groupes :

Événements à photon quasi-réel ($Q^2 \sim 0$)

La région à faible Q^2 est d'ordinaire rejetée par la plupart des expériences de DIS car la factorisation des processus en une partie perturbative et non-perturbative ne peut être réalisée en l'absence d'échelle suffisamment grande. Pour les événements PGF, cette échelle n'est pas donnée par Q^2 mais par d'autres observables (masse du charme, impulsion transverse des hadrons). Les événements de charme ouvert sont d'ailleurs majoritairement produits à faible Q^2 , il est donc impératif de conserver de tels événements.

Les événements à bas Q^2 sont caractérisés par un muon qui n'est quasiment pas dévié de son trajet et qui est donc difficilement détectable avant la traversée du champ magnétique d'un dipôle. Deux systèmes d'hodoscopes sont utilisés (H4 et H5) permettant de mesurer la déflexion horizontale des muons lors de leur passage à travers les dipôles. Ces deux informations sont mises en relation dans une matrice de coïncidence permettant de rejeter des événements où le muon n'a pas déposé une énergie suffisante dans la cible. Ainsi, le domaine cinématique correspondant à $y < 0,2$ est exclu⁴ car non détectable. Pour de tels événements à petits angles, un bruit de fond important provient d'effets radiatifs, de la diffusion électron-muon dans la cible et des muons du halo qui sont confondus avec le

⁴De tels événements sont peu intéressants pour sonder la structure en spin longitudinale du nucléon. En effet, ils correspondent au cas où le photon est très peu polarisé et donc peu à même de fournir une information sur le spin du nucléon.

muon diffusé. Pour rejeter ces événements parasites, le dépôt d'un signal hadronique dans les calorimètres est demandé car celui-ci n'a pas lieu pour les événements de bruit de fond. La figure 3.10 résume la structure logique du système que nous venons de décrire.

Le système de déclenchement pour les événements à photon quasi-réel est en fait sub-divisé en deux parties indépendantes. En effet, la région à faible y nécessite une détection plus fine que celle à grand y . On définit donc deux systèmes : IT (*inner-trigger*) couvrant la région $0,2 < y < 0,5$ et LT (*ladder-trigger*) pour celle à $0,5 < y$, chacun d'eux possédant son propre assemblage d'hodoscopes (cf. fig. 3.11).

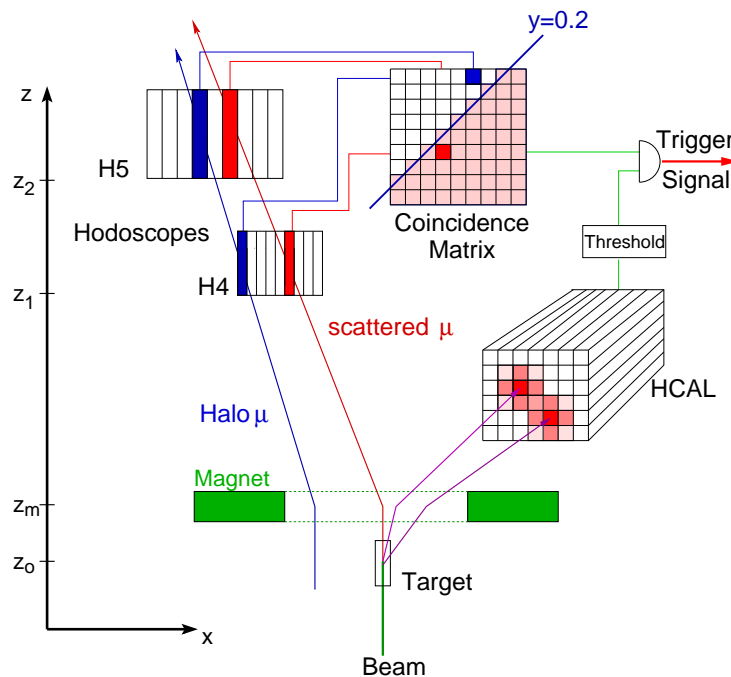


FIG. 3.10: Schéma résumant la logique des systèmes de déclenchement pour les événements à bas Q^2 (IT et LT).

Événements profondément inélastiques

D'autres analyses que celle du charme ouvert utilisent des événements à grand Q^2 afin de se placer dans un régime perturbatif. Ce cas ne présente pas les difficultés rencontrées avec les événements à photon quasi-réel et seule l'information fournie par le muon diffusé est utilisée. Seule la déviation verticale est mesurée par deux systèmes d'hodoscopes afin de déterminer si elle est compatible avec un événement ayant eu lieu dans la cible. A COMPASS, ces événements sont enregistrés par deux systèmes de déclenchement spécifiques couvrant deux régions cinématiques différentes : MT (*middle-trigger*) et OT (*outer-trigger*).

Quelque soit le déclenchement, la principale source de bruit provient des muons du halo. Ainsi pour différencier le muon diffusé d'un muon du halo, un système d'hodoscopes est

installé avant la cible et est utilisé en veto.

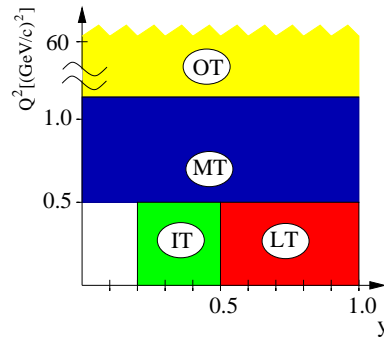


FIG. 3.11: Couverture cinématique des différents systèmes de déclenchement.

3.4.2 Le système d'acquisition des données (DAQ)

Le rôle du système d'acquisition (DAQ pour *Data Acquisition*) [46], est de collecter et d'enregistrer toutes les informations fournies par les détecteurs pour les événements sélectionnés par le système de déclenchement. Lors de sa mise en place, COMPASS a fait le choix innovant de digitaliser très en amont ces informations. En effet, tous les détecteurs sont équipés d'une électronique frontale qui numérise voie par voie les données et les stocke pendant un temps limité. Lorsque le signal d'enregistrement est reçu (*via le Trigger Control System*), les données sont envoyées aux CATCH et y subissent un premier traitement leur conférant un premier formatage. Après avoir été transmises *via S-LINK* aux ordinateurs de la DAQ, ces données sont stockées sur des PC ROB (pour *Read-Out Buffer*). Cette étape consiste à rassembler toutes les informations afin de reconstruire l'événement dans son ensemble. Le stockage n'y est que temporaire puisque les données sont ensuite envoyées par des lignes dédiées vers des disques du centre de calcul du CERN. Pour un stockage à long terme, ces données sont finalement transférées sur bandes.

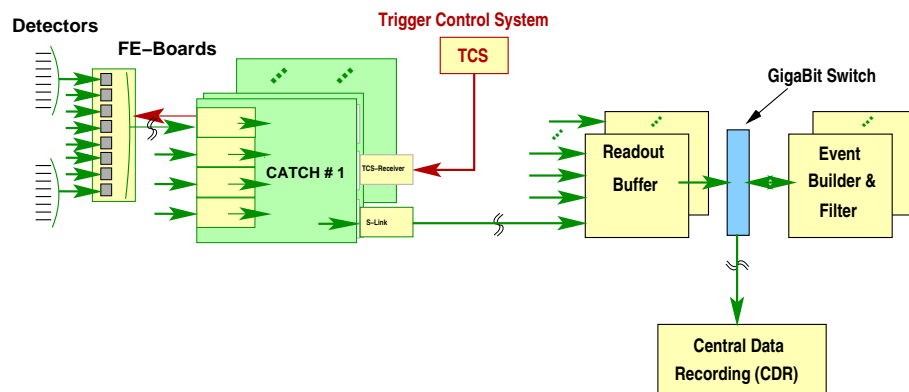


FIG. 3.12: Schéma indiquant les étapes du transfert des données.

Le tableau ci-après fournit quelques informations quantitatives quant aux performances de la DAQ de COMPASS.

TAB. 3.3: La DAQ en chiffres.

Nombre de canaux	près de 200.000
Taille moyenne d'un événement	40 koctets
Taux d'enregistrement	120 Moctets/s
Fréquence des déclenchements	75.000 par déversement
Données enregistrées	entre 600 et 1000 Toctets/an

3.5 Le traitement des données

Les données brutes qui ont été enregistrées doivent être décodées afin d'être utilisées pour l'analyse. Le programme de reconstruction développé pour COMPASS s'appelle CORAL [47] (*COmpass Reconstruction Algorithm Library*) et permet pour chaque événement :

- de décoder les données brutes de chaque détecteur,
- de reconstruire les trajectoires des particules,
- de reconstruire les impulsions des particules,
- de reconstruire les vertex,
- d'apporter des informations spécifiques associées par exemple au RICH ou aux calorimètres.

Pour reconstruire les trajectoires [48], le spectromètre est divisé en plusieurs sections où les traces sont à peu près droites (zone sans champ magnétique important et ne contenant pas une trop grande quantité de matière). Dans ces zones, une procédure incrémentale est appliquée afin de reconstruire les segments de droite à partir des points détectés. Ces segments sont enfin connectés entre les différentes sections (*bridging*) en tenant compte des cartes des champs magnétiques du solénoïde de la cible et des dipôles. C'est également lors de ce processus que les impulsions sont calculées comme décrit au paragraphe 3.3.2. L'efficacité moyenne de reconstruction des traces a été estimée comme étant de l'ordre de 90 % mais elle se dégrade fortement vers les basses impulsions (typiquement au-dessous de 3 GeV).

Une fois les trajectoires déterminées, il est possible de les associer à des vertex d'interaction dans la cible [49]. La procédure consiste à extrapoler les traces vers la cible en prenant en compte les incertitudes associées à la détection, à la traversée de matière et aux champs magnétiques, puis à déterminer si ces traces peuvent être rattachées à un même point (le muon incident doit faire partie de ces traces). La position précise du vertex est ajustée globalement en faisant légèrement varier les paramètres de la trace (impulsion+position). La précision sur cette position est de l'ordre du centimètre selon l'axe du faisceau ce qui permet, lors de l'analyse d'établir à quelle cellule de la cible appartient l'événement.

Enfin, une grande partie du traitement des données est consacrée à l'analyse des informations recueillies par le RICH : outre les 80.000 canaux à analyser, il faut appliquer de nombreuses corrections (indice de réfraction, alignement des miroirs...). Les données sont décodées sur une ferme d'ordinateurs au CERN et l'ensemble du traitement est assez long, typiquement il faut compter un temps équivalent à la période de prise de données (il faut 500 ms pour traiter chaque événement).

3.6 Etude de la stabilité des données

3.6.1 Motivations

Les données collectées par COMPASS sont regroupées en *runs* qui correspondent à des intervalles de temps d'environ une heure. Ces runs sont enregistrés continuellement pendant une semaine puis le faisceau est interrompu pour des raisons de maintenance du SPS et pour une durée de huit heures. Pendant la semaine de prise de donnée (que l'on appelle période) le spectromètre fonctionne de manière stable et aucune intervention sur l'appareillage n'est autorisée (sauf cas exceptionnel). Par contre, lors de l'arrêt du SPS, le hall de l'expérience est en libreaccès et il est possible d'effectuer des opérations de maintenance sur les détecteurs.

L'analyse physique des données est réalisée pour chaque période séparément. La stabilité du spectromètre tout au long de la période est donc impérative afin de ne pas introduire de fausses asymétries. Même si les accès au spectromètre sont réduits au minimum, des instabilités peuvent malgré tout se produire. En effet, les performances des détecteurs peuvent varier du fait d'une défaillance, d'un changement de température etc... C'est pourquoi les instabilités doivent être repérées afin de ne pas combiner des données prises dans différentes conditions. Ce travail constitue la première étape des études de stabilité et est appelé **groupement de runs**. La deuxième étape consiste à examiner les événements plus en détail afin de relever des instabilités de courte durée (une décharge dans un détecteur par exemple). Dans un tel cas les données sont considérées comme étant de mauvaise qualité et sont rejetées. Cette deuxième étude s'appelle **la réjection de *spills***. Ces deux aspects des études de stabilités [50] sont abordés dans les parties suivantes en prenant l'exemple des données de 2006.

3.6.2 Groupement de runs

Le but de cette partie est de décrire les méthodes utilisées pour subdiviser une période en groupements de runs stables. Nous utiliserons le terme de **coupure** pour désigner la séparation entre deux groupements de runs successifs. Les données de chaque groupement forment un échantillon dont les conditions expérimentales sont stables et sont combinées entre elles, pour calculer des asymétries.

Une première division est réalisée en se basant sur les rotations du champ magnétique

de la cible. Comme expliqué à la section 3.2.1, une asymétrie est calculée pour chaque configuration de champ (+ et -) afin d'annuler, par soustraction, l'asymétrie d'acceptance de la cible. Ainsi, la période est divisé en sequences de runs +/- . En 2006, le champ du solénoïde est, en moyenne, renversé cinq fois par période.

Le second type de coupure est appliqué lorsque survient un changement de régime du fonctionnement du spectromètre. L'indicateur le plus direct pour identifier de tels changements est le suivi de l'évolution des efficacités des détecteurs au cours d'une période. En 2006, le spectromètre de COMPASS était composé de 334 plans de détection exactement, il faut donc examiner leurs efficacités une à une.

L'efficacité de détection peut être définie comme étant le rapport entre le nombre de particules "vues" par le plan en question (N_{det}) et le nombre total de traces le traversant (N_{tot}) :

$$\epsilon = \frac{N_{det}}{N_{tot}}.$$

La trace d'une particule est détectée si le plan que l'on considère présente un impact sur son passage. Le nombre N_{tot} est donné par l'ensemble des traces reconstruites par le spectromètre. Pour obtenir une efficacité non-biaisée, il faut retirer le plan que l'on examine de la reconstruction. En effet, s'il présente des inefficacités, ce plan peut modifier les performances globales de la reconstruction et fausser la valeur de N_{tot} . Dans la pratique, il est impossible de se plier à une telle règle : le programme de reconstruction, dont l'exécution est assez longue, ne peut être réitéré 334 fois en excluant à chaque fois un plan. Pour cette étude, on utilise une unique reconstruction où tous les plans de détection sont inclus. C'est pour cette raison que nous ne parlerons pas "d'efficacité" *stricto sensu* mais plutôt de **pseudo-efficacité**. En réalité, l'utilisation des pseudo-efficacités ne représente pas un obstacle à l'étude de stabilité. En effet, la valeur même de l'efficacité importe peu, ce sont plutôt ses variations qui sont recherchées et un changement d'efficacité apparaît également sur la pseudo-efficacité.

La figure 3.13 (gauche) montre un exemple des variations des pseudo-efficacités au cours de la période W40 en 2006. La première remarque porte sur les "trous" que comporte ce graphe. Ces interruptions correspondent à des runs qui n'ont pas été reconstruits car les données prises n'étaient pas destinées à la physique (elles peuvent avoir été prises pour un test, une calibration etc...). Les études de stabilités consistent également à rechercher les causes de ces interruptions afin de savoir si une coupure est nécessaire. La deuxième remarque porte sur l'interruption vers le run numéro 52650 : après reprise des données, ce plan présente une pseudo-efficacité bien supérieure à celle qu'il avait avant interruption. Un tel comportement a été observé sur d'autres plans. Après vérification, il se trouve que cette période W40 est particulière car sa durée excède une semaine et comprend donc un arrêt machine. L'interruption entre les runs 52635 et 52670 a donc été accompagnée d'interventions multiples sur les détecteurs : une coupure doit être placée à ce niveau. Cet exemple illustre une règle générale qui consiste à appliquer une coupure uniquement si une variation de pseudo-efficacité est observée sur plusieurs détecteurs simultanément. En effet, si un cas isolé d'inefficacité se produit, son impact sur la reconstruction sera très limité, il peut donc être ignoré.

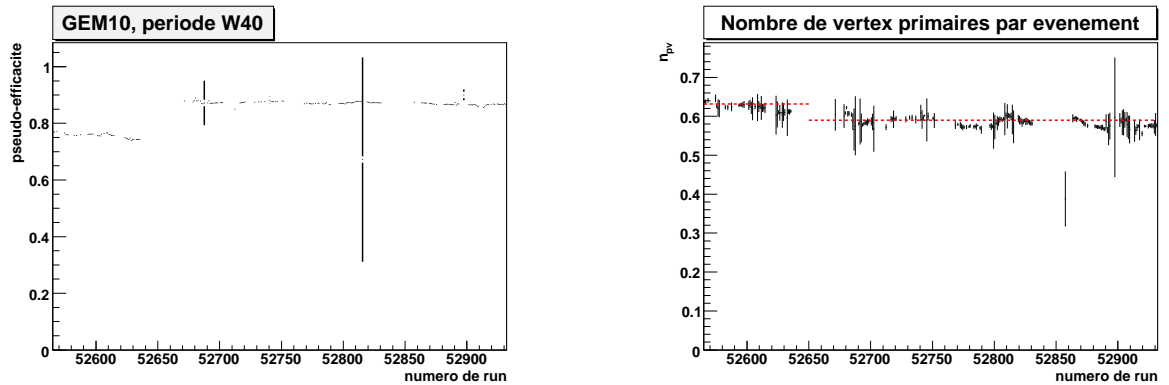


FIG. 3.13: A gauche : Pseudo-efficacités du détecteur GEM10 pour la période W40 de 2006 données pour chaque run. A droite : Nombre moyen de vertex primaires reconstruits par événements donné pour chaque run.

Un second indicateur est utilisé afin de déceler des changements de régime : il s’agit de s’intéresser à des grandeurs reconstruites telles que le nombre de vertex primaires par événements (n_{pv}), le nombre de traces reconstruites par vertex primaire (n_{tr}) et le nombre de muon incident par événement (n_{μ}). Ces trois variables sont désignées par le nom générique de **macro-variables**. Tout comme pour les pseudo-efficacités, les valeurs de ces variables sont peu importantes mais une variation soudaine peut être la conséquence d’une instabilité qu’il faut comprendre. Si leurs distributions au cours du temps présentent un saut, une coupure doit être appliquée (voir fig. 3.13 à droite).

Terminons cette partie par un exemple de groupement réalisé sur la période W33 de 2006 et dont la structure est donnée dans le tableau 3.6.2. Nous avons choisi volontairement une des premières périodes de 2006 qui est particulièrement instable afin d’illustrer les différents cas de figures qui peuvent survenir. Une première division est réalisée en se basant sur les configurations (+ et -) du champ magnétique. Dans le tableau, le groupe 7 comprend tous les runs consécutifs avec les configurations + et - et constitue donc le cas idéal d’un sous-ensemble complet sans instabilité. Des instabilités ont été observées en cinq points⁵ délimitants les groupes 1-2, 2-3, 4-5, 5-6 et 6-7. Ces coupures ont pour conséquence d’isoler les groupes 1, 5 et 6 qui ne comportent alors qu’une seule configuration. Ces données sont perdues pour l’analyse car, pour ces groupes, l’asymétrie d’acceptance ne peut être soustraite à l’asymétrie physique. Enfin, la coupure 3-4 a été placée artificiellement et n’est pas due à une instabilité. En effet, si un grand intervalle de temps semble stable et contient plusieurs rotations de champ magnétique, il est, par précaution, subdivisé en groupes. Dans la mesure du possible, une telle coupure artificielle est placée de façon à équilibrer la statistique entre les deux configurations + et -.

⁵Sur une période plus “classique”, le nombre d’instabilités par période est compris entre 0 et 2.

TAB. 3.4: Exemple des groupements de runs opérés sur la période W33 de 2006. Le signe du champ du solénoïde de la cible ainsi que le nombre d'événements sont indiqués pour chaque groupe. Trois lignes horizontales symbolisent la présence d'une instabilité révélée à l'aide des pseudo-efficacités ou des macro-variables.

Groupe	signe du champ	intervalle de runs	nombre d'événements
Groupe 1	+	[49882; 49894]	$8.1 \cdot 10^6$
Groupe 2	+	[49899; 49903]	$1.8 \cdot 10^6$
	-	[49909; 49911]	$8.4 \cdot 10^5$
Groupe 3	-	[49920; 49968]	$1.4 \cdot 10^7$
	+	[49973; 50012]	$2.1 \cdot 10^7$
	-	[50016; 50029]	$1.3 \cdot 10^7$
Groupe 4	-	[50099; 50122]	$2.5 \cdot 10^7$
	+	[50126; 50155]	$2.6 \cdot 10^7$
Groupe 5	+	[50159; 50168]	$1.8 \cdot 10^7$
Groupe 6	-	[50175; 50191]	$1.1 \cdot 10^7$
Groupe 7	+	[50246; 50276]	$3.2 \cdot 10^7$
	-	[50290; 50328]	$1.4 \cdot 10^7$

NOTA BENE : Les résultats des études de stabilité sont utilisés par toutes les analyses menées à COMPASS. Le cas de l'analyse du canal du charme ouvert fait cependant exception puisque les groupements de runs ne sont pas utilisés pour le calcul des asymétries. En effet cette analyse dispose d'une statistique très limitée (voir sec. 2.1.3) et le calcul d'une asymétrie par groupe est impossible. Pour cette analyse, seules deux asymétries sont extraites pour chaque période en regroupant tous les runs + d'une part et tous les runs - de l'autre. La présence de fausses asymétries introduites par des instabilités est vérifiée *a posteriori* et leurs potentiels effets sont inclus dans les erreurs systématiques (cf. sec. 6.2.4).

3.6.3 La réjection de *spills*

La procédure précédente s'applique à des intervalles de runs. Cela n'exclut pas des problèmes survenant pendant un intervalle de temps très court (quelques événements, voire un run). La figure 3.13 montre par exemple un run avec un nombre de vertex primaires beaucoup plus bas que la normale. Les données prises lors de ce run risquent d'affecter les analyses physiques et elles sont, pour cette raison, rejetées. Ces instabilités locales peuvent se produire pendant une durée bien inférieure à celle d'un run qui est d'une heure. Par conséquent, la réjection des données instables est optimisée en se plaçant au niveau du spill (4,8 s) et non du run.

Les spills instables sont rejetés en se basant uniquement sur les distributions des trois

macro-variables n_{pv} , n_{tr} et n_{μ} calculées pour chaque spill. Un critère simple de sélection serait de retirer les spills pour lesquels les valeurs des macro-variables sont trop éloignées de leurs valeurs moyennes sur la période. Cette méthode n'est en fait pas applicable car si la distribution de l'une de ces variables présente un saut (comme sur la figure 3.13) alors tous les spills sont éloignés de la valeur moyenne. Une alternative est de placer les spills dans l'espace à trois dimensions des trois variables n_{pv} , n_{tr} et n_{μ} , cf. fig. 3.14. On s'aperçoit que les points se rassemblent en amas plus ou moins séparés. Chaque amas correspond à un groupement de runs tel que décrit à la partie précédente. Dans cet espace, les spills les plus isolés sont à rejeter. Pour établir un critère précis, on définit la notion de **nombre de plus proches voisins** qui compte le nombre de spills inclus dans une sphère de rayon R centrée sur le spill considéré. Ainsi, un spill situé au centre d'un amas possède un grand nombre de plus proches voisins, au contraire d'un spill placé en périphérie. Ainsi, en rejetant les spills caractérisés par un faible nombre de plus proches voisins, on ne conserve que les données prises dans des conditions stables.

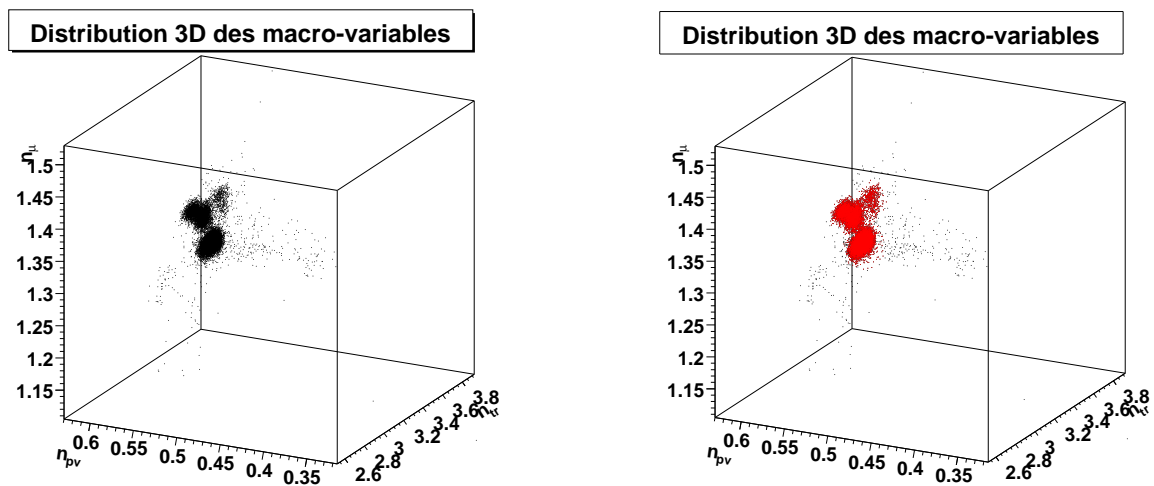


FIG. 3.14: A gauche : Chaque spill est représenté par un point dans l'espace des trois macro-variables n_{pv} , n_{tr} et n_{μ} . A droite : Seuls les point rouges sont conservé, les points noirs isolés sont rejetés.

Typiquement, une telle étude rejette de 5 à 10% de statistique selon la période. Ces données sont mises de côté par toutes les analyses menées à COMPASS, y compris celle du canal du charme ouvert.

3.7 Les améliorations apportées pour les données 2006

En 2005, COMPASS n'a pas pris de données car l'accélérateur SPS était en travaux pour être adapté à la machine du LHC (*Large Hadron Collider*) du CERN. La collaboration COMPASS a profité de ce délai pour apporter des modifications à son spectromètre afin

d'en améliorer les performances. Cette partie a pour but de détailler quelques unes de ces modifications et d'en expliquer les motivations.

3.7.1 Améliorations au niveau de la cible et conséquences

Dans son *proposal*, COMPASS prévoyait d'utiliser un aimant de grande acceptance pour polariser la cible. Mais celui-ci ne fut pas prêt à temps pour le début de la prise de donnée en 2002. Aussi les données entre 2002 et 2004 furent-elles récoltées en utilisant l'aimant ayant servi à la précédente expérience, SMC. Cet aimant offre une ouverture angulaire moyenne de 69 mrad. L'aimant initialement prévu fut installé en 2005 et fut opérationnel pour la prise de donnée 2006. L'ouverture de ce nouvel aimant est bien plus grande (180 mrad) et permet donc de reconstruire des traces à plus grand angle.

Pour illustrer le gain que peuvent apporter ces traces dans la recherche de PGF signés par les mésons D^0 , on peut prendre les données de 2006 et leur appliquer une coupure reproduisant artificiellement l'ancienne acceptance. La figure 3.15 (en haut) montre comment se répartissent les angles des kaons et pions provenant d'un D^0 . Nous remarquons que le nouveau domaine angulaire accessible profite principalement aux pions. Cependant on s'aperçoit que cette même région angulaire introduit un grand nombre d'événements de bruit de fond (voir fig. 3.15 en bas), dégradant la pureté R_S , si bien que le gain statistique, qui est donné par $S \cdot \langle R_S \rangle$, est limité (cf. sec. 2.1.3).

L'ouverture angulaire de l'acceptance a dû être accompagnée d'une révision de l'agencement des détecteurs du spectromètre pour détecter les particules nouvellement accessibles. Par exemple, la zone entre la cible et le premier dipôle SM1, occupée principalement par les Micromegas, n'était plus à même d'assurer la nouvelle couverture angulaire. Pour cette raison une chambre à dérive a été ajoutée juste en sortie de la cible. La zone après SM1 a aussi dû être remodelée. Les pailles à dérive installées dans cette région avaient déjà été conçues pour couvrir un large champ angulaire. Cependant, elles ne pouvaient pas à elles seules assurer une résolution suffisante et les deux chambres à dérive placées juste après SM1 ne possédaient pas une taille assez grande. C'est pourquoi une nouvelle chambre à dérive a été spécifiquement construite pour assurer une reconstruction performante des traces dans cette région du spectromètre. Cette chambre (DC04) possède une très grande surface de détection ($250 \times 210 \text{ cm}^2$) et ses caractéristiques seront détaillées au chapitre 4.

Nous avons vu dans la partie 3.2.1 qu'il était nécessaire de renverser les états de spin de la cible toutes les huit heures afin d'annuler les asymétries d'acceptance. A partir de 2006, un nouveau dispositif a été mis en place au niveau des cellules de la cible. L'idée est de subdiviser la cible en trois cellules au lieu de deux. Les deux cellules extrêmes sont polarisées dans un même sens alors que la cellule centrale, de dimension égale à la somme des deux autres, est polarisée dans un sens opposé. En procédant de cette façon, l'acceptance moyenne des deux états de spin est sensiblement identique (cf. figure 3.16) et l'asymétrie d'acceptance s'annule approximativement. Cependant, pour annuler d'éventuelles asymétries résiduelles, une rotation du champ est toujours nécessaire mais elle est effectuée plus rarement (une fois par jour au lieu de trois).

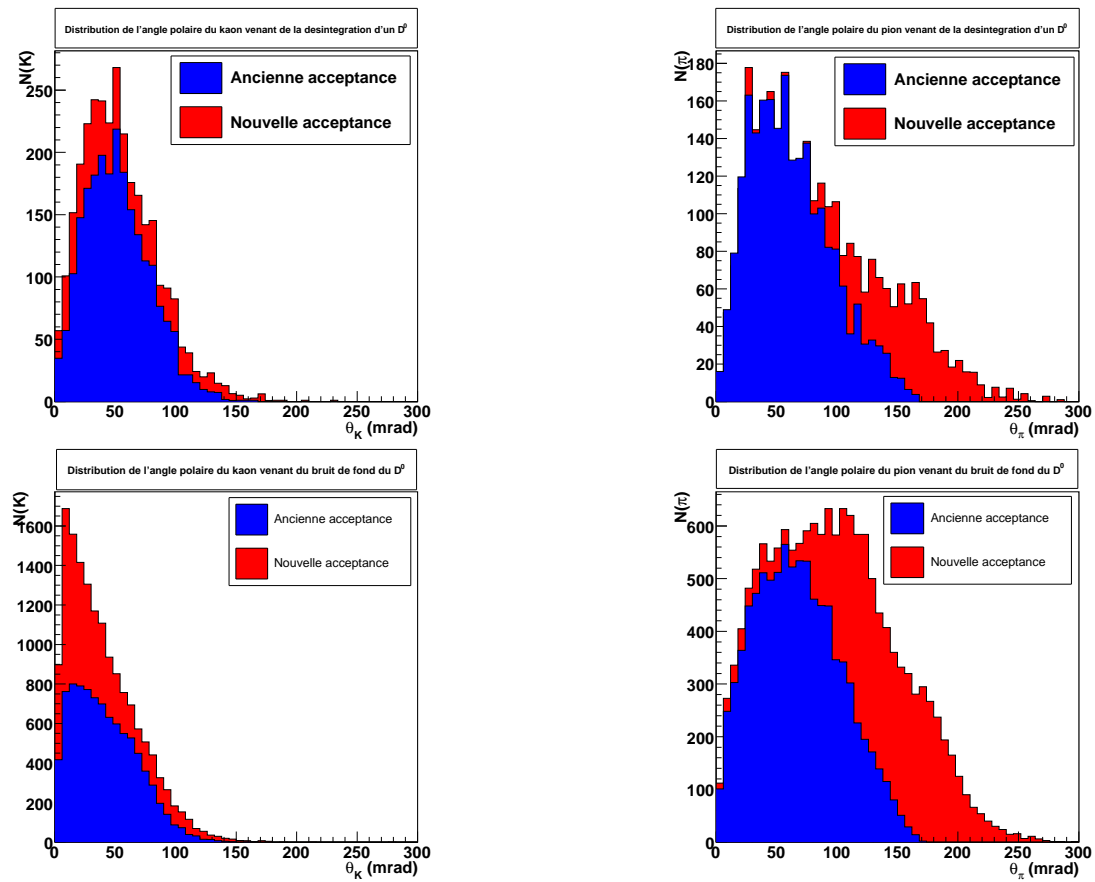


FIG. 3.15: Distribution angulaire des kaons (à gauche) et des pions (à droite) provenant d'un méson D^0 (en haut) ou du bruit de fond (en bas) associée à l'ancienne et à la nouvelle acceptance de l'aimant de la cible. Ces histogrammes sont obtenus à partir des données 2006 pour lesquelles l'ancienne acceptance a été artificiellement appliquée.

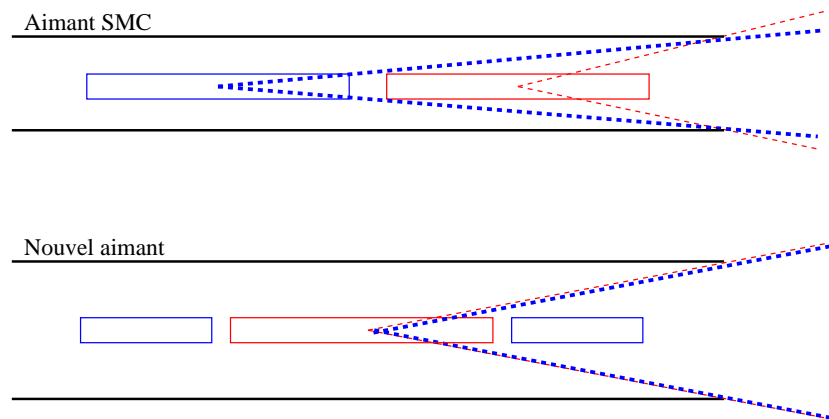


FIG. 3.16: Dispositifs de la cible avec l'aimant SMC (haut) pour les années 2002-2004 et avec le nouvel aimant (bas) pour les années suivantes. La configuration à trois cellules permet une acceptance équivalente pour les deux états de spin (bleu et rouge).

3.7.2 Les améliorations du RICH

En 2004, un grand projet de rénovation [51] [52] a été lancé pour améliorer les performances d'identification du RICH. Jusqu'alors, le facteur limitant de ce détecteur était le temps d'intégration du signal par l'électronique frontale (type GASSIPLEX [53]) qui était de l'ordre de $3 \mu\text{s}$. L'identification des particules souffrait par conséquent de la présence d'un bruit de fond dû aux particules fortuites. Les traces pénétrant le RICH avec un faible angle d'incidence étaient particulièrement touchées par un tel effet car les muons du halo représentent une grande source de bruit. De plus, l'électronique GASSIPLEX nécessite un temps mort d'environ $5 \mu\text{s}$ permettant un retour à la ligne de base du système. Cela limite grandement le taux de déclenchement que le détecteur peut supporter ($\sim 10 \text{ kHz}$).

Le projet d'amélioration comporte deux volets :

- La région de détection centrale, qui est soumise à un grand flux incident, est désormais équipée de photo-multiplicateurs dotés d'une électronique de lecture MAD4. L'avantage de ce nouveau système est qu'il permet la détection d'un plus grand nombre de photons et d'intégrer le signal beaucoup plus rapidement ($\sim \text{ns}$). 25 % de la surface active est concernée par cette amélioration [54].
- Dans la partie périphérique du RICH la détection des photons demeure identique (photocathode+MWPC) mais une nouvelle électronique a été installée. Le chip plus rapide APV [55] a supplanté l'ancienne technologie GASSIPLEX. Ce nouveau type de circuit permet de mettre en forme 128 canaux en parallèle et de mémoriser un échantillon toutes les 25 ns. Une telle rapidité permet de limiter le bruit de fond et de supporter un taux de déclenchement environ quatre fois supérieur à celui autorisé par les GASSIPLEX.

Toutes ces améliorations ont été particulièrement bénéfiques pour l'analyse du charme ouvert pour laquelle les performances du détecteur RICH sont primordiales. Pour cette analyse, le rapport signal sur bruit a ainsi augmenté d'un facteur 1,9 dans le cas où les mésons D^0 proviennent de D^* et 1,2 dans le cas contraire.

Chapitre 4

Les chambres à dérive de COMPASS

LE spectromètre de COMPASS compte trois chambres à dérive construites par l'équipe de Saclay. Après avoir rappelé le principe de la mesure de position par une chambre à dérive, nous nous intéresserons plus particulièrement aux chambres de COMPASS. Le mémoire de thèse de la référence [56] explique en détail les choix techniques qui ont été pris au moment de la conception de ces détecteurs. Nous nous contenterons ici d'en résumer les principales idées. Par contre, nous détaillerons les étapes de calibration et d'évaluation des performances pour lesquelles des méthodes spécifiques ont été développées. En particulier, il est désormais possible d'extraire les caractéristiques intrinsèques des chambres en s'affranchissant des effets du bruit.

4.1 Principe de fonctionnement

Après avoir détaillé les différents éléments constitutifs d'une chambre à dérive, nous décrivons une à une les étapes menant à la détection d'une particule.

4.1.1 La configuration géométrique et électrostatique

Une chambre à dérive [57] se définit comme un assemblage de trois plans ; un plan de fils parallèles est inséré entre deux plans dits de cathode. Ces trois éléments sont essentiels au fonctionnement d'une chambre à dérive et voici leurs caractéristiques (cf. fig. 4.1) :

- **Les deux plans de cathode** sont des surfaces conductrices portées à un potentiel négatif V_c . L'espace entre ces plans est noté e et mesure typiquement quelques millimètres.
- Le plan intermédiaire est constitué de deux types de fils. Le premier type correspond à des **fils de cathode** car ils sont eux aussi portés à un potentiel négatif (souvent égal à V_c). Ces fils sont disposés avec un pas de longueur p et définissent la cellule élémentaire de la chambre. Ils sont caractérisés par un diamètre Φ (de l'ordre d'une centaine de μm) et par une faible impédance (idéalement nulle).

- Entre chaque fil de cathode est tendu un **fil d'anode ou fil de lecture** porté à un potentiel nul. Ce fil est plus fin que ceux de cathode (diamètre $\phi < \Phi$) afin de créer un champ électrique très important dans son voisinage et d'amplifier le signal. C'est ce fil qui recueille la charge créée par le passage d'une particule.

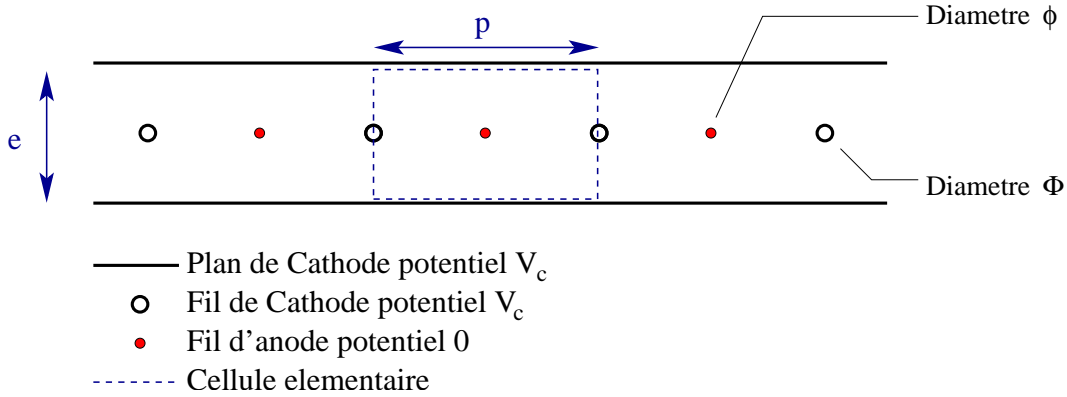


FIG. 4.1: Schéma en coupe de quelques cellules d'une chambre à dérive.

La donnée des quantités p , e , Φ , ϕ et V_c caractérise complètement l'état électrostatique de la chambre. Pour une cellule parfaitement cylindrique de rayon R , dont le fil d'anode occupe le centre, la charge linéique λ est donnée par :

$$\lambda = \frac{2\pi\epsilon_0 V_c}{\ln(R/\phi)}.$$

Une simple application du théorème de Gauss donne alors le champ électrique correspondant :

$$E(r) = \frac{V_c}{r \ln(R/\phi)}. \quad (4.1)$$

La figure 4.2, tirée d'une simulation, montre la configuration des lignes de champs pour une cellule carrée de dérive. Dans une très bonne approximation, le champ possède une symétrie cylindrique à proximité du fil si bien que la formule 4.1 peut être appliquée. En prenant comme exemple les caractéristiques des chambres de COMPASS ($V_c = -1700$ V, $R = e = 7$ mm et $\phi = 20$ μm) et en se plaçant à quelques microns du fil, le champ obtenu est de l'ordre de 10^5 $\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$. Cette formule illustre aussi le rôle du diamètre du fil d'anode qui influence directement le champ électrique environnant le fil.

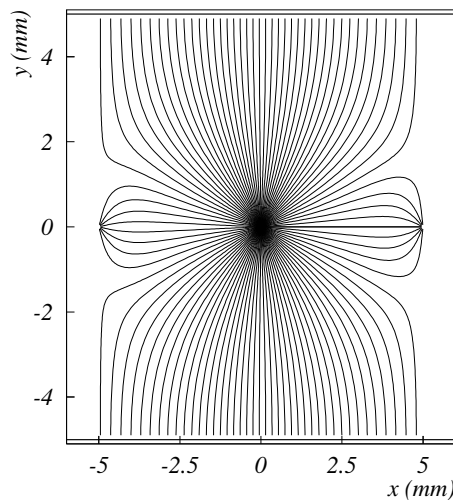


FIG. 4.2: Lignes de champs pour une cellule de dérive de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ (figure tirée de [56]).

4.1.2 La composition gazeuse

Généralement le mélange gazeux d'une chambre à dérive [58] se compose d'au moins deux sortes de gaz :

1. Un **gaz d'ionisation** capable de libérer un grand nombre d'électrons lorsqu'il est excité. On aura souvent recours à un gaz rare pour jouer ce rôle. En effet, ce type de gaz est mono-atomique et ses couches électroniques sont pleines si bien que les modes d'excitation de type transition électronique ou de type rotation/vibration sont très peu favorisés. Le mode d'excitation privilégié est l'ionisation qui consiste à arracher un ou plusieurs électrons aux couches externes de l'atome. L'utilisation de l'argon est assez courante du fait de son coût peu élevé et de sa production d'électrons appréciable ($\sim 100/\text{cm}$ pour une particule au minimum d'ionisation et sous 1 atmosphère).
2. Un **gaz quencher** capable d'absorber des photons (nous verrons à la partie 4.1.4 comment ils sont produits). On utilise généralement des molécules organiques car elles possèdent de nombreux degrés de liberté et donc de nombreux niveaux d'excitation. Ces molécules peuvent donc facilement absorber les photons. Ce sont usuellement des gaz tels que le méthane où l'éthane qui sont utilisés comme *quencher*.

Un troisième type de gaz peut être ajouté au mélange gazeux. Celui-ci a pour rôle de faciliter la dérive des charges et ainsi de gagner en rapidité.

4.1.3 L'électronique de lecture

L'électronique frontale d'une chambre à dérive doit être capable de détecter, d'amplifier et d'intégrer une faible charge ($\sim 100 \text{ fC}$) collectée par les fils de lecture. Ce système comporte

généralement quatre étages :

1. Un **pré-amplificateur** permet une mise en forme du signal $s(t)$ envoyé par le fil de lecture. Il lui faut pour cela un temps caractéristique t_f afin d'intégrer la charge du signal : $Q = \int_0^{t_f} s(t)dt$. Le temps t_f doit être assez long pour détecter l'intégralité de la charge (autrement on parle de *déficit balistique*) mais suffisamment court pour séparer les signaux successifs.
2. Un **amplificateur** multiplie la sortie du pré-amplificateur par un gain $K > 1$.
3. Un **discriminateur** génère un signal créneau dont la largeur équivaut au temps où le signal dépasse un seuil donné.
4. Un **convertisseur temps digital** (TDC) permet d'enregistrer le temps auquel le créneau issu du discriminateur passe en position haute.

L'ensemble de cette électronique est caractérisé par un temps t_e correspondant au temps de montée du signal jusqu'au seuil du discriminateur.

4.1.4 La détection d'une particule

Maintenant que nous avons décrit les constituants élémentaires d'une chambre à dérive (structure, champ, gaz et électronique), voyons, étape par étape, ce qui se produit lorsqu'une particule traverse la chambre :

1. Une particule de haute énergie traverse une cellule élémentaire de la chambre à un temps T_0 . Sa perte d'énergie est minime car elle correspond au terme logarithmique du dE/dx de la formule de Bethe-Bloch.
2. L'énergie transférée aux atomes du gaz est suffisante pour les ioniser et libérer des **électrons primaires** avec une énergie cinétique de typiquement 100 eV.
3. Le libre parcours moyen des électrons primaires dans le gaz est de l'ordre d'une dizaine de microns. Ensuite ils entrent en collision avec des atomes de gaz libérant de nouveaux **électrons** dits **secondaires**.
4. Le libre parcours moyen de la particule incidente est bien plus grand que celui des électrons primaires si bien que sa trace est vue comme une succession de "petits paquets" d'électrons espacés le long de sa trajectoire (on parlera d'impacts ou de *clusters*).
5. Tous ces électrons, soumis au champ électrique de la chambre dérivent selon des potentiels croissants, en direction du fil de lecture. Leur vitesse augmente d'abord sous l'effet du champ puis elle atteint un palier lorsque les collisions avec les atomes du gaz compensent la force électrique puis, à l'approche du fil de lecture où le champ est intense, elle augmente de nouveau très rapidement.
6. A moins de 100 μm du fil de lecture, les électrons acquièrent une grande énergie entre chaque collision si bien qu'ils ionisent de nouveau les atomes en leur arrachant des électrons. Le champ est si intense ($> 10^4$ V/cm) que ces électrons peuvent ioniser le gaz à leur tour. Le phénomène est exponentiel et on parle alors d'**avalanche**

électronique [59]. On définit un facteur de gain G comme le rapport entre le nombre total d'électrons créés par l'avalanche et le nombre d'électrons qui lui ont donné naissance. Pour une différence de potentiel de 2000 V, le gain est typiquement de l'ordre de 10^4 .

7. Les sections efficaces d'ionisation et d'émission d'un photon lors de l'interaction d'un électron de l'avalanche et d'un atome de gaz sont du même ordre de grandeur. Le photon produit peut lui aussi ioniser le milieu par effet photo-électrique mais il le fait en moyenne à une distance bien plus grande que la taille de l'avalanche. Cela crée d'autres avalanches de moins en moins localisées, faisant diverger l'amplification. Un tel phénomène doit être évité, c'est pourquoi la présence du gaz *quencher* est nécessaire.
8. Les électrons créés par l'avalanche sont très vite absorbés par le fil d'anode. Par contre leur vitesse de dérive est très grande si bien qu'ils induisent un courant dans le fil de lecture très court et de grande amplitude, assimilable à un Dirac.
9. Les ions positifs créés par l'avalanche sont quant à eux attirés vers le fil ou le plan de cathode le plus proche. Etant produits très près du fil d'anode, ils doivent donc traverser une grande distance dans la cellule de dérive. Le temps de dérive est cette fois beaucoup plus long ($\sim 100 \mu s$) induisant un courant sur le fil de lecture plus étalé que celui des électrons. Notons que ce courant s'ajoute à celui des électrons car à la fois la charge et la direction du mouvement sont opposées.
10. Le courant électrique du fil de lecture est traité par l'électronique frontale comme vu à la partie 4.1.3.

Pour résumer, le temps t mesuré par l'horloge TDC, ramené au temps initial T_0 , peut s'exprimer comme :

$$t - T_0 = t_d + t_e;$$

où t_d correspond au temps de dérive des électrons (primaires et secondaires) jusqu'au fil d'anode. Si le seuil du discriminateur de l'électronique est assez bas et que le temps de montée du signal est assez court, on peut négliger le temps t_e par rapport à celui de dérive. En supposant connu le temps T_0 , le temps t mesuré par l'horloge TDC permet donc d'obtenir le temps de dérive des électrons de la trace au fil de lecture. Moyennant une calibration de la chambre (cf. sec. 4.3) la distance impact-fil¹ est obtenu.

4.1.5 Ambiguïté gauche-droite

La mesure de la distance impact-fil ne permet cependant pas de savoir si la particule est passée à gauche ou à droite du fil qui l'a détectée. Pour chaque particule traversant la chambre deux impacts sont *a priori* possibles : on parle d'impacts miroirs car il sont

¹Par la suite nous utiliserons le terme d'*impact* pour désigner la position de la trace mesurée par la chambre. La position de cet impact est à différencier de la position réelle de la particule du fait de la résolution spatiale non nulle du détecteur.

symétriques par rapport au fil de lecture. Pour lever cette ambiguïté, deux chambres à dérive, partageant un même plan de cathode, sont construites l'une derrière l'autre. Les fils de cathode de l'une font face aux fils de lecture de l'autre. Si la particule passe par la cellule de gauche (resp. de droite) du deuxième plan cela signifie qu'elle a traversé le premier plan à gauche (resp. à droite) du fil de lecture. Ce scénario est bien le plus probable mais plus généralement, chaque plan de dérive propose deux impacts miroirs se traduisant en réalité par quatre traces possibles. La figure 4.3 illustre un tel cas de figure. La levée d'ambiguïté est en fait réalisée en deux étapes. Parmi les quatre traces, on choisit celle qui pointe au mieux vers la cible. Une fois que la trace est reconstruite à l'aide de tous les détecteurs du spectromètre, les quatre possibilités sont de nouveau reconsidérées afin d'évaluer si une autre combinaison d'impacts donne un meilleur χ^2 à la trace. La levée d'ambiguïté est d'autant plus difficile que les impacts sont proches du fil de lecture. En effet, dans une telle situation, deux traces candidates sont quasiment équivalentes. De ce fait, on s'attend à trouver une résolution dégradée pour les régions proches des fils.

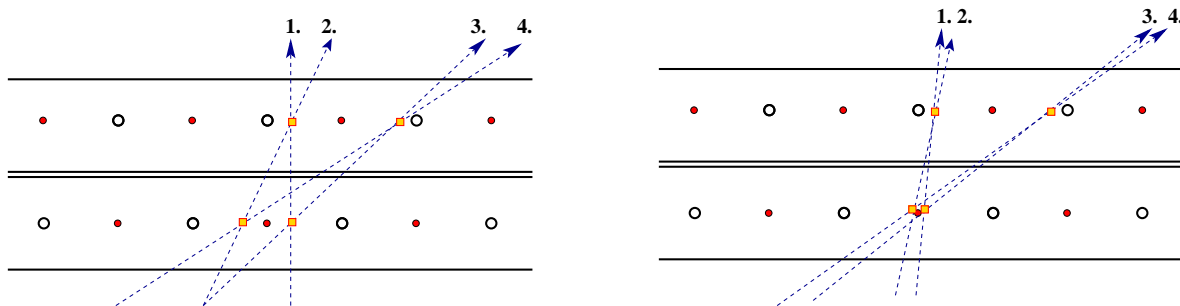


FIG. 4.3: Sur ce schéma, les quatre impacts possibles sont représentés par de petits carrés. Quatre traces sont alors possibles. À gauche, la trace 1. est la plus probable car elle possède un faible angle d'entrée et est donc certainement issue de la cible. À droite, au contraire, les traces 1. et 2. sont peu discernables, la levée d'ambiguïté est mise en défaut. Les traces 3. et 4. sont exclues du fait de leur grand angle d'incidence.

4.2 Les chambres à dérive de COMPASS

Comme nous l'avons expliqué à la section 3.7, l'agencement du spectromètre a été modifié après la prise de donnée 2004. Pour les trois premières années 2002-2004, trois stations de chambres à dérive de construction identique, nommées DC01, DC02 et DC03, étaient placées dans le premier étage du spectromètre (cf. fig. 4.4) : DC01 était installée juste à l'entrée du dipôle SM1, DC02 et DC03 entre SM1 et le RICH. À partir de 2006, les détecteurs Micromegas, placés entre la cible et SM1, ne suffisaient plus à couvrir l'acceptance accrue due à l'installation du nouveau solénoïde de la cible. C'est pourquoi la station DC03 a été placée plus en amont, juste à la sortie de la cible, prenant le nouveau nom de DC00. Enfin, une nouvelle station de très grande surface, appelée DC04, a été spécialement construite afin de remplacer DC02, devenue trop petite à l'arrière de SM1.

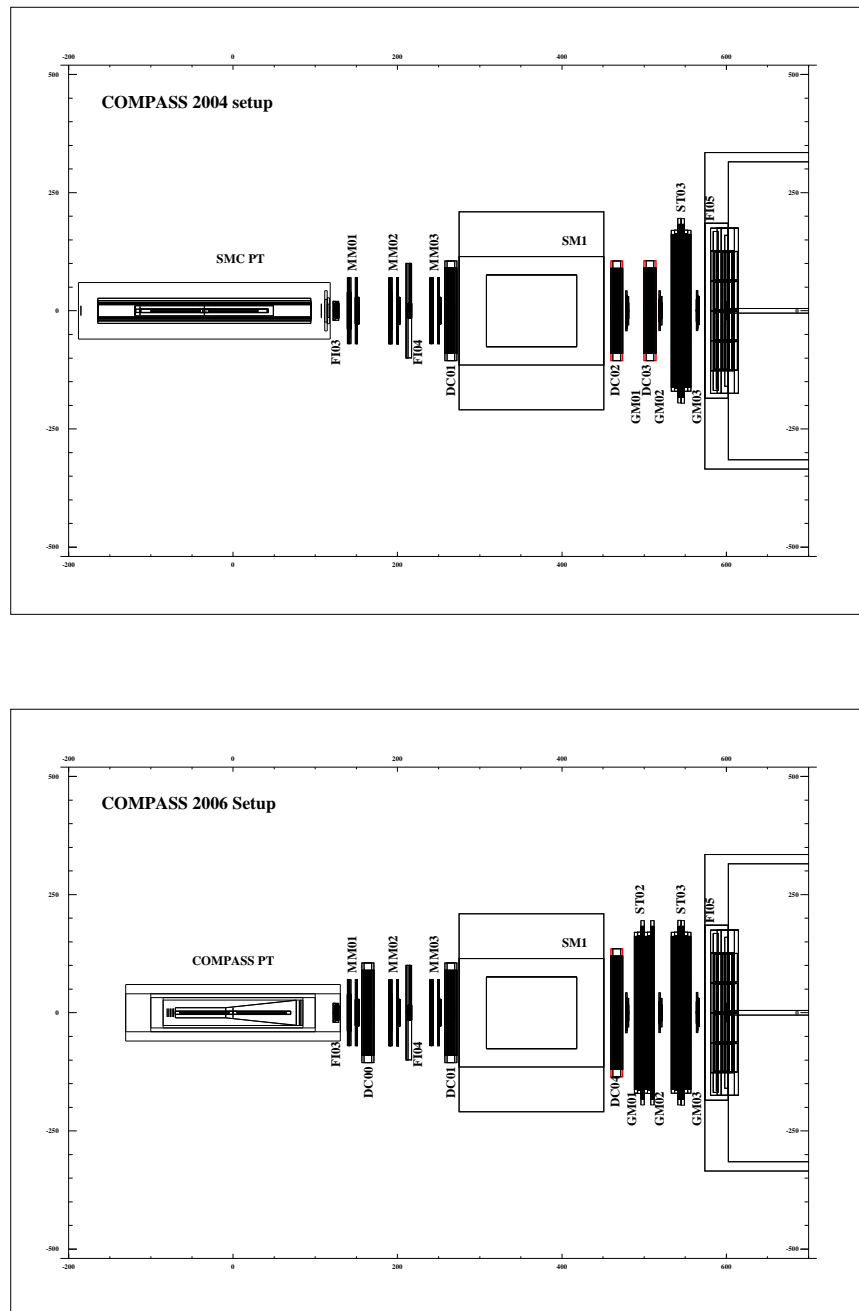


FIG. 4.4: Vue de haut du premier étage du spectromètre (entre la cible et le RICH) tel qu'il était en 2004 (en haut) et en 2006 (en bas). La station DC00 de 2006 est en fait l'ancienne DC03 de 2004 qui a été déplacée. La nouvelle chambre DC04 a été introduite en 2006.

Dans la suite de ce chapitre, nous nous intéresserons uniquement à la configuration de 2006, soit aux trois chambres DC00, DC01 et DC04. Voici quelques conventions de vocabulaire que nous emploierons :

- Le terme de **chambre à dérive** sera utilisé de manière générique pour désigner le type du détecteur.
- Une **station** désigne le détecteur entier : par exemple DC00.

- Un **plan** est le sous-ensemble élémentaire plan de cathode/plan de fil/plan de cathode. Il sera souvent précisé la coordonnée qu'il mesure : par exemple la lettre capitale "X" signifie que ce plan mesure la coordonnée horizontale x .
- Un **doublet** comprend l'association de deux plans identiques décalés d'une demi-cellule l'un par rapport à l'autre. Le doublet permet la levée de l'ambiguïté gauche-droite. Le deuxième plan du doublet sera accompagné d'un prime : par exemple X pour le premier plan, X' pour le second.

4.2.1 Caractéristiques des stations DC00 et DC01

Les stations DC00 et DC01 [56] sont chacune composées de huit plans regroupés en quatre doublets : les plans XX' possèdent des fils verticaux (mesurant la coordonnée horizontale), les plans YY' des fils horizontaux (mesurant la coordonnée verticale) et les plans UU' et VV' des fils inclinés de $\pm 20^\circ$ par rapport à la verticale. La faible inclinaison des fils des plans U et V permet une mesure précise de la coordonnée horizontale lorsque l'on combine leur information à celle des plans X. Chacun des plans couvre une surface de 180×127 cm². Les deux plans de cathode sont constitués d'une feuille de mylar recouverte d'un dépôt de graphite et sont portés à un potentiel de -1700 V. Au centre de chaque plan, un disque de 30 cm de diamètre possède une alimentation séparée (cf. fig. 4.5). Cela permet de porter cette zone à un potentiel beaucoup plus faible (-900 V) pour lequel le gain est quasiment nul, ceci afin de supporter les très hauts flux du faisceau et de son halo proche. Une alimentation indépendante permet d'activer la région centrale à un potentiel nominal dans des conditions de bas flux et donc d'utiliser toute la surface de la chambre. Le plan intermédiaire est composé de 176 fils d'anode de $20 \mu\text{m}$ de diamètre et 177 fils de cathode de $100 \mu\text{m}$ de diamètre. Ces derniers sont espacés de 7 mm et définissent la cellule élémentaire de dérive dont la profondeur mesure 8 mm.

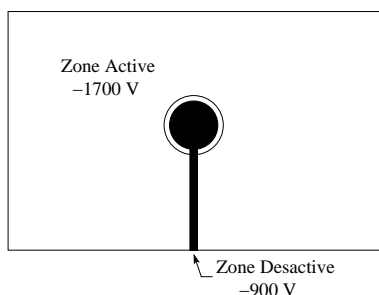


FIG. 4.5: Schéma d'un plan de cathode présentant la zone centrale désactivée pour le passage du faisceau.

Le mélange gazeux est composé d'argon comme gaz ionisant et d'éthane comme *quencher*. Une petite quantité de tétrafluorocarbone (CF_4) a été ajoutée car ce gaz favorise la dérive des électrons (il permet en particulier de limiter le palier en vitesse des électrons à mi-course, cf. sec. 4.1.4 point 5.). Les proportions de ces trois gaz sont 45/45/10 pour l'argon, l'éthane et le tétrafluorocarbone respectivement.

La figure 4.6 montre la fréquence des impacts sur chaque fil des stations DC00 et DC01. Les plans X et Y ont été choisis afin de donner une idée de la distribution bi-dimensionnelle des particules. Nous remarquons que les distributions sont très différentes pour les deux stations. DC00 capte l'essentiel du flux incident dans sa région centrale (~ 300 kHz). Cet effet est directement lié à la position de la station à proximité de la cible où le champ de fuite du solénoïde tend à focaliser les particules. Le flux reçu par DC01 est très dissymétrique par rapport à son axe vertical : on observe un excès de flux dans le bas de la chambre. Une simulation a en effet montré que l'interférence des champs de fuite du solénoïde et de SM1 crée un "point chaud" où des particules de basse énergie s'accumulent. Ce point passe de l'extrémité basse à l'extrémité haute de la chambre lorsque le champ du solénoïde est renversé. DC01 est, parmi les trois stations, celle qui est soumise au flux le plus intense (jusqu'à ~ 800 kHz). Enfin, la figure 4.6 montrent également que certaines voies sont manquantes, ou au contraire sont soumises à un fort bruit et comptent beaucoup.

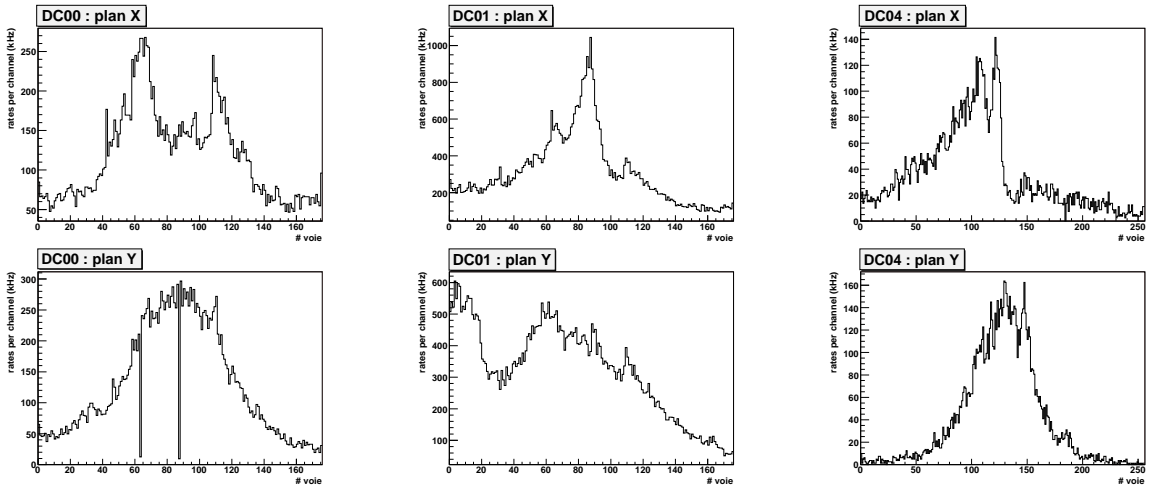


FIG. 4.6: Flux mesurés dans chacune des voies des stations DC00, DC01 et DC04 selon les deux coordonnées X et Y.

L'électronique frontale des stations est basée sur des puces ASD8 [60] et F1 [61]. L'ASD8 assure le traitement analogique du signal comme expliqué à la section 4.1.3. Elle est conçue pour assurer un temps de montée du signal de $t_e = 3$ ns. L'amplificateur possède un gain K de $1.5 \cdot 10^4$. Le seuil du discriminateur est ajusté pour une charge équivalente² à $3 \cdot 10^5 e^-$, le bruit résiduel est alors de quelques Hz. La puce F1 gère la mesure du temps t grâce à un système d'horloges TDC. Son principal avantage est qu'elle permet de numériser plus de 6 millions de signaux par seconde avec une précision de 100 ps et est, par conséquent, bien adaptée aux hauts flux auxquels les chambres sont soumises. Chaque station possède 1408 canaux à numériser. On utilise pour cela 192 puces ASD8 réparties sur 24 cartes électroniques dont les signaux sont envoyés vers 24 cartes dotées d'une puce F1. La figure 4.7 montre l'ensemble des temps t mesurés pour un ensemble de traces. Le signal repose sur un bruit de fond approximativement plat. Celui-ci est dû au bruit électronique ou au passage de traces fortuites (on les qualifie de "hors-temps"). Sur ce spectre on devine

²Le seuil des puces ASD8 est réglable par une tension et la sensibilité est de $41 e^-/mV$.

également un épaulement consécutif au pic. Il s'agit de cas particuliers où une trace à grand angle est vue deux fois par des cellules adjacentes (cf. fig. 4.8).

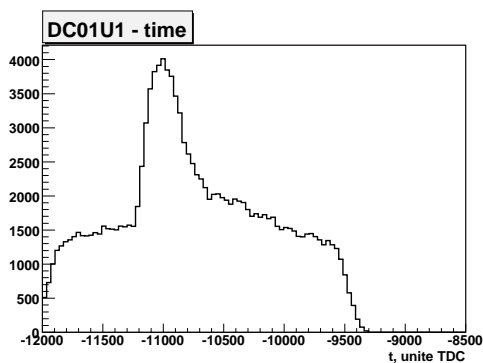


FIG. 4.7: Exemple d'une distribution du temps t mesuré par les horloges TDC de la puce F1. Le pic correspond au temps de l'ensemble des traces mesurées. Une unité TDC correspond à 128 ps et la largeur du pic à sa base est d'environ 60 ns.

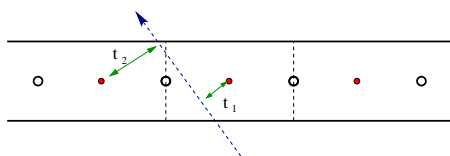


FIG. 4.8: Exemple d'un cas de double comptage où une particule est vue deux fois par deux cellules différentes. La deuxième détection correspond à un temps t_2 anormalement long du fait du passage dans un coin de la cellule.

Le tableau 4.1 résume quelques caractéristiques des chambres à dérivation DC00 et DC01.

TAB. 4.1: Principales caractéristiques des chambres à dérivation de COMPASS.

	DC00/DC01	DC04
Plans	XY, UV($\pm 20^\circ$ /verticale)	XY, UV($\pm 10^\circ$ /verticale)
Surface active (mm \times mm)	1200 \times 1200	2500 \times 2100
nombre de cellules/plan	176	256
pas des fils (mm)	7	8
Espace des plans de cathode (mm)	8	8
Diamètre fils de lecture (μ m)	20	20
Composition fils de lecture	W-Au	W-Au
Diamètre fils de cathode (μ m)	100	100
Composition fils de cathode	Cu-Be	Cu-Be
Potentiel des cathodes (V)	-1700	\sim -1700
Seuils ASD8 X/Y/U/V (mV)	800/800/800/800	1200/1100/800/900
Mélange gazeux	Ar(45%)-C ₂ H ₆ (45%)-CF ₄ (10%)	
Plage de flux incident (kHz)	DC00 : 50-300, DC01 : 200-800	0-200

4.2.2 Caractéristiques de la station DC04

La station DC04 a été construite en reprenant les caractéristiques de DC00 et DC01. Les principales différences sont surtout dues au fait que sa surface active est 1.5 fois plus grande. Par conséquent, le nombre de canaux est accru et l'électronique de lecture a été multipliée en conséquence. Le tableau 4.1 résume les caractéristiques de ce détecteur et les compare à celles des petites chambres. De par sa taille spécifique, cette chambre subit davantage de contraintes thermiques et un système de refroidissement a dû être mis en place afin de limiter les dilatations mécaniques. Un système de circulation d'eau placé autour du cadre permet d'abaisser la température de 6°C environ assurant la stabilité du système. Le flux incident capté par DC04 (cf. fig. 4.6) est plus réduit que celui auquel les autres stations sont soumises car une grande partie des particules de basse énergie a été balayée par le champ du dipôle SM1. Le champ de SM1 est aussi responsable de la disymétrie horizontale de flux observée sur le plan X de DC04.

A ce jour, DC04 a été utilisée pour trois années de prises de données et ces dernières ont été marquées par quelques incidents. Il est important de les reporter car ils ont un impact direct sur les performances qui seront évaluées à la section 4.4 :

- **2006** : Lors de l'installation de DC04 dans le hall de COMPASS, un haut niveau de bruit a été observé sur les doublets X et Y. Pour y remédier, quelques améliorations ont été apportées au blindage électromagnétique du détecteur mais, malgré cela, un seuil plus haut a dû être appliqué aux discriminateurs de l'ASD8 (cf. tab. 4.1). Ce défaut n'était pas apparu lors des tests préliminaires du fait d'un environnement différent. Après investigation, il a été constaté que le blindage latéral du cadre de la chambre présentait quelques défauts et laissait filtrer un bruit d'une fréquence de 40 MHz. La source de ce bruit provenait des câbles *hotlink* chargés du dialogue entre la chambre et les CATCH. Un second problème est apparu lors de la montée des hautes tensions sur les plans de cathode VV' : au-delà de -1400V , un courant de fuite était lu sur les fils de lecture et la tension ne pouvait donc pas atteindre sa valeur nominale de -1700V . La solution adoptée a été de faire fonctionner les plans VV' avec une disymétrie de tension : -1400V sur les plans et -1700V sur les fils de cathode. Ce réglage a permis de créer un champ électrique suffisant pour assurer un gain non négligeable. Toutefois, comme nous le verrons à la partie 4.4, les résolutions spatiales de ce plan en ont été affectées. Entre les prises de données 2006 et 2007, DC04 a été ouverte afin de corriger ces problèmes. Quelques fils des plans V ont été trouvés relâchés (probablement à cause du transport de la chambre dans le hall de l'expérience) et ont donc été retendus. Enfin le blindage électromagnétique a été amélioré.
- **2007** : Les opérations de réparation ont été fructueuses puisque le doublet VV' a fonctionné correctement en 2007 et le bruit observé en 2006 sur les plans X et Y a effectivement disparu. Par contre un accident de climatisation a eu pour conséquence de casser des fils sur les plans Y mettant hors-service le doublet pour les données 2007. De nouveau, une réparation a été nécessaire pour 2008.
- **2008** : Au jour de l'écriture de ce mémoire, la prise de données 2008 a commencé depuis quelques semaines et tous les plans de DC04 semblent fonctionner de manière nominale.

4.3 Calibration

Pour obtenir une mesure de la position d'une particule à l'aide d'une chambre à dérive il faut pouvoir traduire le temps mesuré t en une distance. Il faut en fait procéder en deux étapes. La première consiste à déterminer le temps T_0 afin d'accéder au temps de dérive des électrons $t - T_0$ (cf. sec. 4.1.4). Il faut ensuite construire une fonction qui à chaque temps $t - T_0$ associe une distance de dérive r . On appelle cette fonction la **relation RT**. La vitesse de dérive dans la cellule n'étant pas constante, cette relation n'est pas linéaire.

Une telle calibration est réalisée une fois par année et pour chaque plan des trois stations (soit au total 24 relations RT par an). Les relations RT sont ensuite utilisées pour la reconstruction des données physiques. La calibration doit donc être réalisée à partir de données prises dans les mêmes conditions. Cela inclut des données prises avec un faisceau d'intensité nominale, avec les champs magnétiques du solénoïde et des dipôles actifs et avec les réglages définitifs du système de déclenchement (*trigger*).

Avant de pouvoir procéder à une calibration il faut qu'un alignement relatif des plans des détecteurs soit réalisé et le paragraphe suivant en explique les principes de base.

4.3.1 Alignement

La procédure d'alignement consiste à déterminer la position de chaque plan de détection du spectromètre. Cette étape est cruciale car une mauvaise estimation de la position des détecteurs fausse la reconstruction des trajectoires et dégrade la résolution du spectromètre. Pour être efficace, il faut que la précision sur la position d'un détecteur soit meilleure que la résolution spatiale de ce détecteur. Une première mesure effectuée par des géomètres, donne une précision de l'ordre de quelques centaines de microns. Cette première étape permet d'obtenir une base sur laquelle le code de reconstruction CORAL peut être exécuté. Même si à ce stade l'alignement n'est pas parfait, on parvient à reconstruire quelques traces avec une bonne précision. Ces traces, servent alors d'étalon pour étudier la position des détecteurs un par un à partir de l'estimation des **résidus** (Δu). Le résidu représente, pour une trace et un détecteur donnés, la différence entre la position de l'impact dans le détecteur et celle de la trace reconstruite : $\Delta u = u_{\text{impact}} - u_{\text{tr}}$. Un alignement fin est réalisé en étudiant les distributions des résidus pour un grand nombre de trace. Une distribution centrée sur 0 assure que la position du détecteur dans le plan (x, y) est bien déterminée. Dans le cas contraire, le décalage donne la correction à apporter à la mesure des géomètres. De même, la distribution des résidus selon l'axe x ou y permet de corriger l'inclinaison du détecteur.

4.3.2 Sélection des traces

Pour calibrer les chambres à dérive, des traces "étalons" ont été reconstruites en utilisant tous les plans de détection du spectromètre à l'exception du plan qui est à calibrer. De plus, quelques conditions supplémentaires sont requises afin de s'assurer que les traces sont

de bonne qualité :

- La trace doit traverser la chambre dans la surface active. En particulier, les traces traversant la zone centrale sont rejetées.
- $ndf > 15$: ndf représente le nombre de degrés de liberté de la trace, il est principalement donné par le nombre de plans de détection qui ont “vu” la particule. Avec cette condition, on s’assure que la particule a été reconstruite grâce à un nombre suffisant de détecteurs.
- $\chi^2/ndf < 3$: cette condition sélectionne des traces reconstruites avec un bon χ^2 .
- Il faut s’assurer que les traces sont corrélées en temps avec le trigger, on demande pour cela que la différence de temps n’excède pas 2.5 ns.
- Les particules de très basses impulsions ne sont pas bien reconstruites, elle sont donc rejetées si leur impulsion est inférieure à 2 GeV.

4.3.3 Détermination de la relation RT

Afin d’établir la relation temps mesuré/position, il faut commencer par tracer un histogramme bi-dimensionnel du temps mesuré par le plan t et de la distance r , entre la trace et le fil de lecture, mesurée par le spectromètre. La figure 4.9 montre une telle représentation et nous voyons clairement apparaître la relation entre t et r .

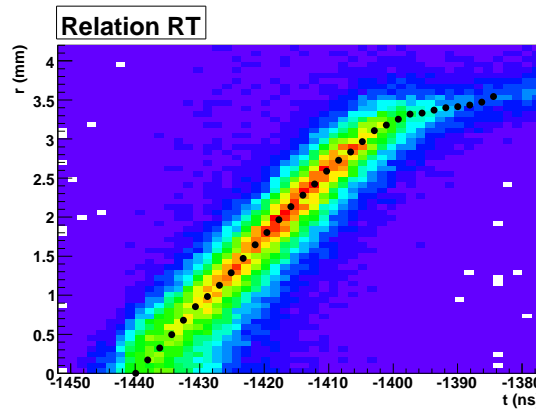


FIG. 4.9: Relation entre le temps mesuré t et la position “réelle” r de la trace. Les points noirs correspondent à la relation RT construite sur cet histogramme.

En découpant cet histogramme en tranches de temps δt_i , la distribution de r apparaît sous la forme d’un pic centré sur la position moyenne des traces. La position moyenne, R_i , est obtenue à l’aide d’un ajustement gaussien du pic. Enfin, en prenant le temps moyen de la tranche T_i , on obtient un point (T_i, R_i) pour chacune des tranches.

Typiquement, le découpage comporte 30 tranches d’épaisseur $\delta t_i = 2$ ns. Le tableau ainsi obtenu est fourni au logiciel de reconstruction CORAL qui interpôle les points pour obtenir une fonction continue entre R et T .

4.3.4 Détermination du T_0

Le temps T_0 représente le temps de passage de la trace, que l'on peut assimiler au temps où les électrons primaires, et donc les impacts, sont produits. Ce temps, relatif au temps du trigger, est toujours le même quelque soit la particule. Une idée simple pour le mesurer serait de considérer les traces passant à proximité des fils de lecture. Pour ces traces, le temps de dérive est quasiment nul et le temps mesuré correspond donc exactement au T_0 . Cela revient donc à rechercher le temps où le pic en temps commence à émerger (cf, fig. 4.7). Cette méthode n'est pas très précise à cause du bruit de fond sous le pic. Toutefois elle permet d'avoir une première estimation du T_0 que nous noterons \tilde{T}_0 .

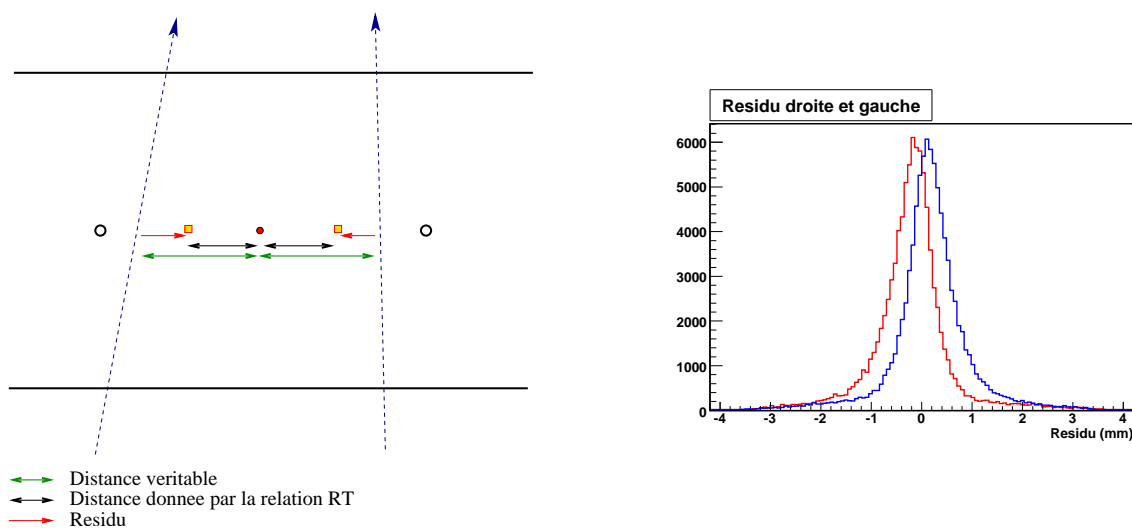


FIG. 4.10: Exemple d'un cas où le "vrai" T_0 a été sur-estimé. Dans ce cas, les distances données par la relation RT sont sous-estimées. Le résidu pour une trace passant à gauche du fil de lecture est positif (histogramme bleu) et négatif pour une trace passant à droite (histogramme rouge).

Une détermination précise consiste à corriger \tilde{T}_0 afin d'obtenir un T_0 plus proche de la réalité. Pour cela, il faut utiliser la relation RT construite précédemment et lui associer la valeur de \tilde{T}_0 . Supposons que la première estimation \tilde{T}_0 soit plus grande que le véritable T_0 . Cela aura pour conséquence de mesurer un temps de dérive ($t - \tilde{T}_0$) trop court et donc la relation RT conduira une distance trop petite. Cette situation est illustrée sur la figure 4.10. Maintenant, si l'on considère séparément les traces passant à gauche et à droite du fil de lecture, la position mesurée sera dans un cas trop à gauche et dans l'autre trop à droite. L'écart entre la position mesurée et la position réelle, donnée par le résidu, est positif pour les traces de gauche et négatif pour les traces de droite. Connaissant l'écart spatial qu'il faut corriger et en utilisant la pente de la relation RT, il est possible de corriger le décalage temporel de \tilde{T}_0 . Après correction les distributions des résidus droite et gauche doivent être toutes les deux centrées sur zéro.

4.4 Performances

Les performances d'une chambre à dérive sont données par deux quantités : l'**efficacité** de détection et la **résolution spatiale**. Afin de déterminer ces deux grandeurs, nous avons recours à la même sélection de particules que celle utilisée pour la calibration (cf. partie 4.3.2) à la différence près que les traces ont été reconstruites après calibration.

4.4.1 Efficacité de détection

L'efficacité ϵ est définie comme le rapport entre le nombre de traces détectées par le plan de dérive (N_{det}) et le nombre total de traces traversant la zone active (N_{tot}). N_{tot} est donné par le nombre de traces reconstruites par le spectromètre et vérifiant les conditions listées en 4.3.2. Pour obtenir N_{det} , il faut passer en revue chacune des N_{tot} traces et déterminer si le plan de dérive a détecté son passage. Pour cela, on définit une bande (on parle de **route**) de largeur $2\delta_{route}$ centrée sur la trace incidente et un impact est recherché à l'intérieur de cette bande. La largeur de la route est choisie suffisamment large pour prendre en compte l'incertitude due à la résolution du détecteur et à celle du spectromètre : $\delta_{route} = 1$ mm. En terme de résidu, $\Delta u = u_{impact} - u_{tr}$, cette condition se traduit par $|\Delta u| < \delta_{route}$ et l'on note N le nombre de traces vérifiant ce critère. En procédant ainsi, la mesure de l'efficacité peut être biaisée par des impacts de bruit de fond qui se situeraient, de manière fortuite, sur la route de la trace ($N > N_{det}$). La probabilité qu'un impact dû au bruit soit pris pour un impact réel dépend de l'inefficacité du détecteur ($1 - \epsilon$) et de la probabilité p_{BG} qu'un impact de bruit soit produit :

$$\frac{N}{N_{tot}} = \epsilon + (1 - \epsilon)p_{BG}.$$

La probabilité p_{BG} est déterminée en définissant une seconde route où il est certain que les impacts produits ne sont pas associés à la trace incidente : $1 \text{ cm} < |\Delta u| < 3 \text{ cm}$. Cette condition suppose que le bruit est uniforme sur la région considérée. L'efficacité recherchée s'écrit donc :

$$\epsilon = \frac{N/N_{tot} - p_{BG}}{1 - p_{BG}}.$$

En moyenne, la probabilité p_{BG} n'excède pas 4%. Le tableau 4.2 liste les efficacités de détection obtenues pour chaque plan des trois stations de chambre à dérive en 2006.

TAB. 4.2: Efficacités moyennes des plans des stations DC00, DC01 et DC04 en 2006

Plan	ϵ (%)	Plan	ϵ (%)	Plan	ϵ (%)
DC00 X	92,7	DC01 X	94,8	DC04 X	94,4
DC00 X'	93,9	DC01 X'	93,6	DC04 X'	94,1
DC00 Y	91,7	DC01 Y	94,4	DC04 Y	95,2
DC00 Y'	92,7	DC01 Y'	94,3	DC04 Y'	93,4
DC00 U	93,6	DC01 U	94,0	DC04 U	90,6
DC00 U'	93,0	DC01 U'	92,4	DC04 U'	94,2
DC00 V	92,8	DC01 V	94,3	DC04 V	86,4
DC00 V'	90,9	DC01 V'	94,1	DC04 V'	86,7

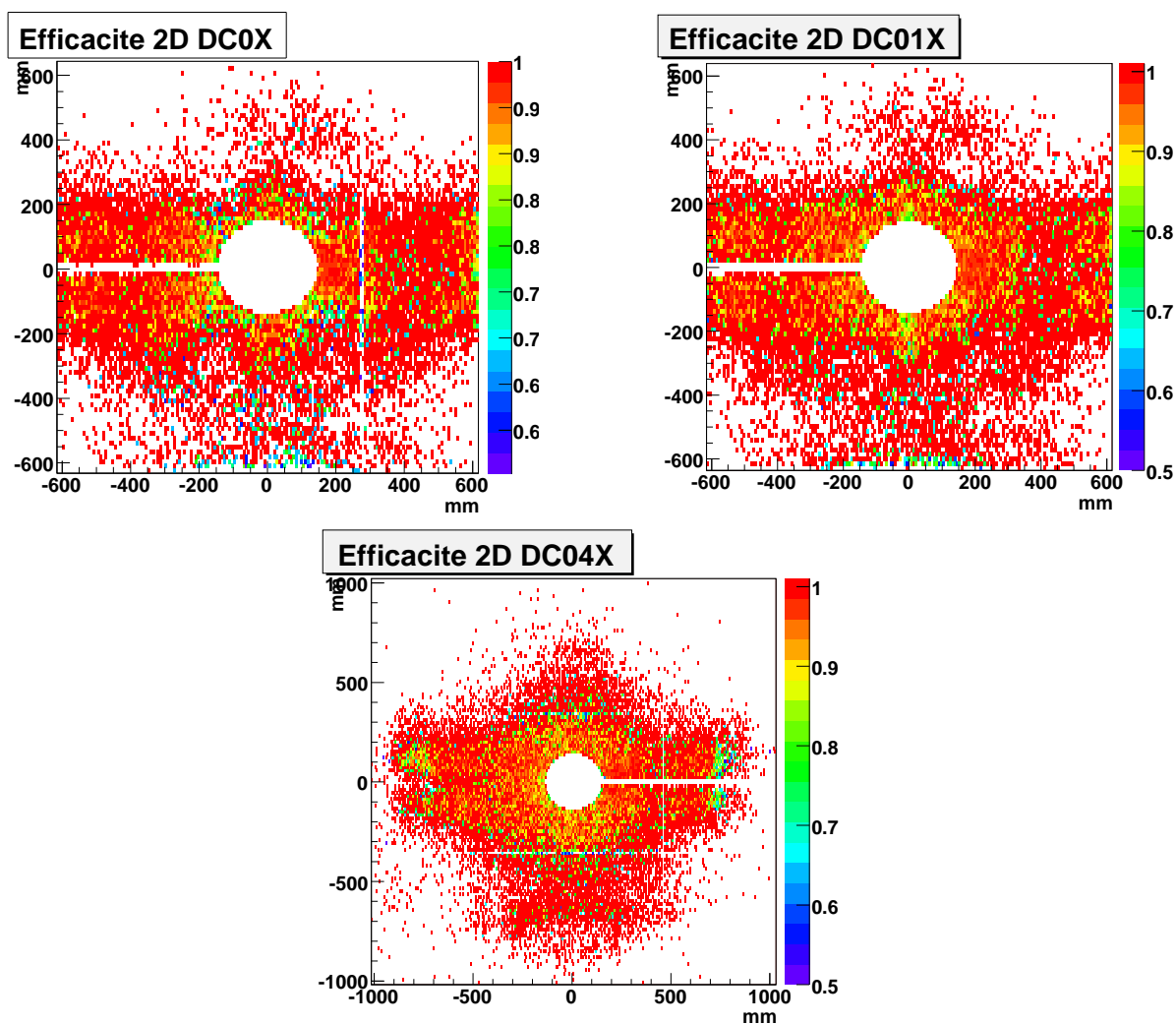


FIG. 4.11: Trois exemples des efficacités à deux dimensions des plans DC00X, DC01X et DC04X. L'échelle est définie entre 0,5 et 1 afin de faire apparaître les inefficacités locales.

La figure 4.11 donne une carte à deux dimensions des efficacités pour un plan typique de chacune des stations DC00, DC01 et DC04. Nous voyons apparaître des inefficacités locales dont les causes peuvent être :

- Des flux intenses dans la région centrale (p_{BG} élevé),
- Des voies manquantes dues à une perte de contact entre le fil et l'électronique,
- Une électronique temporairement déficiente (température élevée...).

Notons également la présence de deux zones horizontales inefficaces sur le plan X de DC04. A cet endroit, deux fils de nylon sont tendus perpendiculairement aux fils afin d'empêcher la courbure des fils de la chambre lors de manipulations à l'horizontale (tests en chambre blanche, etc...).

4.4.2 Résolution spatiale

La résolution spatiale d'une chambre à dérive peut être obtenue à l'aide de la distribution des résidus Δu puisque la variance associée se décompose : $\sigma_{\Delta u}^2 = \sigma_{plan}^2 + \sigma_{sp}^2$, où σ_{plan} et σ_{sp} représentent les incertitudes sur la mesure de la trace par le plan de chambre à dérive et par le spectromètre respectivement. Celles-ci s'ajoutent quadratiquement car les deux contributions sont indépendantes (la chambre à dérive ne participe pas à la reconstruction). Afin de s'affranchir de l'incertitude liée à la reconstruction, il faut considérer les deux plans constitutifs d'un doublet et définir un **double résidu** où l'on retranche le résidu du second plan à celui du premier : $\Delta_2 u = \Delta u - \Delta u' = u_{impact} - u'_{impact}$ (le prime fait référence au second plan). En faisant l'hypothèse que les deux plans possèdent la même résolution on peut écrire : $\sigma_{\Delta_2 u}^2 = 2\sigma_{plan}^2$. On obtient donc :

$$\sigma_{plan} = \frac{\sigma_{\Delta_2 u}}{\sqrt{2}}.$$

Simulation Monte Carlo

Comme pour l'évaluation de l'efficacité, les impacts du bruit de fond contribuent au calcul du double résidu. Se pose alors la question du choix de l'impact à associer à la trace. Afin de mettre en place une méthode fiable de détermination de la résolution, une simulation Monte Carlo simplifiée a été construite. En voici les principaux éléments :

- Le premier plan de dérive est simulé par une unique cellule à deux dimensions (7×8 mm²). Le second plan est composé de deux cellules centrées sur celle du premier plan (cf. fig. 4.12, gauche).
- Des traces sont tirées, avec un angle pris au hasard suivant une distribution similaire à celle observée pour les données réelles.
- La position des traces dans le plan des fils est mesurée à la fois par le spectromètre et par chaque plan de dérive. On peut faire l'approximation d'un spectromètre idéal avec une résolution infinie puisque, au premier ordre, la mesure du spectromètre ne contribue pas au calcul des doubles résidus. En revanche, une résolution de 270 μm est attribuée à chaque plan de dérive. Cela signifie que l'impact simulé est un point pris au hasard suivant une loi gaussienne centrée sur la position réelle de la trace et de σ égal à 270 μm .

- L'impact simulé (dont la position est notée c_1 pour le premier plan et c_2 pour le second) est accompagné de son impact miroir (de position m_1 et m_2) pris par symétrie par rapport au fil de lecture.

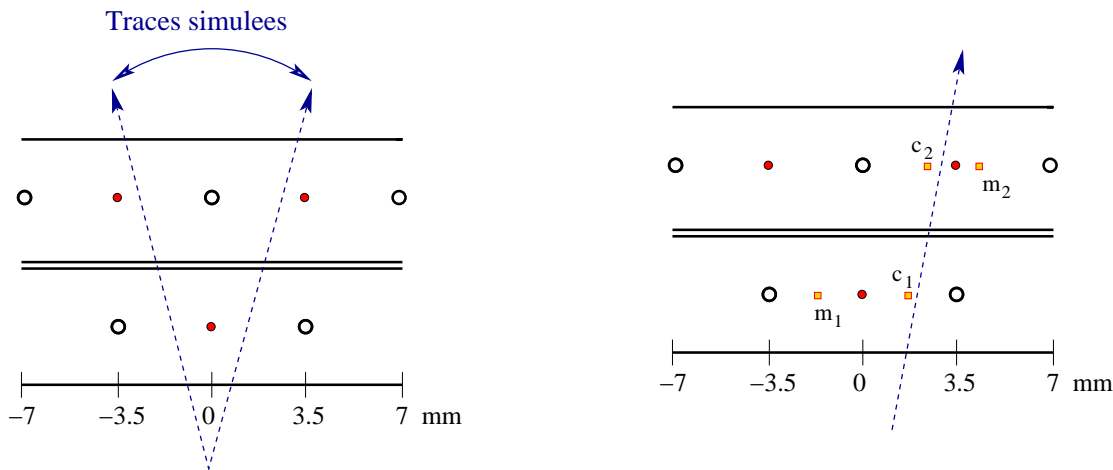


FIG. 4.12: A gauche : Simulation simplifiée d'un doublet de chambre à dérive par trois cellules. A droite : Simulation du passage d'une trace où deux impacts sont déposés, c_1 et c_2 , avec leur miroirs respectifs m_1 et m_2 .

Le doublet de chambre à dérive simulé est "idéal" car il est efficace à 100% et n'est soumis à aucun bruit de fond. Comme nous l'avons déjà expliqué, les quatre impacts permettent de reconstruire quatre traces possibles caractérisées par les doubles résidus suivants : $c_2 - c_1$, $c_2 - m_1$, $m_2 - c_1$ et $m_2 - m_1$ (cf. fig. 4.12, droite). Pour retrouver la résolution intrinsèque du plan (les $270 \mu\text{m}$) il faut parvenir à choisir le double résidu $c_2 - c_1$ parmi les quatre possibilités. Un critère assez courant est de choisir les impacts qui sont au plus près de la position mesurée par le spectromètre (qui, dans notre cas, est équivalente à la position réelle). En procédant ainsi, le double résidu correct est calculé dans la majorité des cas. Cette méthode est cependant mise en défaut lorsque les traces passent à proximité des fils de lecture : il se peut alors que m_1 ou m_2 soit plus proche de la position réelle de la trace. Mais cet effet est négligeable comme le montre la figure 4.13 (à gauche) où la distribution des doubles résidus, calculés pour un million de traces, est ajustée par une fonction gaussienne. Le σ_{plan} ainsi mesuré est de $274 \mu\text{m}$, soit une valeur très proche de celle simulée.

Une autre méthode, qui s'avèrera être plus efficace par la suite, consiste à tracer la distribution de tous les doubles résidus, sans faire de choix parmi les quatre possibilités (cf. 4.13, à droite). Les bonnes combinaisons $c_2 - c_1$ forment bien un pic gaussien centré sur 0. Les doubles résidus calculés avec un impact miroir, $c_2 - m_1$ et $m_2 - c_1$ forment un fond plat. Enfin, les doubles résidus $m_2 - m_1$ forment deux pics centrés sur $\pm 7 \text{ mm}$ par symétrie. Une fonction gaussienne ajoutée à une constante est ajustée à la distribution obtenue et on trouve $\sigma_{plan} = 270 \mu\text{m}$ exactement. Même si la différence avec l'autre méthode est minime, nous voyons apparaître l'avantage de considérer tous les doubles résidus : le pic principal est automatiquement constitué de la bonne combinaison $c_2 - c_1$.

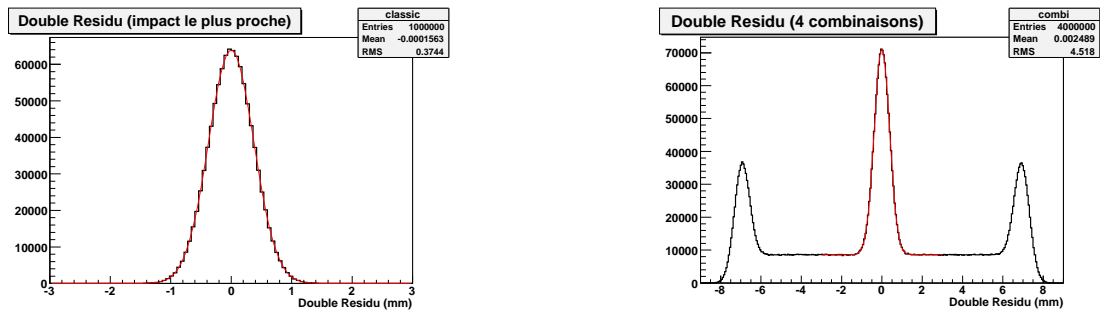


FIG. 4.13: A gauche : Distribution des doubles résidus où seul l’impact le plus proche de la trace réelle est conservé. A droite : Distribution des doubles résidus pour les quatre combinaisons $c_2 - c_1$, $c_2 - m_1$, $m_2 - c_1$ et $m_2 - m_1$. Dans les deux cas, un ajustement gaussien permet de retrouver la résolution spatiale de $270\mu\text{m}$.

Pour rendre la simulation un peu plus réaliste, deux effets ont été ajoutés à la description donnée plus haut :

- Des inefficacités peuvent se produire, c’est-à-dire qu’une trace peut ne pas créer d’impact dans l’un des deux plans. Pour être en accord avec ce qui est observé dans les données réelles, une efficacité de 95% a été adoptée, autrement dit 5% des traces générées ne laissent pas d’impact sur un des deux plans.
- Les chambres à dérive de COMPASS sont soumises à de hauts flux, typiquement 300 kHz par voie. Pour chaque événement que le trigger autorise, une porte en temps d’environ 300 ns est ouverte afin de collecter les informations du détecteur. Cela signifie qu’environ une fois sur dix, deux traces traversent la même cellule. Un tel effet a été introduit dans la simulation. Si l’impact de la trace parasite est plus proche du fil de lecture que celui de la trace analysée, alors la position mesurée par le détecteur est donnée par l’impact de la trace parasite.

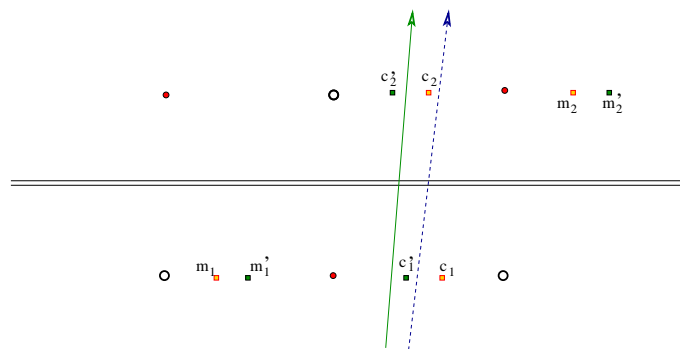


FIG. 4.14: Schéma illustrant le cas où une trace parasite (flèche continue verte) peut fausser le calcul du double résidu. Dans cet exemple, l’impact c_1' est associé par erreur à la trace considérée (flèche tiretée bleue) car il est plus proche du fil de lecture.

Avec cette simulation plus évoluée, de nouvelles situations peuvent se produire. La figure 4.14 en montre un exemple : l’impact détecté par le premier plan est celui de la deuxième trace car il est plus proche du fil de lecture. Une autre situation d’erreur peut venir d’une

inefficacité du détecteur rendant invisible la trace recherchée si bien que l'impact de la trace parasite est utilisé.

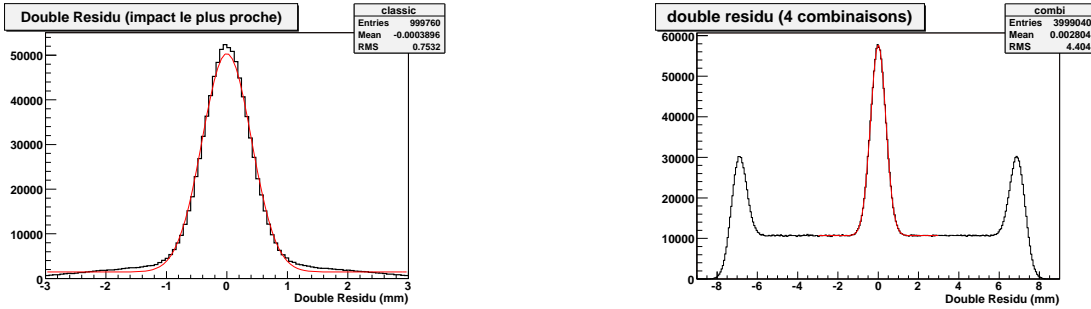


FIG. 4.15: Simulation des résolutions pour les méthodes de l'impact le plus proche (à gauche) et pour celle où toutes les combinaisons sont gardées (à droite). La présence d'inefficacités et de bruit fausse la détermination de la résolution par la première méthode puisqu'une gaussienne n'est plus suffisante pour ajuster la distribution des doubles résidus.

Revenons maintenant aux deux méthodes pour déterminer la résolution. La sélection des impacts les plus proches de la trace réelle peut prendre par erreur les impacts associés à l'autre trace. Cela a pour effet de créer un pic artificiel avec une résolution dégradée sur la distribution des doubles résidus. L'autre méthode, au contraire, ne préfère aucune solution si bien que l'effet de la trace parasite est dilué dans le bruit de fond plat et le pic central demeure composé de traces dont le double résidu est correct ($c_2 - c_1$). La figure 4.15 montre qu'un ajustement par une gaussienne n'est plus suffisant pour la méthode du plus proche impact. Par contre avec l'autre méthode, l'ajustement gaussien donne de nouveau la bonne résolution, $\sigma_{plan} = 270\mu\text{m}$.

Application aux données réelles

La simulation Monte Carlo décrite ci-dessus nous a permis de mettre en place une détermination de la résolution intrinsèque des plans de chambre à dérive. Cette méthode peut être mise en application sur les données de COMPASS et la figure 4.16 donne un exemple d'une distribution des doubles résidus pour les plans du doublet V de la station DC00. L'ensemble des résultats sont listés dans le tableau 4.3. Rappelons que ces résolutions sont associées à un plan parmi les huit qui composent une station de chambre à dérive. Ces plans peuvent d'abord être regroupés par doublet, au quel cas la résolution doit être divisée par $\sqrt{2}$. Enfin les mesures des quatre doublets peuvent être combinées entre elles afin d'obtenir les positions horizontale, x , et verticale, y , d'une trace. Par exemple, la coordonnée x est donnée par les mesures du doublet X et par celles des projections des doublets U et V. Si l'on note θ_{UV} l'angle d'inclinaison des fils des plans U et V par rapport à la verticale, la

résolution sur les coordonnées x et y est donnée par :

$$\sigma_x = \frac{\sigma_{plan}}{\sqrt{2 + 4 \cos^2(\theta_{UV})}},$$

$$\sigma_y = \frac{\sigma_{plan}}{\sqrt{2 + 4 \sin^2(\theta_{UV})}}. \quad (4.2)$$

Pour prendre l'exemple de DC01 dont la résolution moyenne par plan est de $270\mu\text{m}$ on trouve : $\sigma_x = 115\mu\text{m}$ et $\sigma_y = 172\mu\text{m}$. La résolution est meilleure selon la coordonnée horizontale ce qui permet une bonne reconstruction de l'angle de déflexion des particules lors de leur traversée de SM1 (le champ est orienté verticalement).

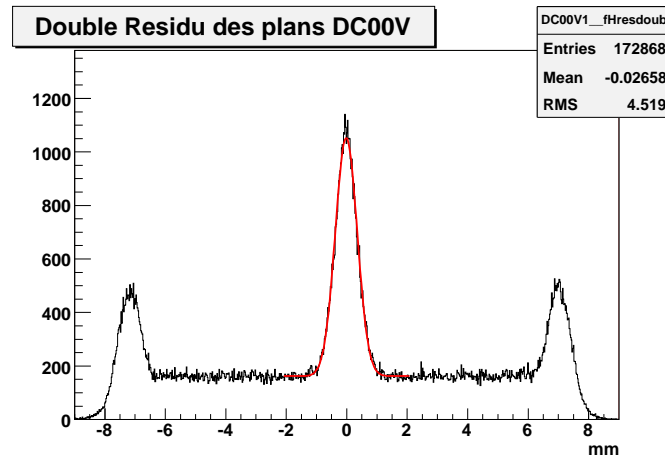


FIG. 4.16: Distribution des doubles résidus pour les plans V de DC00. Le pic central est ajusté par une gaussienne de largeur $\sigma_{\Delta_2u} = 362\mu\text{m}$, donnant une résolution de $256\mu\text{m}$ pour chacun des plans du doublet.

TAB. 4.3: Résolutions spatiales des plans des stations DC00, DC01 et DC04 en 2006

Plan	σ_{plan} (μm)	Plan	σ_{plan} (μm)	Plan	σ_{plan} (μm)
DC00 X ou X'	281	DC01 X ou X'	271	DC04 X ou X'	279
DC00 Y ou Y'	228	DC01 Y ou Y'	270	DC04 Y ou Y'	284
DC00 U ou U'	256	DC01 U ou U'	264	DC04 U ou U'	240
DC00 V ou V'	256	DC01 V ou V'	262	DC04 V ou V'	278

Nous avons vu à la partie 4.2.2 qu'en 2006, DC04 a souffert de plusieurs avaries. Les conséquences se répercutent sur les résolutions obtenues. Les plans U qui sont les seuls à fonctionner de manière nominale présentent de très bonnes performances. Les plans X et Y, dont les seuils du discriminateur sont élevés, ont une résolution dégradée de $40\mu\text{m}$ environ. Enfin, les plans V ont à la fois une efficacité et une résolution basse du fait d'une tension des plans de cathode non nominale. En 2007, après réparation, les résolutions obtenues pour les plans X, U et V sont $241\mu\text{m}$, $250\mu\text{m}$ et $265\mu\text{m}$ respectivement.

Chapitre 5

Méthode d'extraction de la polarisation des gluons à partir d'événements de charme ouvert

AU chapitre 2, nous avons introduit le principe de l'analyse du canal du charme ouvert et expliqué comment il était possible d'extraire la polarisation des gluons $\Delta g/g$ à partir d'une mesure d'asymétrie. Nous avons souligné le fait que cette méthode présente l'avantage de ne pas avoir de bruit de fond physique, mais au détriment d'une statistique peu élevée. Ce chapitre a pour objectif de mettre en application cette analyse sur les données prises par l'expérience COMPASS entre 2002 et 2006. Après avoir défini les échantillons D^0 , nous mettrons en place une méthode afin de maximiser la statistique. Nous commenterons ensuite l'obtention des différents éléments nécessaires au calcul de $\Delta g/g$, en particulier celle de la paramétrisation multi-variable de $R_S (= S/(S + B))$ qui est la nouveauté de cette analyse. Enfin une description de l'extraction pondérée de $\Delta g/g$ est donnée dans la dernière partie. Les résultats seront énoncés au chapitre suivant.

5.1 Sélection des événements

5.1.1 Sélection préliminaire

Quelque soit l'analyse, la première étape consiste à ne s'intéresser qu'à des événements où une interaction muon-nucléon a eu lieu. Pour cela, il faut d'abord rechercher un vertex primaire auquel se rattachent les muons incident et diffusé. Dans un second temps il faudra s'assurer que ce vertex est localisé dans le matériau de la cible.

Pour vérifier le premier point, on utilise un programme d'analyse créé pour interpréter les données de COMPASS : PHAST [62]. Cet outil permet d'identifier le vertex primaire par la présence du muon incident. S'il existe plusieurs candidats possibles, PHAST choisit le

vertex reconstruit avec le meilleur χ^2 . Le muon diffusé, en plus d'être rattaché au vertex primaire, doit être présent au-delà du second filtre à muon. Il doit également traverser l'hodoscope qui a donné le signal de déclenchement (*trigger* décrit en 3.4).

Pour pouvoir s'assurer que l'interaction s'est produite dans le matériau polarisé de la cible, soit dans l'une des cellules, il faut déterminer avec précision la position de la cible ainsi que son inclinaison. Après chaque année de prise de donnée, la distribution des vertex primaires dans la cible est analysée. La figure 5.1 montre la distribution des vertex selon l'axe du faisceau pour les années 2003 et 2006 ainsi que les coupures appliquées sur les fenêtres d'entrée et de sortie de chaque cellule (notons aussi qu'en 2006 le centre de la cible n'est plus à la même position). Le rayon de la cible étant de 1,5 cm, il est demandé que, dans le référentiel de la cible, la position du vertex (v_x, v_y, v_z) vérifie : $\sqrt{v_x^2 + v_y^2} < 1,4$ cm. Enfin, d'autres analyses ont montré que les interactions dans la partie supérieure de la cible étaient sources de fausses asymétries. En effet, lorsque le champ du solénoïde est renversé, la position de la cible change de quelques centaines de microns. Or les cellules de la cible ne sont pas entièrement remplies si bien que ces petits mouvements peuvent faire varier la quantité de matériau susceptible d'interagir avec le faisceau. La coupure $v_y < 1$ cm permet de se prémunir de tels effets.

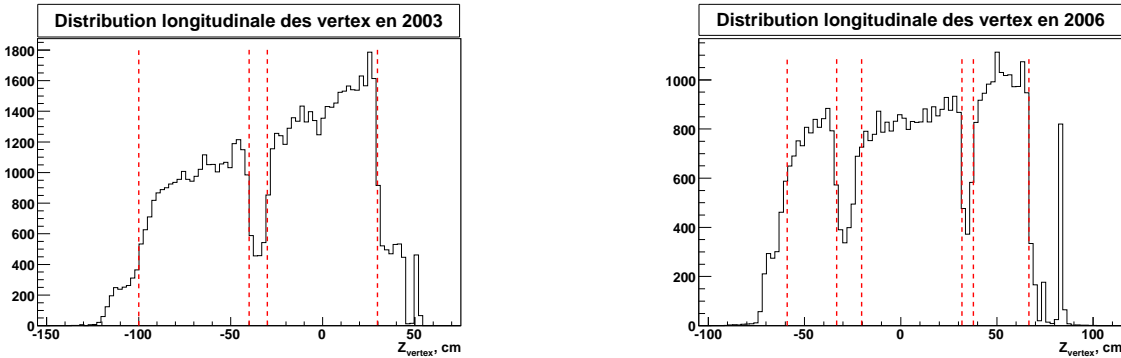


FIG. 5.1: Distributions des vertex primaires le long de l'axe du faisceau en 2003 (à gauche) et 2006 (à droite). Les lignes verticales indiquent les coupures pour s'assurer que le vertex appartient à l'une des 2 (ou 3) cellules de la cible.

Au chapitre 2 nous avons expliqué que le calcul de l'asymétrie des sections efficaces permettait d'annuler les flux incidents pour les deux configurations de spins (ou pour les différentes cellules). Cependant, le faisceau de muons possède une petite divergence angulaire et n'est pas exactement parallèle à l'axe de la cible. Ainsi, pour forcer l'égalité de flux incident pour toutes les cellules, il est demandé que la trajectoire du muon (prolongée en ligne droite après l'interaction) traverse toutes les cellules dans leur intégralité, de la première fenêtre d'entrée à celle à l'autre extrémité. Cette condition est assez stricte et rejette typiquement 20% des interactions muon-nucléon.

Notons enfin que dans cette analyse aucune sélection sur la cinématique inclusive n'est appliquée. En particulier, aucune coupure sur la variable Q^2 n'est nécessaire pour définir une échelle dure car la factorisation est automatiquement assurée par la masse du charme.

Précisons aussi que la région à faible y , qui ne présente que peu d'intérêt en diffusion inélastique polarisée longitudinalement (le photon est alors très peu polarisé), n'est pas non plus rejetée. Cependant, cette région cinématique présente très peu d'événements car le système de déclenchement les rejette dès la prise de données (cf. sec. 3.4).

5.1.2 Les deux échantillons de mésons charmés : D^0 et D^*

Intéressons-nous maintenant aux hadrons produits lors des interactions muon-nucléon qui sont à présent isolées. Comme nous l'avons expliqué à la partie 2.1.3, nous recherchons les événements pour lesquels un D^0 est produit, celui-ci se désintégrant ensuite dans la voie $K\pi$. Pour cette raison, il est demandé qu'au moins deux traces de charges opposées soient issues du vertex primaire (les vertex primaire et secondaire ne sont pas discernables, cf. sec. 2.1.3). De plus, nous considérons uniquement les traces dont le dernier point est mesuré en aval du premier dipôle SM1. En effet, pour les traces ne vérifiant pas cette condition, seul le champ de fuite du dipôle SM1 est utilisé pour reconstruire les impulsions et cela se traduit par une résolution dégradée. De plus, des échantillons de grande statistique utilisés par d'autres analyses à COMPASS mettent en évidence la présence de fausses asymétries lorsque les particules ne sont reconstruites que dans cette région du spectromètre. Par mesure de précaution, il est donc demandé que la reconstruction utilise les informations des détecteurs situés en aval de SM1. Des études Monte Carlo montrent que cette condition rejette environ 1% du signal du D^0 .

A ce stade, la multiplicité observée est en moyenne de 4 traces chargées par événement, traces qui constituent des candidats hadrons à prendre en compte. La procédure consiste alors à conserver tous les événements possédant deux hadrons de charges opposées dont la masse invariante est comprise dans un intervalle $\pm 0,4$ GeV autour de la masse du $D^0 = 1,8645$ GeV. La figure 5.2 (à gauche) montre le spectre de masse invariante qui est obtenu. Nous remarquons que ce dernier est complètement dominé par un bruit de fond combinatoire (cf. section 2.1.3) qu'il va falloir réduire à l'aide de coupures.

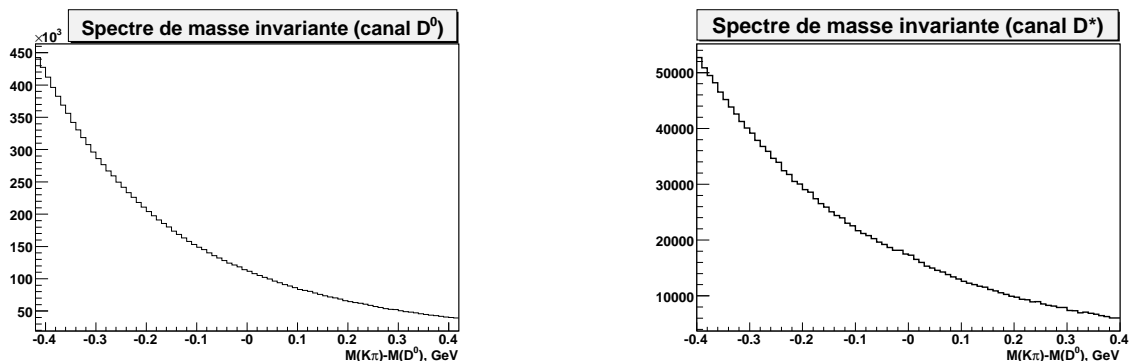


FIG. 5.2: A gauche : Spectre de masse invariante $M(K\pi)$ regroupant toutes les combinaisons de traces de charges opposées donnant une masse invariante comprise dans $\pm 0,4$ GeV autour de la masse du D^0 . A droite : Une troisième trace a été ajoutée afin d'isoler les D^0 provenant d'un D^* (données partielles de 2004).

Nous avons déjà discuté de l'avantage de considérer séparément le cas des D^0 provenant de D^* qui se désintègrent par le canal $D^* \rightarrow D^0 \pi_s$ (cf. sec. 2.1.3). Le bruit de fond combinatoire est considérablement réduit par l'ajout d'une troisième trace, le π_s (s pour *soft*). Pour cette particule, la condition demandant que sa trace soit reconstruite après SM1 n'est pas appliquée. En effet, étant émis avec une faible impulsion, le pion π_s est fortement dévié par le champ du dipôle si bien qu'il a de forte chance de quitter l'acceptance du spectromètre. Afin de ne pas perdre un grand nombre d'événements, les pions π_s sont conservés même s'ils ne sont reconstruits qu'en amont de SM1. La sélection du D^* repose sur la différence δM de la masse invariante à trois corps $M(K\pi\pi_s)$ et de celle à deux corps $M(K\pi)$ (cf. fig. 5.3). La résolution sur cette différence de masse permet une sélection stricte :

$$3,2 \text{ MeV} < \delta M - m_\pi < 8,9 \text{ MeV}.$$

Grâce à cette coupure le signal du D^0 commence à apparaître comme le montre la figure 5.2 (droite), mais le bruit de fond combinatoire demeure malgré tout considérable.

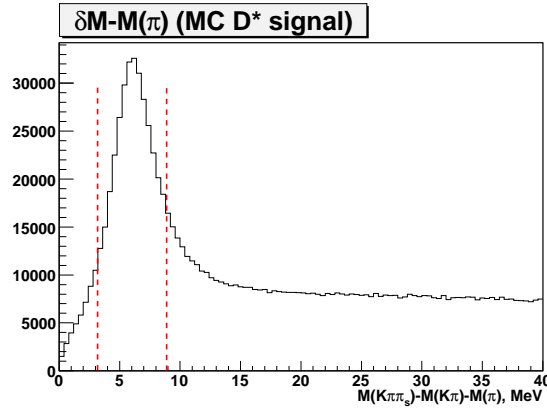


FIG. 5.3: Distribution de $M(K\pi\pi_s) - M(K\pi) - m_\pi$. L'échantillon utilisé résulte d'une simulation Monte Carlo où seuls des événements D^* ont été générés.

Par la suite il sera nécessaire d'appliquer d'autres coupures afin de mieux mettre en évidence le signal du D^0 avec et sans D^* . Nous disposerons alors de deux échantillons d'événements avec lesquels calculer les asymétries. Ces échantillons ne doivent pas compter des événements en commun car à terme nous prendrons la moyenne des deux $\Delta g/g$. Les deux sélections finales doivent donc s'exclure : un événement pour lequel un D^* est trouvé ne peut appartenir à l'échantillon D^0 sans D^* . Pour plus de simplicité, nous utiliserons dorénavant le terme "d'événements D^* " pour désigner l'échantillon D^0 avec D^* et le terme "d'événements D^0 " pour l'échantillon D^0 sans D^* .

Bien que les échantillons D^0 et D^* contiennent des événements distincts, un double comptage peut survenir : il peut arriver que pour un même événement, deux couples de traces donnent une masse invariante comprise dans la fenêtre de $\pm 0,4 \text{ GeV}$ (4% des événements de l'échantillon final). Dans ce cas, l'événement est rejeté car aucun critère ne permet de faire un choix entre les deux possibilités. L'alternative serait de conserver les deux candidats mais alors cela fausserait la détermination de la pureté de l'échantillon, R_S , qui est

obtenue à partir des spectres de masse invariante. Ce cas de double comptage se produit le plus souvent lorsque les deux masses invariantes sont soit calculées à partir des deux mêmes traces (les traces des candidats kaon et pion sont inversées), soit à partir de trois traces, les deux combinaisons se partageant une même particule. Si par contre, cela se produit avec quatre traces, il se peut alors que l'on ait reconstruit entièrement la paire $c\bar{c}$, en particulier si les deux masses invariantes sont très proches de celle du D^0 . Dans la pratique ce cas est extrêmement rare ($\sim 10^{-4}$ des événements sous le pic du D^0), la quatrième trace n'étant souvent pas détectée.

Jusqu'à ce jour, seuls les événements $D^0 \rightarrow K\pi$ ont été recherchés dans les données de COMPASS bien que le rapport d'embranchement soit plutôt faible (3,8%). Il y a en réalité trois limitations principales qui empêchent la reconstruction du D^0 par d'autres voies :

1. Les voies semi-leptoniques sont inutilisables car le neutrino n'est pas détectable.
2. Les modes de désintégration à plus de trois corps sont très rarement reconstruits dans leur ensemble (voir le cas du $c\bar{c}$).
3. Si les produits de désintégration contiennent plus d'un pion, alors la masse reconstruite est affectée d'un fort bruit de fond combinatoire car cela augmente le nombre de traces susceptibles de donner une masse invariante proche de celle du D^0 .

Nous voyons que le cas du $D^0 \rightarrow K\pi$ ne remplit aucune de ces trois conditions et constitue donc un bon candidat. En fait, un autre mode peut se révéler intéressant, il s'agit du cas $D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$ dont le rapport d'embranchement vaut 13%. Certains de ces événements sont d'ailleurs visibles sur le spectre de masse invariante lorsque le D^0 provient d'un D^* (voir l'épaule sur la figure 5.8). Pour que ce signal soit plus significatif, il faudrait utiliser la calorimétrie afin d'identifier le π^0 . Le premier étage du spectromètre de COMPASS est doté d'un calorimètre électromagnétique depuis 2006, mais celui-ci n'a fonctionné de manière nominale qu'à partir de 2007. C'est pourquoi ce canal n'a pas encore été exploité mais il peut s'avérer être une nouvelle source de gain pour de futures analyses.

5.1.3 Optimisation de la statistique

Les spectres de la figure 5.2 montrent bien la nécessité d'une sélection plus serrée afin d'extraire le signal du bruit de fond, en particulier pour le cas du D^0 seul. Comme nous allons le voir, plusieurs variables sont bien appropriées pour cela car leur distribution est différente pour les événements signal et pour ceux du bruit de fond. Nous avons vu à la section 2.1.3 qu'il existe un critère pour que cette sélection optimise la statistique : il faut maximiser le facteur de mérite, FOM, que nous avons identifié comme étant le produit $S \cdot \langle R_S \rangle_X$. Afin d'illustrer le principe de la procédure d'optimisation de la statistique, nous avons choisi de nous placer dans un modèle simple et général. Nous avons simulé un échantillon contenant 34.000 événements signal et 185.000 événements bruit de fond, cf. tableau 5.1. Par souci de simplicité, nous n'allons considérer qu'une seule variable, notée v , et dont les distributions pour les événements du signal et du bruit sont représentées sur la figure 5.4 (haut). Dans ce modèle, la variable v caractérise un événement, elle joue donc le rôle de la variable X que nous avons introduite à la section 2.1.3. La notation

$\langle R_S \rangle_v$ signifie que la pureté est moyennée sur la variable v et dans l'exemple $\langle R_S \rangle_v = 0,16$ pour l'échantillon pris dans son intégralité. Afin de souligner les avantages de la **méthode optimale** que nous utiliserons, nous la comparerons à **une méthode classique de sélection**.

TAB. 5.1: Tableau résumant les propriétés de l'échantillon simulé avant et après coupure optimale.

	Echantillon total	Echantillon avec coupure optimale $v > v_c$
Signal S	34.000	28.000
Bruit B	185.000	41.400
Pureté $\langle R_S \rangle_v$	0,16	0,40
FOM $S \cdot \langle R_S \rangle_v$	5.300	11.300

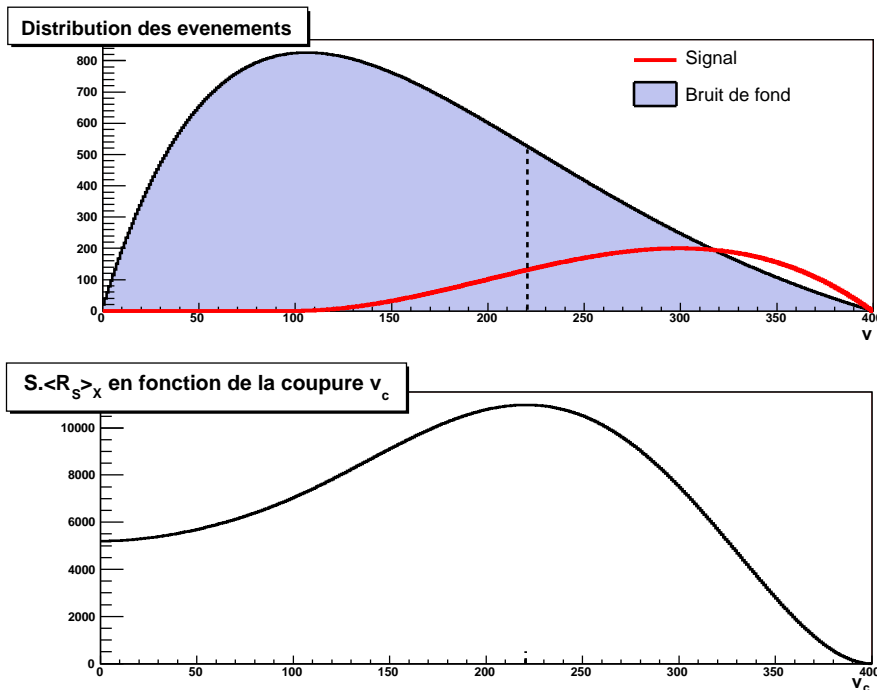


FIG. 5.4: En haut : distribution des événements du signal et du bruit de fond pour l'échantillon total selon la variable v . En bas : variation de $S \cdot \langle R_S \rangle_v$ selon la coupure, $v > v_c$, appliquée.

Méthode classique de sélection : En appliquant une coupure sur la variable v (dans notre exemple $v > v_c$), on peut déterminer la quantité de signal S et la pureté moyenne $\langle R_S \rangle_v$ de la sélection en prenant les intégrales S et B des distributions après coupure ($\langle R_S \rangle_v = \frac{S}{S+B}$). Les deux quantités S et $\langle R_S \rangle_v$ varient dans des sens opposés lorsque la coupure est ajustée aussi la position optimale de la coupure correspond-elle à un compromis

entre une pureté $\langle R_S \rangle_v$ maximale et une perte de signal S minimale. La distribution de $S \cdot \langle R_S \rangle_v$ présente donc un maximum comme l'indique la figure 5.4 (bas), maximum qui définit la valeur de la coupure optimale v_c . Dans notre exemple, 18% du signal est rejeté par la coupure afin d'atteindre une pureté moyenne $\langle R_S \rangle_v = 0,4$, le facteur de mérite valant ainsi $\text{FOM}=11.300$.

Méthode Optimale : La pureté R_S peut être interprétée comme étant la probabilité pour un événement d'être du signal. Dans notre exemple, un événement pris avec $v > v_c$ a 40% de chance d'être du signal. Les distributions du signal et du bruit nous montrent que cette probabilité est en fait une fonction de la variable v : un événement pris à grand v est plus probablement du signal qu'un événement pris à petit v . Ainsi, la méthode que nous mettons en place se propose d'**assigner à chaque événement sa propre probabilité d'être du signal en fonction de la variable v** qui lui est associée, plutôt que la valeur moyenne 0,4 donnée par la méthode classique. Puis, pour tirer avantage de la dépendance de R_S avec v , il faut analyser l'échantillon dans des intervalles de v afin de regrouper les événements avec une pureté similaire. Commençons par construire une paramétrisation, $R_S^{\text{par}}(v)$, donnant la probabilité pour un événement caractérisé par v d'être du signal. Une telle fonction s'obtient directement à partir des distributions de signal $s(v)$ et de bruit $b(v)$ représentées sur la figure 5.4 : $R_S^{\text{par}}(v) = \frac{s(v)}{s(v)+b(v)}$.

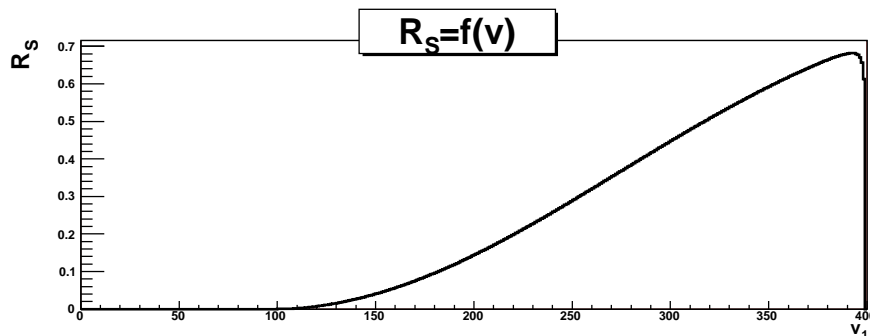


FIG. 5.5: La probabilité R_S est paramétrisée par la variable v à partir des distributions $s(v)$ et $b(v)$.

La figure 5.5 montre la paramétrisation de R_S que l'on peut ainsi construire et qui prend ses valeurs entre 0 et 0,7. Grâce à cette paramétrisation, plus aucune coupure n'est nécessaire puisque chaque événement possède sa propre probabilité d'être du signal (qui peut être nulle pour les très faibles v , ce qui est équivalent à une coupure). Ainsi la coupure de la méthode classique n'est plus utile et la totalité de l'échantillon est conservée. Divisons maintenant l'échantillon en intervalles de la variable v . Pour chaque intervalle i contenant S_i événements de signal, le facteur de mérite est donné par $\text{FOM}_i = S_i \cdot \langle R_S^{\text{par}}(v) \rangle_i$. Le facteur de mérite sur l'ensemble de l'échantillon est donc¹ : $\text{FOM} = \sum_i \text{FOM}_i = \sum_i S_i \cdot \langle R_S^{\text{par}}(v) \rangle_i$. En se plaçant dans la limite d'un nombre infini d'intervalles (en fait un nombre assez grand

¹Les facteurs de mérite s'additionnent car ils sont homogènes à l'inverse d'une erreur statistique au carrée (voir formule 2.11). De plus les différents intervalles en v contiennent des événements indépendants.

pour qu'il y ait un événement par intervalle), le facteur de mérite devient :

$$\text{FOM} = \int ds(v) \cdot R_S^{\text{par}}(v) \quad (5.1)$$

qui, dans notre exemple, vaut environ 13.000. Par ce procédé nous avons gagné 15 % de statistique de plus que celle offerte par la méthode classique, et ceci sans aucune coupure. 11% de ce gain est donné par la paramétrisation de R_S et le reste est apporté par les nouveaux événements sous la coupure v_c de la méthode classique.

Le FOM de la méthode optimale est un nombre compris entre $S \cdot \langle R_S \rangle_v = 5.300$ et $S = 34.000$ dont la valeur dépend de la qualité de la paramétrisation R_S^{par} : celle-ci doit être capable de donner la probabilité la plus grande possible à un événement du signal et la plus faible possible pour un événement du bruit. Dans notre exemple, nous avons utilisé toute l'information que fournit v mais elle s'avère être limitée : nous voyons que la marge statistique est encore importante. Il est en fait possible d'améliorer davantage la statistique en ajoutant d'autres variables que v pour construire la paramétrisation R_S^{par} . De nouvelles variables apporteront de l'information supplémentaire et complémentaire à celle de v . Nous mettrons cela en œuvre dans la partie 5.2.3.

Pour terminer, remarquons que pour notre exemple, une grande plage en v ne comporte aucun événement de signal. Cette région ($v < 100$) est inutile et peut donc être coupée. La partie suivante définit ces **coupures minimales** pour différentes variables pour l'analyse du charme ouvert, définissant l'échantillon sur lequel la méthode optimale sera appliquée.

5.1.4 Coupures minimales

Le but de cette partie est de présenter les coupures que l'on peut appliquer à l'échantillon d'événements muon-nucléon pour les deux canaux D^0 et D^* . Comme nous l'avons expliqué dans la partie précédente, ces coupures doivent être ajustées afin de ne rejeter que des événements du bruit de fond sans entamer le signal du D^0 . En pratique une petite fraction de signal est malgré tout rejetée car les coupures doivent être suffisamment strictes afin de rendre le signal visible sur les spectres de masse invariante afin de pouvoir par la suite extraire S et R_S . Pour fixer la position de la coupure, une simulation Monte Carlo du signal du D^0 a été utilisée afin de donner la distribution de la variable sur laquelle la coupure est appliquée. Ce Monte Carlo comprend le générateur d'événements AROMA [63], spécialisé dans la production de saveurs lourdes, une simulation GEANT du spectromètre de COMPASS et le programme de reconstruction des données CORAL. Seuls des événements de type D^* ont été générés, celui-ci étant forcé de se désintégrer en un D^0 . Cela permet d'obtenir un signal pur et de voir comment se distribuent les variables reconstruites qui le caractérisent. Des distributions similaires sont obtenues à partir des données réelles (toujours pour le D^*) pour lesquelles seuls les événements dont la masse invariante est proche de la masse du D^0 ont été considérés. Cet échantillon contient à la fois du signal et du bruit dans des proportions connues si bien que le signal Monte Carlo a été normalisé sur celui des données. Dans cette partie nous montrerons les distributions de variables pour le signal+bruit des données superposées à celles du signal normalisé du Monte Carlo. Cela

permettra d'estimer la réjection de signal et de bruit associée à la coupure minimale qui sera appliquée. Soulignons le fait que la qualité du Monte Carlo n'est ici pas de première importance, cela permet juste de guider le choix de la coupure à appliquer ; une mauvaise simulation sera, au pire, responsable de perte de statistique mais ne biaisera en aucune sorte les résultats de l'analyse.

L'identification des particules

En combinant les traces deux à deux il arrive très fréquemment que deux pions soient couplés alors c'est une paire $K\pi$ qui est recherchée. En effet environ 90% des traces que l'on considère sont des pions, ils représentent donc la principale source de contamination. Dans une moindre mesure, des protons peuvent aussi être pris par erreur dans le calcul de la masse invariante.

Grâce aux informations recueillies par le détecteur RICH (cf. sec. 3.3.3), il est possible d'identifier les particules et par conséquent de rejeter de mauvais candidats à la reconstruction du D^0 . La principale limitation à l'utilisation du RICH est l'existence de seuils Cherenkov au-dessous desquels la particule est invisible (cf. tab. 3.2). A l'inverse, aux grandes impulsions, les cônes Cherenkov, produits par les particules traversant le RICH, tendent vers un même angle d'ouverture ($\cos(\theta_c) \rightarrow 1/n$) si bien que les particules ne sont plus identifiables. Typiquement, au-delà de 50 GeV les kaons et les pions ne peuvent plus être séparés. Une identification positive des hadrons par le RICH impose donc de rejeter une part non négligeable de signal. En identifiant le kaon et le pion, les conditions implicites sont $9,1 < p_K < 50$ GeV et $2,5 < p_\pi < 50$ GeV. Le Monte Carlo montre que ces conditions mettent de côté 30% d'événements D^0 dont la principale partie est rejetée par le seuil associée au kaon. Ce signal perdu représente un potentiel d'amélioration de l'analyse qui pourra être utilisé pour de futurs résultats. En effet, bien que les kaons de moins de 9,1 GeV ne soient pas directement identifiables, il est possible d'utiliser le RICH de manière "négative". Comme pour cette région cinématique l'identification des pions demeure possible, il peut être demandé que des candidats kaon soit rejetés s'ils sont identifiés comme des pions. Des premiers essais dans cette direction ont été menés et il semble qu'au moins un tiers de la statistique perdue puisse être récupéré.

Comme vu à la partie 3.3.3, la réponse du RICH est donnée par des fonctions likelihood définies pour différentes hypothèses de masse et qu'il s'agit de comparer.

- **L'identification du kaon** représente la sélection la plus efficace. La likelihood correspondante est comparée aux hypothèses pion ($\mathcal{L}_K/\mathcal{L}_\pi$), proton ($\mathcal{L}_K/\mathcal{L}_p$) et bruit de fond ($\mathcal{L}_K/\mathcal{L}_{BG}$). La figure 5.6 montre la position des coupures sur ces trois variables. La simulation Monte Carlo indique que ces coupures rejettent environ 10 % du signal.
- **L'identification du pion** est moins sélective étant donnée la proportion importante de pions du bruit de fond. Cela permet toutefois de rejeter quelques événements de bruit ($\sim 15\%$) en utilisant les rapports $\mathcal{L}_\pi/\mathcal{L}_K$ et $\mathcal{L}_\pi/\mathcal{L}_{BG}$. Le signal, quant à lui, n'est que très peu affecté : 0,05% d'événements signal sont rejetés.

Remarquons que des coupures différentes sont appliquées pour les échantillons D^0 et D^* . Le bruit étant beaucoup plus important dans le cas des D^0 , les coupures sont en général

plus strictes afin de rendre le signal plus visible.

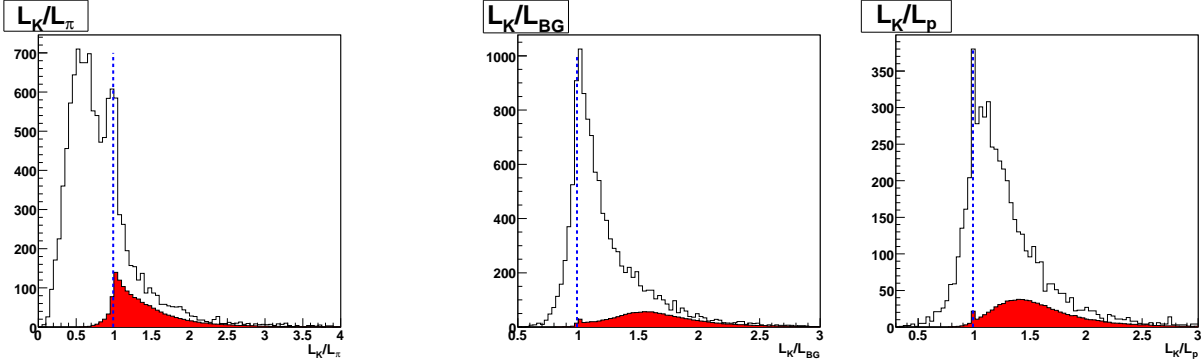


FIG. 5.6: Positions des coupures sur les rapports de likelihoods du RICH ($\mathcal{L}_K/\mathcal{L}_\pi$, $\mathcal{L}_K/\mathcal{L}_{BG}$ et $\mathcal{L}_K/\mathcal{L}_p$) pour identifier le kaon. L'histogramme blanc montre la distribution du signal+bruit (données réelles) et l'histogramme rouge montre celle du signal (MC) normalisée sur les données. Un événement est rejeté s'il se trouve sous l'une des trois lignes verticales.

Le canal du D^* présente une particule supplémentaire, le pion π_s sur laquelle le RICH peut être employé. La situation est particulière car, dû à sa faible impulsion, le candidat pion π_s est principalement concurrencé par des électrons. Pour cette raison, le RICH n'est utilisé qu'en veto, c'est-à-dire que l'événement est rejeté si le candidat π_s est identifié comme étant un électron. Pour ce faire, on a recours à deux rapports : $\mathcal{L}_e/\mathcal{L}_\pi$ et $\mathcal{L}_e/\mathcal{L}_{BG}$. Les coupures appliquées sont représentées sur la figure 5.7 et les événements sont rejetés s'ils se trouvent à la fois dans la partie supérieure du premier et du deuxième histogramme. Cette sélection se montre très efficace car elle permet de couper près de la moitié du bruit sans quasiment toucher au signal ($< 1\%$).

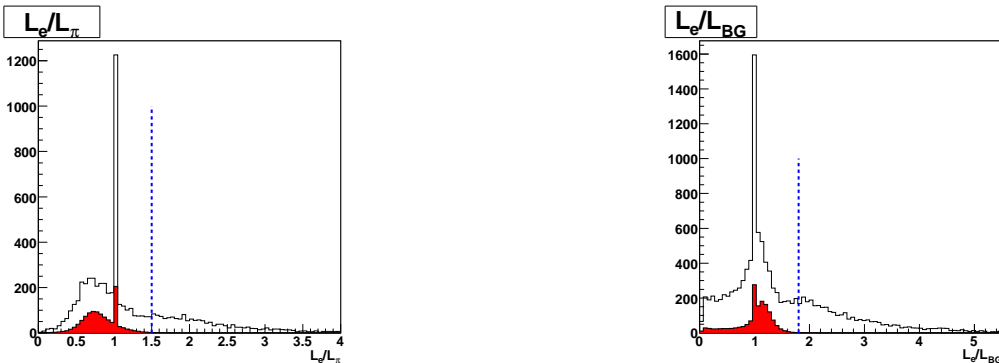


FIG. 5.7: Positions des coupures sur les rapports de likelihoods du RICH ($\mathcal{L}_e/\mathcal{L}_\pi$ et $\mathcal{L}_e/\mathcal{L}_{BG}$) afin de diminuer la contamination d'électrons pour le candidat π_s . L'histogramme rouge montre la distribution du signal (MC) et l'histogramme blanc celle du signal+bruit (données réelles). Les événements sont rejetés s'ils se trouvent à la fois dans la partie supérieure du premier et du deuxième histogramme.

Les coupures du RICH ont permis de réduire le fond combinatoire de manière notable et elles remplissent la fonction de coupures minimales puisqu'au total, le signal n'est que très peu perdu : environ 11% d'événements sont rejetés.

Coupures cinématiques

Afin de rejeter encore davantage de bruit de fond, on peut s'intéresser à la cinématique des hadrons produits. En effet cette dernière est différente pour le signal et pour le fond et peut donc être utilisée pour une séparation. Dans cette analyse, on a recours à deux variables. La première est $|\cos(\theta^*)|$ où θ^* est l'angle entre l'impulsion du kaon dans le référentiel propre du D^0 et la direction de propagation du D^0 . La seconde est la fraction d'énergie du photon emportée par le D^0 , notée z_D .

En se désintégrant, le D^0 émet ses produits de façon isotrope dans le référentiel où il est au repos. Au contraire, les événements du bruit, qui sont issus de la fragmentation, sont principalement émis vers l'avant et donc avec un $|\cos(\theta^*)|$ proche de 1. Cette différence peut être exploitée en rejetant les événements avec un grand $|\cos(\theta^*)|$.

Le signal du D^0 tend à posséder une fraction d'énergie $z_D = \frac{E(D)}{\nu}$ importante dont la valeur moyenne se situe vers 0,5. En effet, dans un processus PGF, les deux quarks charmés se partagent l'énergie du photon. Comme les mésons D^0 emportent une grande partie de cette énergie, la fraction z_D est donc élevée. Les hadrons du bruit de fond sont au contraire caractérisés par de basses fractions d'énergie puisque leur production résulte principalement de la fragmentation du processus LO (le photon interagit directement avec un quark du nucléon), l'énergie du photon se répartissant alors sur tous les hadrons produits.

Dans la pratique, les coupures suivantes sont utilisées :

- $z_D > 0,2$
- $|\cos(\theta^*)| < 0,9$ pour l'échantillon D^* et $|\cos(\theta^*)| < 0,65$ pour l'échantillon D^0 .

Le critère de sélection est plus stricte dans le cas du D^0 afin de réduire davantage le bruit de fond important. De plus, une coupure supplémentaire s'applique au canal des D^0 uniquement et consiste à rejeter les événements pour lesquels l'impulsion du candidat pion est faible (< 7 GeV).

L'ensemble des coupures cinématiques (indépendamment de celle du RICH) élimine 15% du signal pour les événements D^0 et 3% pour les événements D^* . Si l'on considère l'ensemble des coupures (RICH+cinématique), la perte de signal s'élève à 25% pour les D^0 et 14% pour les D^* , mais ces événements correspondent à un faible rapport signal sur bruit et représentent par conséquent une faible statistique. Ainsi, dans la pratique, les coupures minimales ne conservent pas l'intégralité du signal comme nous l'avons défini dans un cadre idéal. Cette perte est cependant nécessaire pour la construction de la paramétrisation multi-variable de R_S que nous détaillerons au paragraphe 5.2.3 et qui requiert un signal suffisamment détaché du bruit de fond.

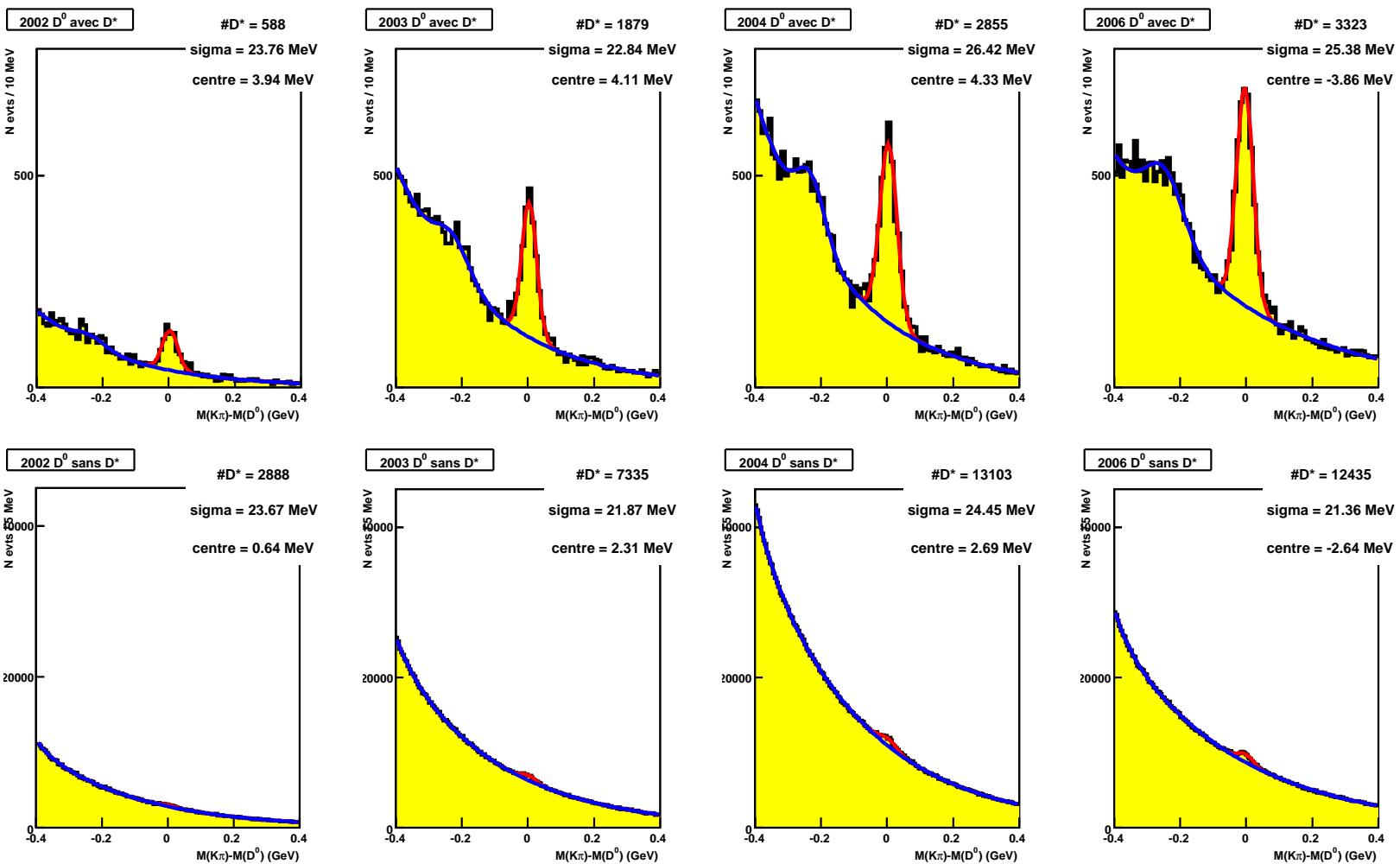


FIG. 5.8: Spectres de masse invariante pour les D^* (haut) et D^0 (bas) et pour chaque année de prise de données (2002, 2003, 2004 et 2006). Ces spectres sont ajustés par une fonction pour le bruit de fond ($b(m)$ en bleu) et pour le signal ($s(m)$ en rouge). Le nombre de D^0 ainsi que le centre et le σ de la gaussienne du signal sont indiqués.

5.1.5 Statistique finale

La figure 5.8 montre les spectres de masse invariante après coupures minimales pour chaque année de prise de données de COMPASS. Le pas de l'histogramme (nous utiliserons désormais le terme anglais de *bin*) ainsi que l'échelle verticale sont pris identiques pour toutes les années (mais différents pour les deux canaux) afin de mettre en évidence les améliorations de la statistique de l'expérience d'une année à l'autre.

Les spectres de masse ont été ajustés par la somme d'une fonction décrivant le bruit de fond $b(m)$ (en bleu sur la figure) et d'une gaussienne pour le signal $s(m)$ (en rouge). La forme de la fonction du bruit de fond est donnée par la somme de deux exponentielles dans le cas du D^0 et par la somme d'une exponentielle et d'une gaussienne dans le cas du D^* . Cette dernière est nécessaire afin de tenir compte de l'épaule observé à gauche du signal et qui correspond à la décroissance du D^0 en $K\pi\pi^0$, le π^0 n'étant pas détecté. Cet ajustement permet de compter le nombre d'événements signal S qui est obtenu en prenant l'intégrale de la gaussienne principale. Le nombre total de D^0 obtenu est : **35.761 D^0 sans D^* et 8645 D^0 avec D^*** . Un rapport d'environ 4 existe entre ces deux canaux et nous avons trouvé à la partie 2.1.3 un rapport 2,5 pour les taux de production. De multiples facteurs sont à considérer pour expliquer cette différence, les deux principaux étant que l'acceptance n'est pas identique pour les deux canaux du fait de la troisième trace utilisée pour le D^* et les coupures appliquées à ces deux canaux sont différentes.

Nous avons vu que la statistique était donnée par le signal et par la pureté R_S et non uniquement par le nombre de D^0 détectés. Dans la méthode classique que nous décrivions au paragraphe 5.1.3 la pureté moyenne est donnée par $\langle R_S \rangle_X = \frac{S}{S+B}$. Nous constatons alors la nécessité de définir une fenêtre en masse² afin d'intégrer $s(m)$ et $b(m)$ pour obtenir S et B . On peut montrer qu'une fenêtre de 2σ pour les D^* et $1,4\sigma$ pour les D^0 maximise la statistique. Pour de telles fenêtres nous obtenons : $S \cdot \langle R_S \rangle_X = 4850$ pour les D^* et $S \cdot \langle R_S \rangle_X = 2040$ pour les D^0 . Ainsi la statistique apportée par les deux voies sont du même ordre de grandeur bien que leurs caractéristiques soient opposées : les D^0 possèdent l'avantage du signal alors que les D^* ont celui de la pureté.

Sur la figure 5.9, nous avons voulu montrer quelques propriétés du signal obtenu en traçant les distributions de plusieurs variables. Afin d'isoler les événements signal de ceux du bruit de fond, une méthode de soustraction du bruit a été utilisée en ayant recours aux événements de part et d'autre du signal ($|M(K\pi) - M(D^0)| > 4\sigma$). De plus, pour que cette soustraction s'opère dans de bonnes conditions, seuls les événements D^* ont été considérés car S et B sont du même ordre de grandeur.

²nous reviendrons sur cette définition en 5.2.3.

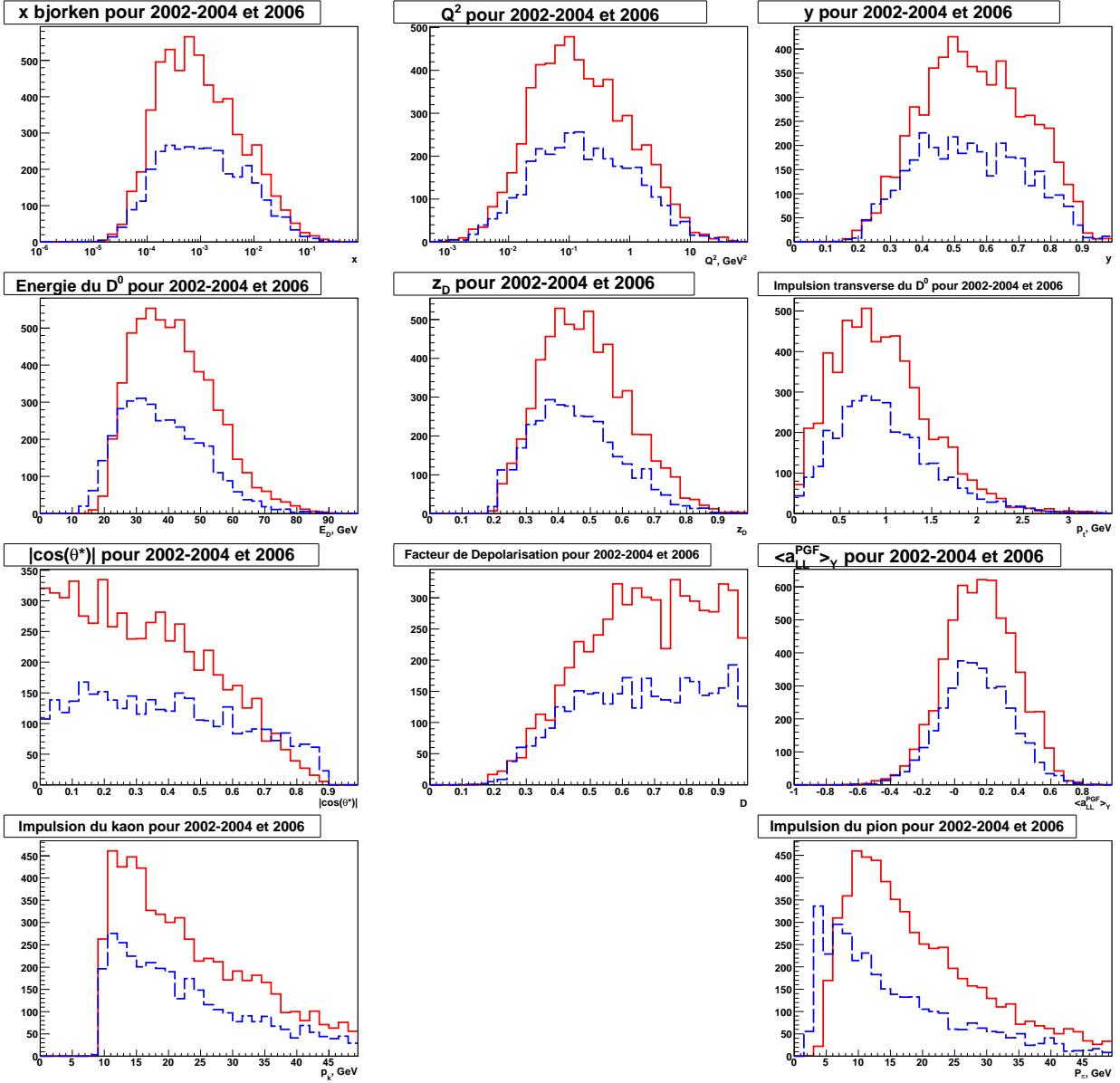


FIG. 5.9: Les données réelles sont distribuées suivant plusieurs variables afin de caractériser le signal du D^0 sélectionné (cas avec D^* uniquement). L'année 2006 (en bleu tireté) a été séparée des années précédentes (en rouge) du fait d'une acceptation différente. Ces distributions correspondent à des événements de signal purs car la contribution du bruit de fond a été soustraite.

5.2 Eléments pour calculer $\Delta g/g$

Le but de cette partie est de détailler l'obtention des différents éléments nécessaires au calcul de $\Delta g/g$ donnés par la formule 2.10, soit P_μ , P_c , f , a_{LL}^{PGF} et R_S .

5.2.1 Les facteurs expérimentaux : P_μ , P_c et f

La polarisation du faisceau P_μ est donnée événement par événement en fonction de l'impulsion du muon (cf. sec. 3.1). En 2002-2003, la polarisation du faisceau valait en moyenne -76% , pour les années suivantes sa moyenne valait -81% .

La polarisation de la cible est mesurée par résonance magnétique nucléaire toutes les quatre minutes en huit points le long de la cible (cf. sec. 3.2.1). Ces mesures sont ensuite moyennées pour chacune des cellules et pour chaque run. La polarisation moyenne de la cible est de 50% . Il faut cependant prendre en compte la probabilité pour le noyau de Deutérium d'être dans l'état quantique D qui tend à diminuer la polarisation effective [64]. Un facteur $(1 - 1,5\omega_D)$, où $\omega_D \simeq 0,05$, doit être appliqué à la polarisation.

Comme expliqué à la section 3.2, le facteur de dilution de la cible rend compte de la fraction d'interactions ayant lieu sur un nucléon polarisé. Ce facteur dépend des variables inclusives de l'événement x et y . Ainsi, le facteur de dilution peut être calculé événement par événement et vaut en moyenne $0,4$.

Les facteurs P_μ , P_c et f sont déterminés avec une erreur expérimentale relative de 5% environ.

5.2.2 Détermination du pouvoir d'analyse a_{LL}^{PGF}

Reprenons la définition du pouvoir d'analyse pour des processus PGF avec production de charme vue à la section 2.1.1 :

$$\hat{a}_{LL}^{PGF}(X, Y) = \frac{\Delta \hat{\sigma}_{\mu g \rightarrow c\bar{c}}}{\hat{\sigma}_{\mu g \rightarrow c\bar{c}}}.$$

Rappelons que X et Y regroupent les variables cinématiques mesurées et non accessibles par l'expérience respectivement. Pour l'analyse qui nous concerne, les sections efficaces $\Delta \hat{\sigma}_{\mu g \rightarrow c\bar{c}}$ et $\hat{\sigma}_{\mu g \rightarrow c\bar{c}}$ peuvent être calculées dans le cadre de QCD à l'ordre dominant (premier ordre en α_s , le calcul est par exemple donné dans [65] et les références incluses). Elles dépendent de cinq variables décrivant la cinématique du PGF :

- y et Q^2 , variables inclusives,
- $x_p = \frac{x}{x_g}$, où x_g est la fraction d'impulsion du nucléon portée par le gluon de l'interaction,
- z_c , fraction d'énergie du quark charme par rapport à celle du photon,
- ϕ , angle azimutal entre le plan leptonique et le plan de la diffusion (défini par le photon et un des quarks c).

Si les variables y et Q^2 sont accessibles expérimentalement, x_p , z_c et ϕ ne le sont pas. Il faudrait reconstruire l'événement dans sa totalité afin de déterminer la cinématique interne du processus. Cependant, la cinématique du méson D^0 que l'on reconstruit offre une vision partielle de ce que peuvent être les processus partoniques. Il est donc possible d'utiliser

des variables cinématiques associées au D^0 (que nous incluons dans la variable X) afin de paramétriser le véritable pouvoir d'analyse \hat{a}_{LL}^{PGF} . Dès lors, on comprend pourquoi la séparation des variables X et Y avait été introduite au préalable. Cela permet de définir un pouvoir d'analyse moyenné sur les variables inaccessibles Y et dépendant des observables X :

$$a_{LL}(X) = \langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle_Y(X), \quad (5.2)$$

dont la paramétrisation sera notée $a_{LL}^{\text{par}}(X)$.

Pour construire une telle paramétrisation, une simulation Monte Carlo a été utilisée. Il s'agit de la même simulation que celle décrite à la partie 5.1.4 qui consistait à ne générer que des événements D^0 provenant de D^* . Afin d'être en accord avec le calcul LO de \hat{a}_{LL}^{PGF} , la simulation est également réalisée dans le cadre de l'ordre dominant : la fonction *parton shower* du générateur, qui permet de simuler des processus aux ordres supérieurs (NLO), n'a pas été utilisée. Le Monte Carlo permet de connaître complètement la cinématique de l'événement et donc de calculer le vrai pouvoir d'analyse, \hat{a}_{LL}^{PGF} . Un réseau de neurones [66] a été entraîné à utiliser les variables reconstruites (X) de l'échantillon Monte Carlo afin de fournir une valeur approchée du pouvoir d'analyse issu du calcul exact. Outre les variables y , x et Q^2 , le réseau utilise l'impulsion transverse du D^0 , p_t , ainsi que la fraction d'énergie z_D . La figure 5.10 à gauche montre le pouvoir d'analyse que la paramétrisation fournit (a_{LL}^{par}) en fonction de celui calculé (\hat{a}_{LL}^{PGF}). La dispersion observée provient du fait qu'une partie de la cinématique est manquante (Y) mais la paramétrisation permet d'obtenir une corrélation de 82% avec la vraie valeur. La paramétrisation est ensuite utilisée sur les données réelles assignant ainsi un pouvoir d'analyse à chaque événement selon la variable X qui lui est associée.

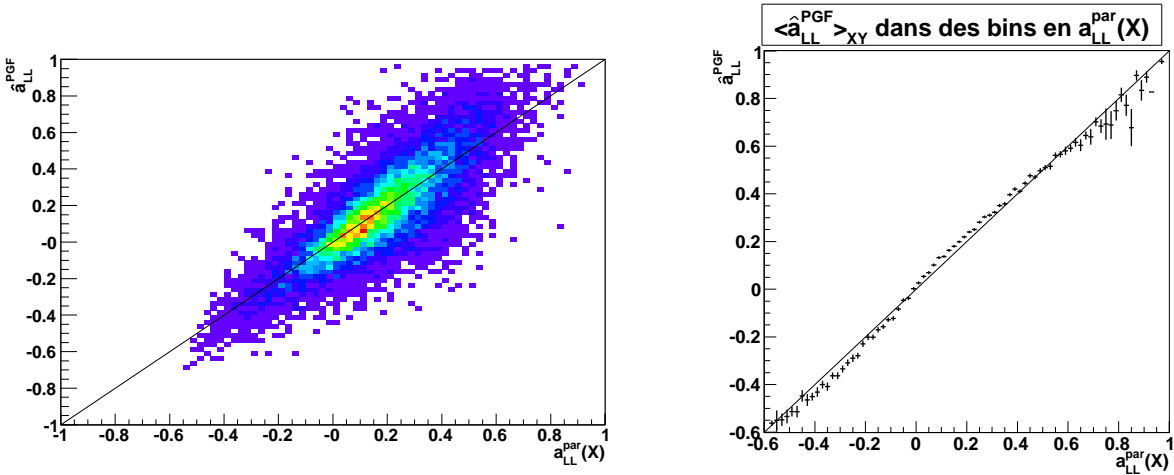


FIG. 5.10: A gauche : Pour les événements d'un échantillon Monte Carlo, le pouvoir d'analyse généré, \hat{a}_{LL}^{PGF} , est indiqué en fonction de celui paramétrisé, a_{LL}^{par} . La corrélation entre les deux grandeurs est de 82%. A droite : Le pouvoir d'analyse généré est moyenné, $\langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle_{XY}$, dans de petits intervalles en $a_{LL}^{\text{par}}(X)$.

La distribution du pouvoir d'analyse a_{LL}^{par} correspondant aux événements D^0 sélectionnés

par les coupures minimales est présentée sur la figure 5.9. Cette distribution est caractérisée par $\langle a_{LL}^{\text{par}} \rangle_X = \langle \hat{a}_{LL}^{\text{PGF}} \rangle_{XY} = 0,16$ et $\text{RMS}(a_{LL}^{\text{par}}) = 0,22$. Les valeurs proches de 1 sont associées au seuil de production de charme ($\hat{s} = 4m_c^2$) et a_{LL} diminue avec l'énergie mise en jeu en tendant asymptotiquement vers -1. La valeur moyenne $\langle \hat{a}_{LL}^{\text{PGF}} \rangle_{XY}$ est donc faible ce qui représente une limitation importante à la mesure de $\Delta g/g$, comme nous l'avons souligné à la partie 2.1.1. Nous voyons alors clairement apparaître l'avantage de la paramétrisation événement par événement du pouvoir d'analyse car cela permet de mener une analyse dans des intervalles de $a_{LL}^{\text{par}}(X)$. Ce faisant, les événements pour lesquels $a_{LL}^{\text{par}}(X)$ est grand, offrent une grande sensibilité à $\Delta g/g$ et ne sont pas masqués par des événements pour lesquels $a_{LL}^{\text{par}}(X) \sim 0$ (un raisonnement similaire et davantage développé avait été tenu à la partie 5.1.3 avec la paramétrisation de R_S). Toutefois ce type d'analyse n'est valable que si pour chaque intervalle de $a_{LL}^{\text{par}}(X)$ on a : $\langle a_{LL}^{\text{par}} \rangle_X = \langle a_{LL} \rangle_X = \langle \hat{a}_{LL}^{\text{PGF}} \rangle_{XY}$. Ce point peut être vérifié sur l'échantillon Monte Carlo où l'on dispose à la fois de $a_{LL}^{\text{par}}(X)$ et $\hat{a}_{LL}^{\text{PGF}}(X, Y)$. La figure 5.10 à droite montre qu'un tel test est vérifié dans une très bonne approximation.

Enfin, signalons que le calcul du pouvoir d'analyse prend en compte comme paramètre la masse du charme dans le nucléon. Celle-ci a été prise égale à 1500 MeV pour cette analyse car cette valeur permet à la simulation de reproduire les sections efficaces expérimentales de production de charme [67]. En réalité, la paramétrisation de $\hat{a}_{LL}^{\text{PGF}}$ dépend peu de ce paramètre comme l'indique le tableau 5.2. L'erreur systématique associée au choix de la masse du charme sera cependant estimée à la partie 6.2.2.

TAB. 5.2: Variation de $\langle a_{LL}^{\text{par}} \rangle$ selon la masse du charme choisie.

m_c (MeV)	$\langle a_{LL}^{\text{par}} \rangle$	RMS
1400	0.15	0.21
1500	0.16	0.22
1600	0.19	0.20

5.2.3 Paramétrisation multi-variable de R_S

À la partie 5.1.3 nous avons ébauché une méthode afin d'obtenir une paramétrisation de R_S , probabilité pour un événement d'être du signal. Nous avons pris l'exemple d'une variable unique v dont l'information a été utilisée pour construire la paramétrisation $R_S^{\text{par}}(v)$. Cependant nous avons vu que cette information est limitée et que pour améliorer davantage la statistique il est nécessaire de tirer avantage d'autres variables. En définissant les coupures minimales nous avons rencontré plusieurs variables permettant de discriminer signal et bruit, ces variables se présentent donc comme étant de bonnes candidates pour la paramétrisation de R_S .

Une première tentative de paramétrisation a été menée à l'aide d'une simulation Monte Carlo où la statistique n'est pas limitée. Un échantillon de signal D^0 généré avec AROMA [63], joint à du bruit produit avec PYTHIA [18], a permis de construire une paramétrisation de R_S . Malgré un travail important visant à simuler les performances du RICH de manière

réaliste, la paramétrisation de R_S ne reproduisait pas exactement ce qui était observé sur les données réelles. Une série de corrections, évaluées à partir des données réelles, a dû être appliquée afin de reproduire les observations expérimentales. L'algorithme mis en place pour calculer les corrections s'est montré si efficace que l'utilisation du Monte Carlo n'était plus requise. En effet à partir d'une paramétrisation "plate" ($R_S^{\text{par}} = \langle R_S \rangle$ pour tous les événements) il est possible d'apporter des corrections successives en utilisant les données réelles et de construire ainsi une paramétrisation efficace.

Algorithme de construction

Nous nous proposons donc de construire une paramétrisation multi-variable $R_S^{\text{par}}(X)$ et nous allons décrire l'algorithme développé pour cela. Afin de simplifier cette description, nous allons nous restreindre au cas de deux variables $X = (v_1, v_2)$, sachant que la généralisation à plus de variables est triviale.

La manière la plus directe d'obtenir la fonction $R_S^{\text{par}}(v_1, v_2)$ serait de discrétiser l'espace à deux dimensions (v_1, v_2) en $n_1 \times n_2$ bins, puis de calculer le nombre d'événements signal et bruit dans chacun de ces bins afin d'en tirer R_S . La paramétrisation R_S^{par} serait alors donnée par un tableau de $n_1 \times n_2$ valeurs de R_S . Dans le cas du charme ouvert, l'utilisation d'une telle méthode est impossible du fait du faible nombre de D^0 reconstruits que l'on ne peut distribuer que dans un nombre très limité de bins. Chaque variable doit donc être traitée séparément.

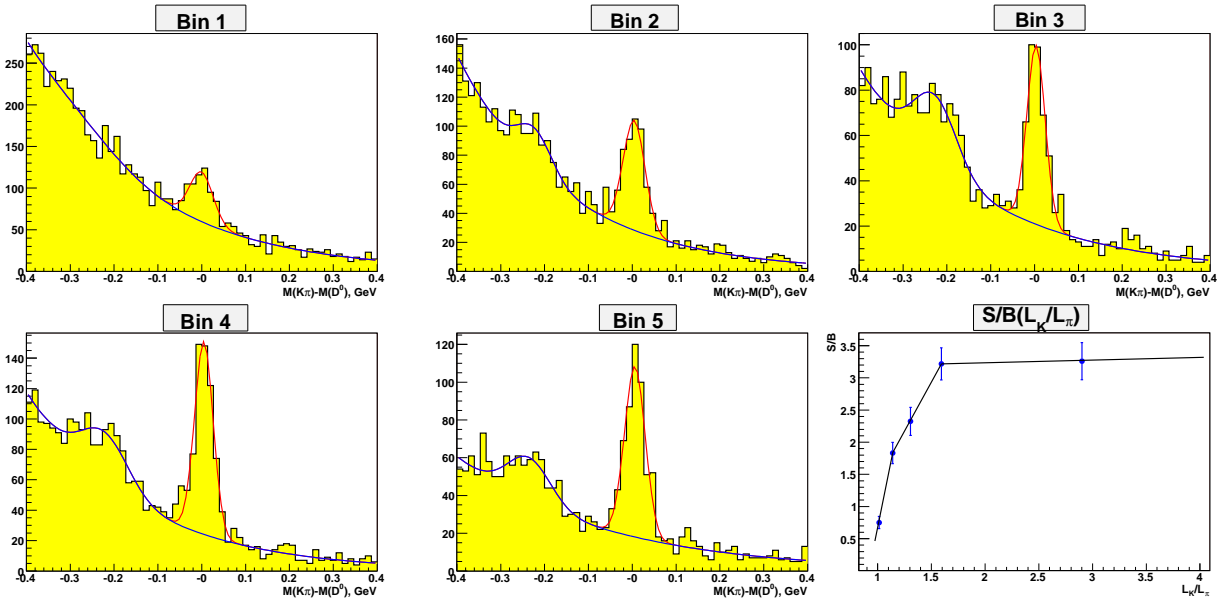


FIG. 5.11: Distributions de masse invariante des données 2003 (D^*) dans cinq bins en $\mathcal{L}_K/\mathcal{L}_\pi$. Le dernier graphe montre les cinq points ($\langle \mathcal{L}_K/\mathcal{L}_\pi \rangle_j, S_j/B_j$) correspondants ainsi que la fonction interpolée entre les points.

En distribuant les données dans cinq bins j de la variable v_1 , il est possible d'extraire le nombre d'événements signal $S_j^{v_1}$ et bruit $B_j^{v_1}$ à l'intérieur d'une fenêtre en masse de ± 40 MeV autour de la masse du D^0 . Pour ce faire on utilise la méthode de comptage expliquée en 5.1.5 où un ajustement du spectre de masse invariante est utilisé. Cinq valeurs $S_j^{v_1}/B_j^{v_1}$ sont ainsi obtenues, correspondant aux cinq valeurs moyennes $\langle v_1 \rangle_j$ de chaque bin. En interpolant linéairement ces cinq points, il en résulte une fonction continue $(\frac{s}{b})_{v_1}^{\text{par}}(v_1)$ (cf. figure 5.11 avec l'exemple de $v_1 = \mathcal{L}_K/\mathcal{L}_\pi$). Cette fonction définit l'état initial sur lequel l'algorithme de construction va agir. En fait, nous retrouvons la situation que nous décrivions en 5.1.3 où R_S était paramétré par une unique variable v .

La détermination de la fonction $(\frac{s}{b})_{v_1}^{\text{par}}(v_1)$ est répétée exactement de la même manière mais avec la variable v_2 afin d'obtenir une seconde paramétrisation $(\frac{s}{b})_{v_2}^{\text{par}}(v_2)$. Ces deux paramétrisations sont incompatibles car chacune d'entre elles ne peut reproduire les résultats de l'autre :

- $\langle (\frac{s}{b})_{v_1}^{\text{par}}(v_1) \rangle_j \neq S_j^{v_2}/B_j^{v_2}$, où $S_j^{v_2}/B_j^{v_2}$ est le rapport signal sur bruit obtenu en ajustant le spectre de masse invariante dans le bin j en v_2 ,
- $\langle (\frac{s}{b})_{v_2}^{\text{par}}(v_2) \rangle_j \neq S_j^{v_1}/B_j^{v_1}$ dans chaque bin j en v_1 .

Le corps de l'algorithme consiste à concilier la dépendance en v_2 avec celle en v_1 . Cela nécessite plusieurs allers-retours entre les deux variables et de corriger la paramétrisation afin que les deux points ci-dessus soient vérifiés simultanément.

Plus explicitement, chaque itération i se décompose en une série d'opérations avec la variable v_1 puis avec v_2 . Prenons comme paramétrisation initiale $(\frac{s}{b})_{i=0}^{\text{par}} = (\frac{s}{b})_{v_2}^{\text{par}}(v_2)$ et corrigeons-la :

Avec v_1 :

- Pour chaque bin j de v_1 , on dispose de $\langle v_1 \rangle_j$, du rapport signal sur bruit obtenu sur les données $S_j^{v_1}/B_j^{v_1}$ et du rapport signal sur bruit moyen donné par la paramétrisation à l'itération précédente $\langle (\frac{s}{b})_{i-1}^{\text{par}} \rangle_j$.
- On définit une fonction correctrice $f_{1,i}(v_1)$ en interpolant les points $\left(\langle v_1 \rangle_j, \frac{S_j^{v_1}/B_j^{v_1}}{\langle (\frac{s}{b})_{i-1}^{\text{par}} \rangle_j} \right)$.
- La paramétrisation de l'itération précédente est alors corrigée pour obtenir une paramétrisation intermédiaire : $(\frac{s}{b})_i^{\text{inter}} = f_{1,i}(v_1) \times (\frac{s}{b})_{i-1}^{\text{par}}$.

De manière similaire avec v_2 :

- Pour chaque bin j de v_2 , on dispose de $\langle v_2 \rangle_j$, du rapport signal sur bruit obtenu sur les données $S_j^{v_2}/B_j^{v_2}$ et du rapport signal sur bruit moyen donné par la paramétrisation intermédiaire $\langle (\frac{s}{b})_i^{\text{inter}} \rangle_j$.
- On définit une fonction correctrice $f_{2,i}(v_2)$ en interpolant les points $\left(\langle v_2 \rangle_j, \frac{S_j^{v_2}/B_j^{v_2}}{\langle (\frac{s}{b})_i^{\text{inter}} \rangle_j} \right)$.
- La paramétrisation intermédiaire est finalement corrigée : $(\frac{s}{b})_i^{\text{par}} = f_{2,i}(v_2) \times (\frac{s}{b})_i^{\text{inter}}$. On

obtient ainsi la paramétrisation issue de l'itération i :

$$\left(\frac{s}{b}\right)_i^{\text{par}} = f_{2,i}(v_2) \times f_{1,i}(v_1) \times \left(\frac{s}{b}\right)_{i-1}^{\text{par}}.$$

Cet algorithme converge, c'est-à-dire qu'après un nombre N d'itérations, les fonctions correctives f sont égales à l'unité et les deux points cités plus haut sont vérifiés simultanément :

- $\langle \left(\frac{s}{b}\right)_N^{\text{par}} \rangle_j = S_j^{v_2}/B_j^{v_2}$ quelque soit le bin j en v_2 ,
- $\langle \left(\frac{s}{b}\right)_N^{\text{par}} \rangle_j = S_j^{v_1}/B_j^{v_1}$ quelque soit le bin j en v_1 ,

On peut enfin écrire la paramétrisation finale sous la forme :

$$\left(\frac{s}{b}\right)_N^{\text{par}}(v_1, v_2) = F(v_1) \times F(v_2) \times \left(\frac{s}{b}\right)_{v_2}^{\text{par}}, \text{ avec}$$

$$F(v_1) = \prod_{i=1}^N f_{1,i}(v_1),$$

$$F(v_2) = \prod_{i=1}^N f_{2,i}(v_2). \quad (5.3)$$

Cette formulation montre que la paramétrisation ainsi construite est une fonction factorisée des variables v_1 et v_2 . Une fois que s/b est paramétré, l'obtention de R_S^{par} est triviale :

$$R_S^{\text{par}} = \frac{\left(\frac{s}{b}\right)_N^{\text{par}}}{1 + \left(\frac{s}{b}\right)_N^{\text{par}}}$$

Afin d'illustrer le déroulement de cet algorithme, la figure 5.12 montre s/b paramétré à l'itération i , tendant progressivement vers les valeurs expérimentales $S_j^{v_1}/B_j^{v_1}$ et $S_j^{v_2}/B_j^{v_2}$ (dans cet exemple $v_1 = \mathcal{L}_K/\mathcal{L}_\pi$ et $v_2 = |\cos(\theta^*)|$). Nous remarquons qu'après 5 itérations la convergence est atteinte et la paramétrisation reproduit le rapport signal sur bruit des données pour les deux variables.

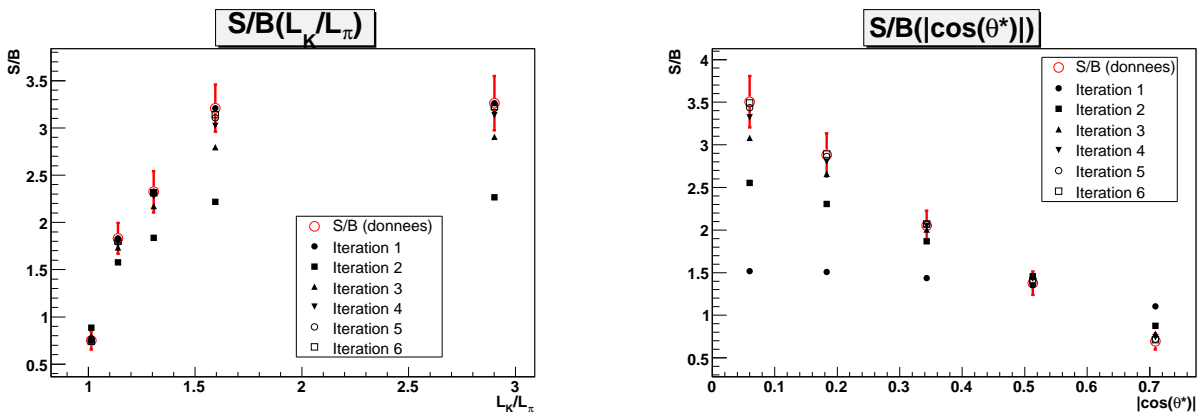


FIG. 5.12: Convergence de la construction de la paramétrisation de s/b sur deux variables $\mathcal{L}_K/\mathcal{L}_\pi$ (gauche) et $|\cos(\theta^*)|$ (droite). Les points rouges montrent le rapport S/B obtenu avec les données pour chaque bin. Les points noirs indiquent la valeur moyenne de la paramétrisation $\langle \left(\frac{s}{b}\right)_i^{\text{par}} \rangle$ à différentes itérations i .

Performances de la paramétrisation

La paramétrisation à deux variables présentée ci-dessus peut aisément être généralisée à un plus grand nombre de variables. Une variable se révèle intéressante dès que S/B varie avec elle. Pour l'analyse du charme ouvert, 10 variables ont été utilisées :

- Les variables cinématiques $|\cos(\theta^*)|$ et z_D dont les qualités ont été exposées en 5.1.4.
- **L'impulsion transverse du D^0** par rapport à la direction du photon. Le bruit de fond issu de la fragmentation possède une faible impulsion transverse, S/B est donc sensible à cette variable.
- **L'impulsion du kaon** issu du D^0 . Les variations de S/B avec cette variable sont principalement dues aux propriétés du RICH. Aux basses impulsions le nombre de photons Cherenkov est limité tandis qu'aux hautes impulsions, les pions et les kaons ne sont plus discernables. L'identification du kaon sera donc plus efficace pour des impulsions intermédiaires ($15 \text{ GeV} < p_K < 20 \text{ GeV}$). C'est pour cette région que le rapport S/B est maximal.
- **L'angle polaire du kaon** issu du D^0 . Les raisons du choix de cette variable sont les mêmes que pour l'impulsion : le RICH est plus efficace pour des angles intermédiaires ($35 \text{ mrad} < \theta_K < 55 \text{ mrad}$).
- **L'impulsion du pion** issu du D^0 . Le bruit de fond est moins présent lorsque l'impulsion du pion est grande. C'est d'ailleurs pour cette raison qu'une coupure minimale est appliqué sur cette variable dans le cas des D^0 sans D^* .
- **Les rapports de likelihoods $\mathcal{L}_K/\mathcal{L}_\pi$ et $\mathcal{L}_K/\mathcal{L}_{BG}$** sont utilisés car ils permettent une identification efficace des kaons. La figure 5.11 montre comment S/B varie avec $\mathcal{L}_K/\mathcal{L}_\pi$.
- **La cellule de la cible** dans laquelle l'interaction a lieu. Plus l'interaction se produit en amont de la cible plus la résolution en masse du signal du D^0 est dégradée (les hadrons ont une plus grande probabilité d'interagir avec le matériau de la cible). Plus on se rapproche de la sortie de la cible, plus S/B augmente.
- **Le pouvoir d'analyse a_{LL}^{par}** est également utilisé car il est fortement corrélé avec S/B . Ce choix est un peu particulier car a_{LL}^{par} est un élément du calcul de $\frac{\Delta g}{g}$, nous reviendrons sur ce point à la fin de cette partie. Cependant son utilisation n'est pas interdite puisqu'il est calculé avec des variables cinématiques uniquement, il peut donc être également considéré comme une variable cinématique.

L'information apportée par toutes ces variables peut être redondante. Par exemple, l'impulsion et l'angle polaire du kaon sont fortement corrélés. Ces corrélations ne représentent cependant pas un obstacle à un traitement successif des variables, c'est d'ailleurs le rôle des multiples itérations que de les prendre en compte.

Avec dix variables (que nous résumerons désormais par X), l'algorithme de construction nécessite une vingtaine d'itérations afin d'atteindre la convergence. La figure 5.13 montre la rapidité de cette convergence à travers l'écart quadratique entre $(R_S^{\text{par}})_i$ et $(R_S^{\text{par}})_{i-1}$ diminuant avec les itérations.

La figure 5.14 montre les distributions de la paramétrisation R_S^{par} obtenues pour les événements D^* et D^0 . Pour le cas des événements D^* la paramétrisation recouvre toutes les

valeurs possibles de 0 (bruit de fond) à 1 (signal). Pour les D^0 , la séparation signal/bruit est plus difficile car, à chaque étape de l'algorithme, le S/B extrait est faible.

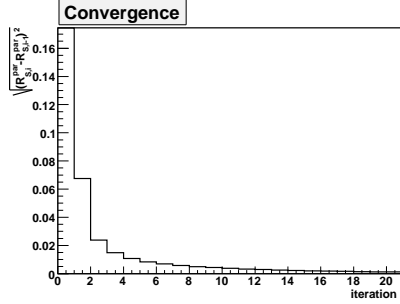


FIG. 5.13: Ecart quadratique moyen entre $(R_S^{\text{par}})_i$ et $(R_S^{\text{par}})_{i-1}$ en fonction du nombre d'itérations de l'algorithme. Après 20 itérations, R_S^{par} n'évolue plus ($< 0.2\%$).

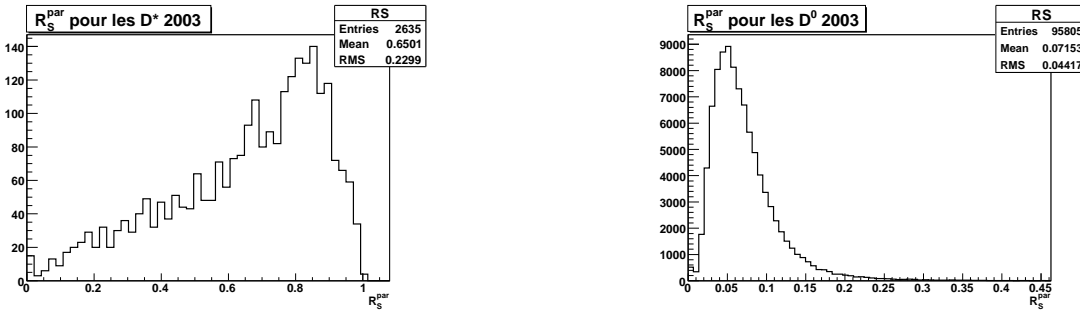


FIG. 5.14: Distributions de la paramétrisation R_S^{par} pour les événements D^* (gauche) et D^0 (droite) de 2003.

La paramétrisation de R_S permet de mener une analyse où l'on sépare les événements selon leur pureté : une analyse dans des intervalles de R_S^{par} résulte en un gain statistique (cf. sec. 5.1.3). Cela est permis uniquement si pour tous les intervalles de R_S^{par} on a :

$$\langle R_S^{\text{par}} \rangle_X = \frac{S}{S+B} \Big|_X,$$

où $\frac{S}{S+B} \Big|_X$ est la pureté des données réelles obtenue avec le spectre de masse invariante des événements de l'intervalle en R_S^{par} considéré. Ce type de vérification avait été effectué avec la paramétrisation de a_{LL} (cf. fig. 5.10 droite). Il faut procéder de la même manière avec la paramétrisation de R_S . Cependant, ce test étant réalisé sur des données réelles, le nombre d'intervalles en R_S^{par} est limité à cinq. La figure 5.15 montre l'accord que l'on peut obtenir entre $\langle R_S^{\text{par}} \rangle_X$ et $\frac{S}{S+B} \Big|_X$ pour chacun de ces intervalles. Ajoutons une remarque à cette figure : pour de grandes valeurs de R_S^{par} le spectre du D^0 fait apparaître le signal $D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$. Cela montre que la paramétrisation de R_S a également une influence sur ce signal secondaire.

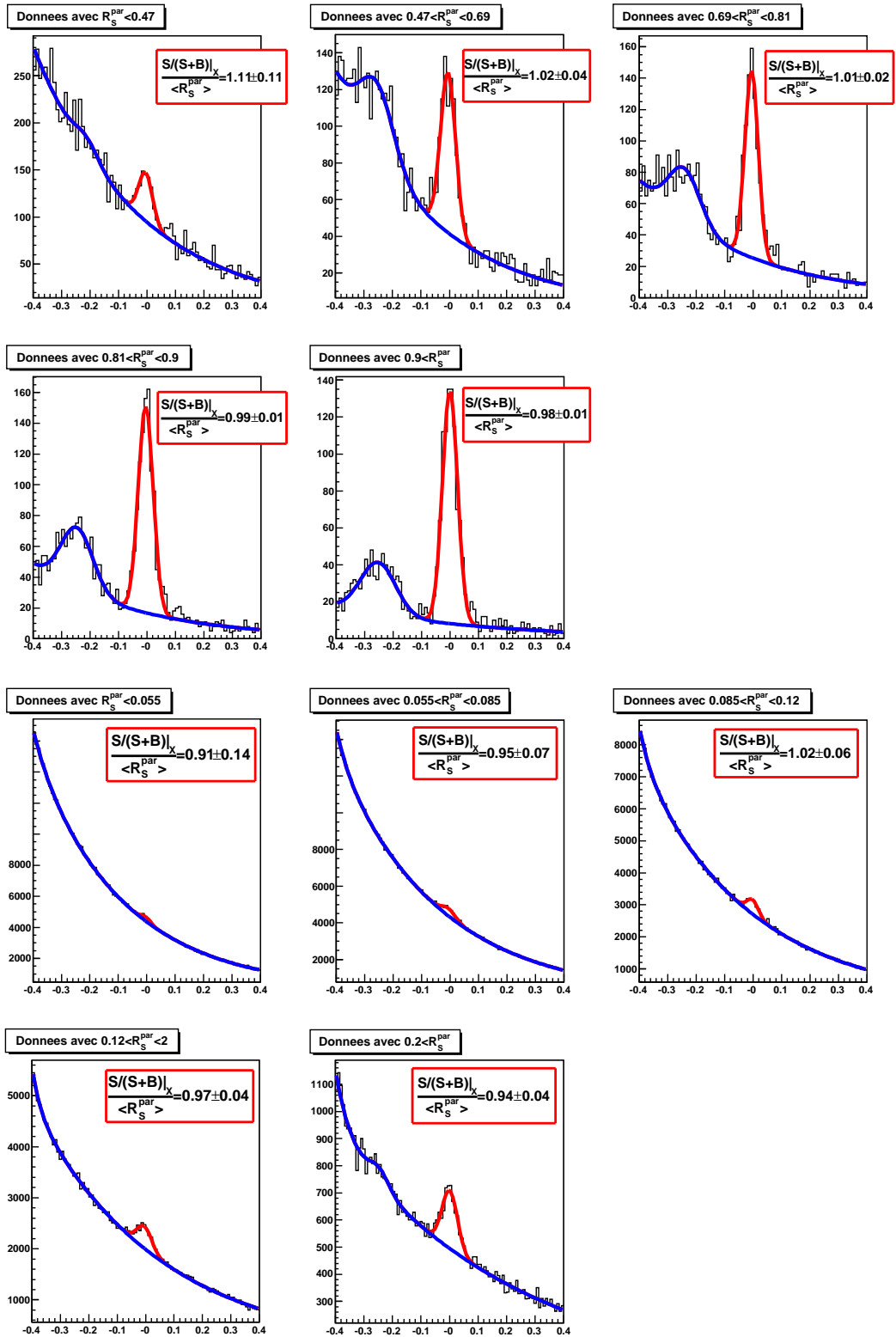


FIG. 5.15: Les cinq premiers graphes montrent les spectres de masse invariante des données 2006 D^* distribuées dans des intervalles en R_S^{par} . Les cinq graphes suivants montrent des spectres analogues pour les D^0 . La pureté mesurée et celle paramétrée sont en bon accord comme le montrent les rapports $\frac{S}{S+B} \Big|_X / \langle R_S^{\text{par}} \rangle_X$.

Il reste à évaluer la qualité de la paramétrisation obtenue en calculant le facteur de mérite $FOM = \int ds(X) \cdot R_S^{\text{par}}(X)$. Pour calculer cette intégrale, on peut procéder de la même manière que pour évaluer le nombre de D^0 à partir des spectres de masse invariante. Il faut toutefois utiliser des histogrammes où les événements sont pondérés par R_S^{par} pour obtenir l'intégrale recherchée. Ces histogrammes sont représentés sur la figure 5.16.

Une paramétrisation R_S^{par} a été construite pour chaque année et pour chaque canal. Le tableau 5.3 résume la statistique obtenue ainsi que le gain apportée par la paramétrisation R_S^{par} en comparaison avec une méthode classique. Les différences de gain observées entre les années résultent principalement de fluctuations statistiques. Les paramétrisations peuvent toutefois être plus ou moins efficaces d'une année à l'autre. Nous remarquons également que l'utilisation d'une paramétrisation de R_S est beaucoup plus profitable au canal des D^0 qu'à celui des D^* . En effet, dans ce dernier cas le bruit de fond est déjà considérablement réduit, l'efficacité de R_S^{par} est par conséquent limitée. La statistique atteinte (5570) représente d'ailleurs 75% de la statistique maximale (7490) ce qui montre que le gain ne peut être que limité. Au contraire, le cas des D^0 présente une marge de manœuvre plus importante puisque la statistique effective ne représente que 10% du signal total.

TAB. 5.3: Pour chaque année de prise de données et pour chaque canal, le nombre de D^0 ainsi que la pureté moyenne $\langle R_S \rangle_X$ sont indiqués. Les performances des méthodes classique et optimisée sont évaluées par le facteur de mérite $S \cdot \langle R_S \rangle_X$ pour l'une, $\int ds(X) \cdot R_S^{\text{par}}(X)$ pour l'autre.

Année	S	$\langle R_S \rangle_X$	$S \cdot \langle R_S \rangle_X$	$\int ds(X) \cdot R_S^{\text{par}}(X)$	Gain stat.
Echantillon D^*					
2002	505	0.606	306	370	+21%
2003	1670	0.634	1058	1225	+16%
2004	2413	0.659	1590	1779	+12%
2006	2902	0.654	1899	2196	+17%
Total	7490	0.647	4853	5570	+15%
Echantillon D^0					
2002	2328	0.064	150	219	+46%
2003	6100	0.074	451	595	+32%
2004	9172	0.065	594	893	+50%
2006	9796	0.086	841	1200	+43%
Total	27396	0.0731	2036	2907	+43%

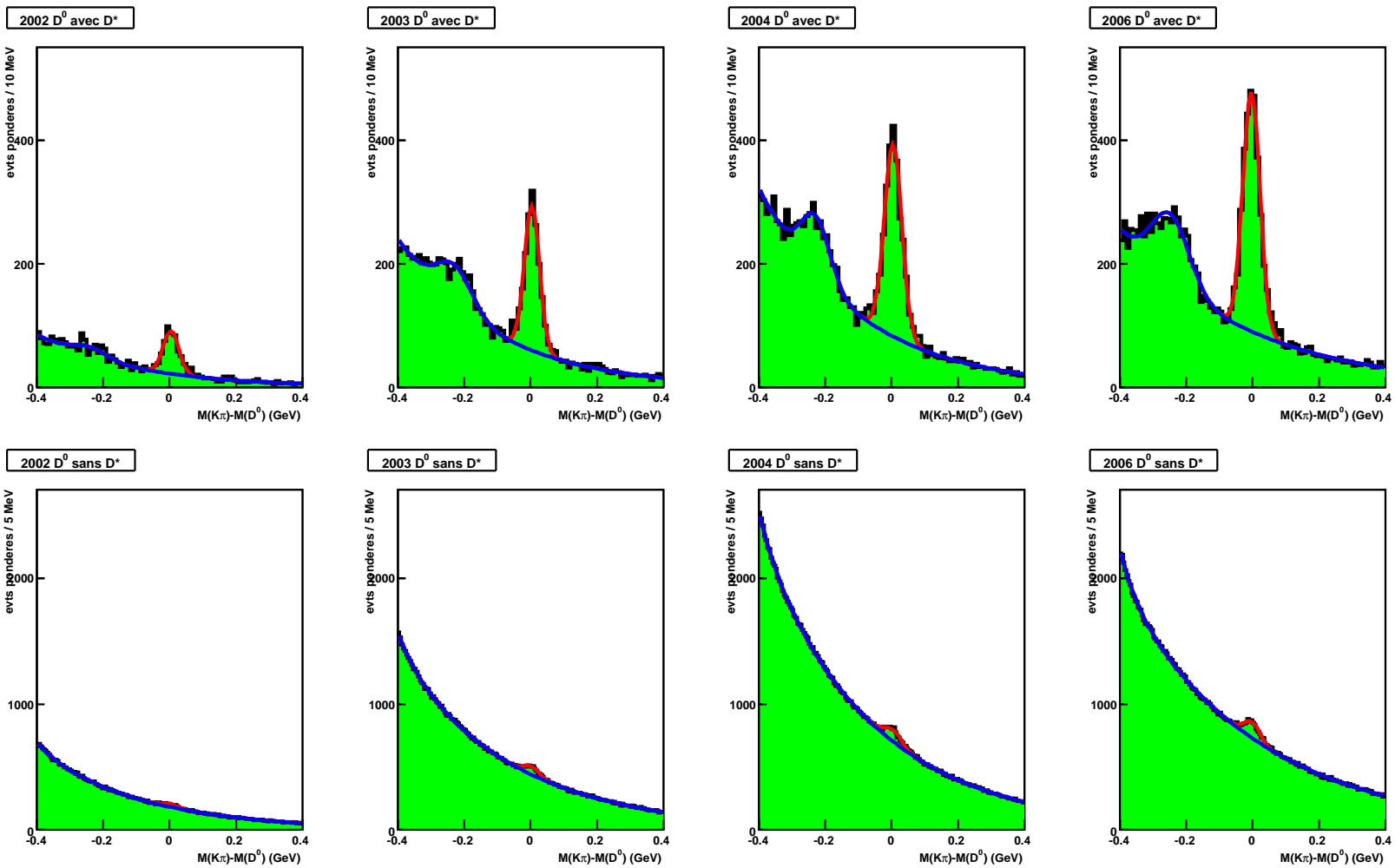


FIG. 5.16: Spectres de masse invariante pondérés par R_S^{par} pour les D^* (haut) et D^0 (bas) et pour chaque année de prise de données (2002, 2003, 2004 et 2006). Ces spectres sont ajustés par une fonction pour le bruit de fond (bleue) et pour le signal (rouge) afin de calculer le facteur de mérite $\int ds(X) \cdot R_S^{\text{par}}(X)$.

Anti-corrélation entre a_{LL} et R_S

La figure 5.17 montre la corrélation qui existe entre la pureté R_S et le pouvoir d'analyse a_{LL} : les événements dont la probabilité d'être du signal est forte sont aussi ceux dont le pouvoir d'analyse est proche de zéro et vice-et-versa. Cet effet a des conséquences néfastes sur la statistique du charme ouvert car la sensibilité à $\Delta g/g$ est moins marquée pour des événements dont il est très probable qu'ils soient du signal. Nous quantifierons cette perte statistique à la partie 6.3.4.

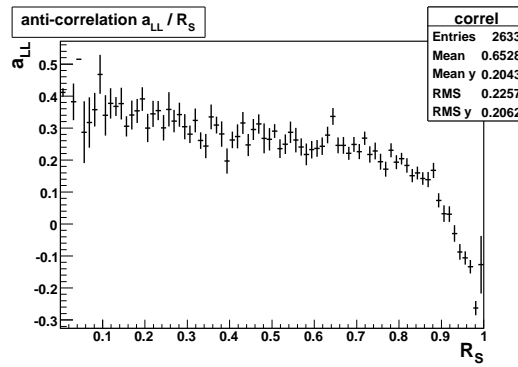


FIG. 5.17: Anti-corrélation entre a_{LL} et R_S observée sur les données 2003 (D^*).

Dépendance de R_S avec la masse invariante $m = M(K\pi)$

La paramétrisation $R_S^{\text{par}}(X)$ qui a été construite est définie pour une fenêtre en masse donnée : $\pm 2\sigma$ ($\pm 1, 4\sigma$) autour de la masse du D^0 pour les D^* (D^0). Il est possible de définir R_S^{par} indépendamment de cette fenêtre en prenant en compte la dépendance avec $m = M(K\pi)$. Cette dépendance est à différencier de celle d'avec les variables cinématiques et du RICH (X), sur lesquelles R_S^{par} a été construite. En effet les variables utilisées jusqu'à présent appartiennent aux caractéristiques intrinsèques de l'événement alors que la dépendance avec m est une conséquence de la résolution du spectromètre.

Les spectres de masse invariante sont ajustés par une fonction $s(m) + b(m)$ (cf. sec. 5.1.5) décrivant la forme du signal et du bruit de fond. Ces fonctions donnent directement la dépendance recherchée :

$$R_S^{\text{par}}(m, X) = \frac{s(m)}{s(m) + \lambda(X)b(m)}, \quad (5.4)$$

où $\lambda(X)$ permet de normaliser le rapport signal sur bruit à celui que donne la paramétrisation ($(\frac{s}{b})^{\text{par}} = \frac{R_S^{\text{par}}}{1 - R_S^{\text{par}}}$). En intégrant le signal ($S = \int s(m)dm$) et le bruit ($B = \int b(m)dm$) sur la fenêtre de masse utilisée pour construire la paramétrisation, on doit retrouver ce que

donne $R_S^{\text{par}}(X)$:

$$\frac{S}{S + \lambda(X)B} = R_S^{\text{par}}(X), \text{ soit}$$

$$\lambda(X) = \frac{\frac{S}{B}}{\frac{R_S^{\text{par}}(X)}{1 - R_S^{\text{par}}(X)}}.$$

Nous avons ainsi défini une fonction $R_S(m, X)$ qui tient non seulement compte des propriétés de l'événement mais aussi de sa position sur le spectre de masse invariante. Nous pouvons désormais considérer tous les événements sélectionnés dans la fenêtre de $\pm 0,4$ GeV et leur attribuer une valeur de R_S . Cette dernière est maximale pour $m = m(D^0)$ et de plus en plus petite à mesure que l'on s'éloigne de la masse du D^0 ($s(m) \simeq 0$ au delà de 3σ).

Avant de clore cette partie, faisons quelques remarques additionnelles :

- L'ajustement de la fonction $s(m) + b(m)$ n'a pas été réalisé sur le spectre de l'année complète de prise de donnée mais sur des spectres tracés dans trois intervalles de R_S^{par} (on définit ainsi 3 fonctions λ). En effet, la forme du bruit de fond sous le pic du signal varie avec R_S^{par} (cf. fig. 5.15).
- Sur le spectre du D^* d'autres D^0 (non utilisés) apparaissent sous la forme d'un deuxième pic et sont considérés dans cette analyse comme du bruit de fond. Or la paramétrisation R_S^{par} peut aussi dans une certaine mesure s'appliquer à ces événements. Les fonctions λ ne sont de ce fait pas rigoureusement correctes. En effet, la formule 5.4 fait l'hypothèse implicite que R_S^{par} affecte le bruit de la même façon quelque soit m ce qui n'est pas vérifié dans la région du signal $D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$. Cependant cet effet peut être négligé dans la mesure où le recouvrement des deux gaussiennes pour les deux signaux est quasiment nul.

5.3 Extraction pondérée de $\Delta g/g$

Dans la partie précédente nous avons vu comment déterminer chacun des éléments nécessaires à l'extraction de $\Delta g/g$. Nous avons souligné l'importance d'une détermination de ces éléments événement par événement (paramétrisations de a_{LL} et R_S). Cela permet une analyse par intervalle dans lesquels les événements ont des caractéristiques similaires. En procédant ainsi les événements fortement sensibles à $\Delta g/g$ sont isolés et donc mis en avant. Dans cette partie, nous allons pousser ce raisonnement encore plus loin en augmentant le nombre d'intervalles jusqu'à n'obtenir qu'un seul événement par intervalle. Chaque intervalle est alors caractérisé par l'événement lui-même. Dans une telle limite, l'analyse par intervalle est équivalente à une analyse pondérée dont nous allons présenter le principe.

5.3.1 Principe d'une méthode pondérée

Reprenons la formule standard 2.10 et supposons pour simplifier l'asymétrie du bruit de fond A_{comb} nulle :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta g}{g}\right)_{std} &= \frac{1}{\langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle_{XY} \langle R_S \rangle_X P_c f P_\mu} \frac{N^{\rightleftharpoons} - N^{\leftarrow}}{N^{\rightleftharpoons} + N^{\leftarrow}}, \\ \delta \left(\frac{\Delta g}{g}\right)_{std} &= \frac{1}{\langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle_{XY} \langle R_S \rangle_X P_c f P_\mu} \frac{1}{\sqrt{N}}. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Nous ne prenons pas non plus en compte l'asymétrie d'acceptance pour le moment. Dans cette formule, chacun des termes \hat{a}_{LL}^{PGF} , R_S , P_c , f et P_μ est pris égal à sa valeur moyenne ce qui revient à dire que tous les événements sont équivalents pour le calcul de l'asymétrie. Nous avons vu que ce n'est effectivement pas le cas : par exemple, un événement pour lequel $R_S \simeq 0$ est très probablement du bruit de fond, il ne devrait donc pas contribuer à l'asymétrie. Pour prendre en compte un tel effet, il faut pondérer les événements par ses caractéristiques [68], à savoir à l'aide du poids³ $w = R_S^{\text{par}} f P_\mu a_{LL}^{\text{par}}$. La polarisation des gluons est alors obtenue par :

$$\left(\frac{\Delta g}{g}\right)_w = \frac{1}{P_c} \frac{\sum_{\rightleftharpoons} w - \sum_{\leftarrow} w}{\sum_{\rightleftharpoons} w^2 + \sum_{\leftarrow} w^2}, \quad (5.6)$$

où $\sum_{\rightleftharpoons}$ (resp. \sum_{\leftarrow}) représente la somme sur tous les événements pour lesquels la configuration de spins est \rightleftharpoons (resp. \leftarrow). L'erreur statistique associée à ce calcul est donnée par :

$$\delta \left(\frac{\Delta g}{g}\right)_w = \frac{1}{P_c} \frac{1}{\sqrt{\sum_{\rightleftharpoons} w^2 + \sum_{\leftarrow} w^2}} = \frac{1}{P_c} \frac{1}{\sqrt{\langle w^2 \rangle N}}. \quad (5.7)$$

Le gain statistique apporté par la pondération s'exprime comme :

$$\frac{1/\delta^2 (\Delta g/g)_w}{1/\delta^2 (\Delta g/g)_{std}} = \frac{\langle w^2 \rangle}{\langle w \rangle^2} = 1 + \frac{\sigma_w^2}{\langle w \rangle^2}. \quad (5.8)$$

Nous remarquons que le gain statistique est d'autant plus grand que la dispersion relative des poids $\sigma_w/\langle w \rangle$ est grande. Les dispersions relatives des termes qui définissent le poids sont :

- f : 5%,
- P_μ : 10%,
- a_{LL} : 100%,
- R_S : 35%,

(chiffres tirés des données 2003 D^*). Ces chiffres montrent que ce sont les paramétrisations du pouvoir d'analyse et de la pureté qui présentent les dispersions relatives les plus grandes :

³La polarisation de la cible P_c n'est pas incluse dans w . Cette quantité dépend du temps et peut introduire un biais dans le calcul de l'asymétrie lorsque l'on annule l'asymétrie d'acceptance à l'aide des deux configurations de champ (cf. sec. 3.2.1).

- L’inclusion du pouvoir d’analyse paramétré dans le poids est primordiale pour cette analyse. En effet sa valeur moyenne $\langle a_{LL}^{\text{par}} \rangle$ est faible alors que pour certains événements a_{LL}^{par} est proche de 1.
- A la partie 5.2.3, nous avons déjà sous-entendu la pondération des événements par R_S lorsque nous avons évalué les performances de la paramétrisation. En prenant l’intégrale $\int ds \cdot R_S^{\text{par}}$, les événements du signal étaient pondérés par R_S^{par} . C’est également la raison pour laquelle nous avons défini la qualité de la paramétrisation comme sa capacité à séparer signal et bruit, augmentant ainsi la dispersion des poids.

La portée de ces deux points est cependant limitée car, comme nous l’avons signalé plus haut, il existe une forte anti-corrélation entre a_{LL} et R_S . Cet effet tend à réduire la dispersion résultante des poids et donc la statistique. Cet effet est quantifié à la section 6.3.4.

Au total, une extraction pondérée de $\Delta g/g$ permet de **gagner un facteur 2,6 en statistique** pour les D^* et les D^0 par rapport à une méthode standard. En terme de barre d’erreur, cela se traduit par une réduction d’un facteur 0,62.

5.3.2 Validation de la méthode pondérée

L’utilisation d’une méthode pondérée suppose quelques précautions quant à son application [68]. Si les poids ne sont pas correctement estimés alors il se peut que la mesure de $\Delta g/g$ soit biaisée.

Généralisons la détermination de $\Delta g/g$ à celle d’une asymétrie physique A_ϕ mesurée expérimentalement par A_{exp} sur deux populations d’événements “ p_1 ” et “ p_2 ” :

$$A_\phi = \frac{1}{\langle w \rangle} A_{exp}.$$

Utiliser une méthode pondérée revient à définir un estimateur $A_{\tilde{w}}$ de A_ϕ , où \tilde{w} est le poids choisi :

$$A_{\tilde{w}} = \frac{\sum_{p_1} \tilde{w} - \sum_{p_2} \tilde{w}}{\sum_{p_1} \tilde{w}^2 + \sum_{p_2} \tilde{w}^2}.$$

Pour être non biaisé, cet estimateur doit vérifier :

$$\langle A_{\tilde{w}} \rangle = \frac{\langle \tilde{w} w \rangle}{\langle \tilde{w}^2 \rangle} A_\phi = A_\phi, \quad (5.9)$$

ce qui est le cas si le poids est correctement choisi ($\tilde{w} = w$).

Vérifions la validité du poids construit pour l’analyse du canal du charme ouvert : le poids utilisé est $\tilde{w} = R_S^{\text{par}} f P_\mu a_{LL}^{\text{par}}$. Nous avons vu que les facteurs f et P_μ contribuent peu à la pondération, nous allons donc les prendre égaux à 1 pour l’exercice qui va suivre. Si le poids n’est pas correct, autrement dit si R_S^{par} et a_{LL}^{par} ne paramétrisent pas correctement R_S et a_{LL} , alors le biais introduit est :

$$b = \frac{\langle R_S^{\text{par}} a_{LL}^{\text{par}} \times R_S a_{LL} \rangle}{\langle R_S^{\text{par}} a_{LL}^{\text{par}} R_S^{\text{par}} a_{LL}^{\text{par}} \rangle}.$$

Le réseau de neurones, qui calcule a_{LL} , doit permettre d'obtenir $a_{LL}^{\text{par}} = a_{LL}$ si bien que le biais b devient :

$$b = \frac{\langle R_S R_S^{\text{par}} (a_{LL}^{\text{par}})^2 \rangle}{\langle (R_S^{\text{par}})^2 (a_{LL}^{\text{par}})^2 \rangle}.$$

Pour évaluer un tel biais, nous allons de nouveau avoir recours à des histogrammes pondérés par $R_S^{\text{par}} (a_{LL}^{\text{par}})^2$ d'une part et $(R_S^{\text{par}})^2 (a_{LL}^{\text{par}})^2$ d'autre part. En effet, en prenant l'intégrale du signal pour le premier et du signal+bruit pour l'autre, on obtient le biais recherché :

$$\frac{\int R_S^{\text{par}} (a_{LL}^{\text{par}})^2 ds}{\int (R_S^{\text{par}})^2 (a_{LL}^{\text{par}})^2 d(s+b)} = \frac{\int R_S^{\text{par}} (a_{LL}^{\text{par}})^2 R_S d(s+b)}{\int (R_S^{\text{par}})^2 (a_{LL}^{\text{par}})^2 d(s+b)} = b,$$

où nous avons utilisé $R_S = ds/(ds+db)$. Ce test est réalisé sur les données réelles et montre que la méthode pondérée n'introduit pas de biais significatif. A titre d'exemple, en appliquant ce test à l'année 2006, les valeurs de b trouvées sont : $1,01 \pm 0,03$ et $0,95 \pm 0,08$ pour les D^* et les D^0 respectivement.

5.3.3 Extraction de $\Delta g/g$

Jusqu'à présent, nous avons expliqué le calcul de $\Delta g/g$ en traitant les éléments séparément : pondération (cf. sec. 5.3.1), asymétrie du bruit de fond (cf. eq. 2.10) et asymétrie d'acceptance (cf. eq. 3.3). L'objectif de cette partie est de rassembler l'ensemble de ces idées et de présenter la méthode finale d'extraction de $\Delta g/g$. Pour mettre cela en œuvre, il faut reprendre les étapes une à une :

1. Pour commencer, reprenons la formule générale 2.10 et inversons-la afin d'isoler les taux de comptage :

$$N^{\rightleftharpoons} = N_0^{\rightleftharpoons} \left(1 + P_c \left[\langle w_S \rangle^{\rightleftharpoons} \frac{\Delta g}{g} + \langle w_B \rangle^{\rightleftharpoons} A_{comb} \right] \right),$$

où l'on a posé $w_S = R_S f P_\mu \hat{a}_{LL}^{PGF}$ et $w_B = (1 - R_S) f P_\mu D$, en prenant leurs valeurs moyennes sur les événements de type \rightleftharpoons , et introduit N_0^{\rightleftharpoons} pour désigner le nombre total d'événements produits. Une équation similaire peut être écrite pour la seconde configuration \leftarrow .

2. Introduisons ensuite les effets d'acceptance : les configurations \rightleftharpoons et \leftarrow sont associées à une cellule donnée de la cible (u ou d) qui possèdent des acceptances (a_u ou a_d) différentes. De plus, il faut tenir compte de l'inversement des spins des nucléons lorsque le champ de la cible est renversé : $N_u^+ = a_u^+ N^{\rightleftharpoons}$ et $N_d^+ = a_d^+ N^{\leftarrow}$ quand le champ est dans un sens et $N_u^- = a_u^- N^{\leftarrow}$ et $N_d^- = a_d^- N^{\rightleftharpoons}$ quand il est dans l'autre sens. Cela donne ainsi quatre équations du type :

$$N_u^+ = a_u^+ N_0^{\rightleftharpoons} \left(1 + P_u \left[\langle w_{S,u}^+ \rangle \frac{\Delta g}{g} + \langle w_{B,u}^+ \rangle A_{comb} \right] \right),$$

et ainsi de suite pour N_d^+ , N_u^- et N_d^- .

3. Il reste finalement à utiliser une méthode pondérée [69] [70]. Comme nous tenons désormais compte de l'asymétrie du bruit de fond, nous disposons donc de deux poids possibles, w_S et w_B , ce qui multiplie par deux le nombre d'équations donnant un total de huit. Afin de généraliser les notations, nous utiliserons les indices T pour désigner S ou B , c pour la cellule u ou d et f pour les deux sens de champ $+$ ou $-$. La statistique pondérée par w_T dans la cellule c sous un champ f est donc donnée par :

$$\sum w_{T,c}^f = \alpha_{T,c}^f \left(1 + P_c \left[\frac{\sum w_{T,c}^f w_{S,c}^f \Delta g}{\sum w_{T,c}^f} \frac{\Delta g}{g} + \frac{\sum w_{T,c}^f w_{B,c}^f A_{comb}}{\sum w_{T,c}^f} A_{comb} \right] \right), \quad (5.10)$$

où les facteurs $\alpha_{T,c}^f$ représentent le nombre total d'événements détectés pour une acceptance a_c^f et pondérés par $w_{T,c}^f$.

Nous sommes donc en présence d'un système de huit équations à dix inconnues que sont : $\Delta g/g$, A_{comb} et les huit facteurs $\alpha_{T,c}^f$. Afin de résoudre ce système, quelques hypothèses raisonnables peuvent être ajoutées :

- On peut supposer que les rapports, entre les deux cellules, du nombre d'événements détectés est invariant par renversement du champ magnétique. De plus, cette hypothèse peut s'appliquer aussi bien aux événements de signal qu'à ceux du bruit. Il en résulte deux équations supplémentaires :

$$\frac{\alpha_{S,u}^+}{\alpha_{S,d}^+} = \frac{\alpha_{S,u}^-}{\alpha_{S,d}^-} \quad \text{et} \quad \frac{\alpha_{B,u}^+}{\alpha_{B,d}^+} = \frac{\alpha_{B,u}^-}{\alpha_{B,d}^-}.$$

- Une autre hypothèse est de considérer que le rapport signal sur bruit résultant d'une cellule donnée est le même quelque soit la direction du champ magnétique. Cela peut se traduire par les équations :

$$\frac{\alpha_{S,u}^+}{\alpha_{B,u}^+} = \frac{\alpha_{S,u}^-}{\alpha_{B,u}^-} \quad \text{et} \quad \frac{\alpha_{B,u}^+}{\alpha_{B,d}^+} = \frac{\alpha_{B,u}^-}{\alpha_{B,d}^-}.$$

En réalité, parmi ces quatre équations, seules trois sont indépendantes, ce qui permet de réduire le nombre de facteurs $\alpha_{T,c}^f$ au nombre de cinq.

Finalement, nous disposons d'un système de huit équations 5.10 pour déterminer sept inconnues : $\Delta g/g$, A_{comb} et cinq facteurs $\alpha_{T,c}^f$. Pour cela, un ajustement est réalisé à l'aide de MINUIT [71] qui tient compte des corrélations entre les événements pondérés par w_S et w_B . Le χ^2 du système est minimisé pour résoudre le système.

Cette méthode offre une extraction simultanée de la polarisation des gluons $\Delta g/g$ et d'une possible asymétrie du bruit de fond combinatoire A_{comb} . Sa mise en œuvre ainsi que les résultats obtenus sont présentés au chapitre suivant.

Chapitre 6

Résultats et interprétations

Ce chapitre présente le résultat final de la mesure de la polarisation des gluons dans le canal du charme ouvert. La méthode d'extraction présentée au chapitre 5 est mise en application sur les données de COMPASS prises entre 2002 et 2006. La mesure de $\Delta g/g$ est accompagnée de ses erreurs systématiques dont l'étude est détaillée ci-après. Nous discuterons ensuite de la portée des résultats en les comparant à ceux obtenus par d'autres analyses. Enfin, nous reviendrons sur quelques éléments essentiels sur lesquels repose l'analyse qui nous concerne, à savoir le problème du charme intrinsèque ainsi que la détermination *Next-to-Leading Order* (NLO) de $\Delta g/g$.

6.1 Résultat de la mesure de $\Delta g/g$

La méthode d'extraction pondérée de $\Delta g/g$ présentée à la partie 5.3.3 est appliquée aux données de COMPASS. Les poids utilisés sont :

$$\begin{aligned}w_S(m, X) &= f(X)P_c R_S^{\text{par}}(m, X)a_{LL}^{\text{par}}(X), \\w_B(m, X) &= f(X)P_c(1 - R_S^{\text{par}}(m, X))D(X),\end{aligned}$$

où X désigne l'ensemble des observables caractérisant un événement. Le calcul de $\Delta g/g$ est mené sur chaque période de prise de données (~ 1 semaine) et pour les échantillons D^0 et D^* séparément. Par ailleurs, la dépendance des poids avec la masse invariante m permet de considérer tous les événements dans une fenêtre de $\pm 0,4$ GeV autour de la masse du D^0 . Les résultats obtenus sont ensuite moyennés sur chaque année et sont présentés sur la figure 6.1 et dans le tableau 6.1.

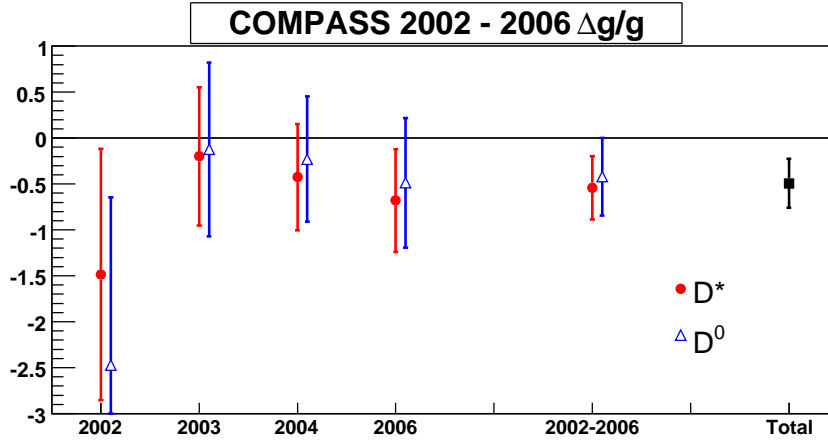


FIG. 6.1: $\Delta g/g$ mesuré pour chaque année et pour les canaux D^0 et D^* . Ces résultats sont ensuite regroupés sur les quatre années 2002-2006 puis combinés pour les deux canaux.

TAB. 6.1: Les valeurs de $\Delta g/g$ sont calculées pour chaque année et sont accompagnées de leur erreurs statistiques.

Année	$\Delta g/g (D^*)$	$\Delta g/g (D^0)$
2002	$-1,486 \pm 1,369$	$-2,472 \pm 1,827$
2003	$-0,198 \pm 0,753$	$-0,123 \pm 0,945$
2004	$-0,426 \pm 0,579$	$-0,230 \pm 0,682$
2006	$-0,680 \pm 0,559$	$-0,487 \pm 0,707$
2002-2006	$-0,541 \pm 0,343$	$-0,421 \pm 0,424$
Total $D^* + D^0$	$-0,493 \pm 0,266$	

Le résultat pour les quatre années 2002-2006 et pour les deux échantillons D^* et D^0 combinés est :

$$\boxed{\frac{\Delta g}{g} = -0,49 \pm 0,27(\text{stat.})}$$

Rappelons que cette mesure résulte de données se distribuant dans un intervalle cinématique caractérisé par les variables X (observables) et Y (non mesurées). La notation $\Delta g/g$ correspond en réalité à la valeur moyenne $\langle \Delta g/g \rangle_{XY}$ (cf. eq. 2.7). $\Delta g/g$ dépend de la variable x_g , fraction d'impulsion du nucléon portée par le gluon, et il est important d'en préciser le domaine de variation. Toutefois cette variable n'est pas directement mesurable car elle fait partie des propriétés intrinsèques du processus PGF qui n'est pas totalement

reconstruit. L'évaluation de x_g requiert donc l'utilisation d'un échantillon Monte Carlo dont les caractéristiques des événements sont complètement connues. De plus, les événements utilisés pour l'extraction de x_g doivent être pondérés de la même manière que les événements réels utilisés pour le calcul de $\Delta g/g$. L'échantillon Monte Carlo ne comporte cependant que des événements signal, si bien que la pondération n'est réalisée qu'à l'aide du poids w_S . Par ailleurs, la paramétrisation de R_S n'a pas été utilisée dans cette pondération car elle repose sur un grand nombre de variables qui ne sont pas nécessairement bien reproduites par le Monte Carlo (les likelihoods du RICH par exemple). La pureté a donc été directement extraite des données réelles dans des bins en a_{LL} afin de tenir compte de l'anti-corrélation entre ces deux variables. La paramétrisation de a_{LL} n'est pas aussi problématique car elle a été construite sur un échantillon Monte Carlo. Ainsi, la moyenne pondérée de x_g obtenue est :

$$\langle x_g \rangle \approx 0,11^{+0,11}_{-0,05}.$$

L'erreur sur cette valeur moyenne n'est pas symétrique car elle est obtenue en prenant le RMS de la distribution de x_g à gauche et à droite de la valeur moyenne. La valeur de l'échelle de factorisation μ^2 est également importante. Celle-ci est principalement déterminée par la masse du charme, $m_c \approx 1,5$ GeV, à laquelle il faut ajouter l'impulsion transverse du D^0 , p_t . Cette dernière valant en moyenne 1 GeV (voir fig 5.9), il vient :

$$\mu^2 = 4(m_c^2 + p_t^2) \approx 13 \text{ GeV}^2.$$

Ajoutons deux remarques à ces résultats :

1. La figure 6.1 met en évidence un accord surprenant entre les résultats obtenus avec les événements D^* et D^0 . Cependant, un tel comportement disparaît si l'on considère les résultats période par période. La figure 6.2 en témoigne puisque la différence entre les résultats obtenus avec les D^* et les D^0 présente alors des fluctuations statistiques régulières de part et d'autre de zéro. En calculant le χ^2 de la distribution des points, on trouve : $\chi^2 = 25,1$ pour 33 points. D'ailleurs, un accord trop parfait entre les D^* et les D^0 aurait signifié que les barres d'erreur statistique auraient été sur-estimées.

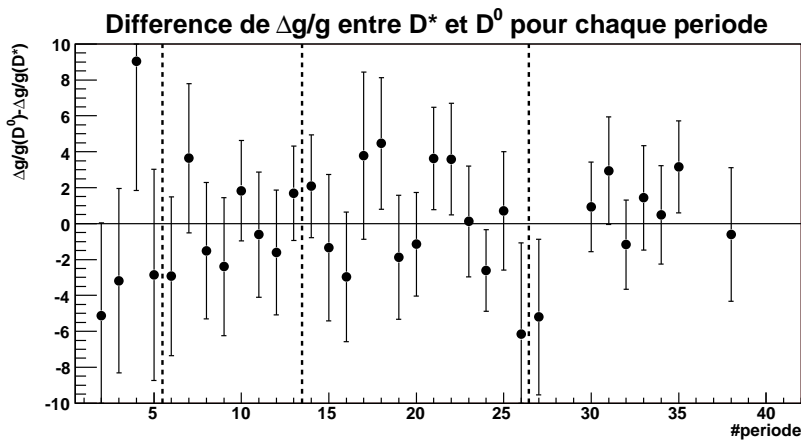


FIG. 6.2: Différence de $\Delta g/g$ entre les deux canaux D^* et des D^0 .

2. En parallèle de la détermination de $\Delta g/g$, l'asymétrie du bruit de fond, A_{comb} , est également calculée. Celle-ci est, comme attendu, compatible avec 0 pour les deux canaux : $A_{comb} = 0.062 \pm 0.042$ pour les D^* et $A_{comb} = 0.0026 \pm 0.0043$ pour les D^0 .

6.2 Etude des erreurs systématiques

L'étude des erreurs systématiques s'est portée sur les éléments suivants :

- Les facteurs expérimentaux f , P_c et P_μ ,
- La paramétrisation du pouvoir d'analyse a_{LL}^{par} ,
- La paramétrisation de la pureté R_S^{par} ,
- Les fausses asymétries.

Les trois premiers points sont à distinguer du dernier. En effet, les termes f , P_c , P_μ , a_{LL}^{par} et R_S^{par} sont tous des facteurs multiplicatifs entre l'asymétrie A_{PGF} et $\Delta g/g$. L'erreur systématique associée à ces termes représente donc une fraction de la valeur finale de $\Delta g/g$. A l'inverse, les fausses asymétries s'ajoutent à celle des processus PGF, leurs contributions à l'erreur systématique sont donc évaluées indépendamment de la détermination de $\Delta g/g$.

6.2.1 Erreur systématique associée aux facteurs expérimentaux

Les trois facteurs que sont le facteur de dilution de la cible et les polarisations du faisceau et de la cible sont déterminés avec une précision relative de 5% (cf. sec. 5.2.1). Ces termes contribuent donc à l'erreur systématique à hauteur de 0,025 chacun.

6.2.2 Erreur systématique associée à la paramétrisation de a_{LL}

A la partie 5.2.2, nous avons expliqué que le pouvoir d'analyse a_{LL} avait été paramétrisé par la fonction a_{LL}^{par} . Cette paramétrisation résulte d'une étude basée sur un échantillon Monte Carlo et sa construction dépend de deux paramètres :

- La masse du charme, m_c , qui n'est pas connue précisément. Pour la paramétrisation de a_{LL} , celle-ci a été prise égale à 1500 MeV. Toutefois des variations de ± 100 MeV ne sont pas exclues.
- La paramétrisation des fonctions de distribution de partons (PDF) utilisée pour la génération d'événements Monte Carlo. Dans cette analyse, la paramétrisation utilisée est MRST98(LO) [72].

Ces deux choix peuvent influencer le résultat obtenu de $\Delta g/g$ et une erreur systématique doit donc leur être associée.

En faisant varier la masse du charme et en changeant de paramétrisation pour les PDF, l'erreur systématique pourrait être donnée par la dispersion des valeurs de $\Delta g/g$ résultantes. Mais la précision statistique de $\Delta g/g$ n'est pas suffisante pour mettre en évidence les effets recherchés. En procédant ainsi, l'erreur systématique serait donnée par les fluctuations

statistiques et serait par conséquent sur-estimée.

Une méthode alternative consiste à examiner le biais multiplicatif introduit par l'utilisation d'un poids w_0 alors que le poids correct est w_i correspondant à un autre choix i de masse du charme et/ou de paramétrisation de PDF. Le biais résultant de l'utilisation du poids w_0 est : $b_i = \langle w_0 w_i \rangle / \langle w_0^2 \rangle$ (cf. sec. 5.3.2). En testant plusieurs choix i , la dispersion des valeurs de b_i donne l'erreur systématique relative. Les choix suivants ont été testés :

- Choix (0) : $m_c = 1500$ MeV, PDF=MRST98(LO). Il s'agit de l'analyse standard donc $b_0 = 1$.
- Choix (1) : $m_c = 1400$ MeV, PDF=GRV [73].
- Choix (2) : $m_c = 1500$ MeV, PDF=GRV.
- Choix (3) : $m_c = 1600$ MeV, PDF=GRV.
- Choix (4) : $m_c = 1500$ MeV, PDF=CTEQ5 [74].

Les valeurs de b_i obtenues pour ces cinq choix sont représentées sur la figure 6.4. L'erreur relative est estimée en prenant l'écart maximal entre les cinq points, soit une dispersion relative de 6% et 10% pour les échantillons D^* et D^0 respectivement menant à un **erreur systématique absolue de 0,03 et 0,05** sur $\Delta g/g$. La différence observée entre les D^* et D^0 est difficilement interprétable. Rappelons toutefois que la paramétrisation de a_{LL} a été construite à partir d'un échantillon Monte Carlo où seuls des événements D^* ont été générés. Ce peut être la raison pour laquelle l'erreur pour le canal du D^0 est légèrement supérieure à celle pour le canal du D^* .

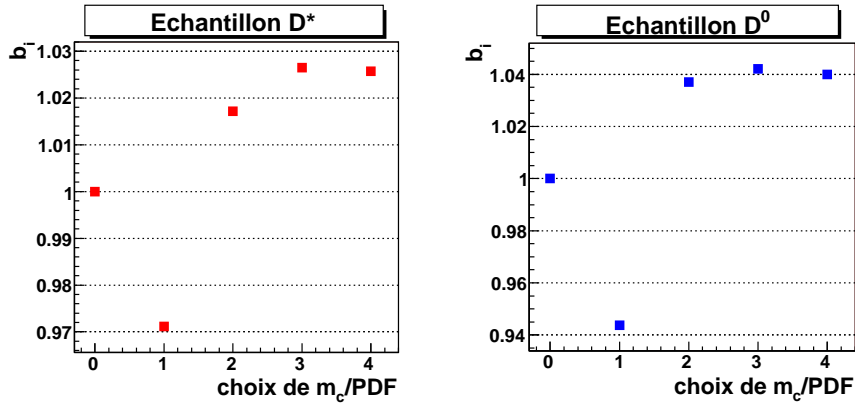


FIG. 6.3: Variation de b_i selon le choix i de masse du charme et/ou de paramétrisation de PDF (voir texte pour les détails). Les résultats pour l'échantillon D^* (gauche) et pour celui D^0 (droite) sont représentés.

6.2.3 Erreur systématique associée à la paramétrisation de R_S

A la partie 5.2.3, l'algorithme permettant de construire la paramétrisation de la pureté R_S a été détaillé. Cet algorithme fait appel à de nombreux paramètres qu'il a fallu fixer. De la même manière que pour le pouvoir d'analyse, il est possible d'évaluer les erreurs associées

à ces choix en prenant la dispersion des biais b_i obtenus en faisant varier les paramètres. La liste suivante répertorie les effets qui ont été étudiés et donne les erreurs systématiques qui en résultent.

1. La paramétrisation R_S^{par} est construite pour des événements compris dans une fenêtre de $\pm 1,8\sigma = \pm 40$ MeV ($\pm 1,4\sigma = \pm 30$ MeV) autour de la masse du D^0 pour l'échantillon D^* (D^0). Cette fenêtre influence directement la quantité de bruit de fond introduite et peut affecter la sensibilité de la pureté avec les variables dont dépend la paramétrisation. La largeur de la fenêtre en masse a donc été variée de ± 30 MeV à ± 60 MeV et la dispersion des valeurs de b_i observée est de 0,6%. Il s'agit donc d'un effet très faible.
2. La paramétrisation R_S^{par} dépend de dix variables et sa construction itérative consiste à traiter ces variables une à une afin d'appliquer des corrections successives. Le choix de l'ordre des variables peut avoir un impact sur la paramétrisation obtenue. En particulier la première variable joue un rôle déterminant puisqu'elle définit la forme initiale de la paramétrisation (voir la fonction $(s/b)_{i=0}^{\text{par}}$ à la section 5.2.3). Ainsi, chacune des dix variables a été testée en première position et la dispersion des biais b_i vaut 0,4% pour l'échantillon D^* et 0,8% pour celui D^0 .
3. Le nombre d'itérations de l'algorithme a également été testé mais comme nous l'avions précisé à la partie 5.2.3, la convergence est atteinte après 20 itérations. Augmenter le nombre d'itération n'a, par conséquent, aucun effet.
4. L'algorithme de construction utilise les rapports signal sur bruit correspondant à des bins de chacune des dix variables (voir les points S_j^{v1}/B_j^{v1} à la section 5.2.3). Pour obtenir ces rapports, un ajustement des spectres de masse invariante m a été utilisé afin de compter les événements signal et bruit. Les fonctions d'ajustement choisies sont, pour le pic du signal, une fonction gaussienne et, pour le bruit de fond, les fonctions :

$$\begin{aligned} (0) \quad b(m) &= p_0 \exp[-p_1 m] \text{ pour les événements } D^*, \\ (0) \quad b(m) &= p_0 \exp[-p_1 m] + p_2 \exp[-p_3 m] \text{ pour les événements } D^0 \end{aligned}$$

(pour les D^* une fonction gaussienne supplémentaire est également présente mais elle n'est pas nécessaire pour la discussion qui suit). Le nombre d'événements de bruit dépend de ce choix de fonction. Afin de varier ce dernier, trois autres fonctions ont également été testées sur les deux échantillons :

$$\begin{aligned} (1) \quad b(m) &= (p_0 + p_1 m) \exp[-p_4 m], \\ (2) \quad b(m) &= (p_0 + p_1 m + p_2 m^2) \exp[-p_4 m], \\ (3) \quad b(m) &= (p_0 + p_1 m + p_2 m^2 + p_3 m^2) \exp[-p_4 m]. \end{aligned}$$

De nouveau, l'évaluation des biais b_i permet le calcul d'une erreur systématique qui n'est cette fois pas négligeable : 2% pour l'échantillon D^* et 14% pour celui D^0 (cf. fig. 6.4). Le signal est très peu prononcé pour le canal du D^0 , rendant l'ajustement plus incertain, c'est pourquoi l'erreur trouvée est beaucoup plus grande.

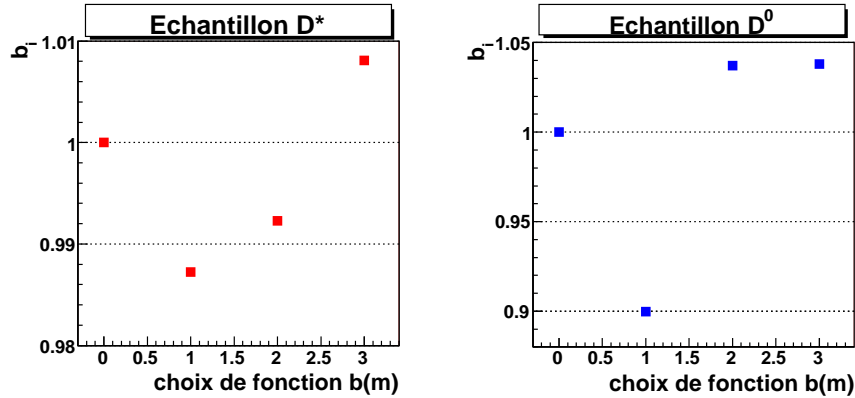


FIG. 6.4: Variation de b_i selon le choix (i) de la fonction d'ajustement $b(m)$ (voir texte pour les détails). Les résultats pour l'échantillon D^* (gauche) et pour celui D^0 (droite) sont représentés.

En additionnant quadratiquement les erreurs liées à R_S cités ci-dessus, on trouve une erreur relative de 2,3% pour l'échantillon D^* et de 14,1% pour celui D^0 , soit une **erreur systématique absolue sur $\Delta g/g$ de 0,01 et 0,07** respectivement.

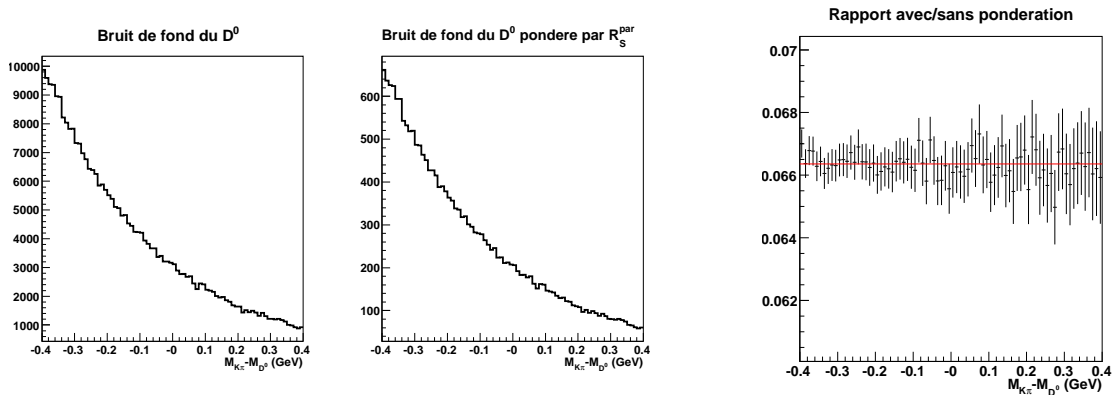


FIG. 6.5: Sélection d'événements de bruit pur du canal du D^0 . A gauche, le spectre présente les événements bruts, au centre, les événements sont pondérés par R_S^{par} , à droite, le rapport des deux histogrammes est présenté.

Un dernier test important a été réalisé afin de s'assurer que la paramétrisation R_S^{par} n'amplifie pas artificiellement la statistique. Pour cela nous avons utilisé un échantillon d'événements ne contenant que du bruit et ayant des caractéristiques équivalentes au véritable échantillon D^0 . Pour obtenir une sélection de bruit pur il suffit de reconstruire la masse invariante du D^0 en considérant uniquement des couples de traces ayant la même charge. En procédant ainsi, il est certain que les événements du signal ne sont pas sélectionnés puisque ceux-là correspondent à des traces de charges opposées. En appliquant les coupures minimales décrites à la section 5.1.4 le bruit de l'échantillon obtenu présente les mêmes caractéristiques que l'échantillon avec signal. Enfin, en pondérant les événements

de bruit par la paramétrisation de R_S , il est possible de vérifier qu'aucun pic artificiel ne se forme au niveau de la masse attendue du D^0 . La figure 6.5 montre le résultat de cette vérification avec les spectres de masse invariante avant et après pondération ainsi que le rapport des deux histogrammes. Ce dernier possède une distribution plate montrant que les événements du bruit sont pondérés de la même manière quelque soit leur position sur le spectre.

6.2.4 Etude des fausses asymétries

Le calcul de l'asymétrie de spin des processus PGF suppose que l'appareillage de mesure est stable au cours du temps. Cette condition est nécessaire afin que la différence entre les asymétries prises dans les deux configurations de champ annule exactement l'asymétrie d'acceptance entre les deux cellules de la cible (cf. eq. 3.3). A la partie 3.2.1 nous avons laissé entendre que cette annulation n'est pas parfaite car les conditions expérimentales peuvent avoir changées lors du renversement du champ magnétique. Cela signifie que de fausses asymétries peuvent s'ajouter à l'asymétrie physique que l'on cherche à mesurer. Si le changement de conditions expérimentales est corrélé avec le sens du champ, on parle de **fausses asymétries reproductibles**. Si, par contre, ces changements se produisent indépendamment du sens du champ, on parle de **fausses asymétries aléatoires**.

De grandes précautions ont été prises pour s'assurer que les données analysées ont été collectées dans des conditions stables (cf. sec. 3.6). De plus, les fausses asymétries ont été étudiées par d'autres groupes d'analyse à COMPASS (échantillon d'événements inclusifs pour la mesure de g_1^d et échantillon d'événements avec hadrons à grande impulsion transverse pour la mesure de $\Delta g/g$) qui utilisent une statistique beaucoup plus grande que celle disponible pour l'analyse du canal du charme ouvert. Ces études ont montrées que les effets des fausses asymétries sont faibles en comparaison avec l'erreur statistique. Etant donnés ces résultats et la faible statistique de l'analyse du canal du charme ouvert, les fausses asymétries ne devraient pas jouer un rôle important dans l'analyse qui nous concerne. Il est important toutefois de les estimer car cette analyse possède des caractéristiques spécifiques. Par exemple, les autres analyses n'ont pas recours au détecteur RICH qui peut lui aussi présenter des instabilités bien que celles-ci aient un impact limité sur les fausses asymétries. Rappelons également que, due à la faible statistique, le groupement par runs stables (cf. sec. 3.6) n'est pas utilisé.

Pour la présente analyse, la méthode pour évaluer les fausses asymétries utilise les événements du bruit de fond combinatoire. En procédant ainsi, on dispose d'une statistique plus élevée qu'en ne considérant que les événements du signal. Mais il faut supposer que les événements du bruit sont affectés par les fausses asymétries de la même manière que le sont ceux du signal. En effet, en supposant que le double rapport d'acceptance $(a_u^+ a_d^-)/(a_u^- a_d^+)$ est le même pour les événements du signal et du bruit (+/- donne le sens du champ magnétique et u/d indique la cellule de la cible) alors l'erreur systématique due à de fausses asymétries mesurées sur le bruit, δA_B , permet une estimation de l'erreur systématique

associée au signal δA_S [75] :

$$\delta A_S = \left| \frac{-\langle w_B \rangle_{w_B} + \langle w_B \rangle_{w_S}}{\langle w_S \rangle_{w_B} - \langle w_S \rangle_{w_S}} \right| \delta A_B, \quad (6.1)$$

où les poids w_S et w_B ont été définis au début de ce chapitre. Bien que l'hypothèse émise sur le double rapport d'acceptance soit raisonnable, il peut arriver que le numérateur de l'équation 6.1 présente une compensation des termes $\langle w_B \rangle_{w_B}$ et $\langle w_B \rangle_{w_S}$, au quel cas l'erreur δA_S est sous-évaluée. En faisant l'hypothèse, cette fois plus pessimiste, que les double rapports d'acceptance des événements du signal et du bruit sont totalement décorrélés, il vient :

$$\delta A_S = \sqrt{\frac{\langle w_B \rangle_{w_B}^2 + \langle w_B \rangle_{w_S}^2}{\langle w_S \rangle_{w_B}^2 + \langle w_S \rangle_{w_S}^2}} \delta A_B. \quad (6.2)$$

Cette deuxième hypothèse est bien trop extrême et l'erreur obtenue sera sur-estimée. La réalité est probablement plus proche de la première l'hypothèse. Afin d'adopter une marge de sécurité, nous prendrons la moyenne arithmétique des erreurs obtenues avec les deux hypothèses.

Les fausses asymétries aléatoires

L'asymétrie du bruit de fond, A_{comb} (tout comme $\Delta g/g$) a été déterminée période par période ce qui permet l'étude d'une possible évolution des conditions expérimentales au cours du temps. Pour tester cela, on utilise une quantité, appelée *pull*, définie pour chaque période i par :

$$p_i = \frac{(A_{comb})_i - \langle A_{comb} \rangle}{\sigma_i},$$

où σ_i est l'erreur statistique associée à la mesure de $(A_{comb})_i$. La distribution des pulls doit tendre vers une gaussienne centrée sur 0 et de RMS=1. Si au contraire le RMS est significativement plus grand que 1, cela signifie que nous sommes en présence de fausses asymétries. La figure 6.6 présente les distributions des pulls pour les 40 périodes de prises de données qui ont été analysées. Le RMS de ces distributions est approximativement égal à 1. Plus précisément, l'erreur sur le RMS est donnée par $\delta_{RMS} = RMS/\sqrt{2(N-1)}$, où N est le nombre de périodes. Il en résulte : $RMS = 1,01 \pm 0,12$ pour les D^* et $RMS = 1,24 \pm 0,14$ pour les D^0 . Autrement dit, aucune fausse asymétrie n'est observée mais il est possible d'en donner une limite supérieure. L'erreur totale δA_{comb}^{tot} peut se décomposer en la somme quadratique d'une erreur statistique δA_{comb}^{stat} et d'une erreur systématique δA_{comb}^{syst} associée aux fausses asymétries aléatoires. En prenant une limite supérieure de $1-\sigma$ pour l'erreur totale, $(RMS + \delta_{RMS}) \times \delta A_{comb}^{stat}$, on obtient une limite supérieure pour l'erreur systématique $\delta A_{comb}^{syst} = \sqrt{(RMS + \delta_{RMS})^2 - 1} \times \sigma_{stat}$. Nous trouvons donc que $\delta A_{comb} = 0,021$ pour les D^* et $\delta A_{comb} = 0,004$ pour les D^0 .

Finalement, en appliquant les formules 6.1 et 6.2, deux estimations de l'erreur systématique associées aux fausses asymétries aléatoires sur $\Delta g/g$ sont obtenues. L'erreur finale est prise

égale à la valeur moyenne des résultats pour les deux hypothèses : **0,04 pour les D^* et 0,05 pour les D^0** .

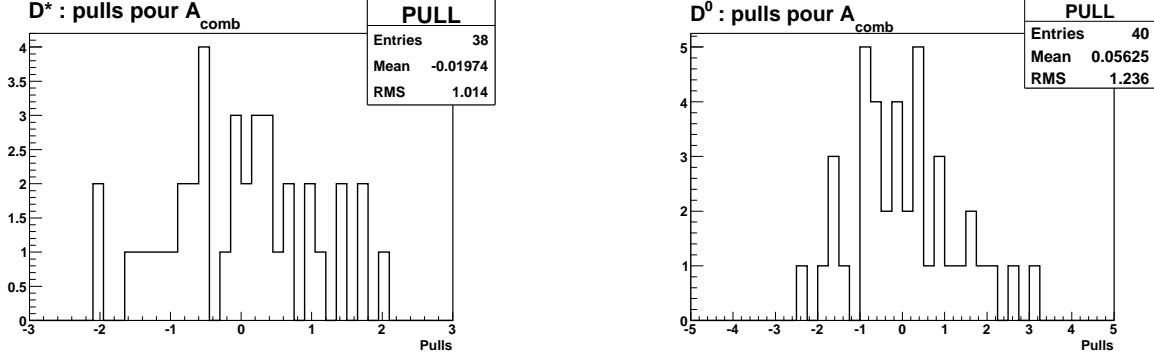


FIG. 6.6: Distributions de pulls des asymétries du bruit de fond A_{comb} mesurées période par période. 38 périodes sont utilisées pour les D^* à gauche et 40 pour les D^0 à droite.

Les fausses asymétries reproductibles

Afin d'évaluer une erreur systématique due aux fausses asymétries reproductibles, il faut s'intéresser aux deux configurations de micro-ondes utilisées pour polariser les cellules de la cible (cf. sec. 3.2.1). En effet, si l'on note $(\Delta g/g)^{rep}$ la contribution des fausses asymétries reproductibles à $\Delta g/g$, on mesure pour chaque configuration de micro-onde (+ et -) :

$$\begin{aligned} (\Delta g/g)^+ &= \Delta g/g + (\Delta g/g)^{rep}, \\ (\Delta g/g)^- &= \Delta g/g - (\Delta g/g)^{rep}. \end{aligned}$$

La somme de ces deux contributions permet bien de s'affranchir des fausses asymétries reproductibles mais en pratique la statistique des deux configurations n'est pas exactement la même du fait de la pondération des événements si bien qu'une asymétrie résiduelle subsiste :

$$(\Delta g/g)^{res} = \frac{\delta_+^2 - \delta_-^2}{\delta_+^2 + \delta_-^2} (\Delta g/g)^{rep}, \quad (6.3)$$

où δ_{\pm} représente l'erreur statistique de la mesure de $(\Delta g/g)^{\pm}$. L'évaluation de $(\Delta g/g)^{res}$ donne l'erreur systématique associée aux fausses asymétries reproductibles.

De nouveau, l'asymétrie du bruit de fond est utilisée et l'asymétrie reproductible est donnée par $A_{comb}^{rep} = (A_{comb}^+ - A_{comb}^-)/2$. Les asymétries A_{comb}^{rep} ont été calculées pour chaque année et sont toutes compatibles avec 0. Cependant, on peut définir une limite supérieure à la contribution de ces asymétries en prenant $|A_{comb}^{rep}| + \delta(A_{comb}^{rep})$ qui se transforme en $(\Delta g/g)^{rep}$ par la formule 6.2. Enfin, l'équation 6.3 donne l'erreur systématique associée aux fausses asymétries reproductibles. On trouve une valeur de **0,03 pour le canal du D^* et de 0,01 pour celui du D^0** .

6.2.5 Bilan de l'étude des erreurs systématiques

L'ensemble des résultats de l'étude des erreurs systématiques est résumé dans le tableau 6.2. Les contributions ont été ajoutées quadratiquement résultant en une erreur systématique de 0,08 pour le canal du D^* et 0,11 pour celui du D^0 . Afin d'assurer une marge de sécurité la valeur 0,11 est choisie comme erreur systématique finale.

Remarquons que la contribution des facteurs P_μ , P_c , f , a_{LL} et R_S est grande car leur erreur systématique est proportionnelle à la valeur de $\Delta g/g$ qui est grande ($-0,49$). De plus, l'évaluation des erreurs systématiques dues aux fausses asymétries est limitée par la statistique disponible et est par conséquent très probablement sur-estimée. L'erreur finale reste toutefois négligeable en comparaison avec l'erreur statistique de 0,27 obtenue à la section 6.1.

TAB. 6.2: Résumé des erreurs systématiques pour les canaux D^*/D^0 .

source	$\delta(\Delta g/g)$
Polarisation faisceau P_μ	0,025
Polarisation cible P_c	0,025
Facteur de dilution f	0,025
Paramétrisation de a_{LL}	0,03/0,05
Paramétrisation de R_S	0,01/0,07
Fausses asymétries aléatoires	0,04/0,05
Fausses asymétries reproductibles	0,03/0,01
TOTAL	0,07/0,11

6.3 Interprétations et discussions

6.3.1 Discussions sur la mesure de $\Delta g/g$

La valeur finale de la polarisation des gluons dans le nucléon extraite par l'analyse du canal du charme ouvert est :

$$\boxed{\frac{\Delta g}{g} = -0,49 \pm 0,27(\text{stat.}) \pm 0,11(\text{syst.}),} \quad (6.4)$$

avec $\langle x_g \rangle \approx 0,11_{-0,05}^{+0,11}$ et $\mu^2 \approx 13 \text{ GeV}^2$.

Confrontation avec d'autres analyses

La figure 6.7 présente l'ensemble des mesures directes de $\Delta g/g$. Outre la mesure du charme ouvert, elle comprend les résultats des expériences HERMES [76] [77], SMC [78] et COMPASS [16] obtenus par des analyses menées sur une sélection de hadrons à grande impulsion transverse (cf. sec. 2.1.2). Les analyses avec hadrons à grande impulsion transverse présentent l'avantage d'une grande statistique mais elles s'appuient sur des modèles afin de décrire les processus qui entrent en jeu. En effet, une simulation Monte Carlo est nécessaire afin d'évaluer les contributions des différents processus physiques à l'asymétrie totale. L'utilisation d'un Monte Carlo n'est pas anodine puisque cela fait appel à de nombreux éléments décrivant la génération des événements et l'appareillage de détection.

Le point du charme ouvert offre une extraction de $\Delta g/g$ fondamentalement différente. En effet, l'absence de bruit de fond physique permet de limiter le recours à une simulation. Celle-ci est uniquement nécessaire afin de construire une paramétrisation du pouvoir d'analyse mais n'est jamais employée directement sur les données réelles. Cette analyse permet donc une mesure indépendante et complémentaire de celles réalisées avec une sélection de hadrons à grande impulsion transverse. La valeur trouvée est toutefois plus négative que celle obtenue par les autres mesures mais elle reste compatible avec zéro à moins de deux sigmas.

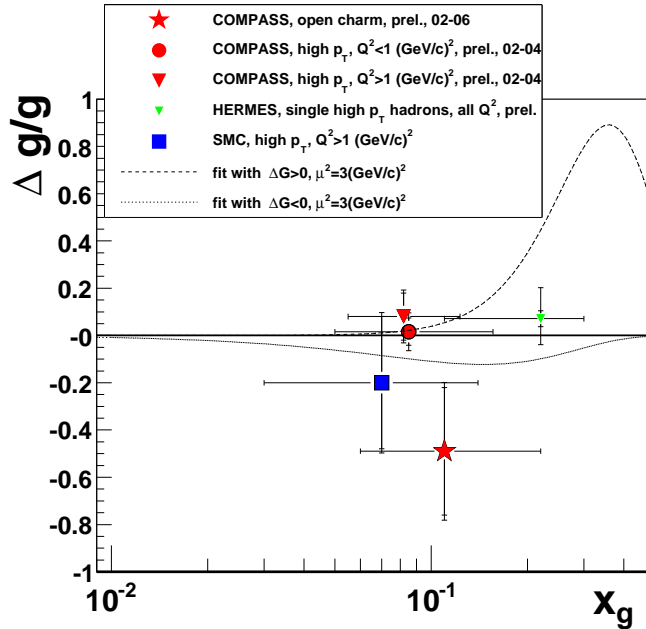


FIG. 6.7: Comparaison de toutes les mesures directes de $\Delta g/g$ existantes. Les deux courbes correspondent à des paramétrisations, obtenues à partir des données de g_1 , donnant deux valeurs de ΔG : $\sim \pm 0,25$.

Une comparaison entre toutes les mesures directes de $\Delta g/g$ doit être réalisée avec précaution puisque chacune d'entre elles possède sa propre échelle de factorisation μ^2 . En

particulier, celle du charme ouvert (13 GeV^2) est beaucoup plus grande que celle de toutes les autres analyses ($\sim 1\text{-}3 \text{ GeV}^2$). Une comparaison objective nécessiterait de faire évoluer toutes ces mesures vers une échelle commune mais cela requiert de connaître $\Delta g/g$ sur une grande plage en x_g . Actuellement, les points de mesure sont encore peu nombreux et la région en x_g qui est explorée est encore assez restreinte. Pour ces raisons, le premier moment de Δg n'est pas encore accessible.

A la partie 1.3.3 nous avons indiqué la possibilité de paramétriser $\Delta g(x_g)$ à l'aide des mesures de la fonction de structure g_1 . La figure 6.7 montre un exemple d'une telle paramétrisation réalisée par la collaboration COMPASS [8] et utilisant des données mondiales de g_1 mesurées dans des expériences sur cibles fixes. L'ajustement QCD des données de g_1 montre que deux paramétrisations de $\Delta g(x_g, \mu^2 = 3\text{GeV})$ sont possibles avec une probabilité quasiment équivalente : la première préfère une valeur positive de ΔG alors que l'autre favorise une valeur négative. Dans les deux cas $|\Delta G| \sim 0,25$. Signalons toutefois que la solution avec $\Delta G < 0$ présente l'avantage de proposer une courbe, ajustant les données de g_1 , plus "fluide" que celle correspondant à $\Delta G > 0$ (voir le petit creux vers $x_g \approx 0,25$ sur la fig. 1.5). Par ailleurs, il est possible de faire évoluer les paramétrisations de Δg vers différentes échelles afin d'évaluer la sensibilité de Δg à l'échelle Q^2 . En se plaçant vers $x = 0,1$, où les mesures sont effectuées, cette sensibilité est faible. Autrement dit, l'évolution des points de la figure 6.7 vers une échelle commune n'altèrera que très peu les différences entre les valeurs mesurées.

Plus récemment, de nouvelles paramétrisations de PDF sont apparues en prenant également en compte les asymétries mesurées par les expériences STAR et PHENIX au collisionneur RHIC. La figure 6.8 montre l'exemple de l'une de ces paramétrisations (DSSV [79]) qui préfère une valeur très faible de $\int_{0,05}^{0,2} \Delta g$. Mais la région des faibles valeurs de x_g demeure très peu contrainte par l'expérience, c'est pourquoi il demeure très difficile d'avancer une valeur de l'intégrale complète de Δg .

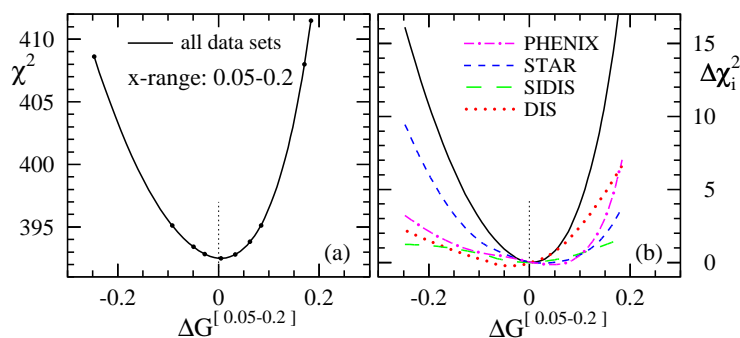


FIG. 6.8: Variation du χ^2 en fonction de ΔG correspondant aux paramétrisations de PDF DSSV [79] (seule la région $0,05 < x_g < 0,2$ est prise en compte). A droite les contributions des différents types d'expériences sont indiquées.

Statut sur la règle de somme

Au chapitre 1 nous avons vu que le schéma de renormalisation AB offrait une possibilité de concilier les mesures (faibles) et les prédictions (grandes) de $\Delta\Sigma$. Pour cela, la valeur de ΔG devait être de l'ordre de 2 ou 3. Que ce soit les mesures directes de Δg ou ses paramétrisations, il est aujourd'hui quasiment exclu que ΔG atteigne de si grandes valeurs. On peut donc affirmer que la contribution des quarks au spin du nucléon est peu élevée.

Les mesures les plus récentes montrent que $\Delta\Sigma$ est de l'ordre de 0,25-0,30. Ce constat permet d'émettre quelques conjectures quant à la distribution du spin du nucléon sur ses constituants. Considérons trois cas de figure :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_{q,g}$$

(1)	0,15	+ 0,35	+ 0
(2)	0,15	+ 0	+ 0,35
(3)	0,15	- 0,35	+ 0,7

Si toutes les contributions au spin du nucléon sont positives alors la réalité se situe très probablement entre les hypothèses (1) et (2) où les gluons et les moments orbitaux se partagent 70% du spin du nucléon. L'hypothèse (3) a été rajoutée car, actuellement, aucune mesure ne peut exclure une valeur de ΔG négative. D'ailleurs la mesure du canal du charme ouvert tend à préférer un tel scénario et nous avons vu que l'ajustement QCD des données de g_1 montre qu'une solution négative est envisageable. Si cette hypothèse s'avère exacte alors la contribution des moments orbitaux doit compenser l'effet des gluons par une valeur de $L_{q,g}$ élevée.

6.3.2 Le charme intrinsèque

L'analyse du canal du charme ouvert utilise l'hypothèse que le processus PGF représente l'unique moyen de produire du charme dans l'état final, hypothèse qui permet de poser $R_S = R_{PGF}$. Cependant, la section efficace de production de charme en diffusion inélastique peut se décomposer en une composante *intrinsèque* et *extrinsèque*, le processus PGF faisant partie de cette dernière catégorie. La notion de *charme intrinsèque* au nucléon a été introduite il y a plus de 25 ans dans [80]. En effet, les sections efficaces de production de mésons charmés, mesurées à cette époque en collisions hadroniques, présentaient des valeurs supérieures à celles qui étaient attendues.

La composante de charme intrinsèque peut être décrite dans le cadre d'un modèle d'états de Fock du proton dans lequel il est naturel de considérer que l'état $|uudc\bar{c}\rangle$ contribue à la fonction d'onde du proton. Cette composante est introduite principalement par un mécanisme de type $gg \rightarrow c\bar{c}$, où les gluons sont couplés aux quarks de valence. Dans le proton, les constituants les plus lourds portent une grande fraction de l'impulsion, c'est la

raison pour laquelle la manifestation de l'état $|uudc\bar{c}\rangle$ est attendue à grand x . A COMPASS, la sélection de processus PGF par le canal du charme ouvert contient des événements à faible x ($\sim 5 \cdot 10^{-3}$) ce qui permet de supposer une faible contribution de l'état $|uudc\bar{c}\rangle$.

Plus récemment, un autre point de vue a été adopté pour décrire la composante de charme intrinsèque. Celui-ci repose sur une approche perturbative où la composition traditionnelle du proton (u , d , s et g) évolue avec Q^2 selon les équations DGLAP. Le nombre de quarks actifs augmente d'une unité lorsque le seuil de production de saveurs lourdes est franchi. Ainsi des processus perturbatifs de type $g \rightarrow c\bar{c}$ permettent l'existence de charme intrinsèque. De nouveau, cette description est difficilement applicable au cas de la sélection de processus PGF par le canal du charme ouvert à COMPASS. En effet la production de charme intrinsèque de nature perturbative n'est possible qu'à de grands Q^2 et nous avons vu que les événements PGF étaient principalement sélectionnés au seuil de la photo-production ($Q^2 < 1$).

Actuellement, les mesures de la contribution du charme intrinsèque sont peu nombreuses. Seule l'expérience EMC en a fourni une estimation en recherchant des mésons charmés dans des événements di-muons et tri-muons [81]. Cette étude montre que le processus PGF permet à lui seul d'expliquer les sections efficaces mesurées. Une contribution de charme intrinsèque de l'ordre du pourcent n'est toutefois pas exclue. L'interprétation des données de EMC a cependant fait appel à des modèles simples pour décrire les sections efficaces puisque les calculs NLO des contributions intrinsèque et extrinsèque n'étaient alors pas encore disponibles. Ces données ont été ré-analysées plus récemment [82] en prenant en compte les corrections NLO. Les mesures de la fonction de structure F_2^c par EMC ont été ajustées par une combinaison linéaire de contributions EC et IC calculées au NLO. L'ajustement montre que la fraction de charme intrinsèque nécessaire pour reproduire les données est : $0,86 \pm 0,60$. De plus cette étude a montrée que la contribution IC ne prend effet que pour $x > 0,1$.

Les données à grand x sont encore trop rares pour déterminer précisément le contenu en charme intrinsèque du nucléon. Il est toutefois possible d'affirmer que la cinématique accessible à COMPASS permet de sonder le nucléon dans une région peu contaminée par une contribution de charme intrinsèque.

6.3.3 Analyse NLO et asymétries de spin

Nous avons signalé à plusieurs reprises que le pouvoir d'analyse a_{LL} était donné par un calcul au *Leading Order* (LO). Autrement dit, l'asymétrie de sections efficaces $\Delta\hat{\sigma}_{\mu g \rightarrow c\bar{c}}/\hat{\sigma}_{\mu g \rightarrow c\bar{c}}$ est obtenue en ne considérant qu'un unique diagramme de Feynman, celui du PGF (cf. fig. 2.1). Il se peut cependant que les diagrammes aux ordres supérieurs contribuent de manière non négligeable aux sections efficaces.

La prochaine étape de l'analyse du canal du charme ouvert à COMPASS sera de prendre en compte les effets *Next-to-Leading Order* (NLO), en considérant les diagrammes à l'ordre supérieur. En particulier, les diagrammes où un quark du nucléon est sondé au lieu d'un

gluon deviennent possible. Ceux-là représentent un bruit de fond physique dont il faut évaluer la contribution $R_{q\bar{q}}$. Toutefois il est probable que $R_{q\bar{q}} \ll 1$ si bien que la détection du charme demeurera une signature fiable d'un événement où un gluon a été sondé. Les deux éléments nécessaires à une analyse NLO sont aujourd'hui disponibles. Les calculs NLO de a_{LL} existent (cf. [83] et références). Le pouvoir d'analyse peut donc être calculé à partir de la cinématique d'un événement. Cependant, nous avons expliqué que, dans l'analyse du charme ouvert, la cinématique n'est que partiellement accessible étant donné que seul le D^0 (et le muon) est reconstruit. C'est pourquoi une simulation Monte Carlo avait été nécessaire pour connaître la cinématique partonique. Le générateur d'événements de saveurs lourdes AROMA ne peut simuler que des processus LO mais la fonction de *parton shower* peut être activée afin de prendre en compte, de manière effective, des effets NLO. Cette fonction permet en effet de corriger la cinématique LO pour imiter celle résultante de processus NLO.

Il est très probable que les prochains résultats de l'analyse du canal du charme ouvert tiendront compte des effets NLO.

Le cas particulier des processus de type *photon résolu* devra également être pris en compte dans une analyse NLO. Lorsque Q^2 est faible, le photon virtuel a une probabilité non négligeable de fluctuer en un état hadronique. Les partons ainsi formés peuvent alors interagir avec un parton du nucléon. Ces processus peuvent contribuer au signal *via* des interactions $g\gamma g \rightarrow c\bar{c}$ ou bien au bruit de fond *via* des interactions $q\gamma q \rightarrow c\bar{c}$. Des études [84] ont été menées à COMPASS pour évaluer les contributions de ces processus. Le générateur RAPGAP [85], dérivé de PYTHIA, permet de simuler ces processus. Les résultats de cette étude montrent que les sections efficaces de production de $c\bar{c}$ à partir de processus de type photons résolus sont plutôt faibles devant celles de production de charme par le PGF. Ces résultats sont encore très préliminaires car ils varient significativement en fonction de la paramétrisation choisie pour décrire la structure du photon.

La sélection des événements de charme ouvert s'effectue sur des observables de l'expérience et ne fait appel à aucun modèle. C'est pourquoi la mesure de l'asymétrie de spin A_{PGF} n'est pas restreinte à un cadre LO comme l'est celle de $\Delta g/g$. Ce n'est qu'à partir du moment où les événements sont pondérés par le poids w_S qui contient a_{LL} que la mesure acquiert une interprétation LO. Pour cette raison, il est utile de calculer l'asymétrie de spin A_{PGF} (cf. eq. 2.5) car cette mesure peut être interprétée à n'importe quel ordre de la théorie pourvu qu'on lui adjoigne le pouvoir d'analyse adéquate. Dans ce contexte, la notation A_{PGF} devient assez mal choisie et nous l'appellerons désormais $A_{\mu N \rightarrow c\bar{c}}$. Un calcul pondéré de cette asymétrie utilise le poids $w_S = fP_\mu R_S^{\text{par}}$ puisque a_{LL} n'intervient plus. Cela a pour conséquence une perte statistique significative puisque nous avons vu que la paramétrisation de a_{LL} permettait une grande dispersion des poids et donc un gain statistique important. Un moyen de compenser cette perte statistique est de calculer l'asymétrie pour des interactions γ^* -nucléon donnée par :

$$A_{\gamma^* N \rightarrow c\bar{c}} = \frac{A_{\mu N \rightarrow c\bar{c}}}{D},$$

où D est le facteur de dépolarisation rencontré à l'équation 2.9. Ce facteur est calculé à partir de la cinématique inclusive des événements et prend ses valeurs entre 0 et 1 (cf.

distribution sur la figure 5.9). Le calcul pondéré de l'asymétrie $A_{\gamma^*N \rightarrow c\bar{c}}$ permet d'utiliser le poids $w_S = f P_\mu R_S^{\text{par}} D$ bénéficiant de la dispersion du facteur D .

Cette asymétrie peut être utilisée afin de calculer $\Delta g/g$ au NLO à condition de lui associer le pouvoir d'analyse correspondant. Cependant nous avons vu que $\langle a_{LL}^{LO} \rangle \sim 0$, il est donc possible qu'à l'ordre suivant $\langle a_{LL}^{NLO} \rangle$ soit également faible. Dans ce cas, l'utilité d'une mesure de l'asymétrie $A_{\gamma^*N \rightarrow c\bar{c}}$ est limitée puisqu'elle risque d'être peu sensible à un $\Delta g/g$ évalué aux ordres supérieurs. Pour remédier à ce problème, l'asymétrie $A_{\gamma^*N \rightarrow c\bar{c}}$ est calculée dans des bins de l'impulsion transverse et de l'énergie du D^0 (p_t et E_D). Dans de tels bins, a_{LL}^{LO} est à peu près constant et il est fort probable que a_{LL}^{NLO} le soit aussi. Cette séparation permet ainsi d'isoler les événements sensibles à $\Delta g/g$ de ceux qui ne le sont pas.

L'extraction de $A_{\gamma^*N \rightarrow c\bar{c}}$ fait appel exactement à la même méthode pondérée que celle utilisée pour le calcul de $\Delta g/g$ (voir sec. 5.3.3), seuls les poids diffèrent :

$$\begin{aligned} w_S(m, X) &= f(X) P_c R_S^{\text{par}}(m, X) D(X), \\ w_B(m, X) &= f(X) P_c (1 - R_S^{\text{par}}(m, X)) D(X). \end{aligned}$$

TAB. 6.3: Les asymétries de spin $A_{\gamma^*N \rightarrow c\bar{c}}$ sont mesurées dans des bins de l'impulsion transverse et de l'énergie du D^0 (p_t et E_D). Les valeurs moyennes de y , Q^2 , p_t et E_D sont indiquées pour chaque bin.

Limites de bins		$A_{\gamma^*N \rightarrow c\bar{c}}$	$\langle y \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV)	$\langle p_t \rangle$ (GeV)	$\langle E_D \rangle$ (GeV)	D	a_{LL}^{LO}
p_t (GeV)	E_D (GeV)							
0-0,3	0-30	-1,34±0,85	0,47	0,50	0,19	24,8	0,57	0,37
	30-50	-0,27±0,52	0,58	0,74	0,20	39,2	0,70	0,48
	> 50	-0,07±0,66	0,66	1,03	0,20	60,1	0,80	0,61
0,3-0,7	0-30	-0,85±0,51	0,47	0,47	0,50	25,1	0,56	0,26
	30-50	0,09±0,29	0,58	0,65	0,51	39,4	0,71	0,34
	> 50	-0,20±0,37	0,67	0,67	0,50	59,6	0,80	0,46
0,7-1	0-30	-0,47±0,56	0,48	0,53	0,85	25,2	0,58	0,13
	30-50	-0,49±0,32	0,58	0,66	0,85	39,1	0,70	0,17
	> 50	1,23±0,43	0,68	0,73	0,84	59,4	0,81	0,26
1-1,5	0-30	-0,87±0,48	0,50	0,49	1,21	25,7	0,60	0,01
	30-50	-0,24±0,25	0,60	0,62	1,22	39,5	0,73	0,00
	> 50	-0,18±0,34	0,69	0,77	1,22	59,3	0,83	0,04
> 1,5	0-30	0,83±0,71	0,52	0,51	1,77	26,1	0,63	-0,13
	30-50	0,18±0,28	0,61	0,68	1,87	40,0	0,74	-0,20
	> 50	0,44±0,33	0,71	0,86	1,94	59,9	0,84	-0,24

Le tableau 6.3 regroupe les asymétries résultantes ainsi que les caractéristiques de chaque bin ($\langle Q^2 \rangle$, $\langle y \rangle$, etc...). Il a été vérifié que cette analyse par bin est bien compatible avec le calcul LO de $\Delta g/g$. En effet, pour chaque bin on a la relation :

$$\left(\frac{\Delta g}{g} \right)^{LO} = \frac{1}{\langle a_{LL}^{LO} \rangle} A_{\mu N \rightarrow c\bar{c}} = \frac{\langle D \rangle}{\langle a_{LL}^{LO} \rangle} A_{\gamma^*N \rightarrow c\bar{c}}.$$

La moyenne des $\left(\frac{\Delta g}{g}\right)^{LO}$ obtenus dans chaque bin donne $-0,42 \pm 0,28$, résultat très proche de la valeur trouvée à l'équation 6.4.

6.3.4 Perspectives à COMPASS

Dans ce chapitre nous avons souligné l'avantage que présente la mesure de $\Delta g/g$ par le canal du charme ouvert. COMPASS est la seule expérience qui permet de mettre en œuvre une telle méthode d'analyse. Cependant, la faible statistique du résultat limite grandement l'interprétation que l'on peut en faire. Dans le *proposal* de COMPASS, l'évaluation de la statistique qu'il serait possible d'atteindre avait été grandement sur-estimée. Avec l'arrivée des premières données en 2002, une ré-évaluation de la statistique a été effectuée donnant une estimation plus réaliste [86] : ces prévisions donnaient une erreur sur $\Delta g/g$ égale à 0,24. Mais il faut préciser que ce chiffre ne tenait pas compte de l'anti-corrélation observée entre le pouvoir d'analyse a_{LL} et la pureté du signal R_S (cf. fig. 5.2.3). Cet effet était peu prévisible et il représente un obstacle majeur puisqu'un événement ayant une grande probabilité d'être du signal possède un faible a_{LL} . Il est possible d'évaluer la perte statistique due à cet effet en prenant le rapport $\langle (R_S^{\text{par}} a_{LL}^{\text{par}})^2 \rangle / (\langle (R_S^{\text{par}})^2 \rangle \langle (a_{LL}^{\text{par}})^2 \rangle)$. Celui-ci est de l'ordre de 0,8 pour les deux canaux D^* et D^0 . Autrement dit, sans l'anti-corrélation, la barre d'erreur statistique obtenue sur la mesure de $\Delta g/g$ serait de $\pm 0,24$ au lieu de $\pm 0,27$. Cela montre que les prévisions initiales avaient été correctement évaluées.

De grands efforts ont été déployés afin de maximiser la statistique disponible mais il est certain que de nouvelles améliorations sont sur le point d'être apportées. La liste suivante soulève quelques points qui peuvent représenter une source de gain statistique pour l'avenir. Certains de ces points sont d'ailleurs d'ores et déjà à l'état de développement. Dans la mesure du possible, nous essayerons de quantifier le gain statistique qui peut en résulter.

- Une part importante d'événements (20%) est perdue lorsqu'on demande que le flux de muons traversant les cellules de la cible soit identique (cf. sec. 5.1.1). Cette condition était nécessaire afin de s'assurer de l'annulation du flux dans le calcul des asymétries. En réalité il est possible de conserver toutes les interactions se produisant dans le matériau polarisé de la cible, moyennant une renormalisation du flux incident par rapport au nombre d'événements inclusifs [87]. Cela permettrait de récupérer 15% de statistique supplémentaire.
- L'utilisation du détecteur RICH pour identifier les particules de désintégration du D^0 impose de rejeter environ 30% d'événements pour lesquels le kaon est au-dessous du seuil Cherenkov. A la section 5.1.4 nous avons indiqué la possibilité d'utiliser le RICH de manière "negative" afin d'identifier les kaons sous le seuil. Une telle procédure est à l'essai et permettrait d'ajouter au moins 10% de statistique supplémentaire.
- Nous avons démontré l'efficacité d'une paramétrisation de la pureté R_S (cf. sec. 5.2.3). Cette dernière peut encore être améliorée. D'autres variables peuvent être ajoutées lors de sa construction (par exemple la valeur de la différence de masse $M(K\pi\pi_s) - M(K\pi)$). De plus, la paramétrisation actuelle est le produit des effets de chacune des variables (cf. eq. 5.3). Il peut être plus optimal de traiter plusieurs variables simultanément afin de

- tenir compte des corrélations. Précisons que des améliorations de la paramétrisation de R_S ne pourront être vraiment profitables que pour le canal du D^0 car nous avons vu que la marge de manœuvre pour le D^* est limitée : la statistique maximale est pratiquement atteinte (FOM = $0,75 \times S$, cf. tab 5.3).
- Une alternative à la paramétrisation de R_S serait d’avoir recours à un réseau de neurones. Celui-ci serait utilisé exactement de la même manière, à savoir pour fournir la probabilité pour un événement d’être du signal. Cette solution est actuellement étudiée mais elle ne donne pas encore d’amélioration significative.
 - Il est prévu de tenir compte de la résolution sur la masse invariante $M(K\pi)$ et sur la différence de masse $M(K\pi\pi_s) - M(K\pi)$ (cf. sec. 5.1.2). Cette résolution est calculable à partir de la cinématique des hadrons ainsi que de l’incertitude sur les paramètres des traces. Cette résolution calculée pourrait alors être intégrée dans la paramétrisation de la pureté (cf. sec 5.2.3).
 - Depuis que COMPASS a commencé à prendre des données, le programme de reconstruction CORAL a été sans cesse amélioré. Par conséquent, les données utilisées pour l’analyse ont été décodées avec différentes versions de CORAL et donc avec des performances qui ont évoluées. Lorsque les données seront entièrement reconstruites avec la version la plus récente de CORAL, un gain statistique de 5% devrait être obtenu.
 - Sur le spectre de masse invariante du D^* apparaît le signal du $D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$ qui n’est pas utilisé dans la présente analyse du fait d’un faible rapport sur bruit. Mais nous avons vu que la paramétrisation de R_S permettait dans une certaine mesure d’extraire ce signal du bruit de fond (cf. fig. 5.15). Une analyse dédiée de ce canal permettrait de profiter de statistique supplémentaire.
 - Plus généralement, d’autres canaux pourraient être étudiés afin de tirer parti d’autres modes d’hadronisation des quarks charme : $D^{*0} \rightarrow D^0\pi^0$, $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$, etc...
 - Le champ magnétique du solénoïde de la cible est renversé toutes les huit heures (une fois par jour en 2006). Cette opération prend à peu près 20 minutes. Dans l’analyse actuelle, les données prises pendant les rotations ne sont pas utilisées mais il est possible, moyennant une reconstruction prenant en compte les variations du champ, d’utiliser ces données. Un gain statistique de 4 à 5% pourrait ainsi être obtenu.
 - Il reste enfin à analyser les données prises en 2007 avec une cible de protons (NH_3). Cette dernière n’offre pas les qualités de la cible de deutérium utilisée jusqu’alors, son facteur de dilution étant trois fois moins élevé.

Enfin, une validation générale des résultats obtenus par le canal du charme ouvert à COMPASS serait d’évaluer les sections efficaces absolues de production de charme. Cela nécessite une détermination précise de la luminosité totale ainsi que celle de l’acceptance du spectromètre. La luminosité de COMPASS a été calculée mais manque encore de précision. L’évaluation de l’acceptance du spectromètre fait appel à de nombreux éléments. Elle ne peut être calculée qu’à l’aide d’une simulation Monte Carlo qui permet de comptabiliser les événements perdus lors de la détection, de la reconstruction et de l’analyse (coupures de sélection, efficacité du RICH, etc...). A ce jour, la priorité a été de calculer les asymétries pour extraire $\Delta g/g$ mais désormais ces questions devraient être étudiés.

Résumé et conclusion

La mesure de la polarisation des gluons dans le nucléon $\Delta g/g$ représente un des défis majeurs de la physique hadronique actuelle. La structure en spin du nucléon est encore de nos jours mal comprise. La crise du spin qui a débuté avec les observations de l'expérience EMC demeure d'actualité. C'est pourquoi la détermination de $\Delta g/g$ est une priorité. La contribution du spin des quarks, $\Delta\Sigma$, au spin du nucléon est faible ($\sim 25\%$) contrairement à ce que les modèles prédisent. Deux solutions sont donc possibles : soit les gluons et les moments orbitaux portent une grande partie du spin du nucléon et dans ce cas, $\Delta\Sigma$ est effectivement faible, soit la crise du spin est résolue grâce à une grande valeur de ΔG , de l'ordre de 2 ou 3 (anomalie axiale) et dans ce cas $\Delta\Sigma$ peut être grand. Ces deux solutions montrent bien le rôle central que tient ΔG . Il est possible de mesurer ΔG de façon indirecte en s'appuyant sur les équations d'évolution (DGLAP) de la fonction de structure polarisée du nucléon g_1 . Cette méthode a très tôt été utilisée afin de déterminer la PDF non polarisée des gluons $g(x, Q^2)$. Grâce aux mesures réalisées sur cible fixe et sur le collisionneur HERA, la fonction de structure non polarisée F_2 est connue avec une grande précision sur un grand domaine en Q^2 ce qui permet de déterminer $g(x, Q^2)$ précisément. Le cas polarisé est très différent puisque g_1 n'a pour l'instant été mesuré que sur des expériences en cible fixe où le Q^2 est relativement peu élevé. Dans ces conditions les équations d'évolution ne fournissent qu'une faible précision sur $\Delta g(x, Q^2)$ et sur son premier moment ΔG .

Pour mesurer $\Delta g/g$ directement avec une sonde électromagnétique, il faut calculer des asymétries de spin pour des processus de fusion photon-gluon (PGF). Ce type de processus est difficile à isoler car il se produit à l'ordre 1 de QCD et est masqué par l'ordre dominant. Il existe cependant deux méthodes de sélection : il faut soit rechercher des hadrons à grande impulsion transverse, soit des événements de charme ouvert caractérisés par la production de mésons charmés. L'expérience COMPASS est la seule expérience de diffusion inélastique polarisée où l'analyse du charme ouvert peut être mise en œuvre. La grande énergie du faisceau de muons permet en effet de dépasser le seuil de production de charme. La sélection d'événements de charme ouvert consiste à rechercher des mésons D^0 dans l'état final. En effet, en supposant que la composante de charme intrinsèque dans le nucléon est négligeable, le PGF est le seul processus permettant de produire du charme. Ainsi l'avantage de ce type de sélection est qu'il permet de supprimer tous les processus physiques autres que le PGF. Cette analyse ne fait donc appel à aucun modèle pour estimer les contributions des différents processus à l'asymétrie. Ce point est d'ailleurs le principal inconvénient de l'autre méthode où les PGF sont sélectionnés par la présence de hadrons à grande impulsion transverse.

La détection des mésons D^0 passe par la reconstruction de la masse invariante de ses produits de désintégration. Le canal de prédilection à COMPASS est celui où le D^0 se désintègre en une paire $K\pi$. La procédure de reconstruction du signal du D^0 introduit un bruit de fond combinatoire qui tend à diluer la statistique. C'est pourquoi le spectromètre de COMPASS a été optimisé afin de réduire ce bruit. Par exemple, un détecteur de type RICH est installé dans le premier étage du spectromètre et permet une séparation kaon/pion efficace. Ce détecteur est utilisé pour identifier la paire $K\pi$ issue du D^0 , rejetant ainsi une grande quantité d'événements de bruit. Un autre atout du spectromètre est sa haute résolution en impulsion obtenue grâce à l'ensemble des détecteurs de position. En effet une bonne résolution sur la masse invariante $K\pi$ permet de réduire le bruit se tenant sous le pic du signal du D^0 .

La détection des traces des particules dans le premier étage du spectromètre est principalement assurée par des détecteurs dont l'équipe de Saclay est responsable. Les Micromegas assurent la détection des traces à petit angle tandis que les chambres à dérive détectent celles à grand angle. Les trois chambres à dérive sont installées à proximité de la cible polarisée et de l'aimant dipolaire. Dans cette zone les champs de fuite magnétiques tendent à détériorer les performances de détection. De plus, cette région du spectromètre est caractérisée par un haut flux incident (entre 300 et 800 kHz par voie) qui influe sur les efficacités de détection. Une simulation Monte Carlo a donc été développée afin de comprendre comment ces effets affectaient les performances des plans de chambre à dérive. Cela a permis de mettre en place une méthode d'évaluation des performances intrinsèques des chambres. Les efficacités de détection obtenues sont proches de 95% et conformes aux exigences requises lors de la conception des détecteurs. Chaque station de chambre à dérive permet une mesure des coordonnées horizontale et verticale avec une précision de 115 μm et 170 μm respectivement. Ajoutons qu'à partir de 2006, une chambre à dérive de très grande surface (presque 2 fois plus grande que les chambres précédentes) a été installée sur le spectromètre. Malgré quelques incidents qu'il a fallu résoudre, cette chambre présente des performances similaires aux anciennes chambres.

L'analyse du charme ouvert avait été menée une première fois sur les données prises entre 2002 et 2004 menant au résultat : $\Delta g/g = -0,47 \pm 0,44(\text{stat.}) \pm 0,15(\text{syst.})$. Ce premier résultat contraint très peu la mesure de $\Delta g/g$ du fait de la faible statistique obtenue. Depuis, de grands efforts dans l'analyse ont été menés afin de maximiser la statistique disponible. La pondération des événements selon leur sensibilité à $\Delta g/g$ existait déjà dans l'ancienne analyse mais elle a été renforcée. En paramétrisant la pureté du signal, environ un tiers de statistique supplémentaire a pu être gagné. La nouvelle analyse inclut également les données prises en 2006 ainsi qu'une meilleure sélection des événements. Au total, un gain d'un facteur 2,7 est observé en terme d'événements de signal effectif et le nouveau résultat est :

$$\Delta g/g = -0,49 \pm 0,27(\text{stat.}) \pm 0,11(\text{syst.})$$

$$\langle x_g \rangle = 0,11_{-0,05}^{+0,11} \text{ et } \mu^2 \approx 13\text{GeV}^2$$

Cette nouvelle valeur est accompagnée d'une erreur systématique dont l'estimation a entièrement été revue. En effet la faible statistique de cette analyse permet difficilement de

mettre en évidence des effets de faible ampleur. Par conséquent, la valeur finale de 0,11 est très certainement sur-estimée.

La barre d'erreur statistique obtenue a considérablement été réduite mais elle reste toutefois plus grande que celle obtenue par l'analyse des hadrons à grande impulsion transverse. Mais, comme nous l'avions déjà signalé, les deux méthodes reposent sur des concepts très différents et, pour cette raison, se complètent. Leurs résultats sont d'ailleurs compatibles entre eux à deux sigma environ, bien que la mesure du charme ouvert tende à favoriser une valeur négative de $\Delta g/g$. L'ensemble des mesures directes de $\Delta g/g$, à un $x \approx 0,1$, est compatible avec une valeur nulle. Précisons par ailleurs qu'une comparaison directe entre les différentes mesures doit être réalisée avec précaution : chaque mesure correspond à une échelle de factorisation différente. Celle du charme ouvert possède une échelle beaucoup plus grande que toutes les autres (13 GeV² contre environ 3 GeV²). Il se peut donc que l'accord entre les mesures s'améliore légèrement après une évolution vers une échelle commune même si les paramétrisations semblent indiquer que la sensibilité de Δg à l'échelle est plutôt réduite.

Il est encore prématuré pour tirer des conclusions définitives sur le premier moment, ΔG , car les points de mesure en x sont trop peu nombreux pour estimer une intégrale. Cependant les résultats actuels (mesures directes à $x \approx 0,1$ et ajustements QCD de g_1) favorisent des valeurs de ΔG inférieures à 0,5 en valeur absolue. Des valeurs de 2 ou 3 sont par conséquent exclues et le rôle de l'anomalie axiale est certainement limité. La contribution du spin des quarks est donc effectivement faible, contrairement à ce qu'attendent les modèles théoriques. La valeur de $\Delta\Sigma$ doit être proche de 30%. Les 70% du spin qui restent à attribuer doivent être partagés entre le spin des gluons et les moments orbitaux. Il n'est pas encore possible d'évaluer précisément les proportions de ce partage mais plusieurs scénarios sont envisageables :

$$\begin{array}{r} \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma \quad + \Delta G \quad + L_{q,g} \\ 0,15 \quad + 0,35 \quad + 0 \\ 0,15 \quad + 0 \quad + 0,35 \\ 0,15 \quad - 0,35 \quad + 0,7 \end{array}$$

où l'on a choisi $\Delta\Sigma = 0,3$. Les deux premières hypothèses, en accord avec les mesures, donnent une contribution positive ou nulle au spin des gluons et aux moment orbitaux. La troisième hypothèse illustre la possibilité d'une valeur négative de ΔG , au quel cas la contribution des moments orbitaux doit être assez grande pour compenser cet effet.

Afin de trancher entre ces hypothèse, il faut attendre de nouveaux résultats expérimentaux. Dans un premier temps, les mesures de COMPASS vont gagner en précision. Par ailleurs, la grande statistique des analyses avec des hadrons à grande impulsion transverse, devrait permettre d'obtenir Δg pour différents intervalles en x , révélant ainsi le sens de variation de la fonction $\Delta g(x)$. Dans un second temps, si les expériences STAR et PHENIX à RHIC parviennent à mesurer $\Delta g/g$ à plus petit x , il sera possible d'explorer une région cinéma-

tique différente des expériences sur cible fixe. Enfin, à plus long terme, un collisionneur de leptons et de protons polarisés se révélera être un outil précieux pour le futur de la physique du spin, comme il l'a été pour la physique hadronique non polarisée. Sur ce sujet, le projet eRHIC pourrait se présenter comme le candidat idéal. Ce collisionneur pourrait voir le jour après 2015. Les énergies mises en jeu permettraient d'extraire Δg sur un domaine en Q^2 étendu sur quatre ordres de grandeur. De plus, en sondant le proton vers de petits x ($\sim 10^{-4}$) il sera possible de réduire grandement l'erreur due à l'extrapolation qui domine actuellement lors du calcul du premier moment. Certaines estimations montrent qu'il est prévu d'obtenir une précision sur ΔG de 3 à 5%. En principe, une fois $\Delta\Sigma$ et ΔG déterminés, la décomposition du spin du nucléon devrait être entièrement connue. Cependant, ne serait-ce que pour valider les résultats, il est intéressant de mesurer la dernière contribution due aux moments orbitaux et de vérifier que le spin 1/2 du nucléon est entièrement reconstitué. Il existe actuellement certains modèles qui permettent de calculer cette contribution pour chaque saveur de quark. Ces modèles s'appuient sur les mesures des distributions de partons généralisées (GPD) mais leur validité ne fait pas encore l'unanimité au sein de la communauté de la physique hadronique.

En attendant, la statistique du canal du charme ouvert à COMPASS devrait prochainement être améliorée. L'ajout de nouvelles données (2007) ainsi qu'une analyse plus poussée permettront d'augmenter significativement la statistique. L'ampleur totale des améliorations est difficile à évaluer mais on peut s'attendre à un gain en événements effectifs d'au moins 50%. Cela se traduira par une barre d'erreur statistique finale sur $\Delta g/g$ de l'ordre de ou inférieure à 0,22.

Bibliographie

- [1] F. Halzen and A.D. Martin. *Quarks & Leptons, an Introductory Course in Modern Particle Physics*. New York : Wiley, 1984.
- [2] M. Anselmino, A. Efremov, and E. Leader. The theory and phenomenology of polarized deep inelastic scattering. *Phys. Rept.*, 261:1–124, 1995.
- [3] J.D. Bjorken and E.A. Pashos. Inelastic Electron-Proton and gamma-Proton Scattering and the Structure of the Nucleon. *Phys. Rev.*, 185:1975–1982, 1969.
- [4] T. Ahmed et al. A measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$. *Nucl. Phys.*, B439:471–502, 1995.
- [5] J. Pumplin et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP*, 07:012, 2002.
- [6] A.V. Manohar. An introduction to spin dependent deep inelastic scattering. 1992.
- [7] J. Ashman et al. A measurement of the spin asymmetry and determination of the structure function $g(1)$ in deep inelastic muon proton scattering. *Phys. Lett.*, B206:364, 1988.
- [8] V. Yu. Alexakhin et al. The deuteron spin-dependent structure function $g_1(d)$ and its first moment. *Phys. Lett.*, B647:8–17, 2007.
- [9] J.R. Ellis and R.L. Jaffe. A Sum Rule for Deep Inelastic Electroproduction from Polarized Protons. *Phys. Rev.*, D9:1444, 1974.
- [10] A. Airapetian et al. Quark helicity distributions in the nucleon for up, down, and strange quarks from semi-inclusive deep-inelastic scattering. *Phys. Rev.*, D71:012003, 2005.
- [11] A.D. Martin et al. Pinning down the glue in the proton. *Phys. Lett.*, B354:155–162, 1995.
- [12] M. Derrick et al. Extraction of the gluon density of the proton at x . *Phys. Lett.*, B345:576–588, 1995.
- [13] G. Altarelli and G.G. Ross. The Anomalous Gluon Contribution to Polarized Lepto-production. *Phys. Lett.*, B212:391, 1988.
- [14] R.D. Ball, S. Forte, and G. Ridolfi. A Next-to-Leading Determination of the Singlet Axial Charge and the Polarized Gluon Content of the Nucleon. *Phys. Lett.*, B378:255–266, 1996.
- [15] COMPASS proposal. CERN/SPSLC 92-14, SPSC/P 297, 1996.

-
- [16] E.S. Ageev et al. Gluon polarization in the nucleon from quasi-real photoproduction of high-pT hadron pairs. *Phys. Lett.*, B633:25–32, 2006.
- [17] G. Ingelman, A. Edin, and J. Rathsman. LEPTO 6.5 - A Monte Carlo Generator for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering. *Comput. Phys. Commun.*, 101:108–134, 1997.
- [18] T. Sjostrand, L. Lonnblad, and S. Mrenna. Pythia 6.2: Physics and manual. 2001.
- [19] A. Agostinelli et al. G4 - a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506:250–303, 2003.
- [20] V. Alexakhine. *COMGEANT*. <http://valexakh.home.cern.ch/valexakh/wwwcomg/>.
- [21] C. Bernet. *Caractérisation des Mircromégas et mesure de la polarisation des gluons sur COMPASS*. PhD thesis, Univ. Paris 7, Denis Diderot, http://wwwcompass.cern.ch/compass/publications/welcome.html#theses_phd, 2005.
- [22] S. Hedicke. *Determination of the gluon polarisation in the nucleon using hadron pairs with high transverse momentum at COMPASS*. PhD thesis, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, http://wwwcompass.cern.ch/compass/publications/welcome.html#theses_phd, 2005.
- [23] S. Procureur. *Détermination de la polarisation des gluons dans le nucléon par la production de hadrons a grande impulsion transverse à COMPASS*. PhD thesis, Univ. Paris 11, Orsay, http://wwwcompass.cern.ch/compass/publications/welcome.html#theses_phd, 2006.
- [24] A.P. Alvarez et al. The NA14 collaboration. *Z. Phys.*, C60:53, 1993.
- [25] S. Chekanov et al. Measurement of D mesons production in deep inelastic scattering at HERA. *JHEP*, 07:074, 2007.
- [26] W-M. Yao et al. Review of Particle Physics. *Journal of Physics*, G33:1, 2006.
- [27] G. Bunce et al. Prospects for spin physics at RHIC. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 50:525–575, 2000.
- [28] Abbon, P. and others. The COMPASS Experiment at CERN. *Nucl. Instrum. Meth.*, A577:455–518, 2007.
- [29] N. Doble, L. Gatignon, G. von Holtey, and F. Novoskoltsev. The Upgrated Muon Beam at the SPS. *Nucl. Instrum. Meth.*, A343:351–362, 1994.
- [30] Lau Gatignon. *Simulation of the M2 beam line*. <http://sl.web.cern.ch/SL/eagroup/NewM2/main.html>.
- [31] M. von Hodenberg. *First measurement of the gluon polarisation in the nucleon using D mesons at COMPASS*. PhD thesis, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, http://wwwcompass.cern.ch/compass/publications/welcome.html#theses_phd, 2005.
- [32] B. Adeva et al. Measurement of the polarisation of a high energy muon beam. *Nucl. Instrum. Meth.*, A343:363–373, 1994.

- [33] J. Ball et al. First results of the large COMPASS Li-6_D polarized target. *Nucl. Instrum. Meth.*, A498:101–111, 2003.
- [34] K. Gustafsson. *Computation of the Dilution Factor for the Year 2002 COMPASS Data*. <http://wwwcompass.cern.ch/compass/notes/2003-3/2003-3.ps.gz>, 2003. note interne COMPASS 2003-3.
- [35] N. Takabayashi. *Polarized target for the measurement of the gluon contribution to the nucleon spin in the COMPASS experiment*. PhD thesis, Nagoya, http://wwwcompass.cern.ch/compass/publications/welcome.html#theses_phd, 2003.
- [36] K. Kondo et al. Polarization measurement in the COMPASS polarized target. *Nucl. Instrum. Meth.*, A526:70–75, 2004.
- [37] M. Goldman. Measurement of dipolar energy in nuclear spin systems. *Journal of Magnetic Resonance*, 17:393–398, 1975.
- [38] J. Bisplinghoff et al. A scintillating fibre hodoscope for high rate applications. *Nucl. Instrum. Meth.*, A490:101–111, 2002.
- [39] D. Thers. *Développement du détecteur gazeux Micromégas pour l'expérience COMPASS*. PhD thesis, Univ. Clermont-Ferrand, http://wwwcompass.cern.ch/compass/publications/welcome.html#theses_phd, 2000.
- [40] C. Bernet et al. The $40 \times 40 \text{ cm}^2$ gaseous microstrip detector micromegas for the high luminosity COMPASS experiment at CERN. *Nucl. Instrum. Meth.*, A536:61–69, 2005.
- [41] B. Ketzer et al. Performance of triple gem tracking detectors in the COMPASS experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A535:314–318, 2004.
- [42] V.N. Bychkov et al. Construction and manufacture of large size straw-chambers of the COMPASS spectrometer tracking system. *Particles and Nuclei Letters*, 2:111, 2002.
- [43] E. Albrecht et al. First performances of compass rich-1. *Nucl. Instrum. Meth.*, A518:586–589, 2004.
- [44] U. Muller et al. Particle Identification With The Rich Detector In Experiment Wa89 At Cern. *Nucl. Instrum. Meth.*, A343:279–283, 1994.
- [45] C. Bernet et al. The COMPASS trigger system for muon scattering. *Nucl. Instrum. Meth.*, A550:217–240, 2005.
- [46] L. Schmitt et al. The data acquisition system of the COMPASS experiment. *Trans. Nucl. Sci.*, 2004.
- [47] *COMPASS Reconstruction Algorithm*. <http://coral.web.cern.ch/coral/>.
- [48] Y. Bedfer, S. Gerassimov, A. Korzenev, and R. Windmolders. COMPASS track reconstruction algorithm. 2004. note interne COMPASS 2004-1.
- [49] V. Alexakhin, B. Badelek, A. Korzenev, C. Ulvegren, and R. Windmolders. Vertex reconstruction in the COMPASS spectrometer. part I. Monte Carlo studies. 2001. note interne COMPASS 2001-17.

- [50] S. Koblitz, B. Pawlukiewicz, and F. Robinet. *COMPASS Stability Studies*. <http://wwwcompass.cern.ch/compass/software/offline/input/stab/index.html>.
- [51] C. Schill. Fast photon detection for the COMPASS RICH detector. 2006.
- [52] D. Neyret. *Aspects Expérimentaux de l'Etude de la Structure du Nucléon*. http://wwwcompass.cern.ch/compass/publications/welcome.html#theses_phd, 2008.
- [53] J.C. Santiard et al. Gasplex: A low noise analog signal processor for readout of gaseous detectors. Presented at the 6th Pisa Meeting on Advanced Detectors, La Biodola, Isola d'Elba, Italy, 22 - 28 May 1994.
- [54] M. Alekseev et al. Studies for a fast rich. *Nucl. Instrum. Meth.*, A553:53–57, 2005.
- [55] M.J. French et al. Design and results from the apv25, a deep sub-micron cmos front-end chip for the cms tracker. *Nucl. Instrum. Meth.*, A466:359–365, 2001.
- [56] H. Pereira. *Développement de chambres à dérive pour les hauts flux dans l'expérience COMPASS*. PhD thesis, Univ. Paris 11, Orsay, http://wwwcompass.cern.ch/compass/publications/welcome.html#theses_phd, 2001.
- [57] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1994.
- [58] B Sitar, G.I. Merson, V.A. Chechin, and Yu.A. Budagov. *Ionization Measurements in High Energy Physics*. Springer-Verlag, 1993.
- [59] F Sauli. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. *CERN*, 77-09, 1977.
- [60] F.M. Newcomer et al. *IEEE*, page 630, 1993.
- [61] G. Braun et al. An eight channel time-to-digital converter chip for high rate experiments.
- [62] Sergei Gerassimov. *PHAST*. <http://ges.home.cern.ch/ges/phast/>.
- [63] G. Ingelman et al. *AROMA 2.2 - A Monte Carlo Generator for Heavy Flavour Events in ep Collisions*. <http://www.isv.uu.se/thepp/aroma/>, 1996.
- [64] O.A. Rondon. Corrections to nucleon spin structure asymmetries measured on nuclear polarized targets. *Phys. Rev.*, C60(3):035201, Jul 1999.
- [65] A. Bravar, K. Kurek, and R. Windmolders. POLDIS: A Monte-Carlo for polarized (semi-inclusive) deep inelastic scattering. *Comput. Phys. Commun.*, 105:42–61, 1997.
- [66] Krzysztof Kurek. Neural network for aLL in charm. *COMPASS Analysis Meeting 09/05*, 2005.
- [67] J. Breitweg et al. Measurement of inclusive $D^{*+/-}$ and associated dijet cross sections in photoproduction at HERA. *Eur. Phys. Journ.*, C6:67–83, 1999.
- [68] J-M Le Goff. *Asymmetry extraction*, 2004. note interne COMPASS 2004-3.

- [69] J. Pretz. *The Gluon Polarization in the Nucleon from the COMPASS Experiment*. http://wwwcompass.cern.ch/compass/publications/welcome.html#theses_hab, 2007.
- [70] J. Pretz. *Asymmetry Extraction in Presence of a Polarized Background*, 2005. note interne COMPASS 2004-12.
- [71] F. James. *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis*. <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>.
- [72] A.D. Martin, R.J. Roberts, W.J. Stirling, and R.S. Thorne. Parton distributions: a new global analysis. *Eur. Phys. Journ.*, C12:463–496, 1998.
- [73] M. Gluck, E. Reya, and A. Vogt. Parton distributions for high energy collisions. *Z. Phys.*, C53:127–134, 1992.
- [74] H.L. Lai et al. Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions. *Eur. Phys. Journ.*, C12:375–392, 2000.
- [75] J-M Le Goff, J. Pretz, and F. Robinet. *Systematic Error due to False Asymmetries in the Open Charm Measurement*, 2008. note interne COMPASS 2008-4.
- [76] A. Airapetian et al. Measurement of the Spin Asymmetry in the Photoproduction of Pairs of High- pT Hadrons at HERMES. *Phys. Rev. Lett.*, 84(12):2584–2588, Mar 2000.
- [77] P. Liebing. Extraction of $\Delta g/g$ from Hermes Data on Inclusive Charged Hadrons.
- [78] B. Adeva et al. Spin asymmetries for events with high pT hadrons in DIS and an evaluation of the gluon polarization. *Phys. Rev.*, D70(1):012002, Jul 2004.
- [79] D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann, and W. Vogelsang. Global Analysis of Helicity Parton Densities and Their Uncertainties. 2008.
- [80] S. J. Brodsky, P. Hoyer, C. Peterson, and N. Sakai. The Intrinsic Charm of the Proton. *Phys. Lett.*, B93:451–455, 1980.
- [81] J. J. Aubert et al. Production of charmed particles in 250-GeV μ^+ - iron interactions. *Nucl. Phys.*, B213:31, 1983.
- [82] B. W. Harris, J. Smith, and R. Vogt. Reanalysis of the EMC charm production data with extrinsic and intrinsic charm at NLO. *Nucl. Phys.*, B461:181–196, 1996.
- [83] E. Laenen. NLO calculations for charm production in DIS. *Nucl. Part. Phys.*, 26: 734–736, 2000.
- [84] Krzysztof Kurek. *Presentation at the COMPASS Analysis Meeting*, May 2007.
- [85] H. Jung. *The RAPGAP Monte Carlo for Deep Inelastic Scattering*. <http://www.desy.de/~jung/rapgap/>, 2006.
- [86] J-M Le Goff, A. Magnon, G. Mallot, and J. Pretz. *Global performances for the open charm channel*, 2004. note interne COMPASS 2004-2.
- [87] J. Pretz. *Asymmetry Extraction using Beam Particles not Crossing Both Target Cells*, 2005. note interne COMPASS 2005-13.

Résumé

Le spin $1/2$ du nucléon se décompose en trois contributions : celles du spin des quarks et des gluons et celle de leur moment orbital. On sait aujourd'hui que la fraction du spin du nucléon portée par les quarks est faible. Désormais, une série de mesures visent à déterminer la contribution du spin des gluons afin de peut-être retrouver la totalité du spin du nucléon. Il s'agit de l'un des objectifs principaux de l'expérience COMPASS au CERN où sont calculées des asymétries de spin dans la diffusion d'un faisceau de muons polarisés sur une cible de nucléons polarisés. Les processus de type fusion photon-gluon, sensibles à la polarisation des gluons, sont mis en évidence par la présence de mésons D^0 dans l'état final. Cette méthode offre une sélection très propre du signal recherché mais ceci au détriment de la statistique. Le travail exposé dans cette thèse est principalement axé sur le développement d'une méthode d'analyse permettant de maximiser la statistique disponible. En particulier, la reconstruction des mésons D^0 souffre d'un fort bruit de fond combinatoire et en paramétrant la probabilité pour un événement d'être du signal, l'erreur statistique a été significativement réduite. Un facteur important permettant de limiter le fond combinatoire est la résolution en impulsion associée à la détection des particules. Cette thèse présente les caractéristiques des détecteurs de type chambre à dérive participant aux performances du spectromètre de COMPASS. Enfin, les résultats, accompagnés d'une étude des erreurs systématiques, sont présentés et leurs implications sur la contribution du spin des gluons au spin du nucléon sont discutées.

Summary

The $1/2$ spin of the nucleon decomposes into three contributions : the quark and the gluon spin and their angular momenta. It is known that the fraction of the nucleon spin carried by the quarks is small. Nowadays, a series of measurements aims to determine the contribution of the gluon spin in order, perhaps, to recover the totality of the nucleon spin. This is one of the main goals of the COMPASS experiment at CERN where spin asymmetries are measured using a polarized muon beam on a polarized nucleon target. The photon-gluon fusion processes, sensitive to the gluon polarization, are selected by detecting D^0 in the final state. This method offers a very clean selection of the desired signal but is statistically limited. The work presented in this thesis is primarily focused on the development of an analysis method maximizing the statistics. In particular, the D^0 mesons reconstruction is submitted to a high combinatorial background. Parameterizing the probability for an event to be signal, the statistical error is significantly reduced. The momentum resolution, associated with the particule detection, is an important factor allowing to minimize the combinatorial background. This thesis presents the characteristics of drift chamber-type detectors contributing to the performances of the COMPASS spectrometer. Finally, the results, joined by the systematic errors study, are presented along with their implications on the contribution of the gluon spin to the nucleon spin.