UNIVERSITÉ PARIS 7 - DENIS DIDEROT
UFR DE PHYSIQUE

DOCTORAT
Champs, Particules, Matières

Colin BERNET

Caractérisation des Micromégas et mesure de la polarisation des gluons sur COMPASS

Thèse dirigée par Alain MAGNON,
soutenue le 17 Mai 2004.

JURY

M. François LE DIBERDER,	Président
M. Dietrich VON HARRACH,	Rapporteur
M. Bernard PIRE,	Rapporteur
M. Étienne AUGÉ	
M. Jean-Marc LE GOFF,	Invité
M. Alain MAGNON	
M. Bruno MANSOULIÉ	

À mes parents.

À Lison.

Remerciements

Mes premiers mots ne peuvent aller qu'à Jean-Marc Le Goff et Alain Magnon, mes deux directeurs de thèse. Alain a su guider attentivement mes premiers pas de physicien, toujours disponible malgré la charge de son emploi du temps. Il m'a enseigné (parfois avec poigne !) une manière de penser, une précision et une rigueur qui me serviront toute ma vie. Je lui en suis infiniment reconnaissant. Jean-Marc, par sa clairvoyance, a pu aiguiller mes travaux à temps et prévenir mes échecs. Je tiens à lui exprimer toute ma gratitude pour le temps qu'il m'a consacré, pour le calme qu'il m'a communiqué dans les moments de doute, pour son intégrité.

Au cours de cette thèse, d'un peu plus de quatre ans, j'ai eu la chance de voir naître l'expérience COMPASS, de participer à sa construction, et enfin d'analyser les premières données. Si j'ai pu mener ce travail à bien, c'est d'abord grâce à Dietrich von Harrach. En plus d'avoir accepté de rapporter cette thèse, Dietrich m'a accueilli à l'Institut de Physique Nucléaire de Mayence pour les seize mois de ma coopération au service national, à mes débuts dans COMPASS. *Für seine Hilfe, sowie für die fruchtbaren Diskussionen über Physik und Politik, auf Deutsch oder Französich, danke ich ihm herzlichst.* Ensuite, je n'aurais pu terminer dans de bonnes conditions sans l'aide et le soutien de Nicolas Alamanos, chef du Service de Physique Nucléaire de Saclay, et de Françoise Augé, son adjointe. Je leur en sais gré, ainsi que de leurs conseils et de leur sollicitude.

Je remercie François Le Diberder de m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider le jury, ainsi que Bruno Mansoulié et Bernard Pire qui ont bien voulu y participer. Merci à Étienne Augé, pour l'attention qu'il a portée à mon manuscrit et pour ses critiques.

Je dois aussi beaucoup aux collègues et amis qui m'ont aidé et entouré durant mon séjour à Saclay : Jacques Ball, Yann Bedfer, Étienne Burtin, Nicole d'Hose, Fabienne Kunne, Claude Marchand, Jacques Maroncle, Stefano Panebianco, Hugo Pereira, Stéphane Platchkov, Sébastien Procureur, et Dominique Thers, j'espère que nous aurons un jour à nouveau l'occasion de travailler ensemble. Je tiens à remercier Damien Neyret pour sa contribution à COOOL, ainsi que pour tout ce qu'il m'a appris, notamment à rester (plus ou moins) calme face à un ordinateur. Je remercie également tous les membres de la collaboration COMPASS, et tout particulièrement Jan Friedrich, Sonja Hedicke, et Gerhard Mallot.

Je remercie mes amis Cyrille, Flo et Jéjé pour tous les bons moments passés ensemble au cours de ces dernières années, difficiles pour chacun d'entre nous. Merci aussi à tous les Crussoliens, que j'ai hâte de retrouver. En particulier, merci au docteur Jürgen Reining pour son aide concernant la grammaire allemande.

Anne, merci du fond du cœur.

Table des matières

Introduction **xiii**

1 La structure en spin du nucléon **1**

1.1 La diffusion profondément inélastique polarisée 2

1.1.1 Cinématique 2

1.1.2 Fonctions de structure du nucléon 4

1.1.3 Mesure des fonctions de structure 5

1.1.4 Modèle des partons 6

1.2 La crise du spin 11

1.2.1 Γ_1^p, le premier moment de g_1^p 11

1.2.2 Désintégration faible des hypérons : mesure de a_3 et a_8. 13

1.2.3 Deux prédictions de $\Delta\Sigma$ 14

1.2.4 Mesure expérimentale de Γ_1^p (EMC/SMC) 15

1.3 Rôle de la polarisation des gluons 16

1.3.1 L'anomalie axiale 16

1.3.2 Retour sur la règle de somme du moment angulaire 18

1.4 Conclusion 18

2 L'expérience COMPASS **21**

2.1 Principe de la mesure de la polarisation des gluons $\Delta G/G$ 21

2.1.1 Accès à $\Delta G/G$ par la fusion photon-gluon 23

2.1.2 Mesure expérimentale - Asymétries de taux de comptage 24

2.1.3 Sélection de PGF par la leptoproduction de charme ouvert 26
2.1.4 Sélection de PGF par la leptoproduction de hadrons à grande impulsion transverse 28
2.2 Dispositif expérimental 29
2.2.1 Le faisceau de muons polarisé 29
2.2.2 La cible polarisée 31
2.2.3 Reconstruction des événements 34
2.2.4 Traitement des données 42

3 COOOL, le programme de monitorage en ligne 47
3.1 "Cas d'utilisation" 48
3.1.1 Utilisation "en shift" 48
3.1.2 Utilisation "expert" 49
3.1.3 Utilisation "automatique" 50
3.2 Structure interne de COOOL 51
3.2.1 Hiérarchie des plans 52
3.2.2 Groupes de plans 55
3.2.3 Reconstruction de trajectoires (LSTRACK) 57
3.2.4 Interface graphique 58
3.3 Conclusion 60

4 Principe de fonctionnement d'une chambre Micromégas 61
4.1 Introduction : du compteur à fil au Micromégas 61
4.1.1 Le compteur à fil 61
4.1.2 Les chambres multifils 63
4.1.3 Principe de fonctionnement d'un Micromégas 65
4.2 Physique des détecteurs gazeux 67
4.2.1 Dépôt d'énergie et ionisation 67
4.2.2 Transport des charges : dérive et diffusion 68
4.2.3 Multiplication des charges par avalanche 69

4.2.4 Choix du mélange gazeux des Micromégas 69
4.3 Les Micromégas de COMPASS 70
4.3.1 Description des chambres 70
4.3.2 Assemblage sur le spectromètre 71
4.3.3 Électronique frontale 73
4.4 Position et temps de passage de la particule incidente 74
4.4.1 Mesure du temps, correction du "walk" 74
4.4.2 ToT et mesure de charge. 75
4.4.3 Clustering 75

5 Caractérisation des Micromégas de COMPASS 77
5.1 Introduction 77
5.1.1 Description du dispositif 77
5.1.2 Définitions 78
5.1.3 Résultats précédemment obtenus, objectif de ces mesures 79
5.1.4 Le télescope 80
5.2 Reconstruction et sélection des traces 81
5.2.1 Méthode polyvalente 82
5.2.2 Méthode rapide 83
5.3 Efficacité 88
5.3.1 Point de fonctionnement 88
5.3.2 Efficacité en conditions nominales. Occupation 90
5.3.3 Défauts locaux 91
5.4 Résolution temporelle 94
5.4.1 Mesures à basse intensité 95
5.4.2 Mesures à haute intensité 96
5.5 Résolution spatiale 99
5.5.1 Principe de la mesure 99
5.5.2 Effet du pas des pistes 104

5.5.3 Effet du champ magnétique de SM1 . . . 105
5.5.4 Effet de l'intensité . . . 106
5.5.5 Optimisation du clustering . . . 107
5.5.6 Effet de l'inclinaison des traces . . . 109
5.6 Stabilité dans le temps . . . 110
5.6.1 Détermination de l'amplitude moyenne des clusters . . . 110
5.6.2 Évolution de l'amplitude au cours du temps . . . 110
5.7 Résumé et conclusions . . . 113

6 Mesure de l'asymétrie de la section efficace de production d'une paire de hadrons à grande impulsion transverse 115

6.1 Mesure d'asymétrie . . . 115
6.1.1 Méthode standard . . . 116
6.1.2 Méthode pondérée . . . 116
6.1.3 Obtention de $\langle P_c \rangle$, P_μ, f et D . . . 118
6.1.4 Groupement et sélection des runs . . . 119
6.2 Sélection des événements *grand* p_T . . . 120
6.2.1 Identification des particules . . . 120
6.2.2 Coupures sur les variables cinématiques inclusives . . . 121
6.2.3 Coupures sur les variables cinématiques hadroniques . . . 121
6.2.4 Prise en compte de la géométrie de la cible . . . 123
6.3 Fausses asymétries . . . 124
6.3.1 Fausses asymétries reproductible, aléatoire et systématique . . . 125
6.3.2 Asymétries à faible impulsion transverse . . . 127
6.4 Résultats et conclusion . . . 134

7 Extraction de la polarisation des gluons, $\frac{\Delta G}{G}$ 137

7.1 Simulation d'événements *grand* p_T pour COMPASS . . . 138
7.1.1 Génération des événements (PYTHIA) . . . 138

7.1.2 Modélisation du spectromètre, reconstruction et sélection 142
7.1.3 Définition de l'espace des phases à la génération 142
7.1.4 Comparaison aux données réelles 144
7.2 Extraction de $\frac{\Delta G}{G}$ 149
7.2.1 Les différents processus, proportion de PGF 149
7.2.2 Pouvoir d'analyse moyen du processus PGF 151
7.2.3 Bruit de fond 151
7.2.4 Résultat 154
7.3 Perspectives 155
7.3.1 Erreur statistique après 2004 155
7.3.2 Traitement des photons résolus 157
7.3.3 Autres pistes 162

Conclusion **165**

A Efficacité des détecteurs de trace de COMPASS **i**

B Paramétrisation de A_1^d **v**

Introduction

La presque totalité de la masse de l'atome est concentrée dans son noyau, qui est constitué de **nucléons** (les protons et les neutrons) liés par l'interaction forte. Ce noyau est enveloppé d'un nuage d'électrons, qui détermine les propriétés chimiques de l'atome. L'électron fait partie de la famille des **leptons**, les particules de matière insensibles à l'interaction forte. Alors qu'il n'existe que 6 leptons, plus d'une centaine de particules soumises à l'interaction forte ont été découvertes. Ces particules, dont le proton et le neutron sont les seuls à être stables, sont appelées **hadrons** (du grec *hadros*, fort). Alors que l'on considère que les leptons sont élémentaires, la prolifération des hadrons suggère une nature composite.

La classification des hadrons conduisit dans les années soixante au **modèle des quarks constituants**, qui décrit de manière satisfaisante le spectre de masse des hadrons et leurs nombres quantiques. Dans ce modèle, les hadrons sont composés de deux ou trois **quarks constituants** de différentes **saveurs** : up (u), down (d), strange (s), charm (c), bottom (b) et top (t). Les hadrons les plus courants (les plus légers), sont formés à partir des quarks u, d et s. Ainsi, le proton est la combinaison de quarks uud et le neutron la combinaison de quarks udd. Ces quarks constituants possèdent une structure interne, et portent chacun environ un tiers de la masse du nucléon.

Le modèle des quarks constituants fournit une description des propriétés *externes* des hadrons, qui ne sont qu'une manifestation de leur structure interne. Les premières expériences de diffusion profondément inélastique, qui consistent à sonder cette structure interne grâce à des leptons de haute énergie, eurent également lieu dans les années soixante. Les résultats de ces expériences furent interprétés dans le cadre du **modèle des partons**, dans lequel le nucléon est formé d'un nombre indéfini de constituants ponctuels chargés de spin 1/2 et de masse quasiment nulle, n'interagissant pas entre eux.

L'un des objectifs de la physique hadronique est de comprendre le lien entre ces deux descriptions *a priori* antagonistes du nucléon. On sait maintenant que les interactions fortes sont décrites par une théorie de jauge, la **chromodynamique quantique** (QCD). Les bosons de jauge de cette théorie sont les gluons (spin 1), et ses champs fermioniques sont les quarks (spin 1/2). En fait, les quarks de QCD s'identifient aux partons de la diffusion profondément inélastique. Comme les quarks constituants, ils peuvent être de saveur u, d, s, c, b, ou t, mais sont ponctuels. Les quarks légers u, d et s sont pratiquement les seuls à contribuer à la structure du nucléon, et contrairement aux quarks constituants, leur masse est négligeable devant celle du nucléon.

La constante de couplage de QCD, α_s, présente la particularité de tendre vers 0 avec la distance caractéristique de l'interaction. À courte distance devant la taille du nucléon (à haute énergie), un traitement perturbatif de QCD est donc possible. Le nucléon apparaît alors constitué des quarks-partons et des gluons de QCD. Lorsque la distance augmente (que l'énergie diminue), ces quarks et ces gluons interagissent de plus en plus fortement, et finissent par s'agglomérer pour former les trois quarks constituants. Ces quarks constituants massifs sont donc formés de quarks et de gluons de QCD, de masse quasiment nulle. Ainsi, la masse des quarks constituants, et donc du noyau et de la matière qui nous entoure, est pratiquement entièrement due à l'énergie de liaison de QCD.

La structure en spin du nucléon est particulièrement intéressante. Dans le modèle des quarks constituants, le nucléon contient seulement trois quarks dont les spins contribuent pour 75% au spin du nucléon, alors que les 25% restants proviennent du mouvement relativiste des quarks à l'intérieur du nucléon. D'autre part, le modèle des partons prédit une contribution élevée du spin des quarks-partons au spin du nucléon. Or, l'expérience EMC mesure à la fin des années 80 une contribution négligeable du spin des quarks-partons au spin du nucléon. À la fin de l'introduction à la physique du spin présentée dans le **chapitre 1**, nous verrons que la polarisation des gluons pourrait jouer un rôle fondamental dans ce désaccord apparent entre la théorie et l'expérience.

Le chapitre 2 présente l'expérience COMPASS, dont l'objectif principal est de déterminer la polarisation des gluons $\Delta G/G$ dans le nucléon. COMPASS étudie la diffusion d'un faisceau de muons de haute énergie sur une cible de nucléons, tous deux polarisés longitudinalement. $\Delta G/G$ est extrait de l'asymétrie de section efficace mesurée lors du renversement du spin des nucléons de la cible. Cette asymétrie est la somme des asymétries de différents processus. Celui qui nous intéresse est la fusion photon-gluon, lors de laquelle le photon virtuel provenant du muon interagit avec un gluon du nucléon pour former une paire quark-antiquark. Ce processus est sélectionné grâce aux particules produites au cours de la réaction. Celles-ci sont détectées dans un spectromètre de haute résolution, capable de fonctionner dans un flux élevé. Ce spectromètre comporte deux étages, construits autour de deux aimants dipolaires.

La mesure de l'asymétrie d'hélicité, de l'ordre de un pour mille, nécessite une grande stabilité de l'appareillage. **Le chapitre 3** traite du programme de monitorage en ligne COOOL, qui permet de contrôler le bon fonctionnement des nombreux détecteurs du spectromètre au cours de la prise de données. Ceci est particulièrement important dans le cas de COMPASS : une instabilité des détecteurs peut en effet donner lieu à de fausses asymétries qui s'ajoutent à l'asymétrie physique mesurée, et se traduisent par des erreurs systématiques.

Le service de Physique Nucléaire du DAPNIA[1] est responsable des détecteurs de traces situés entre la cible polarisée et le premier aimant dipolaire. À grand angle, la détection est réalisée à l'aide de chambres à dérive. Celles-ci possèdent une zone centrale inactive, à l'intérieur de laquelle la détection est assurée par les Micromégas, un détecteur gazeux de nouvelle génération utilisé pour la première fois dans une expérience de physique des

[1] Département d'Astrophysique de physique des Particules, de physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée, au CEA/Saclay.

hautes énergies. Pour des détecteurs gazeux, les Micromégas possèdent une excellente résolution spatiale et une très bonne résolution temporelle ; ils sont de plus parfaitement adaptés à supporter les flux de particules de COMPASS ; enfin, ils introduisent peu de matière dans l'acceptance du spectromètre et permettent de couvrir à faible coût une surface de détection importante. Par conséquent, ils sont particulièrement bien adaptés à un spectromètre tel que celui de COMPASS. Après avoir décrit dans le **chapitre 4** le principe de fonctionnement des Micromégas, je présenterai leur caractérisation complète dans **le chapitre 5**.

Différents processus contribuent à l'asymétrie d'hélicité de la diffusion muon-nucléon. Le principe de COMPASS est de sélectionner les événements pour lesquels cette diffusion à lieu par le processus de **fusion photon-gluon**, dans lequel le photon virtuel émis par le muon se couple à un gluon du nucléon par l'intermédiaire de la production d'une paire quark-antiquark. Cette sélection peut être réalisée en requérant la présence d'un quark charmé dans l'état final, ou d'une paire de hadrons à grande impulsion transverse. Cette deuxième méthode de sélection a été utilisée pour la première mesure d'asymétrie, décrite dans **le chapitre 6**. Enfin, **le chapitre 7** présente la première estimation de la polarisation des gluons $\frac{\Delta G}{G}$, réalisée à partir du résultat de cette mesure d'asymétrie.

Chapitre 1

La structure en spin du nucléon

Le nucléon possède un spin 1/2, égal au moment angulaire total des particules qui le composent. En choisissant pour axe de quantification la direction du mouvement du nucléon, on a :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_z^q + L_z^g. \tag{1.1}$$

Cette décomposition, appelée **règle de somme du moment angulaire**, contient :

- $\frac{1}{2}\Delta\Sigma$, la contribution du spin des quarks, de spin 1/2. $\Delta\Sigma$ est la différence entre le nombre total de quarks dont le spin est parallèle à celui du proton, et le nombre de quarks dont le spin est antiparallèle.
- ΔG, la contribution du spin des gluons, de spin 1.
- $L_z^q + L_z^g$, la contribution du moment angulaire orbital des quarks et des gluons.

Le programme muon de l'expérience COMPASS a pour but principal la mesure de ΔG, dont ce chapitre présente le cadre théorique et les motivations.

La première partie de ce chapitre rappelle le principe de la diffusion profondément inélastique et introduit les 4 fonctions de structure du nucléon. Ces fonctions de structure sont ensuite interprétées dans le cadre du modèle des partons, où le nucléon est considéré comme un ensemble de quarks ponctuels et sans masse n'interagissant pas entre eux.

La deuxième partie porte sur la fonction de structure polarisée du proton g_1^p, où intervient la différence entre le nombre de quarks de même hélicité que le proton, et d'hélicité opposée. Ainsi, le premier moment de g_1^p, noté Γ_1^p, est dans le modèle des partons relié à $\Delta\Sigma$.

En 1988 sont publiés les résultats de l'expérience EMC sur la mesure de Γ_1^p. On en déduit :

$$\Delta\Sigma = 0.06 \pm 0.12 \pm 0.17. \tag{1.2}$$

Les quarks semblent donc porter une fraction étonnamment faible du spin du proton, en désaccord avec les prédictions existantes ($\Delta\Sigma \simeq 0.6 - 0.7$). Ce résultat inattendu déclenche

un effort théorique et expérimental important pour comprendre ce désaccord. C'est la **crise du spin**. La même année, un développement théorique important apporte une solution possible à la crise du spin : la contribution anormale des gluons due à l'anomalie axiale, qui sera abordée dans la troisième partie. Nous verrons que la mesure de Γ_1^p ne conduit en fait pas directement à $\Delta\Sigma$, mais à la quantité

$$a_0 = \Delta\Sigma - 3\frac{\alpha_s}{2\pi}\Delta G. \tag{1.3}$$

Une faible valeur de a_0 cesse donc d'impliquer que $\Delta\Sigma$ est petit. En effet, il se pourrait que la contribution du spin des quarks au spin du proton soit, comme attendu, importante mais qu'elle soit compensée par une contribution positive du spin des gluons.

1.1 La diffusion profondément inélastique polarisée

La diffusion profondément inélastique (**Deep Inelastic Scattering**, DIS) permet de sonder directement la structure interne du nucléon, de façon à mettre à jour les quarks et les gluons qui le composent. Elle consiste à étudier les interactions entre un lepton et un nucléon à haute énergie. Cette interaction est véhiculée par un photon virtuel de quadri-impulsion q, qui joue le rôle de sonde. La résolution de cette sonde est $\sim 1/\sqrt{Q^2}$ où Q^2 est la **virtualité** du photon, définie comme $Q^2 \equiv -q^2$. Un photon de grande virtualité devant la masse du nucléon ($Q^2 \gg M$) possède donc une bonne résolution. Ainsi, au lieu d'interagir avec l'ensemble du nucléon, il frappe l'un de ses constituants. Le photon virtuel possède une énergie importante, intégralement transférée au constituant qui quitte le nucléon en provoquant son éclatement.

1.1.1 Cinématique

La diffusion lepton-nucléon est représentée sur la figure 1.1. Le lepton sert simplement à générer le photon sonde de quadri-impulsion $q = k - k'$, où k est la quadri-impulsion du lepton incident, et k' celle du lepton diffusé. L'interaction entre le photon et le nucléon de quadri-impulsion initiale P donne lieu à l'état hadronique final X. Lorsque l'on se contente de mesurer l'impulsion du lepton diffusé k' sans chercher à détecter les hadrons de l'état X, la diffusion est dite **inclusive**. Le présent chapitre traite uniquement de ce cas de figure.

En pratique, le DIS peut être réalisé sur cible fixe (diffusion d'un faisceau de leptons sur un matériau cible), ou sur collisionneur (diffusion d'un faisceau de leptons sur un faisceau de protons ou de deutons). Les expériences sur collisionneur sont complémentaires des expériences sur cible fixe, car elles couvrent un domaine cinématique très différent. Cette section présente une description covariante du DIS, valide pour ces deux types d'expérience. COMPASS étant une expérience sur cible fixe, les variables de Lorentz utilisées seront parfois exprimées dans le référentiel du laboratoire, où leur sens physique est plus évident.

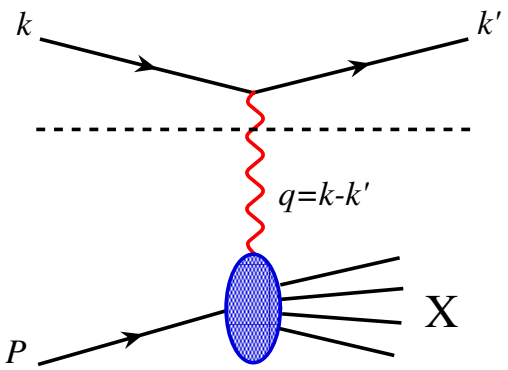


Fig. 1.1: Diffusion lepton-nucléon.

Si l'on choisit pour axe z la direction du faisceau de leptons, on a dans ce référentiel :

$$k = (E, 0, 0, |\vec{k}|), \tag{1.4}$$

$$k' = (E', \vec{k}'), \tag{1.5}$$

$$P = (M, 0, 0, 0). \tag{1.6}$$

Deux variables indépendantes suffisent à caractériser la diffusion profondément inélastique inclusive : par exemple l'énergie E' du lepton diffusé et son angle de diffusion θ dans le référentiel du laboratoire. Afin d'obtenir une description covariante de Lorentz, on préfère cependant recourir à deux scalaires de Lorentz indépendants, construits à partir des quadri-vecteurs disponibles. Les scalaires couramment utilisés sont :

$Q^2 = -q^2 = -(k-k')^2 = \left[4EE'\sin^2\theta/2\right]_{lab}$	Échelle de l'interaction. La résolution du photon virtuel est de l'ordre de $1/\sqrt{Q^2}$. $Q^2 > 0$.
$\nu = P\cdot q/M = [E - E']_{lab}$	Perte d'énergie du lepton. $0 < \nu < E$.
$y = P\cdot q/P\cdot k = [1 - E'/E]_{lab}$	Fraction d'énergie perdue par le lepton. $0 < y < 1$.
$x = Q^2/2P\cdot q$	Variable de Bjorken. Un sens physique lui sera donné dans la section 1.1.4. $0 < x \leq 1$.
$W = (P+q)^2$	Masse invariante au carré de l'état hadronique X. $W \geq M^2$

La diffusion élastique correspond au cas limite où X est un nucléon ($W = M^2$). La variable

x est alors égale à 1, et Q^2 suffit à caractériser la réaction. Dans ce cas, le photon virtuel interagit avec le nucléon dans son ensemble. Lors d'une diffusion profondément inélastique, le photon interagit au contraire avec un constituant du nucléon ($Q^2, W \gg M^2$).

1.1.2 Fonctions de structure du nucléon

La section efficace différentielle de diffusion lepton-nucléon peut s'écrire comme la contraction d'un tenseur leptonique $L_{\mu\nu}$ et d'un tenseur hadronique $W^{\mu\nu}$:

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha^2}{Mq^4}\frac{E}{E'}L_{\mu\nu}W^{\mu\nu} \tag{1.7}$$

Le tenseur $L_{\mu\nu}$ décrit la partie leptonique de l'interaction, située au-dessus de la ligne pointillée sur la figure 1.1. Il est obtenu par un calcul perturbatif QED au premier ordre[1] :

$$L_{\mu\nu} = 2\left(k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - g_{\mu\nu}(k\cdot k') - i\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\ q^\alpha s_l^\beta\right). \tag{1.8}$$

On a négligé la masse du lepton devant son énergie, et sommé sur les états de spin du lepton sortant dont la polarisation n'est pas mesurée.

Il existe plusieurs normalisations du vecteur spin s_l. On utilise ici :

$$2s_l^\mu = \bar{u}(k,s)\gamma^\mu\gamma_5 u(k,s). \tag{1.9}$$

Les spineurs sont normalisés de telle façon que

$$\bar{u}(k,s)u(k,s) = 2m. \tag{1.10}$$

Le vecteur spin est donc homogène à une impulsion. Un lepton au repos dont le spin est orienté suivant un axe z porte un vecteur spin $s_l = (0,0,0,m)$. Lorsque ce lepton se déplace le long de l'axe z avec une impulsion p et une énergie E, son vecteur spin est obtenu par une transformation de Lorentz du vecteur spin au repos :

$$s_l = (\beta\gamma m, 0, 0, \gamma m) = (p, 0, 0, E). \tag{1.11}$$

Dans la limite ultra-relativiste, $p = E$, et

$$s_l = hk, \tag{1.12}$$

où h est l'hélicité du lepton, valant ± 1 suivant que le spin du lepton est parallèle ou antiparallèle à sa direction de propagation. On définit de même le vecteur spin du nucléon S.

La structure du nucléon est entièrement contenue dans le tenseur $W^{\mu\nu}$. Contrairement au tenseur leptonique, $W^{\mu\nu}$ n'est pas calculable car le nucléon n'est pas une particule

[1] Cette approximation était déjà implicite sur la figure 1.1, où un seul photon est échangé entre le lepton et le nucléon. Notons que cette approximation est excellente, les ordres supérieurs étant supprimés par un facteur $\alpha = 1/137$.

élémentaire. Cependant, il est possible d'écrire la structure de Lorentz générique de $W^{\mu\nu}$, puis de la contraindre par des considérations de symétrie. Cette structure est construite à partir des vecteurs de Lorentz disponibles au vertex hadronique (P, q, et S), et des deux tenseurs invariants (tenseur métrique $g^{\mu\nu}$ et tenseur totalement antisymétrique $\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$). Comme les interactions fortes, $W^{\mu\nu}$ doit être invariant sous les opérations de parité et de renversement du temps. D'après le théorème optique, $W^{\mu\nu}$ peut en outre s'écrire comme

$$W^{\mu\nu} = 2\,\mathrm{Im}\left\{\int d^4x e^{iqx}\langle P|[J^\mu, J^\nu]|P\rangle\right\}, \tag{1.13}$$

c'est à dire comme l'amplitude de diffusion Compton vers l'avant d'un photon virtuel sur le proton. Les deux courants J^μ et J^ν sont hermitiques et conservés, ce qui limite encore le nombre de termes pouvant apparaître dans l'expression de $W^{\mu\nu}$, qui se réduit finalement à

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu} = {} & F_1\left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}\right) + \frac{F_2}{P.q}\left(P^\mu - \frac{P\cdot q\ q^\mu}{q^2}\right)\left(P^\nu - \frac{P\cdot q\ q^\nu}{q^2}\right) \\ & + ig_1\ \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\ \frac{q_\alpha S_\beta}{P\cdot q} + ig_2\ \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\ \frac{q_\alpha(P\cdot q\ S_\beta - S\cdot q\ P_\beta)}{(P\cdot q)^2}. \end{aligned} \tag{1.14}$$

Les coefficients F_1, F_2, g_1, et g_2 qui apparaissent devant les différentes structures tensorielles sont appelés **fonctions de structure**. Celles-ci sont sans dimension et dépendent *a priori* des deux scalaires de Lorentz indépendants qui suffisent à caractériser la cinématique (on choisit habituellement x et Q^2). Ces fonctions paramètrent notre ignorance de la structure interne du nucléon. Nous verrons comment les mesurer dans la section 1.1.3. L'expression (1.14) est valide également hors du régime cinématique de la diffusion profondément inélastique, et ne dépend d'aucun modèle. Dans la section 1.1.4, les fonctions de structure seront interprétées dans le cadre du **modèle des partons**.

Avant tout, simplifions encore l'expression de $W^{\mu\nu}$. Comme les courants hadroniques, les courants leptoniques sont conservés, ce qui entraîne $q^\mu L_{\mu\nu} = q^\nu L_{\mu\nu} = 0$. On peut donc d'ores et déjà débarrasser $W^{\mu\nu}$ des termes en q^μ, q^ν qui ne contribuent pas à la section efficace (1.7) :

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu} = {} & -F_1\ g^{\mu\nu} + F_2\ \frac{P^\mu P^\nu}{P.q} \\ & + ig_1\ \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\ \frac{q_\alpha S_\beta}{P\cdot q} + ig_2\ \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\ \frac{q_\alpha(P\cdot q\ S_\beta - S\cdot q\ P_\beta)}{(P\cdot q)^2}. \end{aligned} \tag{1.15}$$

1.1.3 Mesure des fonctions de structure

La section efficace est obtenue par contraction du tenseur leptonique $L_{\mu\nu}$ et du tenseur hadronique $W_{\mu\nu}$. On peut l'exprimer en fonction de x, y et de l'angle azimutal ϕ du lepton sortant qui intervient dans le produit $s_l \cdot S$:

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma}{dxdyd\phi} = \frac{e^4 ME}{4\pi^2 Q^4}\Bigg[& xy^2F_1 + (1-y)F_2 + y^2 g_1\left(2x\frac{s_l\cdot S}{P\cdot q} + \frac{(q\cdot s_l)(q\cdot S)}{(P\cdot q)^2}\right) \\ & + 2xy^2 g_2\left(\frac{s_l\cdot S}{P\cdot q} - \frac{(P\cdot s_l)(q\cdot S)}{(P\cdot q)^2}\right)\Bigg] \end{aligned} \tag{1.16}$$

Pour un faisceau de leptons ultra-relativistes de polarisation longitudinale, on a $s_l = hk$, où $h = \pm 1$ est l'hélicité du lepton[2]. Dans le cas d'une expérience sur cible fixe où les nucléons de la cible sont polarisés suivant la direction z du faisceau, on a $\vec{S} = MH\hat{z}$, avec $H = \pm 1$ suivant que la cible est polarisée parallèlement ou antiparallèlement au faisceau. Dans l'équation (1.16), S intervient uniquement dans les produits scalaires $s_l \cdot S = hk \cdot S$ et $q \cdot S$. Or, les quadri-vecteurs k et q ont leur composante 0 pratiquement égale à leur composante 3. On peut donc remplacer S par $-Hp$ pour évaluer la section efficace dans la limite profondément inélastique. Après intégration sur ϕ, et en introduisant les polarisations du faisceau P_f et de la cible P_c, l'équation (1.16) devient :

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{e^4 ME}{2\pi Q^4}\left[xy^2 F_1 + (1-y)F_2 - P_f P_c hHxy(2-y)g_1 + \mathcal{O}(M^2/Q^2)\right] \tag{1.17}$$

Lorsque P_f ou P_c est nul, on mesure une combinaison des fonctions de structures non polarisées F_1 et F_2. Pour mesurer g_1, on fait la différence entre les sections efficaces mesurées pour une cible polarisée antiparallèlement et parallèlement au faisceau, à polarisation du faisceau fixée :

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy}(h, H = -h) - \frac{d^2\sigma}{dxdy}(h, H = h) = \frac{e^4 ME}{2\pi Q^4}\left[2P_f P_c hxy(2-y)g_1 + \mathcal{O}(M^2/Q^2)\right] \tag{1.18}$$

Le terme contenant g_2 étant de l'ordre M^2/Q^2, cette fonction de structure ne peut être mesurée dans une expérience de DIS où la cible est polarisée longitudinalement. Lorsque la cible est polarisée transversalement, les contributions de g_1 et g_2 sont par contre du même ordre de grandeur. Ainsi, il est possible d'accéder à g_2 en combinant les données transverses et longitudinales.

1.1.4 Modèle des partons

Dans la partie 1.1.2, on a paramétré le tenseur hadronique $W^{\mu\nu}$, décrivant le couplage entre le photon et un nucléon de structure inconnue, en terme de 4 fonctions de structure. Dans la partie précédente, on a vu comment la diffusion profondément inélastique non polarisée permet la mesure de F_1 et F_2, et la diffusion profondément inélastique polarisée celle de g_1 et g_2. Nous allons maintenant interpréter $W^{\mu\nu}$ dans le cadre du modèle des partons.

Dans ce modèle, on considère le nucléon comme un ensemble de particules ponctuelles de spin 1/2. Ces quarks partons peuvent appartenir à différentes saveurs q, et portent une charge $e_q \times e$. Si l'on se place dans un référentiel où le moment du nucléon est infini, on peut négliger les masses de toutes les particules en jeu, ainsi que le mouvement transverse des partons. La quadri-impulsion d'un parton donné est alors proportionnelle à celle du nucléon :

$$p = \xi P. \tag{1.19}$$

[2]Notons qu'il est en pratique impossible d'étudier la diffusion d'un faisceau de leptons de haute énergie et de polarisation transverse, car les composantes transverses du vecteur spin sont réduites d'un facteur $\gamma = E/m$ par rapport à la composante longitudinale.

ξ est la fraction d'impulsion du nucléon portée par ce parton ($0 < \xi < 1$). Soient s le spin du parton et h son hélicité. Dans le référentiel de moment infini, le parton et le nucléon sont tous deux ultra-relativistes, et l'équation (1.12) implique

$$s = h\xi P = \frac{h}{H}\xi S, \tag{1.20}$$

où S est le vecteur spin du nucléon, et H son hélicité.

Supposons de plus

$$Q^2 \to \infty, \tag{1.21}$$

ce qui implique $\alpha_s \to 0$ (liberté asymptotique). Les partons n'interagissent donc pas entre eux, et la section efficace de diffusion lepton-nucléon est la somme incohérente de sections efficaces de diffusion lepton-parton (figure 1.2).

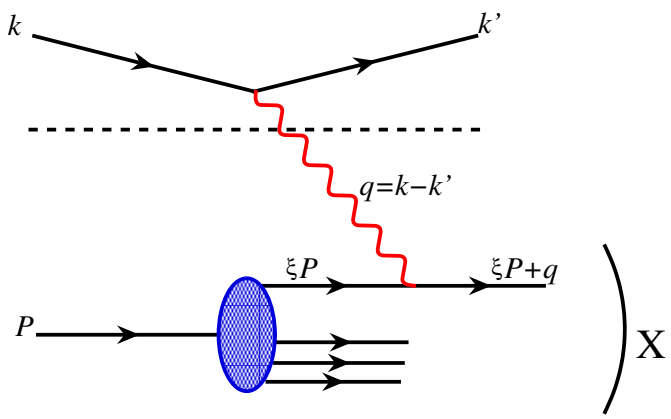


Fig. 1.2: Diffusion lepton-nucléon dans le modèle des partons.

Autrement dit, le tenseur hadronique $W^{\mu\nu}$ s'exprime en fonction du tenseur $w^{\mu\nu}(\xi, h)$ décrivant le couplage entre le photon virtuel et un quark de fraction d'impulsion ξ et d'hélicité h :

$$W^{\mu\nu} = \sum_{q,h} e_q^2 \int d\xi \; n_q(\xi, h) \; w^{\mu\nu}(\xi, h), \tag{1.22}$$

où $n_q(\xi, h)$ est la densité de quarks de saveur q et d'hélicité h portant une fraction ξ de l'impulsion du nucléon.

Le couplage photon-quark étant identique au couplage photon-lepton, $w^{\mu\nu}(\xi, h)$ s'obtient à partir de $L_{\mu\nu}$, éq. (1.8), en effectuant les substitutions

$$k^\mu \to p^\mu = \xi P^\mu, \qquad\qquad s_l^\mu \to s^\mu = \frac{h}{H}\xi P^\mu. \tag{1.23}$$

Une intégration sur l'espace des phases disponible est nécessaire, car on ne détecte pas le quark sortant :

$$w^{\mu\nu}(\xi,h) = \frac{1}{4\pi}\int \frac{d^3p'}{(2\pi)^3 2E_{p'}}\frac{1}{\xi}(2\pi)^4\delta^4(\xi P + q - p') \times 2[\xi P^\mu p'^\nu + \xi P^\nu p'^\mu - g^{\mu\nu}\xi P\cdot p' + i\frac{h}{H}\xi\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}q_\alpha S_\beta]. \quad (1.24)$$

En utilisant l'identité

$$\int \frac{d^3p'}{(2\pi)^3 2E_{p'}} = \int \frac{d^4p'}{(2\pi)^3}\delta\left((\xi p + q - p')^2\right) = \int \frac{d^4p'}{(2\pi)^3}\frac{1}{2p\cdot q}\delta(\xi - x), \quad (1.25)$$

et en intégrant sur les 4 composantes de p', on obtient :

$$w^{\mu\nu}(\xi,h) = \frac{1}{2\xi P.q}\delta(\xi - x)[2\xi^2 P^\mu P^\nu - g^{\mu\nu}\xi P\cdot q + i\frac{h}{H}\xi\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}q_\alpha S_\beta]. \quad (1.26)$$

On a omis les termes en q^μ ou q^ν qui ne contribuent pas à la section efficace, du fait de la conservation du courant leptonique. *Remarquons que la fraction d'impulsion ξ s'identifie à la variable de Bjorken x.* Ceci découle de la conservation de l'énergie impulsion au cours de l'interaction $\gamma^* q \to q$ (figure 1.2). L'équation (1.22) fournit finalement $W^{\mu\nu}$:

$$W^{\mu\nu} = -g^{\mu\nu}\frac{1}{2}\sum_q e_q^2\ q(x) + \frac{P^\mu P^\nu}{P\cdot q}x\sum_q e_q^2\ q(x) + i\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}\frac{q_\alpha S_\beta}{P\cdot q}\frac{1}{2}\sum_q e_q^2\ \Delta q(x), \quad (1.27)$$

où les fonctions $q(x)$ et $\Delta q(x)$ sont définies ainsi :

$$q(x) = n_q(x, h = H) + n_q(x, h = -H), \quad (1.28)$$

$$\Delta q(x) = n_q(x, h = H) - n_q(x, h = -H). \quad (1.29)$$

Les fonctions $q(x)$ comptent le nombre de quarks de saveur q portant une fraction d'impulsion x, indépendamment de leur hélicité. Elle sont appelées **Fonctions de Distribution de Partons** (PDF) non polarisées. Les fonctions $\Delta q(x)$ mesurent la différence entre le nombre de quarks de même hélicité que le nucléon, et le nombre de quarks d'hélicité opposée. Ce sont les PDF polarisées.

En identifiant l'expression (1.27) de $W_{\mu\nu}$ dans le modèle des partons à son expression générique (1.14), on obtient les fonctions de structures dans le modèle des partons :

$$F_1(x) = \frac{1}{2}\sum_q e_q^2\ q(x), \quad (1.30)$$

$$F_2(x) = x\sum_q e_q^2\ q(x) = 2x\ F_1(x), \quad (1.31)$$

$$g_1(x) = \frac{1}{2}\sum_q e_q^2\ \Delta q(x), \quad (1.32)$$

$$g_2(x) = 0. \quad (1.33)$$

Le résultat le plus important est que les fonctions de structure ne dépendent pas de l'échelle de l'interaction Q^2 lorsqu'elles sont calculées dans le modèle des partons . Ceci est une conséquence directe du fait que le photon interagit avec des constituants ponctuels et libres du nucléon. Cette propriété fut prédite par Bjorken avant d'être observée expérimentalement. Un autre résultat notable est la relation de Callan-Gross

$$F_2(x) = 2x\ F_1(x), \tag{1.34}$$

obtenue pour des partons de spin 1/2. Sa vérification expérimentale a permis d'établir que le spin des partons chargés est bien 1/2.

Le modèle des partons amélioré QCD

Nous n'avons pour l'instant pas parlé des gluons. Ceux-ci n'étant pas chargés, ils ne peuvent se coupler au photon et sont invisibles dans le modèle des partons *naïf* présenté jusqu'ici. La limite $Q^2 \to \infty$ impliquant $\alpha_s = 0$, le modèle des partons naïf correspond à l'ordre 0 de QCD. Plaçons-nous maintenant à $Q^2 \gg M^2$ fini. α_s est alors non nul, et les quarks sont susceptibles d'interagir par QCD : les quarks peuvent émettre des gluons, qui peuvent eux-mêmes se matérialiser en paire $q\bar{q}$. Pour décrire ces interactions, on introduit des corrections QCD dans le modèle des partons, qui induisent une dépendance en $\ln(Q^2)$ des PDF et des fonctions de structure du nucléon, calculable grâce aux équations d'évolution de Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi (**DGLAP**). Le mécanisme de cette dépendance est schématisé sur la figure 1.3.

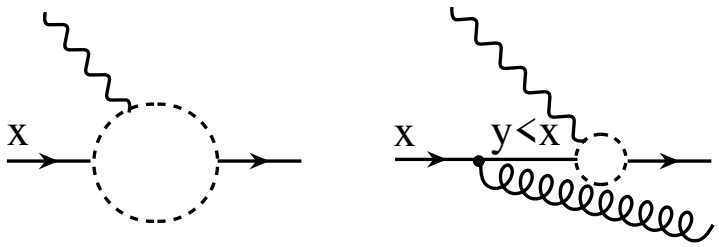


Fig. 1.3: Dépendance en Q^2 des PDF. La résolution du photon virtuel, symbolisée par le cercle pointillé, est meilleure à droite (le Q^2 est plus élevé). À droite, la résolution est suffisante pour s'apercevoir que le parton initial d'impulsion x a émis un gluon. Ce parton initial apparaît donc constitué d'un quark d'impulsion $y < x$ et d'un gluon d'impulsion $x - y$. À grand Q^2, on va donc voir plus de quarks à petit x. En d'autres termes, $q(x, Q^2)$ augmente avec Q^2 pour les petits x, mais $\int q(x, Q^2)dx$ ne dépend pas de Q^2.

L'évolution des fonctions de structure avec Q^2 permet une mesure indirecte des fonctions de distribution des gluons. En effet, le quark auquel se couple le photon peut provenir de la matérialisation d'un gluon en paire $q\bar{q}$, auquel cas le photon devient sensible aux gluons à l'intérieur du nucléon. L'évolution de $F_2(x, Q^2)$ permet ainsi d'obtenir la PDF non polarisée $G(x, Q^2)$, tandis que celle de $g_1(x, Q^2)$ donne la PDF polarisée $\Delta G(x, Q^2)$. Cependant, les variations de F_2 et g_1 avec Q^2 sont lentes, et leur évolution ne peut être

étudiée correctement que si l'on dispose de mesures dans une gamme en Q^2 suffisamment large. C'est le cas pour F_2, dont la mesure a été effectuée à la fois dans des expériences sur cible fixe ($Q^2 \sim M^2$) et sur collisionneur ($Q^2 \gg M^2$). Par contre, comme nous l'avons vu dans la section 1.1.3, g_1 se mesure dans des réactions de DIS où le lepton et le nucléon sont tous deux polarisés. À ce jour, il n'existe pas de collisionneur lepton-proton où les deux faisceaux sont polarisés. Par conséquent, les seules mesures de g_1 disponibles actuellement ont été réalisées sur cible fixe.

Théorème de factorisation

L'équation (1.22) montre que la section efficace totale de DIS s'exprime comme la convolution entre la section efficace de diffusion photon-quark (**processus dur**) et une PDF décrivant l'extraction du quark (**processus mou**). Tandis que le processus dur peut être calculé perturbativement en QED et QCD, le processus mou, caractéristique de la structure du proton, est non perturbatif. Cette séparation entre processus dur et processus mou, appelée **factorisation**, ne se limite pas au DIS : elle a par exemple également été démontrée pour le Drell-Yan[3].

Aux ordres supérieurs en α_s, il existe plusieurs méthodes ou **schémas** de factorisation. Chaque schéma comporte une **échelle de factorisation** définissant la limite entre processus dur et processus mou. Les PDF dépendent du schéma et de l'échelle de factorisation. L'expression de la section efficace totale *en terme des PDF* en dépend aussi, de telle façon que la section efficace totale, qui est une quantité mesurable, n'en dépende pas. Pour clarifier, considérons le cas où le quark touché émet un gluon, comme sur la figure 1.3. En fonction du choix de l'échelle de factorisation, ce gluon sera intégré au processus dur, ou au processus mou. Généralement, l'échelle de factorisation est choisie égale à l'échelle de l'interaction (par exemple Q^2). Le cercle pointillé représente alors la distance de factorisation en plus de la résolution du photon virtuel. En d'autres termes, ce qui se trouve à l'intérieur du cercle pointillé correspond au processus dur. Ainsi, le gluon émis par le quark à grande distance devant la distance de factorisation est intégré à la dépendance en Q^2 des fonctions de structure, c'est à dire au processus mou. Sans changer la résolution du photon virtuel, il serait possible de choisir une distance de factorisation plus grande, de manière à inclure le gluon dans le processus dur qui deviendrait $\gamma^* q \to qg$. Ceci retirerait un gluon au processus mou, et entraînerait donc une modification de la dépendance en Q^2 de la fonction de structure. Cependant, ceci ne modifierait ni le processus global, ni la section efficace.

Quel que soit le choix de l'échelle de factorisation, l'échelle de l'interaction doit être grande devant la masse du nucléon. Lorsque ce n'est pas le cas, processus dur et processus mou sont reliés, par exemple par un gluon comme sur la figure 1.4. La factorisation n'est alors pas possible.

[3]Processus observé dans la collision de deux systèmes hadroniques : un quark et un antiquark s'annihilent pour former un photon, qui se matérialise en paire lepton-antilepton.

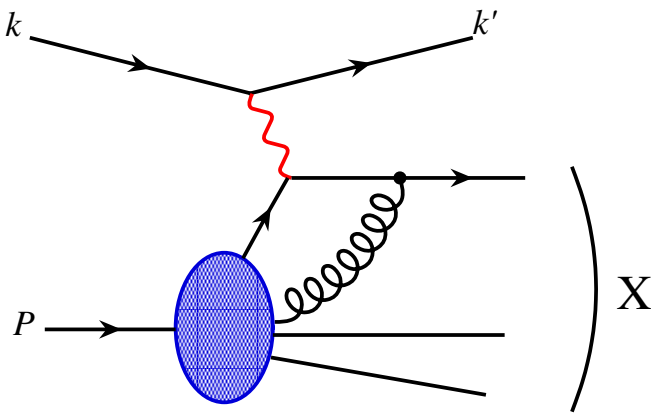


Fig. 1.4: Le quark sortant réinteragit avec le nucléon par l'intermédiaire d'un gluon, qui relie le processus dur (diffusion photon-quark) au processus mou (structure du proton). Ceci empêche la factorisation.

1.2 La crise du spin

1.2.1 Γ_1^p, le premier moment de g_1^p

Le formalisme de l'*Operator Product Expansion*[4] (OPE) permet d'exprimer les moments des fonctions de structure en terme d'éléments de matrices hadroniques de certains opérateurs locaux, multipliés par des **coefficients de Wilson** calculés de manière perturbative. Une discussion pédagogique de l'OPE est présentée dans la référence [1]. Si l'on se place à l'ordre 0 en α_s et que l'on suppose $Q^2 \gg M^2$, on obtient pour le premier moment de g_1^p :

$$\Gamma_1^p = \int_0^1 g_1^p(x)dx = \frac{1}{2}\sum_q e_q^2 a_q, \qquad q = u, d, s. \tag{1.35}$$

Comme nous allons le voir, a_q est relié à l'élément de matrice sur le proton de l'opérateur $A_q^\mu = \bar{\psi}_q \gamma^\mu \gamma_5 \psi_q$. Mais considérons tout d'abord l'élément de matrice de A_q^μ sur un quark libre de saveur q, d'impulsion p et de spin s. Cet élément de matrice, calculable, est une simple mesure de l'état de spin du quark :

$$\langle p, s|\ \bar{\psi}_q \gamma^\mu \gamma_5 \psi_q\ |p, s\rangle = 2s^\mu, \tag{1.36}$$

A_q^μ est un courant **axial** : il se comporte comme un pseudo-vecteur car il contient la matrice γ_5. L'élément de matrice de cet opérateur sur un proton d'impulsion P et de spin S doit donc être proportionnel au seul pseudo-vecteur caractérisant l'état de ce proton, c'est à dire son spin.

$$\langle P, S|\ \bar{\psi}_q \gamma^\mu \gamma_5 \psi_q\ |P, S\rangle = 2a_q S^\mu, \tag{1.37}$$

[4] Développement d'un produit d'opérateurs

L'élément de matrice réduit a_q est une quantité non perturbative, caractéristique du rôle joué par les quarks de saveur q dans la structure en spin du proton.

Il est nécessaire de mettre en évidence la structure du groupe $SU(3)$ de saveur dans la relation 1.35. L'octet de courants axiaux de $SU(3)$ est défini par :

$$A_j^\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu\gamma_5\lambda_j\psi, \tag{1.38}$$

où les λ_j sont les matrices de Gell-Mann et ψ est un vecteur dans l'espace des saveurs :

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_u \\ \psi_d \\ \psi_s \end{pmatrix} \tag{1.39}$$

Il est possible de diagonaliser 3 matrices de Gell-Mann simultanément. On choisit par convention λ_0, λ_3, et λ_8, correspondant aux courants A_0^μ, A_3^μ, et A_8^μ. Les éléments de matrices hadroniques réduits de ces trois courants sont indépendants, et peuvent être exprimés en fonction de a_u, a_d et a_s :

$$\begin{cases} a_0 = a_u + a_d + a_s \\ a_3 = a_u - a_d \\ a_8 = \frac{1}{\sqrt{3}}(a_u + a_d - 2a_s) \end{cases} . \tag{1.40}$$

a_0 est l'élément singlet de saveur, tandis que a_3 et a_8 sont les éléments non singlets. En extrayant a_u, a_d et a_s du système d'équations (1.40), et en remplaçant dans (1.35) :

$$\Gamma_1^p = \int_0^1 g_1^p(x)dx = \frac{1}{12}\left\{\frac{4}{3}a_0 + a_3 + \frac{1}{\sqrt{3}}a_8\right\}. \tag{1.41}$$

Rappelons que cette relation est obtenue *indépendamment du choix d'un modèle du proton*, pour $Q^2 \gg M^2$ et à l'ordre 0 en α_s. Aux ordres supérieurs, Γ_1^p dépend de Q^2. Cette dépendance est prise en compte dans le membre de droite de (1.41) par les coefficients de Wilson placés en facteur de a_0, a_3 et a_8. Ces coefficients sont des développements en série de α_s, qui valent 1 à l'ordre 0.

Interprétation dans le modèle des partons naïf

Le modèle des partons naïf décrit le proton comme un ensemble de quarks et de gluons colinéaires, n'interagissant pas entre eux (section 1.1.4). Dans ce modèle, il est possible de calculer les éléments de matrices a_q en terme des fonctions de distribution de partons polarisées du proton. À partir de la définition de a_q (1.37), on obtient [2] :

$$a_q = \int_0^1 dx\,[\Delta q(x) + \Delta\bar{q}(x)] \equiv \Delta q, \tag{1.42}$$

où Δq compte la différence entre le nombre total de quarks (et d'antiquarks) de saveur q de même hélicité que le proton, et d'hélicité opposée. Ceci est assez intuitif quand on compare

les équations (1.36) et (1.37). Alors :

$$a_0 = \Delta u + \Delta d + \Delta s, \tag{1.43}$$

$$a_3 = \Delta u - \Delta d, \tag{1.44}$$

$$a_8 = \frac{1}{\sqrt{3}}[\Delta u + \Delta d - 2\Delta s], \tag{1.45}$$

On remarque que les expressions de Γ_1^p (1.32) et de a_0, a_3, a_8 obtenues dans le modèle des partons naïf vérifient bien (1.41). On pouvait s'y attendre, car le modèle des partons est en fait équivalent à l'OPE à l'ordre 0 en α_s. Considérons maintenant la signification physique de a_0. Quelque soit le modèle choisi pour décrire la structure du proton, $\Delta\Sigma$ est défini comme la différence entre le nombre total de quarks (et d'antiquarks) de spin parallèle à celui du proton, et de spin antiparallèle. Les quarks portant un spin 1/2, on a $\Delta\Sigma = 2S^z_{quarks}$, où S^z_{quarks} est la contribution du spin des quarks au spin du proton. *Dans le modèle des partons naïf (NPM)*,

$$a_0 \overset{NPM}{=} \Delta\Sigma = 2S^z_{quarks}. \tag{1.46}$$

Cette quantité joue donc un rôle fondamental dans la compréhension de la structure en spin du proton. Comme nous allons le voir dans la section suivante, l'étude de la désintégration faible des hypérons fournit a_3 et a_8, mais pas a_0. La mesure de Γ_1^p dans une expérience de DIS polarisé est donc nécessaire pour obtenir a_0 grâce à l'équation (1.41).

1.2.2 Désintégration faible des hypérons : mesure de a_3 et a_8.

Un hypéron est un baryon formé à partir des quarks constituants u, d, s et appartenant à l'octet de spin 1/2. Considérons tout d'abord le proton et le neutron, qui ne contiennent pas de quark s. Nous allons démontrer que la constante de couplage axiale g_A intervenant dans la désintégration faible du neutron en proton est égale à a_3, en utilisant uniquement la symétrie d'isospin. g_A est définie de la manière suivante :

$$2g_A S^\mu \equiv \langle p, S|\ \bar{u}\gamma^\mu\gamma_5 d\ |n, S\rangle, \tag{1.47}$$

où $\langle p, S|$ et $|n, S\rangle$ sont des états au repos et de même spin du proton et du neutron. Choisissons l'axe $\hat{z}$ suivant la direction des spins :

$$2g_A S^z \equiv \langle p\uparrow|\ \bar{u}\gamma^z\gamma_5 d\ |n\uparrow\rangle. \tag{1.48}$$

Pour simplifier la notation, on définit $A^z_+ = \bar{u}\gamma^z\gamma_5 d$. A^z_+ est la composante suivant $\hat{z}$ du courant axial transformant un neutron en proton. En introduisant l'opérateur I_- transformant un proton en neutron, $I_-\ |p\uparrow\rangle = |n\uparrow\rangle$, l'équation (1.48) devient :

$$g_A = \langle p\uparrow|\ A^z_+ I_-\ |p\uparrow\rangle = \langle p\uparrow|\ [A^z_+, I_-]\ |p\uparrow\rangle \tag{1.49}$$

Or, l'algèbre de Lie de $SU(2)$ implique :

$$[A^z_+, I_-] = 2A^z_3 = \bar{u}\gamma^3\gamma_5 u - \bar{d}\gamma^3\gamma_5 d \tag{1.50}$$

donc $2g_A S^z = \langle p\uparrow \mid \bar{u}\gamma^3\gamma_5 u - \bar{d}\gamma^3\gamma_5 d \mid p\uparrow\rangle$ et

$$g_A = a_u - a_d = a_3. \tag{1.51}$$

g_A est mesurée en étudiant la désintégration $n \to pe^-\bar{\nu}_e$:

$$g_A = a_3 = 1.2573 \pm 0.0028 \tag{1.52}$$

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

$$\frac{1}{\sqrt{3}} a_8 = 0.20 \pm 0.01 \tag{1.53}$$

Les valeurs de g_A et a_8 sont tirées de [2].

1.2.3 Deux prédictions de $\Delta\Sigma$

Avant la mesure de Γ_1^p par l'expérience EMC, présentée dans la section 1.2.4, il existait deux prédictions de $\Delta\Sigma$.

La première provient du modèle des quarks constituants, où le proton est formé de trois quarks uud. Rappelons la règle de somme du moment angulaire :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_z^q + L_z^g. \tag{1.54}$$

Les gluons étant cachés à l'intérieur des quarks constituants, ils ne contribuent au spin du proton ni par leur spin, ni par leur moment angulaire orbital. De plus, le nucléon est l'état fondamental d'une bande rotationnelle contenant d'autres baryons de masse plus élevée. La partie spatiale de sa fonction d'onde est donc totalement symétrique dans l'échange de deux quarks, et le moment angulaire orbital des quarks est nul. On a donc $\Delta\Sigma|_{NRQM} = 1$. Cette valeur provient d'un modèle naïf, où les quarks constituants sont supposés non relativistes. Ce n'est pas le cas à l'intérieur d'un proton réel. Par conséquent, les spineurs à deux composantes décrivant les quarks sont en fait des spineurs de Dirac, dont les petites composantes sont non négligeables. Cette correction relativiste est d'environ 25 % [3] :

$$\Delta\Sigma|_{QM} = 0.75. \tag{1.55}$$

La deuxième prédiction, due à Ellis et Jaffe, repose sur l'hypothèse d'une polarisation nulle des quarks étranges. Cette hypothèse parait assez naturelle pour deux raisons. Premièrement, la proportion de quarks étranges dans le nucléon est faible. Deuxièmement, les quarks étranges font partie de la mer : ils proviennent de la désintégration de gluons en paire $s\bar{s}$. Or, le couplage gluon-quark ne peut changer l'état d'hélicité d'un quark car on considère que la masse des quarks est nulle. Ainsi, comme on le voit sur la figure 1.5, l'hélicité du quark est conservée le long de la ligne fermionique, et la paire $s\bar{s}$ est globalement non polarisée. Par conséquent, on s'attend à $\Delta s \simeq 0$.

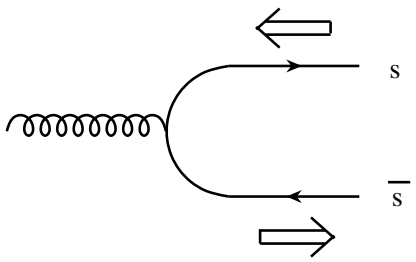


Fig. 1.5: Création des quarks s et $\bar{s}$. L'hélicité de la paire $s\bar{s}$ est nulle.

Notons que les gluons, comme tous les partons, sont sur couche de masse. Comme leur masse est nulle, leur hélicité vaut donc ± 1. La conservation de l'hélicité entre cet état initial et l'état final d'hélicité nulle implique donc l'existence d'un moment angulaire orbital entre les quarks s et $\bar{s}$.

Si l'on se place dans le modèle des partons, les équations exprimant a_0 et a_8 en fonction de Δu, Δd et Δs impliquent $a_0 = \sqrt{3}\ a_8 \simeq 0.6$, et

$$\Delta\Sigma|_{EJ} = a_0 \simeq 0.6. \tag{1.56}$$

La prédiction du modèle des quarks constituants et celle d'Ellis et Jaffe sont donc qualitativement en accord : le spin des quarks contribue de manière importante au spin du proton.

1.2.4 Mesure expérimentale de Γ_1^p (EMC/SMC)

À l'époque de la mesure de Γ_1^p par EMC, a_3 et a_8 avaient déjà été déduits des données sur la désintégration faible des hypérons. Cette mesure permit donc d'accéder pour la première fois expérimentalement à a_0, grâce à (1.41). EMC était comme COMPASS installée sur la ligne de muons M2 du CERN. Elle a mesuré g_1^p par la diffusion d'un faisceau de muons polarisé d'énergie 100-200 GeV sur une cible de protons polarisée longitudinalement (voir la section 1.1.3), et obtenu son premier moment à un $\langle Q^2 \rangle = 10.7$ GeV^2 [2] :

$$\Gamma_1^p = 0.128 \pm 0.013 \pm 0.019. \tag{1.57}$$

Cette mesure fut confirmée quelques années plus tard par SMC, à un $\langle Q^2 \rangle = 10$ GeV^2 [4] :

$$\Gamma_1^p = 0.120 \pm 0.005 \pm 0.015. \tag{1.58}$$

En substituant les valeurs de Γ_1^p (1.57), a_3 (1.52) et a_8 (1.53) dans l'expression de Γ_1^p (1.41), on obtient $a_0 = 0.06 \pm 0.12 \pm 0.17$. Dans le modèle des partons :

$$\Delta\Sigma = a_0 = 0.06 \pm 0.12 \pm 0.17. \tag{1.59}$$

Cette valeur, bien inférieure aux deux prédictions présentées dans la section 1.2.3, semble indiquer que les quarks portent une fraction étonnamment faible du spin du proton.

À l'époque, expérimentateurs et théoriciens furent troublés par le désaccord avec la prédiction du modèle des quarks constituants. Cependant, ce modèle décrit le nucléon "de l'extérieur" ($Q^2 = 0$), tandis que le modèle des partons décrit sa structure interne ($Q^2 \gg M^2$). Le lien entre ces deux modèles n'étant pas encore compris, il n'est pas évident qu'ils puissent toujours être comparés.

En fait, le vrai problème vient du fait que (1.59) se trouve à plus de deux σ de la prédiction d'Ellis-Jaffe $\Delta\Sigma \simeq 0.6$, également obtenue dans le modèle des partons. C'est ce désaccord qui fut appelé **crise du spin dans le modèle des partons.** Il vient immédiatement à l'esprit de contester l'hypothèse d'Ellis et Jaffe, $\Delta s \simeq 0$. Une polarisation fortement négative des quarks étranges permettrait en effet de résoudre la crise de spin. Ceci n'est cependant pas très intuitif, comme on l'a vu dans la partie précédente. Une autre solution à la crise du spin est présentée dans la partie suivante.

1.3 Rôle de la polarisation des gluons

Nous allons voir que l'interprétation de a_0 dans le modèle des partons, $a_0 = \Delta\Sigma$, est incorrecte. En effet, a_0 contient également une contribution des gluons :

$$a_0 = \Delta\Sigma - 3\frac{\alpha_s}{2\pi}\Delta G, \tag{1.60}$$

où ΔG est l'intégrale de la fonction de distribution polarisée des gluons, c'est à dire la contribution du spin des gluons au spin du proton. On voit immédiatement qu'une faible valeur de a_0 cesse d'impliquer que $\Delta\Sigma$ est petit. En effet, il se pourrait que la contribution du spin des quarks au spin du proton soit comme attendu importante, mais qu'elle soit compensée par une contribution positive du spin des gluons.

1.3.1 L'anomalie axiale

Revenons sur la définition des éléments de matrice réduits a_q :

$$\langle P,S|\ \bar{\psi}_q\gamma^\mu\gamma_5\psi_q\ |P,S\rangle = 2a_qS^\mu. \tag{1.61}$$

Comme l'impulsion P du proton doit être la même entre l'état initial et l'état final, les a_q sont définis à **transfert nul**, c'est à dire $Q^2 = 0$. Or, pour relier Γ_1^p aux a_q grâce à l'*Operator Product Expansion*,

$$\int_0^1 g_1^p(x)dx = \frac{1}{2}\sum_q e_q^2 a_q, \qquad\qquad q = u,d,s, \tag{1.62}$$

il est nécessaire de supposer $Q^2 \gg M^2$. L'Operator Product Expansion permet donc de relier le premier moment de g_1^p, défini à grand Q^2, aux éléments de matrice a_q définis à $Q^2 = 0$. L'expression (1.62) ne dépend pas de Q^2, car cette équation a été obtenue à l'ordre

0 en α_s (modèle des partons naïf). À l'ordre 1, g_1^p évolue suivant les équations DGLAP, et Γ_1^p dépend de Q^2. Il faut alors calculer (1.62) également à l'ordre 1, ce qui introduit une dépendance en Q^2 du membre de droite. Celle-ci apparaît sous la forme de coefficients multiplicatifs des a_q, calculés perturbativement et valant 1 à l'ordre 0. D'autre part, les a_q ne dépendent pas de Q^2, car ils sont définis à transfert nul. Comme nous allons le voir, cette affirmation n'est en fait vraie qu'à l'ordre 0 en α_s. Aux ordres supérieurs en α_s, une contribution anormale des gluons provoque une dépendance en Q^2 des a_q.

Tout d'abord, notons qu'il est nécessaire de renormaliser une théorie dès l'ordre 1, pour la débarrasser des divergences associées au calcul des diagrammes en boucle. Dans ce processus apparaît une **échelle de renormalisation** μ, choisie ici égale à Q^2. Les éléments de matrice peuvent alors dépendre de μ, c'est à dire de Q^2. En fait, on peut montrer qu'un élément de matrice ne dépend pas de μ si le courant associé est conservé. Considérons donc le courant axial de quarks de saveur q

$$A_5^\mu = \bar{\psi}_q \gamma^\mu \gamma_5 \psi_q, \tag{1.63}$$

dont la valeur moyenne sur le proton $2a_q S_\mu$ est proportionnelle à a_q. L'équation de Dirac, vérifiée par les quarks libres du modèle des partons, impose la conservation de ce courant, dans la limite $m_q \to 0$:

$$\partial_\mu A_5^\mu = 2im_q \bar{\psi}_q \gamma_5 \psi_q. \tag{1.64}$$

Lorsque l'on introduit les interactions fortes, le courant A_5^μ peut se coupler aux gluons du proton selon le diagramme triangulaire représenté sur la figure 1.6.

Fig. 1.6: Anomalie axiale. Le diagramme triangulaire de gauche est équivalent à un vertex effectif photon-gluon ponctuel.

Ce diagramme entraîne une non-conservation **anormale** de A_5^μ :

$$\partial_\mu A_5^\mu = \frac{\alpha_s}{2\pi} \mathrm{Tr}\left[G^i_{\mu\nu} \tilde{G}_i^{\mu\nu}\right], \qquad i = 1, \ldots, 8. \tag{1.65}$$

où $G^i_{\mu\nu}$ est l'un des 8 champs de gluons. A_5^μ n'étant plus conservé, l'élément de matrice a_q peut maintenant dépendre de l'échelle de renormalisation, et donc de Q^2. Une contribution gluonique apparaît dans l'élément de matrice associé :

$$a_q^{gluons} = -\frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta G(Q^2). \tag{1.66}$$

Pour l'élément de matrice axial singlet, on obtient finalement :

$$a_0 = a_u + a_d + a_s = \Delta\Sigma - 3\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\Delta G(Q^2). \tag{1.67}$$

La contribution des gluons à a_0 ressemble à une correction QCD. Cependant, on peut démontrer grâce aux équations DGLAP que la dépendance en $1/\ln(Q^2)$ de α_s est compensée par une dépendance en $\ln(Q^2)$ de $|\Delta G|$. Ainsi, a_0 contient une contribution des gluons même à $Q^2 \to \infty$. Cette limite n'est donc pas équivalente au modèle des partons. Aucune dépendance en Q^2 n'est indiquée pour $\Delta\Sigma$ dans (1.67). En effet, le courant dont l'élément de matrice réduit vaut

$$a_0 + 3\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\Delta G(Q^2) = \Delta\Sigma \tag{1.68}$$

est conservé.

1.3.2 Retour sur la règle de somme du moment angulaire

La dépendance de $|\Delta G|$ en $\ln Q^2$, dont nous avons parlé à la fin de la section précédente, peut se comprendre de la manière suivante. Lors de l'évolution d'un quark, celui-ci émet un gluon dans un état d'hélicité préférentiel[5]. Ce faisant, il conserve son hélicité car sa masse est supposée nulle[6]. Il peut ensuite émettre un nouveau gluon, toujours dans le même état préférentiel d'hélicité. $|\Delta G|$ augmente donc au cours de son évolution en Q^2.

L'augmentation de $|\Delta G|$ doit être compatible avec la règle de somme du moment angulaire :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_z^q + L_z^g. \tag{1.69}$$

$\Delta\Sigma$ ne dépendant pas de Q^2, l'augmentation de $|\Delta G|$ avec Q^2 est compensée par une augmentation de signe opposé de la contribution du moment angulaire orbital $L_z^q + L_z^g$.

1.4 Conclusion

La mesure de ΔG fournit la contribution du spin des gluons au spin du nucléon au Q^2 moyen de l'expérience considérée. Ce résultat, en plus d'être intéressant par lui-même, permettrait de clarifier le rôle du spin des gluons dans la crise du spin. Du fait de l'anomalie axiale, la relation $a_0 = \Delta\Sigma$ obtenue dans le modèle des partons naïf devient :

$$a_0(\langle Q^2\rangle) = \Delta\Sigma - \frac{3\alpha_s(\langle Q^2\rangle)}{2\pi}\Delta G(\langle Q^2\rangle), \tag{1.70}$$

EMC et SMC ont mesuré a_0 à $\langle Q^2\rangle \simeq 10$ GeV^2. À ce $\langle Q^2\rangle$, il se pourrait que $\Delta\Sigma$ soit compensé par la contribution gluonique dépendant de $\langle Q^2\rangle$. En particulier, prenons $a_0 \simeq$

[5] Ceci découle de l'expression des *splitting functions* polarisées [5]

[6] Voir la discussion concernant la création d'une paire $s\bar{s}$, à la fin de la section 1.2.3

0.17 à $\langle Q^2 \rangle \simeq 10$ GeV^2, où $\alpha_s \simeq 0.24$. les quarks peuvent porter 60 % du spin du nucléon, ce qui est compatible avec la prédiction d'Ellis-Jaffe, si

$$\Delta G(\langle Q^2 \rangle = 10) \simeq 3.8. \tag{1.71}$$

La mesure de $\Delta G/G$ est en cours, principalement sur deux expériences :

- COMPASS, au CERN, accède à $\Delta G/G$ par la mesure de l'asymétrie d'hélicité de la réaction de fusion photon-gluon ($\gamma^* g \to q\bar{q}$). Cette mesure est réalisée grâce à la diffusion d'un faisceau de muons polarisés sur une cible fixe de nucléons polarisés. Le principe de cette mesure est exposé en détail dans le chapitre 2.
- STAR et PHENIX, sur le collisionneur RHIC, se proposent de mesurer $\Delta G/G$ dans l'asymétrie de spin obtenue lors de la collision de deux faisceaux de protons polarisés. Les réactions impliquant les gluons du proton peuvent être signées de 3 manières différentes :
  - Présence dans l'état final d'un jet et d'un γ de haute énergie, figure 1.7(a). La réaction $q\bar{q} \to g\gamma$ contribue au bruit de fond, mais de manière réduite car la proportion d'antiquarks dans le proton est faible.
  - Présence de quarks lourds (charme et beauté), figure 1.7(b) ;
  - Présence de deux jets, figure 1.7(c). Ici aussi, on néglige la proportion d'antiquarks dans le proton.

  Dans ce dernier cas, trois diagrammes contribuent a la section efficace, et l'asymétrie totale mesurée dépend des asymétries des réactions $qg \to$2 jets et $gg \to$2 jets. De plus, ce canal est pollué par les réactions $q\bar{q} \to$2 jets. Pour extraire $\Delta G/G$, il est donc nécessaire d'estimer par une simulation Monte-Carlo l'importance relative de ces deux types de réactions.

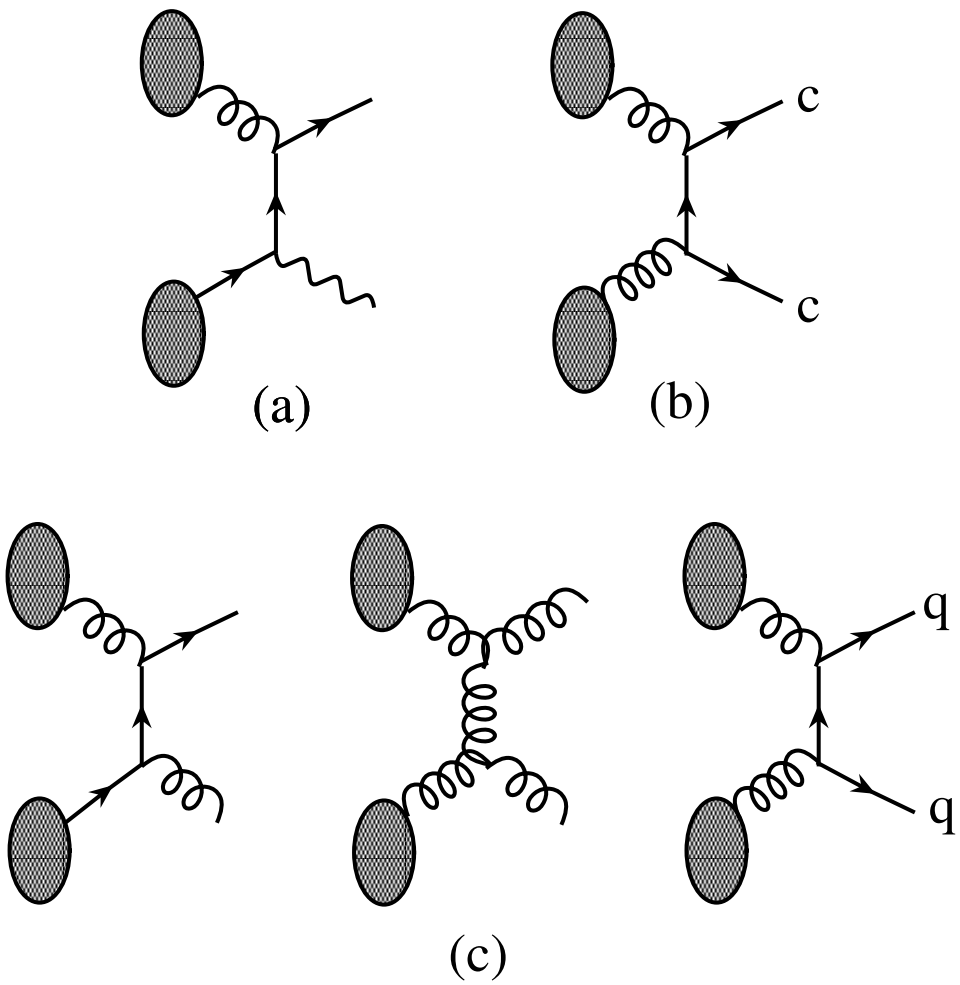


Fig. 1.7: Expérience STAR : sélection des réactions impliquant des gluons. (a) γ-jet. (b) production de charme ouvert. (c) deux jets.

Chapitre 2

L'expérience COMPASS

Ce chapitre présente le principe de la mesure de la polarisation des gluons $\frac{\Delta G}{G}$ sur COMPASS, puis décrit le dispositif expérimental.

2.1 Principe de la mesure de la polarisation des gluons $\Delta G/G$

Si l'on note μ^2 l'échelle de l'interaction, les fonctions de distribution des gluons non polarisée $G(\xi, \mu^2)$, et polarisée $\Delta G(\xi, \mu^2)$ sont définies de la manière suivante :

$$G(\xi, \mu^2) = n_g^+(\xi, \mu^2) + n_g^-(\xi, \mu^2), \tag{2.1}$$

$$\Delta G(\xi, \mu^2) = n_g^+(\xi, \mu^2) - n_g^-(\xi, \mu^2). \tag{2.2}$$

$G(\xi, \mu^2)$ compte le nombre de gluons portant une fraction ξ de l'impulsion du nucléon, indépendamment de leur hélicité[1]. $\Delta G(\xi, \mu^2)$ compte la différence entre le nombre de gluons de même hélicité que le nucléon, et le nombre de gluons d'hélicité opposée. Ainsi, $\Delta G/G(\xi, \mu^2)$ est la polarisation des gluons à l'intérieur du nucléon.

Au premier ordre en QCD, la section efficace de diffusion profondément inélastique inclusive introduite dans la partie 1.1 est la somme des sections efficaces associées à trois processus (figure 2.1) :

- **Le DIS à l'ordre 0 (DIS0)**. Le photon virtuel se couple directement à un quark du nucléon. Ce processus, purement électromagnétique, est de l'ordre α.
- **La diffusion Compton QCD (QCDC)**. Comme dans le DIS0, le photon se couple à un quark du nucléon. Cependant, ce quark émet un gluon avant ou après l'interaction avec le photon. Ce processus, qui fait intervenir QED et QCD, est de l'ordre $\alpha\alpha_s$.

[1] Il n'existe pas d'état d'hélicité 0 car les gluons sont de masse nulle et sont, comme tous les partons, sur couche de masse.

- **La fusion photon-gluon (PGF)**. Le photon interagit avec un gluon du nucléon, par l'intermédiaire d'une paire $q\bar{q}$. De même que le QCDC, ce processus est de l'ordre $\alpha\alpha_s$.

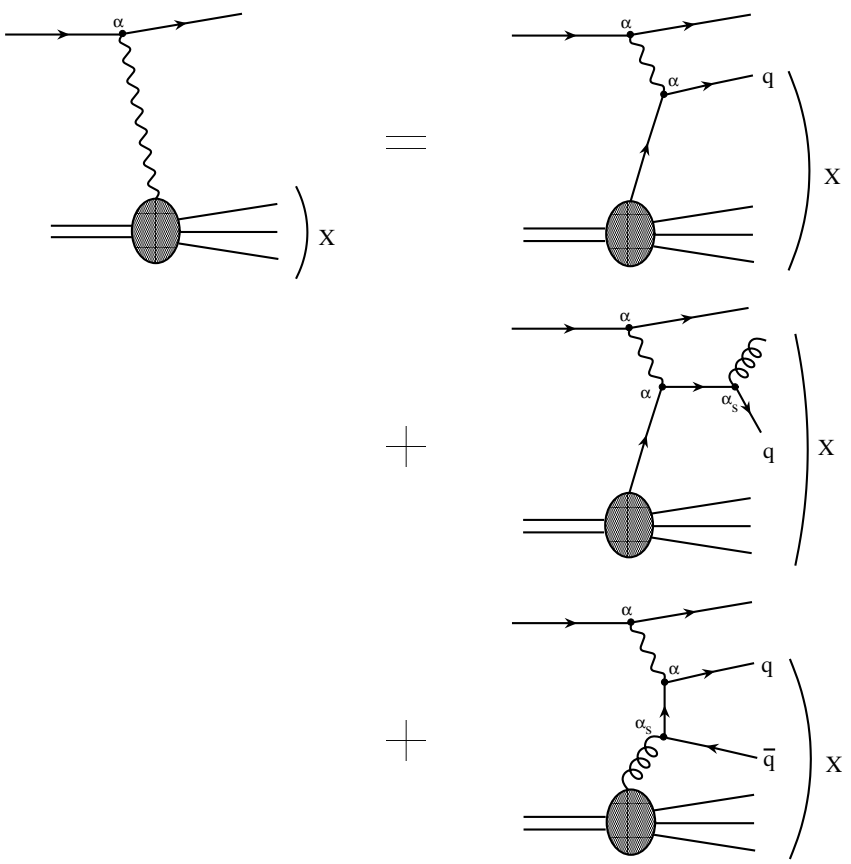


Fig. 2.1: Au premier ordre en α_s, la section efficace de DIS s'exprime comme la somme des sections efficaces associées à trois processus : le DIS à l'ordre 0 (haut), la diffusion Compton QCD (centre), la fusion photon-gluon (bas).

Comme nous allons le voir dans les sections 2.1.1 et 2.1.2, COMPASS envisage d'accéder directement aux gluons à l'intérieur du nucléon grâce à la fusion photon-gluon. Comme la contribution de ce processus à la section efficace totale de DIS inclusif est réduite d'un facteur α_s par rapport à celle du processus dominant, le DIS à l'ordre 0, il est nécessaire de sélectionner les événements PGF grâce à la détection, en plus du lepton diffusé, d'autres particules de l'état final. Or, les quarks et les gluons qui résultent de l'interaction photon-parton ne sont pas observables directement, du fait du confinement de la couleur : lorsqu'ils quittent le nucléon, ils **s'hadronisent** pour former des particules non colorées. La détection de ces hadrons permet d'obtenir une information partielle sur les quarks et les gluons dont ils proviennent, et d'effectuer la sélection désirée.

Deux méthodes de sélection des événements PGF sont utilisées : la **leptoproduction de charme ouvert**, et la **leptoproduction d'une paire de hadrons à grande impulsion transverse**. Elles sont présentées dans les parties 2.1.3 et 2.1.4. Ces deux méthodes présentent la particularité de sélectionner des événements pour lesquels l'énergie $\sqrt{\hat{s}}$ dis-

ponible dans le centre de masse du système photon-parton est grande devant la masse du nucléon. L'échelle dure étant fournie par $\hat{s}$ plutôt que Q^2, on choisira $\mu^2 = \hat{s}$ afin d'assurer la factorisation quelle que soit la valeur de Q^2. Ce choix est indispensable car 90% des événements de COMPASS sont à $Q^2 < 1$ GeV^2.

2.1.1 Accès à $\Delta G/G$ par la fusion photon-gluon

La polarisation des gluons est extraite de la mesure de l'asymétrie d'hélicité $A_{pgf}^{\mu N}$ de la section efficace d'interaction muon-nucléon par le processus PGF :

$$A_{pgf}^{\mu N} \equiv \frac{\Delta\sigma_{pgf}^{\mu N}}{\sigma_{pgf}^{\mu N}} \equiv \frac{\sigma_{pgf}^{\mu\uparrow N\downarrow} - \sigma_{pgf}^{\mu\uparrow N\uparrow}}{\sigma_{pgf}^{\mu\uparrow N\downarrow} + \sigma_{pgf}^{\mu\uparrow N\uparrow}} \tag{2.3}$$

D'après le théorème de factorisation (section 1.1.4), la section efficace de diffusion muon-nucléon s'exprime en fonction de PDF qui décrivent la distribution des partons dans le nucléon, et de sections efficaces partoniques qui décrivent l'interaction muon-parton. Lorsque l'on ne considère que le processus PGF, le parton extrait du proton est un gluon, et

$$\Delta\sigma_{pgf}^{\mu N} = \int d\Delta\sigma_{pgf}^{\mu g}(\xi, \hat{s}, ...)\ \Delta G(\xi, \hat{s}), \tag{2.4}$$

$$\sigma_{pgf}^{\mu N} = \int d\sigma_{pgf}^{\mu g}(\xi, \hat{s}, ...)\ G(\xi, \hat{s}). \tag{2.5}$$

L'intégration est effectuée sur ξ (fraction d'impulsion du nucléon portée par le gluon), $\hat{s}$ (énergie disponible dans le centre de masse du système muon-gluon), et les autres variables cinématiques dont dépendent les sections efficaces partoniques, sur une certaine région de l'espace des phases. On appelle **pouvoir d'analyse** l'asymétrie d'hélicité partonique du processus PGF

$$\hat{a}_{LL}^{pgf} \equiv \frac{d\Delta\sigma_{pgf}^{\mu g}}{d\sigma_{pgf}^{\mu g}}, \tag{2.6}$$

où les indices LL signifient que le muon et le gluon sont tous deux dans un état de spin longitudinal. On peut alors réécrire l'équation 2.3 comme :

$$A_{pgf}^{\mu N} = \frac{\int d\sigma_{pgf}^{\mu g}(\xi, \hat{s}, ...)\ G(\xi, \hat{s})\ \hat{a}_{LL}^{pgf}\ \Delta G(\xi, \hat{s})/G(\xi, \hat{s})}{\int d\sigma_{pgf}^{\mu g}(\xi, \hat{s}, ...)\ G(\xi, \hat{s})} \tag{2.7}$$

Expérimentalement, on mesure la moyenne de $\Delta G/G$ dans la région de l'espace des phases considérée :

$$A_{pgf}^{\mu N} = \frac{\int d\sigma_{pgf}^{\mu g}(\xi, \hat{s}, ...)\ G(\xi, \hat{s})\ \hat{a}_{LL}^{pgf}}{\int d\sigma_{pgf}^{\mu g}(\xi, \hat{s}, ...)\ G(\xi, \hat{s})} \times \left\langle \frac{\Delta G}{G} \right\rangle \tag{2.8}$$

Afin de simplifier les notations, on continuera néanmoins à appeler $\frac{\Delta G}{G}$ cette valeur moyenne. Pour l'obtenir, il reste à calculer la quantité

$$\langle \hat{a}_{LL}^{pgf} \rangle = \frac{\int d\sigma_{pgf}^{\mu g}(\xi, \hat{s}, ...)\ G(\xi, \hat{s})\ \hat{a}_{LL}^{pgf}}{\int d\sigma_{pgf}^{\mu g}(\xi, \hat{s}, ...)\ G(\xi, \hat{s})}. \tag{2.9}$$

Ce calcul, réalisé grâce à une simulation Monte-Carlo, fait intervenir la fonction de distribution des gluons non polarisée $G(\xi, \hat{s})$ (déjà mesurée), et les sections efficaces différentielles $d\sigma_{pgf}$ et $d\Delta\sigma_{pgf}$ (calculables en QCD perturbative). Finalement :

$$A_{pgf}^{\mu N} = \langle \hat{a}_{LL}^{pgf} \rangle \frac{\Delta G}{G} \tag{2.10}$$

Si le pouvoir d'analyse moyen $\langle \hat{a}_{LL}^{pgf} \rangle$ est nul, la section efficace partonique n'est pas sensible à la valeur de l'hélicité des gluons et $\Delta G/G$ n'est pas mesurable.

2.1.2 Mesure expérimentale - Asymétries de taux de comptage

Comme on l'a vu dans la section précédente, la polarisation des gluons peut être extraite de $A_{pgf}^{\mu N}$, l'asymétrie d'hélicité de la section efficace d'interaction muon-nucléon par fusion photon-gluon. Une expérience mesure un nombre d'événements N, proportionnel à la section efficace :

$$N = \mathcal{L}\sigma^{\mu N}. \tag{2.11}$$

La **luminosité** $\mathcal{L}$ est caractéristique de l'appareillage (faisceau, cible et détecteurs), et dépend entre autres de l'intensité du faisceau et du temps de prise de données. En mesurant les nombres d'événements $N^{\uparrow\downarrow}$ ($N^{\uparrow\uparrow}$) pour lesquels la polarisation de la cible est antiparallèle (parallèle) à celle du faisceau, on peut former l'**asymétrie de taux de comptage**

$$A_{exp} = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}}. \tag{2.12}$$

Si les mesures de $N^{\uparrow\downarrow}$ et $N^{\uparrow\downarrow}$ sont réalisées avec la même luminosité, A_{exp} est proportionnelle à l'**asymétrie de la section efficace** $A_{\parallel}$ (notée ainsi car la direction de polarisation de la cible est parallèle à celle du faisceau) :

$$A_{exp} = P_\mu P_c f\ \frac{\sigma^{\mu\uparrow N\downarrow} - \sigma^{\mu\uparrow N\uparrow}}{\sigma^{\mu\uparrow N\downarrow} + \sigma^{\mu\uparrow N\uparrow}} \equiv P_\mu P_c f\ A_{\parallel}. \tag{2.13}$$

Dans cette expression, $\sigma^{\mu\uparrow N\downarrow}$ ($\sigma^{\mu\uparrow N\uparrow}$) est la section efficace de diffusion muon-nucléon obtenue lorsque le spin du nucléon est antiparallèle (parallèle) à celui du muon. P_μ, P_c et f sont la polarisation du faisceau, celle de la cible et le facteur de dilution de la cible qui traduit le fait que seule une partie des nucléons de la cible sont polarisables. Ces trois facteurs, tous compris entre 0 et 1, diluent l'asymétrie $A_{\parallel}$.

$A_\parallel$ comprend la contribution de la fusion photon-gluon, et une contribution éventuelle du bruit de fond :

$$A_\parallel = \frac{\sigma^{\mu N}_{pgf}}{\sigma^{\mu N}} A^{\mu N}_{pgf} + \left(1 - \frac{\sigma^{\mu N}_{pgf}}{\sigma^{\mu N}}\right) A^{\mu N}_{bruit} \tag{2.14}$$

$\sigma^{\mu N}_{pgf}$ et $\sigma^{\mu N}$ sont les sections efficaces non polarisées. En notant S le nombre d'événements PGF (le signal), et $N = N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}$ le nombre d'événements total, $\sigma^{\mu N}_{pgf}/\sigma^{\mu N} = S/N$ est la fraction d'événements PGF, ou la **pureté** de l'échantillon. Si l'on suppose pour simplifier une asymétrie nulle pour le bruit de fond,

$$A_\parallel = \frac{S}{N} A^{\mu N}_{pgf}. \tag{2.15}$$

En utilisant l'équation précédente, ainsi que (2.10), (2.12) et (2.13), on extrait la polarisation des gluons de la mesure expérimentale de l'asymétrie de taux de comptage :

$$\boxed{\frac{\Delta G}{G} = \frac{1}{P_\mu P_c f \langle \hat{a}^{pgf}_{LL} \rangle (S/N)} \times \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}}.} \tag{2.16}$$

L'erreur statistique sur la mesure de $\Delta G/G$, dans la limite $A_{exp} \ll 1$ (c'est à dire $N^{\uparrow\downarrow} \simeq N^{\uparrow\uparrow} \simeq N/2$), s'écrit :

$$\boxed{\delta\left(\frac{\Delta G}{G}\right) \simeq \frac{1}{P_\mu P_c f \langle \hat{a}^{pgf}_{LL} \rangle (S/N)} \times \frac{1}{\sqrt{N}}.} \tag{2.17}$$

Les facteurs $P_\mu, P_c, f, \langle \hat{a}^{pgf}_{LL} \rangle$, et (S/N) jouent un rôle crucial dans **l'erreur statistique** sur la mesure de $\Delta G/G$. Ils sont tous compris entre 0 et 1, et interviennent linéairement dans $\delta\left(\frac{\Delta G}{G}\right)$, contrairement au nombre d'événements total N qui contribue par sa racine carrée. Il est donc essentiel que P_μ, P_c, f et $\langle \hat{a}^{pgf}_{LL} \rangle$ soient aussi proches de 1 que possible afin de minimiser $\delta\left(\frac{\Delta G}{G}\right)$. À titre d'exemple, doubler la polarisation de la cible équivaut à collecter quatre fois plus de données. La sélection de PGF influe sur les facteurs S/N et $\sqrt{N}$: plus la sélection est sévère, plus S/N augmente et plus $\sqrt{N}$ diminue. Les paramètres de la sélection résultent donc d'un compromis entre la pureté et la taille de l'échantillon d'événements sélectionné.

La sélection de PGF revêt également une grande importance dans **l'erreur systématique** de la mesure. En effet, pour obtenir l'équation (2.15), on a supposé que l'asymétrie associée au bruit de fond est nulle. En fait, cette hypothèse est incorrecte. Dans le cas de la leptoproduction de charme ouvert, le bruit de fond peut être sélectionné. L'asymétrie du bruit de fond peut donc être mesurée et prise en compte (section 2.1.3). Ce n'est pas possible dans le cas de la leptoproduction de hadrons à grand p_T (section 2.1.4), pour lequel l'asymétrie du bruit de fond doit être estimée au moyen d'une simulation Monte-Carlo. Les erreurs systématiques sur la mesure de $\Delta G/G$ sont donc plus importantes dans ce dernier cas.

2.1.3 Sélection de PGF par la leptoproduction de charme ouvert

Cette méthode consiste à sélectionner les événements pour lesquels un quark charmé c, ou $\bar{c}$, est détecté dans l'état final. On ne décrira dans la suite que le cas du c, celui du $\bar{c}$ étant obtenu par conjugaison de charge. Du fait de sa masse élevée (~ 1.5 GeV), le quark c a une probabilité négligeable de se trouver initialement dans le nucléon ou d'être produit lors de l'hadronisation. À l'ordre α_s, la présence de charme est donc caractéristique des événements de type PGF.

Dans 60 % des cas, le quark c s'hadronise en méson D^0 qui parcourt quelques millimètres avant de se désintégrer. Le D^0 est identifié par ses produits de désintégration, le canal le plus favorable étant $D^0 \to K^-\pi^+$ de rapport de branchement $R = 3.80 \pm 0.09$ %. Les événements contenant un D^0 sont donc sélectionnés en recherchant parmi les particules détectées une combinaison $K^-\pi^+$ de masse invariante compatible avec celle du D^0. Notons qu'il n'est pas possible d'identifier les D^0 par la mesure de la distance entre le vertex primaire et le vertex $K^-\pi^+$, car la résolution sur la position longitudinale des vertex n'est que d'environ 1 cm à cause de la diffusion coulombienne multiple dans la cible polarisée.

En pratique, un événement DIS contient un grand nombre de K^- et de π^+, et toutes les combinaisons possibles sont testées. Or, certaines d'entre elles peuvent posséder une masse invariante $m(K^-\pi^+) \simeq m(D^0)$ sans pour autant provenir de la désintégration d'un D^0. Ces combinaisons fortuites constituent un bruit de fond important, appelé **bruit combinatoire**. On peut faire apparaître le rapport signal sur bruit S/B dans l'expression de l'erreur statistique sur $\frac{\Delta G}{G}$, équation (2.17) :

$$\delta\left(\frac{\Delta G}{G}\right) \simeq \frac{\sqrt{1+B/S}}{P_\mu P_N f\langle \hat{a}_{LL}\rangle} \times \frac{1}{\sqrt{S}}. \tag{2.18}$$

Afin de minimiser $\delta\left(\frac{\Delta G}{G}\right)$, on cherche à maximiser le rapport signal sur bruit.

Dans ce but, il est tout d'abord crucial de parvenir à une bonne résolution sur la masse invariante de la paire $K^-\pi^+$, ce qui permet de resserrer la fenêtre de sélection sur le pic du D^0 afin de limiter le bruit de fond combinatoire. Deux facteurs ont une influence critique sur cette résolution [6] ; il s'agit de la diffusion coulombienne multiple du K^- et du π^+ dans la cible qui introduit une erreur sur l'angle de leurs trajectoires, et de la résolution sur la mesure de leur impulsion dans le spectromètre (section 2.2.3).

Ensuite, on applique des coupures cinématiques à la paire $K^-\pi^+$. On sélectionne les événements pour lesquels l'angle d'émission θ^*_K du K^- dans le centre de masse du D^0, et la fraction d'énergie z_D du photon virtuel portée par le D^0 vérifient :

$$|\cos\theta^*_K| < 0.5, \tag{2.19}$$

$$z_D > 0.25. \tag{2.20}$$

Enfin, on considère aussi le canal du D^*, dans lequel le quark c s'hadronise en méson D^{*+}, qui décroît ensuite en D^0 (Environ 30% des D^0 proviennent du D^{*+}) :

$$D^{*+} \to D^0\pi^+_l \to K^-\pi^+\pi^+_l. \tag{2.21}$$

π_l dénote un pion "lent" ; en effet, comme la masse du D^{*+} n'est supérieure à celle du D^0 que de 145 MeV, il ne reste après la création du π_l^+ ($m_\pi = 139$ MeV) que 6 MeV d'énergie cinétique à répartir entre le D^0 et le π_l^+. Parmi les événements contenant une paire $K^-\pi^+$ telle que $m(K^-\pi^+) \simeq m(D^0)$, on sélectionne donc ceux pour lesquels il est possible de trouver un π_l^+ tel que

$$3.1 \frac{\text{GeV}}{c^2} < m(K^-\pi^+\pi_l^+) - m(K^-\pi^+) - m_\pi < 10.1 \frac{\text{GeV}}{c^2}. \tag{2.22}$$

Il est possible de choisir une fenêtre en masse aussi étroite car la résolution sur la mesure de la différence de masse est très bonne. D'autre part, comme l'espace des phase disponible pour le π_l^+ est très restreint, les combinaisons fortuites sont rares. Pour ces deux raisons, le bruit combinatoire est réduit de manière significative, et les coupures cinématiques peuvent être relâchées :

$$|\cos\theta_K^*| < 0.85, \tag{2.23}$$

$$z_D > 0.2. \tag{2.24}$$

La figure 2.2 présente la distribution de masse invariante des paires $K\pi$ provenant du D^* ($K^-\pi^+$ et $K^+\pi^-$) réalisée à partir d'une première analyse des données accumulées en 2002.

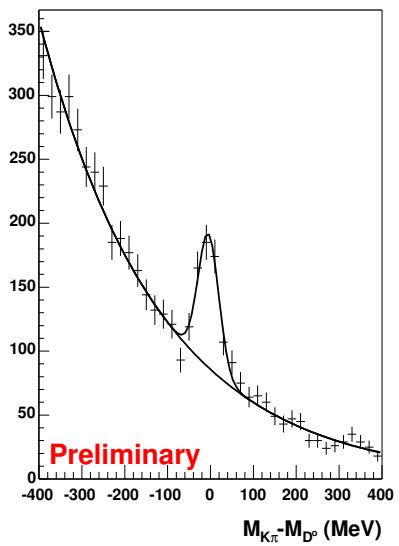


Fig. 2.2: Distribution de masse invariante des paires $K^-\pi^+$ et $K^+\pi^-$ provenant du D^*, obtenue à partir de 909 runs acquis en 2002.

La sélection de PGF par leptoproduction de charme ouvert ne permet actuellement pas la mesure de la polarisation des gluons avec une précision statistique suffisante, pour deux raisons. On ne dispose pour l'instant que des données acquises durant 40 jours en 2002. Par ailleurs, ces données ont été reconstruites à l'aide d'une première version du programme de reconstruction, dont l'efficacité est loin d'être optimale. Comme certains des algorithmes

de ce programme ont d'ores et déjà été grandement améliorés, et que le temps de prise de données cumulé en 2003 et 2004 sera d'environ 120 jours, une première mesure de $\frac{\Delta G}{G}$ par cette méthode devrait être significative dès la fin du run 2004.

2.1.4 Sélection de PGF par la leptoproduction de hadrons à grande impulsion transverse

Le DIS à l'ordre 0 est la composante principale du bruit de fond. La sélection des événements pour lesquels deux hadrons à grande impulsion transverse[2] sont détectés dans l'état final permet de réduire sa contribution à la section efficace (figure 2.3).

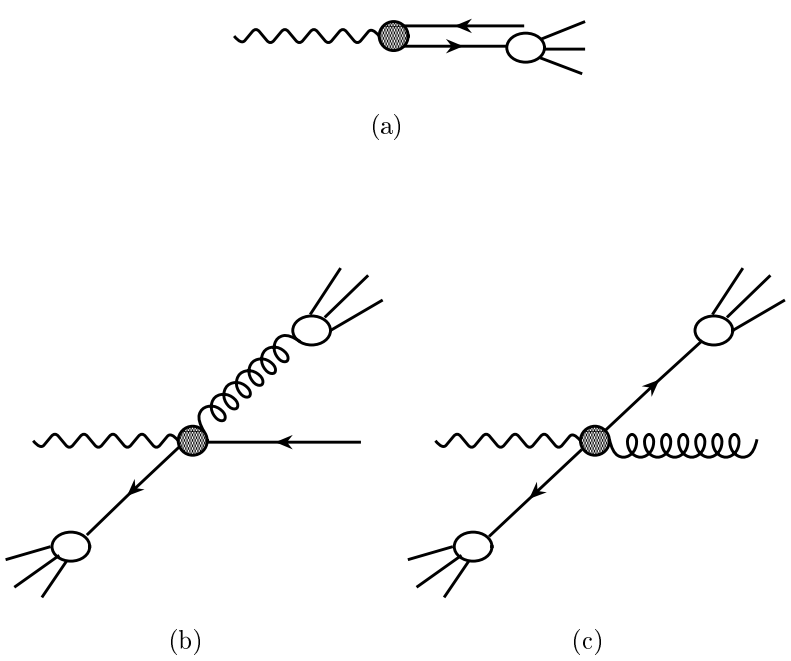


Fig. 2.3: Principe de la sélection de PGF par la leptoproduction de hadrons à grande impulsion transverse. Le DIS à l'ordre 0 (a) est un processus $2 \rightarrow 1$ (2 particules dans l'état initial, 1 dans l'état final) : l'impulsion transverse du quark final est donc nulle. La diffusion Compton QCD (b) et la fusion photon-gluon (c) sont des processus $2 \rightarrow 2$: les particules de l'état final peuvent posséder une impulsion transverse. Comme les hadrons résultant de la fragmentation partent approximativement dans la direction du quark ou du gluon dont ils sont issus, sélectionner les événements contenant deux hadrons à grande impulsion transverse permet donc de réduire la contribution du DIS à l'ordre 0 à la section efficace.

Nous verrons dans le chapitre 7 que, malgré cette sélection, une fraction importante du bruit de fond subsiste. L'équation (2.14) permet d'extraire l'asymétrie de la fusion photon-

[2] l'impulsion transverse est mesurée par rapport à la direction du photon virtuel, dont l'impulsion est donnée par la différence entre l'impulsion du muon incident et celle du muon diffusé.

gluon de la valeur de l'asymétrie de la section efficace mesurée. Dans ce but, il est nécessaire d'estimer par une simulation la fraction d'événements PGF de l'échantillon d'événements sélectionné, ainsi que l'asymétrie du bruit de fond.

2.2 Dispositif expérimental

L'expérience consiste à faire diffuser un faisceau de muons de haute intensité sur une cible de deutons, tous deux polarisés longitudinalement. La cible comportant deux cellules de polarisations opposées, la polarisation des gluons, $\Delta G/G$, est obtenue par la mesure de l'asymétrie de taux de comptage entre ces deux cellules. Les particules produites dans la cible sont détectées dans un spectromètre construit autour du faisceau (figure 2.4), conçu pour fonctionner sous un flux de particules élevé et offrir une bonne résolution sur la masse du D^0. Le spectromètre possède deux étages s'articulant autour de deux aimants dipolaires, SM1 et SM2. Il est équipé d'un système d'identification des muons, de calorimètres hadroniques, et d'un RICH (détecteur à imagerie Cerenkov) qui permet d'identifier les pions, les kaons et les protons.

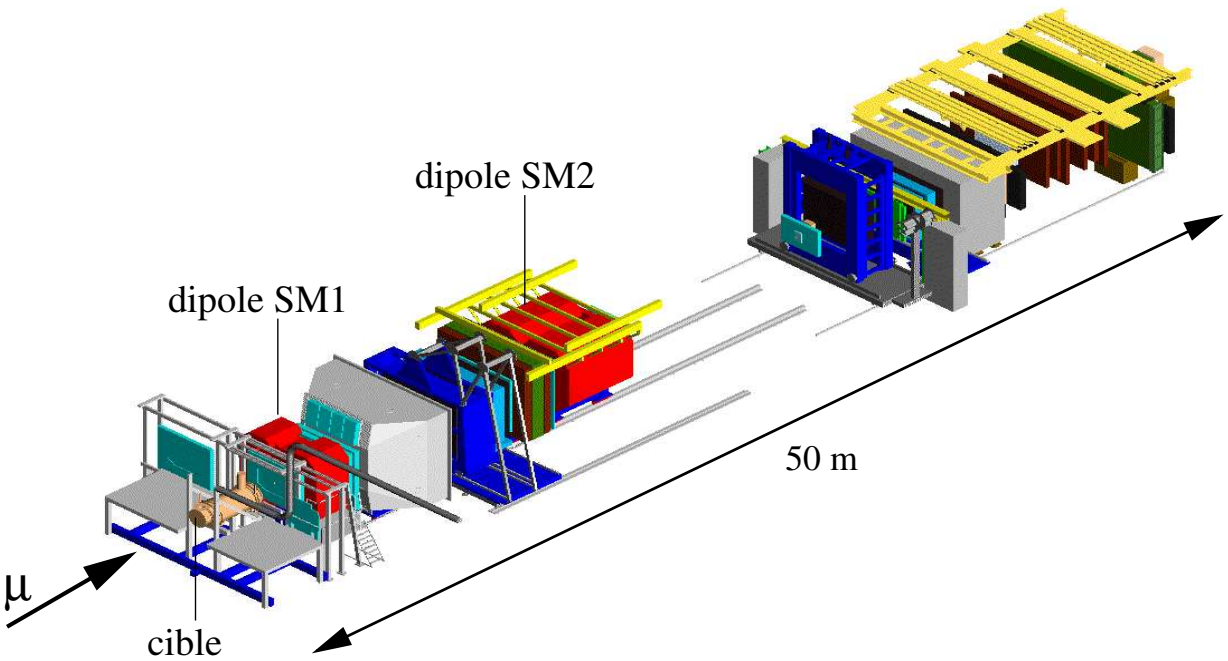


Fig. 2.4: Vue d'ensemble de COMPASS.

2.2.1 Le faisceau de muons polarisé

L'expérience COMPASS est installée sur la ligne M2 du SPS du CERN qui délivre un faisceau de muons de haute intensité ($I = 4.10^7$ μ/s), naturellement polarisé ($P_f = 0.76$).

2.2.1.1 Production

Une cible de béryllium est bombardée par le **faisceau primaire** de protons de 400 GeV extrait du SPS. Les réactions dans la cible produisent majoritairement des pions (ainsi que $\sim 5\%$ de kaons) qui sont sélectionnés en charge et en impulsion pour former un **faisceau secondaire**. Celui-ci parcourt une distance de 600 m au cours de laquelle $\simeq 95\%$ des pions et des kaons se désintégrent en paire muon-neutrino. Les hadrons restants sont stoppés dans un absorbeur de béryllium de 10 m de long situé au bout de la ligne de désintégration. En aval de l'absorbeur, les muons sont sélectionnés en impulsion pour former un **faisceau tertiaire** qui est transporté jusqu'à la zone expérimentale.

Le réglage utilisé pour COMPASS en 2002 permet d'obtenir un faisceau de μ^+ de 160 GeV avec une dispersion en énergie de 5 GeV, et d'une intensité de 2.10^8 μ/déversement. Le déversement dure 4.8 s, et est répété toutes les 16.8 s. Le cycle utile est donc d'environ 30%. Au niveau de la cible polarisée de COMPASS, le faisceau a un profil gaussien ($\sigma = 7$ mm), et sa divergence angulaire est légérement inférieure à 1 mrad.

La sélection en impulsion est réalisée à l'aide d'un aimant dipolaire qui disperse les muons, suivi de deux blocs de bétons de 10 m de long qui retirent du faisceau les muons n'ayant pas l'impulsion désirée. Certains muons situés à la périphérie du faisceau traversent une partie de ces blocs, dans laquelle ils perdent une fraction de leur énergie. Ces muons forment un **halo** autour du faisceau. Le halo, dont l'intensité décroît exponentiellement lorsque l'on s'éloigne de l'axe du faisceau, est responsable d'une fraction non négligeable du flux de particules traversant les détecteurs.

2.2.1.2 Polarisation

Le faisceau de muons est naturellement polarisé. Les muons sont obtenus dans les désintégrations faibles

$$\pi^+ \to \mu^+ \, \nu_\mu, \tag{2.25}$$
$$K^+ \to \mu^+ \, \nu_\mu. \tag{2.26}$$

Considérons le cas de la désintégration du pion, celui de la désintégration du kaon étant tout à fait similaire. Le pion portant un spin nul, le moment cinétique total doit également être nul dans l'état final. Si l'on se place dans le référentiel du centre de masse du pion, le moment cinétique orbital entre le muon et le neutrino est nul. Le spin du muon doit donc être opposé à celui du neutrino. Or, l'interaction faible ne produit que des neutrinos gauche (hélicité négative), à cause de la violation de la parité. Par conséquent, l'hélicité du muon dans le centre de masse est également négative. La figure 2.5 schématise cette désintégration dans les référentiels du centre de masse et du laboratoire. L'hélicité n'est pas un invariant de Lorentz : bien que tous les muons aient une hélicité négative dans le référentiel du centre de masse, l'hélicité des muons dans le laboratoire dépend de leur angle d'émission dans le centre de masse. Ainsi, les muons émis vers l'avant dans le centre de masse possèdent une hélicité négative dans le laboratoire, les muons émis vers l'arrière une

hélicité positive. En sélectionnant les muons de haute énergie, on obtient un faisceau de polarisation négative.

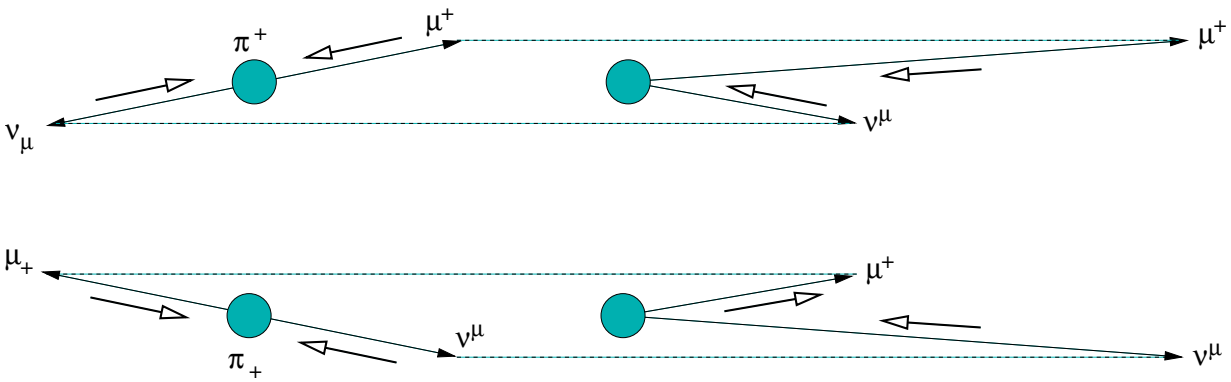


Fig. 2.5: Désintégration $\pi^+ \to \mu^+ \nu_\mu$, à gauche dans le référentiel du centre de masse du pion, à droite dans le laboratoire. En haut : émission du muon vers l'avant. En bas : émission du muon vers l'arrière.

La polarisation du faisceau de muons est calculable analytiquement si le faisceau secondaire de pions et le faisceau tertiaire de muons sont monochromatiques. En pratique, on utilise une simulation permettant de prendre en compte la dispersion en énergie de ces deux faisceaux, ainsi que la proportion de kaons dans le faisceau secondaire. À chaque événement, l'impulsion du muon incident est mesurée dans la BMS (voir section 2.2.3.3). La simulation fournit la valeur moyenne de la polarisation correspondant à cette impulsion. La validité de la simulation a été vérifiée avec une précision de quelques % lors de l'expérience SMC (NA47). Celle-ci était installée avant COMPASS sur cette ligne de faisceau, et disposait d'un polarimètre.

2.2.2 La cible polarisée

Le dispositif utilisé jusqu'à présent sur COMPASS est basé sur le système construit pour l'expérience SMC. Il comprend un réfrigérateur à dilution qui maintient le matériau polarisable à une température de 50 mK, un solénoïde supra-conducteur générant un champ de 2.5 T, deux systèmes micro-ondes pour la polarisation dynamique nucléaire, et un système de mesure de la polarisation par résonance magnétique nucléaire.

La section efficace de production d'une paire $K\pi$ par $\gamma^* g \to c\bar{c}$ n'étant que de quelques dizaines de picobarn, il est indispensable de maximiser la luminosité. Celle-ci étant proportionnelle au nombre de noyaux exposés au faisceau, COMPASS utilise la plus longue cible polarisée du monde.

Deux des facteurs intervenant dans l'erreur statistique sur la mesure de $\Delta G/G$ (2.17) dépendent de la cible : f et P_t. **Le matériau polarisable ^{6}LiD** a été choisi dans le but de maximiser le produit fP_t. Le ^{6}Li est constitué d'un coeur très lié de spin 0 (une particule α), et d'un deuton de spin 1. Le ^{6}LiD contient donc deux deutons et un alpha. Bien que

la polarisation des deutons ($P_t \simeq 50\%$) soit faible en comparaison de celle des protons, la moitié des nucléons du ^{6}LiD sont polarisables, ce qui permet d'obtenir un facteur de dilution relativement élevé ($f \simeq 0.4$). Notons que le facteur de dilution n'est pas égal à 0.5 car l'espace situé entre les granulés de matériau polarisable est rempli par l'hélium liquide du réfrigérateur.

La cible est divisée en **deux cellules de polarisations opposées**, dénommées *amont* et *aval*. Ces deux cellules cylindriques mesurent 60 cm de long pour un rayon de 1.5 cm. Ce rayon est suffisamment grand pour que la cible intercepte la plus grande partie du faisceau ($\sigma_{faisceau} = 7$ mm). Le rayon est néanmoins limité pour réduire la diffusion multiple dans la cible des hadrons produits au cours de la réaction. Les deux cellules sont séparées l'une de l'autre d'une distance de 10 cm. Disposer de deux cellules de polarisations opposées permet de mesurer simultanément les taux de comptages $N^{\uparrow\downarrow}$ et $N^{\uparrow\uparrow}$ intervenant dans l'expression de l'asymétrie de taux de comptage A_{exp}, éq. (2.12). Si la cible ne comportait qu'une seule cellule, il serait en principe possible de mesurer successivement $N^{\uparrow\downarrow}$, puis $N^{\uparrow\uparrow}$ après renversement de la polarisation de la cible ou du faisceau. Cependant, il faudrait pour cela disposer d'une mesure suffisamment fiable de la luminosité correspondant à $N^{\uparrow\downarrow}$ et $N^{\uparrow\uparrow}$.

La polarisation de la cible est obtenue par la technique de **polarisation dynamique nucléaire** (pour une introduction pédagogique, voir la référence [7]). Cette technique consiste à irradier le matériau polarisable dans un faisceau d'électrons pour créer des *centres paramagnétiques* (des électrons célibataires) dans le cristal de ^{6}LiD. Considérons le système formé de l'électron d'un centre paramagnétique et d'un deuton situé à proximité, et prenons pour axe de quantification la direction du champ. Le champ magnétique a deux effets importants :

- l'effet Zeeman lève la dégénérescence entre les différents états de spin du système électron-deuton ;
- l'électron possédant un moment magnétique bien supérieur à celui du deuton, il se retrouve immédiatement dans un état de polarisation > 99 %, tandis que le deuton reste dans un état de polarisation < 1 %.

Le principe de la polarisation dynamique nucléaire est de transmettre la polarisation des électrons aux deutons par un échange d'états de spin, grâce à l'injection d'une micro-onde de fréquence convenablement choisie. Après avoir transmis son état de spin au deuton, l'électron revient immédiatement dans son état de spin préférentiel, tandis que le deuton, dont le temps de relaxation est d'environ 1000 heures, reste dans son nouvel état de spin. En appliquant une micro-onde de fréquence différente à la deuxième cellule, on obtient la polarisation opposée.

Comme le solénoïde arrête ou dévie les hadrons produits lors des réactions entre le faisceau et les nucléons de la cible, l'acceptance de la cellule amont est plus faible que celle de la cellule aval (figure 2.6). De ce fait, l'expression de l'asymétrie de la section efficace

$$A_{\parallel} = \frac{1}{P_\mu P_c f} \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} = -\frac{1}{P_\mu P_c f} \frac{N_m - N_v}{N_m + N_v} \tag{2.27}$$

est biaisée par une asymétrie provenant de la différence d'acceptance entre les deux cellules,

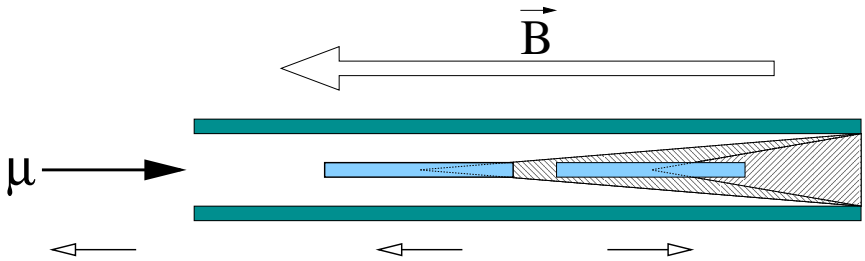


Fig. 2.6: L'acceptance de la cellule amont est plus faible que celle de la cellule aval. Les flèches à pointe blanche indiquent le sens de la polarisation du faisceau et de chacune des cellules.

que nous appellerons **asymétrie d'acceptance**. Afin de s'en affranchir, une **rotation du champ magnétique** $\vec{B}$ de 180^o est effectuée toute les huit heures. Cette rotation est effectuée grâce à un dipôle magnétique qui maintient un champ de 0.5 T, suffisamment élevé pour que l'état de polarisation des deux cellules ne soit pas affecté : les spins suivent le changement de direction du champ (figure 2.7).

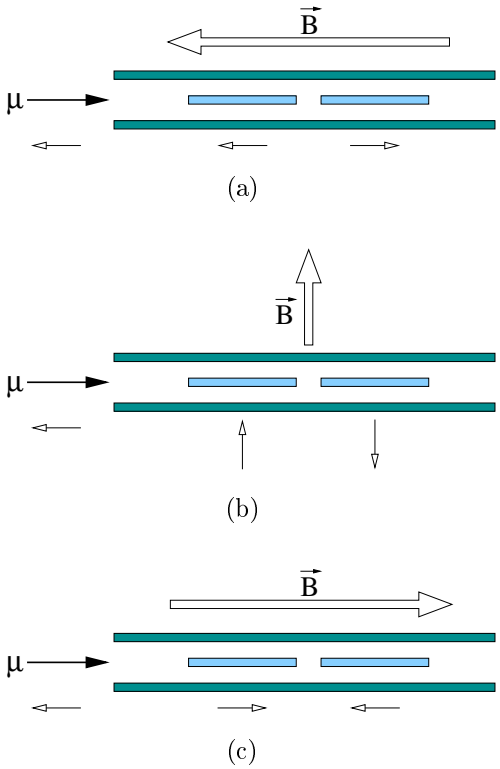


Fig. 2.7: Avant (a), pendant (b), et après (c) la rotation du champ.

Il suffit alors de remplacer l'expression (2.27) de $A_{\|}$ par

$$A_{\|} = -\frac{1}{2P_\mu P_c f}\left(\frac{N_m - N_v}{N_m + N_v} - \frac{N'_m - N'_v}{N'_m + N'_v}\right), \tag{2.28}$$

dont le premier terme correspond à la configuration de la figure 2.7.(a) , et le deuxième à celle de la figure 2.7.(c) . Contrairement à $A_{\parallel}$ qui est une asymétrie physique, l'asymétrie d'acceptance ne dépend pas de l'orientation des spins. Ainsi, du fait de la présence du signe $-$ entre les deux termes, l'expression (2.28) élimine l'asymétrie d'acceptance, et moyenne $A_{\parallel}$ sur les deux configurations.

La polarisation de deutons la plus élevée obtenue en 2002 est de $+54.2\%$ pour la cellule dont les spins sont parallèles au champ magnétique, et de -47.1% pour la cellule dont les spins sont antiparallèles [8].

2.2.3 Reconstruction des événements

Le but de la reconstruction d'un événement est de

- reconstruire l'impulsion et l'angle des particules impliquées dans l'interaction,
- les identifier,
- déterminer la position du point d'interaction. Il faut en particulier déterminer la cellule dans laquelle l'interaction a eu lieu.

L'impulsion des particules est mesurée grâce à un dispositif appelé spectromètre, dont le principe de fonctionnement est exposé dans la partie 2.2.3.1, tandis que la partie 2.2.3.2 traite le cas spécifique de COMPASS. La reconstruction d'une trajectoire consiste à déterminer ses 5 paramètres (position horizontale x, verticale y, inclinaison horizontale θ_x, verticale θ_y, rapport charge/impulsion q/p) exprimés dans un plan de référence situé juste après la cible. Dans la partie 2.2.3.3, nous nous intéresserons à la reconstruction de la trajectoire du muon incident. La partie 2.2.3.4 traite de la reconstruction du vertex primaire qui consiste à déterminer les particules ayant participé à l'interaction, et la position du point d'interaction. Enfin, nous parlerons dans la partie 2.2.3.5 des différentes méthodes d'identification qui renseignent sur la nature des particules.

2.2.3.1 Principe de fonctionnement d'un spectromètre

Un spectromètre est un dispositif permettant la mesure du rapport q/p (charge/impulsion) d'une particule chargée, fondé sur le principe suivant. Lorsqu'une particule chargée d'impulsion p traverse un aimant générant un champ magnétique $\vec{B}$, elle est soumise à la force de Lorentz,

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}. \tag{2.29}$$

Cette force courbe la trajectoire la particule en une hélice de rayon R. Si l'on se place pour simplifier dans le cas particulier où la vitesse initiale est perpendiculaire au champ magnétique, cette hélice se réduit à un arc de cercle (voir figure 2.8).

Le rapport p/q (GeV/c) s'exprime en fonction de B (Tesla) et de R (m) de la manière suivante :

$$\frac{p}{q} = 0.3BR. \tag{2.30}$$

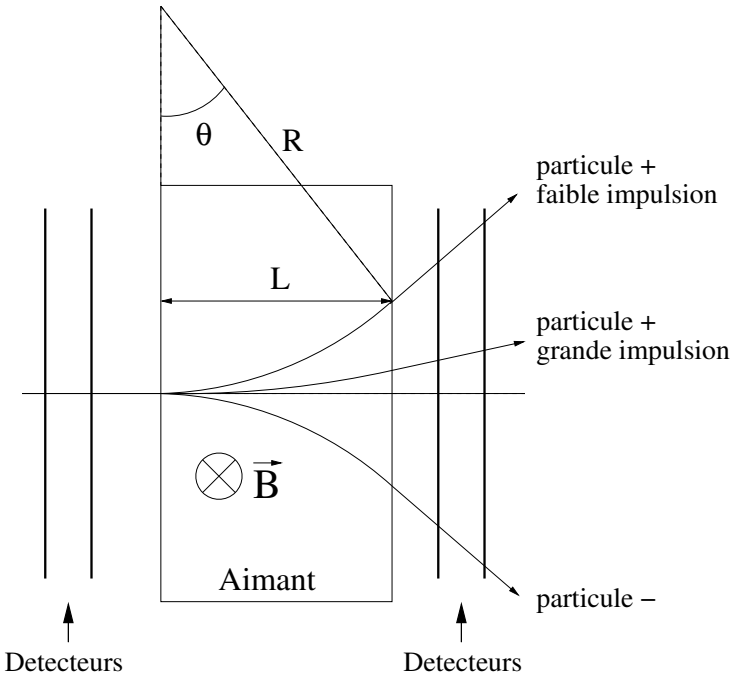


FIG. 2.8: Principe d'un spectromètre.

Si l'angle de déviation θ est faible,

$$\frac{q}{p} = \frac{\theta}{0.3BL}. \tag{2.31}$$

q/p est donc obtenu par une mesure de l'angle de déviation θ, réalisée en reconstruisant la trajectoire de la particule au moyen de détecteurs de traces. L'incertitude statistique sur cette mesure dépend de la résolution sur la mesure de θ :

$$\delta\left(\frac{1}{p}\right) = \frac{\delta p}{p^2} \propto \delta\theta. \tag{2.32}$$

La résolution sur θ dépend de de la résolution des détecteurs et de la diffusion multiple coulombienne de la particule dans la matière située sur sa trajectoire [9].

- Si l'on ne considère que la diffusion multiple (résolution des détecteurs parfaite) :

$$\delta\theta \propto \frac{1}{p}, \tag{2.33}$$

$$\Rightarrow \frac{\delta p}{p} = \text{constante}\,. \tag{2.34}$$

- Si l'on ne considère que la résolution des détecteurs (pas de diffusion multiple) :

$$\delta\theta = \text{constante}, \tag{2.35}$$

$$\Rightarrow \frac{\delta p}{p} \propto p. \tag{2.36}$$

À haute impulsion, la résolution sur la mesure de l'impulsion se dégrade. Il est alors nécessaire d'utiliser un aimant à grande intégrale de champ[3] BL, et de disposer d'un bras de levier important pour la détection de la particule avant et après l'aimant.

2.2.3.2 Reconstruction des trajectoires après la cible

La figure 2.9 présente un schéma du spectromètre COMPASS. Afin d'assurer la détection de particules dans un large domaine angulaire et un large domaine d'énergie, ce spectromètre comporte deux étages successifs, construits autour de deux aimants dipolaires :

- Le **LAS** (*Large Angle Spectrometer*) comprend un aimant dipolaire appelé SM1, qui possède une ouverture de ± 180 mrad et une intégrale de champ de 1 Tm. Ce spectromètre est responsable de la détection des particules émises à grand angle, ou de basse impulsion ($0.5 \text{ GeV}/c < p < 5 \text{ GeV}/c$).
- Le **SAS** (*Small Angle Spectrometer*) comprend un aimant dipolaire appelé SM2, qui possède une ouverture de ± 30 mrad et une intégrale de champ de 4 Tm. Ce spectromètre possède une bonne résolution à haute impulsion, mais ne peut détecter que les particules émises à petit angle, et d'impulsion $p > 5$ GeV/c.

Le flux de particules incidentes varie de plusieurs ordres de grandeur en fonction de la distance au faisceau. Afin de concilier les contraintes de flux et les coûts de construction, le large domaine angulaire du spectromètre a été divisé en trois régions concentriques, à l'intérieur desquelles les détecteurs de traces (dont les performances sont résumées dans le tableau 2.1) font appel à des techniques de détection différentes.

La région **VSAT** (*Very Small Area Tracking*) est la zone de quelques cm^2 traversée par le faisceau. La détection y est réalisée au moyen de 6 stations de fibres scintillantes (FI) [10], dont la taille varie entre 4×4 cm^2 et 12×12 cm^2. Ces 6 stations, réparties sur toute la longueur du spectromètre, jouent un rôle important dans la reconstruction des événements de fusion photon-gluon. En effet, la section efficace de ce processus est maximale à $Q^2 \simeq 0$. Dans ce cas, le muon est diffusé à un angle quasiment nul, et demeure dans le faisceau. Comme ce muon a perdu une certaine fraction de son impulsion au cours de l'interaction, il finit par être dévié hors du faisceau à la traversée de SM2, dont l'intégrale de champ est importante. Avant SM2, les fibres scintillantes sont donc indispensables à la reconstruction de la trajectoire du muon diffusé. Après SM2, la reconstruction est réalisée grâce aux détecteurs de la région SAT.

La région **SAT** (*Small Area Tracking*) s'étend jusqu'à une distance au faisceau de quelques dizaines de cm. Les détecteurs SAT possèdent une zone inactive centrale, correspondant à la région VSAT. La détection est réalisée au moyen de détecteurs gazeux à micro-pistes de type Micromégas [11] et GEM [12]. Ces deux types de détecteurs, utilisés pour la première fois dans une expérience de physique à haute énergie, ont une tenue au flux bien supérieure aux détecteurs gazeux à lecture par fil (voir le chapitre 4). Les 12 plans de Micromégas sont groupés en 3 stations, placées entre la cible et SM1. La zone active de ces détecteurs est de

[3] En pratique, le champ n'est pas constant sur une longueur L et nul en dehors ; l'intégrale de champ doit être définie comme $\int Bdl$.

Détecteur	Pas des pistes (mm)	Résolution spatiale (μm)	Résolution temporelle (ns)
Fibres Scintillantes	0.4 - 0.7	120 - 200	0.5
Silicium	0.05	10	3.0
Micromégas	0.36 - 0.42	92	10
GEM	0.4	70	15
Chambres à dérive	7	230	-
Pailles à dérive	6 - 10	270	-
MWPC	2	600	100
Hodoscopes	5.4 - 140	1.6 mm - 40 mm	2

Tab. 2.1: Performances des détecteurs du spectromètre.

40×40 cm^2, et la zone centrale inactive est de 5 cm de diamètre. Les pistes sont imprimées avec un pas de 360 μm dans la région interne, et de 420 μm dans la région externe où l'occupation de l'électronique est plus faible. Les caractéristiques des Micromégas seront détaillées dans le chapitre 5. Les 20 détecteurs GEM sont installés en aval de SM1. Chaque station de GEM comprend deux détecteurs orientés à 45^o l'un de l'autre, comprenant chacun deux plans de pistes orthogonales. Ils couvrent une surface de 30×30 cm^2, avec une zone centrale inactive de 5 cm de diamètre. Le pas des pistes est de 400 μm.

La région **LAT** (*Large Area Tracking*). Les détecteurs LAT possèdent une zone inactive centrale, correspondant à la région SAT. Le flux de particules dans la région LAT est suffisamment faible pour permettre l'utilisation de détecteurs gazeux à lecture par fil : chambres à dérive [13], pailles à dérive, chambres proportionnelles (MWPC). Les 3 stations de chambres à dérive, comprenant chacune 8 plans de fils, sont installées juste en amont et en aval de SM1. Elles possèdent une zone active de 140×120 cm^2, et une zone centrale inactive de 30 cm de diamètre. Ces chambres ont été construites spécialement pour fonctionner dans le flux de particules important de COMPASS : distance entre les fils faible pour une chambre à dérive (7 mm) et mélange gazeux rapide (20 ns/mm). Les 15 double-couches de pailles à dérive sont installées entre SM1 et SM2. Chaque double-couche est un ensemble de pailles à dérive (fil d'anode tendu sur l'axe d'un tube de cathode) collées les unes contre les autres. Le diamètre du tube est de 10 mm dans la partie externe du détecteur, et de 6 mm dans la partie interne afin de minimiser l'occupation. Les pailles à dérive possèdent une zone active de 320×260 cm^2, et un trou central de 20×20 cm^2. Les 11 stations de MWPC (34 plans) sont disposées après SM1, sur une longueur de 40 m. La zone active est de 170×120 cm^2 ; le diamètre de la zone inactive est adapté à la taille du faisceau, et varie entre 16 cm et 22 cm lorsque l'on s'éloigne de la cible. La distance entre les fils est de 2 mm.

L'équipe COMPASS de Saclay a développé et construit les 12 détecteurs Micromégas, ainsi que les trois stations de chambres à dérive. Elle est donc responsable de la reconstruction SAT et LAT entre la cible et SM1, ainsi que d'une partie de la reconstruction LAT en aval de SM1.

La reconstruction est effectuée de la manière suivante :

1. On recherche des segments de traces à l'intérieur de chacune des **zones** du spectromètre. Ces zones sont indiquées sur la figure 2.9 ; elles sont définies de façon à ce que les segments de traces soient des lignes pratiquement droites (une zone ne doit pas contenir un aimant où une grande quantité de matière).

2. Les segments de traces sont connectés les uns aux autres entre les différentes zones.

3. Les traces sont ajustées globalement en tenant compte de la quantité de matière traversée. Ceci fournit les 5 paramètres $(x, y, \theta_x, \theta_y, q/p)$ caractérisant chaque trace, dans un plan de référence situé au niveau des premiers détecteurs du spectromètre (juste derrière la cible).

Lors des deux dernières étapes, une connaissance précise des champs magnétiques générés par l'aimant solénoïdal de la cible polarisée et par les dipôles SM1 et SM2 est nécessaire. La **carte du champ magnétique** a été mesurée point par point pour les trois aimants, puis une interpolation a été réalisée entre les points de mesure.

Les performances de la reconstruction ont été établies grâce à la simulation Monte-Carlo de COMPASS [14]. L'efficacité moyenne de reconstruction des traces est de 90 %. La résolution sur la mesure de $1/p$ est $\delta\left(\frac{1}{p}\right) = \frac{\delta p}{p^2} \simeq 1.5\ 10^{-4}$ GeV^{-1} pour les traces détectées dans les deux spectromètres, et d'environ $1.8\ 10^{-3}$ GeV^{-1} pour les traces détectées uniquement dans le SAS.

2.2.3.3 Reconstruction du muon incident

L'impulsion des muons est mesurée dans la BMS (*Beam Momentum Station*), un spectromètre situé environ 100 m en amont de la cible polarisée de COMPASS, sur la ligne de faisceau. Ce spectromètre est construit autour d'un dipôle déviant le faisceau dans le plan vertical. De part et d'autre du dipôle se trouvent 4 plans de scintillateurs plastiques (2 en amont, 2 en aval), dont les éléments sont horizontaux. Ces plans fournissent une mesure de l'angle de déviation de chaque muon dans le dipôle, à partir duquel l'impulsion est déterminée avec une précision de $\delta\left(\frac{1}{p}\right) = 3.1\ 10^{-5}$ GeV^{-1}. Pour un muon de 160 GeV, ceci correspond à une précision de 0.8 GeV.

Juste en amont de la cible polarisée, un ensemble de plans de fibres scintillantes et de détecteurs au silicium permet de mesurer la position et l'inclinaison des muons du faisceau $(x, y, \theta_x, \theta_y)$.

Afin d'associer une impulsion à un segment de trace donné, il faut déterminer la trace correspondante dans la BMS. Dans ce but, on recherche parmi les traces de la BMS celles qui sont en coïncidence temporelle avec le segment de trace considéré. L'événement n'est conservé que s'il comporte une et une seule combinaison non ambiguë entre un segment de trace en amont de la cible et une trace BMS.

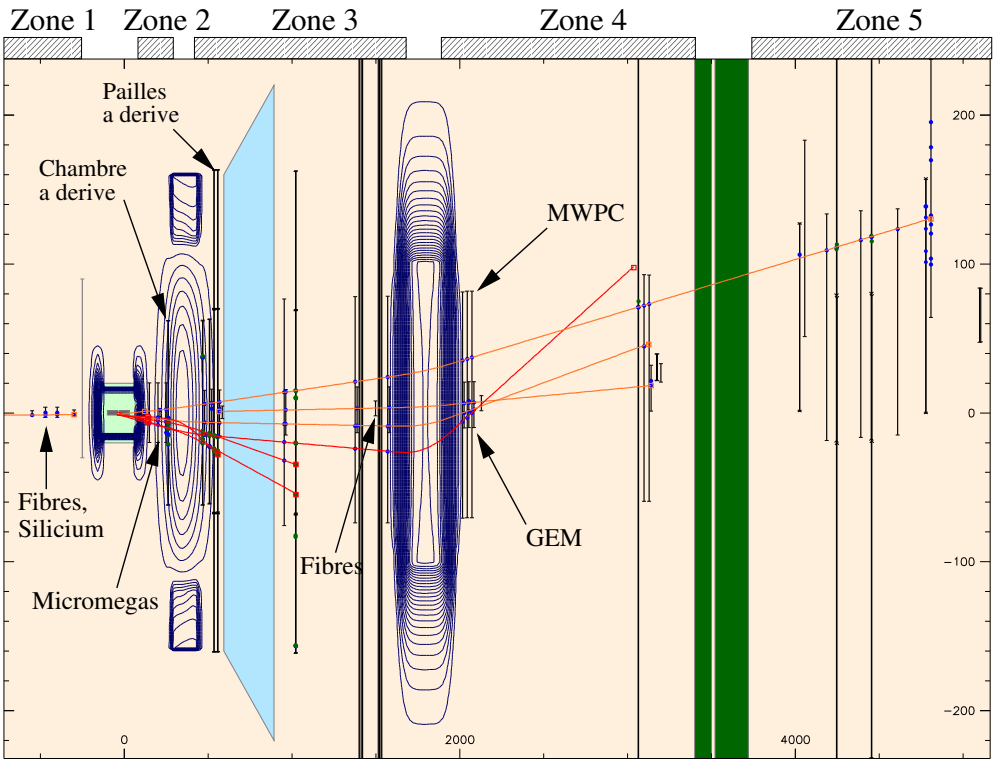


Fig. 2.9: Reconstruction d'un événement typique de COMPASS.

2.2.3.4 Reconstruction des vertex

La reconstruction du vertex primaire[4] consiste à identifier parmi les traces reconstruites celles qui correspondent aux particules produites lors de l'interaction entre le muon et une particule de la cible (en éliminant par exemple les traces des muons fortuits), et à déterminer la position de cette interaction. Elle est réalisée de la manière suivante [15] :

1. Les trajectoires du muon incident et des particules reconstruites dans le spectromètre sont extrapolées à l'intérieur de la cible, en tenant compte du champ magnétique. La distribution de matière est prise en compte dans le calcul de l'erreur sur cette extrapolation.
2. La position du vertex primaire est estimée grossièrement par une procédure rapide, au cours de laquelle on sélectionne un ensemble de particules pouvant provenir du vertex primaire.
3. Un ajustement permet de déterminer avec précision la position du vertex, et de préciser l'impulsion de chaque particule au vertex (en prenant notamment en compte

[4]Il est également possible de reconstruire d'éventuels vertex secondaires correspondant à la désintégration en vol d'une particule neutre. Ces vertex sont sans intérêt pour le travail présenté dans cette thèse.

la perte d'énergie des particules dans la cible). Des traces peuvent être rejetées pour obtenir un meilleur ajustement.

2.2.3.5 Identification des particules

Les spectromètres LAS et SAS contiennent tous deux, en plus d'un aimant dipolaire et de détecteurs de trace, les éléments suivants :

1. un mur de plomb,
2. un calorimètre hadronique,
3. un filtre à muons (mur de béton de 2 m d'épaisseur).

La perméabilité de ces trois éléments aux différentes particules est représentée sur la figure 2.10.

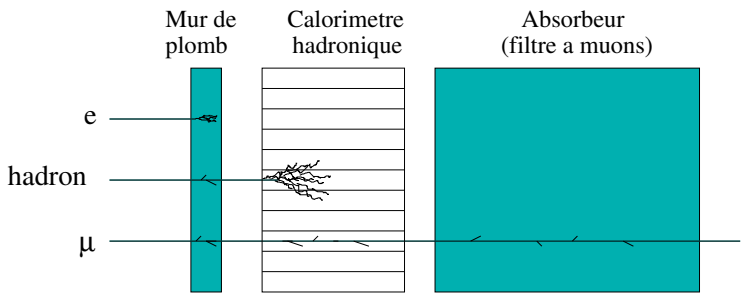


Fig. 2.10: Perméabilité aux différentes particules du mur de plomb, du calorimètre hadronique et du filtre à muons.

L'identification des muons est réalisée au moyen de détecteurs de traces placés derrière l'absorbeur, comme illustré sur la figure 2.11.

Une identification supplémentaire est réalisée grâce aux calorimètres hadroniques, qui sont protégés des électrons par les murs de plomb. Un calorimètre hadronique permet de mesurer l'énergie totale des hadrons. Il est constitué de cellules de section carrée, chacune se présentant sous la forme d'une boîte dans laquelle sont empilées des plaques de plomb en alternance avec des plaques de scintillateur. Ces dernières sont connectées par fibre optique à un tube photo-multiplicateur. Les hadrons qui pénètrent dans le calorimètre explosent en une **gerbe hadronique**, générant un signal proportionnel à leur énergie. Au contraire, les muons traversent le calorimètre en déposant par ionisation une faible fraction de leur énergie, qui dépend uniquement de la quantité de matière traversée. Il est donc possible de séparer les hadrons des muons en étudiant la variation de l'énergie mesurée dans le calorimètre en fonction de l'impulsion de la trace correspondante (figure 2.12).

L'identification des kaons et des pions est utilisée dans la sélection du processus PGF par la leptoproduction de charme ouvert (section 2.1.3). Cette identification est réalisée au moyen d'un RICH (*Ring Imaging CHerenkov*), situé en aval de SM1 [16]. On ne décrira pas le fonctionnement de ce détecteur car on s'intéresse dans ce travail à la sélection du processus PGF par la leptoproduction de hadrons à grande impulsion transverse.

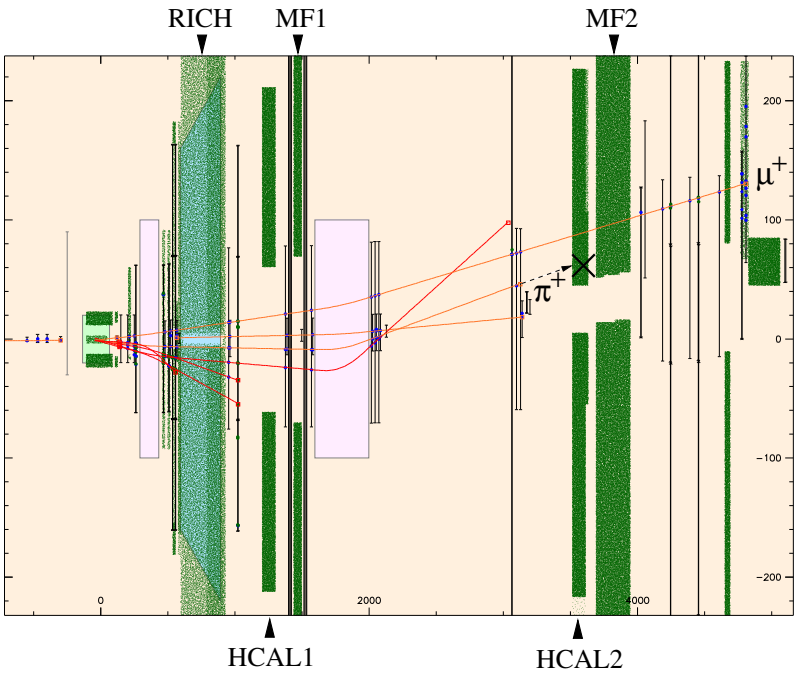


Fig. 2.11: Identification des muons. La quantité de matière présente sur le spectromètre est représentée en vert. Le RICH, rempli d'un gaz lourd (C_4F_{10}) apporte une quantité de matière non négligeable mais reste néanmoins perméable à toutes les particules. Le muon diffusé est détecté derrière le deuxième filtre à muons (MF2) alors que le pion est absorbé.

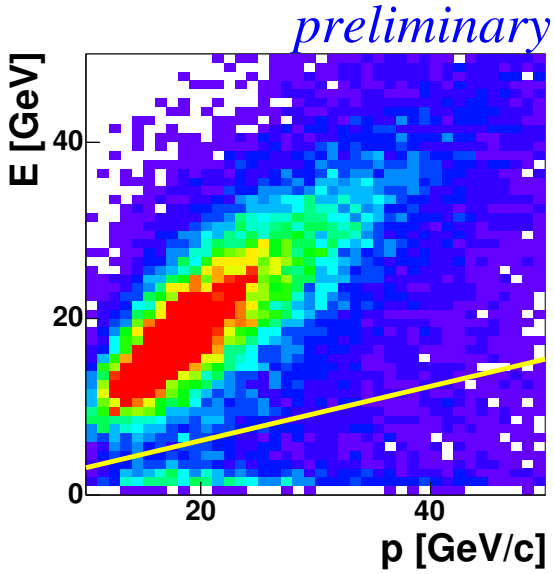


Fig. 2.12: Identification des hadrons. La ligne $E/p = 0.3$ correspond aux choix de la séparation hadrons/muons : les hadrons (au-dessus de la ligne) déposent toute leur énergie dans le calorimètre, contrairement aux muons (au-dessous de la ligne).

2.2.4 Traitement des données

2.2.4.1 Déclenchement de l'acquisition (*trigger*)

Le système de déclenchement de l'acquisition sélectionne les événements potentiellement intéressants et, le cas échéant, envoie un signal commandant au système d'acquisition de procéder à la lecture des données de tous les détecteurs.

Le système de déclenchement de COMPASS [17] utilise un ensemble d'hodoscopes[5], ainsi que les calorimètres hadroniques HCAL1 et HCAL2. Différents types de trigger permettent de couvrir un large domaine cinématique : les grands Q^2 où se trouvent les événements de diffusion profondément inélastique, et les petits Q^2 où se trouvent la majorité des événements de fusion-photon gluon. Nous allons décrire uniquement le principe de fonctionnement du trigger à petit Q^2, particulièrement important pour la mesure de $\frac{\Delta G}{G}$.

La section efficace de la fusion photon-gluon est maximum à $Q^2 \ll 1$ (le photon virtuel est quasi-réel). Or,

$$Q^2 = 4EE'sin^2\frac{\theta}{2}, \tag{2.37}$$

où E et E' sont les énergies du muon incident et du muon diffusé, et θ est l'angle de diffusion de muon. Ainsi, dans la grande majorité des événements PGF, le muon est diffusé à angle faible, et demeure dans le faisceau. D'autre part, les photons virtuels emportant une faible fraction y de l'énergie du muon sont faiblement polarisés, et donc peu sensibles à la polarisation des gluons. Ces événements, qui diluent l'asymétrie, sont rejetés dans l'analyse par la coupure $y > 0.4$. Afin de minimiser l'espace de stockage et le temps de traitement des données, le système de déclenchement sélectionne uniquement les événements pour lesquels $y > 0.2$. Cette sélection est basée sur les propriétés géométriques de la trajectoire du muon diffusé : les muons qui transmettent une fraction importante de leur énergie au photon virtuel sont fortement déviés par les aimants du spectromètre, et particulièrement par SM2. Leur trajectoire étant fortement inclinée après SM2, ces muons finiront par se découpler du faisceau. Cette inclinaison (dans le plan horizontal), est mesurée grâce à deux hodoscopes à lattes verticales nommés $H4$ et $H5$ (figure 2.13).

$H4$ se trouve $\simeq$ 10 m en aval de SM2, $H5$ 20 m plus loin. Afin de s'assurer que l'on déclenche sur un muon, l'hodoscope $H5$ est protégé par un absorbeur. Un bruit de fond important provient

- des effets radiatifs : le muon émet un photon avant ou après l'interaction dans la cible, dont l'énergie peut être importante. Des diffusions à faible y peuvent alors apparaître comme des diffusions à grand y.
- de la diffusion $\mu e \to \mu e$ sur les électrons des atomes de la cible ;
- des muons du halo de faible énergie.

On requiert donc qu'une quantité suffisante d'énergie hadronique soit détectée dans les calorimètres, afin de réduire ce bruit de fond et d'améliorer la pureté de la sélection.

[5] Un hodoscope est constitué de lattes verticales ou horizontales de scintillateur plastique, lues par un ou deux tubes photo-multiplicateurs. Les hodoscopes possèdent une excellente résolution temporelle ($\lesssim$ 1 ns).

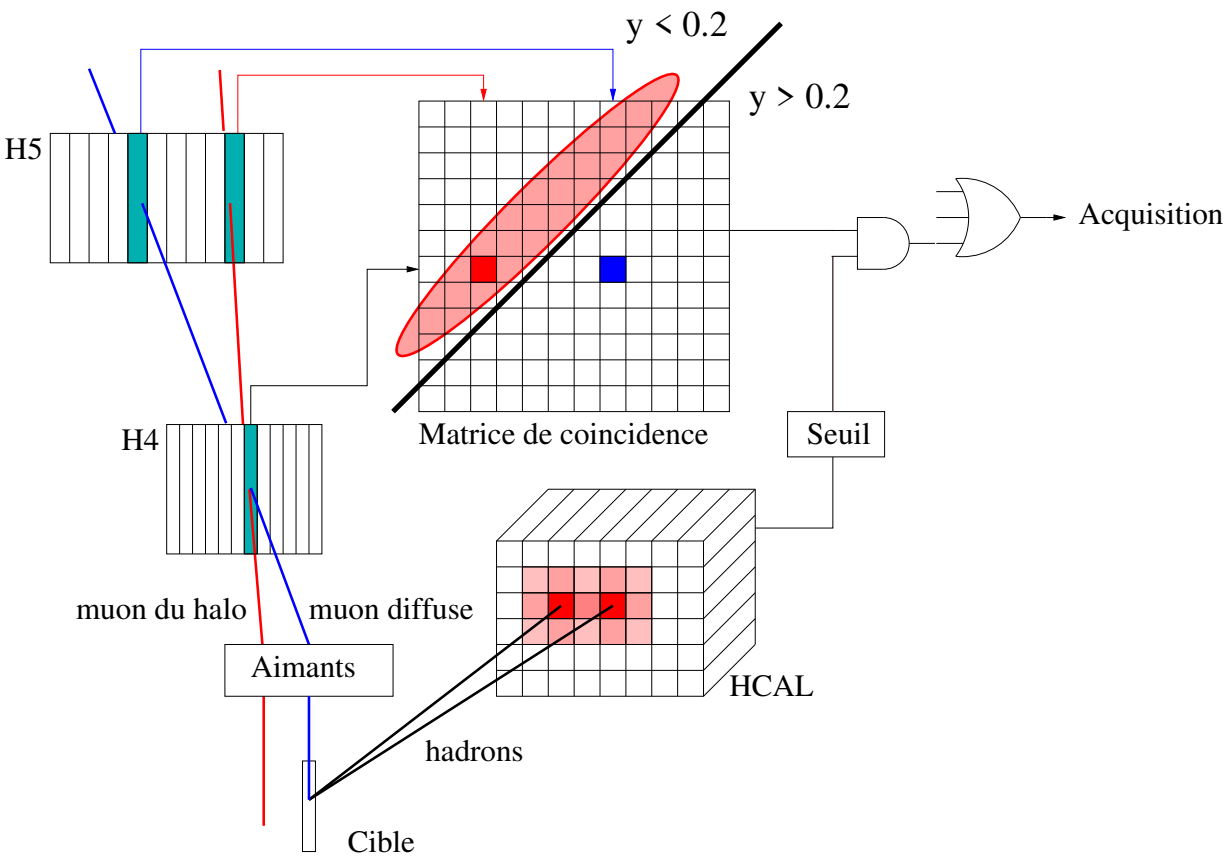


Fig. 2.13: Principe du trigger de COMPASS. Les signaux provenant des canaux de $H4$ et $H5$ sont envoyés vers une matrice de coïncidence qui génère un signal seulement si l'inclinaison du muon après le passage des dipôles SM1 et SM2 est suffisante pour correspondre à $y > 0.2$. Cette coupure élimine la majeure partie du halo du faisceau. Afin de réduire le bruit de fond, on requiert une coïncidence entre le signal produit par la matrice et le signal des calorimètres.

2.2.4.2 Acquisition des données

Le rôle d'un système d'acquisition est de collecter les données en provenance des détecteurs du spectromètre, puis d'assurer leur enregistrement. Celui de COMPASS [18] se doit de répondre à deux problèmes. Le premier est le taux de comptage élevé : l'acquisition doit être en mesure de traiter chaque événement ayant donné lieu à un déclenchement ; en d'autres termes, le temps mort de l'acquisition doit être pratiquement nul. Le deuxième problème résulte de la grande disparité des détecteurs de COMPASS, qui se répercute sur le système de lecture : quatre types d'électronique frontale se répartissent en effet le traitement des 191.000 canaux de détecteurs. Ces deux problèmes ont été résolus grâce à un système arborescent et très modulaire, représenté sur la figure 2.14.

Les cartes d'électronique frontale envoient leurs données numérisées vers des modules de concentration appelés **CATCH**, qui se présentent sous la forme de cartes VME 9U. À partir de ces cartes, les données sont transférées par liaison optique **S-Link** aux ordinateurs

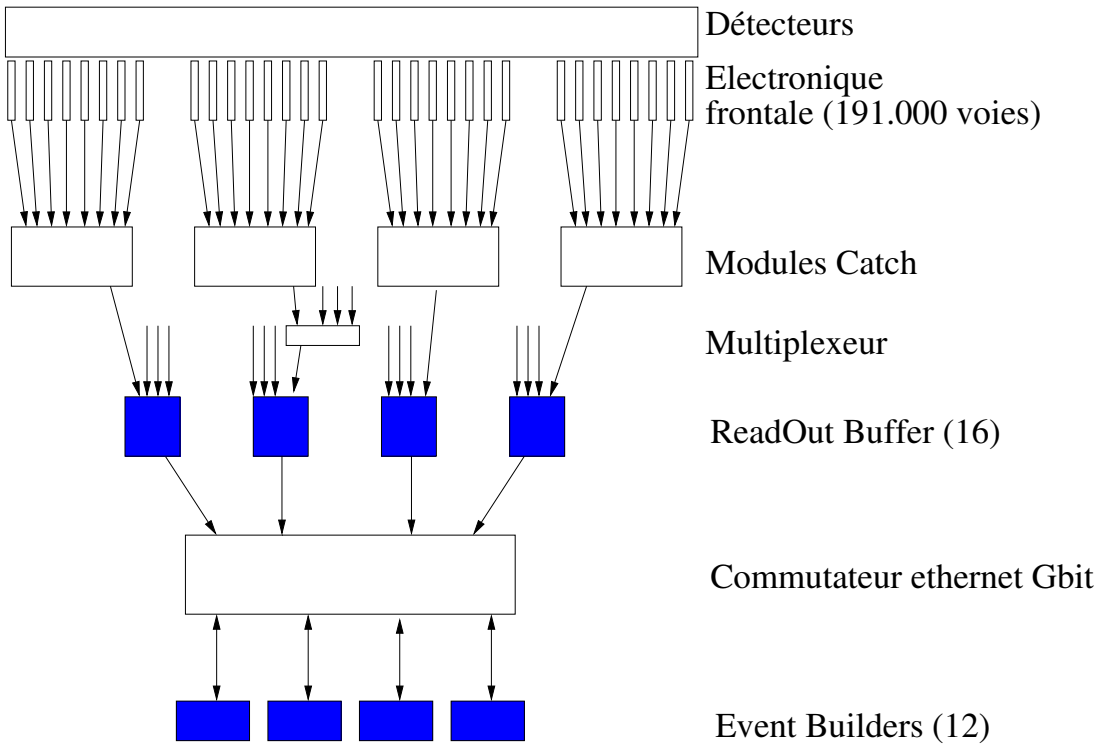


Fig. 2.14: Le système d'acquisition

de l'acquisition. Plusieurs CATCH peuvent être connectés à un seul S-Link au moyen d'un multiplexeur. Les ordinateurs qui reçoivent les données des S-Link sont appelés *ReadOut Buffers* (ROBs) ; leur rôle est de grouper les données en événements partiels. Ils possèdent une mémoire tampon capable de stocker la totalité des données prises au cours d'un déversement. Ceci permet de profiter également de la période séparant deux déversements pour effectuer le traitement des données. Enfin, les ROBs transmettent leurs données à un *Event Builder* (EB) qui construit l'événement complet à partir des événements partiels de chacun des ROBs avant de l'écrire sur le disque local. On utilise une dizaine d'EBs, connectés aux ROBs par un *commutateur ethernet Gbit*. Les EBs sont alternativement responsables du traitement d'un événement complet. Le contenu du disque local est automatiquement transféré sur le système de stockage sur bande du CERN (*Central Data Recording*, ou CDR). La partie logicielle du système d'acquisition est basée sur DATE, un ensemble d'outils développés pour l'acquisition de l'expérience ALICE. DATE définit le format des événements et fournit les logiciels de contrôle de l'acquisition.

Les événements ont une taille moyenne comprise entre 40 et 50 kB. 5.10^9 événements ont été enregistrés en 2002, ce qui représente 260 TB de données. À chaque déversement, environ 25.000 événements sont enregistrés, ce qui correspond à un taux de transfert moyen de 60 MB/s.

2.2.4.3 Traitement hors-ligne

Le rôle du programme **CORAL** (*COmpass Reconstruction Algorithm Library*), écrit en C++, consiste à reconstruire les événements, c'est à dire à convertir les événements **bruts** écrits sur disque par le système d'acquisition en événements **DST** (*Data Summary Tapes*). Un événement DST contient principalement :

- Les paramètres décrivant chacune des particules reconstruites,
- Les paramètres du vertex primaire,
- Les paramètres d'éventuels vertex secondaires dus à la désintégration en vol de particules de l'état final.

Actuellement, un processeur cadencé à 1 GHz traite un événement en 600 ms. Un run de COMPASS, contenant 2.10^6 événements, est acquis en 30 minutes. Ces événements doivent être traités par CORAL en 30 minutes également, pour que le traitement hors-ligne ne prenne pas de retard par rapport à l'acquisition. Pour cela, il est nécessaire de disposer de 670 processeurs fonctionnant en parallèle.

La taille des événements DST obtenus est 10 fois plus faible que celle des événements bruts. C'est à partir des DST que sera effectuée l'analyse des données, grâce à un programme appelé **PHAST**. Cet outil permet de définir une procédure de filtrage des événements potentiellement intéressants pour une analyse donnée. Au cours de cette procédure, il est possible de calculer diverses variables (par exemple Q^2, y, l'impulsion transverse des hadrons) pour chacun de ces événements. Ces variables peuvent être sauvées dans un **TTree**[6], ou histogrammées.

[6] le TTree de ROOT est similaire au ntuple de PAW [19].

Chapitre 3

COOOL, le programme de monitorage en ligne

Le spectromètre COMPASS comporte 12 types de détecteurs de traces, totalisant plus de 200 plans de reconstruction. Il faut y ajouter les 12 hodoscopes[1] du trigger, les calorimètres hadroniques HCAL1 et HCAL2, ainsi que le RICH (*Ring Imaging Cerenkov*). Ce dernier comporte 80.000 canaux et produit une part importante du volume des données de COMPASS. Le mauvais fonctionnement de l'un de ces détecteurs lors de l'acquisition peut rendre les données inutilisables, ou tout du moins compliquer leur analyse. Ceci est particulièrement vrai dans le cas de COMPASS : pour pouvoir mesurer de faibles asymétries, il faut que le rapport des acceptances des deux cellules de la cible ne varie pas (section 6.3), ce qui nécessite une bonne stabilité de l'appareillage. Il est donc crucial de disposer d'un programme permettant de contrôler en ligne la bonne marche du spectromètre. Pour répondre à ce besoin, j'ai proposé en 2000 le programme COOOL[2], écrit en C++. COOOL fut adopté comme monitorage en ligne officiel de COMPASS, et son développement s'est poursuivi au cours des années 2001 et 2002.

L'objectif initial de COOOL était de décoder en ligne les données brutes en provenance du système d'acquisition, de remplir les histogrammes propres à chaque détecteur, et de les afficher à l'écran. Un grand nombre d'améliorations ont été apportées depuis, et COOOL est maintenant capable d'effectuer des opérations beaucoup plus sophistiquées, telles que les calibrations et les mesures d'efficacité des détecteurs.

La première partie de ce chapitre expose le cahier des charges de COOOL. La deuxième partie présente sa structure interne et son fonctionnement. On se référera à la figure 3.7, qui présente une capture d'écran réalisée lors de l'utilisation du programme, et illustre une grande part des concepts introduits dans ce chapitre.

[1] Ensemble de détecteurs à scintillation rangés les uns contre les autres pour former un plan.
[2] COMPASS Object Oriented OnLine

3.1 "Cas d'utilisation"

Un **cas d'utilisation** permet d'exposer le cahier des charges d'un programme. Il comprend un portrait de l'utilisateur type, et décrit les tâches que cet utilisateur désire accomplir. Trois cas d'utilisation se sont présentés : **"en shift"**, **" expert"** et **"automatique"**.

3.1.1 Utilisation "en shift"

L'utilisateur est dans ce cas la personne chargée de contrôler la bonne marche et la stabilité du spectromètre lors de la prise de données. COOOL joue un rôle essentiel dans ce contrôle car il se positionne en fin de chaîne d'acquisition. Les données sont en effet sous leur forme définitive lorsqu'elles sont lues par COOOL, et ce sont ces mêmes données qui seront traitées ultérieurement par le programme de reconstruction (CORAL, section 2.2.4.3).

Le système d'acquisition prend des données pendant une période de généralement 30 minutes, appelée *run*. Au cours d'un run, on contrôle un certain nombre d'histogrammes. Ceux-ci doivent être représentatifs du fonctionnement des détecteurs afin de permettre de diagnostiquer les problèmes éventuels, comme par exemple :

- Le défaut de l'alimentation haute-tension d'un détecteur. Celui-ci se repère dans la distribution temporelle ou la distribution d'amplitude des coups reçus. En effet, un détecteur non alimenté ne produit que du bruit électronique, non corrélé avec le trigger (distribution temporelle plate), et de faible amplitude (seul un pic étroit est présent dans la distribution d'amplitude).
- Le défaut du système basse-tension alimentant l'électronique frontale d'un détecteur. Il se traduit par l'absence totale de données dans les histogrammes de ce détecteur.
- La panne d'une carte de l'électronique frontale. Elle se traduit, dans le profil montrant le nombre de coups par canal du détecteur, par l'absence de coups dans un certain nombre de canaux adjacents (généralement une puissance de 2).

Tous les histogrammes peuvent être comparés aux histogrammes de référence obtenus lorsque le spectromètre fonctionne parfaitement. Si aucun histogramme ne diffère de sa référence, le run est considéré comme bon. Il est cependant impossible à l'équipe de shift de contrôler les 10.000 histogrammes de COOOL durant la demi-heure que dure le run. Pour remédier à ce problème, il est nécessaire de faciliter l'accès de l'équipe de shift à une information synthétique. Celle-ci consiste en une liste restreinte et standardisée d'histogrammes à contrôler pour chaque type de détecteur, appelée **configuration de monitorage**. Un système de comparaison automatique des histogrammes à leur référence basé sur le test de Kolmogorov est en cours de développement.

Il est maintenant possible de résumer les fonctionnalités requises par l'utilisateur en shift :

- COOOL se connecte en ligne au flux de données en provenance de l'acquisition afin de réduire le temps de réaction en cas d'incident.
- L'équipe de quart dispose d'une **configuration de monitorage** pour chaque type de détecteur. Une configuration de référence, composée d'histogrammes obtenus en

conditions normales, doit être disponible pour comparaison.

- L'affichage d'une configuration de monitorage à laquelle est superposée sa référence, doit être immédiate. L'utilisateur en shift peut ainsi juger rapidement et visuellement du fonctionnement des détecteurs, même s'il ne connaît pas la signification des histogrammes de la configuration.
- Une commande lance l'impression de toutes les configurations disponibles pour l'ensemble du spectromètre afin d'obtenir un **livret**. Celui-ci sera comparé au livret précédent puis conservé.

3.1.2 Utilisation "expert"

Contrairement à l'utilisateur en shift chargé de contrôler superficiellement l'ensemble du spectromètre, l'expert s'intéresse exclusivement aux détecteurs dont il est responsable. Il utilise COOOL pour améliorer le monitorage de ses détecteurs, comprendre leur fonctionnement, et les calibrer.

Les détecteurs ne peuvent être surveillés efficacement que si les différents experts contribuent à COOOL, en définissant par exemple :

- les coupures appliquées aux données, comme une fenêtre temporelle encadrant le pic des coups corrélés au trigger ;
- les histogrammes (nombre de canaux et limites de leurs axes) ;
- la configuration de monitorage pour l'équipe en shift (voir section précédente). Ceci consiste tout d'abord à sélectionner les histogrammes de la configuration. Ceux-ci sont ensuite disposés sur une ou plusieurs fenêtres graphiques, dont on définit la taille et la position sur l'écran.

Les connaissances informatiques des experts détecteurs pouvant être plus ou moins approfondies, il convient de restreindre leur accès au code source afin de préserver la fiabilité et la rapidité du programme. Les paramètres ci-dessus doivent donc pouvoir être définis par le biais de l'interface graphique ou de fichiers d'options.

COOOL doit fournir à l'expert des outils lui permettant d'analyser le fonctionnement de ses détecteurs. Le premier de ces outils est un affichage événement par événement des données prises par le détecteur, montrant par exemple les fils touchés sur les différents plans d'une chambre proportionnelle, ou les anneaux du RICH. Le second est un TTree ROOT écrit sur disque en fin d'exécution, et contenant pour chaque événement :

- des informations générales telles que le numéro du run et de l'événement.
- les données des détecteurs. Pour une chambre à dérive par exemple, ces données comprennent le nombre de coups reçus au cours de l'événement, et pour chaque coup le numéro du canal touché et le temps mesuré.

Les détecteurs doivent être calibrés avant de pouvoir être utilisés dans la reconstruction des données. Dans le cas des détecteurs mesurant le temps du signal (chambres à dérive,

MWPC, Micromégas, fibres scintillantes...), la calibration consiste à déterminer le décalage temporel entre le trigger et les signaux provenant de chacun des canaux du détecteur. On recherche pour cela la position du pic des coups corrélés au trigger dans la distribution temporelle. Une calibration en amplitude est effectuée pour les calorimètres hadroniques HCAL1 et HCAL2. On utilise alors les muons du halo, qui déposent tous à peu près la même quantité d'énergie à leur traversée d'une cellule de calorimètre donnée. La calibration en amplitude consiste à mesurer la position du pic résultant dans la distribution d'amplitude de chacune des cellules. Une grande quantité de données doit être traitée pour obtenir suffisamment de statistique dans chacun des canaux du détecteur. Une version de COOOL dépourvue d'interface graphique doit donc être disponible, afin de permettre un traitement en parallèle sur les ordinateurs de la ferme de calcul du CERN.

Enfin, l'expert peut être amené à reconstruire la trajectoire des particules, qui peuvent par exemple servir à la caractérisation des détecteurs. La méthode utilisée pour les Micromégas est présentée dans la section 5.2.2 ; elle sert à la détermination de leur **point de fonctionnement** (section 5.3.1) et à la mesure de leur résolution temporelle (section 5.4.1). Les trajectoires reconstruites servent également à la calibration temporelle des détecteurs au silicium et des GEM. Leur électronique frontale ne mesure pas le temps du signal, mais échantillonne trois valeurs de l'amplitude séparées de 25 ns. Une information temporelle indirecte est extraite des valeurs relatives de ces trois amplitudes, à la condition que la corrélation entre les amplitudes et le temps mesuré par d'autres types de détecteurs ait été précédemment étudiée. Cette calibration consiste à reconstruire un ensemble de trajectoires traversant un GEM (un détecteur au silicium), ainsi que des détecteurs mesurant véritablement le temps de passage des particules. Il est alors possible de calculer le temps de passage de chaque particule au niveau du GEM, et de construire la relation entre ce temps et les rapports d'amplitudes mesurés.

Résumons les fonctionnalités requises par un utilisateur "expert" :

- Définition interactive des coupures, des histogrammes et des configurations de monitorage. Les paramètres correspondants sont ensuite sauvés dans un fichier d'option, qui peut être modifié à l'aide d'un éditeur de texte, et réutilisé ultérieurement.
- Affichage événement par événement.
- Production d'un TTree.
- Possibilité d'utiliser COOOL sans interface graphique.
- Reconstruction de trajectoires droites.

3.1.3 Utilisation "automatique"

Ce dernier cas d'utilisation n'implique pas à proprement parler d'utilisateur. Le besoin s'est fait sentir à un certain point de stocker les histogrammes de COOOL dans la base de données *on-line* de COMPASS pour une consultation ultérieure. Afin de produire ces histogrammes de manière systématique, la version de COOOL dépourvue d'interface graphique est lancée automatiquement sur un ordinateur dédié dès que l'équipe de shift démarre l'acquisition d'un *run*. Ce COOOL traite une fraction des événements provenant du système

d'acquisition jusqu'à la réception de l'événement "fin de run". Certains des histogrammes obtenus sont alors analysés. À titre d'exemple, la distribution d'amplitude des signaux produits par un GEM ou un Micromégas est ajustée par une courbe de Landau, ce qui permet d'obtenir l'amplitude moyenne des signaux au cours du run.

Lorsque le run prend fin, les histogrammes sont écrits dans un fichier ROOT et le résultat de leur analyse dans un fichier texte. Le fichier ROOT et les informations contenues dans le fichier texte sont automatiquement intégrés à la base de données. Il est alors possible d'accéder à ces informations grâce à l'interface Web du cahier d'expérience électronique de COMPASS [20]. Celle-ci permet d'afficher les histogrammes pris au cours d'un run particulier, ou de contrôler l'évolution de ces histogrammes sur un certain nombre de runs (voir la section 5.6.2 pour une étude de l'évolution de l'amplitude moyenne des Micromégas au cours du temps).

Il est possible de rajouter à ce système d'autres ordinateurs sur chacun desquels s'exécute un COOOL dédié à une tâche particulière. Il en existe pour l'instant seulement un autre, dont le rôle est de mesurer l'efficacité des MWPC. Pour ce faire, il reconstruit les trajectoires des particules traversant ces détecteurs.

Les opérations effectuées par les versions automatiques de COOOL sont donc les suivantes :

- exécution en mode non interactif. Il n'est en effet pas possible de mettre en place une utilisation automatique si l'interface graphique est active.
- écriture des histogrammes dans un fichier ROOT.
- écriture d'un fichier texte contenant un ensemble de valeurs provenant de l'analyse des histogrammes,
- reconstruction de trajectoires.

3.2 Structure interne de COOOL

Pour répondre aux différents cas d'utilisation exposés dans la partie précédente, j'ai développé pour COOOL une architecture très modulaire (figure 3.1) s'articulant autour d'un **noyau**, qui fait le lien entre les différentes parties du programme et décrit les taches à effectuer pour chaque détecteur.

Le noyau utilise deux modules indépendants pouvant également servir à d'autres programmes : l'un d'eux gère les entrées-sorties (fichiers d'option, impressions, etc.) et l'autre la description géométrique des détecteurs (lecture du fichier de géométrie standard de COMPASS, *clustering*). Le noyau fait également appel à un ensemble de librairies externes :

- MySQLDB est l'interface à la base de données en ligne de COMPASS, qui contient les données de calibration des détecteurs. MySQLDB, comme la base de données elle-même, est basée sur le système de base de données MySQL.

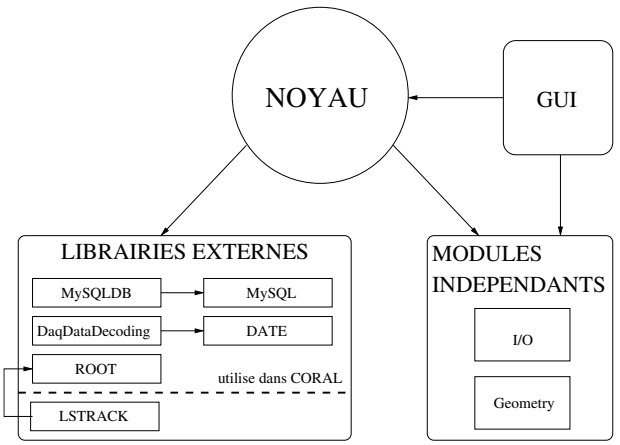


Fig. 3.1: Structure interne de COOOL.

- DaqDataDecoding est la librairie permettant de décoder les données brutes de COMPASS. Comme le système d'acquisition de COMPASS qui a produit ces données, elle est basée sur DATE (section 2.2.4.2).
- ROOT contient entre autres la gestion des histogrammes et les éléments de l'interface graphique (boutons, fenêtres, menus déroulants...).
- LSTRACK est un module de reconstruction de trajectoires basé sur ROOT. Je l'ai écrit originellement pour une utilisation interactive sous l'interpréteur de commande de ROOT. Bien qu'il soit maintenant utilisé par COOOL, il en est resté totalement indépendant et peut donc également servir à d'autres programmes.

MySQLDB et DaqDataDecoding sont communes à COOOL et au programme de reconstruction de COMPASS (CORAL), ce qui permet d'éviter les incohérences et de faciliter la maintenance des deux programmes.

L'interface graphique (aussi appelée GUI pour *Graphical User Interface*) permet à l'utilisateur de dialoguer avec le programme. Elle peut être débranchée complètement pour une utilisation non-interactive.

3.2.1 Hiérarchie des plans

COOOL est programmé en C++, un **langage orienté objet** [21]. Ceci signifie simplement que les objets réels sont représentés dans le programme par des **objets C++**. Voici quelques-uns des objets présents dans COOOL : un plan de fil de MWPC ; une station de MWPC (cet objet contient un certain nombre d'objets "plan de fil de MWPC") ; un bouton de l'interface graphique.

Un objet C++ est une structure de données comportant des variables caractéristiques de son état, et des fonctions permettant sa manipulation. Dans COOOL, les objets C++ représentant les détecteurs sont appelés **plans**, par analogie avec les plans de fils des détecteurs de traces.

Un objet "plan d'hodoscope" comporte par exemple les variables suivantes :

- une chaîne de caractère contenant son nom : HI04X1_d,
- un nombre entier donnant le nombre de canaux : 32,
- des histogrammes, qui sont également des objets. Citons deux exemples : `h_can` donne la distribution des coups sur les 32 canaux du détecteur, et `h_t` leur distribution temporelle.

Cet objet (ce plan) contient également diverses fonctions, comme :

- ProcessEvent(), qui gère le traitement des données et le remplissage des histogrammes du plan,
- ReadCalibration(), qui permet au plan de récupérer ses données de calibration temporelle.

L'auteur de COOOL n'a pas besoin de coder la description de chaque plan d'hodoscope : il lui suffit de décrire les variables et les fonctions communes à tous les hodoscopes sous la forme d'une **classe**. Lorsque le programme démarre, un certain nombre de plans d'hodoscopes sont créés à partir de cette classe. La figure 3.2 présente une description simplifiée de la classe `PlaneTrigHodo`, et montre comment on peut créer deux objets représentant deux hodoscopes particuliers à partir de cette classe.

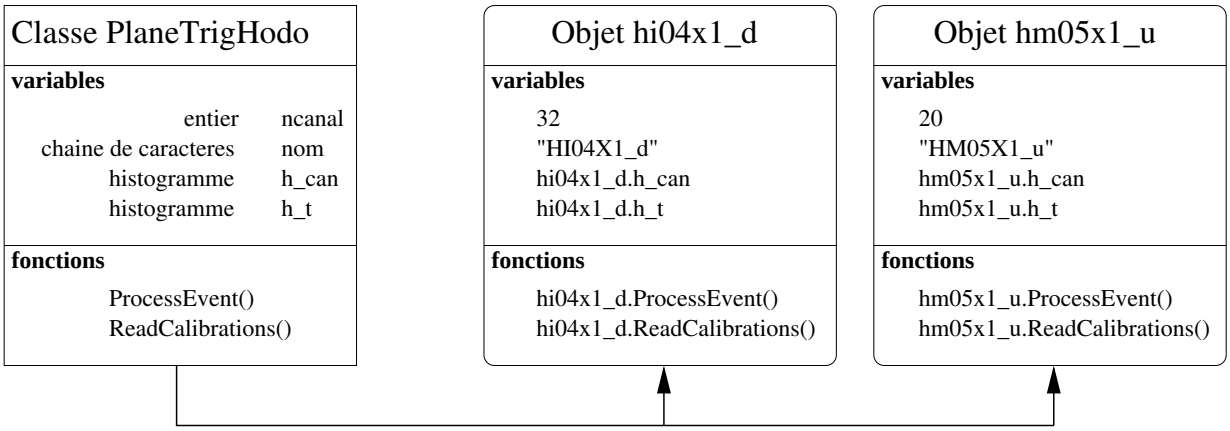


Fig. 3.2: Création de deux objets de classe `PlaneTrigHodo`. La notation `hi04x1_d.h_can` signifie : histogramme `h_can` appartenant au plan `hi04x1_d`. De même, la fonction `hi04x_d.ProcessEvent()` traite les données du plan `hi04x1_d` et remplit ses histogrammes.

Maintenant que le concept de plan a été introduit, voyons comment les plans sont utilisés dans COOOL. Le noyau comporte un objet central appelé `Monitor`. Au démarrage du programme, cet objet crée les plans nécessaires à la description du spectromètre. Ensuite, et pour chaque événement, `Monitor` exécute tout d'abord le décodage des données provenant de l'ensemble des détecteurs au moyen de la librairie de décodage. Ces données se présentent sous la forme d'entiers 32 bits comportant une adresse (identification du détecteur et du canal) et une valeur caractéristique du signal reçu à cette adresse (temps ou amplitude) [22]. Après le décodage, `Monitor` transmet les données produites par chaque détecteur au plan correspondant, puis appelle la fonction `ProcessEvent()` du plan.

En 2000, COOOL ne traitait qu'une partie des hodoscopes, des MWPC et des fibres scintillantes. Son développement s'est poursuivi parallèlement à celui du spectromètre, et il gère maintenant environ 400 plans décrivant une vingtaine de types de détecteurs différents. Lors de l'installation d'un nouveau type de détecteurs, les experts en charge définissent les histogrammes de contrôle nécessaires, et une nouvelle classe doit être écrite pour intégrer ces détecteurs au programme. Répondre rapidement aux requêtes d'un nombre croissant d'utilisateurs est une tache lourde, qui a pu être menée à bien grâce au concept d'**héritage** des classes C++.

L"héritage met en jeu au moins deux classes, une **classe mère** et une ou plusieurs **classes filles**. Une classe fille hérite automatiquement des variables et des fonctions de la classe mère. La classe fille peut également posséder des caractéristiques qui lui sont propres : on peut si nécessaire lui ajouter de nouvelles variables ou fonctions. Nous allons voir que l'héritage permet de simplifier grandement le développement et la maintenance de COOOL. Supposons que l'on souhaite écrire la classe `PlaneDC` décrivant des plans de chambre à dérive, la classe `PlaneTrigHodo` existant déjà. Ces détecteurs, bien que physiquement différents, sont très similaires du point de vue de leur monitorage. En effet, ils utilisent une électronique frontale identique, qui mesure le temps des signaux recueillis. Sans même consulter les experts en charge des chambres à dérive, on peut imaginer que les histogrammes de contrôle dont ils ont besoin sont les mêmes que ceux des hodoscopes. `PlaneDC` peut donc être obtenue de deux manières différentes. La première est une simple copie du code de `PlaneTrigHodo`. La deuxième consiste à définir une classe mère `Plane1V` engendrant `PlaneDC` et `PlaneTrigHodo`, et à "remonter" le code de `PlaneTrigHodo` vers `Plane1V` (figure 3.3).

Cette dernière solution peut sembler plus compliquée à mettre en œuvre, mais possède l'énorme avantage d'éviter la duplication du code. Il existe en effet d'autres types de détecteurs dont le monitorage est similaire à celui des chambres à dérive et des hodoscopes : la BMS, le *muon wall* B, les MWPC, les fibres scintillantes japonaises et les veto. Grâce à l'héritage, le code commun à toutes ces classes est centralisé dans la classe mère `Plane1V`. Il suffit donc d'éditer le code de `Plane1V` pour corriger une erreur ou ajouter une fonctionnalité. De plus, tandis que `Plane1V` reste sous le contrôle de l'auteur de COOOL, les classes filles se réduisent à des enveloppes presque vides, où les experts détecteurs ont toute latitude d'implémenter de petites additions sans risquer de perturber le fonctionnement du programme. Lorsque l'une de ces additions s'avère potentiellement utile pour les autres classes filles, il suffit de remonter le code correspondant dans `Plane1V`. L'arbre généalogique de toutes les classes de plans de COOOL est schématisé sur la figure 3.4.

La définition des plans, puis leur organisation suivant une structure hiérarchique utilisant le concept d'héritage du C++ permet à une seule personne de maintenir et de faire évoluer facilement la description des détecteurs dans COOOL. Cependant, cette structure ne permet pas l'étude des corrélations entre les plans, et il est nécessaire de définir pour cela une nouvelle classe d'objets, les **groupes**.

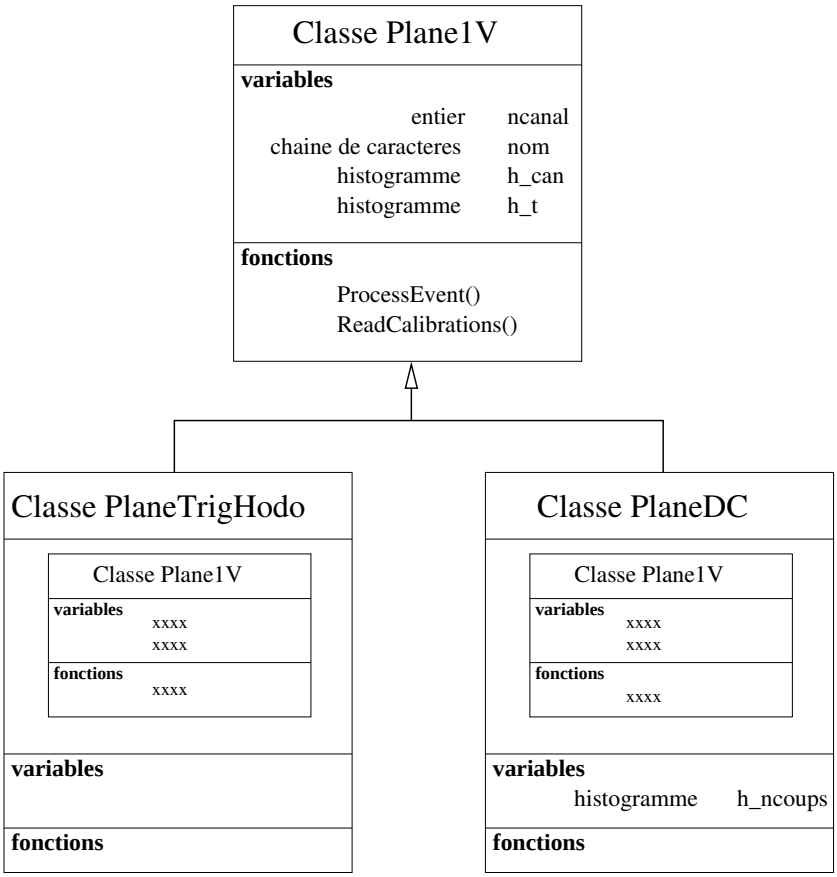


Fig. 3.3: Les classes `PlaneTrigHodo` et `PlaneDC` héritent de `Plane1V`, qui contient le code en commun. On a ajouté, à titre d'exemple, un histogramme à la classe `PlaneDC`, il apparaîtra dans tous les objets de cette classe.

3.2.2 Groupes de plans

Un groupe de plans est un objet contenant une liste d'histogrammes ainsi qu'un ensemble de plans. Après que les plans ont traité leurs données, `Monitor` déclenche le traitement de l'événement par les groupes. Ceux-ci accèdent aux données des plans, et les utilisent pour remplir leurs propres histogrammes. Les groupes ne sont pas propriétaires des plans auxquels ils se réfèrent : Ils sont autorisés à lire leurs informations, mais ne peuvent pas modifier leurs variables. Ainsi, un plan donné peut être utilisé par plusieurs groupes différents sans risque d'interférence. De plus, les experts détecteur sont autorisés à définir des groupes qui se réfèrent éventuellement à des plans dont ils ne sont pas responsables. Voici quelques exemples :

- Un détecteur GEM comporte deux vues orthogonales, décrites dans COOOL par deux plans distincts. Ceux-ci sont regroupés dans un objet de classe `GroupGEM`, qui étudie la corrélation de charge entre les deux vues pour obtenir un profil 2D des coups sur la surface du détecteur (figure 3.5, à gauche).

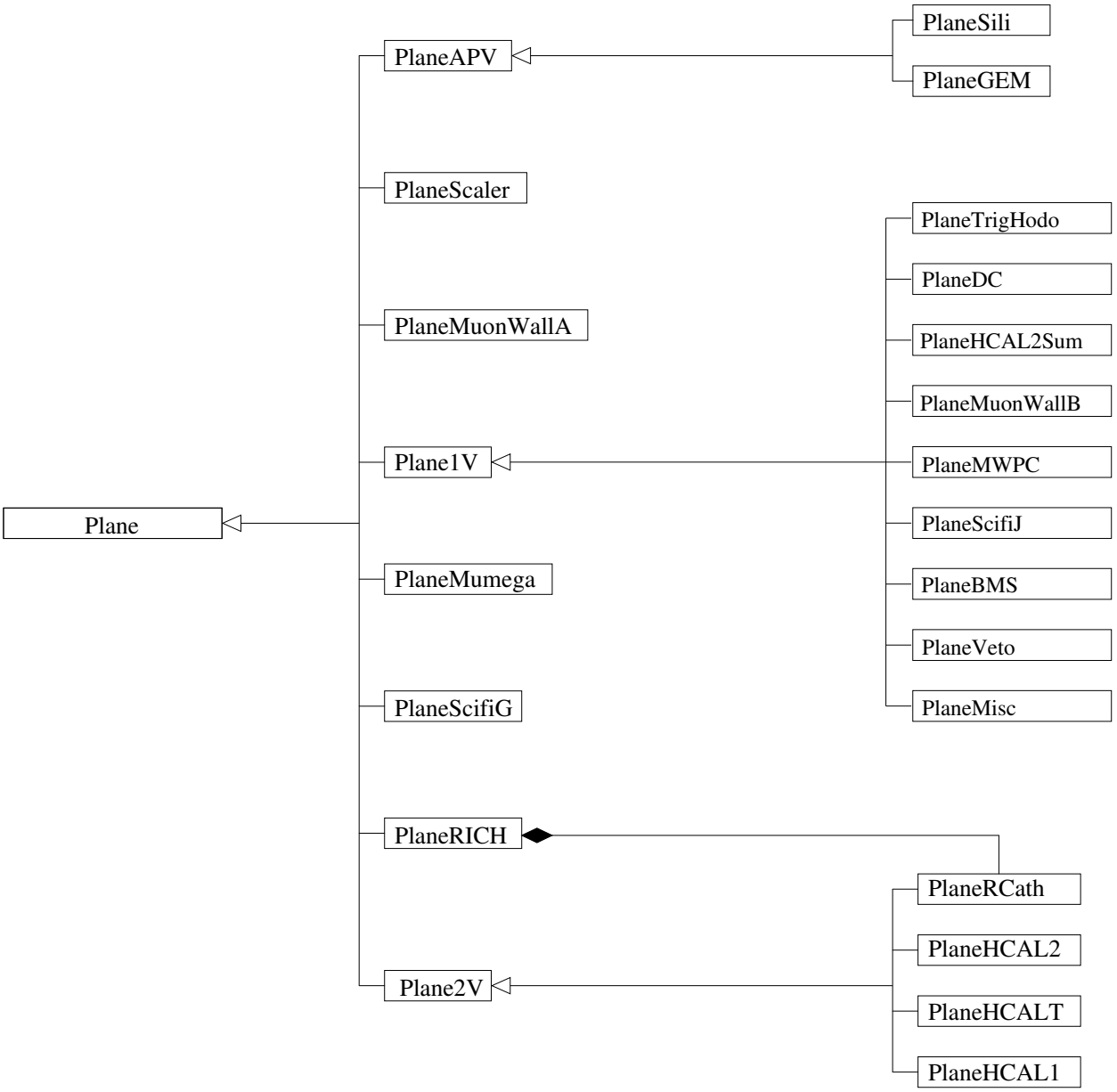


Fig. 3.4: Arbre généalogique des classes de plans. les flèches à pointe blanche signifient *"hérite de"*. On y retrouve `Plane1V` ainsi que deux autres familles. `PlaneAPV` regroupe les GEM et les détecteurs au silicium, des détecteurs de traces utilisant une électronique de lecture identique. `Plane2V` comprend les détecteurs à damier, pour lesquels le canal est repéré par un couple de coordonnées entières. Ces détecteurs sont les calorimètres hadroniques HCAL1 et HCAL2, ainsi que les photocathodes du RICH. À l'arrivée du calorimètre électromagnétique ECAL1, il suffira de créer une classe vide `PlaneECAL1`, et de la placer également sous `Plane2V`. Certaines classes sont isolées : il s'agit des Micromégas et des fibres scintillantes allemandes dont le système de lecture est particulier, ainsi que du RICH. Celui-ci est un plan composite possédant comme variables 16 objets appartenant à la classe `PlaneRCath`, qui décrivent les 16 photocathodes (la flèche à losange noir signifie *"appartient à"*).

- Un objet de classe `GroupTrigHodo` regroupe les deux hodoscopes entrant dans l'une des matrices de coïncidence du trigger (section 2.2.4.1). Un histogramme 2D affiche les coïncidences entre les canaux touchés sur ces deux hodoscopes (figure 3.5, à droite).
- L'objet de classe `GroupSili` regroupe les détecteurs au silicium et les fibres scintillantes situés juste en amont de la cible polarisée. Ce groupe reconstruit les trajectoire des muons du faisceau (voir section suivante), à partir desquelles il détermine la calibration temporelle des détecteurs au silicium.

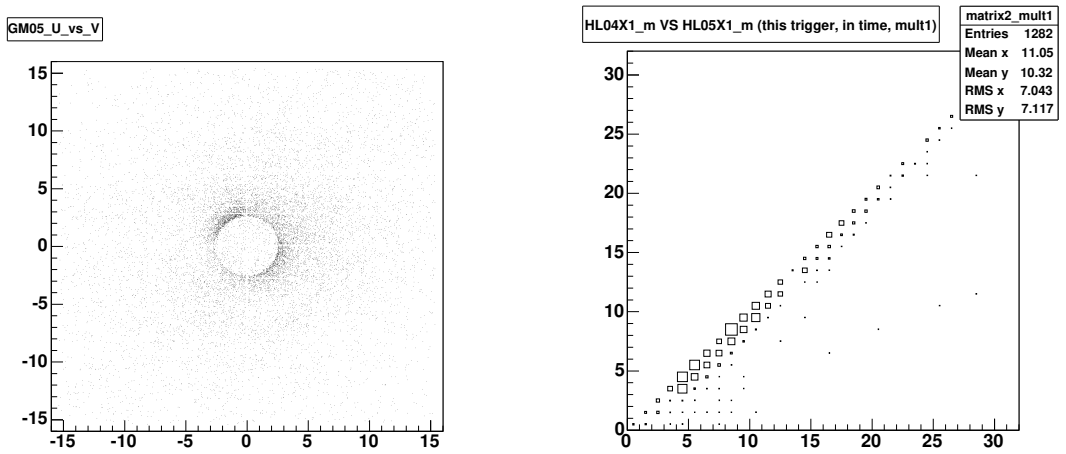


Fig. 3.5: Exemples d'application des groupes de plans. À droite, profil 2D d'un objet de classe GroupGEM. À gauche, matrice de coïncidence d'un objet de classe GroupTrigHodo.

3.2.3 Reconstruction de trajectoires (LSTRACK)

LSTRACK est une librairie permettant de reconstruire des trajectoires droites par la méthode des moindres carrés [9] dans un ensemble de détecteurs. D'abord écrite pour la caractérisation des Micromégas, cette librairie a été généralisée à tous les détecteurs. Dans COOOL, elle est pour l'instant utilisée par les GEM, les détecteurs au silicium et les Micromégas.

À chaque événement, les clusters provenant par exemple de COOOL sont transmis aux plans de reconstruction de LSTRACK. On forme ensuite des **combinaisons** de clusters des différents plans, auxquelles on ajuste des traces droites. Lorsque le χ^2 obtenu est inférieur à une valeur spécifiée par l'utilisateur, les traces sont conservées. À l'origine, LSTRACK testait toutes les combinaisons de clusters, ce qui donnait lieu à des temps de calcul prohibitifs pour un nombre de clusters par plan supérieur à 3, et cantonnait LSTRACK aux runs pris à basse intensité. L'algorithme suivant, qui limite le nombre de combinaisons à tester, permet maintenant l'utilisation de LSTRACK à haute intensité [23]. Une combinaison est rejetée lorsque les clusters qui la composent ne sont pas alignés sur une trace. Dans ce cas, il est possible de garder en mémoire toutes les combinaisons similaires encore plus mauvaises, et de les rejeter avant même d'y ajuster une trace (voir figure 3.6).

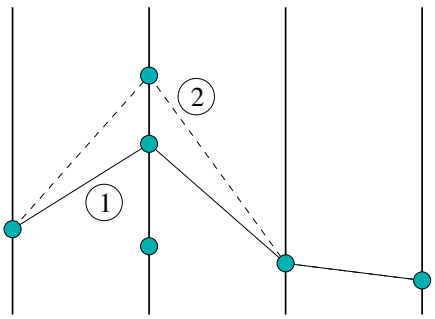


Fig. 3.6: Accélération de LSTRACK. Lors du test de la combinaison de clusters 1 (trait plein), il est possible de rejeter également la combinaison 2 (trait pointillé).

3.2.4 Interface graphique

L'interface graphique permet de dialoguer avec les divers éléments du programme : l'objet central `Monitor`, les plans, et les groupes de plans. La figure 3.7 est une capture d'écran réalisée lors de l'utilisation de COOOL, qui présente divers éléments de l'interface graphique. En bas à gauche se trouve la fenêtre principale. Dans la zone de gauche de cette fenêtre se trouve une liste arborescente contenant des groupes symbolisés par un icône dossier. On accède au contenu d'un groupe (ie. d'autres groupes ou des plans) en cliquant sur son icône. On a ici sélectionné le groupe *ScifiJs*, contenant quatre plans de fibres scintillantes. Les histogrammes de ce groupe sont alors listés dans la zone de sélection centrale. Lorsque l'on sélectionne un histogramme, il s'affiche à droite (ici un profil 2D du faisceau). COOOL étant basé sur ROOT, il est possible d'utiliser la plupart des fonctionnalités de ce programme : la fenêtre située à droite de la fenêtre principale est une fenêtre de ROOT, permettant de modifier les paramètres d'affichage de l'histogramme auquel elle se rapporte. Dans cet exemple, on a sélectionné le mode d'affichage "lego2" pour le profil 2D affiché.

La fenêtre principale permet également de créer de nouvelles fenêtres, dans lesquelles l'utilisateur peut disposer à son gré les histogrammes à contrôler. La grande fenêtre en haut à gauche contient ainsi les profils de toutes les MWPC. À chaque profil est superposé en rouge son histogramme de référence, rempli lors d'un run durant lequel les MWPC ont parfaitement fonctionné. Les paramètres de cette fenêtre peuvent être sauvés sous la forme d'un fichier texte. Il suffit d'une seconde pour charger ces paramètres et afficher la fenêtre correspondante à nouveau : c'est la configuration de monitorage utilisée pour les MWPC par l'équipe de *shift*.

Enfin, en haut à gauche se trouve l'une des fenêtres permettant de dialoguer avec un plan, ici FI01X1, un plan de fibres scintillantes japonaises. Cette fenêtre comporte quatre onglets. Les trois premiers permettent de définir certains paramètres de ce plan comme une fenêtre temporelle, ou le nombre de canaux d'un histogramme. Le dernier onglet, actuellement actif, permet d'afficher la distribution temporelle des coups reçus dans un canal donné du détecteur.

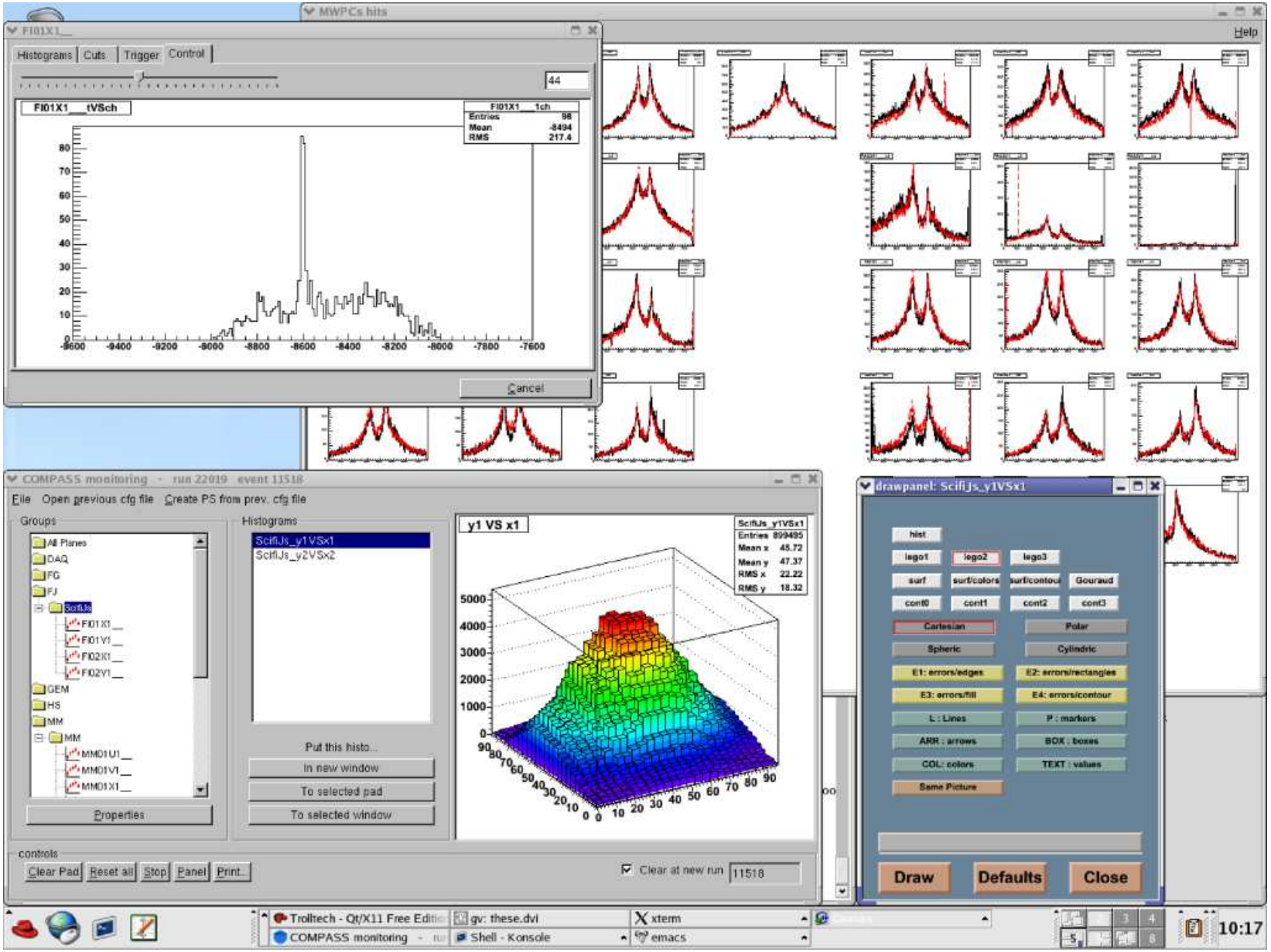


Fig. 3.7: L'interface graphique de COOOL.

3.3 Conclusion

Il m'a fallu environ 6 mois pour apprendre le C++ et présenter une version préliminaire de COOOL à la collaboration COMPASS. L'interface graphique ne contenait alors que la fenêtre principale. Seuls les MWPC, les hodoscopes et les fibres scintillantes étaient traités, et la notion de groupe de plans n'existait pas encore. Le programme fut utilisé pour la première fois durant la prise de données 2000, au cours de laquelle j'ai passé la plus grande partie de mon temps à dialoguer avec les experts détecteur et à répondre à leurs requêtes. L'intégration de nouveaux types de détecteurs révéla les faiblesses de la structure hiérarchique des plans utilisée alors. Celle-ci fut profondément modifiée pour arriver à la structure actuelle. Ces choix stratégiques originels ont considérablement simplifié la maintenance du programme et son évolution. L'année suivante, COOOL a commencé à être utilisé également dans l'analyse des détecteurs, et il est aujourd'hui un élément indispensable aux prises de données et à la compréhension du fonctionnement des détecteurs de COMPASS. Il me reste cependant une réserve, qui concerne l'interface graphique. En 2000, lorsque j'ai commencé son développement, la seule solution consistait à utiliser les éléments de la librairie d'interface graphique de ROOT. Coder chaque bouton, chaque fenêtre fut une tâche de longue haleine, et la modification de l'interface est maintenant une opération complexe, qui requiert une bonne connaissance du programme. Il existe maintenant un lien entre ROOT et Qt [24], une librairie d'interface graphique professionnelle avec laquelle a par exemple été développé l'environnement KDE. Les grandes possibilités de Qt permettraient un développement et une maintenance beaucoup plus simple de l'interface graphique de COOOL.

Chapitre 4

Principe de fonctionnement d'une chambre Micromégas

Les détecteurs Micromégas appartiennent à la dernière génération de détecteurs à ionisation. Ils sont pourvus d'une excellente résolution spatiale et temporelle, et peuvent fonctionner dans un flux de particules élevé. La première partie de ce chapitre présente leur principe de fonctionnement, qui sera mis en regard de celui des détecteurs plus anciens. Après une description technique des Micromégas de COMPASS et de leur électronique donnée en deuxième partie, on verra comment sont déterminés la position et le temps de passage d'une particule dans le détecteur.

4.1 Introduction : du compteur à fil au Micromégas

4.1.1 Le compteur à fil

Les détecteurs à ionisation sont basés sur la collection directe des charges produites lors de l'ionisation d'un gaz par une radiation. Les premiers détecteurs à ionisation furent développés durant la première moitié du vingtième siècle. Il s'agit de la **chambre à ionisation**, du **compteur proportionnel**, et du **compteur Geiger-Müller**. Bien qu'ils ne soient pratiquement plus utilisés dans les expériences actuelles, ils servent encore d'outils de contrôle des niveaux de radiation, et vont nous fournir une bonne illustration du principe de fonctionnement des détecteurs à ionisation. Ces trois détecteurs sont en fait un seul et même appareil, le compteur à fil, utilisé dans trois régimes de fonctionnement distincts. Il consiste en une enveloppe conductrice, le plus souvent de forme cylindrique, remplie d'un gaz convenablement choisi. Suivant son axe est tendu un fil porté à un potentiel positif $+V$ par rapport au cylindre. Un champ électrique radial s'établit alors à l'intérieur du cylindre :

$$E = \frac{1}{r}\frac{V}{\ln(b/a)}, \tag{4.1}$$

où r est la distance à l'axe du fil, b le rayon intérieur du cylindre et a le rayon du fil.

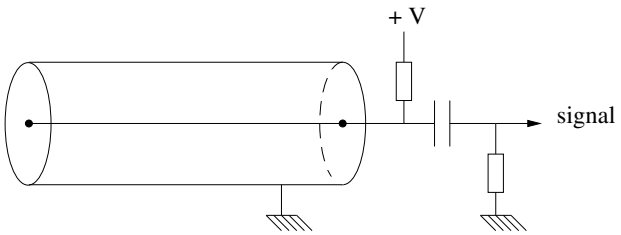


Fig. 4.1: Le compteur à fil.

Une radiation pénétrant dans le cylindre peut ioniser le gaz et créer un certain nombre de paires électron-ion. Sous l'action du champ électrique, les électrons sont accélérés vers l'anode (le fil central), tandis que les ions se dirigent vers la cathode (paroi du cylindre) où ils seront collectés. Le signal observé sur le fil central dépend de l'intensité du champ électrique. Sous un champ nul, les paires électron-ion se recombinent, et aucun signal n'est observé.

À partir d'une certaine valeur du champ, toutes les charges sont collectées, et le signal n'augmente plus avec le champ électrique. Le compteur à fil fonctionne alors en **chambre à ionisation**. Le courant du signal, très faible, n'est souvent mesurable que de manière intégrée lorsque le détecteur est placé dans un flux de particules important. À titre d'exemple, l'intensité du faisceau de muons de COMPASS (2.10^8 μ/s) est contrôlée au moyen d'une chambre à ionisation.

Il est cependant possible d'augmenter le champ électrique, et à partir d'une certaine valeur, le signal recommence à croître. En effet, l'énergie communiquée par le champ aux électrons résultant de l'ionisation primaire leur permet d'ioniser à leur tour les atomes se trouvant sur leur passage pour créer de nouvelles paires électron-ion. Les électrons libérés lors de ces ionisations secondaires sont eux-aussi accélérés par le champ et génèrent de nouvelles ionisations. Cette réaction en chaîne est appelée **avalanche**. Elle se produit dans la région où le champ est le plus élevé, c'est à dire au voisinage de l'anode comme le montre l'équation (4.1). Chacun des électrons primaires produit une avalanche, et donne lieu à G électrons au niveau du fil. Le signal collecté sur le fil étant donc proportionnel au nombre d'électrons primaires, le compteur à fil est appelé **chambre proportionnelle**. G, le **gain** du détecteur, peut atteindre 10^7 ce qui permet la détection du signal produit par le passage d'une unique particule.

Si l'on augmente encore la tension, le passage d'une particule déclenche une décharge dans le gaz, c'est à dire une réaction en chaîne d'avalanches se produisant tout au long du fil. Les avalanches secondaires sont dues à des photons de désexcitation des molécules du gaz, qui voyagent jusqu'à un autre point du détecteur où ils provoquent de nouvelles ionisations. Le courant lu sur le fil est alors très important, et un phénomène de saturation est observé. Un compteur à fil fonctionnant dans ce régime est appelé **compteur Geiger-Müller**. Pour une tension encore plus élevée, une décharge continue se produit même lorsqu'aucune particule ne traverse le détecteur, ce qui peut endommager le compteur à fil.

4.1.2 Les chambres multifils

À la fin des années 40, les compteurs à fils furent progressivement supplantés dans les expériences de physique nucléaire par les détecteurs à scintillation, qui présentaient l'avantage d'être fiables, simples d'emploi (pas de système de gaz), et d'offrir une très bonne résolution temporelle. Les détecteurs gazeux firent une nouvelle apparition seulement vingt ans plus tard, lorsque fut inventée la chambre proportionnelle multifils (appelée aussi MWPC pour *MultiWire Proportional Chamber*), qui valut le prix Nobel à G. Charpak [25]. Ce détecteur est constitué d'un plan de fils d'anode tendus entre deux plans de cathode ; son fonctionnement est schématisé sur la figure 4.2.

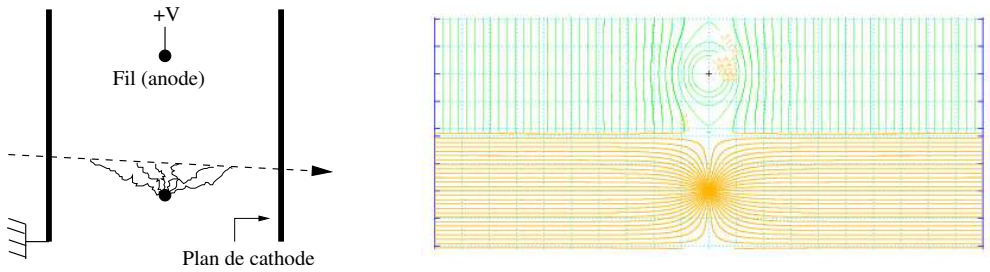


Fig. 4.2: La chambre proportionnelle multifils. À gauche, schéma de principe. À droite, configuration électrostatique : lignes équipotentielles en haut et lignes de champ en bas [26].

Ce détecteur a révolutionné la physique des particules et est toujours utilisé de nos jours (34 plans de MWPC sont ainsi installés sur le spectromètre COMPASS). Cependant, la répulsion électrostatique s'exerçant entre les fils rend difficile la diminution de l'espace inter-fils, et la résolution spatiale des MWPC est généralement supérieure à 500 μm. Quelques années plus tard, l'invention de la **chambre à dérive** permit d'atteindre des résolutions cinq fois plus faibles tout en diminuant le nombre de canaux. Le principe de ce détecteur, très similaire aux MWPC, est de calculer avec précision la distance entre le point de passage de la particule incidente et le fil touché en mesurant grâce à un trigger externe le temps de dérive des électrons entre l'ionisation primaire et le fil.

La chambre à dérive possède donc une excellente résolution spatiale. Cependant, la configuration du champ électrique dans le détecteur l'empêche de fonctionner à haut flux. Tous les détecteurs dont nous avons parlé jusqu'à présent utilisent des fils en tant qu'anode, ce qui génère au voisinage du fil un champ électrique radial inversement proportionnel à la distance au fil. La figure 4.3 schématise le processus d'avalanche se produisant sur un fil donné. Comme nous le verrons dans la section 4.2.2, la vitesse de dérive des électrons dans le champ électrique est environ 5000 fois supérieure à celle des ions. Ainsi, après collection des électrons de l'avalanche sur le fil d'anode, les ions se trouvent toujours au voisinage du fil. Leur charge écrante le champ électrique entre l'anode et la cathode, ce qui a pour effet de réduire localement le gain pour une éventuelle avalanche se produisant au même endroit peu de temps après. À haut flux, ce phénomène diminue l'efficacité globale du détecteur.

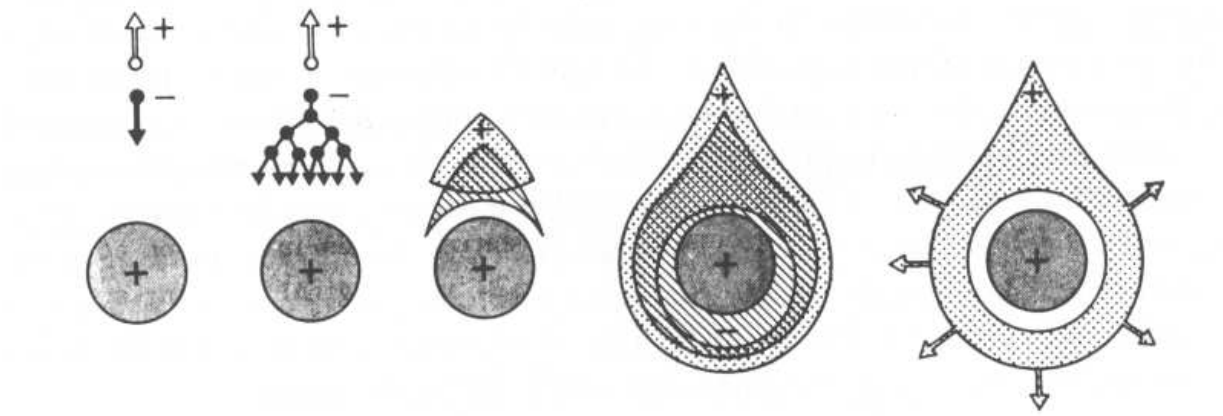


Fig. 4.3: Développement au cours du temps de l'avalanche au voisinage d'un fil d'anode. Du fait de la diffusion latérale, une avalanche en forme de goutte entoure le fil. Les électrons sont collectés en ~ 1 ns, laissant un nuage d'ions positifs qui se dirigent lentement vers les cathodes [27].

Il est naturellement possible de réduire le flux vu par chaque fil en diminuant l'espace inter-fils. Cependant, cet espace doit rester de l'ordre de quelques millimètres pour des raisons mécaniques et pour préserver les performances [13]. Une autre possibilité consiste à réduire le temps d'évacuation des ions. Dans une chambre proportionnelle à fils, l'évacuation est lente (quelques dizaines de μs) pour deux raisons :

- les ions doivent parcourir plusieurs millimètres avant d'atteindre la cathode.

- la vitesse des ions étant proportionnelle au champ électrique, elle diminue lorsque les ions s'éloignent du fil d'anode.

À partir de la fin des années 80, un effort de recherche important fut dirigé vers la diminution du temps d'évacuation des ions grâce au rapprochement des deux électrodes. Le premier détecteur à ionisation développé dans cette optique est le MSGC (MicroStrip Gas Chamber) [28]. Dans ce détecteur, les fils sont remplacés par une alternance de pistes d'anode et de cathode imprimées sur un substrat isolant. La distance séparant l'anode de la cathode, d'une centaine de microns, permet d'une part d'obtenir pour une tension raisonnable un champ électrique suffisant à l'amplification par avalanche, et d'autre part une collecte rapide des ions. Les MSGC peuvent atteindre une résolution de 35 μm et fonctionner dans un flux de 10^6 particules/mm^2/s [29], mais souffrent alors de sérieux problèmes : comme le substrat isolant se trouve dans la zone d'avalanche, il a tendance à se charger au cours du temps, ce qui écrante le champ électrique. De plus, des décharges destructives ont lieu entre les pistes d'anode et les pistes de cathode.

4.1.3 Principe de fonctionnement d'un Micromégas

En 1996, Y. Giomataris, P. Rebourgeard et J.P. Robert (CEA/DSM/DAPNIA), présentent avec G.Charpak le détecteur Micromégas [30]. L'élément fondamental de Micromégas (MICROMesh GAseous Structure) est une micro-grille séparant le volume gazeux en deux régions (figure 4.4) :

- **L'espace de conversion** situé entre la cathode et la micro-grille a une épaisseur de 3.2 mm. Les électrons résultant de l'ionisation primaire y dérivent dans un champ électrique modéré de 1.5 kV/cm.
- **L'espace d'amplification** se trouve entre la micro-grille et l'anode. Sa faible épaisseur, de 100 μm, permet d'atteindre un champ électrique beaucoup plus important (40 kV/cm) pour une tension raisonnable, ce qui provoque la multiplication des charges par avalanche.

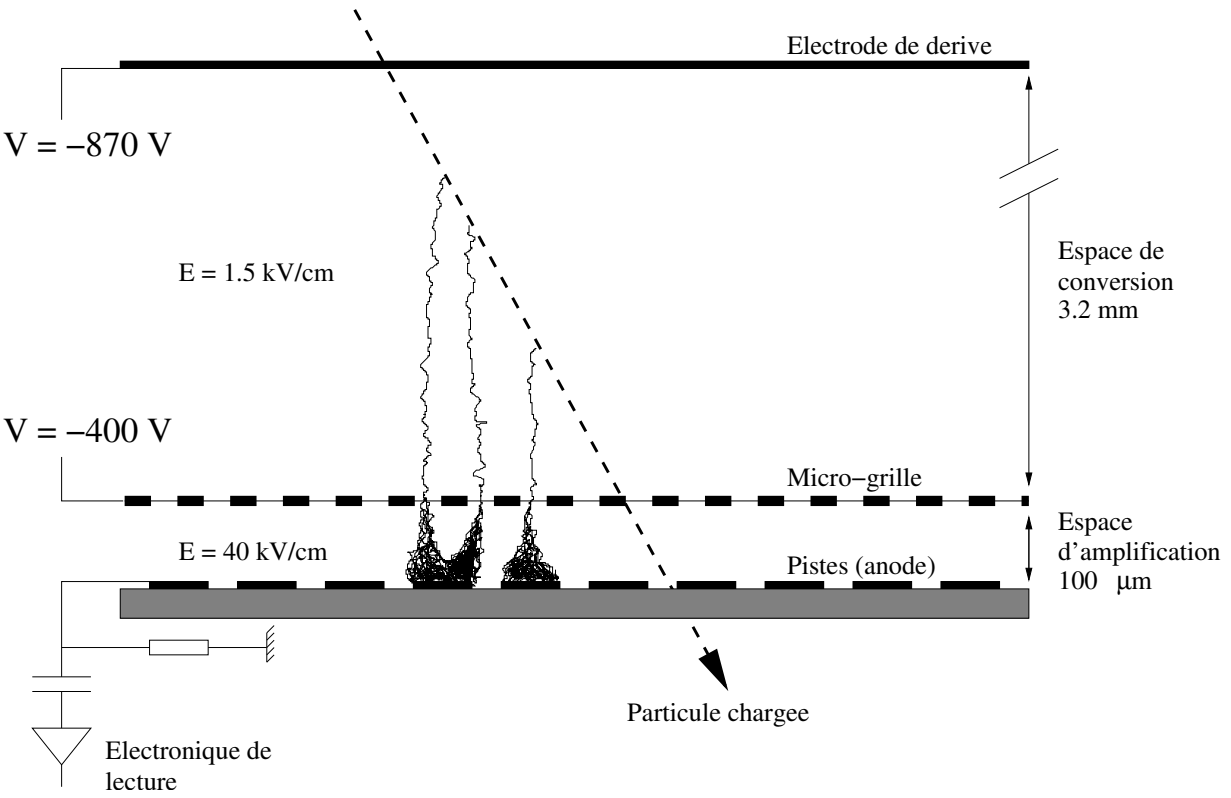


Fig. 4.4: Principe de fonctionnement d'un détecteur Micromégas.

Tandis que les électrons résultant de l'avalanche sont recueillis sur l'anode segmentée en pistes, les ions suivent les lignes de champ en direction de la micro-grille où ils seront évacués. Il est important que le rapport entre le champ de l'espace d'amplification et celui de l'espace de dérive soit élevé pour garantir la transparence de la micro-grille aux électrons, et son opacité aux ions [30]. La figure 4.5, qui présente une simulation des lignes de champ dans un Micromégas, montre que la quasi-totalité des lignes de champ suivies par les électrons partent de la cathode et sont aspirées à travers les trous de la micro-grille

pour atteindre directement l'anode. Au contraire, les lignes de champ suivies par les ions partent de l'anode et ne traversent pas la micro-grille.

Les ions ne devant parcourir qu'une centaine de microns dans un champ uniforme avant d'être collectés sur la micro-grille, leur temps d'évacuation est très court (100 ns) en comparaison des temps d'évacuation caractéristiques d'une chambre à fils (quelques dizaines de μs). Aucune diminution du gain n'est alors observée, même sous un flux de 10^9 particules/mm^2/s [31]. Cependant, le détecteur n'est pas utilisable dans des flux supérieurs à 10^7 Hz/voie du fait de l'empilement des signaux.

Le phénomène d'écrantage du champ électrique d'amplification possédait l'avantage de limiter l'importance de l'avalanche lorsque la particule incidente dépose une grande quantité d'énergie dans le détecteur. Dans Micromégas, les particules très ionisantes provoquent des décharges entre la micro-grille et l'anode, sans dommages pour le détecteur, mais pouvant entraîner une inefficacité globale pendant quelques millisecondes. Plusieurs mesures ont été prises pour diminuer le taux de décharges et leur influence sur l'efficacité du détecteur [32] : utilisation d'un gaz léger tel que le néon, découplage des pistes, fonctionnement à gain faible (quelques 10^3).

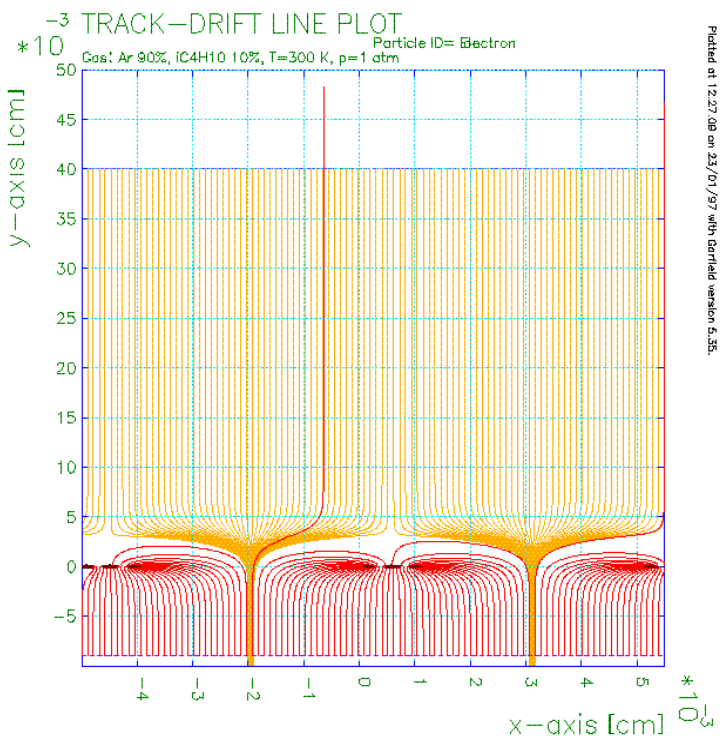


Fig. 4.5: Lignes de champ électrique dans Micromégas [33].

4.2 Physique des détecteurs gazeux

Cette section présente les mécanismes physiques à la base du fonctionnement de tous les détecteurs gazeux. Ces mécanismes sont détaillés dans la plupart des livres traitant de la physique des détecteurs (voir [34], [35] et surtout [27]). Il est utile de les rappeler brièvement avant de discuter les critères ayant guidé le choix du mélange gazeux des Micromégas.

4.2.1 Dépôt d'énergie et ionisation

Lorsque une particule chargée traverse un gaz, elle subit des collisions inélastiques avec les électrons du gaz. L'énergie transférée à un électron lors d'une collision est généralement faible devant l'énergie totale de la particule, mais suffisante pour ioniser la molécule et libérer une paire électron-ion. L'électron résultant de cette **ionisation primaire** peut être éjecté avec une énergie supérieure au potentiel d'ionisation du gaz et créer des paires électron-ion secondaires. On définit un nombre d'ionisations primaires par unité de longueur N_p, et un nombre d'ionisations total (primaires + secondaires) par unité de longueur N_t. Tous deux sont caractéristiques de la particule et du gaz considérés. Les résultats de mesures et de calculs pour un ensemble de gaz purs sont récapitulés par Sharma dans la référence [36], dont les données du tableau 4.1 sont extraites.

gaz	Z	N_p (cm^{-1})	N_t (cm^{-1})
Ne	10	12	43
CH_4	16	22	53
Ar	18	23	94
C_2H_6	30	41	111
CF_4	48	51	100

Tab. 4.1: Nombre d'ionisations primaires et nombre d'ionisations total pour une particule au minimum d'ionisation traversant un gaz à 20^oC et 760 Torr.

Le nombre d'ionisations primaires est proportionnel au numéro atomique Z du gaz, et chaque ionisation primaire produit entre 2 et 4 ionisations secondaires. Lorsqu'une particule au minimum d'ionisation traverse les 3.2 mm de l'espace de conversion d'un Micromégas (Ne, C_2H_6(10 %), CF_4(10 %)), elle donne lieu en moyenne à 6 ionisations primaires (18 e^- au total), dont la moitié seulement proviennent du néon. Le nombre d'ionisations primaires obéissant à une **loi de Poisson**, ses fluctuations deviennent importantes lorsque ce nombre est petit.

4.2.2 Transport des charges : dérive et diffusion

Dérive

En présence d'un champ électrique, les électrons et les ions résultant de l'ionisation sont accélérés suivant les lignes de champ, respectivement vers l'anode et la cathode. Au cours de leur déplacement, les charges subissent des collisions avec les molécules du gaz qui limitent leur vitesse moyenne suivant la direction du champ. Cette vitesse moyenne, appelée **vitesse de dérive**, se superpose au mouvement thermique aléatoire de la charge. Si l'on note v la vitesse de dérive et E la valeur du champ électrique, on définit la **mobilité** d'une charge par :

$$\mu = v/E. \tag{4.2}$$

Les mobilités mesurées sont de l'ordre de 1 $\mathrm{cm^2V^{-1}s^{-1}}$ pour les ions et de 5000 $\mathrm{cm^2V^{-1}s^{-1}}$ pour les électrons. La vitesse de dérive des ions est proportionnelle au champ électrique, ce qui signifie que leur mobilité est indépendante de E. La mobilité des ions dépend en effet de leur section efficace de collision avec les molécules du gaz, qui est constante si l'énergie des ions ne varie pas avec le champ électrique. Ceci est le cas car l'énergie communiquée aux ions par le champ électrique entre deux chocs est négligeable devant leur énergie thermique, quelque soit la valeur du champ appliqué. Il en va autrement pour les électrons, qui du fait de leur faible masse sont fortement accélérés par le champ électrique. Leur énergie moyenne varie donc avec le champ appliqué, de même que leur mobilité. Cependant, certains gaz ($C0_2$, NH_3 ou isobutane) offrent une section efficace de diffusion des électrons particulièrement élevée. La fréquence des chocs avec les molécules de ces gaz maintient les électrons à l'énergie thermique, et la mobilité des électrons est comme celle des ions indépendante de E. Ces gaz sont appelés **gaz froids**.

Diffusion des électrons

Comme expliqué dans la section 4.2.1, les électrons résultant de l'ionisation primaire peuvent à leur tour ioniser le gaz. Si aucun champ électrique n'est appliqué, ce processus (appelé **thermalisation**) amène les électrons primaires et secondaires à un état d'équilibre thermodynamique avec le gaz. D'après la théorie cinétique des gaz, une distribution de charge locale diffuse par collisions successives avec les molécules. Dans le cas des Micromégas, seule la **diffusion transverse** suivant la coordonnée mesurée par le détecteur a une importance, car elle dégrade la résolution spatiale. Au temps t, les électrons se distribuent suivant une gaussienne de largeur

$$\sigma = \sqrt{2Dt}, \tag{4.3}$$

où D est le **coefficient de diffusion**. Dans les gaz froids, on peut considérer que les électrons restent à l'énergie thermique même en présence d'un champ électrique. L'équation de Nernst-Townsend permet alors de relier le coefficient de diffusion à la mobilité :

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}. \tag{4.4}$$

et :

$$\sigma = \sqrt{2kTx/(eE)} \tag{4.5}$$

Après 1 cm de dérive dans un gaz froid sous un champ de 1 kV/cm, $\sigma \sim 100$ μm. Dans les autres gaz, le coefficient de diffusion dépend de E et est beaucoup plus important : après 1 cm de dérive dans l'argon sous un champ de 1 kV/cm, σ atteint 1 ou 2 mm.

4.2.3 Multiplication des charges par avalanche

Lorsqu'un électron se trouve dans un champ électrique suffisamment élevé pour que son énergie dépasse le potentiel d'ionisation d'une molécule du mélange gazeux, une ionisation peut se produire. À chaque ionisation, un nouvel électron est libéré puis accéléré par le champ jusqu'à ce qu'il puisse ioniser à son tour le gaz. Le nombre α d'ionisations par unité de longueur est appelé **premier coefficient de Townsend**. Soit n le nombre d'électrons à une position donnée dans une région où le champ électrique est uniforme, telle que l'espace d'amplification d'un Micromégas. L'augmentation du nombre d'électrons après une distance dx s'écrit

$$dn = n\alpha dx. \tag{4.6}$$

Après intégration :

$$n = n_0 e^{\alpha x}. \tag{4.7}$$

$$G = n/n_0 = e^{\alpha x} \tag{4.8}$$

est appelé **facteur de multiplication** de l'avalanche, ou **gain** du détecteur. Il est volontairement limité à quelques 10^3 pour les Micromégas de COMPASS, mais peut atteindre 10^7 dans une chambre proportionnelle multifils ou une chambre à dérive. α dépend de la pression du gaz :

$$\frac{\alpha}{p} = Ae^{-Bp/E} \tag{4.9}$$

Les coefficients A et B sont caractéristiques du gaz utilisé. Pour le néon, $A = 4$ cm^{-1}Torr^{-1} et $B = 100$ Vcm^{-1}Torr^{-1}.

4.2.4 Choix du mélange gazeux des Micromégas

Le choix du mélange gazeux optimal pour un détecteur est un sujet difficile. Le mélange doit satisfaire des conditions souvent contradictoires, et des compromis sont nécessaires. Il est possible de présenter les quelques grands principes orientant le choix des gaz à utiliser, mais la caractérisation du détecteur (mesures de gain, d'efficacité, de résolution spatiale et temporelle) est indispensable pour choisir le mélange.

De nombreux tests ont été nécessaires pour définir le mélange gazeux des Micromégas, constitué de 80 % de néon, de 10 % d'éthane et de 10 % de CF_4 [37]. Dans la majorité des détecteurs, le constituant de base est l'argon. En effet, utiliser un gaz rare permet d'obtenir la multiplication par avalanche à des champs électriques relativement faibles. L'argon, du fait de son faible coût, est alors le meilleur candidat. Dans le cas des Micromégas, des mesures ont montré que la probabilité de décharge augmente avec le numéro atomique moyen du mélange. L'utilisation de néon (Z=10) au lieu de l'argon (Z=18) permet de réduire d'un facteur 10 la probabilité de décharge.

Le mélange gazeux doit également contenir un *"quencher"*, sous peine de voir le détecteur entrer en décharge permanente dès que le gain dépasse 10^3. La décharge permanente est due au déclenchement d'avalanches secondaires :

- Lors d'une avalanche, certains atomes de néons sont excités et retournent à leur état fondamental en émettant un photon. Ce photon peut atteindre la cathode où il arrache par effet photoélectrique un électron qui produit une nouvelle avalanche immédiatement après la première.
- Lorsque les ions de néon atteignent la cathode, ils se neutralisent en y extrayant un électron. Pour satisfaire l'équilibre énergétique, ils peuvent émettre un photon ou extraire un deuxième électron de la cathode. Dans les deux cas, une avalanche secondaire retardée apparaît.

Le quencher est une molécule polyatomique dont les nombreux niveaux d'excitation rotationnels ou vibrationnels permettent l'absorption de photons dans une large gamme énergétique. Il capte les photons de désexcitation du néon, dont il dissipe l'énergie par collisions élastiques ou dissociation. Lorsqu'un ion du quencher est neutralisé sur la cathode, il dissipe également son énergie en excès de cette façon, et l'émission d'électrons ou de photons secondaires est très improbable. Pratiquement tout les ions atteignant la cathode appartiennent au quencher : lors de leur dérive dans l'espace d'amplification, les ions de néon transfèrent leur charge aux molécules de quencher, dont le potentiel d'ionisation est plus faible. Trois quenchers ont été testés : l'éthane, l'isobutane et le cyclohexane. L'éthane, qui possède la masse la plus faible, a été sélectionné dans le but de réduire le temps d´évacuation des ions.

Enfin, la vitesse de dérive des électrons est plus importante en présence de CF4, ce qui améliore la résolution temporelle et réduit la diffusion transverse. L'ajout de 10 % de CF_4 dans un mélange néon-éthane améliore la résolution spatiale de 30 % et la résolution temporelle d'un facteur 2.

4.3 Les Micromégas de COMPASS

4.3.1 Description des chambres

La surface active est de 40 × 40 cm^2. Sur une feuille d'epoxy de 100 μm d'épaisseur sont imprimées des pistes d'anode en cuivre de 15 μm d'épaisseur et de 200 μm de largeur, avec

un pas de 360 μm pour la région centrale du détecteur. Pour diminuer le coût, le pas des pistes est de 420 μm dans la région périphérique où le flux incident, plus faible, occupe moins l'électronique.

De manière à réduire la quantité de matière dans l'acceptance du spectromètre, les pistes sont prolongées et l'électronique déportée de 35 cm. De grands circuits imprimés ont été fabriqués dans ce but [38].

Afin d'assurer la rigidité de l'ensemble, le circuit imprimé est collé sur une plaque en nid d'abeille de 5 mm d'épaisseur, elle-même collée à une feuille de 100 μm de carbone-epoxy revêtue de 15 μm de cuivre pour le blindage électromagnétique.

De petits espaceurs isolants en résine photosensible de 100 μm d'épaisseur et 150 μm de diamètre sont fixés à intervalle régulier sur les pistes d'anode par la technique standard d'impression des circuits. Leur rôle est de définir avec précision l'épaisseur de l'espace d'amplification.

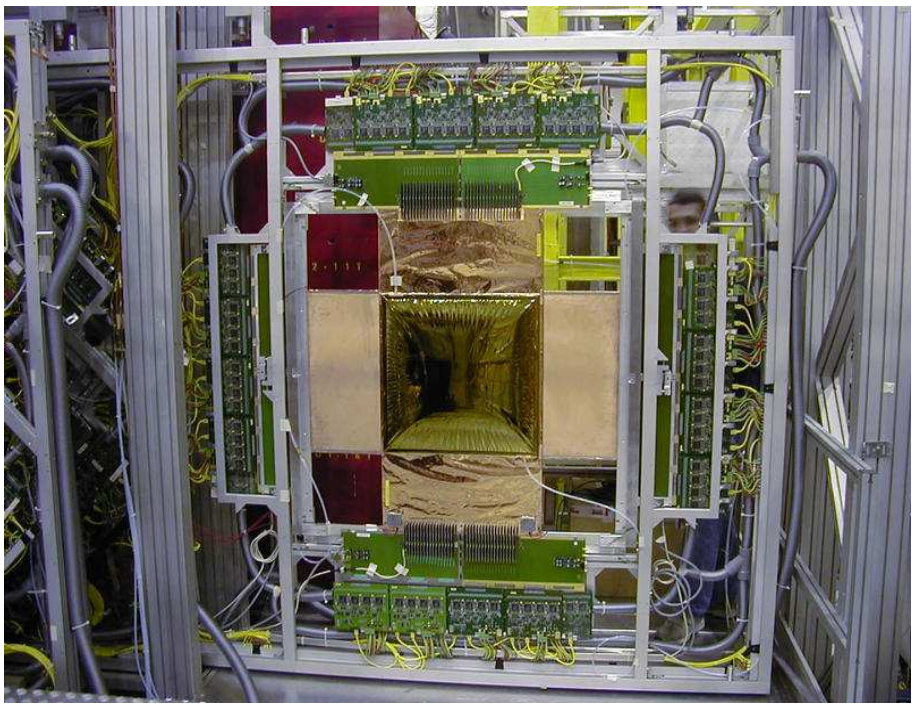
La micro-grille et l'électrode de dérive sont des grilles de nickel électroformées, de 4 μm d'épaisseur et d'un pas respectivement de 20 et 8 lignes par mm. Elles sont tendues et collées sur un cadre en fibre de verre démontable placé sur le plan d'anode. L'épaisseur de ce cadre (3.2 mm) définit l'espace de conversion.

Enfin, une fenêtre en kapton cuivré étirée sur un cadre en plastique collé sur le PCB assure la fermeture des 6 litres de volume gazeux et du blindage électromagnétique.

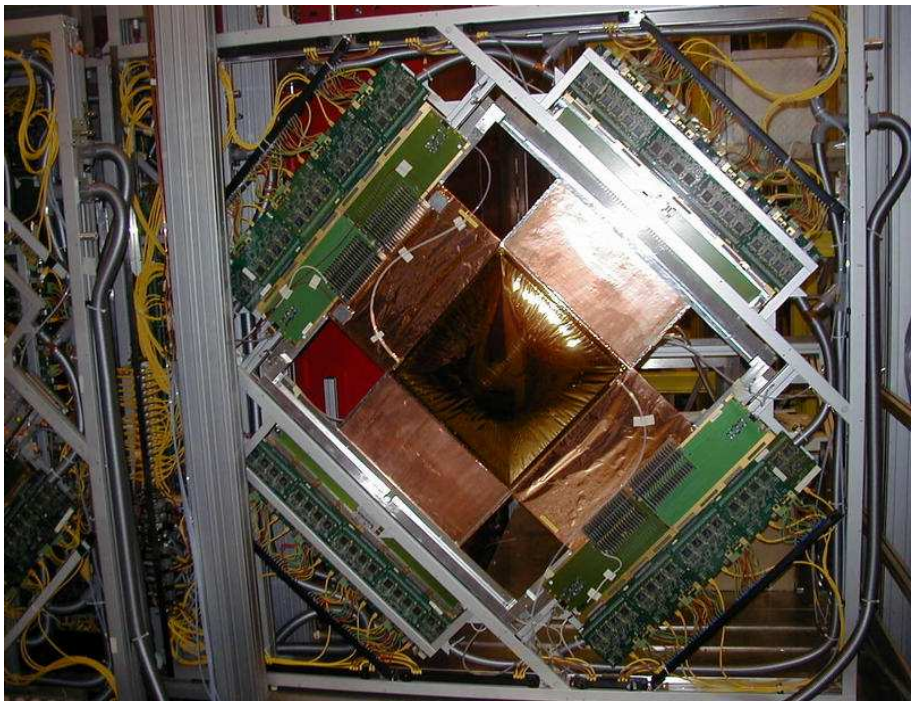
Le détecteur possède une zone centrale inactive de 5 cm de diamètre pour le passage du faisceau, faite de la même résine que les espaceurs. Il pèse moins de 500 g, et représente 0.3 % de longueur de radiation dans la surface active.

4.3.2 Assemblage sur le spectromètre

Les Micromégas sont assemblés en doublets comportant deux plans perpendiculaires XY (pistes à 0^o et 90^o) ou VU (pistes à -45^o et $+45^o$) maintenus dos à dos dans une structure mécanique intégrant l'électronique frontale (figure 4.6). Ce cadre est suspendu à des rails permettant d'extraire le doublet du spectromètre en cas d'intervention. Les doublets sont groupés en 3 stations contenant chacune un doublet VU suivi d'un doublet XY. Une description précise de la position des détecteurs est donnée dans la table 5.1.



(a) doublet XY



(b) doublet VU

Fig. 4.6: Assemblage mécanique des Micromégas de COMPASS.

4.3.3 Électronique frontale

Le signal en provenance du détecteur est un signal de courant, induit sur les pistes par le déplacement des charges dans l'espace d'amplification. Les électrons sont collectés très rapidement et donnent lieu à un signal d'amplitude élevée durant environ 1 ns. Cette impulsion est suivie d'une queue de 100 ns correspondant au temps de dérive des ions avant évacuation sur la micro-grille. Le système de lecture utilisé (figure 4.7) est digital et comprend un amplificateur-discriminateur suivi d'un TDC (Time to Digital Converter).

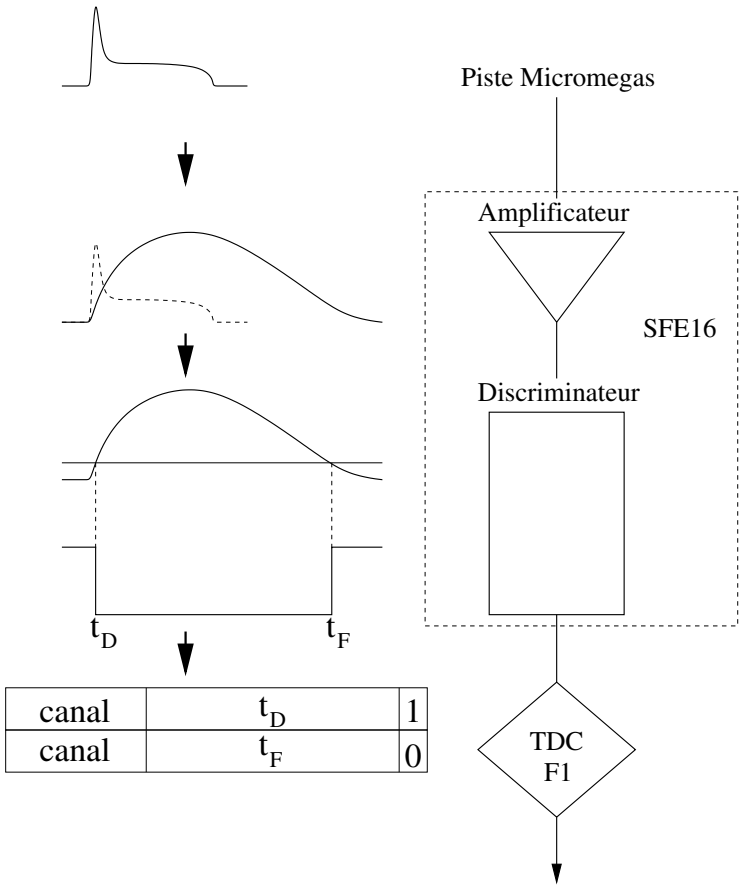


Fig. 4.7: Principe de fonctionnement de l'électronique frontale des Micromégas.

Réduire le taux de décharges impose de fonctionner à un gain de quelques 10^3 seulement. Dans ces conditions, l'efficacité du détecteur dépend fortement du rapport signal sur bruit, qui doit être aussi élevé que possible. Pour cela,

- l'amplitude du signal est augmentée en intégrant le signal ionique en plus du signal électronique ;
- le taux de bruit électronique doit être aussi bas que possible pour permettre la réduction du seuil des discriminateurs et la détection des signaux de faible amplitude.

L'amplificateur du SFE16, développé spécialement dans ce but [39], possède un temps de montée de 100 ns, adapté à la durée du signal ionique, et permet d'atteindre un taux de

bruit de l'ordre du kHz avec un seuil de 4000 e^-. Le TDC F1 de COMPASS [40] code le temps de début du signal logique généré par le SFE16, ainsi que son temps de fin. Nous verrons dans la section suivante que la connaissance de ces deux temps permet d'améliorer les résolutions temporelles et spatiales du détecteur.

4.4 Position et temps de passage de la particule incidente

La charge collectée lors du passage d'une particule se répartit généralement sur deux ou trois pistes adjacentes, formant un *cluster*. La position et le temps du cluster sont calculés à partir des signaux reçus sur les pistes qui le composent.

4.4.1 Mesure du temps, correction du "walk"

La résolution temporelle d'un détecteur est affectée par deux effets principaux, le *walk* et le *jitter*. Le *jitter* est une fluctuation statistique du temps de déclenchement du discriminateur : deux signaux identiques ne déclenchent pas le discriminateur au même moment à cause du bruit électronique.

Le *walk* est dû aux variations d'amplitude des signaux recueillis : deux signaux simultanés d'amplitude différente ne franchissent pas le seuil au même moment (figure 4.8). Pour corriger du walk, on prend comme temps du signal une estimation du temps au maximum calculée à partir des temps de début et de fin de signal codés par le TDC :

$$t = 0.6 \times t_D + 0.4 \times t_F. \tag{4.10}$$

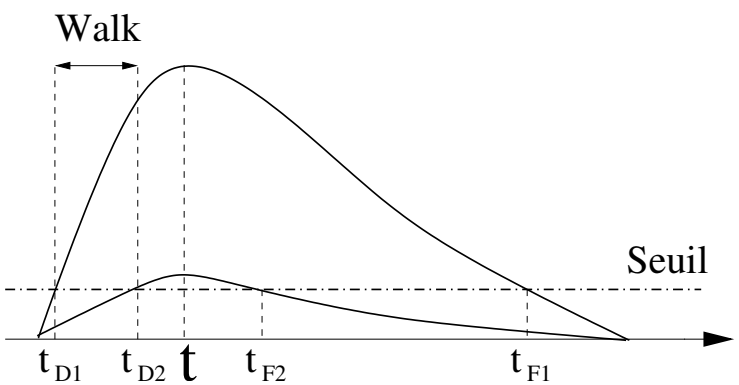


Fig. 4.8: Correction du walk. On a $t = 0.6 \times t_{D1} + 0.4 \times t_{F1} = 0.6 \times t_{D2} + 0.4 \times t_{F2}$.

4.4.2 ToT et mesure de charge.

Les temps de début et de fin de signal permettent également une détermination indirecte de la charge collectée sur la piste, information qui sera utilisée dans la section suivante dans le calcul de la position du cluster. On définit le ToT du signal ("Time over Threshold") comme le temps passé au-dessus du seuil :

$$ToT = t_F - t_D. \tag{4.11}$$

La relation entre la charge Q collectée sur la piste et le ToT est fournie par une simulation du détecteur [41] :

$$Q = exp\left(\left[\frac{ToT}{\alpha}\right]^2\right), \tag{4.12}$$

où Q s'exprime en fC et le ToT en ns. La constante α vaut 134 ns.

4.4.3 Clustering

L'algorithme de clustering utilisé résulte d'une optimisation des résolutions temporelles et spatiales réalisée sur faisceau test [37] :

- Les pistes adjacentes ayant fourni un signal sont groupées en cluster. Afin de réduire la probabilité que des clusters fortuits se superposent aux clusters de l'événement considéré, on sélectionne les signaux dont le temps, mesuré par rapport au temps de trigger, est compris entre -50 et $+50$ ns. Cette fenêtre tient compte de la résolution temporelle des détecteurs, qui est d'environ 10 ns, comme nous le verrons dans le chapitre 5.4.
- On tolère qu'une piste manque à l'intérieur d'un cluster, afin de tenir compte de la présence éventuelle dans l'espace d'amplification d'un espaceur qui peut gêner le développement de l'avalanche et provoquer une inefficacité locale.
- La position du cluster est obtenue en pondérant la position de chaque piste du cluster par la charge recueillie. Les signaux sont classés par charge décroissante. Seuls les 7 signaux de plus grande charge sont considérés dans le calcul de la position du cluster, même s'ils ne sont pas contigus (la taille d'un cluster est rarement supérieure a 7).
- Le temps du cluster est défini comme

  $$t_c = \frac{q_1 t_1 + q_2 t_2}{q_1 + q_2}, \tag{4.13}$$

  où t_1, t_2, q_1, et q_2 sont le temps et la charge des deux signaux de plus grande charge compris dans le cluster.

L'intensité nominale du faisceau de COMPASS est 10 fois plus élevée que celle du faisceau test utilisé. Dans ces conditions, la probabilité que des clusters fortuits se superposent aux clusters de l'événement considéré n'est pas négligeable. Cette superposition fausse le calcul de la position du cluster et dégrade la résolution spatiale. La section 5.5.5 décrit les modifications apportées à l'algorithme de clustering pour minimiser les effets de ces superpositions.

Chapitre 5

Caractérisation des Micromégas de COMPASS

Ce chapitre présente les performances des 12 détecteurs Micromégas installés sur le spectromètre COMPASS.

5.1 Introduction

5.1.1 Description du dispositif

La figure 5.1 est un schéma du LAS (Large Acceptance Spectrometer) indiquant la position des 3 stations de Micromégas, qui comprennent chacune 4 détecteurs. Le tableau 5.1 résume les positions des détecteurs et l'inclinaison de leurs pistes.

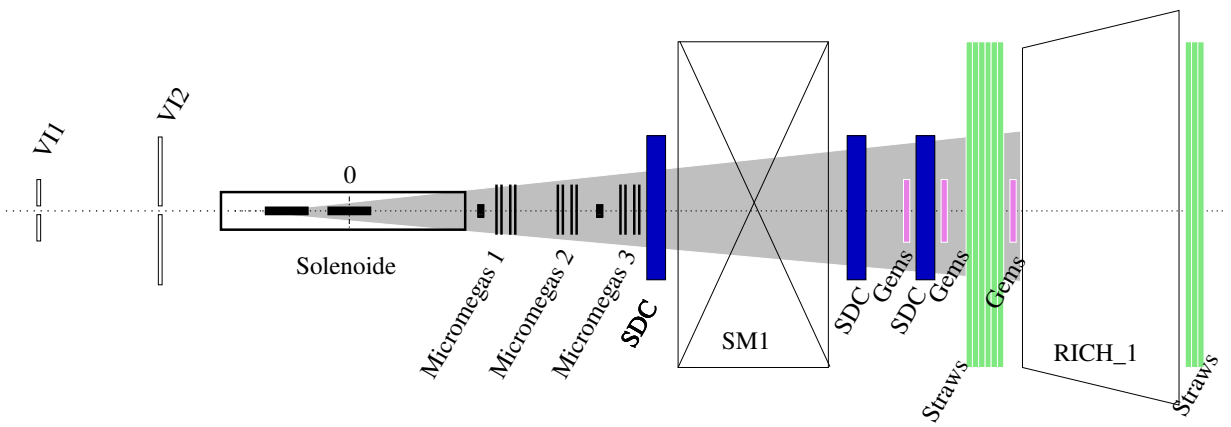


Fig. 5.1: Implantation des 3 stations de Micromégas dans le LAS.

Station	Plan	Dét. #	Angle	Position en z (cm)
	MM01V1	7	-45^o	141.5
	MM01U1	6	$+45^o$	142.5
Micromégas 1	MM01X1	9	0^o	150.4
	MM01Y1	8	90^o	151.3
	MM02V1	11	-45^o	191.0
	MM02U1	3	$+45^o$	192.0
Micromégas 2	MM02X1	12	0^o	200.8
	MM02Y1	13	90^o	201.8
	MM03V1	4	-45^o	240.2
	MM03U1	14	$+45^o$	241.3
Micromégas 3	MM03X1	2	0^o	249.8
	MM03Y1	5	90^o	250.8

Tab. 5.1: Caractéristiques géométriques des 12 détecteurs Micromégas. La colonne Dét. # indique le numéro de fabrication.

5.1.2 Définitions

La caractérisation d'un détecteur consiste à mesurer son **efficacité**, sa **résolution temporelle**, et sa **résolution spatiale**. Elle est réalisée grâce à un échantillon de traces, dont les positions et les temps de passage dans le détecteur sont comparés aux positions et temps de passage que celui-ci a enregistrés. Dans cette procédure, le détecteur considéré est exclu de la reconstruction pour ne pas biaiser les résultats. On recherche dans le détecteur un ou plusieurs *clusters* au voisinage du point d'impact de chacune des traces de l'échantillon. Soit u la coordonnée mesurée par le détecteur. Notant u_{trace} la position de la trace et $u_{cluster}$ la position d'un *cluster* donné, on considère que le *cluster* est associé à la trace si le **résidu** $|\Delta u| = |u_{cluster} - u_{trace}|$ est inférieur à une limite $|\Delta u|_{max}$. La bande de largeur $2|\Delta u|_{max}$ centrée sur la trace est appelée **route**. Elle doit être suffisamment large pour prendre en compte la résolution finie du détecteur et l'incertitude sur la position des traces provenant de la reconstruction.

L'efficacité est la probabilité qu'a le détecteur de repérer le passage d'une trace au travers de sa zone active. On utilise pour la mesurer un échantillon de N_{tot} traces passant dans la zone active, et on comptabilise le nombre de traces N auxquelles au moins un *cluster* est associé. Si l'on suppose que tout *cluster* associé à une trace a effectivement été produit par le passage de cette trace, l'efficacité est donnée par

$$\epsilon = \frac{N}{N_{tot}}. \tag{5.1}$$

Cependant, lorsque le flux est important, d'autres particules traversent le détecteur simultanément. Il peut donc arriver que le détecteur n'ait pas été efficace lors du passage de la trace reconstruite, mais qu'on associe à celle-ci un *cluster* ne lui appartenant pas. On verra dans la section 5.3.2 que l'équation (5.1) doit être corrigée pour prendre en compte cet effet lorsque l'on désire mesurer l'efficacité du détecteur à haute intensité.

La résolution temporelle est l'incertitude sur la mesure par le détecteur du temps de passage d'une trace. On la détermine en étudiant la distribution des $\Delta t = t_{cluster} - t_{trace}$, où t_{trace} est le temps de la trace et $t_{cluster}$ celui du *cluster* le plus proche dans l'espace du point d'impact de la trace. Tous deux sont mesurés par rapport au temps du trigger, qui disparaît dans la différence Δt. Le détecteur ayant été retiré de la reconstruction, les mesures de $t_{cluster}$ et t_{trace} sont indépendantes. La largeur σ de la distribution des Δt est donc la somme quadratique de la résolution temporelle σ_t du détecteur, et de la résolution temporelle σ_t' de la reconstruction :

$$\sigma^2 = \sigma_t^2 + \sigma_t^{'2}. \tag{5.2}$$

La connaissance de σ_t' est donc nécessaire à la mesure de σ_t. Or, σ_t' dépend des résolutions temporelles affectées aux détecteurs impliqués dans la reconstruction, qui ne sont pas forcément connues *a priori*. On verra dans les sections 5.4.1 et 5.4.2 que certaines hypothèses permettent cependant d'obtenir une estimation satisfaisante de σ_t'.

La résolution spatiale est l'incertitude sur la mesure par le détecteur de la position du point de passage de la particule. Elle est obtenue à partir de la distribution des résidus Δu, de manière similaire à la résolution temporelle : la largeur σ de la distribution des résidus est la somme quadratique de la résolution spatiale σ_s du détecteur et de l'incertitude sur la position des trace suivant la coordonnée u, notée σ_s' :

$$\sigma^2 = \sigma_s^2 + \sigma_s^{'2}. \tag{5.3}$$

Comme pour la résolution temporelle, les résolutions spatiales des détecteurs participant à la reconstruction n'étant pas connues, il n'est pas immédiat d'estimer et de soustraire la contribution σ_s' de la reconstruction (cf. section 5.5.1).

5.1.3 Résultats précédemment obtenus, objectif de ces mesures

La conception et la mise au point d'un détecteur de type Micromégas et de l'électronique associée pour COMPASS a fait l'objet d'une thèse de doctorat [37]. Ces détecteurs doivent satisfaire le cahier des charges de COMPASS :

- Résolution spatiale meilleure que 100 μm dans le plan de courbure des trajectoires.
- Bonne résolution temporelle pour réduire le taux de fortuits, afin d'améliorer l'efficacité de la reconstruction et de diminuer les temps de calculs.
- Efficacité aussi proche que possible de 100 %.
- Fonctionnement dans un flux de particules élevé ($\sim$ 100 kHz sur les pistes centrales), en présence des champs de fuite de l'aimant dipolaire SM1 (jusqu'à 0.2 T au niveau de certains détecteurs).
- Surface couverte de 40×40 cm^2, ce qui correspond à la zone inactive des chambres à dérive.
- Quantité de matière introduite dans l'acceptance minimale.

Comme tous les détecteurs à plaques parallèles, les Micromégas sont sensibles aux décharges. Afin de réduire le taux de décharge, le gain G est limité à quelques 10^3. Le mélange gazeux (Ne, C_2H_6(10 %), CF_4(10%)) a été choisi de manière à atteindre le plateau d'efficacité pour de telles valeurs de gain, tout en recherchant une bonne résolution temporelle (section 4.2.4). Une électronique frontale adaptée a été développée pour maximiser l'efficacité à gain donné (puces électroniques SFE16 [39]) : Le temps d'intégration de l'amplificateur est adapté à la durée du signal ionique ($\simeq$ 100 ns) pour minimiser le déficit balistique[1], et génère peu de bruit ce qui permet d'abaisser le seuil des discriminateurs et de détecter les signaux de faible amplitude. Les caractéristiques de prototypes équipés de cette électronique, et utilisés avec ce mélange gazeux ont été mesurées sur la ligne de faisceau T9 au CERN. Dans un faisceau p/π de 10 GeV, occasionnant un flux maximum de 10 kHz/piste :

- La résolution temporelle varie de 9 ns à 8 ns entre $G = 2.10^3$ et $G = 10^4$.
- La résolution spatiale est de 50 μm entre $G = 2.10^3$ et $G = 10^4$, pour un pas des pistes de 317.5 μm.
- La perte d'efficacité due à l'occupation de l´électronique est de 4% pour un taux de comptage de 100 kHz/voie.

Les conditions sur le faisceau T9 diffèrent cependant des conditions réelles de prises de données sur COMPASS, et certaines questions restent ouvertes :

- Le flux maximum par piste est en fait de 200 kHz. Quel est l'effet de l'occupation sur l'efficacité ?
- Quel rôle joue le flux de particules incident sur la résolution temporelle ?
- Comment la résolution spatiale est-elle influencée par la segmentation en deux zones de pas différent (360 et 420 μm), la présence de champ magnétique, le flux de particules incident et l'angle des traces ?

Ce chapitre a pour but de répondre à ces questions.

5.1.4 Le télescope

C'est l'ensemble des $N-1$ plans participant à la reconstruction des trajectoires (le détecteur étudié étant exclu). Ces trajectoires doivent être définies avec précision, puis sélectionnées pour obtenir un échantillon adapté à la mesure que l'on désire effectuer :

- Dans une mesure d'efficacité, il peut arriver que certaines des traces utilisées ne soient que des artefacts de la reconstruction, provenant d'une combinaison de *clusters* ne correspondant pas à une trace réelle. On les appelle **traces fantômes**. En général, on ne trouve pas de *cluster* associé à une telle trace dans le détecteur étudié, ce qui

[1] Le déficit balistique est la fraction du signal non intégrée par l'amplificateur.

conduit à sous-estimer son efficacité. Il est donc nécessaire de réduire autant que possible la proportion de fantômes dans un échantillon servant à une mesure d'efficacité. Ceci est d'autant plus facile que $N-1$ est élevé.

- La résolution temporelle et la résolution spatiale sont obtenues grâce aux équations (5.2) et (5.3). Pour réduire l'erreur sur leur mesure, la contribution à σ^2 de la résolution du télescope ($\sigma_t^{'2}$ et $\sigma_s^{'2}$) doit être faible devant la résolution du détecteur étudié.

Les traces destinées à la mesure de l'efficacité à haut flux ($I = 2.10^8$ μ/déversement, 1 déversement = 5 s) seront reconstruites en utilisant la totalité du spectromètre COMPASS, de manière à réduire la proportion de fantômes. Le spectromètre fournissant une mesure précise du temps des traces (grand nombre de détecteurs, présence de scintillateurs) il sera aussi utilisé pour les mesures de résolution temporelle à haut flux.

Pour mieux contrôler la contribution des traces reconstruites, l'étude de la résolution spatiale a été menée en utilisant comme télescope uniquement les $N-1=11$ Micromégas restants (section 5.5.1). C'est aussi le cas des mesures d'efficacité et de résolution temporelle à bas flux ($I \sim 10^6$ μ/déversement), mais pour une autre raison : la détermination du point de fonctionnement des détecteurs Micromégas impliquant un grand nombre de mesures d'efficacité (environ 10 points de mesure par plan, voir section 5.3.1), j'ai été amené à développer une méthode de mesure rapide. Celle-ci restreint la reconstruction aux seuls Micromégas.

5.2 Reconstruction et sélection des traces

Les résultats présentés dans ce chapitre proviennent d'un grand nombre de mesures effectuées dans des conditions de prise de données très différentes :

- L'intensité I du faisceau peut varier de deux ordres de grandeur entre une basse intensité d'environ 10^6 μ/déversement, et l'intensité nominale de 2.10^8 μ/déversement. A l'intensité nominale, le nombre élevé de *clusters* par plan complique la reconstruction. En effet, l'explosion du nombre de combinaisons à tester oblige à recourir à un algorithme de recherche de combinaisons sophistiqué pour obtenir un temps de reconstruction acceptable. D'autre part, la proportion de traces fantômes augmente.
- Le dipôle SM1 peut être allumé ou éteint. Lorsque SM1 est éteint, Les traces traversant les Micromégas sont quasiment droites, car les déviations dues au champ magnétique du solénoïde et à la diffusion multiple dans la matière des détecteurs sont négligeables. Quatre paramètres suffisent alors à décrire une trace : les coordonnées (x, y) d'un point de la trace dans un plan d'abscisse z donné, ainsi que les deux inclinaisons $\tan(\theta_x)$ et $\tan(\theta_y)$. Lorsque SM1 est allumé, la présence de son champ de fuite au niveau des Micromégas courbe la trajectoire des traces. Il faut alors introduire un cinquième paramètre q/p (charge/impulsion) décrivant la courbure de la trace. Pour cela, le programme de reconstruction doit disposer d'une carte du champ magnétique.

- Les traces peuvent être reconstruites à l'aide de la totalité du spectromètre, ou des Micromégas uniquement.

La méthode de reconstruction et de sélection **polyvalente**, exposée dans la section 5.2.1, présente l'avantage de pouvoir être utilisée dans n'importe quelle configuration mais est relativement lourde : les temps de reconstruction sont élevés, et l'espace disque nécessaire est important. Il a fallu développer aussi une méthode **rapide** (section 5.2.2), qui n'est cependant utilisable qu'à basse intensité et sans SM1, et qui restreint la reconstruction aux seuls Micromégas.

5.2.1 Méthode polyvalente

Elle est utilisée lors des mesures d'efficacité et de résolution temporelle à haute intensité, ainsi que lors de toutes les mesures de résolution spatiale.

Les traces sont reconstruites par CORAL, le programme de reconstruction de COMPASS. CORAL peut fonctionner en présence de champ magnétique et utilise TRAFDIC, un algorithme d'association de *clusters* lui permettant de reconstruire des événements comportant un grand nombre de clusters. Cette méthode fonctionne donc aussi bien à basse qu'à haute intensité, SM1 allumé ou non. Les mesures sont faites de la manière suivante :

- On retire de la reconstruction le plan de Micromégas à caractériser. Dans le cas des mesures d'efficacité et de résolution temporelle, trois plans sont retirés de la reconstruction pour les traiter simultanément et donc gagner du temps. Afin de ne pas appauvrir la reconstruction avant SM1, il est préférable de ne pas retirer simultanément plusieurs plans mesurant la même coordonnée. On retirera donc l'un des groupes de plans suivants :
  MM01U1, MM02X1, MM03Y1 ou
  MM01X1, MM02Y1, MM03V1 ou
  MM01Y1, MM02V1, MM03U1 ou
  MM01V1, MM02U1, MM03X1.
- CORAL lit les données brutes, effectue le *clustering* puis la reconstruction. Chaque trace est propagée jusqu'aux plans désactivés. Les paramètres de la trace au niveau des plans désactivés sont sauvés dans un TTree ROOT, en même temps que ceux des *clusters* situés au voisinage du point d'impact dans les détecteurs désactivés ($|\Delta u| < 20 \times p$, où p est le pas des pistes).
- Le TTree est ensuite utilisé pour la sélection des traces, les mesures d'efficacité, de résolution temporelle, et de résolution spatiale.

Les traces de bonne qualité sont sélectionnées par la coupure $\chi^2/n_{dl} < 3$ (figure 5.2). $n_{dl} = n_c - n_p$ est le nombre de degrés de liberté de la trace, où n_c est le nombre de *clusters* de la trace et n_p le nombre de paramètres (5 pour une trace possédant une impulsion, 4 pour une trace droite).

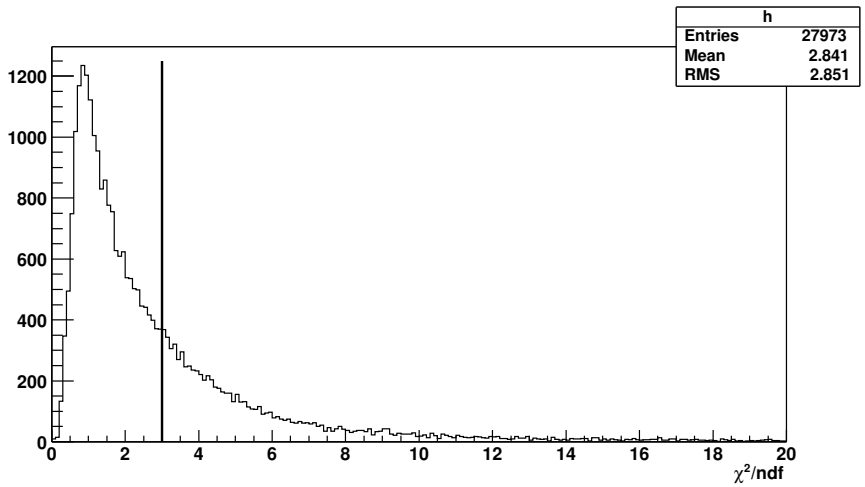


Fig. 5.2: Distribution en χ^2/n_{dl} des traces sélectionnées pour les mesures d'efficacité et de résolution en conditions nominales. Seules les traces de $\chi^2/n_{dl} < 3$ sont conservées.

Lorsque l'ensemble du spectromètre est utilisé, certaines traces ne sont reconstruites que dans les détecteurs situés en aval de SM1. Ces traces, en général produites lors d'interactions ayant lieu après SM1, ne doivent pas être extrapolées jusqu'aux Micromégas pour servir à leur caractérisation et sont rejetées. Enfin, les traces doivent être corrélées au trigger : $|\Delta t| < 10\ ns$.

Lors des mesures en présence de champ magnétique, on écartera les traces d'impulsion inférieure à 1 GeV, dont la reconstruction n'est pas suffisamment fiable. CORAL permet également la reconstruction de traces non détectées après SM1, en utilisant le champ de fuite du dipôle. Ces traces, de mauvaise qualité, sont rejetées en demandant un nombre de degrés de liberté supérieur à 15.

Cette méthode est polyvalente mais difficile d'emploi pour plusieurs raisons. Tout d'abord, la lenteur de CORAL oblige à traiter les événements en parallèle sur le centre de calcul pour obtenir rapidement une statistique suffisante. Ensuite, l'espace disque requis pour le stockage des TTree produits est assez important (quelques centaines de mégaoctets). La méthode alternative présentée dans la section suivante ne fonctionne qu'à basse intensité et sans champs magnétique, mais elle est plus rapide et requiert moins d'espace disque.

5.2.2 Méthode rapide

Environ 10 fois plus rapide que la précédente, cette méthode est utilisée lors des mesures d'efficacité et de résolution temporelle à basse intensité, sans champ magnétique. Dans ces conditions, le temps nécessaire à la reconstruction des traces d'un événement devient négligeable devant le temps de décodage des données et le temps de clustering. Or, un grand nombre de mesures d'efficacité sont nécessaires à la détermination du point de fonctionnement des Micromégas (section 5.3.1). Afin de gagner du temps, on n'effectue ici qu'une seule fois pour chaque run le décodage et le clustering. La reconstruction peut alors être

répétée autant de fois que nécessaire sur les *clusters* obtenus.

Le décodage et le *clustering* sont réalisés par COOOL (chapitre 3). Les paramètres des *clusters* (temps, ToT[2], charge déduite du ToT) présents dans les détecteurs sont écrits sur disque dans un TTree ROOT. Le module de reconstruction de COOOL (LSTRACK) permet ensuite d'ajuster des traces droites aux *clusters* présents dans le TTree. LSTRACK est beaucoup plus flexible que CORAL et peut être utilisé directement depuis la ligne de commande de ROOT, ce qui facilite l'analyse. Pour chaque détecteur à caractériser, LSTRACK reconstruit les traces à partir des *clusters* des autres détecteurs, puis mesure l'efficacité et la résolution temporelle.

Pour la méthode rapide, les mesures sont réalisées avec les traces des muons du halo, particulièrement droites :

- Du fait de leur impulsion élevée ($\sim$ 150 GeV), les muons sont peu sensibles à la diffusion multiple, et ne sont pratiquement pas déviés par les champs de fuite du solénoïde et de SM1.
- Ils émettent environ 200 fois moins de rayonnement Brehmstrahlung qu'un électron.

L'acquisition des événements contenant ces traces est déclenchée par la coïncidence entre deux plans de scintillateurs situés avant la cible (figure 5.1), VI1 (30×30 cm^2) et VI2 (60×60 cm^2), qui possèdent tous deux un trou central circulaire de 4 cm de diamètre. Ces deux plans sont habituellement utilisés comme **veto** lors des prises de données COMPASS : ils permettent de supprimer les événements déclenchés par un muon n'ayant pas traversé la cible.

alignement

La position de chaque détecteur suivant sa coordonnée mesurée u doit être connue avec une grande précision devant sa résolution spatiale pour les raisons suivantes :

- On sélectionne habituellement les traces possédant un χ^2 faible pour éliminer les fantômes. Un désalignement des plans servant à la reconstruction entraîne comme nous allons le voir une augmentation systématique du χ^2 des traces réelles. Pour ne pas perdre ces traces, la coupure en χ^2 doit être relâchée, au prix d'un accroissement du nombre de traces fantômes.
- Lorsque le détecteur étudié n'est pas aligné avec le télescope, la distribution de ses résidus n'est pas centrée sur 0. Ceci conduit à une sous-estimation de son efficacité.

La précision de la mesure fournie par les géomètres, de quelques centaines de microns, est insuffisante. Elle est donc complétée par un alignement software utilisant les traces reconstruites, capable de mesurer les positions relatives des détecteurs avec une précision de quelques microns. La procédure d'alignement standard de COMPASS [42] fonctionne sur la globalité du spectromètre, et ne peut généralement pas être utilisée dès le début

[2]Time over Threshold, voir section 4.4.2

d'une période de prise de données, certains détecteurs n'étant pas prêts à fonctionner. Au contraire, la procédure simple décrite ci-dessous, qui ne concerne que les Micromégas, est utilisable dès leur mise en service.

La position des détecteurs suivant l'axe du faisceau n'a que peu d'importance pour la reconstruction de traces droites et faiblement inclinées telles que les muons du halo. Elle est ici considérée comme fixée. On suppose aussi que les plans de détection sont orthogonaux au faisceau, et que l'angle des pistes est celui décrit dans le tableau 5.1. La procédure d'alignement décrite ici revient à mesurer le décalage par rapport à l'axe du faisceau de chaque détecteur suivant sa coordonnée mesurée u. Le décalage des détecteurs suivant la coordonnée v (le long des pistes) n'a pas d'influence sur la reconstruction et n'est pas mesurable. Considérons un ensemble de traces reconstruites dans N plans parfaitement alignés. Le χ^2 d'une trace est donné par

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{(c_i - t_i)^2}{\sigma_i^2}. \tag{5.4}$$

La somme court sur les *clusters* de la trace : c_i est la position du *cluster* i, t_i la position de la trace dans le plan ayant fourni le *cluster* i, et σ_i la résolution spatiale de ce plan. Moyenner χ^2 sur l'ensemble des traces permet d'estimer la qualité de l'alignement grâce au $\overline{\chi^2}$ résultant. En effet, un désalignement provoque une augmentation de $\overline{\chi^2}$, ce qui revient à dire que minimiser $\overline{\chi^2}$ permet d'aligner les détecteurs. Pour ce faire, une procédure itérative faisant appel à MINUIT a été utilisée. À chaque itération :

- la reconstruction est effectuée sur un petit nombre d'événements.
- $\overline{\chi^2}$ est calculé pour l'ensemble des traces reconstruites.
- MINUIT ajuste les positions des détecteurs pour minimiser $\overline{\chi^2}$.

Afin d'empêcher un déplacement d'ensemble des détecteurs au cours de la minimisation, les positions des détecteurs $1X$, $1Y$, $3X$ et $3Y$ sont gardées constantes. Les traces fantômes, qui gênent la convergence de la minimisation, sont éliminées en sélectionnant les événements pour lesquels chaque plan ne contient qu'un seul *cluster*. On n'effectue cette coupure que lors de l'alignement.

Sélection des traces

Après l'alignement, La distribution de χ^2/n_{dl} d'un ensemble de traces réelles est piquée à la valeur 1. Les χ^2/n_{dl} des traces fantômes, qui correspondent à une association arbitraire de clusters, s'étendent au contraire jusqu'à des valeurs de χ^2 très élevées. Les fantômes entraînant une sous-estimation de l'efficacité, il est crucial de les supprimer de l'échantillon de traces utilisé. Pour cela, on définit une coupure χ^2_{max}, et on écarte les traces pour lesquelles $\chi^2 > \chi^2_{max}$. Une fraction des traces réelles est également rejetée par cette coupure, ce qui diminue la statistique disponible sans biaiser la mesure. Au lieu de la distribution de χ^2/n_{dl}, on peut utiliser pour la détermination de χ^2_{max} la distribution de leurs probabilités.

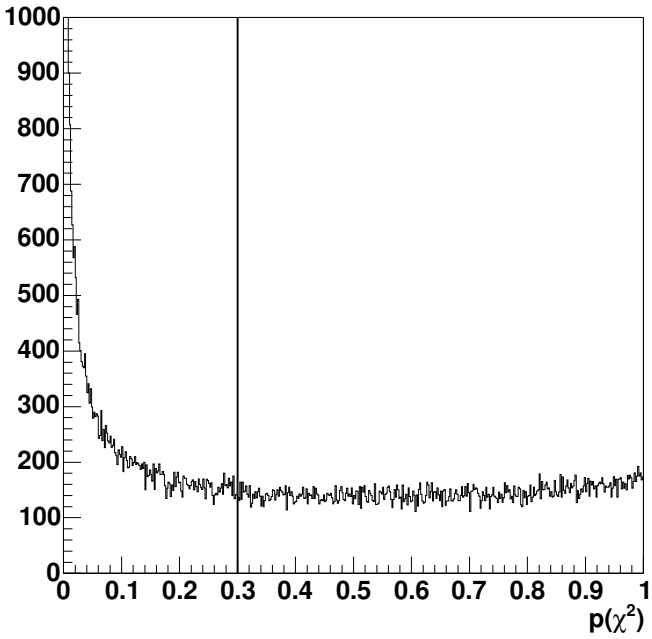


Fig. 5.3: Distribution de probabilité de χ^2 après alignement. On conservera uniquement les traces telles que $p(\chi^2) > 0.3$.

Une trace droite est définie par 4 paramètres x, y, θ_x, et θ_y. Son nombre de degrés de liberté est donc $n_{dl} = n - 4$, où n est le nombre de *clusters* sur la trace. Il existe une distribution de χ^2 théorique normée $D(\chi^2)$ associée au nombre de degrés de liberté n_{dl}. La probabilité d'obtenir un χ^2 supérieur au χ^2_r obtenu lors de la reconstruction de la trace est donnée par :

$$p(\chi^2) = \int_{\chi^2_r}^{\infty} D(\chi^2) d\chi^2. \tag{5.5}$$

Dans le cas d'une reconstruction parfaite, la distribution des χ^2_r reconstruits est identique à la distribution théorique, et la distribution de probabilité de χ^2 est plate. La figure 5.3 présente la distribution $p(\chi^2)$ obtenue pour un ensemble de traces. On remarque un excès de traces pour les faibles valeurs de $p(\chi^2)$, correspondant à des valeurs de χ^2_r trop élevées pour pouvoir correspondre à des traces physiques : ce sont les traces fantômes. Rejeter les traces ayant un χ^2 élevé revient à rejeter les $p(\chi^2)$ faibles. Pour obtenir un échantillon exempt de traces fantômes, on choisit :

$$p(\chi^2) > 0.3. \tag{5.6}$$

La figure 5.4 montre un profil 2D des traces sélectionnées par cette coupure. L'absence totale de coups dans la zone inactive des Micromégas confirme la très bonne qualité de l'échantillon.

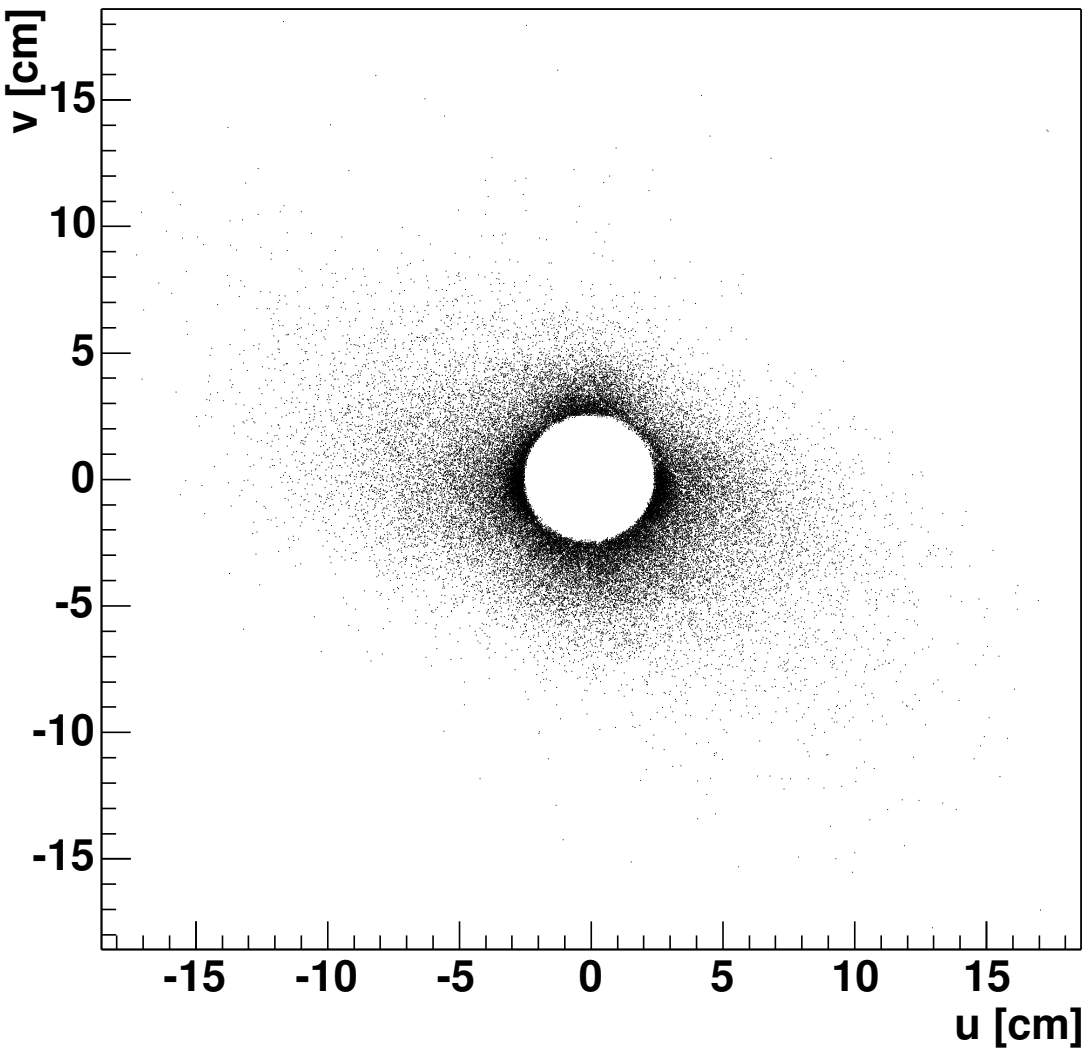


Fig. 5.4: Profil des traces $p(\chi^2) > 0.3$ extrapolées dans un plan de référence au centre du télescope. Le disque central de diamètre 5 cm correspond à la zone inactive des détecteurs.

5.3 Efficacité

5.3.1 Point de fonctionnement

Les travaux précédents [37] ont guidé le choix de la géométrie des détecteurs, de l'électronique associée et du mélange gazeux (section 5.1.3). Il reste à déterminer deux paramètres : la valeur de la haute-tension HV_{grille} appliquée à la micro-grille, et la valeur du seuil des discriminateurs. Pour chaque détecteur, le choix de ce **point de fonctionnement** a été fait de la façon suivante :

- Le seuil des discriminateurs est réglé de manière à obtenir un niveau de bruit acceptable. Pour un seuil de 4000 e^-, le taux de bruit est de l'ordre de quelques kHz/canal.
- L'efficacité du détecteur est mesurée pour différentes valeurs de la tension appliquée à la micro-grille. La courbe d'efficacité résultante présente un plateau permettant de choisir la tension nominale, définie comme la tension à partir de laquelle l'efficacité maximale est atteinte.

Les courbes d'efficacité des 12 détecteurs installés en 2002 sont présentées sur la figure 5.5, ainsi que la valeur choisie pour HV_{grille}. Elles ont été obtenues par la méthode rapide (section 5.2.2), avec une largeur de route $2|\Delta u|_{max} = 1$ mm. Les mesures ont été réalisées en conditions de calibration : SM1 arrêté, intensité du faisceau 100 fois plus faible qu'en conditions nominales ($I \simeq 10^6$ μ/déversement). Les points de fonctionnement et les efficacités correspondantes sont résumés dans le tableau 5.2.

Plan	Dét. #	Seuil (e^-)	HV_{grille} (V)	ϵ
MM01V1	7	4000	390	0.988
MM01U1	6	4000	400	0.979
MM01X1	9	4000	400	0.983
MM01Y1	8	4000	400	0.983
MM02V1	11	4000	410	0.992
MM02U1	3	6000	430	0.984
MM02X1	12	4000	410	0.990
MM02Y1	13	4000	400	0.980
MM03V1	4	4000	420	0.990
MM03U1	14	4000	415	0.991
MM03X1	2	4000	420	0.967
MM03Y1	5	4000	400	0.986

Tab. 5.2: Points de fonctionnement et efficacité correspondante. L'emplacement correspondant au détecteur MM02U1 est particulièrement bruyant. Comme il n'a pas été possible de réduire le taux de bruit par l'échange du détecteur, puis de son électronique, il a fallu choisir une valeur de seuil plus élevée.

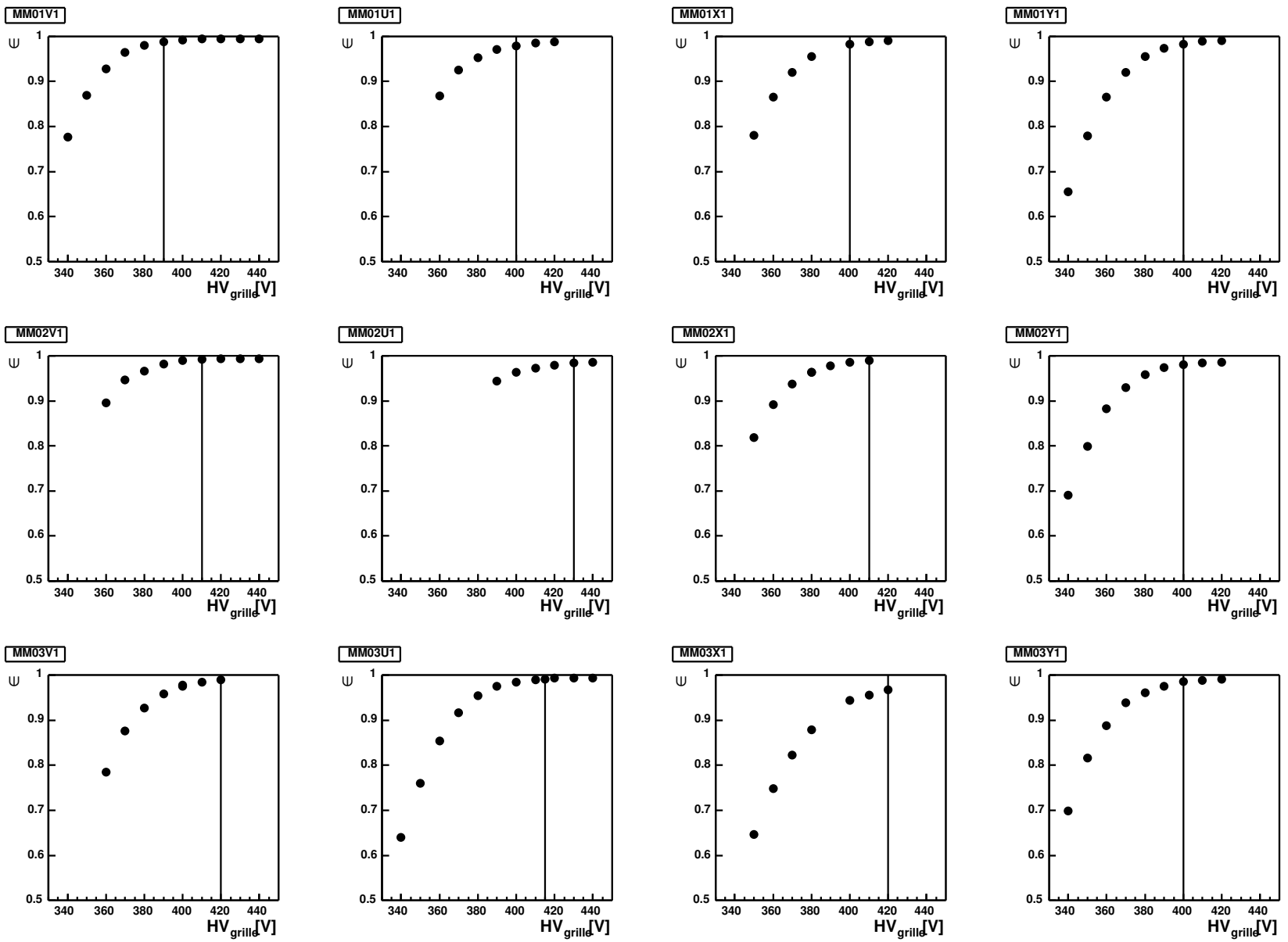


Fig. 5.5: Plateaux d'efficacité pour les 12 détecteurs Micromégas. La ligne verticale indique la tension nominale choisie. Dans le cas de MMO2X1, MM03V1 et MM03X1, augmenter encore la tension de grille provoque l'instabilité du détecteur.

5.3.2 Efficacité en conditions nominales. Occupation

L'efficacité des Micromégas à été mesurée dans les conditions des prises de données de COMPASS ($I = 2.10^8$ μ/déversement, SM1 allumé). De plus, les coupures temporelles sont celles qui sont appliquées en temps normal dans CORAL : Le temps des coups avant *clustering* est compris entre -50 et $+50$ ns ; le temps des *clusters* est compris entre -40 et 40 ns (section 4.4). La méthode polyvalente (section 5.2.1) est utilisée, avec une route de largeur $2|\Delta u|_{max} = 12 \times p$, où p est le pas des pistes.

À haute intensité, l'expression de l'efficacité donnée par l'équation (5.1) doit être prise avec précaution. En effet le nombre de *clusters* non corrélés à la trace considérée est maintenant important. Ainsi, lorsqu'un *cluster* se trouve dans la route, deux possibilités doivent être envisagées : la trace a été détectée et le *cluster* associé est effectivement corrélé à la trace ; la trace n'a pas été détectée, et le *cluster* associé résulte du passage d'une autre particule. Ceci s'exprime par l'équation suivante :

$$\frac{N}{N_{tot}} = \epsilon + (1 - \epsilon).p_b, \tag{5.7}$$

où p_b, est la probabilité de trouver un *cluster* non corrélé à la trace à l'intérieur de la route. Cette probabilité est déterminée en ouvrant une deuxième route à distance du pic de la distribution des résidus. L'efficacité corrigée du biais dû aux effets de flux est donc :

$$\epsilon = \frac{N/N_{tot} - p_b}{1 - p_b}. \tag{5.8}$$

La correction est d'autant plus importante que p_b est élevée (que le flux incident est élevé), et que l'efficacité du détecteur est faible. La figure 5.6 montre l'effet de cette correction sur l'efficacité d'un Micromégas.

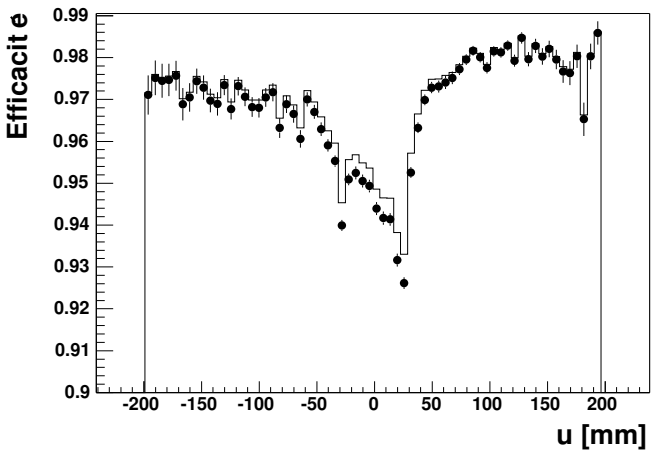


Fig. 5.6: Profil d'efficacité du détecteur MM02V dans la direction perpendiculaire aux pistes. Le trait plein correspond à l'expression naïve de l'efficacité, les points incluent la correction des effets de flux.

On remarque d'une part que la correction est au maximum de 1% au voisinage de la zone centrale inactive, où le taux de comptage est maximum. On voit d'autre part que l'efficacité (corrigée ou non) se dégrade au centre du détecteur. Comme expliqué dans la section 4.1.3, cette perte d'efficacité n'est pas due à la diminution du gain à haute intensité, mais est imputable à l'occupation de l'électronique. Les efficacités ϵ moyennées sur la surface des détecteurs sont présentées dans le tableau 5.3. La comparaison avec les efficacités ϵ_{bf} obtenues à basse intensité au même point de fonctionnement (voir la section précédente) montre que la perte d'efficacité due à l'occupation de l'électronique est d'environ 2 %. Remarquons que la moyenne d'efficacité, pondérée par la densité de traces, est dominée par le centre des détecteurs où le flux de particules est le plus important. Ainsi, la baisse d'efficacité à haute intensité n'affecte en fait qu'une bande centrale de 10 cm de large (figure 5.6).

Plan	Dét. #	ϵ	ϵ_{bf}
MM01V1	7	0.960	0.988
MM01U1	6	0.949	0.979
MM01X1	9	0.961	0.983
MM01Y1	8	0.960	0.983
MM02V1	11	0.959	0.992
MM02U1	3	0.961	0.984
MM02X1	12	0.970	0.990
MM02Y1	13	0.967	0.980
MM03V1	4	0.959	0.990
MM03U1	14	0.969	0.991
MM03X1	2	0.966	0.967
MM03Y1	5	0.958	0.986
Moyenne		0.961	0.984

Tab. 5.3: Comparaison entre les efficacités à haute intensité (I=2.10^8 μ/déversement) et à basse intensité (I=3.10^6 μ/déversement).

Cette méthode de mesure de l'efficacité a été appliquée avec succès à la plupart des détecteurs de traces du spectromètre COMPASS, et a permis la prise en compte des efficacités réelles des détecteurs dans les simulations. Les résultats sont résumés dans l'annexe A.

5.3.3 Défauts locaux

Le gain de l'avalanche varie exponentiellement avec le champ électrique présent dans la zone d'amplification. Pour une différence de potentiel donnée entre la micro-grille et les pistes, ce champ est inversement proportionnel à la distance qui les sépare. Des déformations de la micro-grille peuvent donc induire une variation locale du gain, et par conséquent de l'efficacité. Une cartographie de l'efficacité sur la surface des chambres permet de repérer ces défauts, mais il est nécessaire de disposer d'un grand nombre de traces pour obtenir une illumination satisfaisante de toute la surface de la chambre. La figure 5.7 présente les profils d'efficacité à deux dimensions obtenus avec 10^6 traces pour chaque Micromégas grâce à la méthode polyvalente (section 5.2.1).

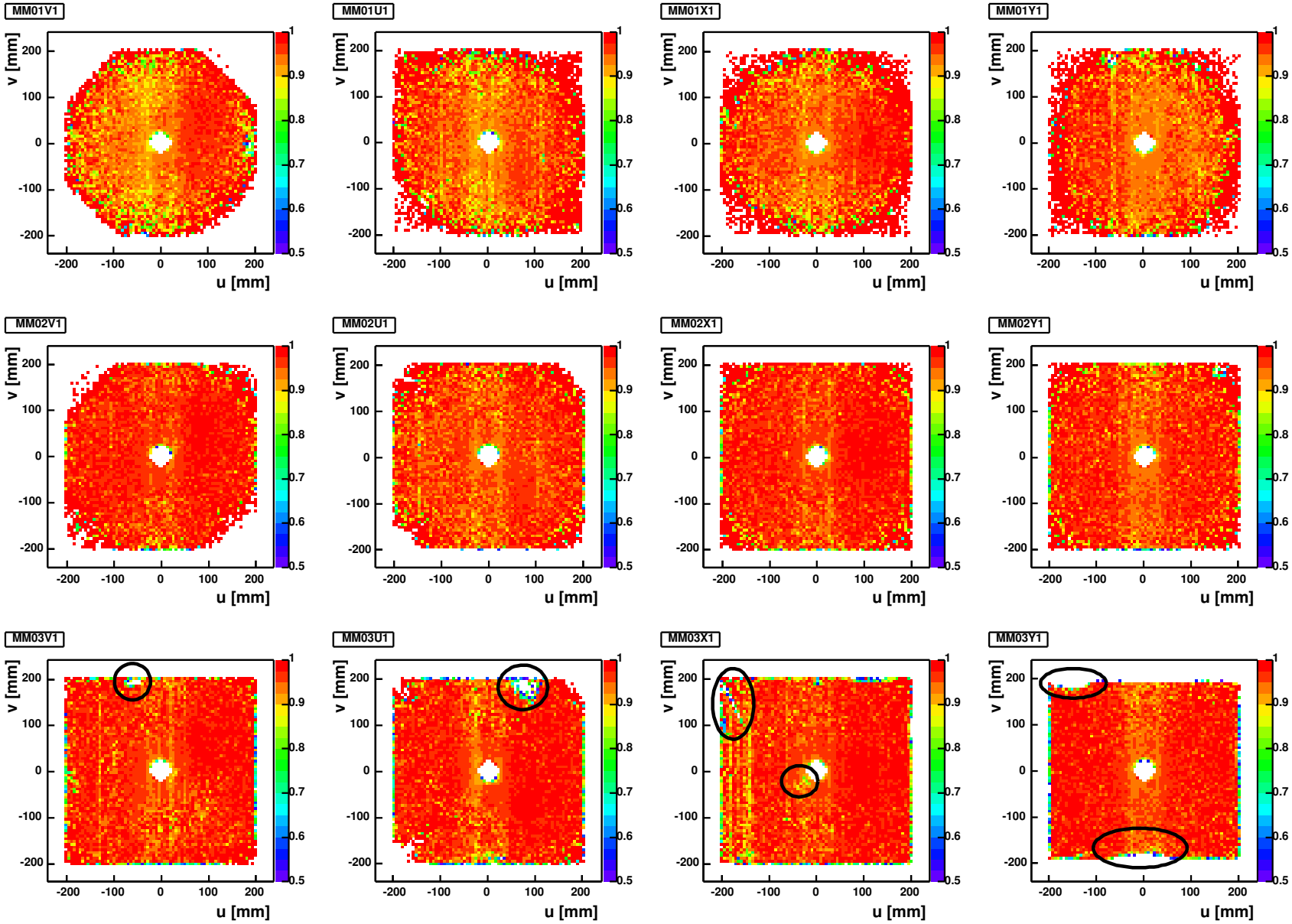


Fig. 5.7: Profils 2D d'efficacité. Les pistes sont verticales, et les défauts locaux ont été entourés d'une ellipse.

Les profils sont présentés suivant les coordonnées u (perpendiculaire aux pistes) et v (parallèle aux pistes). Les bandes d'inefficacité verticales correspondent aux canaux manquants. On remarque aussi des zones inefficaces sur les détecteurs de la station 3, localisées sur le bord externe de la chambre. Elles sont probablement dues à un décollement de la microgrille au voisinage d'une zone où sa fixation est imparfaite. Le détecteur MM03X1 présente des défauts d'un type différent : La ligne inefficace située en haut à gauche semble être une rayure sur le circuit imprimé. Un canal sur deux est lu par le haut de la chambre, l'autre étant lu par le bas. Sur les pistes lues par le haut, une rayure du circuit imprimé empêchera la détection des traces passées en dessous de la rayure. De même, les pistes lues par le bas ne verront pas les traces passées au dessus de la rayure. La présence de la zone inefficace située à proximité de la zone centrale inactive n'est pas comprise. Nous avons procédé à l'échange de ce détecteur avant le run COMPASS 2003.

5.4 Résolution temporelle

Les détecteurs Micromégas se trouvent entre la cible et SM1 (figure 5.1), région où le flux de particules est particulièrement élevé : une fraction importante des particules produites dans la cible est balayée hors de l'acceptance par le champ magnétique de SM1, et ne traverse pas les détecteurs situés en aval de SM1.

Le flux intégré sur la surface d'un Micromégas est d'environ 20 MHz, et le taux de comptage peut atteindre 200 kHz sur les pistes bordant la zone centrale inactive. Le grand nombre de *clusters* fortuits complique la reconstruction pour deux raisons. Premièrement, le nombre de combinaisons de *clusters* à tester est très élevé, ce qui ralentit la reconstruction. Deuxièmement, les *clusters* fortuits génèrent des traces fantômes. Celles-ci utilisent des *clusters* appartenant aux traces réelles, ce qui réduit l'efficacité de la reconstruction. De plus, elles compliquent l'analyse, par exemple en augmentant le bruit de fond combinatoire.

Il est donc important d'utiliser des détecteurs à haute résolution temporelle, ce qui permet de resserrer la porte temporelle autour du pic des *clusters* corrélés au trigger, et de réduire le nombre de *clusters* fortuits.

Le principe d'une mesure de résolution temporelle a été introduit dans la section 5.1.2. Rappelons que la résolution temporelle σ_t du détecteur considéré s'obtient à partir de la largeur σ de la distribution des $\Delta t = t_{cluster} - t_{trace}$, et de la résolution temporelle σ'_t de la reconstruction par :

$$\sigma^2 = \sigma_t^2 + \sigma_t^{'2}. \tag{5.9}$$

Le temps d'une trace donnée est obtenu à partir du temps des N *clusters* de la trace :

$$t_{trace} = \frac{\sum_{i=1}^{N} t_i/\sigma_i^2}{\sum_{i=1}^{N} 1/\sigma_i^2}, \tag{5.10}$$

où t_i est le temps du *cluster* i, et σ_i la résolution temporelle du détecteur correspondant. La résolution temporelle de la reconstruction est l'erreur sur cette mesure :

$$\sigma'_t = \sqrt{\frac{1}{\sum_i 1/\sigma_i^2}}. \tag{5.11}$$

Comme les résolutions σ_i des détecteurs n'ont pour la plupart pas été mesurées, on injecte dans le programme de reconstruction des valeurs "probables". De ce fait, les calculs de σ'_t et de σ_t sont entachés d'une erreur systématique importante.

Deux méthodes différentes ont été développées afin de s'affranchir de cette erreur systématique. L'une est adaptée aux mesures à basse intensité (section 5.4.1), l'autre aux mesures à haute intensité (section 5.4.2).

5.4.1 Mesures à basse intensité

On utilise la méthode de reconstruction rapide (section 5.2.2). Dans cette méthode, le détecteur considéré est retiré de la reconstruction, et les traces sont reconstruites à l'aide des 11 Micromégas restants. Si l'on sélectionne les traces à la reconstruction desquelles ces 11 détecteurs ont tous participé, le temps d'une trace devient

$$t_{trace} = \frac{\sum_{i=1}^{11} t_i/\sigma_i^2}{\sum_{i=1}^{11} 1/\sigma_i^2}, \tag{5.12}$$

Si l'on suppose en plus que les résolutions des 12 Micromégas sont égales, $\sigma_i = \sigma_t$ et l'équation (5.11) donne :

$$\sigma_t' = \sigma_t/\sqrt{11}. \tag{5.13}$$

σ est déterminé en ajustant la distribution des Δt par une gaussienne (figure 5.8). On obtient alors σ_t grâce à l'équation (5.9), qui revient à appliquer une correction à la valeur de σ :

$$\sigma_t = \frac{\sigma}{\sqrt{1+1/11}} = 0.957\sigma \tag{5.14}$$

La mesure de la résolution temporelle des 12 détecteurs Micromégas a été réalisée à l'aide de cette méthode sur les données du run 22016 :

- basse intensité : 6.10^5 μ/s,
- SM1 arrêté.

Les valeurs obtenues sont résumées dans le tableau 5.4. La résolution moyenne est de 8.5 ns, valeur également obtenue lors de tests de prototypes réalisés en conditions similaires.

Plan	Dét. #	σ_t (ns)
MM01V1	7	9.4
MM01U1	6	8.6
MM01X1	9	8.8
MM01Y1	8	8.2
MM02V1	11	8.8
MM02U1	3	8.0
MM02X1	12	8.3
MM02Y1	13	8.6
MM03V1	4	8.3
MM03U1	14	8.5
MM03X1	2	8.4
MM03Y1	5	8.3
Moyenne		8.5

Tab. 5.4: Résolution temporelle à basse intensité ($I = 6.10^5$ μ/s).

Les résolutions des 12 Micromégas diffèrent au maximum de 10% de la valeur moyenne, ce qui signifie que l'erreur sur la correction de l'éq. (5.14) est elle-aussi inférieure à 10%. Cette correction étant d'environ 4%, ceci se traduit par une erreur maximale de 0.4% sur la valeur de σ_t.

5.4.2 Mesures à haute intensité

On utilise ici la méthode de reconstruction polyvalente présentée dans la section 5.2.1, seule capable de fonctionner à haute intensité. La méthode de mesure de résolution temporelle de la section précédente ne peut donc pas être utilisée, car tous les détecteurs du spectromètre peuvent maintenant participer à la reconstruction des traces[3]. Pour s'affranchir de l'erreur systématique associée à la détermination de σ'_t, on sélectionne par une coupure temporelle sévère les traces fortement corrélées au trigger (figure 5.9) :

$$-0.5\,\text{ns} < t_{trace} < 0.5\,\text{ns}\,. \tag{5.15}$$

Alors, $\Delta t = t_{cluster} - t_{trace} \simeq t_{cluster}$, et l'équation (5.9) devient

$$\sigma_t^2 = \sigma^2, \tag{5.16}$$

où σ^2 est maintenant la largeur de la distribution temporelle *des clusters*[4] (figure 5.10).

[3] Il serait bien sûr possible de reconstruire les traces dans la totalité du spectromètre, mais de calculer leur temps en utilisant uniquement les informations des Micromégas. Ceci était cependant difficile à mettre en œuvre à l'époque où cette étude a été réalisée.

[4] $t_{cluster}$ et t_{trace} sont tous deux mesurés par rapport au temps du trigger, qui s'élimine quand on calcule Δt. C'est pour cette raison que la résolution du trigger ne contribue pas à la largeur de la distribution des Δt, éq. (5.9). Ce n'est plus vrai ici : en toute rigueur, l'équation (5.16) s'écrit $\sigma_t^2 = \sigma^2 - \sigma_{trigger}^2$. Cependant, comme $\sigma_{trigger} \simeq 800$ ps $\ll \sigma_t$, la contribution de la résolution du trigger est négligée.

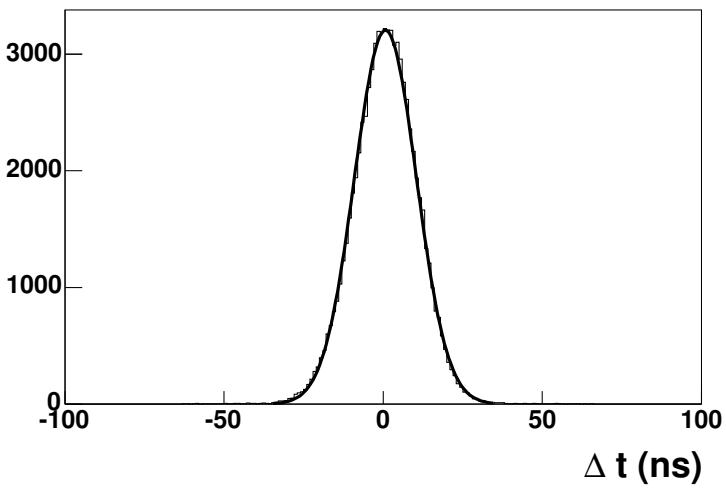


Fig. 5.8: Distribution des $\Delta t = t_{cluster} - t_{trace}$ dans MM01V1, à basse intensité. Cette distribution est presque parfaitement gaussienne.

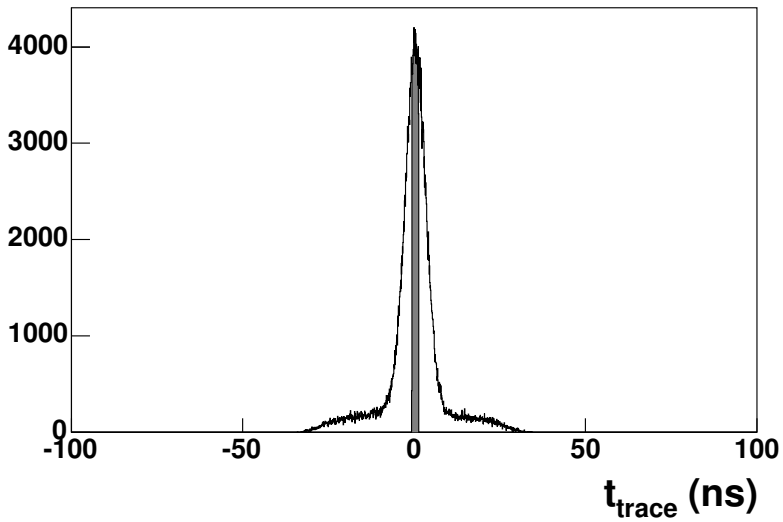


Fig. 5.9: Distribution temporelle des traces. En gris : sélection des traces fortement corrélées au trigger.

À haute intensité, une deuxième composante gaussienne apparaît dans cette distribution. On ajuste donc la distribution par la somme de deux gaussiennes $g_1 + g_2$, où g_1 décrit la partie principale de la distribution, et g_2 cette nouvelle composante de faible amplitude et de largeur importante.

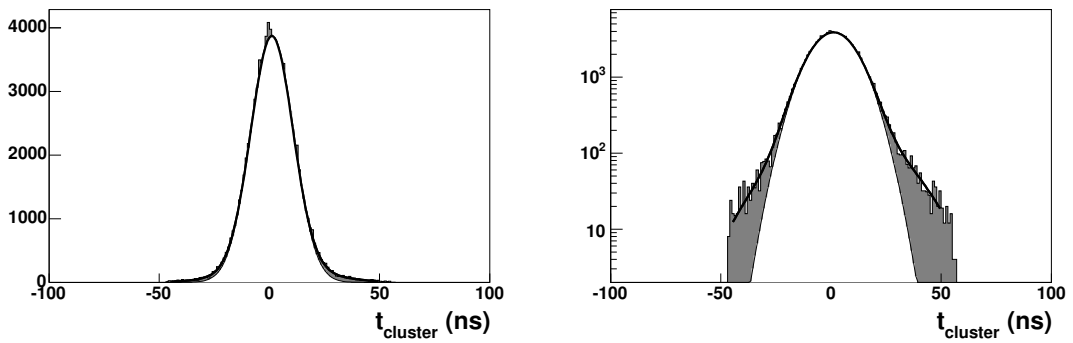


Fig. 5.10: Distribution des $t_{cluster}$ dans MM01V1 (échelles linéaire et logarithmique). En gris, la deuxième composante gaussienne, présente uniquement à haute intensité.

La résolution temporelle à été mesurée sur le run 22019 dans les conditions nominales de prises de données de COMPASS :

- haute intensité : 4.10^7 μ/s,
- SM1 en fonction,
- les coupures temporelles sont celles qui sont appliquées dans CORAL : Le temps des coups avant *clustering* est compris entre -50 et $+50$ ns (voir la section 4.4.3).

Toutefois, la coupure sur le temps des *clusters* a été relâchée pour ne pas biaiser la mesure.

Dans le tableau 5.5, la colonne σ_t présente les résolutions obtenues lorsque l'on choisit pour valeur de σ la moyenne des largeurs de g_1 et g_2, pondérées par leur intégrale. La colonne σ_{t1} présente les résolutions obtenues lorsque l'on choisit $\sigma = \sigma_1$ (deuxième composante non prise en compte).

Plan	Dét. #	$\boldsymbol{\sigma_t}$ **(ns)**	σ_{t1} (ns)	σ_t, BI (ns)
MM01V1	7	**11.13**	9.47	9.37
MM01U1	6	**10.67**	8.73	8.59
MM01X1	9	**10.32**	8.96	8.84
MM01Y1	8	**9.73**	8.50	8.17
MM02V1	11	**9.63**	8.65	8.76
MM02U1	3	**9.71**	7.91	7.95
MM02X1	12	**9.91**	8.22	8.31
MM02Y1	13	**10.30**	8.72	8.62
MM03V1	4	**9.24**	8.17	8.25
MM03U1	14	**9.87**	8.08	8.54
MM03X1	2	**9.67**	8.01	8.40
MM03Y1	5	**9.99**	8.71	8.28
Moyenne		**10.01**	8.51	8.50

Tab. 5.5: Résolution temporelle à haute intensité ($I = 4.10^7$ μ/s). Pour comparaison, la dernière colonne rappelle les résultats obtenus à basse intensité.

La résolution temporelle se dégrade lorsque l'intensité augmente. Or, on remarque que σ_{t1} est proche de la résolution mesurée à basse intensité. Par conséquent, cette dégradation provient de la deuxième composante gaussienne. Une cause probable de ce phénomène est **l'empilement des signaux**. Dans la section 4.4.3, le temps du *cluster* a été défini comme

$$t_c = \frac{q_1 t_1 + q_2 t_2}{q_1 + q_2}, \tag{5.17}$$

où t_1, t_2, q_1, et q_2 sont le temps et la charge des deux signaux de plus grande charge compris dans le *cluster*. Or, lorsque deux *clusters* se superposent, les signaux générés sur les pistes communes s'empilent en un signal de charge importante et de temps décalé. Dans ces conditions, l'équation (5.17) favorise l'apparition d'une composante large dans la distribution des Δt. Une étude poussée du clustering, que je n'ai pas eu le temps de mener, permettrait à mon avis une amélioration de la résolution temporelle à haut flux.

5.5 Résolution spatiale

Comme nous l'avons vu dans la section 2.1.3, le canal principal de COMPASS, la lepto-production de charme ouvert, repose sur la précision de la mesure de la masse invariante des paires $K\pi$ provenant de la désintégration des D^0. Deux facteurs influent de manière critique sur cette précision ; il s'agit de la diffusion coulombienne multiple du K et du π dans la cible, et de la résolution sur la mesure de leur impulsion dans le spectromètre [6]. Sur ce deuxième facteur, les Micromégas jouent un rôle prépondérant car ils sont traversés par pratiquement toutes les paires $K\pi$ provenant du D^0.

Une bonne résolution spatiale facilite également la reconstruction. Les traces sont formées à partir de *clusters* se trouvant dans une **route**. Lorsque la résolution spatiale des détecteurs est bonne, il est possible de choisir une route étroite afin de diminuer la proportion de traces fantômes.

5.5.1 Principe de la mesure

Pour un ensemble de traces, la résolution spatiale σ_s d'un détecteur donné est reliée à la largeur σ de la distribution des résiduels, et à la résolution spatiale $\sigma_s^{'}$ de la reconstruction par :

$$\sigma^2 = \sigma_s^2 + \sigma_s^{'2}. \tag{5.18}$$

$\sigma_s^{'}$ dépend de la résolution spatiale des détecteurs ayant contribué à la reconstruction. Or, ces résolutions n'ayant pas encore été mesurées, on se contente d'utiliser des valeurs "probables" lors de la reconstruction. De ce fait, le calcul de σ_s par l'équation (5.18) est entaché d'une erreur systématique qui peut être importante.

Nous allons maintenant présenter la méthode qui permet de s'affranchir de ces erreurs systématiques, avant de s'intéresser à la mesure de la largeur des résiduels.

Résolution de la reconstruction σ_s'

Lorsqu'une trace est ajustée à une combinaison de clusters, le programme de reconstruction fournit, dans un plan de référence $z = z_0$:

- les paramètres $\vec{\alpha} = \{x(z_0),\ y(z_0),\ \tan\theta_x(z_0),\ \tan\theta_y(z_0),\ q/p\}$ décrivant la trace,
- la matrice de covariance V des paramètres. Les coefficients de cette matrice sont définis comme

  $$V_{mn} \equiv \mathrm{cov}(\alpha_m, \alpha_n) \equiv \overline{(\alpha_m - \overline{\alpha_m})(\alpha_n - \overline{\alpha_n})}. \tag{5.19}$$

  Les termes diagonaux fournissent les erreurs sur les paramètres de la trace. En particulier, $V_{00} = \sigma_x^2$ et $V_{11} = \sigma_y^2$, dans le plan de référence.

Soit σ_u l'incertitude sur la position de la trace au niveau du détecteur étudié, suivant sa coordonnée mesurée. Pour obtenir σ_u^2, Il suffit d'extrapoler la trace (les paramètres et la matrice de covariance) jusqu'à la position du détecteur, puis de faire subir une rotation à la matrice de covariance pour l'exprimer dans le référentiel associé aux pistes. Alors,

$$\sigma_s^{'2} = \overline{\sigma_u^2}, \tag{5.20}$$

où la moyenne est effectuée sur l'échantillon de traces utilisé. Si l'on utilise l'ensemble des détecteurs de traces du spectromètre, $\sigma_s^{'} \simeq 60$ μm, c'est à dire à peu près la résolution des Micromégas (section 5.1.3). Dans l'équation (5.18), les contributions de $\sigma_s^{'}$ et de σ_s à la largeur des résiduels σ sont donc comparable. Par conséquent, la valeur de σ_s tirée de cette équation dépend fortement de $\sigma_s^{'}$, qui dépend elle-même pratiquement linéairement des résolutions spatiales introduites dans le programme de reconstruction pour chacun des détecteurs de traces du spectromètre. Comme la résolution de ces détecteurs n'a pas encore été mesurée, les valeurs choisies ne correspondent pas forcément à la réalité, et on peut mettre en doute la qualité de cette mesure de résolution spatiale.

Deux approximations vont permettre de régler ce problème :

1. **La diffusion multiple est négligée**. Dans ce cas, les mesures des différents détecteurs ne sont pas corrélées, et les termes de l'inverse de la matrice de covariance sont de la forme (voir par exemple le chapitre "Method of least squares" de la référence [9]) :

   $$V_{mn}^{-1} = \sum_i \frac{f_{mni}}{\sigma_i^2}, \tag{5.21}$$

   où l'indice i court sur les *clusters* de la trace, σ_i est la résolution du plan ayant fourni le *cluster* i, et f_{mni} est un coefficient indépendant de σ_i. La résolution des détecteurs n'étant pas encore connue, on choisit pour σ_i une valeur raisonnable, par exemple $p/\sqrt{12}$, où p est le pas des pistes.
2. **Tous les détecteurs du télescope ont la même résolution spatiale**. Cette hypothèse est acceptable si l'on utilise comme télescope uniquement les 11 Micromégas restant. Alors, $\sigma_i = \sigma_0 = p/\sqrt{12}$ quelque soit i, et (5.21) entraîne :

   $$V_{mn} \propto \sigma_0^2. \tag{5.22}$$

   De plus, les trois opérations successives fournissant $\sigma_s^{'2}$ à partir de V sont linéaires : extrapolation de la trace, rotation de la matrice de covariance, et moyenne des σ_u^2. Par conséquent, $\sigma_s^{'2}$ est une combinaison linéaire des coefficients de V, ce qui implique

   $$\sigma_s^{'2} \propto \sigma_0^2. \tag{5.23}$$

L'équation (5.18) fournit la résolution spatiale du détecteur considéré :

$$\sigma_s^2(\sigma_0) = \sigma^2 - \sigma_s^{'2}(\sigma_0). \tag{5.24}$$

Notons que la largeur σ de la distribution des résiduels ne dépend pas de σ_0, pour la raison suivante. L'expression du χ^2 d'une trace est

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(c_i - t_i)^2}{\sigma_0^2}. \tag{5.25}$$

Multiplier σ_0 par un facteur d'échelle ne modifie pas les paramètres de la trace minimisant le χ^2, seulement l'erreur sur ces paramètres. En d'autres termes, la position de la trace dans le détecteur considéré ne dépend pas du choix de σ_0.

La valeur obtenue pour σ_s^2 dépend donc de la valeur choisie *a priori* pour σ_0, car $\sigma_s^{'2}$ dépend de σ_0. On pourrait utiliser une méthode itérative pour s'affranchir de cette dépendance : La résolution de chaque détecteur est mesurée grâce à la méthode exposée ci-dessus. On choisit ensuite pour σ_0 la moyenne des résolutions obtenues, puis on recommence les mesures. Cette procédure est répétée jusqu'à convergence. Cependant, la relation de proportionnalité (5.23) permet d'éviter cela. Si l'on considère que tous les détecteurs Micromégas ont la même résolution, les détecteurs du télescope ont une résolution égale à celle du détecteur étudié, c'est à dire σ_s^2. La meilleure estimation de la résolution de la reconstruction est donc :

$$\sigma_s^{'2}(\sigma_s) = \left(\frac{\sigma_s}{\sigma_0}\right)^2 \times \sigma_s^{'2}(\sigma_0). \tag{5.26}$$

En substituant (5.26) dans l'expression de σ_s (5.18), on obtient finalement :

$$\sigma_s = \frac{\sigma}{\sqrt{1 + \frac{\sigma_s^{'2}(\sigma_0)}{\sigma_0^2}}}. \tag{5.27}$$

Cette méthode a été utilisée dans toutes les mesures de résolution présentées dans les parties suivantes. On vérifiera *a posteriori* que l'hypothèse selon laquelle les résolutions des Micromégas sont égales est acceptable.

Largeur de la distribution des résiduels σ

Une description géométrique incorrecte des détecteurs du spectromètre peut élargir artificiellement la distribution des résiduels. Un détecteur est décrit par différents paramètres géométriques, qui sont la position (x, y, z), l'angle de rotation θ autour de l'axe z, et le pas des pistes p. Ces paramètres sont déterminés par une optimisation effectuée grâce au programme d'alignement de COMPASS [42]. Or, ce programme était encore en cours de développement à l'époque de ces mesures de résolution, et l'optimisation pouvait par exemple conduire à un pas des pistes plus grand ou plus petit que le pas réel. Ceci entraîne l'apparition d'une pente dans l'histogramme Δu vs u (résiduels en fonction de la coordonnée mesurée), ce qui élargit la distribution des résiduels (figure 5.11).

Dans l'équation (5.27) qui fournit la résolution spatiale du détecteur considéré, il convient d'utiliser une valeur de σ corrigée de cet élargissement. Cette valeur est obtenue par la méthode suivante, qui est illustrée sur la figure 5.12 :

1. L'histogramme Δu vs u est découpé en tranches suivant u. Figure 5.12(a).
2. Les distributions $\Delta u(u)$ obtenues sont ajustées par une fonction adéquate, qui fournit leur largeur $\sigma(u)$. Figure 5.12(b).
3. σ est défini comme la moyenne des $\sigma(u)$, pondérée par le nombre d'entrées dans chaque tranche. Figure 5.12(d).

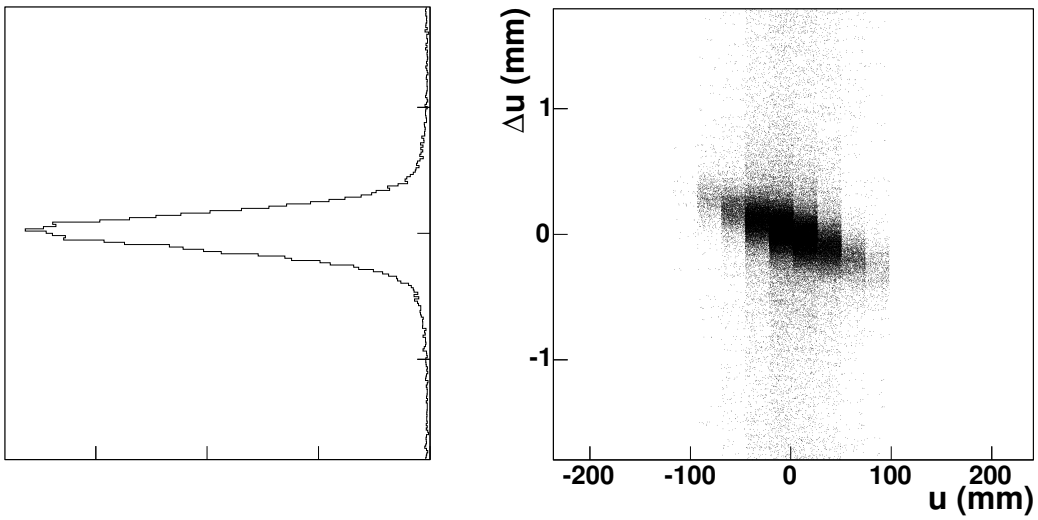


Fig. 5.11: À gauche : distribution des résiduels pour le détecteur MM01Y1. À droite : histogramme Δu vs u. Dans cet histogramme, la pente est due à une mauvaise description du pas des pistes de ce détecteur. La distribution des résiduels, obtenue en projetant cet histogramme sur son axe vertical, est par conséquent élargie.

Comme nous le verrons dans la section 5.5.4, une deuxième composante gaussienne, large et de faible amplitude, apparaît à haute intensité dans les distributions $\Delta u(u)$. La fonction utilisée pour ajuster cette distribution est donc une somme de deux gaussiennes g_1 et g_2, et d'un polynôme de degré 0 pour les *clusters* fortuits. $\sigma(u)$ est défini comme la moyenne des largeurs σ_1 et σ_2 de g_1 et g_2, pondérées par leurs intégrales.

Données utilisées

Les différents facteurs qui influent sur la résolution des détecteurs sont :

- le pas des pistes,
- la présence de champ magnétique,
- le flux incident,
- l'angle des traces.

Nous verrons qu'il est possible d'isoler la contribution de chacun de ces facteurs en mesurant la résolution spatiale pour trois runs successifs, dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 5.6.

Les réglages de tension et de seuil ont été décrits dans le tableau 5.2. L'acquisition de ces trois runs ayant duré environ deux heures, on négligera dans l'analyse les effets des variations de température ambiante et de pression atmosphérique, ainsi que d'une peu probable fluctuation du mélange gazeux.

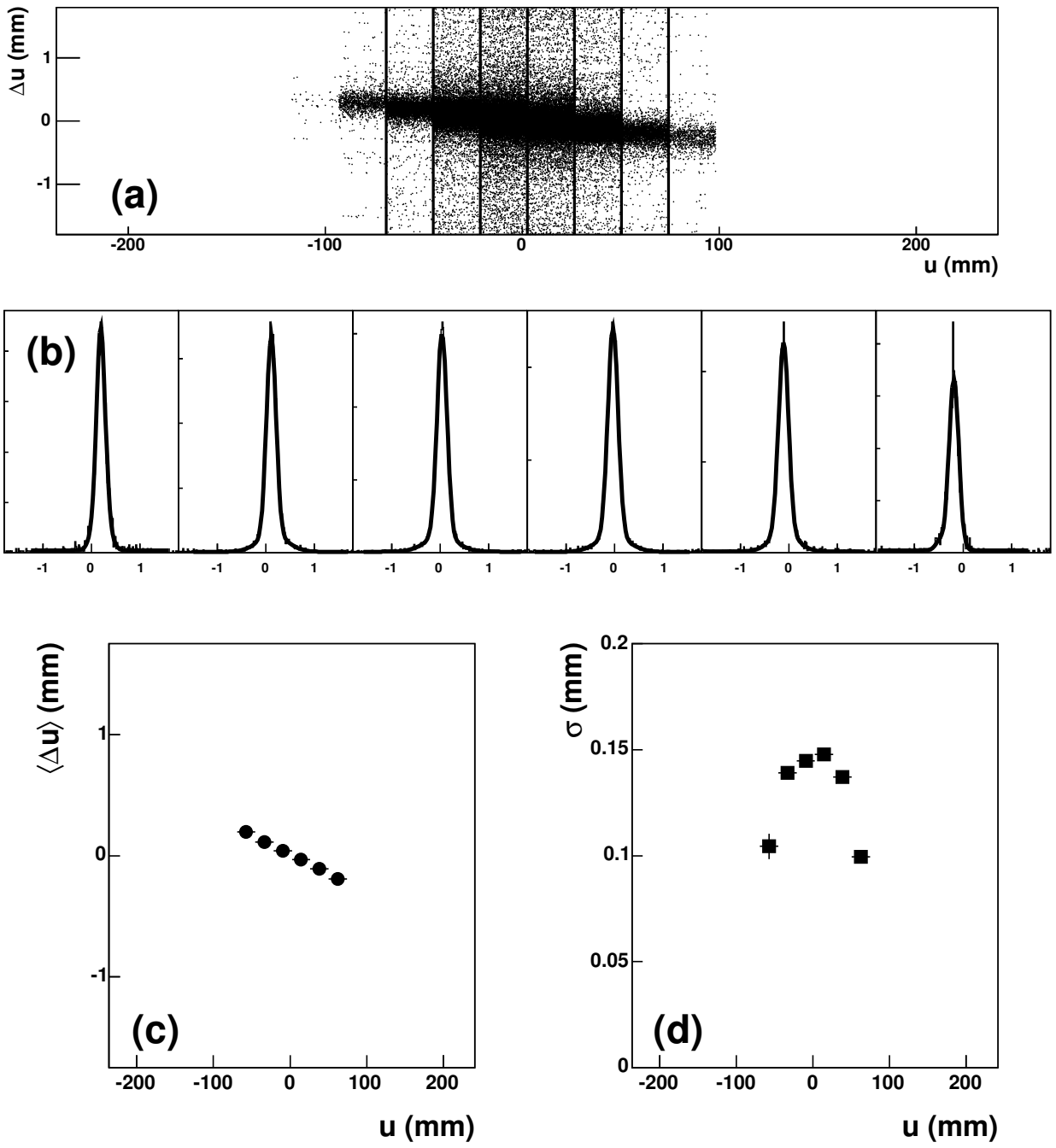


Fig. 5.12: Extraction de σ. De haut en bas : histogramme Δu vs u pour MM01Y1 ; ajustements de chacun des canaux de Δu vs u ; position de la moyenne pour chaque canal ; $\sigma(u)$ pour chaque canal. $\sigma(u)$ est plus élevé au centre du détecteur car la résolution spatiale est moins bonne à haut flux, comme nous le verrons dans la section 5.5.4.

Run #	Intensité (μ/déversement)	SM1	trigger
22016	3.10^6	non	VI
22017	3.10^6	oui	VI+"physique"
22019	2.10^8	oui	"physique"

Tab. 5.6: Runs utilisés pour les mesures de résolution spatiale.

5.5.2 Effet du pas des pistes

L'effet du pas p sur la résolution spatiale a été étudié grâce au run 22016, pour lequel les autres facteurs ne dégradent pas la résolution des détecteurs :

- SM1 est éteint : Le seul champ magnétique présent est celui du solénoïde de la cible.
- Comme l'intensité est faible, il n'y a pas d'effet de flux.
- Le trigger "Veto Interne" sélectionne les muons du halo, dont les traces sont quasiment orthogonales aux détecteurs ($\theta \simeq 1$ mrad). Ceci supprime les effets angulaires.

Une résolution de 70 μm (78 μm) à été mesurée pour les traces passant dans la zone où $p = 360$ μm ($p = 420$ μm). Les résultats pour les 12 Micromégas sont présentés sur la figure 5.13. La résolution spatiale est comme attendu proportionnelle au pas des pistes :

$$\sigma_s = kp, \qquad k = 0.20. \tag{5.28}$$

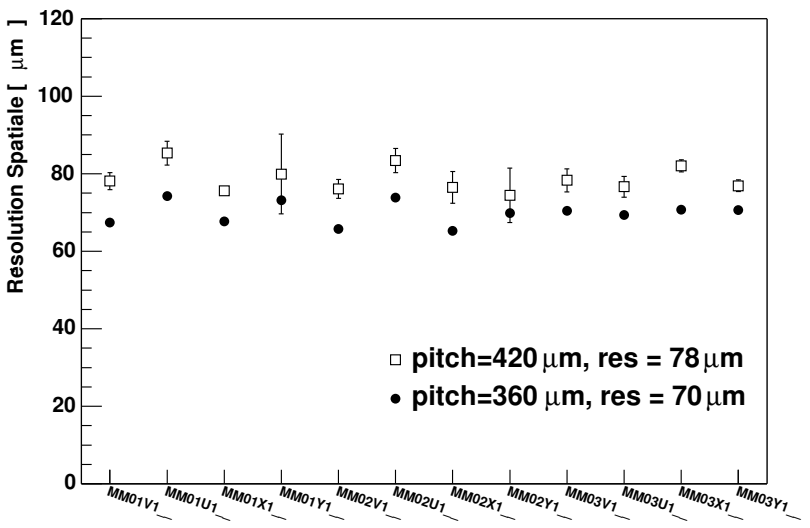


Fig. 5.13: Effet du pas des pistes sur la résolution spatiale, pour chacun des Micromégas.

5.5.3 Effet du champ magnétique de SM1

L'influence du champ de fuite de SM1 sur la résolution des détecteurs peut être quantifiée en comparant les résolutions obtenues pour les runs 22016 (SM1 arrêté) et 22017 (SM1 en route). On sélectionne dans les deux cas les événements de trigger VI, afin de supprimer les effets angulaires, et on ne considère que la zone $p = 360$ μm, où le champ de fuite de SM1 est le plus important. Comme le montre la figure 5.14, l'effet du champ de fuite de SM1 est visible principalement sur les détecteurs de la station 3, la plus proche de l'aimant. Cet effet est maximum sur MM03X1, où la résolution est dégradée d'environ 15 μm par le champ magnétique. On remarque que MM03Y1 est insensible au champ, alors que ce détecteur est le plus proche de SM1.

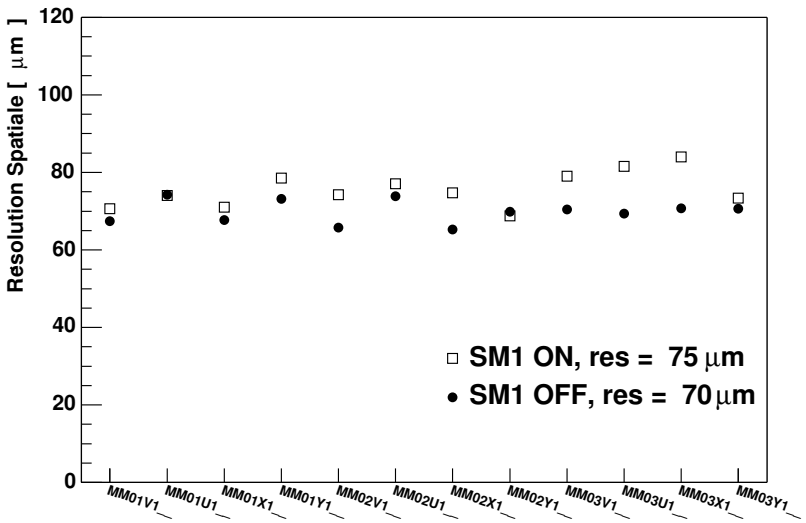
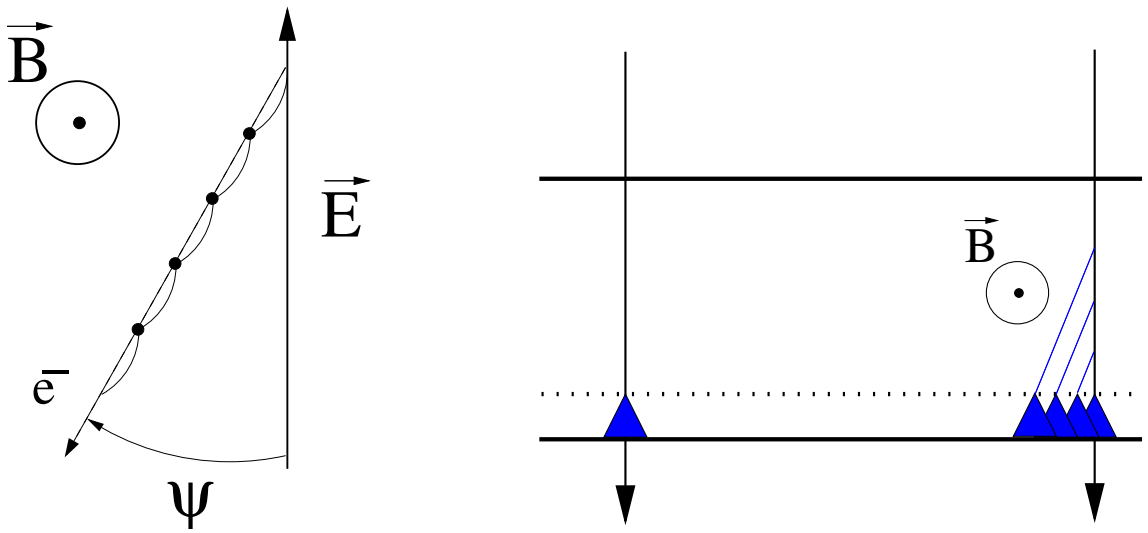


Fig. 5.14: Effet du champ de fuite de SM1 sur la résolution spatiale, pour chacun des Micromégas.

Lorsque le champ magnétique de SM1 se superpose au champ électrique présent dans l'espace de dérive d'un Micromégas, les électrons sont soumis à la force de Lorentz $\vec{F} = -e\vec{v}\times\vec{B}$, qui dévie leur vitesse de dérive de la direction du champ électrique. L'angle ψ entre la vitesse de dérive des électrons et le champs électrique est appelé **angle de Lorentz** :

$$\tan\psi = \frac{vB}{E}\sin\chi, \tag{5.29}$$

où χ est l'angle entre $\vec{E}$ et $\vec{B}$. Dans le cas des Micromégas, $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont perpendiculaires, et la vitesse de dérive des électrons est déviée dans le plan horizontal (figure 5.15.(a)). Ceci provoque une dispersion des électrons (figure 5.15.(b)) dans la direction horizontale. Dans le cas des détecteurs X, cette dispersion est perpendiculaire aux pistes, et la dégradation de la résolution est maximale. Au contraire, la résolution des détecteurs Y n'est pas affectée.



(a) (b)

Fig. 5.15: (a) Mouvement d'un électron sous un champ électrique et un champ magnétique perpendiculaires. Les points symbolisent les interactions avec les atomes du gaz. (b) Effet du champ sur les électrons résultant du passage d'une particule dans un Micromégas. En présence de champ, les électrons atteignent la micro-grille d'autant plus loin du point d'impact de la particule que la distance à parcourir depuis le lieu de l'ionisation est grande.

5.5.4 Effet de l'intensité

L'effet de l'intensité peut être étudié par une comparaison des runs 22017 ($I = 3.10^6$ μ/déversement) et 22019 ($I = 2.10^8$ μ/déversement). Le run 22017 ne comporte pratiquement que des événements provenant du trigger "Veto Interne", pour lequel les muons du halo donnent lieu à des traces quasi-orthogonales aux détecteurs. Le run 22019 comporte uniquement des événements provenant du trigger "physique", pour lequel les traces proviennent de la cible et peuvent être fortement inclinées. Il est nécessaire de sélectionner deux échantillons de traces compatibles de faible inclinaison de façon à s'affranchir des effets angulaires. On rejettera donc dans les deux runs les traces dont l'angle d'incidence θ est supérieur à 5 mrad.

La figure 5.16 présente les résolutions obtenues. On observe une dégradation d'environ 25 μm de la résolution lorsque l'on passe à haute intensité. Si l'on choisit $\sigma^2(u) = \sigma_1^2(u)$ (voir section 5.5.1), ce qui revient à ne pas prendre en compte les ailes de la distribution des résiduels, on retrouve des valeurs de résolution très proches de celles obtenues à basse intensité avec le trigger "Veto Interne". Les ailes sont donc entièrement responsables de la dégradation de la résolution. Nous allons voir dans la section suivante qu'une amélioration du *clustering* permet de réduire leur importance.

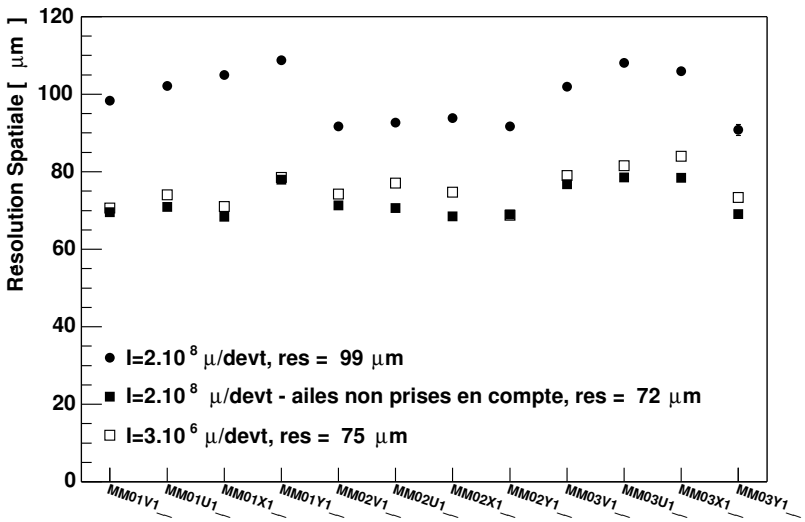


Fig. 5.16: Effet de l'intensité sur la résolution spatiale et rôle joué par les ailes de la distribution des résiduels dans la dégradation de la résolution spatiale à haute intensité.

5.5.5 Optimisation du clustering

L'algorithme de *clustering* utilisé jusqu'à présent résulte d'une optimisation des résolutions temporelles et spatiales réalisée à partir de données prises sur faisceau test, à une intensité 10 fois plus faible que l'intensité nominale de COMPASS [37]. Cet algorithme est décrit dans la section 4.4.3.

Lorsque l'intensité augmente, la distance moyenne entre deux *clusters* diminue, et la probabilité de mélanger deux *clusters* adjacents augmente. Ce mélange interviendra notamment à proximité de la zone inactive, où le flux est plus élevé. Il fausse le calcul de la position du *cluster*, ce qui dégrade la résolution spatiale. Afin de régler ce problème, une méthode de séparation des *clusters* de grande taille, illustrée sur la figure 5.17, a donc été développée :

- On recherche dans tout *cluster* de taille > 5 coups un minimum local d'amplitude.
- Le cas échéant, le *cluster* est séparé en deux au niveau de la piste correspondante. Chacun des *clusters* résultants emporte la moitié de la charge collectée sur cette piste.
- La position et le temps des *clusters* résultants sont recalculés, suite à la séparation.
- On réitère la procédure de séparation pour les *clusters* résultants.

La figure 5.18 montre l'effet de la séparation des *clusters* sur la résolution et l'efficacité. Le gain en résolution est de 7 μm en moyenne[5]. Pour une route de largeur $12 \times p$, le gain en efficacité est de 0.5 %. Bizarrement, aucun effet n'est observé sur la résolution temporelle.

[5]Notons que l'algorithme présenté ici est un premier essai. Il serait sans doute possible d'améliorer encore la résolution spatiale à haut flux.

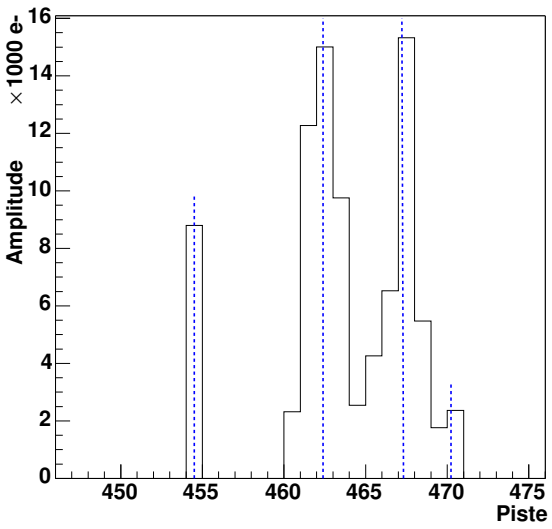


Fig. 5.17: Séparation des clusters. Un *cluster* de taille 11 (pistes 460→470) est séparé en trois *clusters* dont les positions sont repérées par les lignes pointillées.

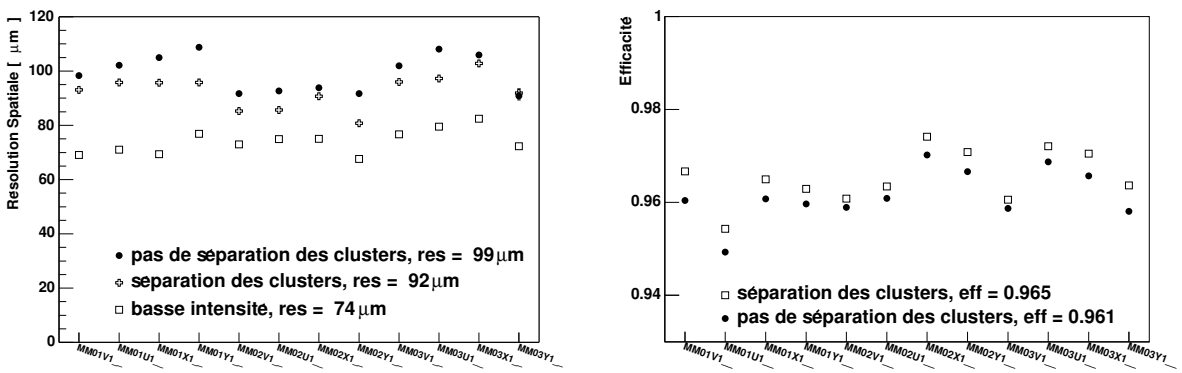


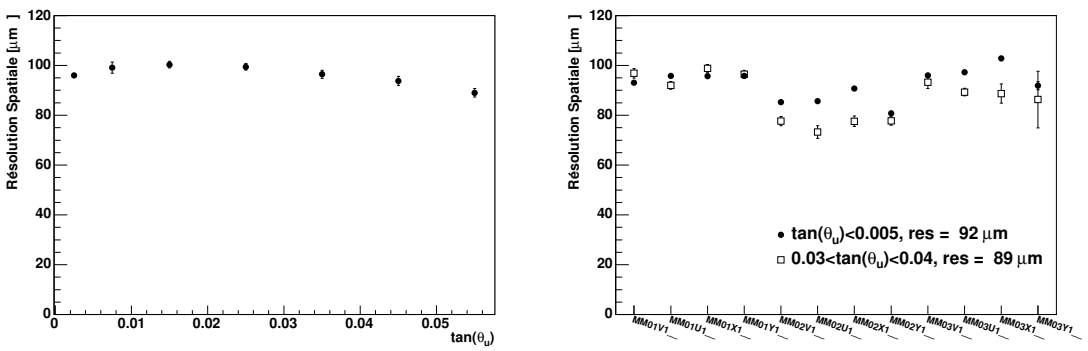
Fig. 5.18: Effet de la séparation des *clusters* sur la résolution spatiale (à gauche) et l'efficacité (à droite).

5.5.6 Effet de l'inclinaison des traces

L'inclinaison $\tan(\theta_u)$ des traces suivant la coordonnée mesurée u pourrait dégrader la résolution spatiale des détecteurs : Une trace fortement inclinée est à même de toucher un plus grand nombre de pistes, ce qui augmente la taille des clusters.

Les mesures de résolution présentées dans cette partie ont été réalisées sur les données du run 22019, dans la zone centrale des détecteurs où le pas des pistes vaut 360 μm. La figure 5.19.(a) présente la résolution du détecteur MM01V1 mesurée en fonction de $\tan(\theta_u)$.

La figure 5.19.(b) compare les résolutions obtenues sur les 12 détecteurs, pour $\tan(\theta_u) < 0.005$ et $0.03 < \tan(\theta_u) < 0.04$. On remarque que la résolution s'améliore à grand angle pour les détecteurs des stations 2 et 3. En effet, les traces proviennent de la cible, et sont peu courbées par le champ de fuite du solénoïde et de SM1. Ainsi, les traces inclinées s'écartent du centre des détecteurs lorsqu'elles s'éloignent de la cible, et la résolution des détecteurs situés loin de la cible est moins sujette aux effets de flux.



(a) (b)

Fig. 5.19: (a) Résolution en fonction de l'inclinaison des traces pour MM01Y1. (b) Effet de l'angle sur la résolution des 12 Micromégas.

En conclusion, l'angle d'incidence d'une population de traces typique de COMPASS n'a pratiquement pas d'influence sur la résolution des Micromégas. On pouvait en fait s'attendre à ce résultat : considérons une trace d'incidence normale, déposant dans le détecteur considéré un *cluster* de taille 1. Pour que l'angle d'incidence ait un effet sur la résolution, il faut qu'il provoque une augmentation de la taille du *cluster* déposé. Soit $p = 360$ μm le pas entre les pistes, et $d = 3$ mm l'épaisseur de l'espace de conversion. Pour obtenir un *cluster* de taille 2, il faudrait une inclinaison $\tan(\theta_u) \sim p/d = 0.12$, supérieure à l'acceptance du solénoïde de SMC, utilisé sur COMPASS en 2002.

5.6 Stabilité dans le temps

Le but de cette étude est de vérifier que les caractéristiques des Micromégas présentées dans ce chapitre sont stables au cours du temps. La détermination de la résolution spatiale, de la résolution temporelle ou de l'efficacité prend du temps, et il aurait été trop lourd de répéter ces mesures périodiquement. Cependant, pour un détecteur et une électronique donnés, ces caractéristiques dépendent principalement de l'amplitude des signaux en provenance de la chambre, même si elles peuvent varier marginalement avec le niveau de bruit électronique. Pour obtenir facilement une information sur le comportement des détecteurs au cours du temps, un système de contrôle de l'amplitude en cours de prise de données basé sur COOOL (section 3.1.3) a donc été mis en place. À la fin de chaque run, COOOL détermine l'amplitude moyenne des *clusters* pour chacun des Micromégas, et introduit ces valeurs dans la base de données du cahier d'expérience électronique. Une interface *web* permet ensuite de tracer l'amplitude en fonction du numéro de run pour les détecteurs et la période sélectionnées.

5.6.1 Détermination de l'amplitude moyenne des clusters

L'amplitude d'un *cluster* est la somme des amplitudes des coups qui le composent (section 4.4). La distribution d'amplitude des *clusters* produits par un Micromégas est donnée sur la figure 5.20. Cette distribution contient deux composantes :

- le **bruit** électronique, qui donne lieu au pic étroit situé aux faibles amplitudes.
- le **signal** correspond aux *clusters* produits par le passage de particules dans le détecteur. Il est distribué suivant une courbe de Landau, caractéristique des détecteurs de faible épaisseur. L'amplitude moyenne des *clusters* est définie comme la valeur la plus probable de cette courbe de Landau.

Il est difficile d'ajuster la distribution des amplitudes par une fonction décrivant simultanément le signal et le bruit électronique. Pour remédier à ce problème, on élimine le bruit électronique de la distribution d'amplitude en sélectionnant les *clusters* composés d'au moins 2 coups. Comme le montre la figure 5.20, La distribution d'amplitude obtenue ne comporte plus de pic aux faibles amplitudes, ce qui confirme la disparition du bruit électronique. L'amplitude moyenne peut alors être obtenue en ajustant une simple Landau à cette distribution. Notons que l'on supprime aussi les *clusters* de taille 1 *du signal*. Comme l'amplitude de ces *clusters* est généralement faible, cette méthode surestime l'amplitude moyenne. Cependant, ce biais n'a pas grande importance dans la mesure où on ne s'intéresse qu'aux différences d'amplitude entre les détecteurs ou à l'évolution de l'amplitude au cours du temps.

5.6.2 Évolution de l'amplitude au cours du temps

La figure 5.22 présente l'évolution de l'amplitude moyenne pour les 12 Micromégas en 2002 et 2003. La zone ne comportant pas de points de mesure entre les runs 23000 et 26000

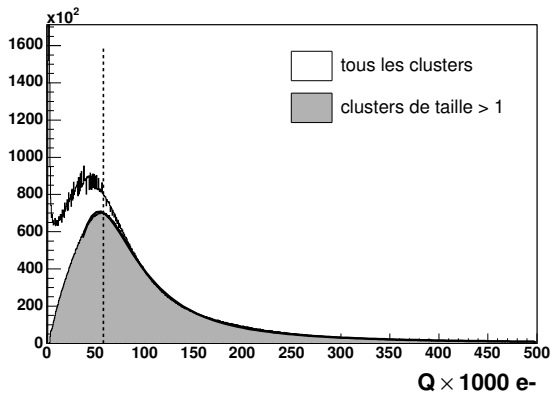


Fig. 5.20: Extraction de l'amplitude moyenne des *clusters* d'un Micromégas. La ligne verticale indique l'amplitude moyenne.

correspond à l'arrêt des prises de données entre 2002 et 2003. Les ruptures observées dans l'évolution des amplitudes sont pour la plupart dues à des modifications de tension de grille, ou au remplacement des détecteurs. On observe des variations d'amplitude lentes corrélées à la température ambiante dans le hall expérimental, mais pas de diminution progressive, ce qui aurait été une indication du vieillissement des détecteurs. Ce système de contrôle de l'amplitude a permis de mettre en évidence un certain nombre de problèmes. Deux exemples sont illustrés par la figure 5.21.

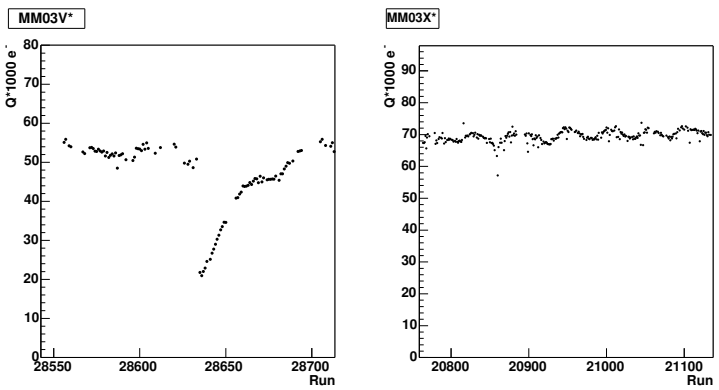


Fig. 5.21: à gauche : corruption du mélange gazeux après l'échange d'une bouteille de néon. À droite : oscillation de l'amplitude moyenne mesurée, avec une période de 24 h.

Le premier, une chute brutale de la valeur de l'amplitude moyenne mesurée sur tous les détecteurs, est dû à une défaillance du système de gaz après l'échange d'une bouteille de néon. Le deuxième est une oscillation de l'amplitude moyenne avec une période de 24 h, particulièrement visible sur les détecteurs MM02U1, MM03V1 et MM03X1. L'amplitude mesurée suit les variations de température ambiante, le maximum d'amplitude étant atteint aux heures les plus chaudes de la journée. Cet effet n'est pas encore compris, mais il a été vérifié que l'oscillation de l'amplitude n'entraîne pas d'oscillation de l'efficacité.

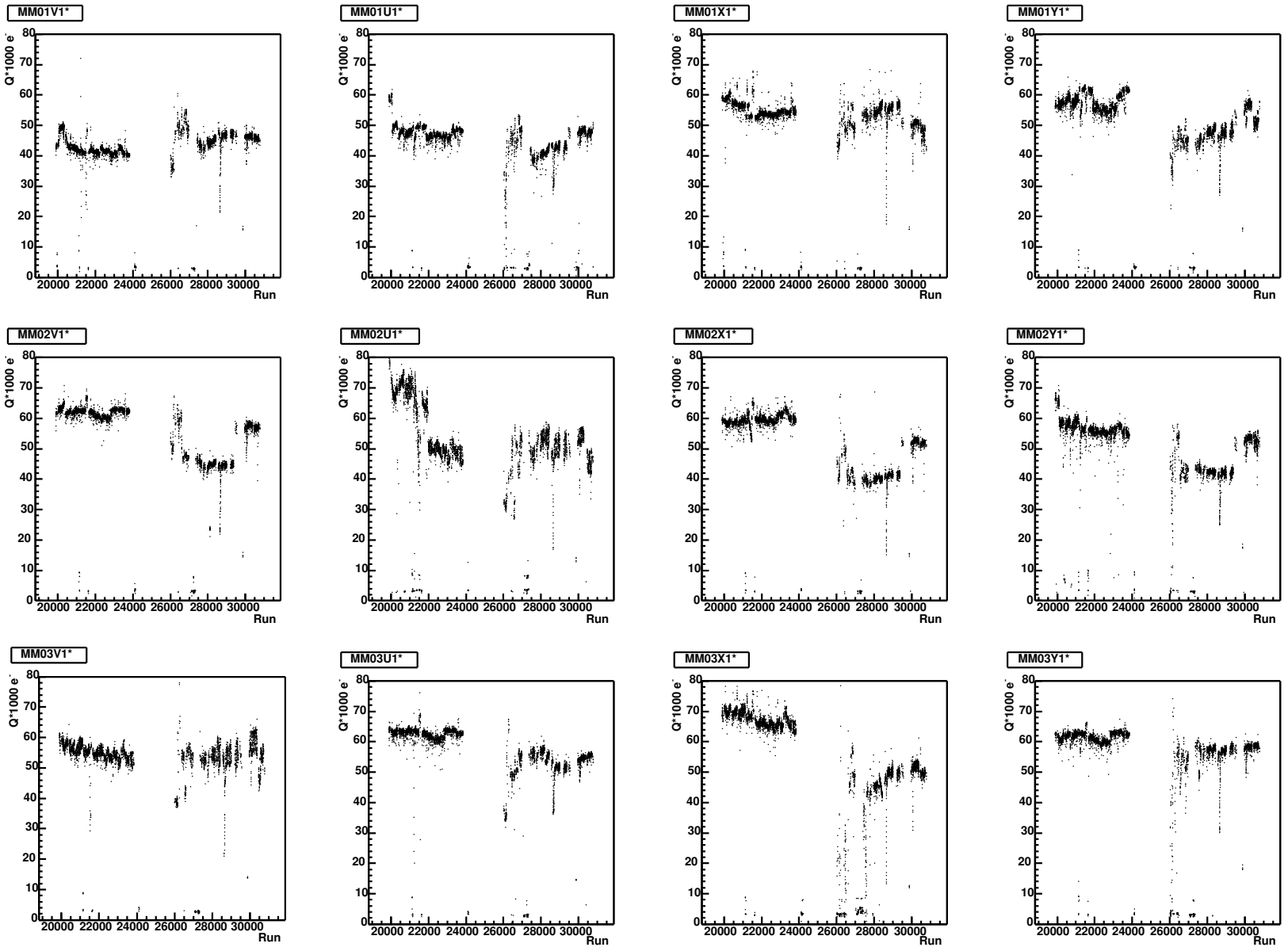


Fig. 5.22: Évolution de l'amplitude moyenne pour les 12 Micromégas en 2002 et 2003.

5.7 Résumé et conclusions

L'analyse des données COMPASS 2002 a permis la caractérisation des 12 détecteurs Micromégas installés sur le spectromètre. Ces détecteurs devaient remplir le cahier des charges de COMPASS :

1. Résolution spatiale meilleure que 100 μm dans le plan de courbure.
2. Résolution temporelle aussi bonne que possible.
3. Efficacité aussi proche que possible de 100 %.
4. Fonctionnement dans un flux de particules élevé ($\sim$ 100 kHz sur les pistes centrales), en présence des champs de fuite du solénoïde et de SM1 (jusqu'à 0.2 T au niveau de certains détecteurs).
5. Surface couverte de 40×40 cm^2.
6. Quantité de matière introduite dans l'acceptance minimale.

Une efficacité de 96.5 %, une résolution spatiale de 93 μm et une résolution temporelle de 10.0 ns ont été mesurées en conditions nominales de prise de données, sous un flux maximum par fil de 200 kHz, deux fois supérieur au flux estimé lors de la conception des détecteurs. D'autre part, la méthode de mesure de l'amplitude basée sur le programme de monitoring de COMPASS montre une stabilité satisfaisante des Micromégas au cours des prises de données 2002 et 2003. Le tableau suivant récapitule les résultats obtenus pour chaque détecteur :

Plan	Dét.	Seuil (e^-)	HV_{grille} (V)	HV_{drive} (V)	ϵ	σ_s (μm)	σ_t (ns)
MM01V1	7	4000	390	870	0.967	93	11.13
MM01U1	6	4000	400	870	0.954	96	10.67
MM01X1	9	4000	400	870	0.965	96	10.32
MM01Y1	8	4000	400	870	0.963	96	9.73
MM02V1	11	4000	410	870	0.961	85	9.63
MM02U1	3	6000	430	870	0.963	86	9.71
MM02X1	12	4000	410	870	0.974	91	9.91
MM02Y1	13	4000	400	870	0.971	81	10.30
MM03V1	4	4000	420	870	0.961	96	9.24
MM03U1	14	4000	415	870	0.972	97	9.87
MM03X1	2	4000	420	870	0.971	103	9.67
MM03Y1	5	4000	400	870	0.964	92	9.99
Moyenne					0.965	93	10.01

Chapitre 6

Mesure de l'asymétrie de la section efficace de production d'une paire de hadrons à grande impulsion transverse

La sélection d'événements contenant une paire de hadrons à grande impulsion transverse permet de favoriser le processus de fusion photon-gluon dans la section efficace de diffusion lepton-nucléon (section 2.1.4). Ce chapitre présente la mesure de l'asymétrie d'hélicité réalisée sur un échantillon d'événements *grand* p_T obtenu à partir des données collectées par COMPASS en 2002. La première section expose le principe de cette mesure d'asymétrie et la section 6.2 décrit la méthode de sélection des événements. L'asymétrie mesurée peut être polluée par des **fausses asymétries** liées à l'appareillage. Une étude détaillée de ces fausses asymétries, présentée dans la section 6.3, a permis d'estimer l'erreur systématique associée sur la mesure de l'asymétrie *grand* p_T. Finalement, la section 6.4 présente le résultat obtenu. Dans le chapitre suivant, une première estimation de $\frac{\Delta G}{G}$ sera réalisée à partir de ce résultat.

6.1 Mesure d'asymétrie

Dans les sections 2.1.1 et 2.1.2, nous avons expliqué comment extraire la polarisation des gluons $\frac{\Delta G}{G}$ de l'asymétrie d'hélicité $A_{\parallel}$ de la section efficace de diffusion *muon-nucléon*. Pour une raison expliquée par la suite, on mesure cependant l'asymétrie d'hélicité de la diffusion *photon virtuel-nucléon*, définie comme :

$$A_{\parallel}^{\gamma^* d} \equiv \frac{A_{\parallel}}{D}. \tag{6.1}$$

D, le **facteur de dépolarisation du photon virtuel**, est compris entre 0 et 1 et peut être interprété comme la fraction de polarisation transmise par le muon au photon virtuel. Son expression est donnée dans la section 6.1.3.

6.1.1 Méthode standard

Dans la méthode standard, on tire $A_{\|}^{\gamma^* d}$ de l'éq. (2.28) qui exprime $A_{\|}$ en fonction du nombre d'interactions compté dans chacune des cellules amont (m) et aval (v) de la cible :

$$A_{\|}^{\gamma^* d,(s)} = -\frac{1}{2\langle P_\mu P_c f D\rangle}\left(\frac{N_m - N_v}{N_m + N_v} - \frac{N'_m - N'_v}{N'_m + N'_v}\right). \tag{6.2}$$

Les deux termes correspondent aux deux orientations opposées du champ du solénoïde, figures 2.7.(a) et 2.7.(c) . Il est maintenant indiqué explicitement que cette méthode fait intervenir les *valeurs moyennes* de la polarisation du faisceau P_μ, de celle de la cible P_c, du facteur de dilution de la cible f et du facteur de dépolarisation D. L'erreur statistique sur cette mesure est

$$\delta A_{\|}^{\gamma^* d,(s)} = \frac{1}{2\langle P_\mu P_c f D\rangle}\sqrt{\frac{1}{N_m + N_v} + \frac{1}{N'_m + N'_v}}. \tag{6.3}$$

6.1.2 Méthode pondérée

D'un point de vue statistique, la méthode de calcul d'asymétrie standard n'est pas optimale. Notons que le facteur $\langle P_\mu P_c f D\rangle$, compris entre 0 et 1, dilue l'asymétrie $A_{\|}^{\gamma^* d}$. Ce facteur peut être interprété comme un même poids statistique appliqué à tous les événements, alors que ceux-ci sont plus ou moins sensibles à $A_{\|}^{\gamma^* d}$. Par exemple, un événement pour lequel D est faible apporte peu d'information sur $A_{\|}^{\gamma^* d}$. Dans le calcul de $A_{\|}^{\gamma^* d}$, il faudrait donc donner moins de poids à cet événement qu'à un événement pour lequel D est important.

Nous utilisons donc une méthode **pondérée** de mesure d'asymétrie, développée à l'origine pour l'expérience SMC [43] et décrite dans la référence [44]. Cette méthode consiste à affecter à chaque événement le poids

$$w = fDP_\mu. \tag{6.4}$$

L'expression de l'asymétrie devient alors

$$A_{\|}^{\gamma^* d} = -\frac{1}{2\langle P_c\rangle}\left(\frac{\sum w_m - \sum w_v}{\sum w_m^2 + \sum w_v^2} - \frac{\sum w'_m - \sum w'_v}{\sum w'^2_m + \sum w'^2_v}\right), \tag{6.5}$$

et son erreur statistique

$$\delta A_{\|}^{\gamma^* d} = \frac{1}{2\langle P_c\rangle}\sqrt{\frac{1}{\sum w_m^2 + \sum w_v^2} + \frac{1}{\sum w'^2_m + \sum w'^2_v}}. \tag{6.6}$$

La polarisation de la cible P_c n'est pas intégrée au poids car elle dépend du temps. En effet, l'éq. (6.5) est une moyenne arithmétique des mesures effectuées dans les deux orientations du champ magnétique, qui permet d'annuler les asymétries dues à la différence d'acceptance entre les deux cellules de la cible (voir section 2.2.2). Si P_c varie d'une orientation à l'autre,

l'un des deux termes de l'équation (6.5) a plus de poids, et les asymétries d'acceptance ne disparaissent pas complètement.

Pour un poids constant $w = \langle fDP_\mu \rangle$, on retrouve évidemment les expressions (6.2) et (6.3) de la méthode standard. Si w varie, l'erreur statistique est plus faible pour la méthode pondérée. En effet, si l'on définit σ_w comme la largeur de la distribution des w,

$$\left(\frac{\delta A_{||}^{\gamma^* d,(s)}}{\delta A_{||}^{\gamma^* d}} \right)^2 = 1 + \frac{\sigma_w^2}{\langle w \rangle^2}. \tag{6.7}$$

Ce gain statistique est donc d'autant plus grand que la distribution des poids est large, et que sa moyenne est proche de 0. La figure 6.1 présente les distributions de f, D, P_μ et $w = fDP_\mu$ pour un échantillon d'événements *grand* p_T (sélectionnés suivant la procédure décrite dans la section 6.2). Nous verrons dans la section suivante comment sont obtenus f, D, et P_μ à chaque événement.

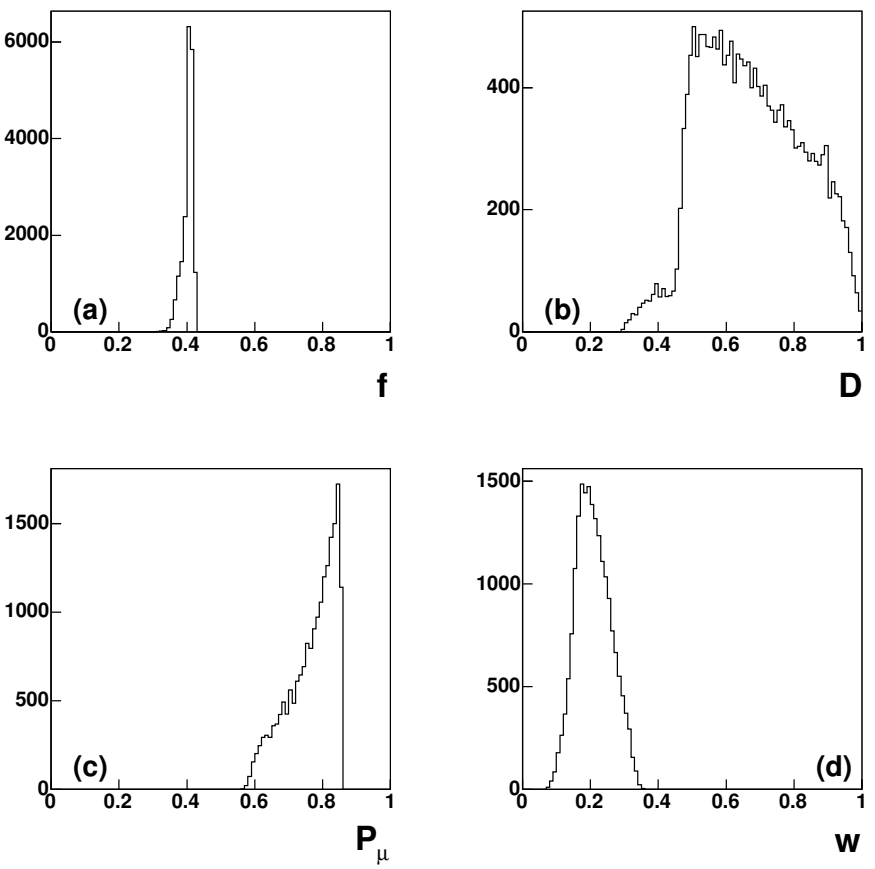


Fig. 6.1: Distributions de f, D, P_μ et $w = fDP_\mu$ pour un échantillon d'événements *grand* p_T. La rupture observée dans la distribution de D est due à la coupure $y > 0.4$ (voir la sélection des événements *grand* p_T, section 6.2). De plus, cette distribution comporte visiblement deux populations d'événements ($D \simeq 0.4$ et $D > 0.5$), ce qui sera expliqué dans la section 6.1.3.

Il est particulièrement important d'inclure D dans le poids car sa distribution est relativement large. *C'est pour cette raison que l'on a choisi de mesurer* $A_{\parallel}^{\gamma^* d}$ *plutôt que* $A_{\parallel}$. Le gain statistique par rapport à la méthode standard peut être estimé grâce à la distribution de w, figure 6.1(d), dont on tire

$$\sigma_w = 0.051, \tag{6.8}$$

$$\langle w \rangle = 0.21. \tag{6.9}$$

L'équation (6.7) fournit alors :

$$\left(\frac{\delta A_{\parallel}^{\gamma^* d,(s)}}{\delta A_{\parallel}^{\gamma^* d}} \right)^2 = 1.06. \tag{6.10}$$

Le gain statistique réalisé grâce à la méthode pondérée est donc équivalent à un gain de 6% en nombre d'événements.

6.1.3 Obtention de $\langle P_c \rangle$, P_μ, f et D

Polarisation de la cible P_c

La polarisation de la cible est mesurée par résonance magnétique nucléaire toutes les 4 minutes, et en différents points de la cible. La moyenne des mesures effectuées dans la cellule amont (aval) au cours d'un run donné fournit P_m (P_v). Si l'on note N_m (N_v) le nombre d'événements *grands* p_T de ce run pour lesquels le vertex primaire se trouve dans la cellule amont (aval), la polarisation moyenne apparaissant dans l'expression (6.5) de $A_{\parallel}^{\gamma^* d}$ est définie de la manière suivante :

$$\langle P_c \rangle = \frac{\sum_{runs} |P_m| N_m + \sum_{runs} |P_v| N_v}{\sum_{runs} N_m + \sum_{runs} N_v}. \tag{6.11}$$

La polarisation moyenne de la cible est d'environ 50 %.

Polarisation du faisceau P_μ

La polarisation du faisceau est déterminée à chaque événement à partir de l'énergie E du muon incident. La paramétrisation de P_μ en fonction de E a été réalisée grâce à une simulation de la ligne de faisceau de COMPASS [45]. La polarisation moyenne du faisceau est d'environ 76 %.

Facteur de dilution de la cible f

Le facteur de dilution de la cible est le rapport entre le nombre d'interactions sur un nucléon polarisé et sur un nucléon non polarisé. La fraction de nucléons polarisés dans la

cible est donc une approximation grossière de la valeur de f. Plus précisément, f est le rapport entre les sections efficaces totales de diffusion du muon sur un nucléon polarisé, et non polarisé. Comme ces sections efficaces dépendent de la cinématique de la réaction, f est calculé pour chaque événement [46]. Le facteur de dilution moyen est d'environ 40 %.

Facteur de dépolarisation du photon virtuel D

Le facteur de dépolarisation du photon virtuel peut naïvement être interprété comme la fraction de la polarisation longitudinale du muon emportée par le photon virtuel. Il est calculé pour chaque événement [47] :

$$D = \frac{y\left[(1+\gamma^2 y/2)(2-y) - 2y^2 m_\mu^2/Q^2\right]}{y^2(1-2m_\mu^2/Q^2)(1+\gamma^2) + 2(1+R)(1-y-\gamma^2 y^2/4)} \tag{6.12}$$

Dans cette expression, y et Q^2 sont les variables cinématiques inclusives présentées p. 3, $\gamma = 2Mx/\sqrt{Q^2}$ (x variable de Bjorken, M masse du nucléon), et $R = \sigma_L^{\gamma^* p}/\sigma_T^{\gamma^* p}$, où $\sigma_L^{\gamma^* p}$ ($\sigma_T^{\gamma^* p}$) est la section efficace de diffusion d'un photon virtuel longitudinal[1] (transverse). Suivant la valeur de x, R est obtenu à partir d'une paramétrisation des données de ZEUS ($x < 0.003$) ou de NMC ($0.003 < x < 0.12$). Les deux populations d'événements qui apparaissent dans la distribution de D, figure 6.1, correspondent à ces deux paramétrisations de R : les événements pour lesquels $D \simeq 0.4$ sont à $x > 0.003$, ceux pour lesquels $D > 0.5$ à $x < 0.003$.

D dépend principalement de y, et l'expression précédente peut se simplifier en

$$D \simeq \frac{1-(1-y)^2}{1+(1-y)^2}. \tag{6.13}$$

Lorsque le photon virtuel emporte une faible fraction de l'énergie du muon ($y \ll 1$), on voit qu'il emporte également une faible fraction de sa polarisation ($D \approx y$). Lorsque y est proche de 1, le photon emporte pratiquement toute la polarisation du muon ($D \simeq 1$).

6.1.4 Groupement et sélection des runs

Les données de COMPASS consistent en une suite de runs, acquis avec une orientation du champ magnétique de la cible alternativement parallèle à l'axe z (+) et antiparallèle à z (−). Durant les 8 heures qui séparent deux rotations de champ, on acquiert généralement une quinzaine de runs de 30 minutes. La figure 6.2 présente à titre d'exemple la **période de prise de données** $P2E$, qui a duré une semaine.

Pour obtenir $A_\parallel^{\gamma^* d}$, on calcule le premier terme de (6.5) à partir des données des runs −, et le deuxième terme à partir des données des runs +. Dans la suite, on effectuera ce calcul de deux manières :

[1] Attention, un photon virtuel longitudinal correspond à un champ $\vec{A}$ parallèle à la direction de propagation. Un tel photon est dans un état de spin transverse (la projection du spin sur l'axe de propagation est nulle).

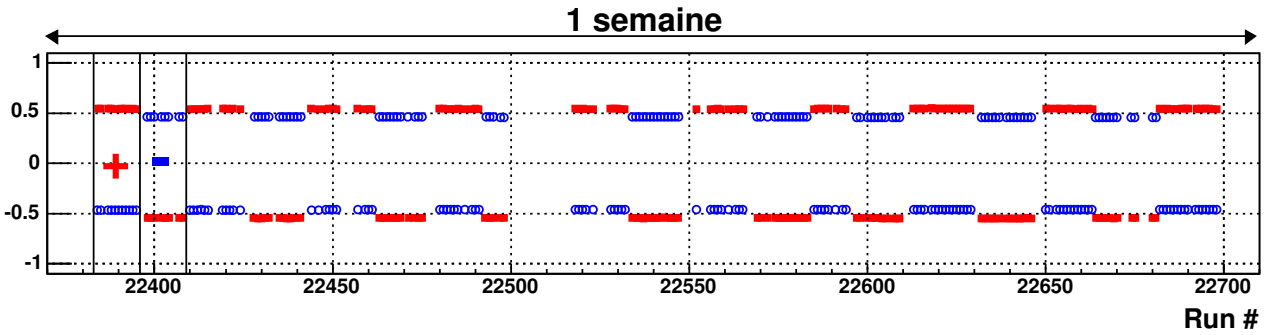


Fig. 6.2: Période $P2E$. La ligne grisée indique l'orientation des spins dans la cellule amont, les cercles vides l'orientation dans la cellule aval.

- dans la **configuration "globale"**, on regroupe tous les runs + de la période de prise de données, et tous les runs −, puis on calcule $A_{||}^{\gamma^* d}$. Figure 6.3.(a) .
- dans la **configuration "consécutive"**, la période de prises de données est découpée en éléments contenant chacun un groupe de runs + suivi d'un groupe de runs −. $A_{||}^{\gamma^* d}$ est calculé pour chacun de ces éléments, puis on effectue une moyenne pondérée sur la période de prise de données. Figure 6.3.(b) .

(a) (b)

Fig. 6.3: Configurations "globale" (a) et "consécutive" (b). Dans la configuration consécutive, si les groupes de runs sont comme dans cet exemple en nombre impair, le dernier groupe est intégré au dernier élément.

6.2 Sélection des événements *grand* p_T

Les événements sélectionnés possèdent un vertex primaire contenant le muon incident, le muon diffusé, et au moins deux hadrons à grande impulsion transverse [48, 49]. Le vertex primaire est identifié grâce à la fonction `BestPrimaryVertex()` de PHAST (section 2.2.4.3).

6.2.1 Identification des particules

On demande que la trajectoire du muon diffusé μ' soit reconstruite derrière le filtre à muons MF2 (figure 2.11).

Les particules du vertex primaire autre que μ et μ' sont des **candidats hadrons**. Or, il existe une faible probabilité qu'un muon soit produit au cours de l'interaction, ou qu'un

muon fortuit soit inclus dans le vertex primaire. Lorsqu'une mesure d'énergie est disponible dans les calorimètres, un tel candidat est rejeté par la condition $E_{cal}/p < 0.3$, où E_{cal} est l'énergie totale mesurée par les calorimètres hadroniques et associée à la trace (figure 2.12). Lorsqu'aucune mesure d'énergie n'est disponible, le candidat hadron est rejeté s'il traverse MF2 (position du dernier cluster $z > 40$ m).

6.2.2 Coupures sur les variables cinématiques inclusives

- Il n'y a pas de coupure en Q^2, figure 6.4(a). Une telle coupure n'est en effet pas nécessaire car la factorisation est déjà assurée par la présence de hadrons à grande impulsion transverse.
- $0.4 < y < 0.9$, figure 6.4(b). La coupure sur $y > 0.4$ rejette les événements pour lesquels D est faible ($D \sim y$), et qui par conséquent diluent l'asymétrie. Comme l'asymétrie est calculée par la méthode pondérée, cette coupure (provenant de l'analyse *grand* p_T des données de SMC) n'est plus nécessaire. La relâcher permettra d'obtenir un gain statistique équivalent à 7% d'événements en plus, toujours avec la méthode pondérée. La coupure $y < 0.9$ rejette les événements fortement affectés par les effets radiatifs qui sont difficiles à évaluer.

6.2.3 Coupures sur les variables cinématiques hadroniques

- $p_{T1} > 0.7$ GeV/c et $p_{T2} > 0.7$ GeV/c et $(p_{T1}^2 + p_{T2}^2) > 2.5$ (GeV/c)^2, figure 6.4(c). Ces conditions constituent la coupure *grand* p_T.
- $x_F > 0.1$ et $z > 0.1$ pour les deux hadrons. Ces coupures permettent de se débarrasser des hadrons provenant de la fragmentation de la cible. Pour un hadron donné, x_F est défini comme le rapport entre l'impulsion *longitudinale* de ce hadron dans le centre de masse du système photon-proton, et l'impulsion longitudinale maximum dans ce même référentiel :

$$x_F = \frac{p_L^*}{p_{L,max}^*}. \tag{6.14}$$

Dans la limite ultra-relativiste,

$$x_F = \frac{2p_L^*}{W}, \tag{6.15}$$

où $W = \sqrt{(p+q)^2}$ est l'énergie totale dans le centre de masse. x_F permet de séparer les hadrons provenant de la fragmentation des courants (du processus dur) des hadrons provenant de la fragmentation de la cible. Ceci est illustré par la figure 6.5. z est la fraction d'énergie du photon portée par le hadron :

$$z = \frac{P \cdot h}{P \cdot q}. \tag{6.16}$$

z est compris entre 0 et 1 ; c'est un invariant de Lorentz, fortement corrélé à x_F.

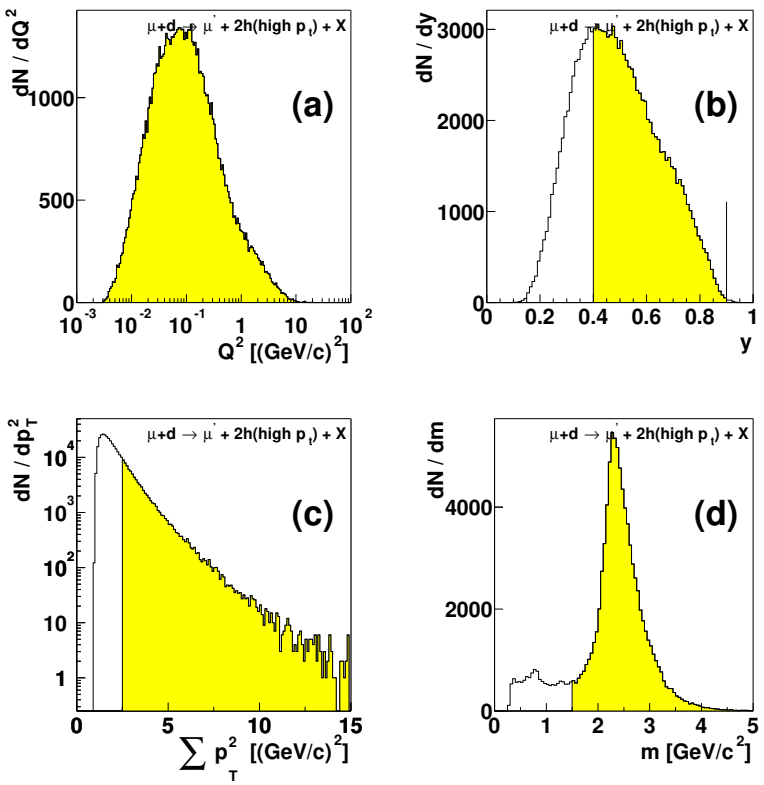


Fig. 6.4: Distribution et coupures pour plusieurs variables cinématiques, dans l'échantillon d'événements *grand* p_T ; pour chaque distribution, les coupures sur les autres variables sont actives. (a) virtualité du photon ; (b) fraction d'énergie transmise au photon par le muon ; (c) somme des p_T^2 des deux hadrons ; (d) masse invariante du système (hadron 1 + hadron 2).

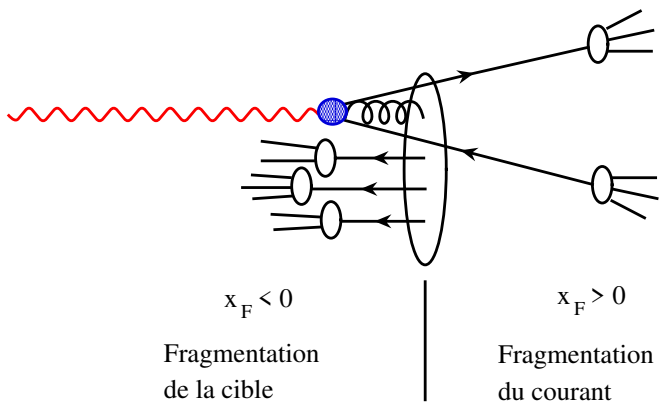


Fig. 6.5: Fusion photon gluon dans le centre de masse du système photon-proton. L'impulsion du proton est par définition égale à celle du photon. Les partons portent pour la plupart une fraction faible de l'impulsion du proton. Les quarks de courant (produits dans l'interaction dure) partent dans la direction du photon ($x_F > 0$). Les partons n'ayant pas interagi partent dans la direction opposée ($x_F < 0$).

- $m(h_1, h_2) > 1.5$ GeV/c^2. La figure 6.4(d) montre la distribution de masse invariante du système (h_1, h_2), obtenue en considérant que les deux hadrons sont des pions. Malgré la coupure en p_T, on remarque un pic résiduel à $m_\rho = 0.77$ GeV/c^2. Ce pic peut contenir des événements pour lesquels le photon fluctue en un ρ, qui se désintègre en h_1 et h_2 après avoir interagi avec le nucléon. La coupure $m(h_1, h_2) > 1.5$ GeV/c^2 permet de rejeter complètement ce type d'événements, ainsi que les événements pour lesquels le photon fluctue en un méson vecteur de type différent.

6.2.4 Prise en compte de la géométrie de la cible

Les coordonnées transverses de l'entrée et de la sortie de la cible ont été mesurées. Pour les coordonnées longitudinales, qu'il n'est pas nécessaire de connaître avec précision, on utilise les valeurs nominales. La figure 6.6 décrit la position de la cible ; comme on peut le voir, celle-ci est inclinée de quelques millimètres par rapport à l'axe z. D'autre part, il a été remarqué que les cellules ne sont pas complètement remplies de matériau polarisé.

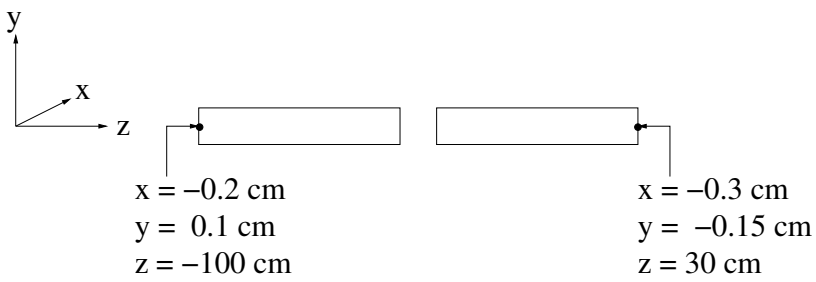


Fig. 6.6: Position de la cible.

Les caractéristiques géométriques de la cible doivent être prises en compte dans l'analyse. Tout d'abord, le vertex doit être situé à l'intérieur du matériau polarisé. Ensuite, le muon incident doit traverser la même quantité de matière dans les deux cellules de la cible, ce qui permet de s'assurer que les deux cellules sont soumises au même flux de muons. On applique donc les coupures suivantes (figure 6.7), *dans le référentiel associé à la cible* :

1. La position longitudinale du vertex vérifie $-100 < z < -40$ cm (cellule amont), ou $-30 < z < 30$ cm (cellule aval).
2. Le vertex se trouve à l'intérieur d'un cylindre de rayon $r = 1.4$ cm centré sur l'axe de la cible.
3. Le vertex ne se trouve pas dans la zone vide en haut de la cible : $y < 1.0$ cm.
4. Les coupures 2. et 3. sont également appliquées au muon incident, et ce sur toute la longueur de la cible.

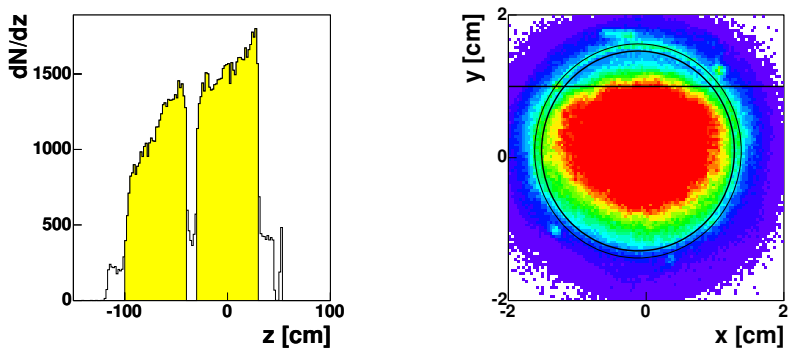


Fig. 6.7: Gauche : distribution longitudinale des vertex, et coupures. Droite : distribution transverse des vertex à l'entrée de la cellule amont ($-100 < z < -90$ cm) ; le cercle externe marque la paroi des cellules, le cercle interne et la droite sont les coupures transverses.

6.3 Fausses asymétries

Comme nous l'avons vu dans la section 2.2.2, la rotation du champ magnétique de la cible permet d'éliminer **l'asymétrie d'acceptance** qui provient de la différence d'acceptance entre les deux cellules. Cependant, on peut montrer que cette asymétrie s'élimine complètement si :

$$\left(\frac{a_m \mathcal{L}_m}{a_v \mathcal{L}_v}\right) = \left(\frac{a_m \mathcal{L}_m}{a_v \mathcal{L}_v}\right)' . \tag{6.17}$$

Les deux membres de cette équation correspondent aux deux orientations du champ ; a_m (a_v) est l'acceptance du spectromètre et $\mathcal{L}_m$ ($\mathcal{L}_v$) la luminosité pour la cellule amont (aval). Dans une cellule donnée, si l'on note n le nombre de nucléons et ϕ le flux de muons, la luminosité s'exprime comme

$$\mathcal{L} = n\phi. \tag{6.18}$$

De plus, comme on s'assure que chaque muon traverse la même quantité de matière dans les deux cellules, $\phi_m = \phi_v$ et (6.17) conduit à

$$\left(\frac{a_m n_m}{a_v n_v}\right) = \left(\frac{a_m n_m}{a_v n_v}\right)' . \tag{6.19}$$

Ainsi, une certaine fraction de l'asymétrie d'acceptance subsiste si les rapports a_m/a_v ou n_m/n_v changent lors de la rotation du champ. Cette fraction restante, appelée **fausse asymétrie**, contient plusieurs contributions, que nous allons détailler, puis étudier.

6.3.1 Fausses asymétries reproductible, aléatoire et systématique

Fausse asymétrie reproductible

Cette fausse asymétrie apparaît quand les propriétés de l'appareillage dépendent de façon reproductible de l'orientation du champ du solénoïde. Dans ce cas une fausse asymétrie constante est mesurée à chaque rotation de champ.

L'asymétrie reproductible peut être éliminée grâce au **renversement de polarisation par micro-ondes.** Tout d'abord, rappelons que la cible est polarisée par polarisation dynamique nucléaire. Alors que les deux cellules sont soumises au même champ magnétique, des polarisations opposées sont obtenues en appliquant une micro-onde de fréquence ν_1 à la cellule amont, et $\nu_2 \neq \nu_1$ à la cellule aval.

La figure (6.8) présente le réglage dit **micro-ondes positif**.

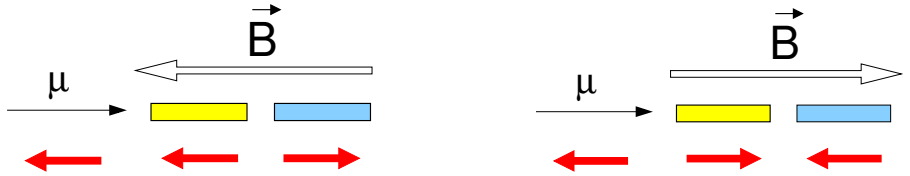


Fig. 6.8: Le réglage micro-ondes **positif** correspond à une polarisation positive de la cellule amont (la polarisation est mesurée par rapport à la direction du champ magnétique). L'asymétrie est calculée par l'équation (6.20).

L'expression (6.5) de $A_{\|}^{\gamma^* d}$ est en fait utilisée uniquement pour les données acquises avec ce réglage micro-ondes. En outre, si l'on prend maintenant en compte la fausse asymétrie reproductible A_R, le membre de droite de (6.5) ne mesure plus seulement $A_{\|}^{\gamma^* d}$, mais la somme de $A_{\|}^{\gamma^* d}$ et A_R, notée A_+ en référence au réglage micro-ondes positif :

$$A_+ \equiv A_{\|}^{\gamma^* d} + A_R = -\frac{1}{2\langle P_c \rangle}\left(\frac{\sum w_m - \sum w_v}{\sum w_m^2 + \sum w_v^2} - \frac{\sum w'_m - \sum w'_v}{\sum w'^2_m + \sum w'^2_v}\right). \tag{6.20}$$

Le réglage dit **micro-ondes négatif** est obtenu en échangeant les fréquences des micro-ondes appliquées aux deux cellules, ce qui a pour effet de renverser leurs polarisations (figure 6.9).

Fig. 6.9: Le réglage micro-ondes **négatif** correspond à une polarisation négative de la cellule amont. L'asymétrie est calculée par l'équation (6.21).

Comme l'asymétrie $A_{\parallel}^{\gamma^* d}$ dépend de l'orientation des spins, elle change de signe lors du renversement micro-ondes. Ceci est pris en compte en appliquant un signe $-$ au membre de droite de l'équation (6.20) lorsque l'on travaille sur les données acquises avec le réglage micro-ondes négatif. Au contraire, les fausses asymétries ne dépendent pas de l'orientation des spins, et ne sont donc pas affectées par le renversement de polarisation par micro-ondes. Par conséquent, le signe $-$ change le signe des fausses asymétries lorsque l'on passe du réglage micro-ondes positif au réglage négatif. Ainsi, l'asymétrie mesurée est maintenant

$$A_- \equiv A_{\parallel}^{\gamma^* d} - A_R = +\frac{1}{2|P_c|}\left(\frac{\sum w_m - \sum w_v}{\sum w_m^2 + \sum w_v^2} - \frac{\sum w'_m - \sum w'_v}{\sum w'^2_m + \sum w'^2_v}\right). \tag{6.21}$$

Le tableau 6.1 présente le réglage micro-ondes des périodes de prises de données utilisées dans cette analyse.

Périodes	**Réglage micro-ondes**	**Asymétrie mesurée**
$P2D$, $P2E$, $P2F$, $P2G+$	$+$	$A_+ = A_{\parallel}^{\gamma^* d} + A_R$
$P2A$, $P2G-$	$-$	$A_- = A_{\parallel}^{\gamma^* d} - A_R$

Tab. 6.1: Réglage micro-ondes pour les périodes de prises de données utilisées. Un renversement par micro-ondes ayant été réalisé au milieu de $P2G$, celle-ci est séparée en deux périodes, appelées $P2G+$ et $P2G-$.

En principe, mesurer A_+ et A_- permet d'extraire $A_{\parallel}^{\gamma^* d}$ et A_R :

$$A_{\parallel}^{\gamma^* d} = \frac{1}{2}(A_+ + A_-), \tag{6.22}$$

$$A_R = \frac{1}{2}(A_+ - A_-). \tag{6.23}$$

On remarque que A_R, quelque soit sa valeur, s'élimine entièrement lorsque l'on effectue la *moyenne arithmétique* de A_+ et de A_- qui conduit à l'asymétrie physique. Cependant, quand les nombres d'événements acquis avec les réglages micro-ondes positif et négatif sont très différent (ce qui est le cas en 2002), l'erreur statistique sur $A_{\parallel}^{\gamma^* d}$,

$$\delta A_{\parallel}^{\gamma^* d} = \frac{1}{2}\sqrt{(\delta A_+)^2 + (\delta A_-)^2}, \tag{6.24}$$

est dominée par l'erreur statistique du plus petit échantillon, et est significativement plus importante que l'erreur obtenue avec une *moyenne pondérée* de A_+ et de A_-. Nous avons donc décidé de calculer $A_{\parallel}^{\gamma^* d}$ par une moyenne pondérée. Dans ce cas, la fausse asymétrie reproductible ne s'élimine pas complètement, et doit par conséquent être prise en compte dans l'erreur systématique.

Fausse asymétrie aléatoire

Cette fausse asymétrie est due à une variation aléatoire des propriétés de l'appareillage. Considérons deux groupes de runs, séparés par une rotation de champ, et supposons par exemple que l'efficacité de certains détecteurs varie entre ces deux groupes. Cette variation peut provoquer une variation du rapport d'acceptance a_m/a_v, ce qui entraîne l'apparition d'une fausse asymétrie. Bien que cette fausse asymétrie s'élimine lorsque l'on moyenne sur un nombre suffisant de rotations de champ (les variations d'efficacité sont aléatoires), elle peut entraîner une augmentation des erreurs statistiques.

Dans la partie précédente, nous n'avons pas considéré la fausse asymétrie aléatoire. Les variations de A_+ et de A_- qui découlent de cette fausse asymétrie se répercutent intégralement sur $A_{\|}^{\gamma^* d}$, car A_R est par définition constante. Ainsi, il est possible d'évaluer l'importance de la fausse asymétrie aléatoire en observant la compatibilité statistique des valeurs de $A_{\|}^{\gamma^* d}$ obtenues pour chaque période de prise de données.

Fausse asymétrie systématique

Cette fausse asymétrie est due à une variation systématique des propriétés de l'appareillage. Pour reprendre l'exemple précédent, l'efficacité de certains détecteurs décroît continûment. Cette fois-ci, la fausse asymétrie résultante ne s'élimine pas en moyenne. On peut cependant la réduire grâce à un monitorage en ligne efficace, et à la redondance des détecteurs de traces. La contribution de l'asymétrie systématique pourrait, dans une analyse plus poussée, être étudiée en comparant les résultats obtenus pour la configuration "consécutive", et pour la configuration dénommée **demi**, voir figure 6.10.

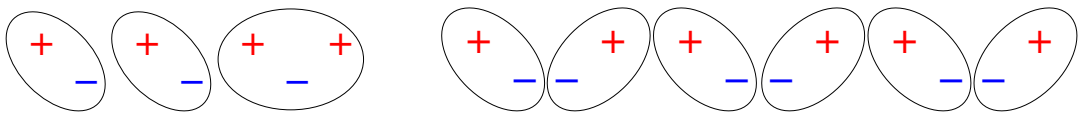


Fig. 6.10: Configurations "consécutive" (gauche) et "demi" (droite).

Quoiqu'il en soit, la fausse asymétrie systématique comporte une composante reproductible comprise dans A_R, et une composante aléatoire comprise dans A_A. Montrer que A_R et A_A sont faibles équivaut donc à montrer que l'asymétrie systématique est faible.

6.3.2 Asymétries à faible impulsion transverse

Comme nous l'avons vu, la rotation du champ du solénoïde n'élimine pas entièrement l'asymétrie due à la différence d'acceptance entre les deux cellules de la cible, si l'un des rapports n_m/n_v ou a_m/a_v diffère entre les deux orientations du champ. La fraction restante de cette asymétrie d'acceptance, appelée fausse asymétrie, peut comporter trois contributions : la fausse asymétrie reproductible, notée A_R ; la fausse asymétrie aléatoire, notée A_A ; la fausse

asymétrie systématique, qui comporte une composante reproductible comprise dans A_R, et une composante aléatoire comprise dans A_A.

Étudier A_R et A_A permet d'estimer les erreurs systématiques associées aux fausses asymétries dans la mesure de $A_{\|}^{\gamma^* d}$, l'asymétrie de la section efficace d'une paire de hadrons à grande impulsion transverse. Cependant, la mesure des fausses asymétries est limitée par la précision statistique de l'échantillon de données utilisé. Ainsi, lorsque ces études sont réalisées sur l'échantillon d'événements *grand* p_T, on n'observe aucune trace de fausse asymétrie, qui pourraient malgré tout n'être que légèrement inférieures à l'erreur statistique sur $A_{\|}^{\gamma^* d}$. J'ai donc choisi d'utiliser un autre échantillon d'événements, particulièrement adapté à l'étude des fausses asymétries car il possède l'avantage d'une statistique très importante. Cet échantillon, appelé *faible* p_T, est défini de la manière suivante :

- $p_T^2 < 0.5$ (GeV/c)^2,
- pas de coupure sur la masse invariante du système (h_1, h_2).
- $Q^2 < 0.5$ (GeV/c)^2,
- pas de coupure sur x_F, ni sur z.
- toutes les autres coupures sont les mêmes que pour l'échantillon *grand* p_T.

L'échantillon *faible* p_T est disjoint de l'échantillon *grand* p_T, et contient 250 fois plus d'événements.

Les asymétries A_+ et A_- (suivant le réglage micro-ondes de la période de prises de données considérée) ont été mesurées pour 3 jeux de coupures différents (figure 6.11).

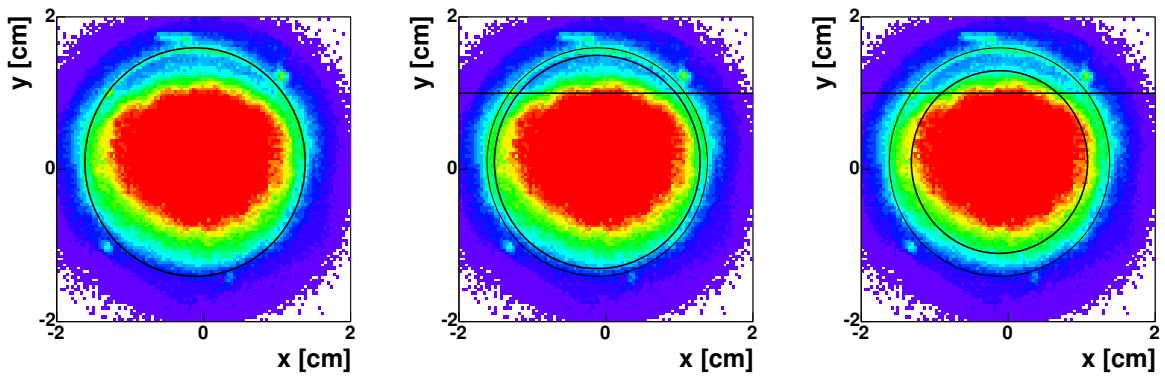


Fig. 6.11: Les trois jeux de coupures autour de la cible. À gauche : *larges*, $R < 1.5$ cm. Au centre : *optimales*, $R < 1.4$ cm and $y < 1$ cm. À droite : *étroites*, $R < 1.2$ cm and $y < 1$ cm.

Remarquons que les coupures *larges* correspondent à la paroi des cellules de la cible, et que les coupures *optimales* sont celles qui sont utilisées pour la mesure de $A_{\|}^{\gamma^* d}$ sur l'échantillon *grand* p_T.

Considérons tout d'abord les coupures *larges*. La figure 6.12 présente l'asymétrie mesurée pour chaque période de prise de données.

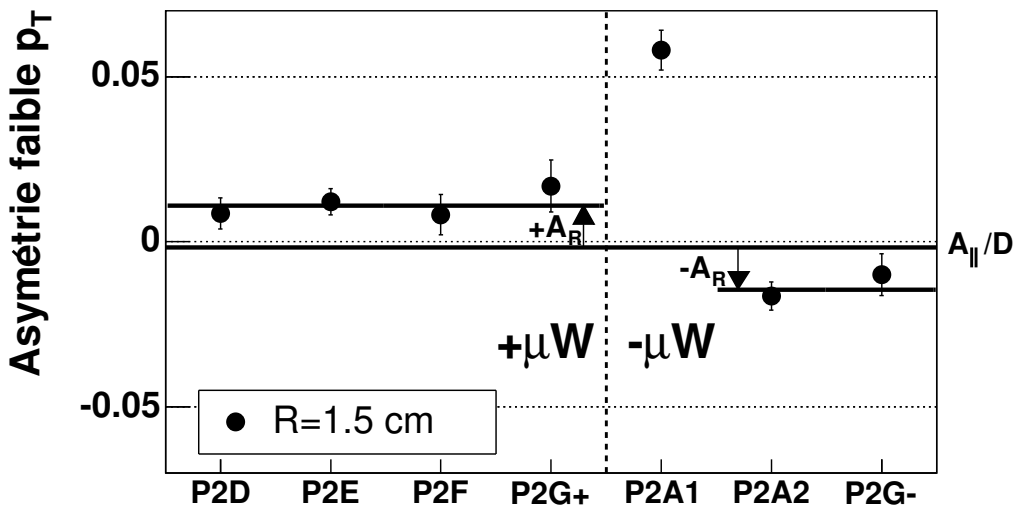


Fig. 6.12: Asymétries A_+ ($P2D$, $P2E$, $P2F$, $P2G+$) et A_- ($P2A1$, $P2A2$, $P2G-$) obtenues pour l'échantillon *faible* p_T. $P2A1$ et $P2A2$ sont respectivement la première et la deuxième semaine de $P2A$. A_+ et A_- ($P2A1$ exclue) sont ajustées séparément par un polynôme de degré 0. La ligne centrale correspond à $A_{||}^{\gamma^* d} \equiv \frac{A_{||}}{D} = \frac{1}{2}(A_+ + A_-)$.

On note deux résultats importants :

1. $P2A1$ ne se comporte pas comme $P2A2$ et $P2G-$, dont le réglage micro-ondes est pourtant également négatif. Il se trouve que le cahier d'expérience de COMPASS contient diverses informations indiquant une forte instabilité de l'appareillage au cours de cette semaine. Nous avons donc décidé d'exclure $P2A1$ de toutes les études de fausses asymétries, ainsi que de la mesure de $A_{||}^{\gamma^* d}$ sur l'échantillon *grand* p_T.
2. $P2A1$ mis à part, les asymétries mesurées pour les réglages micro-ondes *positif* et *négatif* sont opposées. En se référant à l'expression de $A_{||}^{\gamma^* d}$ (6.22) et de A_R (6.23), on conclue que l'asymétrie physique est négligeable et que la fausse asymétrie reproductible est $\simeq 1\%$.

Intéressons-nous maintenant à l'effet des coupures autour de la cible sur cette fausse asymétrie. La figure 6.13 présente les asymétries mesurées pour chacun des trois jeux de coupures. On remarque tout d'abord que la fausse asymétrie reproductible est fortement réduite lorsque l'on passe des coupures *larges* aux coupures *optimales*. Ceci montre que la fausse asymétrie reproductible observée concerne la cible, et plus précisément le fait que le rapport n_m/n_v dépend de l'orientation du champ du solénoïde. Comme l'illustre la figure 6.14, cette dépendance provient du déplacement (mesuré) de 300 μm de la cible polarisée lorsque le champ du solénoïde est renversé. Ce déplacement est dû à l'interaction entre le champ du solénoïde et le champ de fuite de SM1.

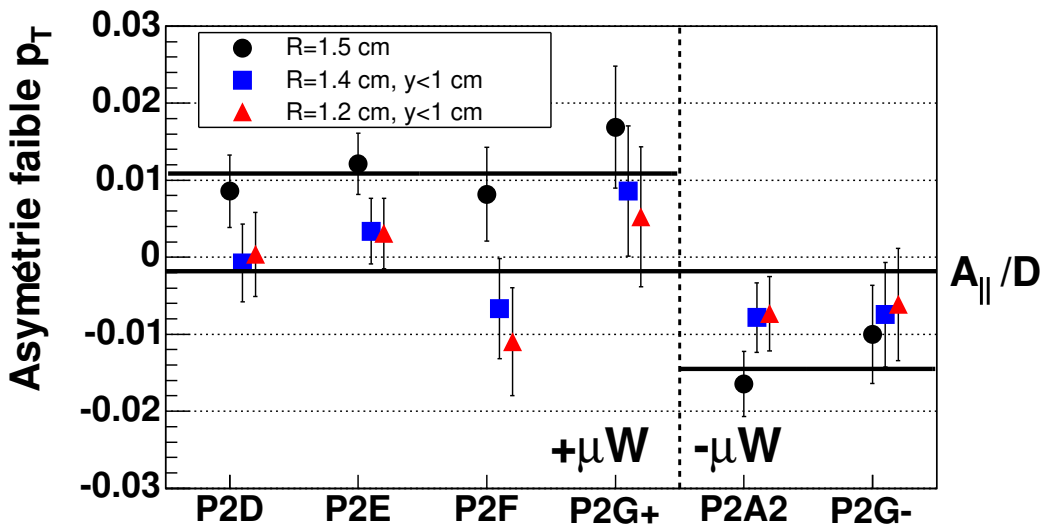


Fig. 6.13: Asymétrie à *faible* p_T, mesurée pour les coupures *larges*, *optimales* et *étroites*, définies sur la figure 6.11. les niveaux de A_+, A_- et $A_{||}^{\gamma^* d} \equiv \frac{A_{||}}{D}$ correspondent aux coupures *larges* (voir figure 6.12).

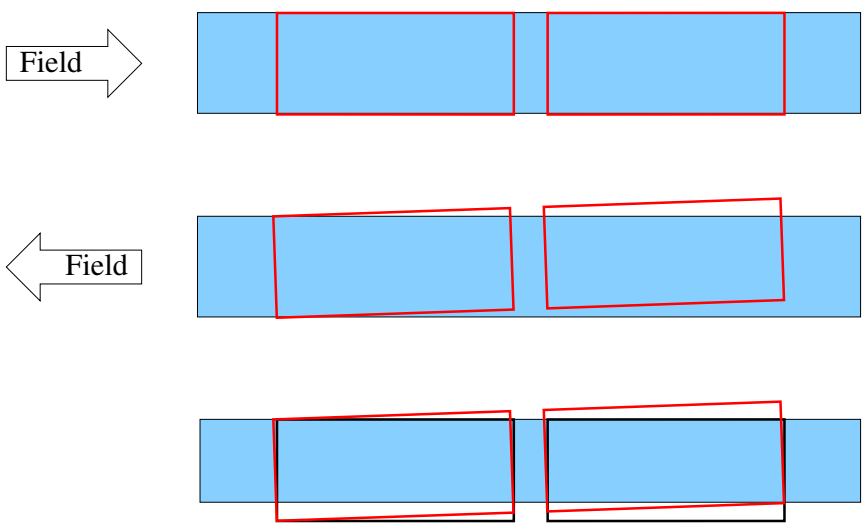


Fig. 6.14: Haut et centre : le mouvement de la cible lors de la rotation de champ induit une variation du rapport n_m/n_v. Bas : Des coupures plus étroites autour de la cible permettent de s'affranchir de cette variation.

La figure 6.13 montre également que l'asymétrie ne change pas lorsque l'on passe des coupures *optimales* aux coupures *étroites*. Ceci prouve qu'il s'agit d'un simple effet de bord, que les coupures *optimales* suffisent à éliminer complètement, comme on peut s'y attendre pour un déplacement de 300 μm.

Cependant, une fausse asymétrie reproductible pourrait subsister en dépit des coupures *optimales*. Sa valeur est fournie par l'équation (6.23) qui exprime A_R en fonction de A_+ (l'asymétrie mesurée pour $P2D$, $P2E$, $P2F$ et $P2G+$) et de A_- (l'asymétrie mesurée pour $P2A2$ et $P2G-$). Les valeurs de A_+ et A_- mesurées avec les coupures *optimales* sont récapitulées dans le tableau 6.2. On obtient ainsi :

Période	**Asymétrie mesurée**	**Résultat**
$P2D$	$A_+ \equiv A_{\parallel}^{\gamma^* d} + A_R$	-0.0008 $\pm$ 0.0050
$P2E$		0.0034 $\pm$ 0.0042
$P2F$		-0.0067 $\pm$ 0.0065
$P2G+$		0.0086 $\pm$ 0.0085
$P2A2$	$A_- \equiv A_{\parallel}^{\gamma^* d} - A_R$	-0.0078 $\pm$ 0.0045
$P2G-$		-0.0075 $\pm$ 0.0068

Tab. 6.2: Asymétrie à faible impulsion transverse, pour les coupures *optimales*.

$$A_R = \frac{1}{2}(A_+ - A_-) = 0.0043 \pm 0.0023. \tag{6.25}$$

Il n'est pas exclu que cette valeur soit une simple fluctuation statistique. Dans le cas contraire, la fausse asymétrie restante peut être due à :

- Une inhomogénéité interne du matériau de la cible, due par exemple à la présence des bobines RMN. Lorsque la cible bouge, le flux de muons interceptant les bobines change, ce qui induit une variation de n_m/n_v. On s'attend cependant à ce que cet effet interne soit bien plus faible que l'effet de bord déjà mis en évidence.
- Une dépendance de a_m/a_v en fonction de l'orientation du champ du solénoïde, due à l'effet du couplage des champ du solénoïde et de SM1 sur les particules provenant de la cible.

Dans ce dernier cas, la dépendance de a_m/a_v peut avoir deux causes différentes. La première est l'effet du couplage des champs sur les particules d'impulsion supérieure à 1 GeV, dont la trajectoire peut être reconstruite dans le spectromètre. Ces particules sont détectées à une position légèrement différente d'une orientation du champ à l'autre. Des variations d'efficacité locale à la surface des détecteurs peuvent alors entraîner une variation de a_m/a_v. La simulation a montré que la fausse asymétrie résultante est négligeable. La deuxième cause possible de la dépendance de a_m/a_v est l'effet du couplage des champs sur les particules d'impulsion $\ll$ 1 GeV. Ces particules sont principalement des électrons qui proviennent de la diffusion des muons du faisceau sur les électrons des atomes de la cible. Du fait de leur faible impulsion, ces électrons décrivent une spirale autour des lignes de champ, et se concentrent dans la partie haute ou dans la partie basse des détecteurs, suivant l'orientation du champ du solénoïde. En ce point, l'intensité plus importante provoque une baisse

locale de l'efficacité des détecteurs. Le spectromètre n'étant pas parfaitement symétrique dans une réflexion haut/bas, ceci peut entraîner une variation de a_m/a_v. Cet effet a effectivement été mis en évidence par la simulation, mais la fausse asymétrie qui pourrait en résulter n'a pas encore été quantifiée.

Quoiqu'il en soit, si la fausse asymétrie restante est due à une variation de a_m/a_v, la cause en est le spectromètre, et non la cible. On peut alors se demander si la valeur de A_R obtenue pour l'échantillon *faible* p_T, éq. (6.25), peut être extrapolée à l'échantillon *grand* p_T. En particulier, l'angle d'émission des hadrons à *grand* p_T étant plus important que celui des hadrons à *faible* p_T, l'extrapolation pourrait être douteuse.

Voici une réponse à cette question. Soit θ la moyenne de l'angle polaire des deux hadrons. Comme on le voit sur la figure 6.15, les deux échantillons se superposent à grand θ, mais l'échantillon *faible* p_T couvre en plus la région à petit θ.

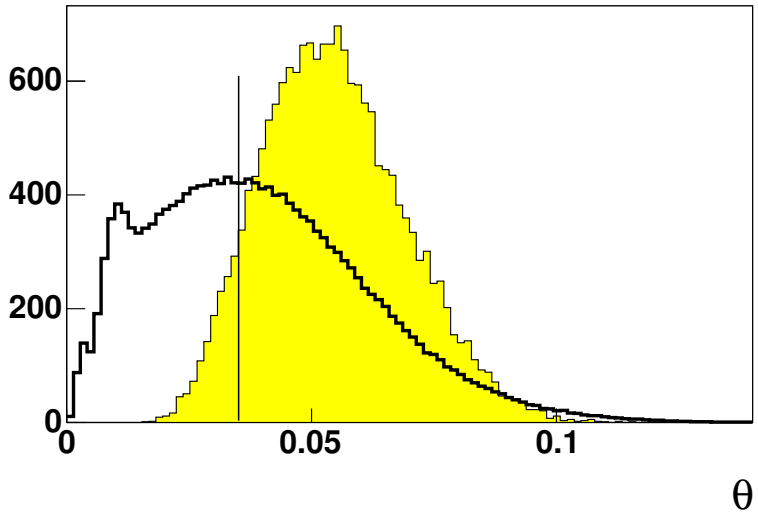


Fig. 6.15: Moyenne θ de l'angle polaire des deux hadrons. histogramme vide : échantillon *faible* p_T ; histogramme plein : échantillon *grand* p_T. La ligne indique la position de la coupure $\theta > 0.035$.

Il est intéressant de mesurer A_R pour l'échantillon *faible* p_T, en se restreignant au domaine angulaire également couvert par l'échantillon *grand* p_T par la sélection des événements pour lesquels $\theta > 0.035$. On obtient alors

$$A_R(\theta > 0.035) = 0.0056 \pm 0.0032, \tag{6.26}$$

en bon accord avec $A_R = 0.0043 \pm 0.0023$, la valeur obtenue pour la totalité de l'échantillon *faible* p_T, éq. (6.25). Nous supposerons donc que tous les résultats obtenus grâce à l'échantillon *faible* p_T sont également valides pour l'échantillon *grand* p_T.

Afin d'étudier les asymétries aléatoires, nous allons maintenant extraire $A_{\|}^{\gamma^* d}$ pour chaque

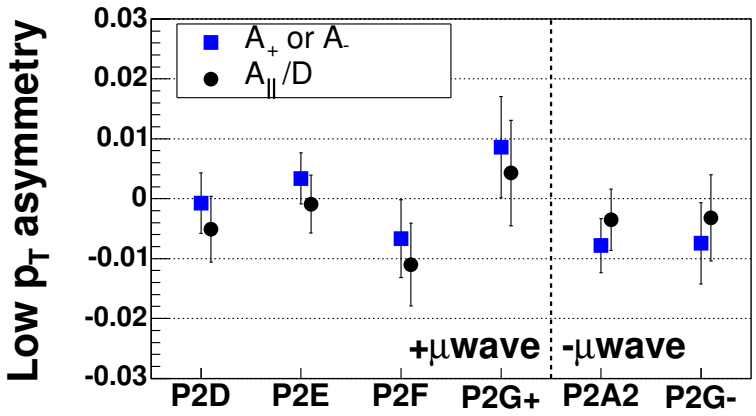
période de prise de données. Pour les périodes ayant un réglage micro-ondes positif,

$$A_{\|}^{\gamma^* d} = A_+ - A_R. \tag{6.27}$$

Lorsqu'il est négatif,

$$A_{\|}^{\gamma^* d} = A_- + A_R. \tag{6.28}$$

En utilisant les valeurs de A_+ et A_- du tableau 6.2 et la valeur de A_R fournie par (6.25), on obtient les résultats présentés sur la figure 6.16.



Période	$A_{\|}/D$
$P2D$	-0.0051 ± 0.0055
$P2E$	-0.0009 ± 0.0048
$P2F$	-0.0110 ± 0.0069
$P2G+$	0.0043 ± 0.0088
$P2A2$	-0.0035 ± 0.0051
$P2G-$	-0.0032 ± 0.0072
Moyenne	-0.0030 ± 0.0024

Fig. 6.16: $A_{\|}^{\gamma^* d} \equiv \frac{A_{\|}}{D}$ à faible impulsion transverse, pour les coupures *optimales*.

Les 6 points sont compatibles, avec un $\chi^2/ndl = 2.35/6$ (probabilité de χ^2 : 88%). Ceci indique que la fausse asymétrie aléatoire est plus faible que l'erreur statistique de l'échantillon *faible* p_T. Si l'on suppose prudemment que cette asymétrie est pour chaque période < 0.01, on obtient pour l'ensemble des données :

$$A_A < \frac{0.01}{\sqrt{6}} = 0.004. \tag{6.29}$$

Les résultats de cette étude des fausses asymétries seront utilisés dans la section suivante pour estimer les erreurs systématiques sur la mesure de l'asymétrie *grand* p_T.

6.4 Résultats et conclusion

Le tableau 6.3 récapitule la statistique disponible à *grand* p_T et l'asymétrie mesurée pour chaque période de prise de données.

Période	**# runs**	**# évts.**	**Configuration "globale"**	**Configuration "consécutive"**
$P2D$	166	15224	-0.059 ± 0.076	-0.076 ± 0.077
$P2E$	213	19431	-0.021 ± 0.067	-0.023 ± 0.069
$P2F$	114	9018	-0.201 ± 0.104	-0.196 ± 0.105
$P2G+$	69	5716	0.070 ± 0.130	0.075 ± 0.138
Total +	562	49389	-0.054 ± 0.043	-0.060 ± 0.044
$P2A2$	184	16194	-0.061 ± 0.069	-0.087 ± 0.075
$P2G-$	105	9605	-0.064 ± 0.102	-0.048 ± 0.108
Total −	289	25799	-0.062 ± 0.057	-0.074 ± 0.062
Total	851	75188	-0.057 ± 0.034	-0.065 ± 0.036

Tab. 6.3: Asymétries *grand* p_T.

Afin d'estimer l'incertitude systématique sur cette mesure (associée aux fausses asymétries), rappelons les résultats obtenus dans la partie précédente :

- La fausse asymétrie reproductible est $A_R = 0.0056 \pm 0.0032$, éq. (6.26).
- La fausse asymétrie aléatoire vérifie $A_A < 0.004$, éq. (6.29).

La fausse asymétrie reproductible A_R s'élimine partiellement lorsque l'on calcule $A_\parallel/D$ par une moyenne pondérée de A_+ et de A_-, les asymétries mesurées pour un réglage micro-ondes négatif et positif (section 6.3.1). La fraction de A_R restante est :

$$A_R \times \frac{(\delta A_-)^2 - (\delta A_+)^2}{(\delta A_-)^2 + (\delta A_+)^2} = 0.0018 \pm 0.0010. \tag{6.30}$$

Au vu de ces résultats, on choisit

$$\delta \left(A_\parallel^{\gamma^* d}\right)^{\mu d \to hh} (syst.) = \sqrt{(0.0018 + 2 \times 0.0010)^2 + (0.004)^2} = 0.005 \tag{6.31}$$

comme estimation confortable de l'incertitude systématique (associée aux fausses asymétries) sur la mesure de l'asymétrie *grand* p_T.

L'asymétrie d'hélicité de la section efficace de production d'une paire de hadrons à grande impulsion transverse a été mesurée pour les données accumulées par COMPASS en 2002. Les résultats obtenus en configuration "globale" et "consécutive" sont parfaitement compatibles, et on choisit de conserver le résultat obtenu dans cette dernière configuration :

$$\left(A_\parallel^{\gamma^* d}\right)^{\mu d \to hh} \equiv \left(\frac{A_\parallel}{D}\right)^{\mu d \to hh} = -0.065 \pm 0.036(stat.) \pm 0.005(syst.). \tag{6.32}$$

Les corrections radiatives, pas encore calculées dans le cas des réactions semi-inclusives, n'ont pas été prises en compte. Cependant, ces corrections devraient être faibles en comparaison des corrections radiatives inclusives. L'incertitude systématique contient seulement la contribution des fausses asymétries. Les autres erreurs systématiques (sur la mesure des polarisation de la cible et du faisceau, sur la paramétrisation de R, sur le facteur de dilution) devraient peu contribuer, car elles sont proportionnelles à l'asymétrie mesurée.

L'extraction de $\frac{\Delta G}{G}$ à partir de la valeur de cette asymétrie nécessite une simulation Monte-Carlo. Ceci fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 7

Extraction de la polarisation des gluons, $\frac{\Delta G}{G}$

Ce chapitre présente une première estimation de $\frac{\Delta G}{G}$, déduite de l'asymétrie *grand* p_T décrite au chapitre précédent. Dans les sections 2.1.1 et 2.1.2, nous avons expliqué comment extraire la polarisation des gluons $\frac{\Delta G}{G}$ de l'asymétrie d'hélicité $A_{\parallel}$ de la section efficace de diffusion *muon-nucléon* :

$$A_{\parallel} = \frac{\sigma_{pgf}^{\mu N}}{\sigma_{tot}^{\mu N}} \langle \hat{a}_{LL}^{pgf} \rangle \frac{\Delta G}{G} + \left(1 - \frac{\sigma_{pgf}^{\mu N}}{\sigma_{tot}^{\mu N}}\right) A_{bruit}^{\mu N}. \tag{7.1}$$

Or, nous avons mesuré la section efficace de diffusion *photon-nucléon* $A_{\parallel}^{\gamma^* d} \equiv \frac{A_{\parallel}}{D}$ au lieu de $A_{\parallel}$ afin de minimiser l'erreur statistique. Nous tirerons donc $\frac{\Delta G}{G}$ de l'équation suivante :

$$A_{\parallel}^{\gamma^* d} \equiv \frac{A_{\parallel}}{D} = \frac{\sigma_{pgf}^{\mu N}}{\sigma_{tot}^{\mu N}} \left\langle \frac{\hat{a}_{LL}^{pgf}}{D} \right\rangle \frac{\Delta G}{G} + \left(1 - \frac{\sigma_{pgf}^{\mu N}}{\sigma_{tot}^{\mu N}}\right) \frac{A_{bruit}^{\mu N}}{D}. \tag{7.2}$$

La section 7.1 présente une simulation Monte-Carlo à l'aide de laquelle nous allons, dans la section 7.2 :

- estimer $\frac{\sigma_{pgf}^{\mu N}}{\sigma_{tot}^{\mu N}}$, la proportion d'événements PGF ;
- calculer $\left\langle \frac{\hat{a}_{LL}^{pgf}}{D} \right\rangle$, le pouvoir d'analyse réduit moyen ;
- étudier la contribution du bruit de fond ;
- estimer $\frac{\Delta G}{G}$.

Enfin, ce résultat sera discuté dans la section 7.2.4.

7.1 Simulation d'événements *grand* p_T pour COMPASS

7.1.1 Génération des événements (PYTHIA)

Un générateur d'événements permet de simuler la production de l'ensemble des particules résultant de l'interaction entre deux particules incidentes, de nature et d'énergie données.

90% des événements sélectionnés pour la mesure de l'asymétrie à grand p_T sont à $Q^2 < 1$ GeV^2 (cf. figure 6.4). Alors que différents générateurs sont en mesure de décrire la **diffusion profondément inélastique** ($Q^2 \gg M^2$, où M est la masse du nucléon), PYTHIA est le seul à couvrir également la région cinématique s'étendant jusqu'à la **photoproduction** ($Q^2 = 0$). Entre ces deux domaines, PYTHIA offre une description continue des interactions lepton-nucléon, que nous allons présenter succinctement.

Pour $Q^2 \gg M^2$, le photon se comporte comme une particule ponctuelle qui se couple directement à l'un des partons du nucléon. Comme PYTHIA se limite à l'ordre α_s, ce couplage se fait suivant l'un de ces trois processus, dits **directs** :

$$\gamma^* q \to q, \tag{7.3}$$
$$\gamma^* q \to qg, \tag{7.4}$$
$$\gamma^* g \to q\bar{q}. \tag{7.5}$$

On reconnaît le DIS à l'ordre 0, la diffusion Compton QCD et la fusion photon-gluon, introduits au chapitre 2 et illustrés sur la figure 2.1. PYTHIA se base sur les fonctions de distribution de partons non polarisées pour choisir un parton du nucléon. Ces fonctions permettent de déterminer la nature du parton, ainsi que son impulsion longitudinale. La distribution d'**impulsion transverse primordiale** des partons dans le nucléon n'ayant quand à elle pas encore été mesurée[1], elle est modélisée par une gaussienne.

Quand $Q^2 < M^2$, le photon possède une probabilité non négligeable de fluctuer en méson vecteur[2] (principalement en ρ, voir figure 7.1) ou en paire $q\bar{q}$. Lorsque le photon ne fluctue pas, il se couple à un parton du nucléon par l'un des processus directs cités ci-dessus[3]. Lorsque le photon se comporte comme un hadron, deux cas peuvent se produire :

- À grande impulsion transverse, la structure partonique de ce hadron est **résolue** : l'un des partons du hadron interagit avec l'un des partons du nucléon par un processus perturbatif, comme par exemple $qq \to qq$, $qg \to qg$, ou $gg \to gg$. En plus de choisir un parton du nucléon, PYTHIA doit aussi choisir un parton du photon. Ceci fait intervenir les fonctions de distribution de partons non polarisées du photon, déjà mesurées [50]. Les fonctions utilisées possèdent un terme non perturbatif (correspondant à la fluctuation en méson vecteur), et un terme perturbatif (correspondant à la

[1] Cette mesure, extrêmement difficile, pourra en principe être réalisée grâce aux expériences de diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS).

[2] Modèle VDM : *Vector Dominance Model.*

[3] Notons que dans la limite $Q^2 \to 0$, le DIS à l'ordre 0, éq. (7.3), ne peut se produire pour des raisons cinématiques. Sa section efficace tend donc vers 0.

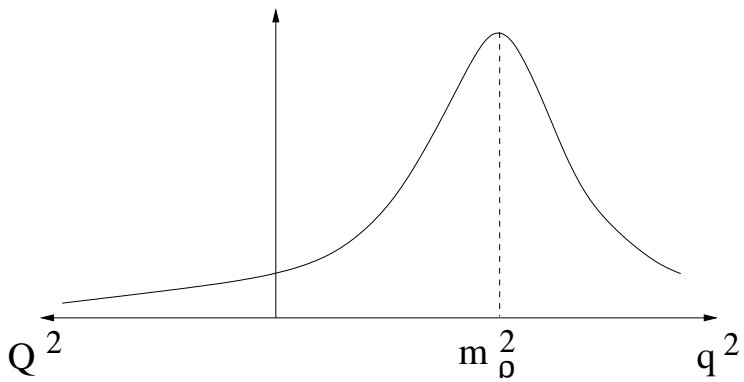


Fig. 7.1: Fluctuation du photon en méson vecteur. La courbe représente la distribution de masse invariante de paires $\pi^+\pi^-$ provenant de la désintégration de mésons vecteurs ρ^0. Lorsque le photon est du type temps ($q^2 > 0$) et possède une masse invariante q^2 égale à celle du ρ^0, sa probabilité de fluctuer en ρ^0 est maximum. Lorsque q^2 s'éloigne de m_ρ, cette probabilité diminue. La distribution de masse invariante peut être prolongée dans la région espace ($q^2 < 0$, c'est à dire $Q^2 = -q^2 > 0$), où la probabilité que le photon fluctue en ρ^0 n'est pas nulle. Dans le domaine de la diffusion profondément inélastique ($Q^2 \gg M^2$), cette probabilité est négligeable.

fluctuation en paire $q\bar{q}$). Comme dans le cas du nucléon, la distribution d'impulsion transverse primordiale des partons du photon est modélisée par une gaussienne.

- Dans le cas de la **diffusion à faible impulsion transverse**, il n'y a pas d'échelle dure ($Q^2 \simeq 0$). le hadron provenant du photon et le nucléon interagissent donc de manière non perturbative, et la section efficace de diffusion n'est pas calculable. Pour ce type de processus, PYTHIA recourt à un modèle basé sur une paramétrisation des sections efficaces hadron-proton[4].

Afin d'illustrer le fonctionnement du programme, nous allons étudier la génération d'un événement particulier de type fusion photon-gluon. La figure 7.2 représente une sortie de PYTHIA fournissant la liste des particules impliquées dans cet événement. Celle-ci est divisée en 4 sections correspondant aux 4 étapes principales de la génération.

1. lignes 1-2. État initial. Il contient un muon d'énergie 147.5 GeV et un proton au repos.
2. lignes 3-11. Interaction. Une paire $u\bar{u}$ est créée par fusion photon-gluon.
3. lignes 12-16. État final partonique. Il contient, en plus du muon diffusé et de la paire $u\bar{u}$, les débris du proton cible (un **diquark** ud et un quark u).
4. lignes 17-37. État final hadronique.

Le diagramme de Feynman de la figure 7.3 illustre les 3 premières étapes.

[4]À titre d'exemple, la section efficace d'interaction ρ/proton est obtenue en moyennant les section efficaces π^+/proton et π^-/proton, toutes deux mesurées.

I	particle/jet		KS	KF	orig	p_x	p_y	p_z	E	m
1	!mu+!		21	-13	0	0.044	-0.026	147.500	147.500	0.106
2	!p+!		21	2212	0	0.000	0.000	0.000	0.938	0.938
3	!mu+!		21	-13	1	0.328	-0.191	39.623	39.625	0.106
4	!gamma!		21	22	1	-0.284	0.164	107.877	107.875	-0.721
5	!p+!		21	2212	2	0.000	0.000	0.000	0.938	0.938
6	!gamma!		21	22	4	-0.269	0.156	102.387	102.387	0.000
7	!g!		21	21	5	0.202	-0.438	3.194	3.230	0.000
8	!gamma!		21	22	6	-0.269	0.156	102.387	102.387	0.000
9	!g!		21	21	7	0.202	-0.438	3.194	3.230	0.000
10	!u!		21	2	0	-1.182	-0.580	76.387	76.399	0.330
11	!ubar!		21	-2	0	1.114	0.298	29.194	29.219	0.330
12	mu+		1	-13	3	0.328	-0.191	39.623	39.625	0.106
13	(u)	A	12	2	10	-1.182	-0.580	76.387	76.399	0.330
14	(ud_0)	V	11	2101	5	0.017	0.121	-0.216	0.630	0.579
15	(ubar)	A	12	-2	11	1.114	0.298	29.194	29.219	0.330
16	(u)	V	11	2	5	-0.233	0.325	2.513	2.566	0.330
17	(string)		11	92	13	-1.165	-0.459	76.171	77.029	11.401
18	pi+		1	211	17	-0.657	-0.185	34.237	34.244	0.140
19	pi-		1	-211	17	-0.021	-0.176	16.122	16.124	0.140
20	(rho0)		11	113	17	-0.122	-0.214	20.506	20.524	0.820
21	pi+		1	211	17	-0.320	-0.029	1.687	1.723	0.140
22	(rho0)		11	113	17	-0.168	0.068	0.549	0.687	0.371
23	n0		1	2112	17	-0.299	-0.400	2.847	3.039	0.940
24	(pi0)		11	111	17	0.423	0.477	0.222	0.688	0.135
25	(string)		11	92	15	0.881	0.623	31.706	31.784	1.941
26	(rho-)		11	-213	25	-0.094	0.439	7.408	7.465	0.804
27	pi+		1	211	25	0.975	0.184	24.298	24.319	0.140
28	pi-		1	-211	20	0.309	-0.220	9.781	9.789	0.140
29	pi+		1	211	20	-0.431	0.006	10.726	10.735	0.140
30	pi-		1	-211	22	0.026	-0.037	0.149	0.209	0.140
31	pi+		1	211	22	-0.194	0.105	0.401	0.478	0.140
32	gamma		1	22	24	0.045	0.097	-0.003	0.107	0.000
33	gamma		1	22	24	0.378	0.380	0.226	0.582	0.000
34	pi-		1	-211	26	0.180	-0.058	4.029	4.036	0.140
35	(pi0)		11	111	26	-0.274	0.498	3.379	3.429	0.135
36	gamma		1	22	35	-0.056	0.239	1.430	1.451	0.000
37	gamma		1	22	35	-0.219	0.259	1.950	1.979	0.000
		sum:	2.00			0.044	-0.026	147.500	148.438	16.664

Fig. 7.2: Un événement fusion photon-gluon généré par PYTHIA, dans le référentiel du laboratoire. `orig` est le numéro de ligne de la particule mère.

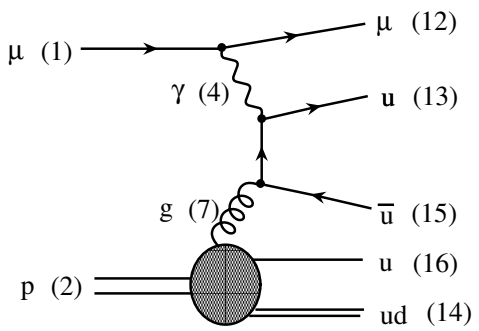


Fig. 7.3: Diagramme de Feynman correspondant à l'événement de la figure 7.2.

L'hadronisation est réalisée en deux étapes. La **fragmentation** est décrite par le **modèle de la corde de Lund**, illustré sur la figure 7.4. Dans le centre de masse de la paire de quarks $u\bar{u}$, ces deux quarks s'éloignent l'un de l'autre avec une impulsion opposée. Deux "cordes", qui sont en fait des tubes de gluons, relient les quarks produits lors de la fusion photon-gluon aux quark et au diquark du nucléon. L'énergie de liaison entre deux quarks donnés (ou entre un quark et un diquark) augmente avec la distance qui les sépare. À un certain point, cette énergie est suffisante pour créer une nouvelle paire quark-antiquark : la corde se rompt en deux morceaux, qui peuvent éventuellement s'allonger à leur tour jusqu'à la rupture. La fragmentation se poursuit jusqu'à l'obtention d'un nombre suffisant de hadrons possédant chacun une charge de couleur globalement nulle. La **désintégration** est la deuxième étape de l'hadronisation : elle décrit la désintégration des particules instables, telles que le ρ^- ou le ρ^0 dans cet exemple. Dans la liste de la figure 7.2, les particules stables (c'est à dire potentiellement détectables) sont repérées par le code KS=1.

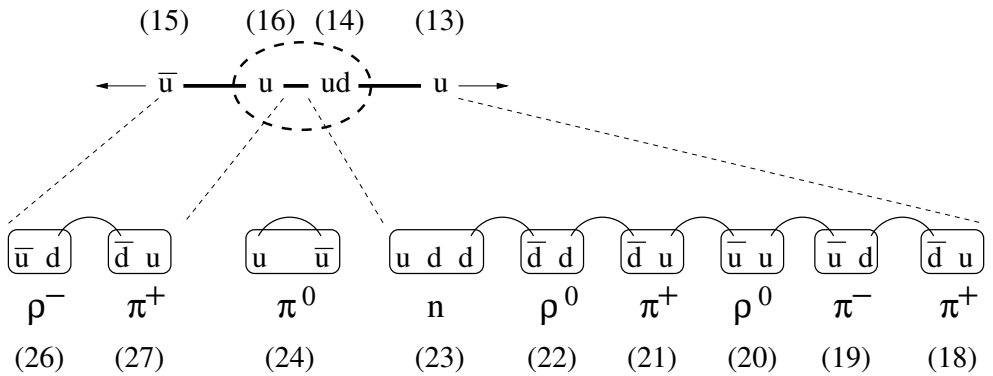


Fig. 7.4: Fragmentation de l'événement de la figure 7.2.

Mon programme de génération d'événements utilise PYTHIA et fonctionne de la manière suivante :

1. Choix des conditions initiales. Le muon incident est choisi dans un fichier contenant les paramètres d'un ensemble de traces de faisceau reconstruites par COMPASS. Le nucléon cible est alternativement un proton et un neutron, ce qui simule la cible de ^{6}LiD (4 neutrons + 4 protons).

2. Génération. PYTHIA génère un événement à partir de ces conditions initiales.
3. Positionnement du vertex. La position du vertex à l'intérieur de l'une des cellules de la cible est déterminée aléatoirement, le long de la trajectoire du muon incident. Pour des raisons techniques, la géométrie de la cible (décrite dans la section 6.2.4) n'est pas parfaitement prise en compte : dans la simulation, la cible est alignée sur l'axe z et complètement remplie.
4. Analyse de l'événement. Celle-ci a pour but de déterminer si l'événement doit ou non être conservé.
5. L'événement est écrit sur disque dans un format compréhensible par COMGEANT, le programme de modélisation du spectromètre (voir section suivante).

7.1.2 Modélisation du spectromètre, reconstruction et sélection

Le programme COMGEANT [51] est une modélisation du spectromètre COMPASS, dont le but est de simuler le comportement des particules dans l'appareillage. Les particules dans l'état final de l'événement PYTHIA sont propagées à partir de la position du vertex primaire en tenant compte de la distribution de champ magnétique (solénoïde de la cible, dipôles SM1 et SM2) et de la distribution de matière de l'appareillage. Les interactions des particules dans cette matière sont simulées grâce à GEANT. À Chaque événement, GEANT écrit sur disque les paramètres de toutes les particules, ainsi que les coordonnées du point d'intersection de ces particules avec la zone active des différents détecteurs.

Le fichier d'événements COMGEANT est ensuite lu par CORAL, le programme de reconstruction de COMPASS. Dans un premier temps, CORAL simule la réponse de chacun des détecteurs aux interactions à partir des valeurs choisies pour leur efficacité, leur résolution temporelle, et leur résolution spatiale[5]. Ensuite, l'événement est reconstruit à partir des clusters obtenus, de la même façon que pour les données réelles. Enfin, les particules reconstruites sont associées aux particules générées, ce qui permettra d'étudier la résolution de la reconstruction.

Enfin, parmi les événements reconstruits par CORAL, on sélectionne les événements *grand* p_T suivant la procédure décrite dans la section 6.2, également utilisée pour les données réelles.

7.1.3 Définition de l'espace des phases à la génération

Le temps nécessaire au traitement d'un événement est relativement long : typiquement 2 s pour COMGEANT et 1 s pour CORAL sur un Pentium III cadencé à 1.2 GHz, alors qu'il est négligeable pour le programme de génération. Reconstruire des événements qui ne seront pas sélectionnés représente donc une perte de temps qui peut être très importante :

[5]Simuler le fonctionnement des détecteurs à l'intérieur de CORAL plutôt que de COMGEANT permet de changer si on le désire les paramètres de cette simulation sans avoir à relancer COMGEANT.

dans les données réelles, environ 1 événement pour 10.000 est un événement grand p_T. Afin de minimiser cette perte de temps, on applique des coupures cinématiques adéquates dès la génération des événements. Ces coupures doivent être choisies avec soin, de manière à ne pas biaiser l'échantillon final d'événements *grand* p_T.

La première coupure porte sur y. L'échantillon *grand* p_T ne contenant que des événements tels que $0.4 < y < 0.9$, il convient d'appliquer une coupure légèrement plus large à la génération, afin de tenir compte de la résolution de la reconstruction. La figure 7.5 présente la distribution de la différence entre le y calculé à partir des muons incident et diffusé générés, et le y calculé à partir des muons incident et diffusé reconstruits. La largeur de cette distribution fournit la valeur de la résolution sur la reconstruction de y.

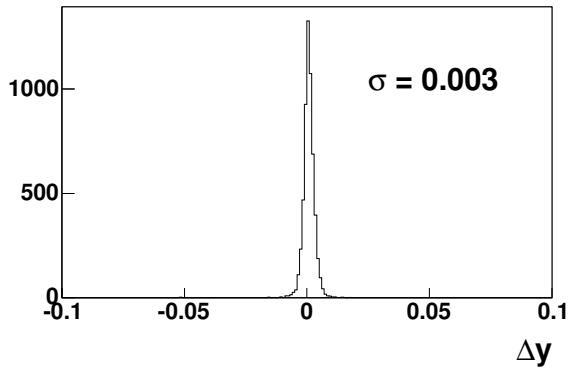


Fig. 7.5: Résolution sur la reconstruction de y.

Au vu de la résolution en y, on spécifie donc à PYTHIA de ne générer que des événements satisfaisant la condition

$$0.35 < y < 0.95, \tag{7.6}$$

ce qui ne biaise pas l'échantillon *grand* p_T.

La deuxième coupure porte sur les deux hadrons dont l'impulsion transverse est la plus importante. L'échantillon *grand* p_T ne contient que des événements pour lesquels les impulsions transverses de ces deux premiers hadrons vérifient :

- $p_{T1} > 0.7$ GeV/c,
- $p_{T2} > 0.7$ GeV/c,
- $(p_{T1}^2 + p_{T2}^2) > 2.5$ (GeV/c)^2.

Pour ces événements, la résolution sur la mesure de l'impulsion transverse des deux premiers hadrons, est de 0.04 GeV/c (voir figure 7.6). Sélectionner à la génération les événements pour lesquels $p_{T1} > 0.6$ GeV/c et $p_{T2} > 0.6$ GeV/c ne biaise donc pas l'échantillon *grand* p_T. Il n'est cependant pas possible de spécifier cette coupure à PYTHIA comme on l'a fait pour y. La solution retenue consiste à examiner l'impulsion transverse des hadrons après la génération, et à ne transférer à COMGEANT que les événements pour lesquels cette condition est satisfaite.

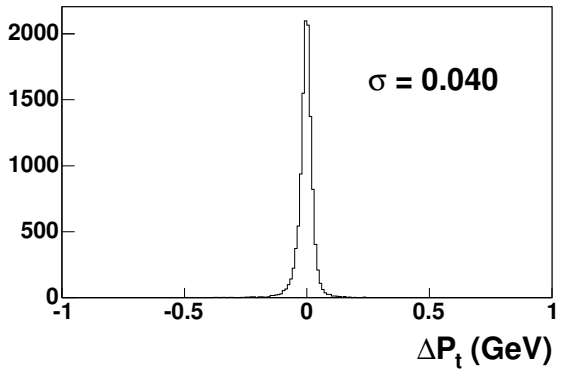


Fig. 7.6: Résolution sur la reconstruction de l'impulsion transverse des deux premiers hadrons, pour les événements *grand* p_T.

On s'assure également que les deux hadrons ont une chance d'être reconstruits, en sélectionnant les événements pour lesquels ils ne traversent pas le solénoïde de la cible (figure 7.7).

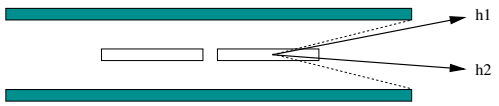


Fig. 7.7: Principe de la sélection des événements pour lesquels les deux premiers hadrons ne traversent pas le solénoïde de la cible.

Lorsque l'on se contente de la coupure sur y, on obtient 1 événement *grand* p_T sur 1000 traités par COMGEANT. Si l'on applique en plus les coupures en impulsion transverse, ce rapport passe à 6/1000. Peut-être pourrait-on ajouter de nouvelles coupures à la génération, par exemple sur $(p_{T1}^2 + p_{T2}^2)$ ou sur x_F et z. L'analyse qui va suivre a été réalisée avec un échantillon de 8850 événements *grand* p_T. Pour le constituer, il a fallu traiter 1.5 millions d'événements, ce qui correspond à 1280 heures de temps de calcul sur un Pentium III à 1.2 GHz.

7.1.4 Comparaison aux données réelles

Avant d'utiliser la simulation pour l'analyse physique, il est indispensable de s'assurer qu'elle décrit bien les données réelles. L'échantillon *grand* p_T simulé a donc été comparé aux données réelles acquises durant la période P2E.

Tout d'abord, intéressons-nous à la distribution des types de *trigger*. Le système de déclenchement de COMPASS, exposé dans la section 2.2.4.1, comprend 4 sous-systèmes, couvrant différentes régions de l'espace des phases (figure 7.8) : IT (*Inner Trigger*), MT (*Middle Trigger*), LT (*Ladder Trigger*) et OT (*Outer Trigger*). La figure 7.9 compare les distributions de type de *trigger* de la simulation et des données réelles.

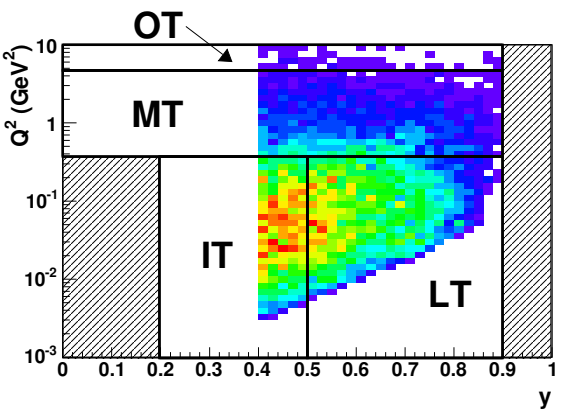


Fig. 7.8: Distribution de Q^2 en fonction de y pour les événements *grand* p_T. On a représenté schématiquement les régions couvertes par les 4 types de *trigger*. Bien que cela n'apparaisse pas sur la figure, ces régions se recouvrent.

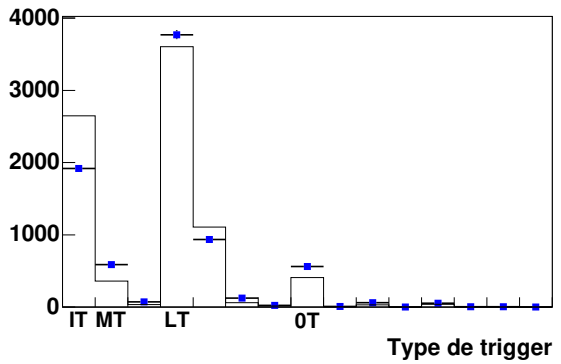


Fig. 7.9: Comparaison entre les données (histogramme) et la simulation (points). Distribution de type de *trigger*. Les canaux 1, 2, 4, et 8 correspondent aux *triggers* IT, MT, LT et OT. Les autres canaux correspondent aux recouvrements de *triggers* : ainsi, le canal 5 correspond au recouvrement de IT et LT ("OU" logique de 1 et 4).

La description du système de *trigger* dans la simulation n'est pas parfaite : par exemple, la fraction d'événements de type IT est plus faible dans la simulation que dans les données réelles. Ce désaccord n'ayant pas encore été compris, l'analyse sera effectuée *trigger par trigger*.

Ainsi, la simulation sera comparée aux données réelles pour chaque type de trigger séparément, en normalisant les distributions au nombre d'événements du type de trigger considéré. La figure 7.10 présente les distributions des variables cinématiques inclusives Q^2 et y, la figure 7.11 présente les distributions d'impulsion transverse pour les deux premiers hadrons et la figure 7.12 leurs distributions d'impulsion totale. Comme on peut le voir, l'accord entre données et simulation est très satisfaisant.

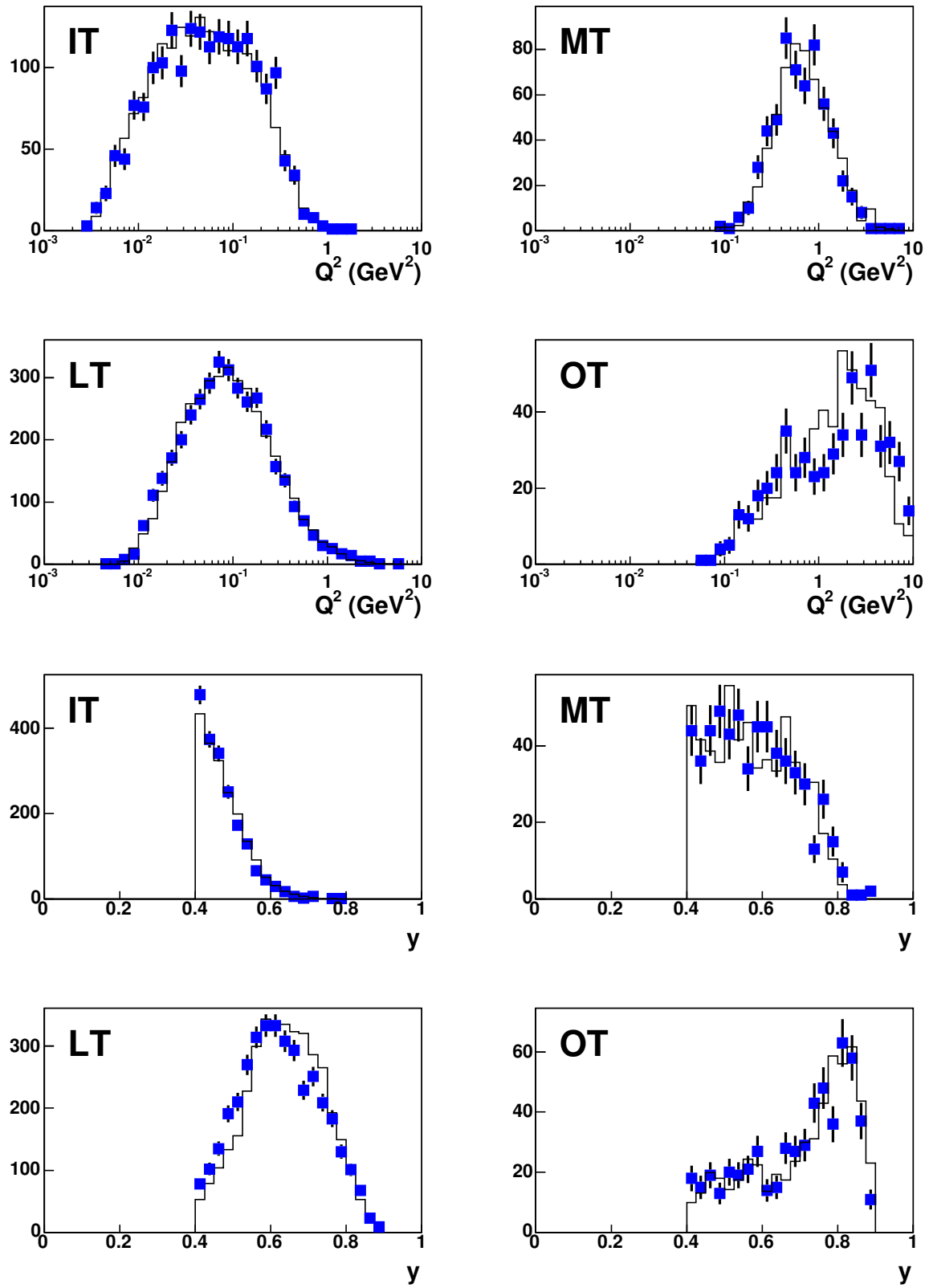


FIG. 7.10: Comparaison entre les données (histogramme) et la simulation (points). Distribution des variables cinématiques inclusives Q^2 et y, pour les quatre *triggers* IT, MT, LT et OT.

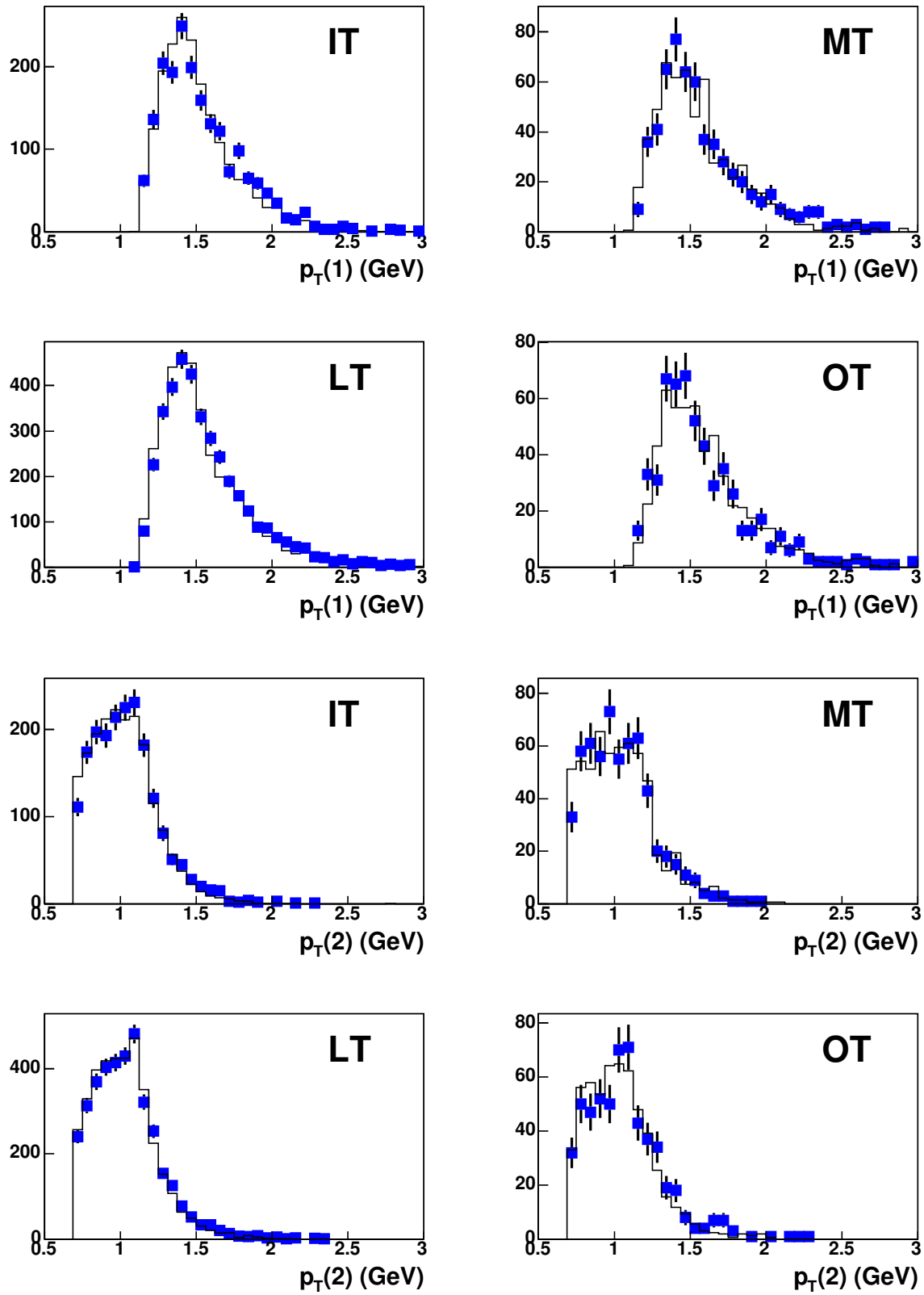


FIG. 7.11: Comparaison entre les données (histogramme) et la simulation (points). Distribution d'impulsion transverse du premier et du deuxième hadron, pour les quatre *triggers* IT, MT, LT et OT.

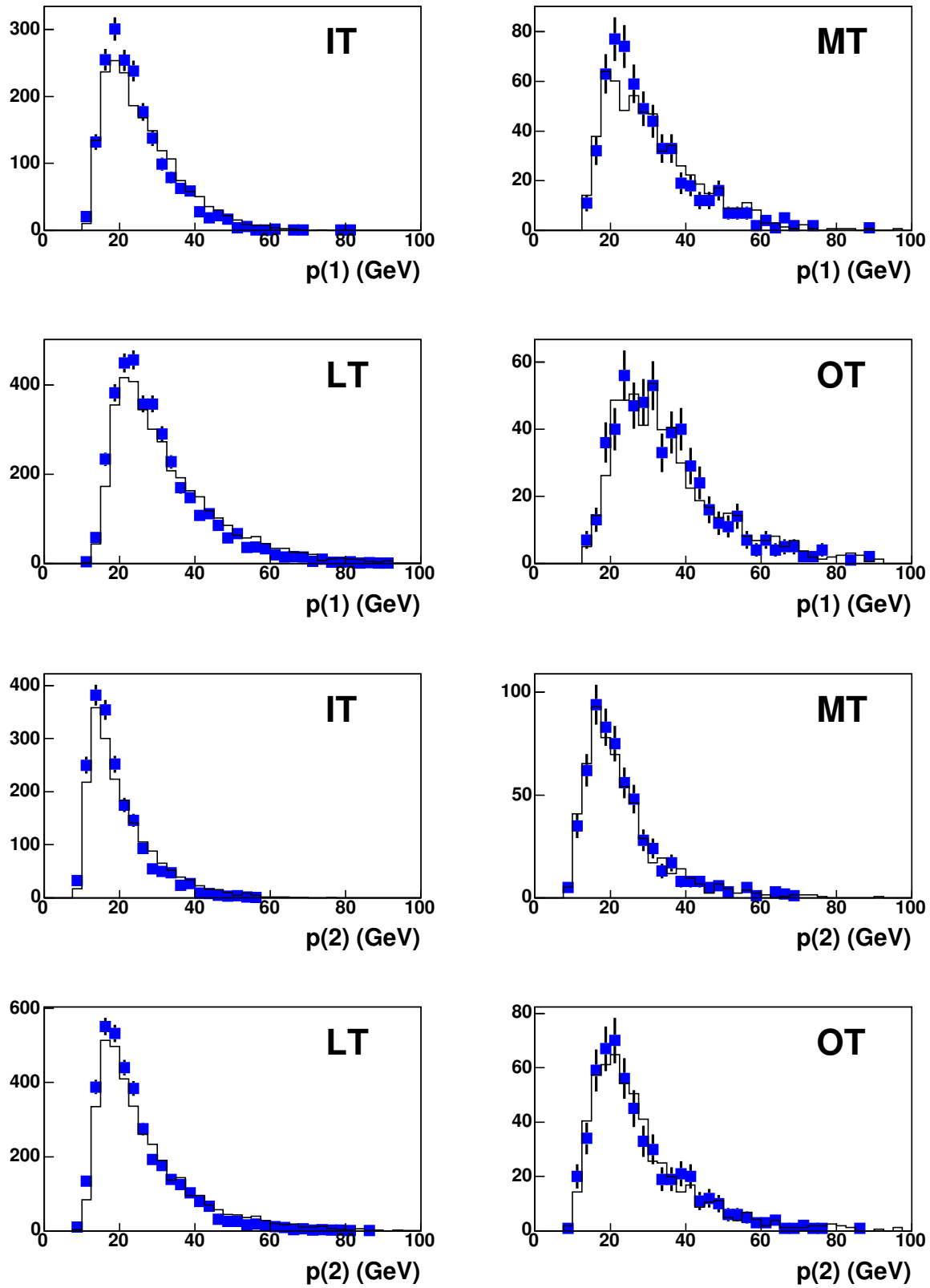


Fig. 7.12: Comparaison entre les données (histogramme) et la simulation (points). Distribution d'impulsion totale du premier et du deuxième hadron, pour les quatre *triggers* IT, MT, LT et OT.

7.2 Extraction de $\frac{\Delta G}{G}$

7.2.1 Les différents processus, proportion de PGF

La figure 7.13 donne les proportions des différents processus de PYTHIA dans l'échantillon *grand* p_T :

- Les processus 11 à 68 (à gauche) correspondent aux photons résolus : un parton du photon interagit avec un parton du nucléon. C'est l'impulsion transverse élevée de cette interaction partonique qui fournit l'échelle dure garantissant la factorisation.
- Le processus 95 (au centre) est la diffusion à faible impulsion transverse : le photon fluctue en hadron, qui interagit avec le nucléon de manière globale. Contrairement au cas des photons résolus, ce processus ne comporte pas d'échelle dure. On ne peut par conséquent ni parler de partons, ni effectuer un traitement perturbatif. Une faible fraction de ces événements subsiste à grand p_T car l'impulsion transverse du hadron n'est pas simplement égale à l'impulsion transverse de la réaction (qui ici est faible). Il existe également une contribution de l'impulsion transverse des produits de désintégration éventuels.
- Les processus 99 à 136 (à droite) sont les processus directs, dans lesquels le photon se couple directement à un parton du nucléon. Ces processus sont : le DIS à l'ordre 0 (99), la diffusion Compton QCD (131 et 132), et la fusion photon-gluon (135 et 136). Dans ces deux derniers cas, le photon peut être longitudinal (hélicité 0) ou transverse (hélicité ± 1, voir la note 1 page 119) ; seuls les photons transverses nous intéressent. Pour le DIS à l'ordre 0, l'impulsion transverse de la réaction partonique est nulle (voir la figure 2.3). Une faible fraction de ces processus subsiste à grand p_T car l'impulsion transverse primordiale des quarks dans le nucléon et l'impulsion transverse acquise lors de la fragmentation du quark sortant peuvent donner lieu à des hadrons à grand p_T.

Dans l'expression de l'asymétrie *grand* p_T, éq. (7.2), $R_{pgf} \equiv \sigma_{pgf}^{\mu N}/\sigma_{tot}^{\mu N}$ est la proportion d'événements PGF (photon transverse) dans les données réelles. Nous allons maintenant estimer cette proportion par la simulation.

Naïvement, R_{pgf} est directement fourni par la figure 7.13. Cependant, comme on l'a vu sur la figure 7.9, la description du système de *trigger* dans la simulation n'est pas parfaite. R_{pgf} dépendant légèrement du type de *trigger*, il faut en toute rigueur pondérer les valeurs de R_{pgf} obtenues par la simulation pour chaque *trigger* par le nombre d'événements correspondant à ce *trigger* dans les données réelles. On obtient :

$$R_{pgf} = 0.229 \pm 0.006. \tag{7.7}$$

La figure 7.14 montre la variation de R_{pgf} en fonction de $p_T^2(1) + p_T^2(2)$, et justifie la valeur de la coupure choisie pour la mesure de l'asymétrie *grand* p_T (chapitre précédent). Augmenter cette coupure jusqu'à 2.5 GeV^2 permet d'améliorer la pureté de l'échantillon, aux prix d'une perte en statistique. Au-dessus de 2.5 GeV^2, la pureté n'augmente plus.

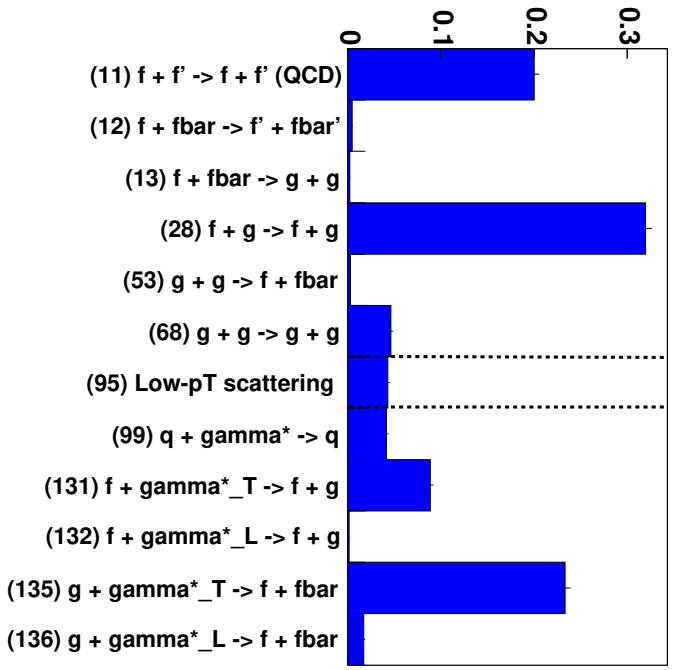


Fig. 7.13: Proportion des différents processus de PYTHIA dans l'échantillon *grand* p_T simulé. À gauche : photons résolus ; au centre : diffusion à faible impulsion transverse ; à droite : processus directs. La fusion photon-gluon est le processus 135.

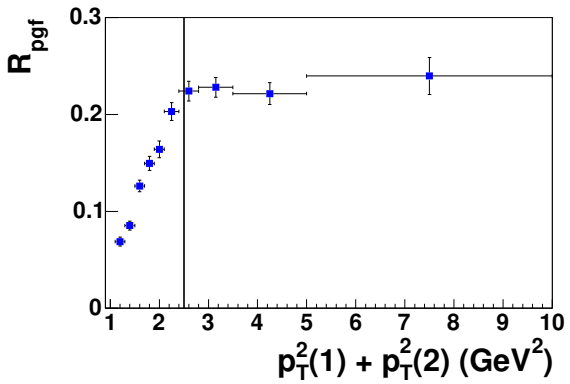


Fig. 7.14: R_{pgf} en fonction de $p_T^2(1) + p_T^2(2)$. La ligne représente la coupure $p_T^2(1) + p_T^2(2) > 2.5$ GeV^2, utilisée lors de la sélection de l'échantillon *grand* p_T, pour les données réelles et la simulation.

7.2.2 Pouvoir d'analyse moyen du processus PGF

Le pouvoir d'analyse de PGF est l'asymétrie de la section efficace de la diffusion $\mu g \rightarrow \mu' q\bar{q}$:

$$\hat{a}_{LL}^{pgf} \equiv \frac{d\Delta\sigma_{pgf}^{\mu g}}{d\sigma_{pgf}^{\mu g}}, \tag{7.8}$$

$\hat{a}_{LL}^{pgf}$ est calculé à chaque événement. La fonction utilisée pour ce calcul est tirée du programme POLDIS ([52] et références associées). La distribution de $\hat{a}_{LL}^{pgf}$ pour les événements PGF présents dans l'échantillon *grand* p_T est présentée sur la figure 7.15.

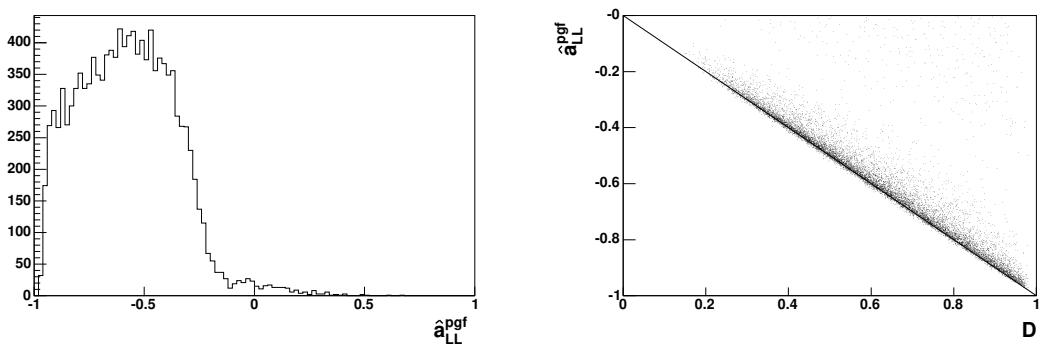


Fig. 7.15: À gauche, distribution de $\hat{a}_{LL}^{pgf}$ pour les événements PGF de l'échantillon *grand* p_T. La queue de la distribution qui s'étend jusqu'à des valeurs positives correspond à la production d'une paire $c\bar{c}$ (dans ce cas, la distribution du pouvoir d'analyse est centrée sur 0). À droite, $\hat{a}_{LL}^{pgf}$ en fonction du facteur de dépolarisation du photon virtuel : $\hat{a}_{LL}^{pgf}$ est pratiquement égal à $-D$.

Pour extraire $\Delta G/G$ de la valeur de l'asymétrie *grand* p_T, éq. (7.2), on a besoin de la valeur moyenne du pouvoir d'analyse réduit $\hat{a}_{LL}^{pgf}/D$. Celle-ci vaut

$$\left\langle \frac{\hat{a}_{LL}^{pgf}}{D} \right\rangle = -0.943. \tag{7.9}$$

7.2.3 Bruit de fond

Tous les processus formant le bruit de fond diluent l'asymétrie car leur présence implique une réduction de la proportion R_{pgf} de fusion photon-gluon. En outre, la plupart d'entre eux possèdent une asymétrie, et contribuent donc directement à l'asymétrie *grand* p_T.

Diffusion à faible impulsion transverse (processus 95)

Nous ne savons pas comment calculer la contribution $R_{(95)} A_{(95)}^{\mu N}/D$ de ce processus à l'asymétrie totale. Cependant, cette contribution devrait être faible pour deux raisons. Premièrement, les événements de diffusion à faible impulsion transverse sont en faible proportion

dans l'échantillon *grand* p_T ($R_{(95)} \simeq 5\%$, cf. Figure 7.13). Deuxièmement, nous avons déjà mesuré $A^{\mu N}_{(95)}/D \ll 1\%$. En effet, cette asymétrie est en fait l'asymétrie physique $A_{\|}/D$ mesurée à partir de l'échantillon à faible p_T et faible Q^2, lors de l'étude des fausses asymétries (cf. Figure 6.13). Par conséquent, nous supposerons nulle la contribution de ce processus à l'asymétrie *grand* p_T.

Diffusion Compton QCD (processus 131)

Il est possible d'estimer la contribution de la diffusion Compton QCD (processus 131). Cette contribution s'écrit de manière similaire à celle du processus PGF comme

$$R_{qcdc}\frac{A^{\mu N}_{qcdc}}{D} = R_{qcdc}\left\langle \frac{\hat{a}^{qcdc}_{LL}}{D} A^d_1 \right\rangle, \tag{7.10}$$

où R_{qcdc} est la proportion d'événements Compton QCD, a^{qcdc}_{LL} le pouvoir d'analyse de ce processus, et où $A^d_1 \equiv g^d_1/F^d_1$ peut être interprété comme la polarisation des quarks dans le deuton. R_{qcdc} est obtenu par la même méthode que R_{pgf} (voir section 7.2.1) :

$$R_{qcdc} = 0.086 \pm 0.003 \tag{7.11}$$

A^d_1 est tiré d'une paramétrisation des données de E143 et SMC, dont le code est fourni dans l'annexe B. Dans cette paramétrisation, on considère que A^d_1 ne dépend que de la fraction d'impulsion du nucléon ξ portée par le quark. En effet, on n'observe expérimentalement aucune variation de A^d_1 avec l'échelle de l'interaction. Ceci est dû au fait que les variations de g_1 et de F_1 se compensent partiellement dans le rapport g_1/F_1. À chaque événement, ξ est donné par

$$\xi = \frac{\hat{s} + Q^2}{2P \cdot q}, \tag{7.12}$$

où $\hat{s}$ est l'énergie au carré dans le centre de masse photon-quark :

$$\hat{s} = (q + p_q)^2 = (p'_q + p_g)^2. \tag{7.13}$$

Dans la simulation, $\hat{s}$ est calculable car on connaît les impulsions p'_q et p_g du quark et du gluon dans l'état final, juste avant l'hadronisation. Enfin, $\hat{a}^{qcdc}_{LL}$ est calculé grâce à POLDIS.

En moyennant sur l'échantillon *grand* p_T, on obtient

$$\left\langle \frac{\hat{a}^{qcdc}_{LL}}{D} A^d_1 \right\rangle = 0.06. \tag{7.14}$$

La contribution de la diffusion Compton QCD à l'asymétrie *grand* p_T est donc :

$$R_{qcdc}\frac{A^{\mu N}_{qcdc}}{D} = R_{qcdc}\left\langle \frac{\hat{a}^{qcdc}_{LL}}{D} A^d_1 \right\rangle = 0.005. \tag{7.15}$$

DIS à l'ordre 0

La méthode utilisée pour estimer la contribution de la diffusion Compton QCD à l'asymétrie *grand* p_T ne peut être appliquée au DIS à l'ordre 0. En effet, écrire

$$R_{dis0}\frac{A^{\mu N}_{dis0}}{D} = R_{dis0}\left\langle \frac{\hat{a}^{dis0}_{LL}}{D} A^d_1 \right\rangle \tag{7.16}$$

suppose la factorisation du processus dur ($\hat{a}^{dis0}_{LL}$) et du processus mou (A^q_1). Or, la factorisation n'est réalisée qu'à la condition qu'une échelle dure soit présente. Dans la diffusion Compton QCD, cette échelle dure est fournie par l'impulsion transverse entre le quark et le gluon sortants. Dans le cas du DIS à l'ordre 0, l'impulsion transverse de la réaction partonique est nulle. L'impulsion transverse des deux hadrons, uniquement due à des processus mous (structure en impulsion transverse du nucléon, fragmentation), ne peut jouer le rôle d'échelle dure. Le Q^2 moyen des événements de DIS à l'ordre 0 est de 3.4 GeV^2, mais 35% des événements se trouvent à $Q^2 < 1$. Pour ces événements, la factorisation ne se produit pas ; dans ces conditions, les fonctions de structure du nucléon ne peuvent être interprétées en terme de partons, et la dénomination même de ce processus, $\gamma^* q \to q$, est incorrecte.

Comme la proportion d'événements de DIS à l'ordre 0 est faible, nous supposerons ici par simplicité que leur contribution à l'asymétrie *grand* p_T est nulle. On pourrait raffiner en calculant la contribution à l'asymétrie des événements pour lesquels $Q^2 > 1$.

Photons résolus (processus 11, 28 et 68)

Ici, la méthode utilisée dans le cas de la diffusion Compton QCD peut en principe être appliquée. Considérons par exemple le processus (11), $qq' \to qq'$. Sa contribution à l'asymétrie s'écrit

$$R_{(11)}\frac{A^{\mu N}_{(11)}}{D} = \sum_{q,q'=u,d,s,\bar{u},\bar{d},\bar{s}} R_{qq'}\left\langle \hat{a}^{qq'}_{LL}\left(\frac{\Delta q}{q}\right)^d\left(\frac{\Delta q'}{q'}\right)^\gamma\right\rangle . \tag{7.17}$$

Remarquons que contrairement au cas de la diffusion Compton QCD, éq. (7.10), cette expression fait apparaître la polarisation des différentes saveurs de quarks dans le deuton et dans le photon plutôt que le rapport A_1 entre les fonctions de structure polarisée et non polarisée. Ceci vient du fait que la charge électrique des quarks ne joue aucun rôle dans l'interaction partonique QCD $qq' \to qq'$, alors qu'elle intervient dans la diffusion Compton QCD $\gamma^* q \to qg$.

Pour calculer la contribution du processus (11) à l'asymétrie, il est nécessaire de connaître les fonctions de distribution polarisées et non polarisées des quarks à l'intérieur du photon. Or, à l'heure actuelle seules les fonctions de distribution non polarisées ont été mesurées.

Le cas du processus (28), $qg \to qg$ est plus complexe. Ce processus peut être subdivisé en deux sous-processus :

- (28a) : un gluon du photon interagit avec un quark du nucléon. La contribution de ce processus à l'asymétrie est :

$$R_{(28a)}\frac{A^{\mu N}_{(28a)}}{D} = \sum_{q=u,d,s,\bar{u},\bar{d},\bar{s}} R_{qg}\left\langle \hat{a}^{qg}_{LL}\left(\frac{\Delta q}{q}\right)^{d}\left(\frac{\Delta G}{G}\right)^{\gamma}\right\rangle . \tag{7.18}$$

  la contribution de ce processus à l'asymétrie ne peut pas non plus être calculée pour ce processus, car la fonction de distribution polarisée des gluons dans le photon ΔG^{γ} n'a pas encore été mesurée.

- (28b) : un quark du photon interagit avec un gluon du nucléon. La contribution de ce processus à l'asymétrie est :

$$R_{(28b)}\frac{A^{\mu N}_{(28b)}}{D} = \sum_{q=u,d,s,\bar{u},\bar{d},\bar{s}} R_{gq}\left\langle \hat{a}^{gq}_{LL}\left(\frac{\Delta G}{G}\right)^{d}\left(\frac{\Delta q}{q}\right)^{\gamma}\right\rangle . \tag{7.19}$$

  Si l'on connaissait les différents $\left(\frac{\Delta q}{q}\right)^{\gamma}$, ce processus permettrait d'accéder à la polarisation des gluons dans le nucléon, et contribuerait donc *au signal*.

Pour cette première analyse, nous supposerons simplement, et de manière tout à fait arbitraire, que la contribution de tous les processus photon résolu à l'asymétrie est nulle. Cependant, nous verrons dans la section 7.3 qu'il est en fait possible d'obtenir des informations sur $\left(\frac{\Delta q}{q}\right)^{\gamma}$ et $\left(\frac{\Delta G}{G}\right)^{\gamma}$.

Le processus (68), $gg \to gg$, contribue aussi au signal et fait intervenir la polarisation des gluons dans le photon, encore inconnue. Cependant, cette contribution est négligeable car ce processus ne concerne que 4% de la totalité des événements.

7.2.4 Résultat

Rappelons l'expression de l'asymétrie *grand* p_T :

$$\frac{A_{\parallel}}{D} = R_{pgf}\left\langle \frac{\hat{a}^{pgf}_{LL}}{D}\right\rangle \frac{\Delta G}{G} + (1 - R_{pgf})\frac{A^{\mu N}_{bruit}}{D}. \tag{7.20}$$

Si l'on suppose que seule la diffusion Compton QCD contribue à l'asymétrie :

$$\frac{A_{\parallel}}{D} \simeq R_{pgf}\left\langle \frac{\hat{a}^{pgf}_{LL}}{D}\right\rangle \frac{\Delta G}{G} + R_{qcdc}\frac{A^{\mu N}_{qcdc}}{D}. \tag{7.21}$$

En utilisant les valeurs estimées par la simulation dans la section précédente :

- $R_{pgf} = 0.229 \pm 0.006$ (section 7.2.1),
- $\left\langle \frac{\hat{a}^{pgf}_{LL}}{D}\right\rangle = -0.943$ (section 7.2.2),

- $R_{qcdc}\frac{A^{\mu N}_{qcdc}}{D} = 0.005$ (section 7.2.3),

on extrait la polarisation des gluons de l'expression de l'asymétrie *grand* p_T :

$$\boxed{\frac{\Delta G}{G} = 0.32 \ \pm 0.17(stat.) \ \pm 0.02(syst.) \ \pm (?),} \tag{7.22}$$

Ce résultat est obtenu pour une distribution de fraction d'impulsion du proton portée par les gluons de moyenne $\langle\xi\rangle = 0.093$ et de largeur $\sigma_\xi = 0.062$.

Notons que seules les erreurs associées à la mesure de l'asymétrie $\frac{A_\parallel}{D}$ sont prises en compte. L'erreur théorique principale est associée à la contribution des photons résolus à l'asymétrie *grand* p_T. Nous ne sommes pas encore en mesure de l'estimer. *Pour cette raison, le résultat (7.22) ne doit pas être considéré comme une véritable mesure de* $\frac{\Delta G}{G}$*, même préliminaire. Le présent chapitre se contente de décrire la première tentative d'extraction de* $\frac{\Delta G}{G}$ *à partir des données de COMPASS.*

La collaboration HERMES a également mesuré l'asymétrie d'hélicité de la production d'une paire de hadrons à grande impulsion transverse, et en a tiré une valeur de $\frac{\Delta G}{G}$ par la même méthode [53] :

- la contribution de la diffusion Compton QCD à l'asymétrie *grand* p_T est prise en compte,
- celle des photons résolus est négligée.

La figure 7.16 compare le résultat d'HERMES et celui de COMPASS, qui sont statistiquement compatible.

7.3 Perspectives

7.3.1 Erreur statistique après 2004

Le résultat présenté dans la section précédente a été obtenu à partir des données acquises durant 40 jours en 2002. Les données 2003 (également 40 jours) sont en cours de reconstruction, et le run 2004 (probablement 80 jours) est sur le point de commencer. Ce run est le dernier de la phase I de COMPASS : le SPS est arrêté en 2005, et COMPASS devrait recommencer à acquérir des données en 2006. Avec les données 2003 et 2004, L'erreur statistique sur $\Delta G/G$ diminuera d'un facteur 2 pour passer à :

$$\delta\left(\frac{\Delta G}{G}\right)_{2004} = 0.08. \tag{7.23}$$

Cette erreur statistique devrait être encore améliorée car on s'attend à une augmentation du facteur de mérite de l'expérience, pour les raisons suivantes. Premièrement, l'efficacité de la reconstruction du muon incident (section 2.2.3.3) n'était que de 72% lors de la reconstruction des données 2002. Grâce à l'ajout d'un cinquième plan de détection dans la BMS,

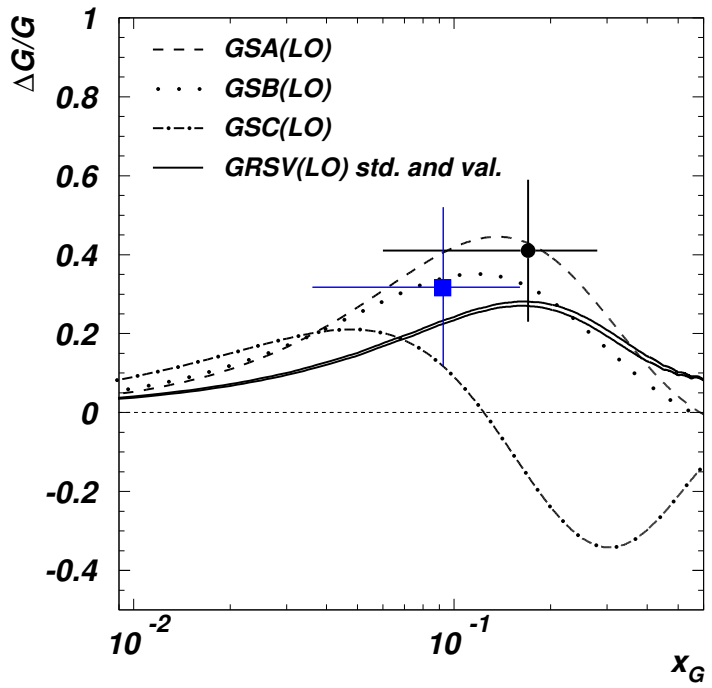


Fig. 7.16: Valeurs de $\frac{\Delta G}{G}$ mesurées par HERMES (point) et COMPASS (carré). Les courbes correspondent à différents fits QCD des données de g_1^p ($\frac{\Delta G}{G}$ est obtenu en étudiant la variation de g_1^p avec Q^2, voir la fin de la section 1.1.4) [54, 55].

et surtout à l'emploi d'un algorithme de reconstruction plus sophistiqué, une efficacité de 94% a d'ores et déjà été obtenue pour les données 2003. Deuxièmement, les détecteurs de traces du spectromètre n'avaient pas été alignés précisément en z (le long du faisceau) avant la reconstruction des données 2002. Ceci est maintenant possible grâce à une nouvelle procédure d'alignement. Cette procédure a permis de déterminer les corrections à appliquer à la position en z de chaque détecteur, corrections qui sont généralement de quelques mm. Elle a aussi permis de découvrir des erreurs dans la description géométrique du spectromètre, qui entraînaient une réduction de l'efficacité de reconstruction. Troisièmement, des études ayant pour but d'améliorer la reconstruction des traces dans le spectromètre sont en cours.

D'autre part, l'efficacité de la sélection du processus de fusion photon-gluon pourrait être augmentée en employant un réseau de neurones plutôt qu'une simple coupure en impulsion transverse. Le réseau de neurone utilisé dans l'analyse des données de SMC [48] permet de sélectionner la même proportion d'événements PGF que par la coupure $p_T^2(1)+p_T^2(2) > 2.5$ GeV^2 avec une efficacité 2.5 fois supérieure. En d'autres termes, R_{pgf} reste le même, mais le nombre d'événements est 2.5 fois plus élevé.

7.3.2 Traitement des photons résolus

La source de bruit de fond la plus problématique provient des interactions entre un photon résolu et un nucléon. Non seulement la proportion de ce type d'événements dans la section efficace *grand* p_T est importante ($\simeq 56\%$, cf. figure 7.13), mais il n'est pas possible de calculer leur contribution à l'asymétrie *grand* p_T car les fonctions de distribution de partons polarisées du photon n'ont pas été mesurées.

Réduction de la proportion de photons résolus

La proportion de photons résolus diminue lorsque l'on sélectionne les événements à grand Q^2. La figure 7.17 présente la proportion des différents processus de PYTHIA dans l'échantillon *grand* p_T simulé, pour $Q^2 > 1$.

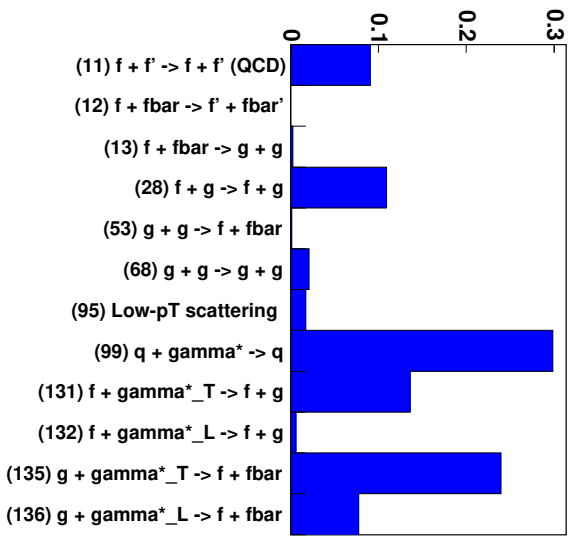


Fig. 7.17: Proportion des différents processus de PYTHIA dans l'échantillon *grand* p_T simulé, pour $Q^2 > 1$.

En comparant avec la figure 7.13, on note que la proportion de photons résolus passe de 56% à 22% lorsque l'on applique la coupure $Q^2 > 1$, alors que la proportion de DIS à l'ordre 0 passe de 4% à 30%. Ceci est dû au fait que PYTHIA remplace progressivement le DIS à l'ordre 0 par les interactions de photons résolus lorsque $Q^2 \to 0$. En outre, lorsque $Q^2 > 1$, on considère qu'il joue le rôle de l'échelle dure, ce qui permet de calculer la contribution à l'asymétrie *grand* p_T de tous les événements de DIS à l'ordre 0.

Une autre possibilité pour réduire la proportion de photons résolus serait d'utiliser les résidus de la fragmentation du photon. Dans le cas d'un processus direct, le photon est complètement absorbé dans l'interaction avec le parton. Si le photon est résolu, les partons du photon n'ayant pas interagi poursuivent leur route dans la direction du photon avant de

s'hadroniser. Les hadrons résultant de la fragmentation du photon devraient donc avoir une *faible* impulsion transverse, et un grand z. Ainsi, rejeter les événements *grand* p_T contenant en plus un tel hadron permettrait peut-être de réduire la proportion de photons résolus.

Prise en compte dans l'erreur systématique sur $\frac{\Delta G}{G}$ de la contribution des photons résolus à l'asymétrie

Les fonctions de distribution de partons polarisées du photon n'étant pas encore connues, il n'est pas possible de calculer la contribution des photons résolus à l'asymétrie *grand* p_T. Cependant, on peut obtenir des informations sur cette contribution par deux méthodes différentes. La première consiste à mesurer $\frac{\Delta G}{G}$ pour différents intervalles en Q^2. Comme la proportion de photons résolus diminue lorsque Q^2 augmente, la contribution des photons résolus à l'asymétrie *grand* p_T pourrait être contrainte en étudiant la variation de la valeur de $\frac{\Delta G}{G}$.

La deuxième méthode consiste à effectuer des hypothèses sur les fonctions de distribution de partons polarisées du photon. L'argumentation qui va suivre a été tirée de la référence [5]. Comme dans le cas du nucléon, les PDF du photon dépendent de l'échelle de l'interaction μ^2, et cette dépendance est gouvernée par des équations d'évolution de type DGLAP. Il est important de noter que μ^2 n'est pas égal à Q^2, mais à la somme des impulsions au carré des deux premiers hadrons, $p_{T1}^2 + p_{T2}^2$.

Revenons tout d'abord sur le cas du nucléon. À une échelle donnée μ_0^2, la structure du nucléon (polarisée ou non), est décrite par un jeu de PDF dépendant de x. *Si ces PDF sont connues à cette échelle*, les équations DGLAP permettent de les calculer à une autre échelle μ^2. Les équations DGLAP sont en fait des équations différentielles, dont les PDF à l'échelle μ_0^2 sont les conditions initiales. Comme ces conditions initiales sont le fait de processus non perturbatifs, elles ne peuvent être calculées et doivent donc être mesurées.

Pour le photon, la situation est un peu différente car la structure hadronique peut provenir d'une part de la fluctuation en méson vecteur, et d'autre part de la fluctuation en paire quark-antiquark. Le premier cas est tout à fait similaire à celui du proton : la fluctuation du photon en méson vecteur étant un processus non perturbatif, les PDF du méson vecteur doivent être mesurées à une échelle μ_0^2. Dans le cas de la fluctuation en paire $q\bar{q}$, qui est au contraire un processus perturbatif, les PDF initiales sont calculables grâce à QED. L'évolution de ces PDF avec μ^2 est ensuite gouvernée par QCD (équations DGLAP).

Soit $\Delta q^\gamma(x, \mu^2)$ la PDF comptant la différence entre le nombre de quarks d'hélicité "+" et le nombre de quarks d'hélicité "−" portant une fraction x de l'impulsion du photon. Cette PDF est la somme d'un terme non calculable $\Delta q^\gamma_{MV}(x, \mu^2)$ et d'un terme calculable $\Delta q^\gamma_{q\bar{q}}(x, \mu^2)$:

$$\Delta q^\gamma(x, \mu^2) = \Delta q^\gamma_{MV}(x, \mu^2) + \Delta q^\gamma_{q\bar{q}}(x, \mu^2). \tag{7.24}$$

Afin d'obtenir une estimation de $\Delta q^\gamma(x, \mu^2)$, inconnue expérimentalement, deux scénarios peuvent être considérés.

Dans le "scénario maximum", la polarisation des quarks du méson vecteur est de 100% :

$$\Delta q^{\gamma}_{MV}(x,\mu^2) = q^{\gamma}_{MV}(x,\mu^2). \tag{7.25}$$

Dans le "scénario zéro", elle est nulle :

$$\Delta q^{\gamma}_{MV}(x,\mu^2) = 0. \tag{7.26}$$

En outre, on utilise la règle de somme

$$\int_0^1 \Delta q^{\gamma}(x,\mu^2)dx = 0, \tag{7.27}$$

qui vient du fait que le premier moment de g_1^{γ} est nul à cause de la conservation du courant électromagnétique [5]. À partir de ces hypothèses, on peut calculer la valeur de Δq^{γ} ($q = u, d, s$) pour le scénario maximum et le scénario zéro puis, en utilisant en plus une paramétrisation des q^{γ}, obtenir pour chaque scénario la polarisation des quarks dans le photon (figure 7.18). Remarquons que la polarisation des quarks du photon est comprise entre $(\Delta q/q)^{\gamma}_{max}$ et $(\Delta q/q)^{\gamma}_{min} = (\Delta q/q)^{\gamma}_0 - [(\Delta q/q)^{\gamma}_{max} - (\Delta q/q)^{\gamma}_0]$, qui correspond à une polarisation de -100% des quarks du méson vecteur.

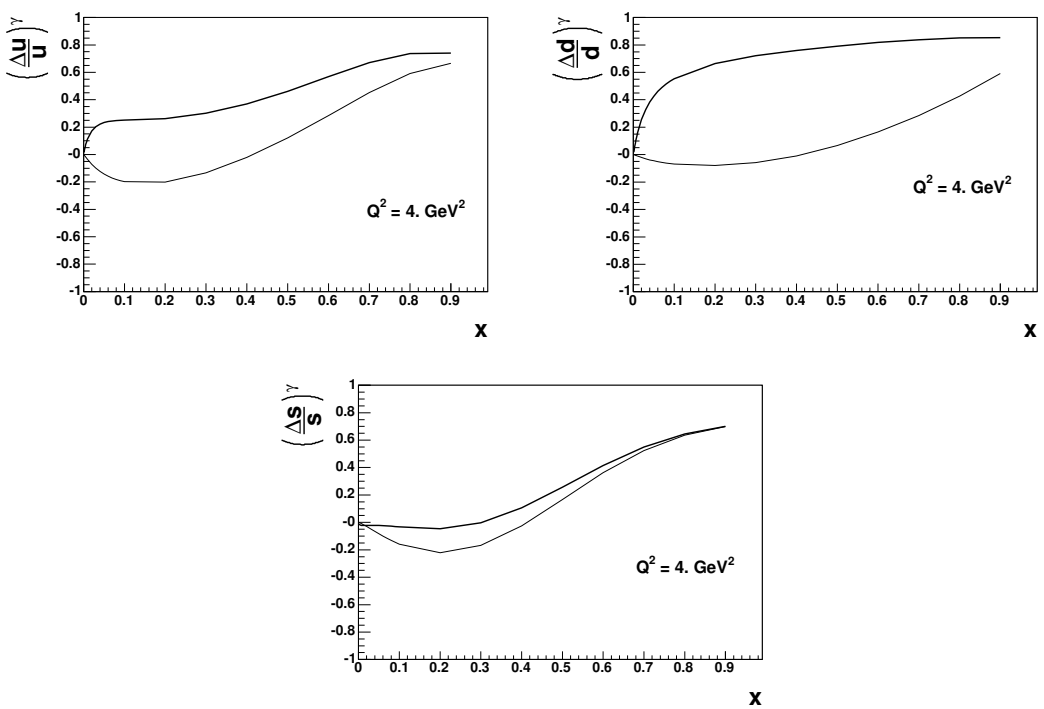


Fig. 7.18: Polarisation des quarks u, d et s dans le photon. La ligne supérieure correspond au "scénario maximum" et la ligne inférieure au "scénario minimum". Les fonctions de distributions polarisées [56] et non polarisées [57] sont obtenues à l'ordre dominant, et évaluées à une échelle de 4 GeV^2 correspondant à la moyenne de la distribution de $p^2_{T1} + p^2_{T2}$ pour l'échantillon *grand* p_T.

Grâce à ce résultat, nous sommes maintenant en position de *borner* la contribution à l'asymétrie *grand* p_T du processus (11), $qq' \to qq'$. Rappelons la contribution de ce processus à l'asymétrie *grand* p_T :

$$R_{(11)}\frac{A^{\mu N}_{(11)}}{D} = \sum_{q,q'=u,d,s,\bar{u},\bar{d},\bar{s}} R_{qq'}\left\langle \hat{a}^{qq'}_{LL}\left(\frac{\Delta q}{q}\right)^{d}\left(\frac{\Delta q'}{q'}\right)^{\gamma}\right\rangle . \tag{7.28}$$

Afin de borner cette contribution, il faut :

1. borner les polarisations moyennes des différentes saveurs de quarks à l'intérieur du photon, et pour le deuton les obtenir à partir du résultat des expériences de DIS polarisé (figure 7.19).
2. déterminer les proportions $R_{qq'}$ des sous-processus correspondant aux saveurs de quarks qui entrent en jeu.
3. calculer les pouvoirs d'analyse $a_{LL}^{(qq')}$ des réactions $qq' \to qq'$.

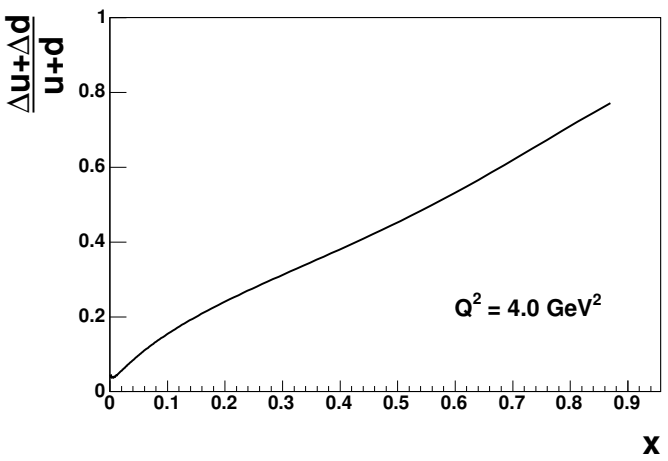


Fig. 7.19: Polarisation des quarks u (ou d) dans le deuton. Δu et Δd (u et d) sont les fonctions de distribution polarisées (non polarisées) des quarks u et d *dans le proton* ; la symétrie d'isospin est supposée exacte. Les fonctions de distribution polarisées [58] et non polarisées (GRV98) sont calculées au *Next-to-Leading Order*, dans le schéma de factorisation DIS.

Pour simplifier, on supposera que :

- $a_{LL}^{qq'} < 1$. Bien que les pouvoirs d'analyse des différents sous-processus aient déjà été calculés (notamment pour RHIC), ils n'ont pas encore pu être pris en compte dans l'analyse de COMPASS. Les utiliser permettra de contraindre encore l'enveloppe de la contribution du processus $qq' \to qq'$.
- le photon est symétrique par conjugaison de charge. En d'autres termes, la contribution à l'asymétrie *grand* p_T des antiquarks du photon est égale à celle des quarks. On se contentera donc de calculer la contribution des événements pour lesquels un quark est extrait du photon.

- la contribution des quarks de la mer du deuton est négligeable. Ceci d'une part car ces quarks n'interviennent que dans 30% des événements considérés, et d'autre part car aucune polarisation des quarks de la mer n'a encore été observée expérimentalement (voir la discussion de la section 1.2.3 et la référence [59]). Le deuton vérifiant en outre la symétrie d'isospin, il suffit de calculer la contribution des événements pour lesquels un quark u est extrait du deuton.

La figure 7.20 présente la distribution de la fraction d'impulsion x_1 (x_2) portée par les quarks issus du photon (du nucléon). Des figures 7.18 et 7.19, on obtient les polarisations des quarks correspondant aux valeurs moyennes $\langle x_1 \rangle = 0.56$ et $\langle x_2 \rangle = 0.18$:

$$-0.1 < \left(\frac{\Delta u}{u}\right)^{\gamma} < 0.5, \tag{7.29}$$

$$-0.7 < \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^{\gamma} < 0.8, \tag{7.30}$$

$$0.25 < \left(\frac{\Delta s}{s}\right)^{\gamma} < 0.35, \tag{7.31}$$

$$\left(\frac{\Delta u}{u}\right)^{d} = 0.2 \tag{7.32}$$

On rappelle que dans le cas du photon, la borne inférieure correspond à $(\Delta q/q)^{\gamma}_{min} = (\Delta q/q)^{\gamma}_{0} - [(\Delta q/q)^{\gamma}_{max} - (\Delta q/q)^{\gamma}_{0}]$.

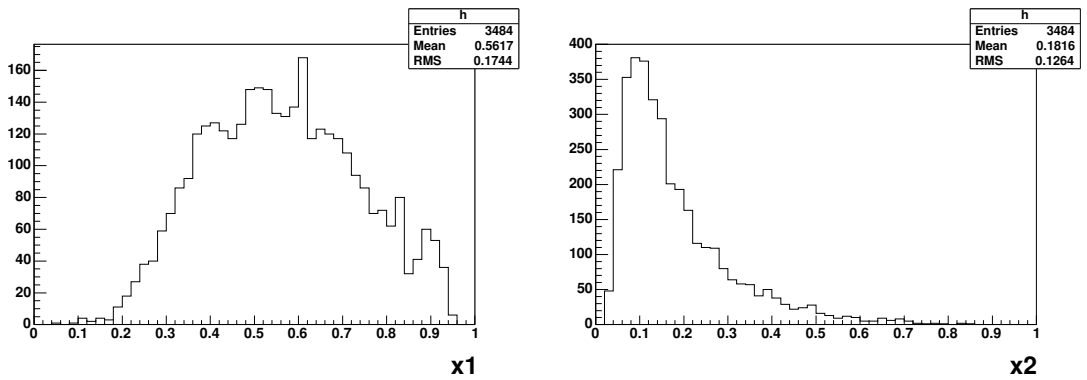


Fig. 7.20: Fraction d'impulsion portée par les quark extrait du photon (à gauche), et du nucléon (à droite), pour des événements *grand* p_T de type $qq' \to qq'$ (échange d'un gluon de type espace) générés grâce à PYTHIA. La distribution de fraction d'impulsion ne semble pas dépendre de la saveur du quark considéré.

$R_{qq'}$ est la proportion dans l'échantillon *grand* p_T PYTHIA des événements pour lesquels un quark de saveur q extrait du deuton interagit avec un quark de saveur q' extrait du photon. On obtient :

$$R_{uu} = 0.021, \tag{7.33}$$

$$R_{ud} = 0.0063, \tag{7.34}$$

$$R_{us} = 0.0038. \tag{7.35}$$

On peut maintenant borner les contributions à l'asymétrie *grand* p_T des trois sous-processus qui nous intéressent :

$$\begin{array}{ll} uu \to uu : & -0.0004 < R_{uu} a_{LL}^{uu} \left(\frac{\Delta u}{u}\right)^d \left(\frac{\Delta u}{u}\right)^\gamma < 0.0021, \\ ud \to ud : & -0.0009 < R_{ud} a_{LL}^{ud} \left(\frac{\Delta u}{u}\right)^d \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^\gamma < 0.0010, \\ us \to us : & -0.0002 < R_{us} a_{LL}^{us} \left(\frac{\Delta u}{u}\right)^d \left(\frac{\Delta s}{s}\right)^\gamma < 0.0003. \end{array} \tag{7.36}$$

Ainsi, la contribution de ces trois processus est comprise entre -0.0015 et 0.0034. Du fait de la symétrie du photon par conjugaison de charge et de la symétrie d'isospin du deuton, la contribution de l'ensemble du processus (11) à l'asymétrie *grand* p_T est 4 fois plus élevée :

$$-0.006 < R_{(11)} \frac{A_{(11)}^{\mu N}}{D} < 0.014. \tag{7.37}$$

Voyons maintenant l'influence de cette contribution sur la valeur de $\frac{\Delta G}{G}$. L'expression de l'asymétrie *grand* p_T est :

$$\frac{A_\parallel}{D} \simeq R_{pgf} \left\langle \frac{\hat{a}_{LL}^{pgf}}{D} \right\rangle \frac{\Delta G}{G} + R_{qcdc} \frac{A_{qcdc}^{\mu N}}{D} + R_{(11)} \frac{A_{(11)}^{\mu N}}{D}. \tag{7.38}$$

En utilisant les résultats de la section 7.2.4, on obtient finalement :

$$\frac{\Delta G}{G} = 0.32(^{+0.065}_{-0.028}) \ \pm 0.17(stat.) \ \pm 0.02(syst.) \ \pm ? \tag{7.39}$$

De la même façon, il est possible d'estimer l'erreur systématique associée à la contribution des autres processus où le photon est résolu. Le point d'interrogation dans l'équation précédente rappelle que cette estimation n'a pas encore été réalisée.

7.3.3 Autres pistes

Deux méthodes ayant pour but d'augmenter la proportion d'événements de type fusion photon-gluon dans l'échantillon *grand* p_T ont été proposées dans la référence [49].

La première consiste à sélectionner les événements pour lesquels les deux hadrons sont de charge opposée. En effet, comme le quark et l'antiquark produits dans la fusion photon-gluon sont de charge opposée, ils donneront lieu préférentiellement à des hadrons de charge opposée. Ce n'est pas le cas pour les événements contenant un quark et un gluon dans l'état final, car le gluon a la même probabilité de se fragmenter en hadron + et −. Cette sélection a été testée lors de l'analyse grand p_T des données de SMC : seule une amélioration marginale de la pureté de l'échantillon a été observée, au prix d'une diminution importante du nombre d'événements.

La seconde méthode consiste à sélectionner les événements pour lesquels les deux hadrons à grand p_T sont un K^+ et un K^-. Lorsqu'un quark se fragmente en hadrons, il a tendance à se retrouver dans le hadron de plus grande impulsion transverse. Ainsi, un K^+ et un

K^- à grand p_T signeraient la présence dans l'état final de la réaction dure d'une paire $s\bar{s}$, très majoritairement produite par fusion photon-gluon. En fait, la simulation PYTHIA de COMPASS montre que l'amélioration de la fraction de signal est marginale lorsque cette sélection est réalisée : R_{pgf} passe de 23% à 26% seulement. Or, cette sélection réduit d'un facteur 25 le nombre d'événements sélectionnés ; tout d'abord car la fusion photon-gluon ne produit de paire $s\bar{s}$ que dans 10% des cas, ensuite car les deux hadrons doivent être identifiés par le RICH dont l'efficacité n'est pour l'instant que d'environ 60%.

Conclusion

L'objectif principal de l'expérience COMPASS est de déterminer la polarisation $\frac{\Delta G}{G}$ des gluons dans le nucléon, qui permet d'accéder à la contribution du spin des gluons au spin du nucléon. $\frac{\Delta G}{G}$ est obtenu par la mesure de l'asymétrie d'hélicité de la fusion de photons virtuels et de gluons en paires quark-antiquark. Actuellement, cette mesure ne peut être réalisée que dans la diffusion d'un faisceau de leptons polarisé sur une cible solide de nucléons polarisée.

Au cours des deux premières années de ma thèse, j'ai entre autres activités crée le programme de monitorage en ligne COOOL. Celui-ci permet de contrôler le bon fonctionnement des nombreux détecteurs du spectromètre au cours de la prise de données afin de s'assurer de la stabilité de l'appareillage, particulièrement importante dans le cas de COMPASS où les asymétries de taux de comptage mesurées sont de l'ordre de un pour mille. COOOL est écrit en $C++$, et conçu de telle façon qu'une personne seulement suffise à gérer seule son développement et sa maintenance. Il apporte, en plus des fonctionnalités de monitorage, bon nombre d'outils d'analyse du fonctionnement des détecteurs.

Le canal principal de COMPASS, la leptoproduction de charme ouvert, consiste à sélectionner les événements dont l'état final contient un quark charmé qui s'hadronise en méson charmé D^0. La présence de D^0 signe donc sans ambiguïté les événements de fusion photon-gluon. Dans 4% des cas, les D^0 se désintègrent en paire $K^-\pi^+$. Le spectromètre de COMPASS permet de séparer les kaons des pions et de reconstruire la masse invariante des paires $K^-\pi^+$, qui est comparée à la masse du D^0.

Cette méthode de sélection constitue un défi expérimental, car les impulsions du K^- et du π^+ doivent être reconstruites avec une haute résolution, en présence d'un flux de particules élevé. Ce défi a notamment été relevé en pariant sur les performances des Micromégas et des GEMs, détecteurs gazeux de nouvelle génération. Une partie importante de cette thèse concerne les Micromégas, chargés de détecter les particules chargées dans la région la plus difficile du spectromètre. Les 12 Micromégas sont en effet disposés dans un espace réduit de 1.5 m de long situé entre la cible polarisée et le premier aimant dipolaire SM1. Dans cette zone, le flux de particules est particulièrement élevé et le champ de fuite de SM1 peut influer de manière notable sur le fonctionnement des détecteurs. L'équipe du service de physique nucléaire a mené à bien l'étude et la construction de ces détecteurs, ainsi que de l'électronique associée. Après avoir participé à leur intégration au spectromètre COMPASS et au programme de reconstruction, j'ai développé diverses méthodes de caractérisation qui ont prouvé que les Micromégas répondaient au cahier des charges de COMPASS. En

condition de prise de données, une efficacité de 96.5 %, une résolution spatiale de 93 μm et une résolution temporelle de 10.0 ns ont été mesurées, sous un flux maximum par fil de 200 kHz, deux fois supérieur au flux estimé lors de la conception des détecteurs. Ces études ont notamment montré qu'à haute intensité, la superposition des clusters résultant du passage de deux particules différentes entraîne une dégradation de la résolution. Cette dégradation est limitée par une modification de l'algorithme du clustering, qui pourrait encore être optimisé. Les méthodes de caractérisation développées pour l'étude des Micromégas ont été généralisées et adoptées pour la plupart des détecteurs de traces de COMPASS.

Une analyse préliminaire des données acquises en 2002 a montré que COMPASS est capable de détecter les D^0. Cependant, comme le temps de prise de données correspondant ne représente qu'environ un cinquième du temps de prise de données total proposé, la leptoproduction de charme ouvert ne permet pas encore la détermination de $\frac{\Delta G}{G}$ avec une précision statistique satisfaisante.

Cette thèse traite d'une méthode alternative de sélection de la fusion photon-gluon, dans laquelle on s'intéresse aux événements dont l'état final contient une paire de hadrons à grande impulsion transverse. Cette méthode permet d'obtenir un échantillon d'événements beaucoup plus grand, mais complique l'analyse des données : Il n'est en effet possible de mesurer ni la proportion d'événements de fusion photon-gluon dans l'échantillon sélectionné, ni la contribution du bruit de fond à l'asymétrie d'hélicité mesurée. L'estimation de ces deux paramètres dépend donc d'une simulation Monte-Carlo.

La première mesure de l'asymétrie d'hélicité de la production de hadrons à grande impulsion transverse à été réalisée dans un domaine cinématique dominé par les photons quasi-réels (90% des événements sont à $Q^2 < 1$). Le résultat obtenu est :

$$\left(\frac{A_{\parallel}}{D}\right)^{\mu d \to hh} = -0.065 \pm 0.036(stat.) \pm 0.005(syst.). \tag{7.40}$$

L'utilisation d'un échantillon d'événements contenant deux hadrons à *faible* impulsion transverse a permis de mettre à jour des fausses asymétries liées à la cible polarisée. Ces fausses asymétries ont pu être réduites d'un facteur trois par l'utilisation dans l'analyse de coupures géométriques adéquates autour de la cible. L'erreur systématique de 0.005 prend en compte les fausses asymétries restantes. Les fausses asymétries visibles étant liées à la cible polarisée, les résultats de cette étude des fausses asymétries sont applicables à toutes les mesures d'asymétrie de COMPASS : leptoproduction de charme ouvert ($\frac{\Delta G}{G}$), diffusion profondément inélastique inclusive (fonction de structure polarisée du deuton g_1^d), transversité.

Enfin, le dernier chapitre présente une estimation de la polarisation des gluons $\frac{\Delta G}{G}$. Celle-ci a été réalisée à partir de la valeur de cette asymétrie de production de hadrons à grande impulsion transverse, grâce à une simulation Monte-Carlo de COMPASS basée sur le générateur d'événements PYTHIA. Le résultat obtenu est :

$$\frac{\Delta G}{G} = 0.32(^{+0.065}_{-0.028}) \ \pm 0.17(stat.) \ \pm 0.02(syst.) \pm ? \tag{7.41}$$

Le point d'interrogation dans l'équation (7.41) rappelle que l'erreur associée à certains processus de photons résolus n'a pas encore été estimée. D'autre part, la valeur de $\frac{\Delta G}{G}$

obtenue dépend fortement du modèle — controversé — décrivant la diffusion lepton-nucléon à bas Q^2 dans PYTHIA. Il existe un autre générateur appelé LEPTO, qui se contente de simuler des événements en QCD perturbative, à grand Q^2. Une statistique plus importante permettrait d'effectuer deux analyses indépendantes à $Q^2 > 1$ (région contenant 10% de la statistique), l'une avec PYTHIA et l'autre avec LEPTO, puis de comparer les résultats obtenus.

En 2002 et 2003, le temps de prises de données était de 40 jours, et devrait être de 80 jours en 2004. Ainsi, à l'arrêt du SPS en 2005, COMPASS aura accumulé au total une quantité de données quatre fois supérieure à celle de 2002. En prenant en compte diverses améliorations *prouvées* du facteur de mérite de l'expérience (concernant la reconstruction du muon incident, l'efficacité du trigger et de l'acquisition, la polarisation du faisceau), on obtient une incertitude statistique sur la mesure de $\frac{\Delta G}{G}$ de 0.06 par leptoproduction de hadrons à grande impulsion transverse. Dans le cas du charme ouvert, si l'on suppose en plus une amélioration (non encore établie) des performances du RICH, on s'attend à une incertitude statistique sur la mesure de $\frac{\Delta G}{G}$ de 0.24.

Annexe A

Efficacité des détecteurs de trace de COMPASS

L'efficacité de la plupart des détecteurs de traces de COMPASS a été mesurée sur le run 22019, en conditions de prises de données. Les coupures temporelles appliquées aux clusters des détecteurs considérés sont celles de CORAL. On a utilisé la méthode décrite dans la partie 5.2.2.

Type de détecteur	Plan	ϵ	$\bar{\epsilon}$
Chambres à dérive	DC01U1	0.942	0.947
	DC01U2	0.932	
	DC01V1	0.935	
	DC01V2	0.944	
	DC01X1	0.944	
	DC01X2	0.942	
	DC01Y1	0.958	
	DC01Y2	0.961	
	DC02X1	0.959	
	DC02X2	0.959	
	DC03V1	0.939	
	DC03V2	0.948	
	DC03X1	0.947	
	DC03X2	0.956	
	DC03Y1	0.943	
	DC03Y2	0.947	
W45	DW01V1	0.858	0.829
	DW01V2	0.853	
	DW01X1	0.754	
	DW01X2	0.756	
	DW02U1	0.854	
	DW02U2	0.866	
	DW02Y1	0.841	
	DW02Y2	0.850	
Fibres Scintillantes	FI03U1	0.910	0.925
	FI03X1	0.928	
	FI03Y1	0.931	
	FI04U1	0.920	
	FI04X1	0.933	
	FI04Y1	0.930	

Type de détecteur	Plan	ϵ	$\bar{\epsilon}$
GEMs	GM01U1	0.973	0.961
	GM01V1	0.972	
	GM01X1	0.972	
	GM01Y1	0.969	
	GM02U1	0.967	
	GM02V1	0.967	
	GM02X1	0.948	
	GM02Y1	0.944	
	GM03U1	0.954	
	GM03V1	0.958	
	GM03X1	0.955	
	GM03Y1	0.958	
	GM04U1	0.958	
	GM04V1	0.954	
	GM04X1	0.958	
	GM04Y1	0.953	
	GM06U1	0.967	
	GM06V1	0.965	
	GM06X1	0.972	
	GM06Y1	0.962	
	GM08U1	0.954	
	GM08V1	0.951	
	GM08X1	0.943	
	GM08Y1	0.943	
	GM09U1	0.977	
	GM09V1	0.967	
	GM09X1	0.976	
	GM09Y1	0.963	
Murs à muons	MB01V1db	0.874	0.844
	MB01V1dc	0.835	
	MB01V1ub	0.847	
	MB01V1uc	0.864	
	MB01X1db	0.892	
	MB01X1dc	0.706	
	MB01X1ub	0.879	
	MB01X1uc	0.734	
	MB01Y1dr	0.859	
	MB01Y1ur	0.850	
	MB02V2db	0.820	
	MB02V2dc	0.861	
	MB02V2ub	0.785	
	MB02V2uc	0.878	
	MB02X2db	0.862	
	MB02X2dc	0.857	
	MB02X2ub	0.876	
	MB02X2uc	0.872	
	MB02Y2dr	0.865	
	MB02Y2ur	0.859	

Type de détecteur	Plan	ϵ	$\bar{\epsilon}$
Micromégas	MM01V1	0.967	0.965
	MM01U1	0.954	
	MM01X1	0.965	
	MM01Y1	0.963	
	MM02V1	0.961	
	MM02U1	0.963	
	MM02X1	0.974	
	MM02Y1	0.971	
	MM03V1	0.961	
	MM03U1	0.972	
	MM03X1	0.971	
	MM03Y1	0.964	
Pailles à dérive	ST03U1db	0.904	0.894
	ST03U1ub	0.899	
	ST03V1db	0.893	
	ST03V1ub	0.881	
	ST03X1db	0.918	
	ST03X1ub	0.916	
	ST03X1db	0.906	
	ST03X1ub	0.904	
	ST03X2db	0.892	
	ST03X2ub	0.893	
	ST03Y1db	0.888	
	ST03Y1ub	0.892	
	ST03Y2db	0.881	
	ST03Y2ub	0.846	
MWPCs	PA01U1	0.951	0.95
	PA01X1	0.950	
	PA01V1	0.947	
	PA02U1	0.932	
	PA02X1	0.931	
	PA02V1	0.933	
	PA03U1	0.990	
	PA03X1	0.989	
	PA03V1	0.984	
	PA04U1	0.988	
	PA04X1	0.987	
	PA04V1	0.983	
	PA05U1	0.984	
	PA05X1	0.982	
	PA05V1	0.983	
	PA06U1	0.866	
	PA06X1	0.840	
	PA06V1	0.857	
	PA11U1	0.960	
	PA11X1	0.970	
	PA11V1	0.945	

Type de détecteur	Plan	ϵ	$\bar{\epsilon}$
MWPCs	PB01X1	0.976	0.978
	PB01U1	0.974	
	PB02V1	0.983	
	PB04V1	0.983	
	PB05X1	0.974	
	PB06V1	0.980	
MWPCs	PS01Y1	0.951	0.95
	PS01U1	0.951	
	PS01X1	0.949	
	PS01V1	0.949	

Ces valeurs d'efficacité ont été introduites dans la simulation du spectromètre COMPASS, de manière à estimer leur influence sur la reconstruction de la trajectoire des particules. La figure A.1 montre les résultats obtenus pour l'efficacité de reconstruction du hadron ayant la plus grande impulsion transverse. Comme on peut le voir, le fait que l'efficacité des détecteurs ne soit pas parfaite ne dégrade l'efficacité de reconstruction que d'environ 1%, ceci grâce à la redondance des plans de reconstruction.

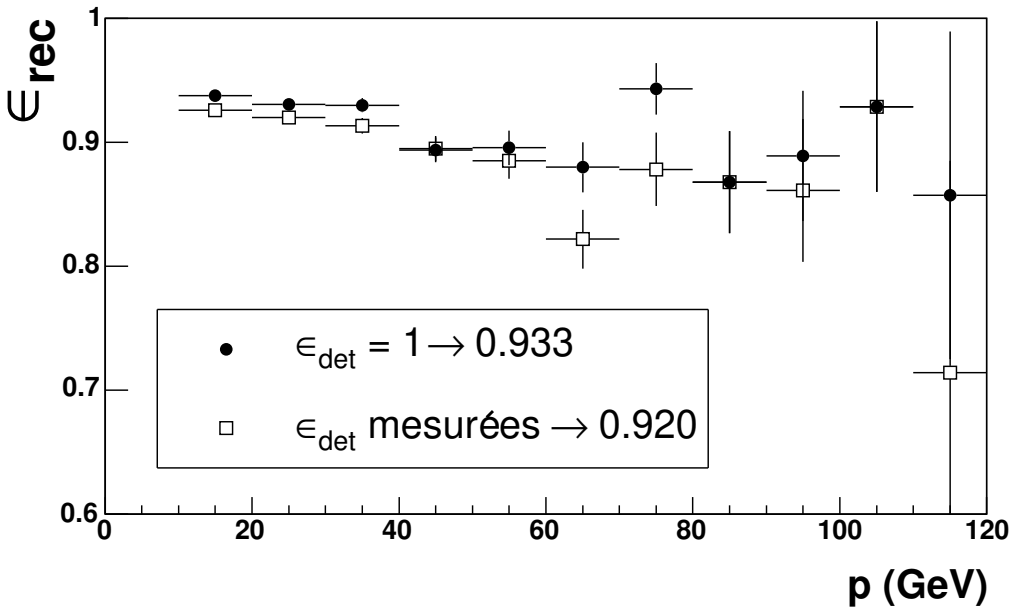


Fig. A.1: Efficacité de reconstruction du premier hadron en fonction de son impulsion, avec et sans la prise en compte des efficacités des détecteurs.

Annexe B

Paramétrisation de A_1^d

Cette paramétrisation de $A_1^d = g_1^d/F_1^d$ a été obtenue à partir des données de SMC et de E143. Elle est utilisée dans l'estimation de la contribution de la diffusion Compton QCD à l'asymétrie totale, section 7.2.3.

```
       SUBROUTINE A1DS(X,A1,SIGMA)
       implicit real*8 (A-H,O-Z)
       DIMENSION  COVAR(4,4)
c.............  E143 smc92/94/95         4/96   (WM)
       PARAMETER(AA=10.608,bb=0.35969E-01,cc=0.14615,DD=-0.18496E-03)
       DATA COVAR/  0.230E+02, 0.573E-01, 0.913E-02, 0.311E-01,
     +              0.573E-01, 0.287E-03, 0.311E-03, 0.192E-03,
     +              0.913E-02, 0.311E-03, 0.836E-03, 0.192E-03,
     +              0.311E-01, 0.192E-03, 0.192E-03, 0.162E-03/

C
C  A1 Value
C
       U=EXP(-AA*X)-1.0
       V=BB**CC -X**CC
       A1= U * V + DD
C
C  A1 error
C
       DA1DA=-X*EXP(-AA*X)*V
       DA1DB=U*CC*BB**(CC-1.0)
       DA1DC=U*(DLOG(BB)*BB**CC -DLOG(X)*X**CC)
       DA1DD=1.
       SIGMA2=COVAR(1,1)*DA1DA**2 +COVAR(2,2)*DA1DB**2
     +       +COVAR(3,3)*DA1DC**2 +covar(4,4)*DA1DD**2
     +      +2*(COVAR(1,2)*DA1DA*DA1DB
```

```
     +         +COVAR(1,3)*DA1DA*DA1DC
     +         +COVAR(1,4)*DA1DA*DA1DD
     +         +COVAR(2,3)*DA1DB*DA1DC
     +         +COVAR(2,4)*DA1DB*DA1DD
     +         +COVAR(3,4)*DA1DC*DA1DD)
c       with four parameters the 68.3% confidence level correspond to
c       chi2 --> chi2 + 4.70.
c       minuit provide the chi2 + 1 errors.
c       They have to be multiplied by sqrt(4.70)
       SIGMA=SQRT(4.70*SIGMA2)
       END
```

Bibliographie

[1] Aneesh V. Manohar. An introduction to spin dependent deep inelastic scattering. 1992.

[2] M. Anselmino, A. Efremov, and E. Leader. The theory and phenomenology of polarized deep inelastic scattering. *Phys. Rept.*, 261:1–124, 1995.

[3] Nathan Isgur. Spin structure of the proton: A quark modeler's view. Prepared for Ettore Majorana International School of Nucleon Structure: 1st Course: The Spin Structure of the Nucleon, Erice, Italy, 3-10 Aug 1995.

[4] B. Adeva et al. Spin asymmetries a(1) and structure functions g1 of the proton and the deuteron from polarized high energy muon scattering. *Phys. Rev.*, D58:112001, 1998.

[5] Bodo Lampe and Ewald Reya. Spin physics and polarized structure functions. *Phys. Rept.*, 332:1–163, 2000.

[6] J-M. Le Goff. An analytical evaluation of D0 mass resolution. *note interne COMPASS*, (2000-13), 2000.

[7] Naoki 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.

[8] J. Ball et al. First results of the large COMPASS Li-6_D polarized target. *Nucl. Instrum. Meth.*, A498:101–111, 2003.

[9] K. Hagiwara et al. Review of Particle Physics. *Physical Review D*, 66:010001+, 2002.

[10] J. Bisplinghoff et al. A scintillating fibre hodoscope for high rate applications. *Nucl. Instrum. Meth.*, A490:101–111, 2002.

[11] C. Bernet et al. The 40×40 cm^2 gaseous microstrip detector Micromegas for the high luminosity COMPASS experiment at CERN. *Nucl. Instrum. Meth.*, to be submitted.

[12] M. C. Altunbas et al. Construction, test and commissioning of the triple-gem tracking detector for compass. *Nucl. Instrum. Meth.*, A490:177–203, 2002.

[13] Hugo Pereira. *Développement de chambres à dérive pour les hauts flux dans l'expérience COMPASS.* PhD thesis, CEA/DSM/DAPNIA/SPHN, 2001.

[14] Y. Bedfer, S. Gerassimov, A. Korzenev, and R. Windmolders. COMPASS track reconstruction algorithm. *note interne COMPASS*, (1), 2004.

[15] V.Alexakhin, B.Badelek, A.Korzenev, C.Ulvegren, and R.Windmolders. Vertex reconstruction in the COMPASS spectrometer. part I. Monte Carlo studies. *note interne COMPASS*, (17), 2001.

[16] E. Albrecht et al. First performances of compass rich-1. *Nucl. Instrum. Meth.*, A518: 586–589, 2004.

[17] Muon trigger documentation. Technical report, `wwwcompass.cern.ch/compass/detector/trigger/muon-trigger/welcome.html`.

[18] L Schmitt et al. The data acquisition system of the COMPASS experiment. *Trans. Nucl. Sci*, 2004.

[19] Rene Brun and Fons Rademakers. *ROOT, an object oriented data analysis framework.* `http://root.cern.ch`.

[20] Damien Neyret. *COMPASS Electronic Logbook.* `http://tbed014d.cern.ch/runLogbook/dirphp`.

[21] Bjarne Stroustrup. *The C++ Programming Language (3^{rd} edition).* CampusPress, 1999.

[22] Lars Schmitt et al. The COMPASS online data format - version 3. *note interne COMPASS*, (2002-8), 2002.

[23] Jan Friedrich. *LSTRACK acceleration.* Jan.Friedrich@cern.ch.

[24] Trolltech. *Qt.* `http://www.trolltech.com`.

[25] Georges Charpak. find title. *Nucl. Instrum. Meth.*, 62:235, 1968.

[26] Kirk T. McDonald. Notes on electrostatic wire grids. Technical report, Joseph Henry Laboratories, Princeton University, 2003.

[27] F Sauli. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. *CERN*, 77-09, 1977.

[28] A. Oed. Position sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases. *Nucl. Instrum. Meth.*, A263:351–359, 1988.

[29] R. Bouclier et al. High flux operation of microstrip gas chambers on glass and plastic supports. *Nucl. Instrum. Meth.*, A323:240–246, 1992.

[30] Y. Giomataris, P. Rebourgeard, J. P. Robert, and Georges Charpak. Micromegas: A high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nucl. Instrum. Meth.*, A376:29–35, 1996.

[31] Georges Charpak et al. First beam test results with micromegas, a high rate, high resolution detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A412:47–60, 1998.

[32] D. Thers et al. Micromegas as a large microstrip detector for the COMPASS experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A469:133–146, 2001.

[33] Gilles Barouch and Gael Puill. *Garfield Manual.* `http://consult.cern.ch/writeup/garfield/examples/mm/Welcome.html`.

[34] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments.* Springer-Verlag.

[35] B Sitar, G.I. Merson, V.A. Chechin, and Yu.A. Budagov. *Ionization Measurements in High Energy Physics*, volume 124. Springer-Verlag.

[36] A Sharma. Properties of some gas mixtures used in tracking detectors. *SLAC-JOURNAL-ICFA-16-3, II B.*

[37] Dominique Thers. *Développement du détecteur gazeux Micromégas pour l'expérience COMPASS.* PhD thesis, CEA/DSM/DAPNIA/SPHN, 2001.

[38] A. Gandi and R. Oliveira. Technical report, CERN.

[39] E. Delagnes et al. SFE16, a low noise front-end integrated circuit dedicated to the read-out of large Micromegas detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 47, 2000.

[40] H. Fischer et al. Implementation of the dead-time free f1 tdc in the COMPASS detector readout. *Nucl. Instrum. Meth.*, A461:507–510, 2001.

[41] Philippe Rebourgeard. Relation tot-amplitude, résultat des simulations. *note interne*, 2004.

[42] H. Pereira and J-M. Le Goff. Compass spectrometer alignment. *note interne COMPASS*, (2003-4), 2003.

[43] D. Adams et al. Spin structure of the proton from polarized inclusive deep-inelastic muon proton scattering. *Phys. Rev.*, D56:5330–5358, 1997.

[44] Jean-Marc Le Goff. *Asymmetry extraction*, 2004. (03).

[45] Lau Gatignon. *Simulation of the M2 beam line.* `http://sl.web.cern.ch/SL/eagroup/NewM2/main.html`.

[46] Kenneth Gustafsson. *Computation of the Dilution Factor for the Year 2002 COMPASS Data*, 2003. COMPASS Note 2003-3.

[47] Barbara Badelek. *Spin independent structure functions, $F_2^p(x,Q^2)$ and $R^p(x,Q^2)$, in the COMPASS kinematic region*, 2004. (to be published as a COMPASS note).

[48] B. Adeva. Spin asymmetries for events with high p(T) hadrons in DIS and an evaluation of the gluon polarization. 2004.

[49] Alessandro Bravar, Dietrich von Harrach, and Aram Kotzinian. Large gluon polarization from correlated high-p(T) hadron pairs in polarized electro-production. *Phys. Lett.*, B421:349–359, 1998.

[50] M. Gluck, E. Reya, and I. Schienbein. Radiatively generated parton distributions of real and virtual photons. *Phys. Rev.*, D60:054019, 1999.

[51] V. Alexakhine. *COMGEANT.* `http://valexakh.home.cern.ch/valexakh/wwwcomg/`.

[52] Alessandro Bravar, Krzysztof Kurek, and Roland Windmolders. POLDIS: A Monte-Carlo for polarized (semi-inclusive) deep inelastic scattering. *Comput. Phys. Commun.*, 105:42–61, 1997.

[53] A. Airapetian et al. Measurement of the spin asymmetry in the photoproduction of pairs of high p(t) hadrons at hermes. *Phys. Rev. Lett.*, 84:2584–2588, 2000.

[54] T. Gehrmann and W. James Stirling. Polarized parton distributions in the nucleon. *Phys. Rev.*, D53:6100–6109, 1996.

[55] M. Gluck, E. Reya, M. Stratmann, and W. Vogelsang. Next-to-leading order radiative parton model analysis of polarized deep inelastic lepton-nucleon scattering. *Phys. Rev.*, D53:4775–4786, 1996.

[56] Werner Vogelsang. Communication privée.

[57] M. Gluck, E. Reya, and A. Vogt. Parton structure of the photon beyond the leading order. *Phys. Rev.*, D45:3986–3994, 1992.

[58] M. Hirai, S. Kumano, and N. Saito. Determination of polarized parton distribution functions and their uncertainties. *Phys. Rev.*, D69:054021, 2004.

[59] B. Adeva et al. Polarisation of valence and non-strange sea quarks in the nucleon from semi-inclusive spin asymmetries. *Phys. Lett.*, B369:93–100, 1996.