



HAL
open science

Contribution du quark étrange à la structure électromagnétique du nucléon : Les résultats de l'expérience PVA4 à $Q^2 = 0.23 \text{ (GeV/c)}^2$

Marouan Abdelbaste El Yakoubi

► **To cite this version:**

Marouan Abdelbaste El Yakoubi. Contribution du quark étrange à la structure électromagnétique du nucléon : Les résultats de l'expérience PVA4 à $Q^2 = 0.23 \text{ (GeV/c)}^2$. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2007. Français. NNT: . tel-00151260

HAL Id: tel-00151260

<https://theses.hal.science/tel-00151260>

Submitted on 13 Jun 2007

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

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

THÈSE

présentée

devant l'Université de Paris XI

pour obtenir

le grade de : DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS XI
Mention PHYSIQUE

par

Marouan Abdelbaste EL YAKOUBI

Titre de la thèse :

*Contribution du quark étrange à la structure
électromagnétique du nucléon : Les résultats de
l'expérience PVA4 à $Q^2 = 0.23 \text{ (GeV/c)}^2$*

Soutenue le 7 mars 2007 devant la commission d'examen :

Pr.	Hagop	SAZDJIAN	Président
Dr.	Hélène	FONVIEILLE	Rapporteur
Pr.	Frank	HINTERBERGER	Rapporteur
Dr.	Frank	MAAS	Examineur
Dr.	Bijan	SAGHAI	Examineur
Dr.	Jacques	VAN DE WIELE	Directeur de thèse

La théorie, c'est quand on sait tout et que rien ne fonctionne. La pratique, c'est quand tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi. Ici, nous avons réuni théorie et pratique : Rien ne fonctionne... et personne ne sait pourquoi!

Albert Einstein

Les savants des temps passés et des nations révolues n'ont cessé de composer des livres. Ils l'ont fait pour léguer leur savoir à ceux qui les suivent. Ainsi demeurera vive la quête de la vérité.

Al-Khawarizmi

Remerciements

Ce document de thèse est une occasion pour moi pour remercier les personnes qui ont collaborées d'une façon directe ou indirecte pour amener à bien ce travail. Ma dette de reconnaissance va en premier lieu à mes parents qui durant mes études et durant ces années de thèse n'ont pas cessé de m'encouragé et de me soutenir.

Un grand Merci pour mon directeur de thèse Jacques Van de Wiele. Jacques tu m'as su me fournir un excellent encadrement et guidé mes premiers pas de chercheur. Ton ouverture d'esprit, ta rigueur, ton intuition remarquable et tes exigences en matière de précision de calcul et surtout au sujet du manuscrit de thèse m'ont toujours agréablement surpris. Les conseils que tu m'as divulgués tout au long de la rédaction, ont toujours été clairs et succincts, me facilitant grandement la tâche. Je retiendrai tes petites phrases : « *Ne tournes pas toujours autour du puits .. écris les choses explicitement!!* » ou bien « *Si les lecteurs ont des difficultés à comprendre le manuscrit, soit persuadé que la rédaction doit être recommencée* ».

Je tiens à remercier Madame Dominique Guillmaud-Muller, directrice de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, Monsieur Bernard Berthier, directeur de la division recherche et l'ensemble du personnel de l'IPN de m'avoir accueilli dans leur laboratoire et d'avoir mis à ma disposition les moyens nécessaires qui m'ont permis de mener à bien cette thèse.

Je tiens à témoigner toute ma gratitude à Hélène Fonvieille et Frank Hinterberger d'avoir bien voulu accepter la charge de rapporteur. Vous étiez l'oeil critique sur mon manuscrit de thèse, tant sur le fond que sur la forme. Vous avez su lire attentivement ce manuscrit. Merci pour le temps que vous avez consacré à redonner un peu de rigueur à ma plume qui a tendance quelques fois à déraiper. Je remercie également Frank Maas et Bijan Saghai d'avoir accepté de participer à mon jury de thèse ainsi que Hagop Sazdjian qui m'a fait l'honneur de présider cette commission d'examen.

Que Robert Frascaria reçoive toute l'expression de ma reconnaissance pour sa sympathie, sa confiance en moi et son expérience qui m'a grandement aidé dans mon travail.

J'exprime ma gratitude envers Frank Maas. Sur toi tient une grande partie de l'expérience PVA4. Je te remercie Frank pour tous ce que m'ont apporté les discussions sur le dispositif expérimental et pour avoir toujours trouvé du temps pour répondre pertinement à mes nombreuses questions. J'espère avoir apporté de mon côté d'une façon satisfaisante ma contribution à l'édifice PVA4 .

Toute mon amitié pour Saro Ong avec lequel j'ai partagé le bureau pendant ces années et avec lui j'ai eu de nombreuses discussions fructueuses.

Mes remerciements vont ensuite aux membres du groupe PHASE : Michel Guidal responsable du groupe, pour m'avoir le premier accueilli et me présenté au groupe le jour où je suis arrivé répondre à la proposition de stage de DEA, Jacques Arvieux, Louis Bimbot, Jean-Pierre Didelez, Robert Frascaria, Ronald Kunne, Frank Maas, Marion Mac Cormick, Dominique Marchand, Marcel Morlet, Silvia Niccolai, Saro Ong, Jacques Van de Wiele, Beatrice Ramstein, Thierry Hennino, Jean-Louis Boyard, Hyon-suk Jo et aux étudiants Emilie Morinière, Ahmed Fradi et Brahim Moreno.

Je souhaite exprimer toute ma reconnaissance à tous les membres de la collaboration PVA4 : Luigi Capozza, Boris Gläser, Christoph Weinrich, Jeonghan Lee, Yoshio Imai, Jürgen Diefenbach et en particulier Sebastien Baunack qui m'a appris les techniques de dépouillements de données et l'utilisation des programmes d'analyse. J'adresse mes remerciements aussi à Ernst Schilling pour tout ce qu'il m'a appris sur la cible. Je me rappelle les journées entières que nous avons passées ensemble à polir les cibles, à mesurer leurs épaisseurs en aluminium et à les tester sous pression. Je te remercie pour ta guitare que tu conserves précieusement dans ton placard de bureau et que tu as mis à ma disposition lors de mon passage à Mainz.

Merci aussi à tous mes amis qui se reconnaîtront ici avec qui ces dernières années ont beaucoup compté pour moi : Cheikh Mhamed Maher, Charlotte Monrozeau (*merci pour ton gâteau au chocolat de mon pot de thèse*), Emilie Passemar, Emilie Morinière, Souli Mehdi et Céline Hovaguimian. J'inclus dans ma liste de mes amis : Thomas Zerguerras. *Nos séances de gonflettes vont se poursuivre. Nous allons encore trimballer nos sacs de sport pour aller rendre visite à Tonio comme chaque mardi et jeudi de la semaine. Mais surtout n'oublies pas ta serviette et ton cadenas. Je te rappelle que Tonio n'acceptera jamais dans sa salle de sport une personne qui se met au-dessus de ces consignes célèbres.*

Enfin, mes dernières pensées vont à mes parents : Mohamed El Yakoubi et Tama Naciri, mes frères : Yassin et sa femme Jamila, Youssef, Warif, Youness et mes nièces : la petite lumière Nawar et sa petite sœur qui a attendu le 25 mai 2007 pour briller entre nous, que je remercie pour leur soutien et leur amour permanent et sans faille.

*A mon père et à ma mère
je dédie ...*

Table des matières

Table des matières	i
Introduction	1
1 Facteurs de forme électromagnétiques du nucléon	5
1.1 Définition	5
1.2 Techniques de mesures des facteurs de forme	8
1.2.1 La diffusion élastique électron - proton	8
1.2.2 La diffusion électron - deuton	9
1.2.2.1 La diffusion élastique électron - deuton	10
1.2.2.2 La diffusion quasi-élastique électron - deuton	11
1.2.3 Technique de polarisation de recul	12
1.3 Paramétrisations des facteurs de forme électromagnétiques	14
2 Sonde électro-faible et violation de parité	19
2.1 Formalisme de base de la violation de parité dans la diffusion électron - Hadron	20
2.2 Corrections radiatives électrofaibles à un quark dans la diffusion électron - hadron	22
2.2.1 Corrections radiatives à la partie vectorielle neutre	24
2.2.2 Corrections radiatives à la partie axiale	26
2.3 Asymétrie de Violation de Parité	27
2.3.1 Expression de l'asymétrie	27
2.3.2 Décomposition du courant en termes de saveur	29
2.3.3 Facteur de forme axial	34
2.3.4 Corrections radiatives multiquark - Terme anapolaire	41
2.3.4.1 Contribution anapolaire à partir de Zhu	42
2.3.4.2 Contribution anapolaire à partir de Maekawa	44

2.3.4.3	Contribution anapolaire à partir de Riska	45
2.4	Prédictions théoriques des facteurs de forme vectoriels étranges	46
2.5	Mesure des facteurs de forme étranges	48
2.5.1	Expression finale de l'asymétrie de violation de parité	48
2.5.2	Figure de mérite	51
2.5.3	Cinématique de la diffusion aux angles avant et arrière	52
2.5.4	Situation actuelle des expériences	53
2.5.4.1	Expérience SAMPLE	53
2.5.4.2	Expérience HAPPEX	55
2.5.4.3	Expérience G^0	55
2.5.4.4	Expérience PVA4	56
3	L'expérience PVA4 à Mainz	59
3.1	Principe général d'une expérience de violation de parité	59
3.2	Faisceau d'électrons de MAMI	61
3.2.1	La source d'électrons polarisés	61
3.2.2	Efficacité quantique	63
3.2.3	Source lumineuse	64
3.2.4	Renversement de la polarisation	65
3.2.5	Filtre de Wien	66
3.3	L'accélérateur de Mainz	67
3.3.1	Système d'accélération	68
3.3.2	Effets systématiques et contrôle du faisceau	70
3.3.2.1	Mesure de courant	70
3.3.2.2	Moniteur de position	71
3.3.2.3	Moniteur d'énergie	71
3.4	Cible d'hydrogène liquide	71
3.4.1	Principe fonctionnel et caractéristiques	72
3.4.2	Impact du faisceau et fluctuations de la luminosité	72
3.4.2.1	Estimation du chauffage local du faisceau	72
3.4.2.2	Ebullition près des fenêtres d'aluminium	73
3.4.3	La cellule de la cible	73
3.4.4	Système de refroidissement de la cible	75

3.5	Moniteurs de luminosité	76
3.6	Polarimétrie	77
3.6.1	Polarimètre Møller	77
3.6.2	Polarimètre Compton	78
3.7	Calorimètre PbF ₂ (Mesures à l'avant)	80
3.8	L'électronique du calorimètre PbF ₂	85
3.8.1	Carte d'acquisition Medusa	85
3.8.2	La carte trigger	85
3.8.3	La carte ADC	86
3.8.4	Spectre expérimental	86
3.9	Mesure à l'arrière - Nouvelle configuration	87
3.9.1	Les exigences du calorimètre en matière de géométrie	88
3.9.2	La plate-forme rotative	88
3.9.3	Cible d'hydrogène liquide aux angles arrière	90
3.9.4	Spectre expérimental	92
3.9.4.1	Origine du bruit de fond	93
3.9.4.2	Identification des particules chargées par scintillation	95
4	Analyse des données - Asymétrie physique	99
4.1	Extraction des asymétries expérimentale et physique et les erreurs associées . . .	101
4.1.1	Préparation de l'analyse	101
4.1.1.1	Organisation des données	101
4.1.1.2	Sélection des données	103
4.1.2	Asymétrie de violation de parité dans la diffusion élastique	104
4.1.2.1	Asymétrie expérimentale et erreur statistique	105
4.1.2.2	Correction des fausses asymétries - Technique de la régression .	106
4.1.3	Résultats finaux	113
4.2	Contribution des événements inélastiques	114
4.2.1	Expérience de diffusion sur le noyau d'aluminium	115
4.2.1.1	Contamination de l'aluminium dans le spectre d'hydrogène . . .	117
4.2.1.2	Résultats	119
4.2.2	Modélisation du processus de diffusion électron - noyau	120
4.2.2.1	Section efficace de diffusion électron - noyau	121
4.2.2.2	Comparaison des spectres expérimental et de la modélisation . .	123
4.3	Conclusion	125

5	Analyse Statistique et Calculs d'Erreurs	129
5.1	Motivation	129
5.2	Calcul des erreurs sur une fonction d'arguments aléatoires	130
5.3	Erreurs sur les facteurs de forme - Méthode de Monte Carlo	133
5.3.1	Méthode habituelle du χ^2	133
5.3.2	La méthode de Monte Carlo	135
5.4	Choix de données et paramétrisation	136
5.4.1	Choix des données expérimentales	136
5.4.1.1	Facteurs de forme électromagnétiques du proton	138
5.4.1.2	Facteur de forme magnétique du neutron	139
5.4.1.3	Facteur de forme électrique du neutron	140
5.4.2	Paramétrisation des facteurs de forme du nucléon	141
5.4.2.1	Etude du nombre de paramètres sur le facteur de forme magnétique du proton	143
5.4.2.2	Facteurs de forme électromagnétiques du proton et facteur de forme magnétique du neutron	144
5.4.2.3	Facteur de forme électrique du neutron	146
5.4.3	Incertitudes sur le facteur de forme magnétique du proton	147
5.5	Incertitudes sur les facteurs de forme du nucléon par la méthode de Monte carlo	149
5.5.1	Facteur de forme magnétique du proton	149
5.5.2	Facteur de forme électrique du proton	152
5.5.3	Facteur de forme magnétique du neutron	154
5.5.4	Facteur de forme électrique du neutron	155
5.5.5	Conclusion	156
5.6	Erreurs sur les facteurs de forme du nucléon - Recherche du domaine d'incertitudes	158
5.6.1	Erreur avec la méthode de Monte Carlo modifiée	160
5.6.1.1	Conclusion	161
5.6.2	Erreur avec "Enveloppes"	162
5.6.2.1	Description de la méthode	162
5.6.2.2	Etude statistique	165
5.6.2.3	Conclusion	166

6	Extraction du contenu étrange du proton	169
6.1	Contribution de l'étrangeté au facteur de forme vecteur par la méthode de Monte Carlo	170
6.1.1	Moment quadrivecteur transféré Q^2	170
6.1.2	Facteurs de forme du nucléon	172
6.1.3	Asymétrie sans étrangeté \mathcal{A}'_0	173
6.1.4	Séparation de Rosenbluth et facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s	177
6.1.5	Contribution des paramètres à la précision sur G_E^s et G_M^s	179
6.2	Contribution des saveurs de quarks $G_{E,M}^u$ et $G_{E,M}^d$ aux facteurs de forme électromagnétiques du nucléon et facteurs de forme faibles du nucléon $\tilde{G}_{E,M}^p$ et $\tilde{G}_{E,M}^n$	180
6.3	Conclusion et futur de PVA4	182
	Conclusion	186
A	Derivation de l'asymétrie anapolaire : Méthode par analogie avec l'asymétrie axiale	187
B	Solutions de la Méthode du χ^2 pour des fonctions linéaires	189

Introduction

Alors qu'on avait décomposé l'atome en ses différents constituants : les électrons (observés par J. J. Thompson en 1897) gravitant autour d'un noyau atomique (découvert en 1911 par Rutherford, Geiger et Marsden) et le noyau qui contient des protons (Rutherford, 1919) et des neutrons (Chadwick, 1932), les nucléons (protons et neutrons) étaient considérés comme les constituants fondamentaux de la matière. En 1943, Otto Stern a reçu le prix nobel de physique pour la mise au point d'une méthode permettant d'étudier les moments magnétiques des noyaux, en particulier, la mesure du moment magnétique du proton. L'énigme du proton conduisait L. W. Alvarez et F. Bloch (1940) [1] à mesurer le moment magnétique du neutron que toutes les théories prévoient nul en raison de la charge nulle de cette particule. En fait, l'expérience révélait une valeur qui ne diffère, au signe près, de celle du moment magnétique du proton que par un facteur voisin de $2/3$. Cette mesure des moments magnétiques du proton et du neutron confirme que les nucléons ne sont pas des particules de Dirac élémentaires mais des particules possédant une structure interne. Dans les années 1960, des modèles ont été construits pour rendre compte de la spectroscopie des hadrons et de leur nature composite [2]. Ces modèles ont généralement recours à un coeur de quarks habillé d'un nuage de mésons. Ainsi, le proton est composé de deux quarks u (up) et d'un quark d ($down$), alors que le neutron est composé d'un quark u (up) et de deux quarks d ($down$). Les mésons, eux, sont composés d'une paire quark-antiquark. En 1969, J. Friedman, H. Kendall et R. Taylor mirent pour la première fois en évidence au SLAC l'existence de particules ponctuelles dans le proton en faisant diffuser très inélastiquement des électrons de $20 GeV$ sur une cible d'hydrogène. Cette découverte couronnée d'un prix Nobel en 1990 ouvrait la voie à l'étude de ces particules ponctuelles plus tard identifiées comme les quarks.

Depuis, les quarks et les gluons sont considérés comme les constituants ultimes de la matière hadronique. Les quarks sont confinés par l'interaction dans les hadrons et de ce fait, ne peuvent pas être observés à l'état libre. L'interaction forte est décrite par la théorie de la chromodynamique quantique (QCD) qui prédit que les quarks interagissent par l'échange de gluons et que ceux-ci interagissent entre eux. Ces particules portent une charge de couleur. Cette charge peut prendre trois formes différentes pour les quarks (RVB : Rouge, Vert et Bleu) et huit pour les gluons. L'interaction forte possède une propriété très importante connue sous le nom de *liberté asymptotique*. La constante de couplage effective des quarks et des gluons ($\alpha_{s_{eff}}$) dépend de l'échelle d'énergie ou de la distance considérée. A petite distance, ou à des moments transférés asymptotiques, cette constante de couplage devient plus faible de sorte que les quarks se comportent comme des particules quasi libres. A grande distance entre quarks, ou de façon équivalente à petit moment transféré, le couplage est fort et la théorie des perturbations cesse

d'être valable. Ainsi, à grande échelle d'énergie à laquelle on sonde la matière, correspondant à la valeur faible de la constante de couplage forte, la description des interactions entre les quarks se fait à l'aide de la QCD perturbative. En revanche, à basse énergie la constante de couplage est suffisamment grande pour que les quarks restent confinés. Dans ce cas, la QCD perturbative n'est plus applicable et il faut faire appel à d'autres techniques (QCD sur réseaux, Modèle non Relativiste des Quarks Constituants, \dots) pour décrire les interactions entre les quarks.

De nombreuses expériences cherchent alors à mesurer les contributions des quarks à la structure et à la dynamique interne du nucléon (masse, charge, spin, \dots). La structure interne du nucléon reste encore mal connue vue sa complexité. En effet, les quarks nus de valence ne peuvent pas expliquer les propriétés du nucléon telles que la masse et le spin. La description rigoureuse du nucléon fait appel alors non seulement aux saveurs de quarks légers u et d mais aussi aux quatre autres saveurs s (*strange*), c (*charm*), b (*bottom*) et t (*top*) créées sous forme de paires de quarks - antiquarks par les fluctuations quantiques. L'ensemble de ces paires de quarks - antiquarks et de gluons constituent ce qui est appelé *la mer*. L'étrangeté est la plus légère des saveurs n'ayant pas de contribution de valence. Elle est de ce fait un excellent candidat pour étudier cette mer dont le rôle bien qu'important reste peu compris. En 1988, la collaboration EMC (European Muon Collaboration) [3] au CERN annonça que l'ensemble des quarks portait moins de 30% du spin du proton (*la crise du spin*) et que la mer étrange avait une contribution non nulle (-0.06 ± 0.05) au spin total du proton. Par ailleurs la mesure de la quantité $\Sigma_{\pi N}$ en diffusion pion - nucléon indiquerait une contribution du quark étrange à hauteur de 15% à la masse du nucléon [4]. Le résultat d'une contribution significative du quark étrange au spin du proton par l'intermédiaire de l'élément de matrice $\langle p | \bar{s} \gamma_\mu \gamma_5 s | p \rangle$ pour interpréter les résultats des expériences de diffusion profondément inélastique d'une part et l'estimation d'une contribution non négligeable de la quantité $\langle p | \bar{s} s | p \rangle$ à la masse du proton d'autre part donnèrent lieu à d'intenses réflexions théoriques et incitèrent les expérimentateurs à développer de nouvelles activités pour estimer l'effet dû à la présence de quarks étranges dans le nucléon.

En se basant sur les travaux de S. Weinberg, A. Salam et S. L. Glashow [5], D. B. Kaplan et A. Manohar [6] ont montré qu'on peut accéder à la contribution étrange via des quantités mesurables telles que les facteurs de forme faibles du nucléon. L'extraction de la contribution étrange a recours à un formalisme de décomposition des facteurs de forme électromagnétiques et faibles du proton et du neutron en terme des quarks u , d et s . La connaissance des quatre facteurs de forme électromagnétiques $G_{E,M}^p$ et $G_{E,M}^n$ n'est pas suffisante pour déterminer les six quantités correspondantes $G_{E,M}^u$, $G_{E,M}^d$ et $G_{E,M}^s$. Par abus de langage ces quantités sont appelées *facteurs de forme* électriques (magnétiques) respectivement des quarks u , d et s . La mesure des facteurs de forme faibles nécessite l'utilisation d'une sonde qui interagisse avec le nucléon via un boson neutre Z^0 . Dans le cadre du modèle standard, les observables associées à l'échange de ce boson neutre dépendent de quatre facteurs de forme neutres vectoriels $\tilde{G}_{E,M}^p$, $\tilde{G}_{E,M}^n$ et aussi des facteurs de forme axial $\tilde{G}_A^{p,n}$ et pseudo - scalaire $\tilde{G}_P^{p,n}$. La diffusion élastique νp est un outil intéressant pour tester les propriétés de ces facteurs de forme mais elle présente certaines difficultés : d'une part la section efficace est extrêmement petite et donc nécessite des intensités de faisceaux de neutrinos très intenses et d'autre part trouver des conditions cinématiques dans

lesquelles la section efficace élastique νp est dominée par la contribution des facteurs de forme $\tilde{G}_{E,M}^{p,n}$ n'est pas évident. L'expérience E734 à Brookhaven [7] a mesuré les sections efficaces de diffusion élastique νp et $\bar{\nu} p$ pour des moments transférés entre 0.4 et 1.1(GeV/c)². Cependant, les facteurs de forme faibles obtenus à partir de ces mesures sont entachés de barres d'erreurs très importantes. En plus, les mesures sont très sensibles au paramètre de masse M_A du facteur de forme axial. La diffusion élastique électron - nucléon avec un faisceau d'électrons polarisés longitudinalement offre une alternative intéressante et complémentaire dans laquelle la quantité mesurée $\langle N | s \gamma^\mu \bar{s} | N \rangle$ sera plus particulièrement sensible au contenu étrange.

La diffusion élastique $ep \rightarrow ep$ met en jeu à la fois l'interaction électromagnétique (échange d'un photon γ sans masse) et l'interaction faible (échange d'un Z^0 massif). Cependant, la section efficace de diffusion est très largement dominée par la partie électromagnétique du fait des différences de masses entre γ et Z^0 ($\simeq 91.19 GeV$). Ceci a pour effet de rendre difficile la mesure de la contribution due à l'interaction faible. Toutefois, elle reste envisageable puisque l'interaction faible, contrairement à l'interaction électromagnétique, viole la parité. En effet, les électrons peuvent interagir avec les particules de la cible à travers l'une ou l'autre partie de la force électrofaible. S'ils interagissent électromagnétiquement, un photon sera échangé, tandis que le boson Z^0 est échangé via l'interaction faible neutre. La force électromagnétique conservant la parité, le taux de diffusion à un angle polaire fixé ne sera pas affecté par la polarisation longitudinale de l'électron incident. Par contre la force faible violant la parité, le taux de diffusion sera différent selon que le spin de l'électron incident est aligné ou anti-aligné avec son impulsion. La mesure du rapport de la différence de ces taux de comptage sur la somme est appelée asymétrie. La mesure de cette observable permet de séparer la contribution des quarks u , d et s . Comme la section efficace de diffusion est très largement dominée par l'échange du photon virtuel, cette asymétrie reste très petite ($\approx 10^{-5} - 10^{-6}$). Le défi expérimental consiste à avoir une statistique suffisante. Autrement dit, mesurer un très grand nombre d'événements ($\approx 10^{13}$) ce qui demande une luminosité très grande ($\approx 10^{37} cm^{-2} s^{-1}$). De plus, des conditions de stabilité de faisceau, d'intensité \dots sont requises pour effectuer les mesures de ces asymétries. La déviation de cette asymétrie de violation de parité par rapport à l'asymétrie non étrange connue théoriquement sera donc la signature du quark étrange dans le nucléon.

Ce travail de thèse décrit la première extraction des *facteurs de forme étranges* à un moment transféré correspondant à celui de PVA4 (Parity Violating In Hall A4) à Mainz. Dans le premier chapitre, nous présentons les facteurs de forme électromagnétiques du nucléon à travers les mesures expérimentales. Le deuxième chapitre expose le formalisme relatif à l'extraction des facteurs de forme étranges à partir de la mesure de l'asymétrie de violation de parité dans la diffusion élastique $\bar{e}p$. A l'occasion, nous soulignons le grand effort réalisé par les groupes PVA4, G⁰ et SAMPLE pour adopter un formalisme unique [8] pour extraire le contenu étrange du nucléon. Le chapitre trois décrit le dispositif expérimental de PVA4 et les moyens mis en oeuvre pour minimiser conjointement l'incertitude statistique et les sources d'erreurs systématiques. La période du retournement du calorimètre de PVA4 à laquelle j'ai participé activement, a connu plusieurs développements techniques. Nous détaillerons dans ce chapitre les améliorations essentielles qui ont été apportées au dispositif expérimental pour rendre possible le passage des angles avant aux angles arrière. Le chapitre quatre est dédié à la détermination de l'asymétrie physique à partir d'un taux de comptage expérimental brut. Une attention particulière sera portée à l'estimation de la fausse asymétrie liée à la diffusion des électrons sur les fenêtres de

la cible en aluminium. Le chapitre cinq traite de l'évaluation des erreurs sur les facteurs de forme électromagnétiques en utilisant la méthode de Monte Carlo. Enfin, le dernier chapitre présente la première extraction des facteurs de forme étranges propre à PVA4. Nous discuterons les contributions de chaque paramètre intervenant dans le calcul de l'asymétrie à l'erreur sur les facteurs de forme électrique et magnétique étranges.

Chapitre 1

Facteurs de forme électromagnétiques du nucléon

Les facteurs de forme électromagnétiques G_E et G_M paramétrisent l'effet de la dimension finie du nucléon dans la diffusion électron - nucléon. Ils sont reliés aux distributions de charge et de magnétisation du nucléon. Les facteurs de forme dépendent uniquement de Q^2 , quadri-vecteur du moment transféré. La diffusion d'électrons ou de photons sur le nucléon avec des énergies de l'ordre du GeV offre une grande quantité d'informations sur la structure des hadrons dans le domaine non-perturbatif de la QCD. La sonde électromagnétique a été utilisée pour la mesure des facteurs de forme élastiques, des taux de production de mésons dans le régime résonant du nucléon et d'autres observables pendant quelques dizaines d'années. Plus récemment, grâce à la construction de nouveaux accélérateurs avec grands cycles utiles et des faisceaux polarisés, accompagnée par le développement de polarimètres de recul et de cibles polarisées, des expériences encore beaucoup plus précises sont devenues faisables. Une nouvelle technique de transfert de polarisation permet de mesurer le rapport G_E/G_M . Cette méthode est plus précise à grand Q^2 , et de manière significative, elle est moins sensible aux incertitudes systématiques que la technique de Rosenbluth.

1.1 Définition

A partir de la théorie (QED), l'amplitude T_{fi} de la diffusion élastique électron-nucléon, dont le diagramme de Feynman est présenté (Fig.1.1),

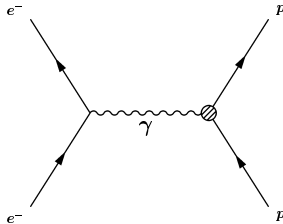


FIG. 1.1 – *Diagramme de Feynman de la diffusion élastique électron - proton. Un photon virtuel est échangé entre les vertex leptonique et hadronique.*

sous échange d'un seul photon γ est donnée par :

$$T_{fi} = -i \int j_\mu \left(\frac{-1}{q^2} \right) J^\mu d^4x \quad (1.1)$$

Le courant leptonique de transition j^μ est donné par :

$$j^\mu = -e \bar{u}(P_{e'}) \gamma^\mu u(P_e) \quad (1.2)$$

où u et \bar{u}' sont les bispineurs des électrons initial et final, et γ^μ les matrices de Dirac. P_e et $P_{e'}$ représentent les quadrivecteurs énergie-impulsion des électrons incident et diffusé et q est le quadrivecteur de moment transféré défini par :

$$q = P_e - P_{e'} \quad (1.3)$$

Dans la diffusion d'électrons, q^2 , le carré du quadri-moment transféré est négatif et on pose par définition :

$$Q^2 = -q^2 \quad (1.4)$$

Sa valeur peut être déterminée par la cinématique de la réaction dans le système du laboratoire :

$$Q^2 = 4E_e E_{e'} \sin^2 \frac{\theta_{e'}}{2} \quad (1.5)$$

où E_e et $E_{e'}$ sont les énergies des électrons incident et diffusé et $\theta_{e'}$ l'angle de diffusion. Dans la diffusion élastique électron - nucléon, l'expression de $E_{e'}$ est donnée par :

$$E_{e'} = \frac{E_e}{1 + 2E_e/M \sin^2(\theta_{e'}/2)} \quad (1.6)$$

où M est la masse du nucléon (M_p ou M_n). L'interaction électromagnétique conserve la parité et le courant hadronique J^μ s'écrit :

$$J^\mu = e \bar{u}(p') \left[F_1(Q^2) \gamma^\mu + i \frac{F_2(Q^2)}{2M} \sigma^{\mu\nu} q_\nu \right] u(p) \quad (1.7)$$

Dans cette expression p et p' représentent respectivement les impulsions du proton avant et après la diffusion et le terme $\sigma^{\mu\nu}$ est défini par :

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu] \quad (1.8)$$

$F_1(Q^2)$ et $F_2(Q^2)$ sont les deux facteurs de forme électromagnétiques indépendants de Dirac et Pauli à partir desquels sont définis les facteurs de forme de Sachs électrique $G_E^{p,\gamma}(Q^2)$ et magnétique $G_M^{p,\gamma}(Q^2)$ [9] qui sont écrits sous forme de combinaison linéaire de $F_1(Q^2)$ et $F_2(Q^2)$.

$$G_E^{p,\gamma}(Q^2) = F_1^{p,\gamma}(Q^2) - \tau F_2^{p,\gamma}(Q^2) \quad (1.9)$$

$$G_M^{p,\gamma}(Q^2) = F_1^{p,\gamma}(Q^2) + F_2^{p,\gamma}(Q^2) \quad (1.10)$$

où

$$\tau = \frac{Q^2}{4M^2} \quad (1.11)$$

Les valeurs des facteurs de forme électriques à $Q^2 = 0$ correspondent à la charge du nucléon :

$$G_E^p(0) = 1 \quad G_E^n(0) = 0 \quad (1.12)$$

et les facteurs de forme magnétiques à $Q^2 = 0$ prennent les valeurs

$$G_M^p(0) = \mu_p \quad G_M^n(0) = \mu_n \quad (1.13)$$

où $\mu_p = 2.79$ et $\mu_n = -1.91$ représentent respectivement les moments magnétiques du proton et du neutron en unité de magnéton nucléaire.

Sachs a montré que G_E et G_M peuvent être interprétés comme des transformées de Fourier de la distribution spatiale de la charge et la magnétisation du nucléon dans le repère de Breit. Dans la diffusion élastique électron-nucléon, le repère de Breit coïncide avec le système du centre de masse du système électron - nucléon. En effet, dans ce référentiel, aucune énergie n'est transférée au nucléon. Dans ce cadre, l'électron incident a une impulsion $\vec{q}/2$ et le nucléon initial a une impulsion égale à $-\vec{q}/2$, l'électron diffusé possède une impulsion de $-\vec{q}/2$ et le proton de recul a une impulsion égale à $\vec{q}/2$. Ainsi, l'intégrale de Fourier quadri-dimensionnelle se réduit à une intégrale tridimensionnelle qui peut être alors être identifiée à la transformée de Fourier d'une distribution spatiale. La distribution spatiale de charge $\rho(\vec{r})$ s'écrit alors :

$$\rho(\vec{r}) = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} \frac{M}{E(\vec{q})} G_E(\vec{q}^2) \quad (1.14)$$

où $E(\vec{q}) = \sqrt{M^2 + \vec{q}^2}$. Le rayon carré moyen de charge du nucléon est relié directement au facteur de forme électrique par :

$$\frac{\langle r_e^2 \rangle}{6} = - \left. \frac{dG_E(Q^2)}{dQ^2} \right|_{Q^2=0} \quad (1.15)$$

Le rayon carré moyen magnétique correspondant est :

$$\frac{\langle r_m^2 \rangle}{6} = - \left. \frac{1}{\mu_N} \frac{dG_M(Q^2)}{dQ^2} \right|_{Q^2=0} \quad (1.16)$$

Dans la littérature, les deux mesures du rayon charge du proton les plus précises, obtenues à partir des expériences de diffusion élastique sont : $r_p = 0.805(11) \text{ fm}$ [10] $r_p = 0.862(12) \text{ fm}$ [11]. Elles diffèrent l'une de l'autre par plus de 7%. Le rayon carré moyen de charge du neutron $\langle r_n^2 \rangle = -0.113 \pm 0.003 \pm 0.004 \text{ fm}^2$ a été obtenu récemment dans les expériences de diffusion thermique de neutrons effectuées au laboratoire national de Oak Ridge [12].

Parmi les quatre facteurs de forme électromagnétiques, le facteur de forme électrique G_E^n est le moins bien connu car sa valeur est faible et sa mesure nécessite l'utilisation de cibles complexes (deutérium, hélium, ...). Un grand progrès expérimental a été réalisé depuis 10 ans en terme de mesure de facteurs de forme électromagnétiques. En particulier, de nouvelles données plus précises sont disponibles avec les expériences de double polarisation grâce aux développements technologiques permettant la construction de cibles polarisées, l'obtention de faisceaux de meilleures qualités et la mise au point de polarimètres de recul. Dans la section suivante, les différentes techniques expérimentales réalisées pour la mesure des facteurs de forme électromagnétiques sont passées en revue.

1.2 Techniques de mesures des facteurs de forme

1.2.1 La diffusion élastique électron - proton

Dans l'approximation d'échange d'un seul photon, la section efficace différentielle de diffusion électron - nucléon peut s'écrire comme le produit de la section efficace de diffusion sur une cible ponctuelle par un terme faisant intervenir explicitement les facteurs de forme électrique et magnétique :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{e'}} = \sigma_{Mott} \left[\frac{(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2}{1 + \tau} + 2\tau(G_M^p)^2 \tan^2 \frac{\theta_{e'}}{2} \right] \quad (1.17)$$

La section efficace de diffusion de Mott sur une cible sans structure interne est donnée par :

$$\sigma_{Mott} = \frac{\alpha^2 \cos^2(\frac{\theta_{e'}}{2})}{4E_e^2 \sin^4(\frac{\theta_{e'}}{2})} \frac{E_{e'}}{E_e} \quad (1.18)$$

où $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$ est la constante de couplage électromagnétique. Les facteurs de forme électrique G_E^p et magnétique G_M^p du proton ont été largement étudiés dans le passé dans la diffusion élastique électron - proton (ep) sur des cibles non polarisées en utilisant la technique de séparation de Rosenbluth [13]. A partir de la section efficace différentielle mesurée, on définit la section efficace réduite :

$$\sigma_R \equiv \frac{d\sigma}{d\Omega_{e'}} \frac{\varepsilon(1 + \tau)}{\sigma_{Mott}} = \varepsilon [G_E^p(Q^2)]^2 + \tau [G_M^p(Q^2)]^2 \quad (1.19)$$

L'expression (Eq. 1.19) est connue sous le nom de la formule de Rosenbluth où ε est la polarisation transverse du photon virtuel définie par :

$$\varepsilon^{-1} = 1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \frac{\theta_{e'}}{2} \quad (1.20)$$

Ainsi, la figure (1.2) présente des données mondiales depuis 1970 pour les facteurs de forme magnétique et électrique du proton en fonction de Q^2 obtenues en utilisant la technique de séparation de Rosenbluth. Les données présentées sont $G_M^p / (\mu_p G_D)$ et G_E^p / G_D où G_D est la paramétrisation du dipole standard.

$$G_D(Q^2) = (1 + Q^2 / \Lambda^2)^{-2} \quad \Lambda^2 = 0.71 (GeV/c)^2 \quad (1.21)$$

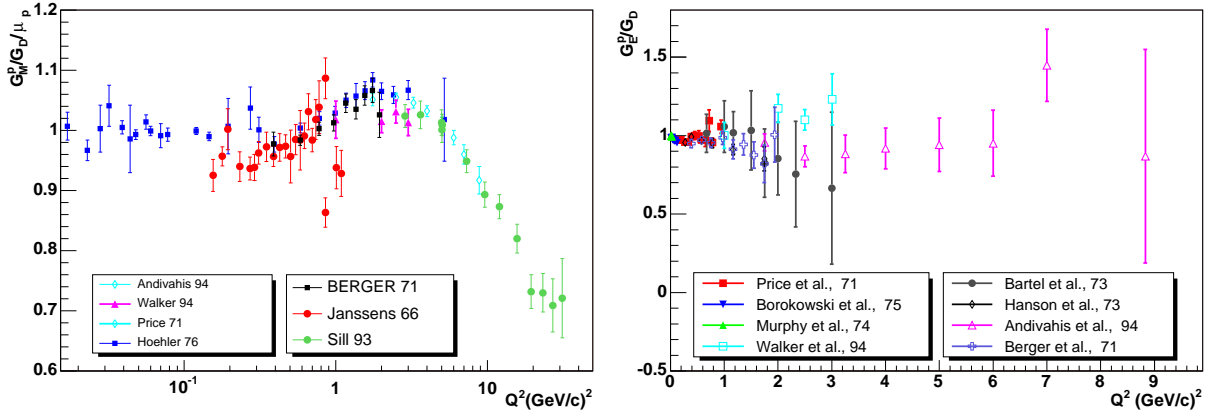


FIG. 1.2 – Données mondiales publiées depuis 1970 pour les facteurs de forme du proton obtenues à partir de mesures de section efficace à l’aide de la méthode de Rosenbluth. Les données tracées représentent le rapport du facteur de forme à la paramétrisation standard dipolaire G_D . Figure de gauche : Facteur de forme magnétique G_M^p . Figure de droite : Facteur de forme électrique G_E^p .

A Q^2 fixé (τ fixé), les facteurs de forme sont constants et σ_R dépend uniquement de ε . La séparation de Rosenbluth nécessite la mesure des sections efficaces à des énergies différentes en variant l’angle de diffusion dans le but de garder le moment transféré Q^2 fixé, par contre la valeur de ε varie avec l’angle de diffusion θ_e . L’équation (1.19) est l’équation d’une droite dont la pente est donnée par $(G_E^p)^2$ et l’ordonnée à l’origine correspond à la valeur de $\tau(G_M^p)^2$. A faible valeur de Q^2 , le terme $\tau(G_M^p)^2$ est petit et on ne peut extraire que la valeur de $(G_E^p)^2$ avec une précision raisonnable. Pour les grandes valeurs de Q^2 on est dans la situation opposée : la section efficace réduite est dominée par le terme $\tau(G_M^p)^2$ et l’extraction de la valeur de $(G_E^p)^2$ peut être entachée d’une erreur non négligeable.

Comme la partie électrique est extraite à partir de la différence des mesures de la section efficace réduite à différentes valeurs de ε , l’incertitude commise lors de l’extraction de la valeur de $(G_E^p)^2$ est environ l’incertitude sur la différence, multipliée par le facteur $(\Delta\varepsilon)^{-1}$. Ces incertitudes expérimentales peuvent devenir grandes quand la gamme des valeurs de ε couvertes est petite ou lorsque la valeur de $\tau = Q^2 / 4M_p^2$ est grande.

La sensibilité décroissante à G_E^p à grandes valeurs de Q^2 limite la gamme d’applicabilité de la méthode d’extraction de Rosenbluth. Pour cette raison, on procède à une technique alternative donnée par les mesures de transfert de polarisation, dans laquelle la sensibilité ne décroît pas rapidement avec Q^2 (voir paragraphe 1.2.3).

1.2.2 La diffusion électron - deuton

La structure électromagnétique des neutrons reste peu comprise puisqu’il n’existe pas de cible de neutrons pure. Les facteurs de forme électromagnétiques du neutron sont connus avec moins de précision que les facteurs de forme électrique et magnétique du proton. Ils furent déduits dans le passé à partir de la diffusion élastique ou quasi-élastique électron - deuton.

Cette procédure implique une dépendance considérable dans les modèles. Une autre difficulté résulte du fait que la charge du neutron est nulle. Le facteur de forme électrique du neutron G_E^n est alors plus petit que son facteur de forme magnétique G_M^n . En conséquence, la partie magnétique de la contribution domine la section efficace, ce qui rend l'extraction de G_E^n à partir des mesures de la section efficace non polarisée, utilisant une cible de deutérium, plus compliquée.

1.2.2.1 La diffusion élastique électron - deuton

La section efficace de la diffusion élastique non polarisée électron - deuton dans l'approximation d'échange d'un seul photon est décrite par la formule de Rosenbluth [14],

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{e'}} = \sigma_M \left[A(Q^2) + B(Q^2) \tan^2 \frac{\theta_{e'}}{2} \right]. \quad (1.22)$$

Les deux contributions $A(Q^2)$ et $B(Q^2)$ sont appelées respectivement les fonctions de structure longitudinale et transverse. Ces fonctions peuvent être déterminées par la technique de séparation de Rosenbluth décrite précédemment. Le deuton est de spin égal à 1 et la caractérisation des distributions de charge et de magnétisation exige la connaissance des trois facteurs de forme : $F_C(Q^2)$, $F_Q(Q^2)$, $F_M(Q^2)$, respectivement le facteur de forme monopolaire de charge, le facteur de forme quadripolaire de charge et le facteur de forme dipolaire magnétique. Les fonctions de structures $A(Q^2)$ et $B(Q^2)$ peuvent s'exprimer comme des combinaisons de ces trois facteurs de forme :

$$A(Q^2) = F_C^2(Q^2) + \frac{8}{9}\tau^2 F_Q^2(Q^2) + \frac{2}{3}\tau F_M^2(Q^2) \quad (1.23)$$

$$B(Q^2) = \frac{4}{3}\tau(1 + \tau)F_M^2(Q^2), \quad (1.24)$$

où $\tau = Q^2 / 4M_d^2$ et M_d représente la masse du deuton. Si la fonction de structure transverse $B(Q^2)$ est reliée directement au facteur de forme dipolaire magnétique, il apparaît que pour séparer les contributions relatives des trois facteurs de forme dans $A(Q^2)$, une nouvelle observable doit être mesurée en plus des sections efficaces non polarisées. Les autres observables utilisées pour la séparation des trois facteurs de forme sont ainsi liées à la polarisation du deuton. La mesure de l'observable tensorielle de polarisation de deuton t_{20} permet de bien séparer la contribution du facteur de forme de charge F_C^2 dans $A(Q^2)$. Il existe deux types d'expérience permettant de mesurer l'observable de polarisation du deuton t_{20} : Des mesures de pouvoirs d'analyse dans une réaction avec une cible polarisée ou des mesures de polarisation des deutons de recul avec un polarimètre. L'expression de t_{20} en fonction des facteurs de forme du deuton est donnée par :

$$t_{20} = \frac{-1}{\sqrt{2}I_0} \left[\frac{8}{3}\tau F_C F_Q + \frac{8}{9}\tau^2 F_Q^2 + \frac{1}{3}\tau(1 + 2(1 + \tau)) \tan^2 \frac{\theta_{e'}}{2} F_M^2 \right] \quad (1.25)$$

où $I_0 = A(Q^2) + B(Q^2) \tan^2 \frac{\theta_{e'}}{2}$. Finalement, en combinant les fonctions de structures $A(Q^2)$, $B(Q^2)$ des mesures de section efficace non polarisées, et les mesures du moment tenseur du deuton t_{20} , on peut extraire les trois facteurs de forme du deuton.

La fonction de structure $A(Q^2)$ contient l'information sur le facteur de forme de charge (qu'on appelle aussi électrique) G_E^n du neutron. Celui-ci peut être extrait à partir de ces grandeurs A et B . La procédure consiste à soustraire la contribution du terme $F_M^2(Q^2)$ à $A(Q^2)$ grâce à la mesure de $B(Q^2)$. La fonction obtenue est ensuite corrigée des effets relativistes et des courants d'échange mésoniques [15]. Cette méthode reste limitée à des valeurs de Q^2 inférieures à $1(\text{GeV}/c)^2$ puisque la correction des courants d'échange mésoniques perd sa validité à des grandes valeurs de moment transféré. La figure (1.3) présente les valeurs de G_E^n extraites en utilisant la technique de diffusion élastique électron - deuton.

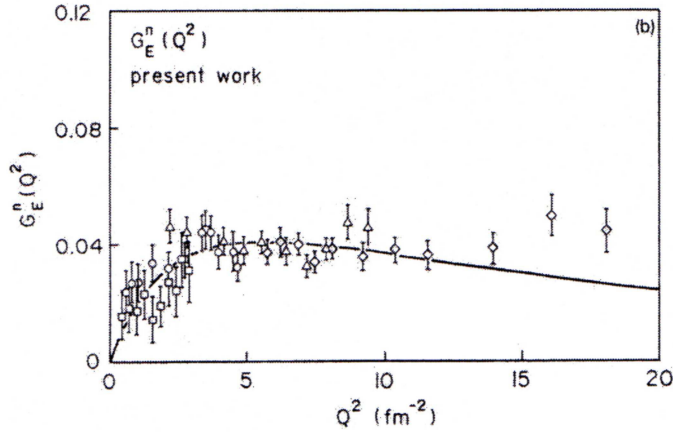


FIG. 1.3 – Variation du facteur de forme électrique du neutron G_E^n en fonction du quadrivecteur moment transféré Q^2 à partir des mesures de la diffusion élastique électron - deuton [15].

Une autre méthode permet d'extraire le facteur de forme électrique du neutron. Elle utilise la contribution $F_Q(Q^2)$. Récemment, Schiavilla et Sick [16] ont extrait G_E^n de l'analyse des données du facteur de forme quadrupolaire $F_Q(Q^2)$. Cette approche est différente de l'analyse employant la fonction de structure $A(Q^2)$ discutée ci-dessus, dans laquelle les facteurs de forme monopolaire de charge et quadrupolaire de charge du deuton contribuent. Les données sur le facteur de forme F_Q se sont améliorées énormément avec les mesures de la polarisation t_{20} dans la diffusion élastique électron - deuton. En tant que tel le facteur de forme électrique a été extrait de F_Q pour des valeurs de Q^2 supérieures à $1.55(\text{GeV}/c)^2$ ce qui était impossible en utilisant $A(Q^2)$.

1.2.2.2 La diffusion quasi-élastique électron - deuton

La diffusion quasi-élastique d'électron sur le deuton consiste en une diffusion élastique de l'électron sur l'un des deux nucléons (un proton et un neutron) de ce noyau atomique. Par diffusion quasi-élastique, on entend que la sonde électromagnétique diffuse sur un proton (resp. un neutron) supposé libre c'est-à-dire n'interagissant pas avec le reste du noyau (neutron (resp. proton)). Cette hypothèse est justifiée par la faible valeur d'énergie de liaison de ce noyau, mais conduit à des incertitudes plus importantes que dans le cas de la diffusion élastique électron -

proton, en particulier, à cause de la connaissance incomplète de l'interaction nucléon - nucléon. La section efficace de diffusion quasi-élastique électron - deuton peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{e'}dE_{e'}} = \frac{\sigma_{Mott}}{\varepsilon(1 + \tau')} [R_T + \varepsilon R_L], \quad (1.26)$$

où $\tau' = (E_e - E_{e'})/Q^2$ et σ_{Mott} est la section efficace de Mott. Les termes R_T et R_L sont respectivement les fonctions de réponse transverse et longitudinale du deuton. La fonction de réponse R_T est proportionnelle à $(G_M^n)^2 + (G_M^p)^2$ et la fonction de réponse R_L est proportionnelle à $(G_E^n)^2 + (G_E^p)^2$. Ainsi, l'extraction du facteur de forme magnétique exige la séparation des fonctions de réponse R_L et de R_T à l'aide de la technique de Rosenbluth, suivi par la soustraction de la contribution des facteurs de forme du proton. Jusqu'à récemment, la majorité des données sur G_M^n est déduite de la diffusion quasi-élastique d'électron sur le deuton. Cependant, cette technique est affectée par de grandes incertitudes théoriques dues d'une part au modèle employé et d'autre part aux corrections dans l'état final, aux effets de courants d'échange mésoniques et aux effets relativistes.

Etant donnée la faible valeur du facteur de forme électrique du neutron, cette mesure est essentiellement sensible au facteur de forme magnétique du neutron. La figure (1.4) montre l'ensemble des mesures du facteur de forme magnétique $G_M^n / \mu_n G_D$ obtenues à partir de la diffusion quasi-élastique électron - deuton.

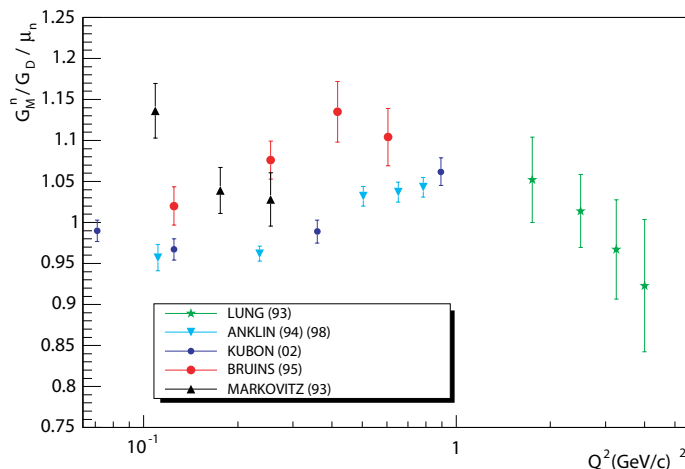


FIG. 1.4 – Facteur de forme magnétique du neutron G_M^n en fonction de Q^2 à partir des expériences de diffusion électron - deuton. Les données présentées sont divisées par $(\mu_n G_D)$.

1.2.3 Technique de polarisation de recul

Cette technique, suggérée pour la première fois en 1968 par Akhiezer et Rekalov [27], requiert un faisceau polarisé de grande intensité et un polarimètre qui soit capable de mesurer la polarisation du nucléon à une énergie de quelques GeV. La technique de polarisation de recul permet la détermination directe du rapport G_E/G_M en mesurant la polarisation du nucléon

émis dans la diffusion d'un faisceau d'électrons polarisés longitudinalement sur une cible non polarisée. Le développement des faisceaux polarisés, des cibles polarisées et des polarimètres de recul ont permis des études plus complètes de la structure électromagnétique. Les polarimètres de recul de proton ont été employés dans plusieurs programmes de recherches, tel au laboratoire de MIT-Bates [17, 18], au laboratoire de Mainz [19] et au laboratoire de Jefferson [20, 21, 22]. Dans l'approximation de l'échange d'un seul photon, la diffusion d'électrons polarisés longitudinalement sur des protons non polarisés donne naissance à transfert de polarisation vers le proton diffusé. La polarisation du proton est telle que seules les composantes perpendiculaire P_t et parallèle P_l à l'impulsion du proton dans le plan de diffusion sont non nulles. Dans la diffusion élastique d'électrons polarisés sur le proton $p(\vec{e}, e'\vec{p})$, les composantes longitudinale P_l et transverse P_t de la polarisation de recul sont sensibles à différentes combinaisons des facteurs de forme élastique électrique et magnétique. Les quantités P_t et P_l sont respectivement proportionnelles à $G_E^p G_M^p$ et $(G_M^p)^2$. Le rapport des facteurs de forme G_E^p / G_M^p peut être relié directement aux composantes de la polarisation de recul [23, 24, 25, 26].

$$I_0 P_t = -2\sqrt{\tau(1+\tau)} G_E^p G_M^p \tan \frac{\theta_{e'}}{2} \quad (1.27)$$

$$I_0 P_l = \frac{1}{M} (E_e + E_{e'}) \sqrt{\tau(1+\tau)} (G_M^p)^2 \tan^2 \frac{\theta_{e'}}{2} \quad (1.28)$$

où $I_0 = (G_E^p)^2 + \frac{\tau}{\varepsilon} (G_M^p)^2$. Les équations (1.27) et (1.28) permettent d'écrire le rapport G_E^p / G_M^p sous la forme :

$$\frac{G_E^p}{G_M^p} = -\frac{P_t (E_e + E_{e'})}{P_l 2M_p} \tan \frac{\theta_{e'}}{2} \quad (1.29)$$

Le terme G_E^p / G_M^p est donc proportionnel au rapport des composantes de la polarisation du proton de recul. Les résultats expérimentaux du rapport $\mu_p G_E^p / G_M^p$ sont présentés sur la figure (1.5). Cette technique offre de nombreux avantages expérimentaux sur la séparation de Rosenbluth. En effet, pour un Q^2 donné, une seule mesure est suffisante pour obtenir les deux valeurs des composantes de la polarisation du proton de recul. Ceci réduit considérablement les erreurs systématiques liées au pouvoir d'analyse du polarimètre de recul et à la polarisation du faisceau incident. Par ailleurs, la mesure du produit $G_E^p G_M^p$ permet d'extraire le facteur de forme électrique avec une précision bien meilleure qu'avec une mesure de section efficace.

Signalons que pour le neutron la méthode de mesure par polarisation s'applique également. En effet, la mesure de la polarisation du neutron de recul permet de mesurer le produit $G_E^n G_M^n$. Plusieurs expériences de ce genre ont été faites récemment [28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39]. Cette approche enlève la difficulté associée à la dominance de G_M^n et ne dépend pas de la structure de la cible nucléaire (deuton ou ^3He).

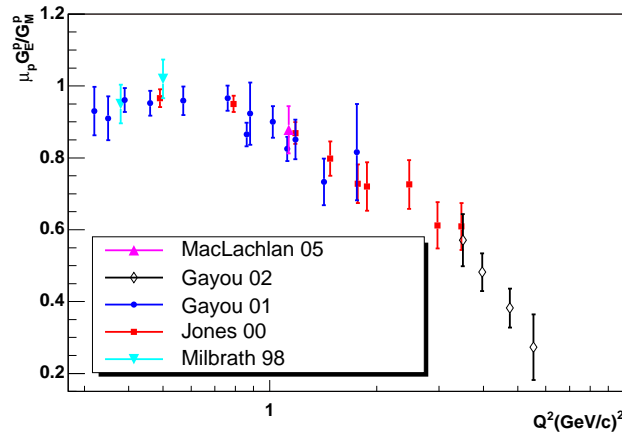


FIG. 1.5 – Variation du rapport du facteur de forme électrique au facteur de forme magnétique $\mu_p G_E^p / G_M^p$ en fonction de Q^2 . Les données sont obtenues à partir des mesures de transfert de polarisation au laboratoire de Jefferson par Gayou et al [22] et Jones et al. [20].

Les mesures des facteurs de forme sur le proton par la méthode de Rosenbluth correspondant à des valeurs de Q^2 supérieures à $1 (GeV/c)^2$ semblent en désaccord avec les données de la technique de transfert de polarisation. Cette incompatibilité, explique J. Arrington [40], peut être levée si on tient compte, en plus du processus d'échange d'un seul photon, de l'échange de deux photons.

1.3 Paramétrisations des facteurs de forme électromagnétiques

Grâce au nombre important de données expérimentales sur les facteurs de forme, il est possible de paramétriser ces données pour décrire les variations des facteurs de forme électromagnétiques en fonction de Q^2 et d'en déduire les valeurs des facteurs de forme correspondant à nos cinématiques. Plusieurs fonctions analytiques ont été proposées pour ajuster les données expérimentales. Dans cette partie nous allons passer en revue les paramétrisations phénoménologiques utilisées pour ajuster les données des facteurs de forme de charge et de magnétisation.

– Forme dipolaire et paramétrisation de Galster :

La plus ancienne des paramétrisations correspond à la forme dipolaire :

$$G_E^p \approx \frac{G_M^p}{\mu_p} \approx \frac{G_M^n}{\mu_n} \approx G_D, \quad (1.30)$$

Pour le facteur de forme électrique du neutron G_E^n , Galster proposa [41] :

$$G_E^n(Q^2) \approx -\mu_n G_D(Q^2) \frac{\tau}{1 + 5.6\tau}, \quad \tau = Q^2/4M_n^2 \quad (1.31)$$

– **Paramétrisation de Bosted :**

P. E. Bosted [42] proposa plusieurs fonctions empiriques capables de reproduire les données expérimentales. Les résultats de fonctions polynômiales ne dépendant que de Q^2 n'étant pas assez satisfaisants, il proposa alors d'utiliser l'inverse d'un polynôme en $Q = \sqrt{Q^2}$, ce qui reproduit mieux les données. Les fonctions utilisées sont :

$$\frac{G_M^p(Q^2)}{\mu_p} = \frac{1}{1 + 0.35Q + 2.44Q^2 + 0.50Q^3 + 1.04Q^4 + 0.34Q^5} \quad (1.32)$$

$$G_E^p(Q^2) = \frac{1}{1 + 0.14Q + 3.01Q^2 + 0.02Q^3 + 0.20Q^4 + 0.32Q^5} \quad (1.33)$$

$$\frac{G_M^n(Q^2)}{\mu_n} = \frac{1}{1 - 1.74Q + 9.29Q^2 - 7.63Q^3 + 4.63Q^4} \quad (1.34)$$

Pour le facteur de forme électrique du neutron G_E^n , Bosted a utilisé la forme suivante :

$$G_E^n(Q^2) = \frac{-a\mu_n \tau G_D(Q^2)}{1 + b\tau} \quad (1.35)$$

avec $a = 1.25 \pm 0.13$, $b = 18.3 \pm 3.4$ et G_D représente le facteur de forme dipolaire.

– **Paramétrisation de Friedrich et Walcher :**

En 2003, Friedrich et Walcher [43] ont proposé une formule analytique semblable pour les quatre facteurs de forme mais différente de celles décrites précédemment :

$$G_{E,M}^{p,n} = G_a(Q^2) + b Q^2 G_b(Q, Q^2) \quad (1.36)$$

Les termes $G_a(Q^2)$ et $G_b(Q, Q^2)$ sont définis par :

$$G_a(Q^2) = \frac{a_{10}}{(1 + Q^2/a_{11})^2} + \frac{a_{20}}{(1 + Q^2/a_{21})^2} \quad (1.37)$$

$$G_b(Q, Q^2) = e^{-\frac{1}{2}(\frac{Q-Q_b}{\sigma_b})^2} + e^{-\frac{1}{2}(\frac{Q+Q_b}{\sigma_b})^2} \quad (1.38)$$

Cette paramétrisation utilise des coefficients a_{10} , a_{11} , a_{20} , a_{21} , a_b , Q_b et σ_b qui sont différents d'un facteur de forme à l'autre. Les valeurs de ces paramètres sont tabulées (table 1.1).

	a_{10}	a_{11} (GeV/c) ²	a_{20}	a_{21} (GeV/c) ²	a_b (GeV/c) ⁻²	Q_b (GeV/c)	σ_b (GeV/c)
G_E^p	1.041(40)	0.765(66)	-0.041	6.2(5.0)	-0.23(18)	0.07(88)	0.27(29)
G_M^p/μ_p	1.002(07)	0.749(06)	-0.002	6.0(3.4)	-0.13(03)	0.35(07)	0.21(03)
G_E^n	1.04(10.7)	1.73	-1.04	1.54(1.94)	0.23(15)	0.29(17)	0.20(09)
G_M^n/μ_n	1.012(06)	0.770(10)	-0.012	6.8(3.0)	-0.28(3)	0.33(03)	0.14(02)

TAB. 1.1 – Valeurs des coefficients de la paramétrisation de Friedrich-Walcher[43] pour les quatre facteurs de forme.

– Paramétrisation de Kelly :

La paramétrisation de Kelly [44], comme on le verra plus tard dans le chapitre 5, utilise comme forme analytique le rapport de deux polynômes en τ pour les facteurs de forme G_M^p , G_E^p , G_M^n .

$$G(Q^2) = \frac{1 + a_1\tau}{1 + b_1\tau + b_2\tau^2 + b_3\tau^3} \quad (1.39)$$

Aux deux conditions limites $Q^2 \rightarrow 0$ et à grand Q^2 , la paramétrisation $G(Q^2)$ reproduit raisonnablement les données. Pour respecter le comportement du facteur de forme électrique du neutron à $Q^2 \rightarrow 0$ ($G_E^n(Q^2 = 0) = 0$), J. Kelly utilise la paramétrisation de Galster [41] écrite sous la forme :

$$G_E^n(Q^2) = \frac{A\tau}{1 + B\tau} G_D(Q^2), \quad (1.40)$$

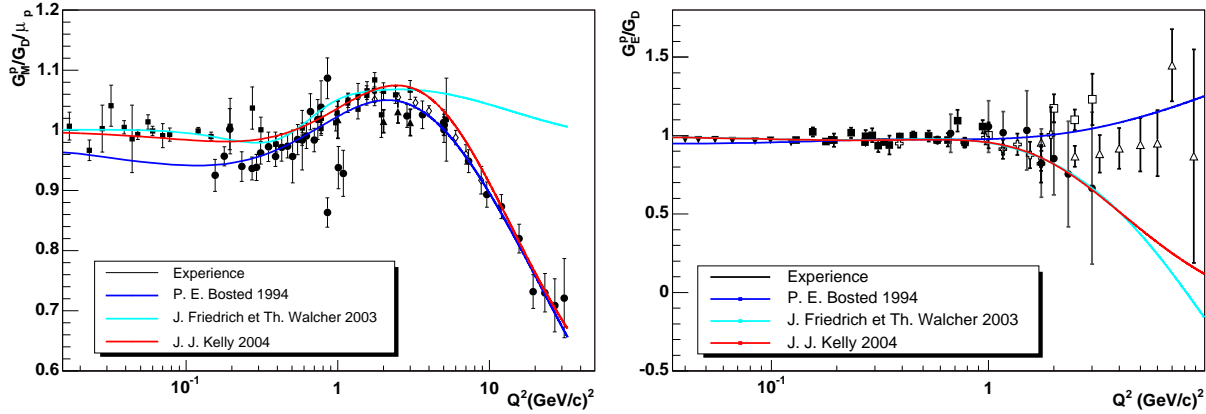


FIG. 1.6 – Différentes paramétrisations pour les facteurs de forme électromagnétiques du proton. Figure de gauche : Facteur de forme magnétique du proton comparé à la forme dipolaire. Figure de droite : Facteur de forme électrique du proton comparé à la forme dipolaire.

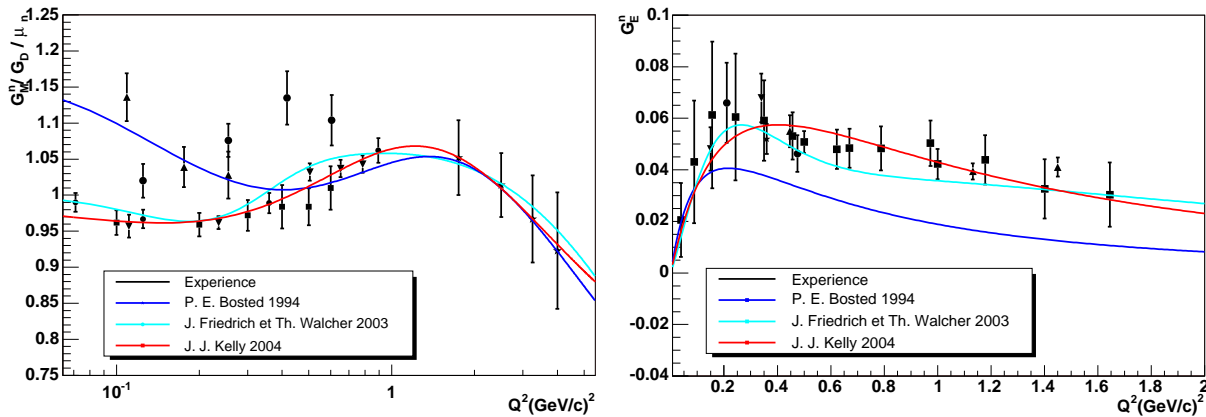


FIG. 1.7 – Différentes paramétrisations pour les facteurs de forme électromagnétiques du neutron. Figure de gauche : Facteur de forme magnétique du neutron comparé à la forme dipolaire. Figure de droite : Facteur de forme électrique du neutron.

Nous venons de discuter les techniques de mesures des facteurs de forme électromagnétiques du nucléon et leurs principales paramétrisations (figures 1.6 et 1.7). Cependant les figures montrent que les paramétrisations utilisées reproduisent mieux les données des facteurs de forme dans certains domaines que dans d'autres. Comme les paramètres des différents ajustements sont fortement corrélés, il est difficile d'estimer les erreurs sur les facteurs de forme à partir des erreurs sur les paramètres. Dans le chapitre suivant, nous allons voir que ces facteurs de forme interviennent dans l'extraction de la contribution étrange aux propriétés électromagnétiques du nucléon. La précision sur les facteurs de forme étranges dépend des erreurs sur les facteurs de forme électromagnétiques du proton $G_{E,M}^p$ et du neutron $G_{E,M}^n$. Le chapitre 5 sera consacré à l'évaluation de la précision sur les facteurs de forme du nucléon.

Chapitre 2

Sonde électro-faible et violation de parité

Le modèle standard électrofaible ($SU(3)_c * SU(2)_L * U(1)_Y$) fournit une description des interactions entre les particules en terme d'interaction forte entre les quarks et les antiquarks, faible et électromagnétique entre les leptons et les hadrons. Dans le cadre de ce modèle (SM), l'échange des bosons W^\pm , Z et des photons γ entre particules, sont responsables de différents processus d'interaction électrofaible.

Les effets des courants neutres faibles sont présents dans l'interaction des électrons avec la matière. Ces interactions entrent en compétition avec les interactions électromagnétiques. L'amplitude de diffusion élastique électron-nucléon est la somme de l'amplitude associée à l'échange du photon et de celle associée à l'échange du Z^0 . Comme l'interaction faible viole la parité, le terme d'interférence entre ces deux amplitudes donne une asymétrie de taux de comptage : le nombre d'électrons diffusés sera différent selon que le spin de l'électron incident est aligné ou anti-aligné avec son impulsion. L'effet de l'interférence a été observé au SLAC pour la première fois en 1978 [45] et a été mesuré dans l'expérience de diffusion profondément inélastique d'électrons polarisés sur une cible de deuterium.

La violation de parité dans la diffusion d'électrons joue un rôle vital dans les programmes de recherches en physique nucléaire pour différents accélérateurs. Avant l'année 1990, le champ était considéré comme étant ésotérique, en considérant environ une expérience par décade : l'expérience profondément inélastique électron-deuton à SLAC en 1978 [45]; l'expérience quasi-élastique sur le Beryllium à Mainz en 1980 [46] et l'expérience de violation de parité dans la diffusion élastique sur le noyau de carbone ^{12}C [47] au MIT-Bates. Ces dernières années, le taux de publication de nouveaux résultats a crû considérablement comparé aux 30 années passées, cela étant dû à l'importance que les différentes collaborations accordent à la violation de parité : la collaboration SAMPLE à MIT-Bates [48], Happex [49], G0 [50] et Q-Weak [51] des collaborations à Jefferson Lab, l'expérience PVA4 à Mainz [52] et l'expérience E158 à SLAC [53]. Les résultats attendus de G^0 (angles arrière) à TJNAF et aussi à PVA4 pourraient nous permettre de conclure sur le contenu du quark étrange dans le nucléon.

Dans ce chapitre, nous présentons les différents formalismes utilisés par des théoriciens [6, 54, 55, 57] et des expérimentateurs [58, 59, 60, 61]. A cause des corrections radiatives électro-faibles, l'expression analytique de l'asymétrie de violation de la parité dérivée à partir du lagrangien de la QCD n'est pas unique et dépend des conventions choisies. Les valeurs

numériques finales pour des conditions cinématiques identiques ne dépendent pas de ce choix à condition de connaître explicitement la correspondance entre les différentes descriptions. Nous avons choisi dans cette thèse de donner les trois formes utilisées (pour le proton et le neutron) de l'expression de l'asymétrie ainsi que les formules permettant de passer d'une convention à une autre. Les corrections radiatives électrofaibles dans le cadre du Modèle Standard sont incluses dès le début dans le lagrangien électron-Hadron. Pour garder la plus grande cohérence possible, nous partons du lagrangien donné dans le Particle Data Group (PDG) qui possède le premier avantage d'être commun à une grande partie de la communauté des physiciens. L'autre avantage consiste dans le fait que les valeurs numériques des corrections radiatives électrofaibles sont réactualisées périodiquement.

Dans le formalisme présenté, nous avons choisi de séparer explicitement la contribution anapolaire dans les expressions de l'asymétrie de la violation de la parité. Ce choix permet de formuler de manière cohérente et sans ambiguïté (ambiguïté liée au schéma de renormalisation) les calculs théoriques effectués par différents auteurs utilisant des conventions différentes [57, 62, 63].

Nous allons montrer comment la mesure de l'asymétrie de violation de parité dans la diffusion d'électrons polarisés sur le nucléon fournit des informations sur le contenu étrange du nucléon. Nous montrerons que des mesures dans des conditions cinématiques différentes permettent d'extraire les facteurs de forme étranges. Les résultats des mesures des différentes collaborations seront présentés.

2.1 Formalisme de base de la violation de parité dans la diffusion électron - Hadron

Le lagrangien général de violation de parité dans les réactions électron - hadron faisant intervenir des processus de courant neutre s'écrit [64, 65, 66, 67, 68] :

$$-\mathcal{L}^{eHadron} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{i=u,d,s} [C_{1i} \bar{e} \gamma_\mu \gamma^5 e \bar{q}_i \gamma^\mu q_i + C_{2i} \bar{e} \gamma_\mu e \bar{q}_i \gamma^\mu \gamma^5 q_i] \quad (2.1)$$

Le couplage des fermions élémentaires (lepton ou quark) au photon γ s'écrit :

$$ieQ_f \gamma_\mu \quad (2.2)$$

et pour le couplage au courant neutre par échange de Z^0 on a :

$$i \frac{gM_Z}{4M_W} \gamma_\mu (g_V^f + g_A^f \gamma^5) \quad (2.3)$$

où e et g sont respectivement les constantes de couplages électromagnétique et faible. Q_f est la charge électromagnétique du fermion. Les coefficients g_V^f et g_A^f sont les charges faibles vectorielle et axiale. Elles sont définies en fonction de la charge électromagnétique Q_f et la 3^{ème} composante de l'isospin faible T_3^f par :

$$g_V^f = 2T_3^f - 4Q_f \sin^2 \theta_w \quad g_A^f = -2T_3^f \quad (2.4)$$

où θ_w est l'angle de mélange de Weinberg dont la valeur est définie par :

$$\sin^2 \theta_w = \frac{e}{g} \quad (2.5)$$

avec une valeur numérique voisine de 0.23. Les valeurs de la charge électromagnétique, de la 3^{ème} composante de l'isospin faible ainsi que des charges faibles vectorielle et axiale dans le modèle standard dans l'approximation du diagramme en arbre (1^{er} ordre) sont données dans la table (2.1) [55] :

Fermion	g_V^f	g_A^f	Q_f	T_3^f
ν_e, ν_μ	1	-1	0	$\frac{1}{2}$
e^-, μ^-	$-1 + 4 \sin^2 \theta_w$	1	-1	$-\frac{1}{2}$
u, c, t	$1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_w$	-1	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$
d, s, b	$-1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_w$	1	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$

TAB. 2.1 – Charges faibles vectorielles et axiales dans le modèle standard au 1^{er} ordre.

Le Lagrangien de la diffusion électron-hadron peut aussi s'écrire comme la somme d'un terme électromagnétique \hat{M}^{EM} et d'un terme neutre \hat{M}^{NC}

$$\hat{M}^{EM} = \frac{4\pi\alpha}{Q^2} Q_\ell \hat{l}^\mu \hat{J}_\mu^{EM} \quad (2.6)$$

$$\hat{M}^{NC} = -\frac{G_F}{2\sqrt{2}} (g_V^\ell \hat{l}^\mu + g_A^\ell \hat{l}^{\mu 5}) (\hat{J}_\mu^{NC} + \hat{J}_{\mu 5}^{NC}) \quad (2.7)$$

Dans ces expressions Q_ℓ , g_V^ℓ et g_A^ℓ sont respectivement les charges électromagnétique leptonique, vectorielle et axiale et G_F est la constante de Fermi obtenue à partir de la désintégration des muons. Les grandeurs \hat{l}^μ et $\hat{l}^{\mu 5}$ définissent les courants de Dirac :

$$\hat{l}^\mu = \bar{u}_\ell \gamma^\mu u_\ell \quad \hat{l}^{\mu 5} = \bar{u}_\ell \gamma^\mu \gamma^5 u_\ell \quad (2.8)$$

La composante du courant neutre qui viole la parité est caractérisée par la présence d'une seule matrice γ_5 :

$$\hat{M}^{PV} = -\frac{G_F}{2\sqrt{2}} (g_V^\ell \hat{l}^\mu \hat{J}_{\mu 5}^{NC} + g_A^\ell \hat{l}^{\mu 5} \hat{J}_\mu^{NC}) \quad (2.9)$$

Les courants \hat{J}_μ^{EM} , \hat{J}_μ^{NC} et $\hat{J}_{\mu 5}^{NC}$ se décomposent sur les courants de saveur :

$$\hat{J}_\mu^{EM} = \sum_i Q_i \bar{u}_i \gamma_\mu u_i \quad \hat{J}_\mu^{NC} = \sum_i g_V^i \bar{u}_i \gamma_\mu u_i \quad \hat{J}_{\mu 5}^{NC} = \sum_i g_A^i \bar{u}_i \gamma_\mu \gamma_5 u_i \quad (2.10)$$

où la sommation se fait sur toutes les saveurs des quarks : $u, d, s, c \dots$. Le terme (2.9) qui viole la parité devient :

$$\hat{M}^{PV} = -\frac{G_F}{2\sqrt{2}} \left\{ g_V^e \bar{e} \gamma^\mu e \sum_i (g_A^i \bar{q}_i \gamma^\mu \gamma^5 q_i) + g_A^e \bar{e} \gamma^\mu \gamma^5 e \sum_i (g_V^i \bar{q}_i \gamma^\mu q_i) \right\} \quad (2.11)$$

L'identification des deux equations (2.1) et (2.11) permet d'écrire :

$$\begin{cases} g_V^i g_A^e = -2C_{1i} \\ g_A^i g_V^e = -2C_{2i} \end{cases} \quad i = u, d, s \quad (2.12)$$

D'après la table (2.1), on trouve :

$$\begin{cases} g_V^i = -2C_{1i} \\ g_A^i = \frac{2C_{2i}}{1 - 4 \sin^2 \theta_w} \end{cases} \quad i = u, d, s \quad (2.13)$$

L'expression des paramètres C_{1u}, C_{1d}, \dots dans le cadre du modèle standard est donnée dans le schéma \overline{MS} dans la table (2.2).

Quantité	Expression dans le Modèle Standard	Ref.
C_{1u}	$\rho'_{eq} \left(-\frac{1}{2} + \frac{4}{3} \hat{\kappa}'_{eq} \hat{s}_Z^2 \right) + \lambda_{1u}$	[64]-[68]
C_{1d}	$\rho'_{eq} \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \hat{\kappa}'_{eq} \hat{s}_Z^2 \right) + \lambda_{1d}$	[64]-[68]
C_{1s}	$\rho'_{eq} \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \hat{\kappa}'_{eq} \hat{s}_Z^2 \right) + \lambda_{1s}$	
C_{2u}	$\rho_{eq} \left(-\frac{1}{2} + 2 \hat{\kappa}_{eq} \hat{s}_Z^2 \right) + \lambda_{2u}$	[64]-[68]
C_{2d}	$\rho_{eq} \left(\frac{1}{2} - 2 \hat{\kappa}_{eq} \hat{s}_Z^2 \right) + \lambda_{2d}$	[64]-[68]
C_{2s}	$\rho_{eq} \left(\frac{1}{2} - 2 \hat{\kappa}_{eq} \hat{s}_Z^2 \right) + \lambda_{2s}$	

TAB. 2.2 – Expression des paramètres des courants neutres dans le modèle standard dans le schéma de renormalisation \overline{MS} pour le processus e -hadron.

2.2 Corrections radiatives électrofaibles à un quark dans la diffusion électron - hadron

La description des corrections radiatives décrite précédemment dans le modèle standard peut être mal adaptée à la diffusion électron - hadron car elle ne tient pas compte de la structure en quarks de ces hadrons. Nous suivrons ici la description suivie dans la référence [55]. Tout d'abord, on suppose que la structure hadronique du proton et du neutron est dominée par les quarks légers u, d, s :

$$\hat{J}_\mu^{EM} = \frac{2}{3} \bar{u} \gamma_\mu u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma_\mu d - \frac{1}{3} \bar{s} \gamma_\mu s \quad (2.14)$$

$$\hat{J}_\mu^{NC} = g_V^u \bar{u} \gamma_\mu u + g_V^d \bar{d} \gamma_\mu d + g_V^s \bar{s} \gamma_\mu s \quad (2.15)$$

$$\hat{J}_{\mu 5}^{NC} = g_A^u \bar{u} \gamma_\mu \gamma_5 u + g_A^d \bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 d + g_A^s \bar{s} \gamma_\mu \gamma_5 s \quad (2.16)$$

Afin de déterminer les corrections radiatives électro-faibles dans la diffusion électron - Nucléon, il est commode de décomposer les opérateurs de courant de type vecteur et axial sur la base à la fois des courants singlet et octet du groupe $SU(3)$ de saveur et des états propres de l'isospin fort. Les opérateurs de courant sont décomposés sur les courants octet et singlet de $SU(3)$:

$$\hat{V}_\mu^{(a)} \equiv \bar{q} \frac{1}{2} \lambda^a \gamma_\mu q \quad \hat{A}_\mu^{(a)} \equiv \bar{q} \frac{1}{2} \lambda^a \gamma_\mu \gamma_5 q \quad q \equiv \begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix} \quad \bar{q} \equiv (\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}) \quad (2.17)$$

où q représente le triplet de quarks, $\lambda^0 = \frac{2}{3} \mathbf{1}$ et λ^a , $a=1, \dots, 8$ sont les matrices de Gell-Mann de $SU(3)$. Dans la diffusion élastique, seules les formes diagonales nous intéressent :

$$\begin{aligned} \hat{V}_\mu^{(0)} &= \frac{1}{3} (\bar{u} \gamma_\mu u + \bar{d} \gamma_\mu d + \bar{s} \gamma_\mu s) & \hat{V}_\mu^{(3)} &= \frac{1}{2} (\bar{u} \gamma_\mu u - \bar{d} \gamma_\mu d) \\ \hat{V}_\mu^{(8)} &= \frac{1}{2\sqrt{3}} (\bar{u} \gamma_\mu u + \bar{d} \gamma_\mu d - 2\bar{s} \gamma_\mu s) \\ \hat{A}_\mu^{(0)} &= \frac{1}{3} (\bar{u} \gamma_\mu \gamma_5 u + \bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 d + \bar{s} \gamma_\mu \gamma_5 s) & \hat{A}_\mu^{(3)} &= \frac{1}{2} (\bar{u} \gamma_\mu \gamma_5 u - \bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 d) \\ \hat{A}_\mu^{(8)} &= \frac{1}{2\sqrt{3}} (\bar{u} \gamma_\mu \gamma_5 u + \bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 d - 2\bar{s} \gamma_\mu \gamma_5 s) \end{aligned} \quad (2.18)$$

Au niveau de l'isospin fort, les composantes 3 et 8 du courant vectoriel sont reliées aux courants électromagnétiques isoscalaire et isovecteur par :

$$\hat{j}_\mu^{EM}(T=0) = \frac{1}{\sqrt{3}} \hat{V}_\mu^{(8)} \quad \hat{j}_\mu^{EM}(T=1) = \hat{V}_\mu^{(3)} \quad (2.19)$$

ce qui donne :

$$\hat{j}_\mu^{EM}(T=0) = \frac{1}{6} (\bar{u} \gamma_\mu u + \bar{d} \gamma_\mu d - 2\bar{s} \gamma_\mu s) \quad (2.20)$$

$$\hat{j}_\mu^{EM}(T=1) = \frac{1}{2} (\bar{u} \gamma_\mu u - \bar{d} \gamma_\mu d) \quad (2.21)$$

Les deux relations (2.20) et (2.21) permettent d'exprimer les courants $\bar{u} \gamma_\mu u$ et $\bar{d} \gamma_\mu d$ en fonction des courants électromagnétiques iso-scalaire, iso-vecteuriel et du courant vecteur étrange :

$$\bar{u} \gamma_\mu u = 3 \hat{j}_\mu^{EM}(T=0) + \hat{j}_\mu^{EM}(T=1) + \bar{s} \gamma_\mu s \quad (2.22)$$

$$\bar{d} \gamma_\mu d = 3 \hat{j}_\mu^{EM}(T=0) - \hat{j}_\mu^{EM}(T=1) + \bar{s} \gamma_\mu s \quad (2.23)$$

En remplaçant les expressions ci-dessus dans l'équation (2.15), on obtient :

$$\hat{j}_\mu^{NC} = (g_V^u - g_V^d) \hat{j}_\mu^{EM}(T=1) + 3 (g_V^u + g_V^d) \hat{j}_\mu^{EM}(T=0) + (g_V^u + g_V^d + g_V^s) \bar{s} \gamma_\mu s \quad (2.24)$$

ou encore :

$$\hat{j}_\mu^{NC} = \xi_V^{T=1} \hat{j}_\mu^{EM}(T=1) + \sqrt{3} \xi_V^{T=0} \hat{j}_\mu^{EM}(T=0) + \xi_V^{(0)} \bar{s} \gamma_\mu s \quad (2.25)$$

avec :

$$\xi_V^{T=1} = g_V^u - g_V^d \quad \xi_V^{T=0} = \sqrt{3} (g_V^u + g_V^d) \quad \xi_V^{(0)} = g_V^u + g_V^d + g_V^s \quad (2.26)$$

La décomposition du courant axial s'effectue de la même manière. Elle donne :

$$\hat{J}_{\mu 5}^{NC} = \xi_A^{T=1} \hat{A}_\mu(T=1) + \xi_A^{T=0} \hat{A}_\mu^{(8)} + \xi_A^{(0)} \bar{s} \gamma_\mu \gamma_5 s \quad (2.27)$$

avec :

$$\hat{A}_\mu(T=1) = \hat{A}_\mu^{(3)} \quad (2.28)$$

$$\xi_A^{T=1} = g_A^u - g_A^d \quad \xi_A^{T=0} = \sqrt{3}(g_A^u + g_A^d) \quad \xi_A^{(0)} = g_A^u + g_A^d + g_A^s \quad (2.29)$$

En résumé, la décomposition des courants est caractérisée par un ensemble de paramètres notés $\xi_V^{T=1}$, $\xi_V^{T=0}$, $\xi_V^{(0)}$, ξ_V^p et ξ_V^n pour la partie vecteur neutre et $\xi_A^{T=1}$, $\xi_A^{T=0}$ et $\xi_A^{(0)}$ pour la partie axiale. Conformément à notre choix, la valeur numérique de $\sin^2 \theta_W$ sera prise dans le schéma de renormalisation \overline{MS} et les valeurs des paramètres ci-dessus devront être évaluées dans ce même schéma de renormalisation.

2.2.1 Corrections radiatives à la partie vectorielle neutre

La première étape consiste à exprimer les paramètres $\xi_V^{T=1}$, $\xi_V^{T=0}$ et $\xi_V^{(0)}$ dans le modèle standard au 1^{er} ordre [55]. Le résultat, obtenu en utilisant les relations de la table (2.1), est donné dans la table (2.3) :

Quantité	Définition	Modèle Standard au 1 ^{er} ordre
$\xi_V^{T=1}$	$g_V^u - g_V^d$	$2(1 - 2 \sin^2 \theta_W)$
$\xi_V^{T=0}$	$\sqrt{3} (g_V^u + g_V^d)$	$-4 \sin^2 \theta_W / \sqrt{3}$
$\xi_V^{(0)}$	$g_V^u + g_V^d + g_V^s$	-1

TAB. 2.3 – Définition de $\xi_V^{T=1}$, $\xi_V^{T=0}$ et $\xi_V^{(0)}$ et leur expression dans le modèle standard au 1^{er} ordre.

En utilisant la relation (2.13) et les tables (2.2) et (2.3), on trouve pour $\xi_V^{T=1}$ son expression au-delà du diagramme en arbre :

$$\begin{aligned} \xi_V^{T=1} &= g_V^u - g_V^d \\ &= -2C_1^u + 2C_1^d = 2\rho'_{eq}(1 - 2\hat{\kappa}'_{eq}\hat{s}_Z^2) - 2(\lambda_{1u} - \lambda_{1d}) \end{aligned} \quad (2.30)$$

Cette relation permet de définir la correction iso-vecteur de la partie vecteur $R_V^{T=1}$ [55] par :

$$\xi_V^{T=1} \equiv 2\rho'_{eq}(1 - 2\hat{\kappa}'_{eq}\hat{s}_Z^2) - 2(\lambda_{1u} - \lambda_{1d}) \equiv 2(1 - 2 \sin^2 \theta_W)(1 + R_V^{T=1}) \quad (2.31)$$

Pour les autres corrections à la partie vectorielle, on a :

$$\begin{aligned}\xi_V^{T=0} &= \sqrt{3} (g_V^u + g_V^d) = \sqrt{3}(-2C_1^u - 2C_1^d) = -\frac{4}{\sqrt{3}} \rho'_{eq} \hat{\kappa}'_{eq} \hat{s}_Z^2 - 2\sqrt{3}(\lambda_{1u} + \lambda_{1d}) \quad (2.32) \\ &\equiv \frac{-4 \sin^2 \theta_w}{\sqrt{3}} (1 + R_V^{T=0})\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\xi_V^{(0)} &= g_V^u + g_V^d + g_V^s = -2(C_1^u + C_1^d + C_1^s) = -[\rho'_{eq} + 2(\lambda_{1u} + \lambda_{1d} + \lambda_{1s})] \quad (2.33) \\ &\equiv -(1 + R_V^{(0)})\end{aligned}$$

En combinant la partie isovectorielle et isoscalaire, on peut accéder aux termes du proton et du neutron :

$$\begin{aligned}\xi_V^n &= \frac{1}{2}(-\xi_V^{T=1} + \sqrt{3}\xi_V^{T=0}) \\ &= -[\rho'_{eq} + 2(\lambda_{1u} + 2\lambda_{1d})] \quad (2.34) \\ &\equiv -(1 + R_V^n)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\xi_V^p &= \frac{1}{2}(\xi_V^{T=1} + \sqrt{3}\xi_V^{T=0}) \\ &= \rho'_{eq}(1 - 4\hat{\kappa}'_{eq}\hat{s}_Z^2) - 2(2\lambda_{1u} + \lambda_{1d}) \quad (2.35) \\ &\equiv (1 - 4\sin^2 \theta_w)(1 + R_V^p)\end{aligned}$$

Les paramètres R_V introduits dans [55], caractérisent la différence entre les valeurs des paramètres ξ_V au premier ordre et leurs expressions complètes. Des équations (2.34, 2.35), on peut définir :

$$R_V^p = (1 - 4\sin^2 \theta_w)^{-1} [(1 - 2\sin^2 \theta_w)R_V^{T=1} - 2\sin^2 \theta_w R_V^{T=0}] \quad (2.36)$$

$$R_V^n = (1 - 2\sin^2 \theta_w)R_V^{T=1} + 2\sin^2 \theta_w R_V^{T=0} \quad (2.37)$$

Comme nous l'avons vu, les divers coefficients $\xi_V^{T=1} \dots$ pour la partie vectorielle et la partie axiale peuvent être calculés numériquement dans le cadre du modèle standard incluant les processus à un quark. Les valeurs obtenues dépendent des résultats de diverses expériences réalisées au cours des dernières années et par conséquent ont pu varier au cours du temps. Les calculs présentés dans les tables (2.4) à (2.9) ont été effectués à partir des compilations données dans le PDG et publiées en 1998, 2000, 2002, 2004 et 2006. On peut remarquer que la comparaison avec les années antérieures est impossible car pour ces dernières les calculs étaient effectués en utilisant le schéma de renormalisation sur couche de masse (On Shell).

Ref.	ρ'_{eq}	$\hat{\kappa}'_{eq}$	\hat{s}_Z^2	λ_{1u}	λ_{1d}	λ_{1s}
[64]	0.9879000	1.0029000	0.2312400	-0.0000185	0.0000370	0.0000370
[65]	0.9878000	1.0026000	0.2311700	-0.0000185	0.0000370	0.0000370
[66]	0.9878000	1.0027000	0.2311300	-0.0000185	0.0000370	0.0000370
[67]	0.9881000	1.0027000	0.2312000	-0.0000185	0.0000370	0.0000370
[68]	0.9876000	1.0026000	0.2312200	-0.0000180	0.0000360	0.0000360

TAB. 2.4 – Paramètres du modèle standard pour le courant neutre.

Ref.	$\xi_V^{T=1}$	$\xi_V^{T=0}$	$\xi_V^{(0)}$	$R_V^{T=1}$	$R_V^{T=0}$	$R_V^{(0)}$
[64]	1.0594931	-0.5291582	-0.9880110	-0.0144617	-0.0091151	-0.0119890
[65]	1.0599373	-0.5287863	-0.9879110	-0.0143053	-0.0095117	-0.0120890
[66]	1.0600044	-0.5287475	-0.9879110	-0.0143895	-0.0094129	-0.0120890
[67]	1.0600489	-0.5290683	-0.9882110	-0.0140914	-0.0091121	-0.0117890
[68]	1.0595216	-0.5287919	-0.9877080	-0.0145085	-0.0097155	-0.0122920

TAB. 2.5 – Valeurs des coefficients associés à la décomposition en isospin fort du courant neutre.

Ref.	ξ_V^n	ξ_V^p	R_V^n	R_V^p
[64]	-0.9880110	0.0714821	-0.0119890	-0.0474135
[65]	-0.9879110	0.0720263	-0.0120890	-0.0437300
[66]	-0.9879110	0.0720934	-0.0120890	-0.0448676
[67]	-0.9882110	0.0718379	-0.0117890	-0.0447091
[68]	-0.9877080	0.0718136	-0.0122920	-0.0440143

TAB. 2.6 – Valeurs des coefficients proton et neutron.

2.2.2 Corrections radiatives à la partie axiale

Dans le modèle standard les quantités ξ peuvent être reliées aux charges faibles axiales [55]. En utilisant l'éq. (2.29) et la table (2.1), il existe une relation entre les différents formalismes : les paramètres $\xi_A^{T=1}$, $\xi_A^{T=0}$ et $\xi_A^{(0)}$ [55] qui interviennent dans le couplage axial sont donnés au 1^{er} ordre dans la table (2.7).

Quantité	Définition	Modèle Standard au 1 ^{er} ordre
$\xi_A^{T=1}$	$g_A^u - g_A^d$	-2
$\xi_A^{T=0}$	$\sqrt{3}(g_A^u + g_A^d)$	0
$\xi_A^{(0)}$	$g_A^u + g_A^d + g_A^s$	1

 TAB. 2.7 – Définition de $\xi_A^{T=1}$, $\xi_A^{T=0}$ et $\xi_A^{(0)}$ et leur expression dans le modèle standard au 1^{er} ordre.

La procédure permettant d'aller au-delà du premier ordre est la même que pour le couplage vectoriel. En utilisant l'équation (2.13) et les tables (2.2) et (2.7), on obtient les valeurs des paramètres $\xi_A^{T=1}$, $\xi_A^{T=0}$ et $\xi_A^{(0)}$ et des corrections associées :

$$\begin{aligned}
 \xi_A^{T=1} = g_A^u - g_A^d &= \frac{1}{1 - 4 \sin^2 \theta_w} (2C_{2u} - 2C_{2d}) = \frac{-2}{1 - 4 \sin^2 \theta_w} [\rho_{eq}(1 - 4 \hat{\kappa}_{eq} \hat{s}_Z^2) - (\lambda_{2u} - \lambda_{2d})] \\
 &\equiv -2(1 + R_A^{T=1})
 \end{aligned} \tag{2.38}$$

$$\begin{aligned}\xi_A^{T=0} &= \sqrt{3}(g_A^u + g_A^d) = \frac{\sqrt{3}}{1 - 4\sin^2\theta_W}(2C_{2u} + 2C_{2d}) = \frac{2\sqrt{3}}{1 - 4\sin^2\theta_W}(\lambda_{2u} + \lambda_{2d}) \\ &\equiv \sqrt{3}R_A^{T=0}\end{aligned}\quad (2.39)$$

$$\begin{aligned}\xi_A^{(0)} &= g_A^u + g_A^d + g_A^s = \frac{2(C_{2u} + C_{2d} + C_{2s})}{1 - 4\sin^2\theta_W} = \frac{\rho_{eq}(1 - 4\hat{\kappa}_{eq}\hat{s}_Z^2) + 2(\lambda_{2u} + \lambda_{2d} + \lambda_{2s})}{1 - 4\sin^2\theta_W} \\ &\equiv (1 + R_A^0)\end{aligned}\quad (2.40)$$

Ci-dessous, nous comparons les valeurs numériques des paramètres axiaux du modèle standard publiés en 1998[64], 2000[65], 2002[66], 2004[67] et 2006[68] :

Ref.	ρ_{eq}	$\hat{\kappa}_{eq}$	\hat{s}_Z^2	λ_{2u}	λ_{2d}	λ_{2s}
[64]	1.0009000	1.0304000	0.2312400	-0.0121000	0.0026000	0.0026000
[65]	1.0008000	1.0300000	0.2311700	-0.0121000	0.0026000	0.0026000
[66]	1.0007000	1.0300000	0.2311300	-0.0121000	0.0026000	0.0026000
[67]	1.0011000	1.0300000	0.2312000	-0.0121000	0.0026000	0.0026000
[68]	1.0006000	1.0299000	0.2312200	-0.0121000	0.0026000	0.0026000

TAB. 2.8 – Paramètres du modèle standard pour le courant axial.

Ref.	$\xi_A^{T=1}$	$\xi_A^{T=0}$	$\xi_A^{(0)}$	$R_A^{T=1}$	$R_A^{T=0}$	R_A^0
[64]	-1.6434820	-0.4385523	0.4419436	-0.1782590	-0.2531983	-0.5580564
[65]	-1.6547441	-0.4369220	0.4489865	-0.1726279	-0.2522570	-0.5510135
[66]	-1.6554802	-0.4359958	0.4501566	-0.1722599	-0.2517223	-0.5498434
[67]	-1.6544734	-0.4376192	0.4482474	-0.1727633	-0.2526596	-0.5517526
[68]	-1.6558724	-0.4380853	0.4485432	-0.1720638	-0.2529286	-0.5514568

TAB. 2.9 – Valeurs des coefficients associés à la décomposition en isospin fort du courant axial.

2.3 Asymétrie de Violation de Parité

2.3.1 Expression de l'asymétrie

Le faisceau d'électrons polarisés longitudinalement est un outil efficace pour mesurer l'interférence entre l'amplitude électromagnétique et neutre et ainsi atteindre des informations sur la structure interne du hadron par l'intermédiaire des courants électromagnétique \hat{J}_μ^{EM} et neutre

$\hat{J}_\mu^{NC} + \hat{J}_{\mu 5}^{NC}$. L'observable particulièrement intéressante est l'asymétrie de taux de comptage définie par :

$$A = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^+ - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^-}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^+ + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^-} \quad (2.41)$$

où $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^+$ et $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^-$ est la section efficace associée à un électron incident d'hélicité respectivement droite et gauche. La structure du nucléon intervient par l'intermédiaire de facteurs de forme qui dépendent de la variable Q^2 définie par :

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(P_e - P_{e'})^2 \quad (2.42)$$

où P_e et $P_{e'}$ sont les quadrivecteurs des électrons respectivement incident et diffusés. Les six facteurs de forme de Pauli et de Dirac du proton et les mêmes six facteurs de forme du neutron sont définis par les relations suivantes :

$$J^{EM\mu} = \langle x' | \hat{J}^{EM\mu} | x \rangle = \bar{u}_{x'} [F_1^x(Q^2)\gamma^\mu + i\frac{F_2^x(Q^2)}{2M}\sigma^{\mu\nu}q_\nu] u_x \quad (2.43)$$

$$J^{NC\mu} = \langle x' | \hat{J}^{NC\mu} | x \rangle = \bar{u}_{x'} [\tilde{F}_1^x(Q^2)\gamma^\mu + i\frac{\tilde{F}_2^x(Q^2)}{2M}\sigma^{\mu\nu}q_\nu] u_x \quad (2.44)$$

$$J^{NC\mu 5} = \langle x' | \hat{J}^{NC\mu 5} | x \rangle = \bar{u}_{x'} [\tilde{G}_A^x(Q^2)\gamma^\mu + i\frac{\tilde{G}_P^x(Q^2)}{M}q^\mu]\gamma^5 u_x \quad (2.45)$$

où $x = p, n$ représente un proton p ou un neutron n et u_x et $\bar{u}_{x'}$ représentent les spineurs de Dirac pour le nucléon x respectivement dans la voie d'entrée et de sortie. L'état d'hélicité du nucléon initial est contenu dans le spineur u_x et celui du nucléon final est contenu dans le spineur $u_{x'}$. Les facteurs de forme F_1^x et F_2^x sont des facteurs de forme électromagnétiques, les facteurs de forme \tilde{F}_1^x et \tilde{F}_2^x sont les facteurs de forme neutres vectoriels tandis que \tilde{G}_A^x et \tilde{G}_P^x sont respectivement les facteurs de forme vectoriel axial et pseudo-scalaire.

L'amplitude de la diffusion électron - Nucléon \mathcal{M} s'écrit comme la somme d'une amplitude électromagnétique \mathcal{M}^{EM} et d'une amplitude associée au courant neutre \mathcal{M}^{NC} (en négligeant les termes en $1/M_Z^2$) :

$$\mathcal{M}(eN \rightarrow eN) = \mathcal{M}^{EM}(eN \rightarrow eN) + \mathcal{M}^{NC}(eN \rightarrow eN) \quad (2.46)$$

avec

$$\mathcal{M}^{EM}(eN \rightarrow eN) = -\frac{4\pi\alpha}{q^2} \bar{u}_{e'} \gamma_\mu u_e J^{EM\mu} \quad (2.47)$$

$$\mathcal{M}^{NC}(eN \rightarrow eN) = -\frac{G_F}{2\sqrt{2}} \bar{u}_{e'} [g_V^e \gamma_\mu + g_A^e \gamma_\mu \gamma^5] u_e \left(J^{NC\mu} + J^{NC\mu 5} \right) \quad (2.48)$$

L'état d'hélicité h_e de l'électron incident est contenu dans le spineur $u_e \equiv u_e(h_e)$. La section efficace différentielle, qui est proportionnelle au carré de la somme des amplitudes

$$\frac{d\sigma(h_e)}{d\Omega_{e'}} \propto |\mathcal{M}(eN \rightarrow eN)|^2 \quad (2.49)$$

est obtenue en sommant sur tous les états de spin excepté h_e qui prend les valeurs $-1/2$ ou $+1/2$.

L'asymétrie s'exprime en fonction de grandeurs cinématiques et des facteurs de forme ci-dessus. La contribution dans l'amplitude de diffusion due à l'échange du photon virtuel domine la contribution due à l'échange du Z_0 et on peut montrer que la contribution du facteur de forme pseudo-scalaire \tilde{G}_P^x n'intervient, dans la section efficace, que par le carré de l'amplitude due à l'échange du Z_0 au carré et par conséquent est négligeable même dans le calcul de l'asymétrie.

Les observables ne sont pas habituellement exprimées en fonction des facteurs de forme de Pauli et de Dirac $F_1^x, F_2^x, \tilde{F}_1^x$ et \tilde{F}_2^x mais en fonction des facteurs de forme de Sachs :

$$G_E^x(Q^2) = F_1^x(Q^2) - \tau F_2^x(Q^2) \quad G_M^x(Q^2) = F_1^x(Q^2) + F_2^x(Q^2) \quad (2.50)$$

$$\tilde{G}_E^x(Q^2) = \tilde{F}_1^x(Q^2) - \tau \tilde{F}_2^x(Q^2) \quad \tilde{G}_M^x(Q^2) = \tilde{F}_1^x(Q^2) + \tilde{F}_2^x(Q^2) \quad (2.51)$$

L'expression de l'asymétrie de la diffusion d'un électron sur un nucléon en fonction des facteurs de forme électromagnétiques, faibles et axial est donnée par :

$$A_{LR}(\bar{e}N) = -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{1}{\varepsilon(G_E^x)^2 + \tau(G_M^x)^2} \left\{ \varepsilon G_E^x \tilde{G}_E^x + \tau G_M^x \tilde{G}_M^x - (1 - 4\sin^2\theta_W) \varepsilon' G_M^x \tilde{G}_A^x \right\} \quad (2.52)$$

dans laquelle la dépendance explicite en Q^2 a été omise par souci de clarté. Les grandeurs $\tau, \varepsilon, \varepsilon'$ sont des facteurs cinématiques donnés par :

$$\tau = \frac{Q^2}{4M_p^2} \quad \varepsilon = \frac{1}{1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \theta_{e'}/2} \quad \varepsilon' = \sqrt{(1 - \varepsilon^2)\tau(1 + \tau)} \quad (2.53)$$

La valeur numérique utilisée dans cette expression pour $\sin^2\theta_W$ dépend du schéma de renormalisation choisi. Nous prendrons la valeur dans le schéma \overline{MS} .

2.3.2 Décomposition du courant en termes de saveur

L'objectif final de ces expériences étant de déterminer le contenu étrange du nucléon, on doit isoler la contribution du quark s aux facteurs de forme du nucléon. Si on utilise la décomposition des courants donnée par la relation (2.10), on est amené à évaluer les éléments de matrice du type $\langle x' | \bar{u}_f \gamma_\mu u_f | x \rangle$ pour les parties vectorielles et de la forme $\langle x' | \bar{u}_f \gamma_\mu \gamma_5 u_f | x \rangle$ pour la partie axiale. Dans l'état actuel de nos connaissances, il n'y a pas de méthode digne de confiance pour calculer ces expressions. On préfère définir les facteurs de forme des quarks (il serait préférable de les appeler contributions en terme de saveur au facteur de forme) par les relations suivantes :

$$\langle x' | \bar{u}_f \gamma_\mu u_f | x \rangle \equiv \bar{u}_{x'} \left(F_1^{f,x}(Q^2) \gamma_\mu + i \frac{F_2^{f,x}(Q^2)}{2M} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right) u_x \quad (2.54)$$

$$\langle x' | \bar{u}_f \gamma_\mu \gamma_5 u_f | x \rangle \equiv \bar{u}_{x'} \left(\tilde{G}_A^{f,x}(Q^2) \gamma_\mu + i \frac{\tilde{G}_P^{f,x}(Q^2)}{M} q_\mu \right) \gamma_5 u_x \quad (2.55)$$

Comme nous l'avons expliqué ci-dessus, la contribution des facteurs de forme pseudo-scalaires $\tilde{G}_P^{f,x}$ est ignorée. Il reste encore 18 facteurs de forme indéterminés (9 facteurs de forme pour le

proton et 9 facteurs de forme pour le neutron). Pour réduire ce nombre, nous allons utiliser la propriété de symétrie de charge entre le proton et le neutron, autrement dit : faire l'hypothèse que le proton et le neutron sont les membres d'un doublet d'isospin. En supposant que la symétrie d'isospin est exacte, celle-ci se traduit par les relations suivantes (on omet la dépendance explicite en Q^2) :

$$F_1^u \equiv F_1^{u,p} = F_1^{d,n} \quad F_2^u \equiv F_2^{u,p} = F_2^{d,n} \quad (2.56)$$

$$F_1^d \equiv F_1^{d,p} = F_1^{u,n} \quad F_2^d \equiv F_2^{d,p} = F_2^{u,n} \quad (2.57)$$

$$F_1^s \equiv F_1^{s,p} = F_1^{s,n} \quad F_2^s \equiv F_2^{s,p} = F_2^{s,n} \quad (2.58)$$

$$G_A^u \equiv \tilde{G}_A^{u,p} = \tilde{G}_A^{d,n} \quad G_A^d \equiv \tilde{G}_A^{d,p} = \tilde{G}_A^{u,n} \quad G_A^s \equiv \tilde{G}_A^{s,p} = \tilde{G}_A^{s,n} \quad (2.59)$$

Dans cette approximation, les facteurs de forme s'expriment comme des combinaisons linéaires des facteurs de forme des quarks. Les facteurs de forme de Pauli-Dirac s'écrivent :

$$F_1^p = \frac{2}{3}F_1^u - \frac{1}{3}F_1^d - \frac{1}{3}F_1^s \quad F_2^p = \frac{2}{3}F_2^u - \frac{1}{3}F_2^d - \frac{1}{3}F_2^s \quad (2.60)$$

$$F_1^n = \frac{2}{3}F_1^d - \frac{1}{3}F_1^u - \frac{1}{3}F_1^s \quad F_2^n = \frac{2}{3}F_2^d - \frac{1}{3}F_2^u - \frac{1}{3}F_2^s \quad (2.61)$$

$$\tilde{F}_1^p = g_V^u F_1^u + g_V^d F_1^d + g_V^s F_1^s \quad \tilde{F}_2^p = g_V^u F_2^u + g_V^d F_2^d + g_V^s F_2^s \quad (2.62)$$

$$\tilde{F}_1^n = g_V^u F_1^d + g_V^d F_1^u + g_V^s F_1^s \quad \tilde{F}_2^n = g_V^u F_2^d + g_V^d F_2^u + g_V^s F_2^s \quad (2.63)$$

et les facteurs de forme de Sachs deviennent :

$$G_E^p = \frac{2}{3}G_E^u - \frac{1}{3}G_E^d - \frac{1}{3}G_E^s \quad G_M^p = \frac{2}{3}G_M^u - \frac{1}{3}G_M^d - \frac{1}{3}G_M^s \quad (2.64)$$

$$G_E^n = \frac{2}{3}G_E^d - \frac{1}{3}G_E^u - \frac{1}{3}G_E^s \quad G_M^n = \frac{2}{3}G_M^d - \frac{1}{3}G_M^u - \frac{1}{3}G_M^s \quad (2.65)$$

$$\tilde{G}_E^p = g_V^u G_E^u + g_V^d G_E^d + g_V^s G_E^s \quad \tilde{G}_M^p = g_V^u G_M^u + g_V^d G_M^d + g_V^s G_M^s \quad (2.66)$$

$$\tilde{G}_E^n = g_V^u G_E^d + g_V^d G_E^u + g_V^s G_E^s \quad \tilde{G}_M^n = g_V^u G_M^d + g_V^d G_M^u + g_V^s G_M^s \quad (2.67)$$

Les relations 2.64 et 2.65 permettent d'écrire :

$$G_E^u = 2G_E^p + G_E^n + G_E^s \quad G_E^d = G_E^p + 2G_E^n + G_E^s \quad (2.68)$$

$$G_M^u = 2G_M^p + G_M^n + G_M^s \quad G_M^d = G_M^p + 2G_M^n + G_M^s \quad (2.69)$$

On remplace ces expressions de G_E^u et G_E^d dans les relations (2.66) et (2.67). On obtient :

$$\tilde{G}_E^p = \xi_V^p G_E^p + \xi_V^n G_E^n + \xi_V^{(0)} G_E^s \quad \tilde{G}_M^p = \xi_V^p G_M^p + \xi_V^n G_M^n + \xi_V^{(0)} G_M^s \quad (2.70)$$

$$\tilde{G}_E^n = \xi_V^n G_E^p + \xi_V^p G_E^n + \xi_V^{(0)} G_E^s \quad \tilde{G}_M^n = \xi_V^n G_M^p + \xi_V^p G_M^n + \xi_V^{(0)} G_M^s \quad (2.71)$$

avec :

$$\xi_V^p \equiv 2g_V^u + g_V^d \quad \xi_V^n \equiv 2g_V^d + g_V^u \quad \xi_V^{(0)} \equiv g_V^u + g_V^d + g_V^s \quad (2.72)$$

Les relations (2.70) et (2.71) montrent que les facteurs de forme vectoriels neutres du *proton* dépendent des facteurs de forme électromagnétiques du *neutron* et vice-versa.

Si on remplace les expressions (2.70) et (2.71) dans la formule donnant l'asymétrie (2.52), on isole les facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s . Les termes ξ_V^p , ξ_V^n et $\xi_V^{(0)}$ permettent de tenir compte des corrections radiatives à un quark dans le cadre du modèle standard. Ce formalisme ne permet pas d'aller au-delà et de tenir compte des corrections radiatives faisant intervenir des états physiques à plusieurs quarks.

Pour la partie axiale, on procède de la même manière. On trouve :

$$\tilde{G}_A^p = g_A^u G_A^u + g_A^d G_A^d + g_A^s G_A^s \quad \tilde{G}_A^n = g_A^u G_A^d + g_A^d G_A^u + g_A^s G_A^s \quad (2.73)$$

Les facteurs de forme $G_A^u(Q^2)$, $G_A^d(Q^2)$ et $G_A^s(Q^2)$ ne sont pas connus individuellement. Par contre il existe des expériences qui utilisent des combinaisons linéaires de ces facteurs de forme qui sont des états propres de l'isospin fort. Par analogie avec les équations (2.18), on peut définir :

$$G_E^{(3)} \equiv \frac{1}{2}(G_E^u - G_E^d) \quad G_M^{(3)} \equiv \frac{1}{2}(G_M^u - G_M^d) \quad (2.74)$$

$$G_E^{(8)} \equiv \frac{1}{2\sqrt{3}}(G_E^u + G_E^d - 2G_E^s) \quad G_M^{(8)} \equiv \frac{1}{2\sqrt{3}}(G_M^u + G_M^d - 2G_M^s) \quad (2.75)$$

$$G_A^{(3)} \equiv \frac{1}{2}(G_A^u - G_A^d) \quad G_A^{(8)} \equiv \frac{1}{2\sqrt{3}}(G_A^u + G_A^d - 2G_A^s) \quad (2.76)$$

$$G_E^{(T=1)} = G_E^{(3)} = \frac{1}{2}(G_E^u - G_E^d) \quad G_M^{(T=1)} = G_M^{(3)} = \frac{1}{2}(G_M^u - G_M^d) \quad (2.77)$$

$$G_E^{(T=0)} = \frac{1}{\sqrt{3}}G_E^{(8)} = \frac{1}{6}(G_E^u + G_E^d - 2G_E^s) \quad G_M^{(T=0)} = \frac{1}{\sqrt{3}}G_M^{(8)} = \frac{1}{6}(G_M^u + G_M^d - 2G_M^s) \quad (2.78)$$

$$G_A^{(T=1)} = G_A^{(3)} = \frac{1}{2}(G_A^u - G_A^d) \quad G_A^{(T=0)} = \frac{1}{2\sqrt{3}}G_A^{(8)} = \frac{1}{6}(G_A^u + G_A^d - 2G_A^s) \quad (2.79)$$

Les relations (2.77) et (2.78) permettent d'exprimer les facteurs de forme électrique (magnétique) des quarks u et d en fonction des facteurs de forme iso-scalaire électrique (magnétique), iso-vecteur électrique (magnétique) et du facteur de forme électrique (magnétique) du quark s :

$$G_E^u = 3G_E^{(T=0)} + G_E^{(T=1)} + G_E^s \quad G_E^d = 3G_E^{(T=0)} - G_E^{(T=1)} + G_E^s \quad (2.80)$$

$$G_M^u = 3G_M^{(T=0)} + G_M^{(T=1)} + G_M^s \quad G_M^d = 3G_M^{(T=0)} - G_M^{(T=1)} + G_M^s \quad (2.81)$$

En remplaçant ces expressions dans les relations (2.66) et (2.67), on trouve :

$$\tilde{G}_E^p = \xi_V^{T=1} G_E^{(T=1)} + \sqrt{3}\xi_V^{T=0} G_E^{(T=0)} + \xi_V^{(0)} G_E^s \quad \tilde{G}_M^p = \xi_V^{T=1} G_M^{(T=1)} + \sqrt{3}\xi_V^{T=0} G_M^{(T=0)} + \xi_V^{(0)} G_M^s \quad (2.82)$$

$$\tilde{G}_E^n = -\xi_V^{T=1} G_E^{(T=1)} + \sqrt{3}\xi_V^{T=0} G_E^{(T=0)} + \xi_V^{(0)} G_E^s \quad \tilde{G}_M^n = -\xi_V^{T=1} G_M^{(T=1)} + \sqrt{3}\xi_V^{T=0} G_M^{(T=0)} + \xi_V^{(0)} G_M^s \quad (2.83)$$

Les facteurs de forme iso-scalaires et iso-vecteurs sont définis en fonction des facteurs de forme des quarks (Eqs. 2.74-2.76). On peut aussi les exprimer en fonction des facteurs de forme électromagnétiques. En utilisant les relations (2.64) et (2.65) on a :

$$G_E^p - G_E^n = G_E^u - G_E^d = 2G_E^{(T=1)} \quad (2.84)$$

$$G_E^p + G_E^n = \frac{1}{3}G_E^u + \frac{1}{3}G_E^d - \frac{2}{3}G_E^s = \frac{1}{3}(G_E^u + G_E^d - 2G_E^s) = 2G_E^{(T=0)} \quad (2.85)$$

c'est à dire :

$$G_E^{(T=0)} = \frac{G_E^p + G_E^n}{2} \quad G_M^{(T=0)} = \frac{G_M^p + G_M^n}{2} \quad (2.86)$$

$$G_E^{(T=1)} = \frac{G_E^p - G_E^n}{2} \quad G_M^{(T=1)} = \frac{G_M^p - G_M^n}{2} \quad (2.87)$$

En procédant d'une manière identique pour la partie axiale on trouve :

$$\tilde{G}_A^p = \xi_A^{T=1} G_A^{(3)} + \xi_A^{T=0} G_A^{(8)} + \xi_A^{(0)} G_A^s \quad \tilde{G}_A^n = -\xi_A^{T=1} G_A^{(3)} + \xi_A^{T=0} G_A^{(8)} + \xi_A^{(0)} G_A^s \quad (2.88)$$

Les relations (2.82), (2.83) et (2.88) peuvent se mettre sous une forme condensée :

$$\tilde{G}_E^x(Q^2) = \xi_V^{T=1} G_E^{(T=1)}(Q^2) \tau_3(x) + \sqrt{3} \xi_V^{T=0} G_E^{(T=0)}(Q^2) + \xi_V^{(0)} G_E^s(Q^2) \quad (2.89)$$

$$\tilde{G}_M^x(Q^2) = \xi_V^{T=1} G_M^{(T=1)}(Q^2) \tau_3(x) + \sqrt{3} \xi_V^{T=0} G_M^{(T=0)}(Q^2) + \xi_V^{(0)} G_M^s(Q^2) \quad (2.90)$$

$$\tilde{G}_A^x(Q^2) = \xi_A^{T=1} G_A^{(3)}(Q^2) \tau_3(x) + \xi_A^{T=0} G_A^{(8)}(Q^2) + \xi_A^{(0)} G_A^s(Q^2) \quad (2.91)$$

avec :

$$\tau_3(x) = \begin{cases} 1 & x = p \\ -1 & x = n \end{cases} \quad (2.92)$$

La partie axiale iso-vectorielle est aussi notée quelquefois :

$$\tilde{G}_A^x(Q^2) = G_A^{(e)}(T=1)(Q^2) \tau_3(x) + \xi_A^{T=0} G_A^{(8)}(Q^2) + \xi_A^{(0)} G_A^s(Q^2) \quad (2.93)$$

avec :

$$G_A^{(e)}(T=1)(Q^2) \equiv \xi_A^{T=1} G_A^{(3)}(Q^2) = -2(1 + R_A^{T=1}) G_A^{(3)}(Q^2) \quad (2.94)$$

Les expressions analytiques de l'asymétrie de la violation de la parité pour le proton et le neutron sont maintenant données en fonction des trois conventions habituellement utilisées. En utilisant le développement (2.70) dans (2.52), on obtient pour l'asymétrie dans la diffusion électron-proton :

$$\begin{aligned} A_{LR}(\vec{e}p) = & -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \left\{ \xi_V^p + \xi_V^n \frac{\varepsilon G_E^p G_E^n + \tau G_M^p G_M^n}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \right\} \\ & -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \xi_V^{(0)} \frac{\varepsilon G_E^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} G_E^s \\ & -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \xi_V^{(0)} \frac{\tau G_M^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} G_M^s \\ & +\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{(1 - 4\sin^2\theta_w) \varepsilon' G_M^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \tilde{G}_A^p \end{aligned} \quad (2.95)$$

En substituant $\xi_v^{(0)}$ (Eq. 2.33), ξ_v^n (Eq. 2.34), ξ_v^p (Eq. 2.35), par leurs expressions comme fonction des paramètres ρ et λ , l'asymétrie devient :

$$\begin{aligned}
 A_{LR}(\vec{e}p) = & -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \left\{ \rho'_{eq}(1 - 4\hat{\kappa}'_{eq}\hat{s}_Z^2) - 2(2\lambda_{1u} + \lambda_{1d}) \right. \\
 & \left. - [\rho'_{eq} + 2(\lambda_{1u} + 2\lambda_{1d})] \frac{\varepsilon G_E^p G_E^n + \tau G_M^p G_M^n}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \right\} \\
 & + \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} [\rho'_{eq} + 2(\lambda_{1u} + \lambda_{1d} + \lambda_{1s})] \frac{\varepsilon G_E^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} G_E^s \\
 & + \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} [\rho'_{eq} + 2(\lambda_{1u} + \lambda_{1d} + \lambda_{1s})] \frac{\tau G_M^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} G_M^s \\
 & + \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{(1 - 4\sin^2\theta_W) \varepsilon' G_M^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \tilde{G}_A^p
 \end{aligned} \tag{2.96}$$

Egalement, elle peut être écrite sous forme de fonction des paramètres R définis dans (Eq. 2.33), (Eq. 2.36) et (Eq. 2.37) :

$$\begin{aligned}
 A_{LR}(\vec{e}p) = & -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \left\{ (1 - 4\sin^2\theta_W)(1 + R_V^p) - (1 + R_V^n) \frac{\varepsilon G_E^p G_E^n + \tau G_M^p G_M^n}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \right\} \\
 & + \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} (1 + R_V^{(0)}) \frac{\varepsilon G_E^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} G_E^s \\
 & + \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} (1 + R_V^{(0)}) \frac{\tau G_M^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} G_M^s \\
 & + \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{(1 - 4\sin^2\theta_W) \varepsilon' G_M^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \tilde{G}_A^p
 \end{aligned} \tag{2.97}$$

En utilisant le développement (Eq. 2.71) dans (Eq. 2.52), on obtient pour l'asymétrie dans la diffusion électron - neutron :

$$\begin{aligned}
 A_{LR}(\vec{e}n) = & -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \left\{ \xi_V^p + \xi_V^n \frac{\varepsilon G_E^p G_E^n + \tau G_M^p G_M^n}{\varepsilon(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2} \right\} \\
 & - \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \xi_V^{(0)} \frac{\varepsilon G_E^n}{\varepsilon(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2} G_E^s \\
 & - \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \xi_V^{(0)} \frac{\tau G_M^n}{\varepsilon(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2} G_M^s \\
 & + \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{(1 - 4\sin^2\theta_W) \varepsilon' G_M^n}{\varepsilon(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2} \tilde{G}_A^n
 \end{aligned} \tag{2.98}$$

$$\begin{aligned}
 A_{LR}(\vec{e}n) = & -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \left\{ \rho'_{eq}(1 - 4\hat{k}'_{eq}\hat{s}_Z^2) - 2(2\lambda_{1u} + \lambda_{1d}) \right. \\
 & \left. - [\rho'_{eq} + 2(\lambda_{1u} + 2\lambda_{1d})] \frac{\varepsilon G_E^p G_E^n + \tau G_M^p G_M^n}{\varepsilon(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2} \right\} \\
 & + \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} [\rho'_{eq} + 2(\lambda_{1u} + \lambda_{1d} + \lambda_{1s})] \frac{\varepsilon G_E^n}{\varepsilon(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2} G_E^s \\
 & + \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} [\rho'_{eq} + 2(\lambda_{1u} + \lambda_{1d} + \lambda_{1s})] \frac{\tau G_M^n}{\varepsilon(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2} G_M^s \\
 & + \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{(1 - 4\sin^2\theta_W) \varepsilon' G_M^n}{\varepsilon(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2} \tilde{G}_A^n \tag{2.99}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A_{LR}(\vec{e}n) = & -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \left\{ (1 - 4\sin^2\theta_W)(1 + R_V^p) - (1 + R_V^n) \frac{\varepsilon G_E^p G_E^n + \tau G_M^p G_M^n}{\varepsilon(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2} \right\} \\
 & + \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} (1 + R_V^{(0)}) \frac{\varepsilon G_E^n}{\varepsilon(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2} G_E^s \\
 & + \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} (1 + R_V^{(0)}) \frac{\tau G_M^n}{\varepsilon(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2} G_M^s \\
 & + \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{(1 - 4\sin^2\theta_W) \varepsilon' G_M^n}{\varepsilon(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2} \tilde{G}_A^n \tag{2.100}
 \end{aligned}$$

Les coefficients qui interviennent dans les expressions ci-dessus contiennent à la fois des facteurs cinématiques et des corrections au premier ordre et aux ordres supérieurs incluant les contributions à un quark à la fois pour la partie vecteur et la partie axiale. Ces corrections radiatives, qui peuvent être grandes, sont calculées dans le cadre du modèle standard [64, 65, 66, 67, 68] et ne contiennent que peu d'incertitude théorique. Contrairement au courant vectoriel neutre électromagnétique, le courant vectoriel axial neutre n'est pas conservé. En conséquence, le traitement de la partie axiale exige une attention particulière et sera développé dans la section suivante.

2.3.3 Facteur de forme axial

Nous avons exprimé le facteur de forme axial en diffusion électron - nucléon de la manière suivante (Eq. 2.91)

$$\tilde{G}_A^x(Q^2) = \xi_A^{T=1} G_A^{(3)}(Q^2) \tau_3(x) + \xi_A^{T=0} G_A^{(8)}(Q^2) + \xi_A^{(0)} G_A^s(Q^2) \tag{2.101}$$

Comme pour la partie vecteur, les corrections $\xi_A^{T=1}$, $\xi_A^{T=0}$ et $\xi_A^{(0)}$ sont calculées dans le cadre du modèle standard et ne posent pas de problème particulier.

Nous allons maintenant définir les quantités Δq , $(\Delta u, \Delta d, \Delta s)$ qui apparaissent naturellement à partir du formalisme utilisé dans ce chapitre. Nous avons vu que le courant axial $\hat{A}_\mu^{(a)}$ (Eq.2.17) ($a = 0, 3, 8$) permet de définir les facteurs de forme associés aux états physiques (Eq.2.55). En utilisant la symétrie d'isospin, on a :

$$\langle x' | \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q | x \rangle \equiv \bar{u}_{x'} \left(\tilde{G}_A^q(Q^2) \gamma_\mu + i \frac{\tilde{G}_P^q(Q^2)}{M} q_\mu \right) \gamma_5 u_x \quad (2.102)$$

Les éléments diagonaux de cette matrice permettent de définir les quantités Δq [3, 114] :

$$\langle x | \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q | x \rangle = 2M S_\mu \Delta q \quad (2.103)$$

où M est la masse du nucléon et S_μ est son spin covariant. Lorsque le quadritransfert est nul, l'égalité entre les relations (2.102) et (2.103) implique $2M S_\mu \Delta q = \tilde{G}_A^q(0) \bar{u}_x \gamma_\mu \gamma_5 u_x$ ou encore :

$$\tilde{G}_A^q(0) = \Delta q \quad (2.104)$$

D'après les définitions (2.18), (2.76) :

$$G_A^{(3)}(0) = \frac{1}{2}(\Delta u - \Delta d) \quad G_A^{(8)}(0) = \frac{1}{2\sqrt{3}}(\Delta u + \Delta d - 2\Delta s) \quad (2.105)$$

$$G_A^{(0)}(0) = \frac{1}{3}(\Delta u + \Delta d + \Delta s) \quad (2.106)$$

Comme le courant vectoriel axial n'est pas conservé, la valeur du facteur de forme axial à $Q^2 = 0$ n'est pas contrainte par les nombres quantiques ou par une symétrie quelconque. Les contraintes sur ces facteurs viennent essentiellement des mesures de la désintégration β du neutron et plus particulièrement des hypérons. Si on considère que les huit baryons de plus basse masse constituent un octet exact de $SU(3)$, le modèle de Cabibbo permet d'établir à partir de la désintégration β de ces baryons toute une série de relations en fonction des paramètres mesurés F et D [92]. Par exemple, l'étude de la désintégration β du neutron ($n \rightarrow pe^- \bar{\nu}$) permet de mesurer le rapport des constantes de couplage axial et vectoriel g_A/g_V qui est relié à la somme $F + D$.

$$F + D = \frac{g_A}{g_V} \quad (2.107)$$

Dans la mesure où on considère que le nucléon est un doublet d'isospin pur $g_V = 1$,

$$F + D = g_A \quad (2.108)$$

A $Q^2 = 0$, le facteur de forme vectoriel axial s'écrit [55] :

$$G_A^{(3)}(0) = \frac{1}{2}(F + D) \quad (2.109)$$

Cette approximation devrait être bonne à environ 1–2% [94]. D'autre part, le rapport F/D est extrait des mesures de désintégrations des hypérons [93, 92]. Comme autre exemple, signalons

que la désintégration β de l'hypéron Ξ^- ($\Xi^- \rightarrow \Lambda e^- \bar{\nu}$) [92] sélectionne la combinaison $3F - D$. De plus, le facteur de forme axial $G_A^{(8)}$ est donné par [55] :

$$G_A^{(8)}(0) = \frac{1}{2\sqrt{3}}(3F - D) \quad (2.110)$$

Cette seconde approximation devrait être bonne à environ 30% près [55].

Les expériences de diffusion profondément inélastique d'électrons polarisés (DIS) apportent des renseignements complémentaires. Dans ces expériences, on mesure les fonctions de structure du nucléon $g_1(x, Q^2)$ et $g_2(x, Q^2)$ qui dépendent, pour la valeur Q^2 fixée, de la variable x (Eq. 2.111) d'échelle de Björken [95].

$$x = Q^2 / 2M\nu \quad (2.111)$$

où M est la masse du nucléon (cible), et $\nu = E_e - E_{e'}$ représente l'énergie transférée au lepton (projectile). Les fonctions $g_1(x, Q^2)$ (une pour le proton et une pour le neutron) qui nous intéressent plus particulièrement donnent des informations sur la contribution des quarks à la polarisation du nucléon. Si on indique par \uparrow et par \downarrow l'état d'hélicité d'un quark + antiquark suivant que son spin est aligné ou anti-aligné avec le spin du proton (neutron), on a ¹ :

$$\begin{aligned} g_1(x, Q^2) &= \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \left(q^\uparrow(x, Q^2) + \bar{q}^\uparrow(x, Q^2) - (q^\downarrow(x, Q^2) + \bar{q}^\downarrow(x, Q^2)) \right) \\ &\equiv \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta q(x, Q^2) \end{aligned} \quad (2.112)$$

On définit maintenant les quantités $\Gamma_1^p(Q^2)$ et $\Gamma_1^n(Q^2)$:

$$\Gamma_1(Q^2) = \int_0^1 g_1(x, Q^2) dx \quad (2.113)$$

Un des buts des expériences de diffusion profondément inélastique est de mesurer ces intégrales à partir desquelles on espère extraire les quantités Δu , Δd et Δs qui nous intéressent plus particulièrement.

Une première règle de somme, établie par Björken [115, 116] en utilisant l'algèbre des courants et la symétrie d'isospin s'écrit :

$$\Gamma_1^p(Q^2) - \Gamma_1^n(Q^2) = \frac{g_A}{6} C_{ns}(Q^2) \quad (2.114)$$

où $C_{ns}(Q^2)$ est un terme correctif prenant en compte la dépendance en Q^2 de l'intégrale. Dans la version initiale de Björken, ce terme est égal à 1. Cette règle de somme est bien établie. Au premier ordre, le terme correctif est égal à

$$C_{ns}(Q^2) = 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} + \mathcal{O}\left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi}\right)^2 \quad (2.115)$$

¹ $\Delta q(x, Q^2) \equiv \delta q(x, Q^2) + \delta \bar{q}(x, Q^2)$ avec $\delta q(x, Q^2) \equiv q^\uparrow(x, Q^2) - q^\downarrow(x, Q^2)$
 et $\delta \bar{q}(x, Q^2) \equiv \bar{q}^\uparrow(x, Q^2) - \bar{q}^\downarrow(x, Q^2)$

Deux autres règles, dérivées en supposant la symétrie SU(3) de saveur et que le quark étrange ne contribue pas au spin du nucléon, sont les règles de somme d'Ellis-Jaffe [117, 118]. Elles s'écrivent

$$\Gamma_1^p = \frac{g_A}{12} \left[1 + \frac{5}{3} \frac{3F - D}{F + D} \right] \quad \Gamma_1^n = \frac{g_A}{12} \left[-1 + \frac{5}{3} \frac{3F - D}{F + D} \right] \quad (2.116)$$

Ces règles de somme sur le proton et le neutron ne sont pas bien vérifiées expérimentalement mais leur différence, qui est au premier ordre la règle de Björken, est bien satisfaite.

Nous allons suivre les articles de K. Abe et al. [95] et M. Glück et E. Reya [119] pour extraire la quantité Δs des expériences de diffusion profondément inélastique. Les intégrales s'expriment de la façon suivante :

$$\Gamma_1^p(Q^2) = \left(\frac{a_3}{12} + \frac{a_8}{36} \right) C_{ns}(Q^2) + \frac{a_0}{9} C_s(Q^2) \quad (2.117)$$

où le terme de correction radiative singlet s'écrit

$$C_s(Q^2) = 1 - \frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} + \mathcal{O}' \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{\pi} \right)^2 \quad (2.118)$$

Pour le neutron, il suffit de changer a_3 en $-a_3$:

$$\Gamma_1^n(Q^2) = \left(-\frac{a_3}{12} + \frac{a_8}{36} \right) C_{ns}(Q^2) + \frac{a_0}{9} C_s(Q^2) \quad (2.119)$$

Le but est d'exprimer les quantités Δq en fonction des termes a_0 , a_3 et a_8 . Si on fait l'hypothèse que les gluons ne contribuent pas au spin du nucléon, on a les relations suivantes :

$$\Delta u + \Delta d + \Delta s \equiv \Delta \Sigma = a_0 \quad (2.120)$$

$$\Delta u - \Delta d = a_3 \quad (2.121)$$

$$\Delta u + \Delta d - 2\Delta s = a_8 \quad (2.122)$$

Si la symétrie SU(3) de saveur est une symétrie exacte, on a les relations suivantes :

$$a_3 = F + D \quad (2.123)$$

$$a_8 = 3F - D \quad (2.124)$$

La validité de la symétrie SU(3) de saveur a fait l'objet depuis longtemps de nombreuses discussions (ou disputes) entre les théoriciens. Comme la partie axiale ne contribue à l'asymétrie que comme un terme correctif (elle contient en facteur la quantité $1 - 4\sin^2\theta_w$), admettre ces dernières égalités ne peut induire une erreur importante sur les valeurs des facteurs de forme étranges. L'incertitude sur la validité de cette symétrie est alors principalement reportée sur les incertitudes sur les coefficients F et D et sera discutée dans le paragraphe suivant.

Signalons enfin la possibilité que la contribution des gluons au spin du nucléon ne soit pas nulle [120, 95]. Comme conséquence minimum, on s'attend à ce que le terme a_0 soit modifié :

$$a_0 = \Delta \Sigma - \frac{3}{2\pi} \alpha_s(Q^2) \Delta G \quad (2.125)$$

Finalement, avec les approximations données, on a les relations suivantes :

$$\Delta u = \frac{1}{3}(a_0 + 3F + D) + \frac{1}{2\pi}\alpha_s(Q^2)\Delta G(Q^2) \quad (2.126)$$

$$\Delta d = \frac{1}{3}(a_0 - 2D) + \frac{1}{2\pi}\alpha_s(Q^2)\Delta G(Q^2) \quad (2.127)$$

$$\Delta s = \frac{1}{3}(a_0 - 3F + D) + \frac{1}{2\pi}\alpha_s(Q^2)\Delta G(Q^2) \quad (2.128)$$

Un programme expérimental international, HERMES [96] à HERA et COMPASS [97] au CERN, est actuellement conduit dans différents laboratoires dans le but de quantifier la contribution des gluons ΔG .

En outre, la dépendance en Q^2 du facteur de forme axial est mal connue. Par analogie avec les facteurs de forme électromagnétiques, la forme la plus simple pour décrire la dépendance en Q^2 est la forme dipolaire :

$$G_A^D(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{M_A^2}\right)^{-2} \quad (2.129)$$

où M_A est la masse axiale. Bien qu'il n'y ait pas de raison fondamentale de prendre la même valeur pour les trois masses axiales $M_A^{(0)}$, $M_A^{(3)}$ et $M_A^{(8)}$, on suppose que $M_A = M_A^{(0)} = M_A^{(3)} = M_A^{(8)}$. Sa valeur numérique est extraite des expériences de diffusion quasi-élastique $\nu - N$ [3] et on écrit :

$$G_A^{(3)}(Q^2) = \frac{1}{2}(F + D) G_A^D(Q^2) \quad (2.130)$$

$$G_A^{(8)}(Q^2) = \frac{1}{2\sqrt{3}}(3F - D) G_A^D(Q^2) \quad (2.131)$$

Comme nous l'avons vu, le facteur de forme axial étrange G_A^s se réduit à $Q^2 = 0$ à $G_A^s(0) = \Delta s$ dont la valeur est extraite de l'analyse des données mesurées dans les réactions de diffusion profondément inélastique. Il existe une petite indication de la dépendance en Q^2 de G_A^s [98] et par commodité on suppose la même dépendance dipolaire :

$$G_A^s(Q^2) = \Delta s G_A^D(Q^2) \quad (2.132)$$

L'expression complète de $\tilde{G}_A(Q^2)$ est alors :

$$\tilde{G}_A(Q^2) = \frac{g_A}{2} \left[\xi_A^{T=1} \tau_3 + \frac{1}{\sqrt{3}} \xi_A^{T=0} \frac{3F/D - 1}{1 + F/D} \right] G_A^D(Q^2) + \xi_A^{(0)} \Delta s G_A^D(Q^2) \quad (2.133)$$

ou alternativement, en utilisant le formalisme du paramètre R :

$$\begin{aligned} \tilde{G}_A(Q^2) &= -g_A \left[(1 + R_A^{T=1}) \tau_3 - R_A^{T=0} \frac{1}{2} \frac{3F/D - 1}{1 + F/D} \right] G_A^D(Q^2) + \xi_A^{(0)} \Delta s G_A^D(Q^2) \\ &= -g_A \left[(1 + R_A^{T=1}) \tau_3 - R_A^{T=0} \frac{1}{2} \frac{\tilde{a}_8}{\tilde{a}_3} \right] G_A^D(Q^2) + \xi_A^{(0)} \Delta s G_A^D(Q^2) \end{aligned} \quad (2.134)$$

Pour le proton :

$$\begin{aligned}\tilde{G}_A^p(Q^2) &= -g_A \left[1 + R_A^{T=1} - R_A^{T=0} \frac{1}{2} \frac{3F/D - 1}{1 + F/D} \right] G_A^D(Q^2) + \xi_A^{(0)} \Delta s G_A^D(Q^2) \\ &= -g_A \left[1 + R_A^{T=1} - R_A^{T=0} \frac{1}{2} \frac{\tilde{a}_8}{\tilde{a}_3} \right] G_A^D(Q^2) + \xi_A^{(0)} \Delta s G_A^D(Q^2)\end{aligned}\quad (2.135)$$

et pour le neutron :

$$\begin{aligned}\tilde{G}_A^n(Q^2) &= -g_A \left[-(1 + R_A^{T=1}) - R_A^{T=0} \frac{1}{2} \frac{3F/D - 1}{1 + F/D} \right] G_A^D(Q^2) + \xi_A^{(0)} \Delta s G_A^D(Q^2) \\ &= -g_A \left[-(1 + R_A^{T=1}) - R_A^{T=0} \frac{1}{2} \frac{\tilde{a}_8}{\tilde{a}_3} \right] G_A^D(Q^2) + \xi_A^{(0)} \Delta s G_A^D(Q^2)\end{aligned}\quad (2.136)$$

ou $\tilde{a}_8 = (3F - D)/\sqrt{3}$ et $\tilde{a}_3 = (F + D)/\sqrt{3}$. Ce qui permet d'écrire :

$$R_A^{(T=1)SM} = R_A^{T=1} \quad R_A^{(T=0)SM} = -\frac{1}{2} \frac{3F/D - 1}{1 + F/D} R_A^{T=0} \quad (2.137)$$

Les facteurs de forme axiaux du proton et du neutron deviennent :

$$\tilde{G}_A^p(Q^2) = -g_A \left[1 + R_A^{(T=1)SM} + R_A^{(T=0)SM} \right] G_A^D(Q^2) + \xi_A^{(0)} \Delta s G_A^D(Q^2) \quad (2.138)$$

$$\tilde{G}_A^n(Q^2) = -g_A \left[-(1 + R_A^{(T=1)SM}) + R_A^{(T=0)SM} \right] G_A^D(Q^2) + \xi_A^{(0)} \Delta s G_A^D(Q^2) \quad (2.139)$$

Dans le paragraphe suivant, nous allons discuter les valeurs numériques des paramètres qui seront utilisées pour extraire les facteurs de forme étranges.

Estimation numériques des paramètres intervenant dans la partie axiale

1) Valeurs de F et D .

M. J. Musolf et al [55] donnent la valeur du rapport $F/D = 0.64$. Zhu et al [57] utilisent $\alpha = F/(F + D) = 0.36$ ou $F/D = 0.56$. Une analyse approfondie des désintégrations de l'octet de baryons mène aux valeurs s'étendant de $F/D = 0.60$ au premier ordre à $F/D = 0.67$ (ordre p^3) [57]. Dans l'analyse en QCD à l'approximation Next Leading Order (NLO-QCD) de la diffusion profondément inélastique polarisée inclusive, E. Leader et al. [99] utilisent $3F - D = 0.585 \pm 0.025$ et $F + D = 1.267 \pm 0.035$ donnant $F/D = 0.58$. Nous proposons d'utiliser le résultat $3F - D = 0.585 \pm 0.025$, couplé à la valeur $F + D = g_A = 1.2695 \pm 0.0029$.

2) Valeur de la masse axiale M_A .

Jusqu'à récemment la valeur utilisée de la masse axiale M_A était l'ordre de $M_A = 1.032 \pm 0.036 \text{ GeV}$ [100, 101]. Un ajustement récent et global des données de la diffusion de neutrino donne une valeur plus basse $M_A = 1.001 \pm 0.020 \text{ GeV}$. Une autre mesure récente d'électroproduction de pions à basse énergie à MAMI - Mayence, a conduit à $M_A = 1.068 \pm 0.015 \text{ GeV}$, valeur proche de celle employée dans les années 70 [102]. Ensuite il a été précisé que ce nombre devrait

être corrigé pour des effets finis de la masse du pion, donnant une valeur $M_A = 1.013 \pm 0.015 \text{ GeV}$ en accord avec la valeur extraite à partir de la diffusion de neutrino.

3) Valeur de Δs .

Le contenu étrange du nucléon $\delta s + \delta \bar{s}$ (généralement écrit Δs) peut être déterminé expérimentalement ou théoriquement (via des modèles) ou bien en combinant les deux approches. Ici, nous allons présenter certaines options :

- Premier ordre et analyse phénoménologique
 - L'approche expérimentale la plus commune emploie les données de la diffusion profondément inélastique (DIS) polarisée comme nous l'avons vu dans cette section. La détermination de Δs à partir des données de EMC a fourni une valeur inférieure $\Delta s = -0.194 \pm 0.050$ [3]. Une autre détermination en 1998 basée sur les mesures de SLAC (expérience E143) a donné une valeur de $\Delta s = -0.09 \pm 0.05$ [95].
 - Des analyses récentes basées sur des résultats expérimentaux et des arguments théoriques conduisent à $\Delta s = -0.12 \pm 0.03$ [103], tandis que la référence [104] a publié $\Delta s = -0.06 \pm 0.05$
 - La collaboration SAMPLE a utilisé $\Delta s = -0.1 \pm 0.1$ [61]. La collaboration PVA4 a pris la même valeur pour la mesure à $Q^2 = 0.23(\text{GeV}/c)^2$ [58].
 - L'expérience semi-inclusive de la production de K à HERMES donne une valeur positive de $\Delta s = 0.03 \pm 0.03 \pm 0.01$ [105] compatible avec 0 à moins d'un sigma.
- Analyses aux ordres supérieurs (NLO) :

Il existe 3 analyses NLO récentes disponibles : J. Blümlein et Böettcher [106], la collaboration AAC (Asymmetry Analysis Collaboration) au Japon [107] et E. Leader et al. [99]

1. Commençons par E. Leader et al. Ils ont effectué l'analyse de densité de partons aux ordres supérieurs (NLO) la plus récente et également la plus précise. Ils fournissent $\Delta s = -0.045 \pm 0.007$ [99]. Cette valeur a été utilisée par la collaboration PVA4 dans l'analyse de ses propres données à $Q^2 = 0.108(\text{GeV}/c)^2$ [59]. Le problème est que cette valeur est obtenue dans le schéma de renormalisation dit schéma *JET* (non \overline{MS}) qui a la propriété d'être indépendant de Q^2 . Auparavant, dans une analyse moins rigoureuse, les mêmes auteurs ont publié les résultats suivants [121] :

$$\delta s + \delta \bar{s} = -0.13 \pm 0.04 \quad \overline{MS} \quad (2.140)$$

$$\delta s + \delta \bar{s} = -0.07 \pm 0.02 \quad JET \quad (2.141)$$

Nous avons alors choisi de renormaliser le dernier résultat de E. Leader et al. par $0.13/0.07 = 1.86$ donnant $\Delta s = -0.084 \pm 0.040$, l'incertitude étant donnée par E. Leader dans le schéma \overline{MS} .

2. Harai et al. dans leur publication [107] introduisent une grandeur $\Delta \bar{q}$ avec $\Delta s \equiv 2\Delta \bar{q}$, ce qui entraîne $\Delta s = -0.124 \pm 0.046$.
3. J. Blümlein et Böettcher [106], avec la relation $\Delta s \equiv 2\Delta \bar{q}$ donnent les valeurs suivantes $\Delta \bar{q} = -0.074 \pm 0.017$ ou $\Delta \bar{q} = -0.072 \pm 0.015$ selon l'ensemble des paramètres.

En conclusion, Δs varie de 0.0 jusqu'à -0.14 . Nous proposons de prendre la valeur $\Delta s = -0.084 \pm 0.040$ à partir de la valeur trouvée par E. Leader et al. renormalisée dans le schéma \overline{MS} .

2.3.4 Corrections radiatives multiquark - Terme anapolaire

Une seconde classe de corrections radiatives concerne les corrections de type multi-quarks (aussi appelées corrections hadroniques). Elles sont dues aux interactions faibles entre les quarks. Les calculs effectués montrent que ces états multi-quarks affectent très peu la partie vectorielle. Pour la partie axiale, ces contributions multi-quarks doivent être prises en considération si on veut déterminer avec précision les contributions des quarks étranges à partir des résultats expérimentaux. En particulier, celles qui génèrent un couplage vectoriel axial du photon au nucléon méritent d'être calculées avec soin. Ce couplage est caractérisé quantitativement par le moment anapolaire du nucléon.

La partie purement électromagnétique du courant hadronique dû à l'échange du photon virtuel est la somme du terme habituel $J^{EM\mu}$ (Eq.2.43) et du terme anapolaire $J^{EM\mu\ anap}$. Ce terme est généré par un lagrangien effectif qui viole la parité. Ce lagrangien n'est pas défini d'une manière unique dans la littérature. Par contre, dans la mesure où seul un photon est échangé entre l'électron et le nucléon, le courant électromagnétique doit vérifier la propriété d'invariance de jauge, ce qui se traduit par la relation suivante :

$$q_\mu J^{EM\mu\ anap} = 0 \quad (2.142)$$

qui s'ajoute à la relation déjà vérifiée :

$$q_\mu J^{EM\mu} = 0 \quad (2.143)$$

L'élément de matrice du courant électromagnétique total s'écrit (comparer avec la relation 2.47) :

$$\mathcal{M}^{EM} + \mathcal{M}^{EM\ anap} = -\frac{4\pi\alpha}{q^2} \bar{u}_{e'} \gamma_\mu u_e [J^{EM\mu} + J^{EM\mu\ anap}] \quad (2.144)$$

L'interférence entre ces deux amplitudes génère une asymétrie supplémentaire $A_{LR}^{anap}(\bar{e}N)$ dont la valeur, proportionnelle au carré de la charge électrique, est indépendante du schéma de renormalisation. L'asymétrie mesurée dans les expériences de diffusion élastique est la somme de l'asymétrie induite par les processus à un quark dont l'expression est donnée par les relations (2.52) (soient les relations (2.95) à (2.97) pour le proton et (2.98) à (2.100) pour le neutron) et l'asymétrie due au terme anapolaire :

$$A_{LR}(\bar{e}N) = A_{LR}^{1-quark}(\bar{e}N) + A_{LR}^{anap}(\bar{e}N) \quad (2.145)$$

Nous décrivons le courant $J^{EM\mu\ anap}$ sous la forme :

$$J^{EM\mu\ anap} = \mathcal{K} \left(a_s F_s^{anap}(Q^2) + a_v F_v^{anap}(Q^2) \tau_3(x) \right) \bar{u}_{x'} [(q^2 \gamma^\mu + \dots) \gamma_5] u_x \quad (2.146)$$

Les termes a_s et a_v sont les contributions aux moments anapolaires de type iso-scalaire et iso-vecteur respectivement. Les facteurs de forme $F_s^{anap}(Q^2)$ et $F_v^{anap}(Q^2)$ sont définis tels que :

$$F_s^{anap}(0) = F_v^{anap}(0) = 1 \quad (2.147)$$

Le coefficient \mathcal{K} dépend de la convention choisie pour le lagrangien d'interaction. Il est proportionnel à l'inverse d'une masse au carré². L'annexe (A) montre comment on peut calculer directement l'asymétrie anapolaire. L'expression de l'asymétrie est alors donnée par :

$$A_{LR}^{anap}(\vec{e}N) = -2\mathcal{K}Q^2 \frac{\varepsilon' G_M^x (a_s F_s^{anap}(Q^2) + a_v F_v^{anap}(Q^2)) \tau_3(x)}{\varepsilon(G_E^x)^2 + \tau(G_M^x)^2} \quad (2.148)$$

Cette relation s'écrit pour le proton :

$$A_{LR}^{anap}(\vec{e}p) = -2\mathcal{K}Q^2 \frac{\varepsilon' G_M^p (a_s F_s^{anap}(Q^2) + a_v F_v^{anap}(Q^2))}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \quad (2.149)$$

et pour le neutron :

$$A_{LR}^{anap}(\vec{e}n) = -2\mathcal{K}Q^2 \frac{\varepsilon' G_M^n (a_s F_s^{anap}(Q^2) - a_v F_v^{anap}(Q^2))}{\varepsilon(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2} \quad (2.150)$$

Remarquons que l'asymétrie anapolaire est proportionnelle au terme $a_s F_s^{anap}(Q^2) + a_v F_v^{anap}(Q^2)$ dans le cas du proton alors que dans le cas du neutron, elle est proportionnelle au terme $a_s F_s^{anap}(Q^2) - a_v F_v^{anap}(Q^2)$.

Comme le facteur d'atténuation $1 - 4 \sin^2 \theta_w$ n'est pas présent dans la relation (2.148), la valeur de l'asymétrie anapolaire peut être importante. D'autre part, il est très difficile d'estimer sa valeur. Les calculs effectués jusqu'à présent sont présentés dans les sous-paragraphes suivants. Les incertitudes données par les auteurs sur les valeurs calculées sont très grandes.

2.3.4.1 Contribution anapolaire à partir de Zhu

Les valeurs des coefficients a_s et a_v ont été calculées par Shi-Lin Zhu et al. [57] dans le cadre de la théorie des perturbations chirales. Ces auteurs choisissent comme lagrangien :

$$\mathcal{L}^{\mathcal{A}\mathcal{M}} = \frac{1}{\Lambda_\chi^2} \bar{N} [(a_s F_s + a_v F_v \tau_3) \gamma_\mu \gamma_5] N \partial_\nu F^{\nu\mu} \quad (2.151)$$

et ne calculent pas les facteurs de forme $F_s(Q^2)$ et $F_v(Q^2)$ mais uniquement les quantités a_s et a_v . Le résultat de leurs travaux peut être interprété en prenant $F_s(Q^2) = F_v(Q^2) = 1$. L'interaction a été normalisée à la valeur de la brisure de la symétrie chirale $\Lambda_\chi = 4\pi f_\pi$ avec $f_\pi = 0.093$ GeV. En utilisant la définition du champ électromagnétique $A^\mu(x)$ et du tenseur $F^{\nu\mu}(x)$, on obtient :

$$J^{EM\mu\ anap} = \frac{1}{\Lambda_\chi^2} \bar{u}_{x'} [(a_s F_s(Q^2) + a_v F_v(Q^2) \tau_3) (q^2 \gamma^\mu - \not{q} q^\mu) \gamma_5] u_x \quad (2.152)$$

soit ($\mathcal{K} = 1/\Lambda_\chi^2$) :

$$A_{LR}^{anap}(\vec{e}N) = -\frac{2Q^2 \varepsilon' G_M^x}{\varepsilon(G_E^x)^2 + \tau(G_M^x)^2} \frac{a_s + a_v \tau_3}{\Lambda_\chi^2} \quad (2.153)$$

²L'équation (Eq. 2.146) est la généralisation de la formule habituelle trouvée dans la littérature $J^{EM\mu\ anap} = F_A G_F \bar{u}_{x'} [q^2 \gamma^\mu - \not{q} q^\mu] \gamma_5 u_x$

soit pour le proton :

$$A_{LR}^{anap}(\vec{e}p) = -\frac{2Q^2 \varepsilon' G_M^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \frac{a_s + a_v}{\Lambda_\chi^2} \quad (2.154)$$

et pour le neutron :

$$A_{LR}^{anap}(\vec{e}n) = -\frac{2Q^2 \varepsilon' G_M^n}{\varepsilon(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2} \frac{a_s - a_v}{\Lambda_\chi^2} \quad (2.155)$$

Les calculs ont été effectués dans le schéma de renormalisation sur couche (On-Shell). Les auteurs n'ont pas publié les valeurs numériques des grandeurs a_s et a_v définies ci-dessus mais les quantités $R_A^{(T=1)anap}$ et $R_A^{(T=0)anap}$. Les valeurs numériques des grandeurs nécessaires au calcul de l'asymétrie peuvent être obtenues à partir des valeurs publiées $R_A^{(T=1)anap} = -0.06 \pm 0.24$ et $R_A^{(T=0)anap} = 0.01 \pm 0.14$ à l'aide des relations :

$$\frac{a_s}{\Lambda_\chi^2} = \frac{g_A (1 - 4\sin^2\theta_w)_{OS} G_F R_A^{(T=0)anap}}{8\pi\sqrt{2}\alpha} \quad (2.156)$$

$$\frac{a_v}{\Lambda_\chi^2} = \frac{g_A (1 - 4\sin^2\theta_w)_{OS} G_F R_A^{(T=1)anap}}{8\pi\sqrt{2}\alpha} \quad (2.157)$$

La valeur de $(1 - 4\sin^2\theta_w)_{OS}$ utilisée peut être considérée comme un intermédiaire de calcul. Sa valeur est obtenue en prenant $(\sin^2\theta_w)_{OS} = 0.2230$. La valeur de g_A utilisée par les auteurs est égale à 1.267.

Les valeurs des rapports a_s/Λ_χ^2 et a_v/Λ_χ^2 sont données dans la table 2.10. Notons que les signes des équations (2.156) et (2.157) sont en accord avec la convention prise dans la référence [55] pour les courants et qu'ils sont opposés à la convention utilisée par Zhu et al. [57].

Quantité	valeur mini.	valeur centrale	valeur max.
a_s/Λ_χ^2	$-9.230 \cdot 10^{-7}$	$-6.153 \cdot 10^{-8}$	$8.00 \cdot 10^{-7}$
a_v/Λ_χ^2	$-1.108 \cdot 10^{-6}$	$3.692 \cdot 10^{-7}$	$1.846 \cdot 10^{-6}$

TAB. 2.10 – Valeurs limites et centrale des contributions au moment anapolaire iso-scalaire et iso-vectoriel à partir de la référence [57].

Remarque.

Les estimations de Zhu et al. du terme anapolaire sont les plus utilisées par les différentes collaborations. Pour des raisons de commodité, plutôt que de séparer l'asymétrie anapolaire, les auteurs ont inclus sa contribution dans le facteur de forme axial habituel $\tilde{G}_A^x(Q^2)$ (Relations

2.91, 2.97 et 2.100). Dans le cas du proton par exemple, la correction à la formule (2.138) est effectuée en faisant la substitution

$$1 + R_A^{(T=1)SM} + R_A^{(T=0)SM} \rightarrow 1 + R_A^{(T=1)SM} + R_A^{(T=0)SM} + "R_A^{(T=1)anap}" + "R_A^{(T=0)anap}" \quad (2.158)$$

Pour que cette correction soit valable, il est indispensable que les schémas de renormalisation soient les mêmes dans les deux calculs ("standard" et anapolaire). Dans les calculs de Zhu et al. cette condition se traduit par les relations suivantes :

$$"R_A^{(T=1)anap}" = R_A^{(T=1)anap} \frac{(1 - 4\sin^2\theta_w)_{OS}}{(1 - 4\sin^2\theta_w)} \approx 1.438 R_A^{(T=1)anap} \quad (2.159)$$

$$"R_A^{(T=0)anap}" = R_A^{(T=0)anap} \frac{(1 - 4\sin^2\theta_w)_{OS}}{(1 - 4\sin^2\theta_w)} \approx 1.438 R_A^{(T=0)anap} \quad (2.160)$$

Pour s'affranchir de tels problèmes de renormalisation des termes $R^{(T)anap}$ correctifs dans le cas $T = 0$ et $T = 1$, le groupe d'Orsay travaillant sur les expériences PVA4 et G^0 a suggéré de séparer la partie anapolaire dans l'expression de l'asymétrie comme l'indique la formule (Eq. 2.145). Cette séparation permet aussi de comparer plus facilement les calculs effectués par les différents auteurs. Dans les paragraphes suivants, nous allons exposer les calculs de l'asymétrie anapolaire publiés par d'autres auteurs que Zhu et al.

2.3.4.2 Contribution anapolaire à partir de Maekawa

D'autres calculs similaires ont été effectués dans le but de calculer en plus les facteurs de forme [63]. Le lagrangien choisi a la forme suivante :

$$\mathcal{L}^{AM} = \frac{2}{M_N^2} \bar{N} [(a_s F_s + a_v F_v \tau_3) S_\mu] N \partial_\nu F^{\nu\mu} \quad (2.161)$$

dans lequel l'opérateur vectoriel S^μ est l'opérateur de Pauli-Lubanski. Le courant anapolaire $J^{EM\mu anap}$ est alors la somme de 2 termes dont seulement le second contribuera à l'asymétrie. Ce second terme s'écrit :

$$J^{EM\mu anap} = \frac{1}{M_N^2} \bar{u}_{x'} [(a_s F_s(Q^2) + a_v F_v(Q^2) \tau_3) (q^2 \gamma^\mu - \not{q} q^\mu) \gamma_5] u_x \quad (2.162)$$

Pour lequel l'asymétrie devient :

$$A_{LR}^{anap}(\vec{e}N) = -\frac{2Q^2 \varepsilon' G_M^x}{\varepsilon(G_E^x)^2 + \tau(G_M^x)^2} \frac{a_s F_s(Q^2) + a_v F_v(Q^2) \tau_3}{M_N^2} \quad (2.163)$$

où maintenant ($\mathcal{K} = 1/M_N^2$). Maekawa et al. n'ont pas donné des valeurs numériques pour a_s et a_v , mais ils prétendent que leur calculs sont en accord avec Zhu et al. [57] pour les deux termes. L'intérêt principal de leur papier est la considération des facteurs de forme analytiques pour a_s et a_v , obtenus à l'aide de la théorie des perturbations chirales dans LO et NLO, bien que la théorie tienne compte de plusieurs modèles. Dans la figure (2.1), nous montrons l'évolution en fonction de Q^2 du facteur de forme anapolaire isoscalaire pour différentes valeurs de $r =$

$\sqrt{2}m_n h_A^1/3g_A f_\pi h_{\pi NN}^{(1)} = \pm 1/3$ et du facteur de forme anapolaire isovecteur. La contribution anapolaire est normalisée à 1 à $Q^2 = 0$.

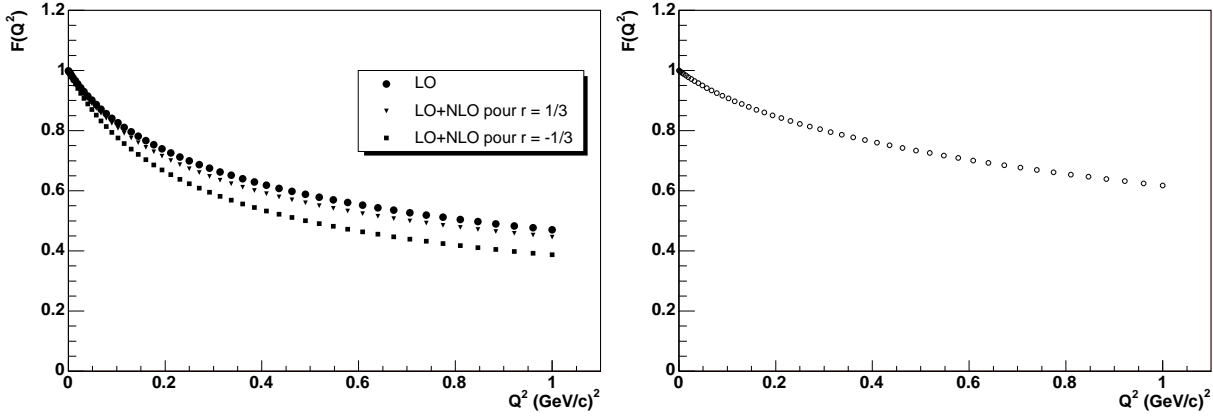


FIG. 2.1 – Variation des facteurs de forme anapolaire isoscalaire axial F_s (figure de gauche) et isovecteur F_v (figure de droite) en fonction de Q^2 selon Maekawa [63]. Pour le terme isoscalaire F_s les 3 courbes correspondent au terme dominant LO (cercles) et NLO avec des valeurs de paramètres $r = 1/3$ (triangles) et $r = -1/3$ (carrés) [63].

2.3.4.3 Contribution anapolaire à partir de Riska

D. O. Riska [62] a aussi calculé les facteurs de forme anapolaire en utilisant la définition suivante du courant :

$$J^{EM\mu\text{ anap}} = \frac{1}{M_N^2} \bar{u}_{x'} [(a_s F_s + a_v F_v \tau_3)(q^2 \gamma^\mu - 2M_N q^\mu) \gamma_5] u_x \quad (2.164)$$

Ce qui mène à l'asymétrie suivante (avec $\mathcal{K} = 1/M_N^2$) :

$$A_{LR}^{anap}(\bar{e}N) = -\frac{2Q^2 \varepsilon' G_M^x}{\varepsilon(G_E^x)^2 + \tau(G_M^x)^2} \frac{a_s F_s(Q^2) + a_v F_v(Q^2) \tau_3}{M_N^2} \quad (2.165)$$

Les valeurs de a_s et a_v peuvent être obtenues à partir des moments anapolaires publiés du proton $a_p = a_s + a_v = -0.90 \times 10^{-8}$ et du neutron $a_n = a_s - a_v = 0.68 \times 10^{-8}$ avec une erreur estimée à 100% ce qui donne :

$$a_s = \frac{a_p + a_n}{2} = -0.11 \times 10^{-8} \quad a_v = \frac{a_p - a_n}{2} = -0.79 \times 10^{-8} \quad (2.166)$$

ou encore :

$$\frac{a_s}{M_N^2} = -0.124 \times 10^{-8} \quad \frac{a_v}{M_N^2} = -0.894 \times 10^{-8} \quad (2.167)$$

Les valeurs des paramètres $\mathcal{K} a_s$ et $\mathcal{K} a_v$ (qui entrent linéairement dans le calcul d'asymétrie) à partir de Zhu-Maekawa et à partir de Riska sont comparées dans la table (2.11). Elles sont

plus petites en valeur absolue dans Riska que dans Zhu et al. et Maekawa et al. mais, à cause des grandes barres d'erreurs dans les paramètres de Zhu, elles restent compatibles. Notons que le signe de la contribution isoscalaire est négatif dans les deux calculs, mais qu'il est différent pour la partie isovecteur.

Réf.	\mathcal{K}	$\mathcal{K} a_s$			$\mathcal{K} a_v$		
		Min.	Central	Max.	Min.	Central	Max.
[57, 63]	$1/\Lambda_\chi^2$	$-9.230 \cdot 10^{-7}$	$-6.153 \cdot 10^{-8}$	$8.00 \cdot 10^{-7}$	$-1.11 \cdot 10^{-6}$	$3.692 \cdot 10^{-7}$	$1.85 \cdot 10^{-6}$
[62]	$1/M_N^2$	$-0.248 \cdot 10^{-8}$	$-0.124 \cdot 10^{-8}$	0.00	$-1.79 \cdot 10^{-7}$	$-0.894 \cdot 10^{-8}$	0.00

TAB. 2.11 – Valeurs centrale et limites pour les contributions isoscalaire et isovecteur au moment anapolaire pour Zhu[57], Maekawa[63] et Riska[62]

Les facteurs de forme anapolaire du proton $a_p F_p(Q^2) = a_s F_s(Q^2) + a_v F_v(Q^2)$ et du neutron $a_n F_n(Q^2) = a_s F_s(Q^2) - a_v F_v(Q^2)$ peuvent être décrits d'une façon phénoménologique avec les fonctions suivantes :

$$a_x F_x(Q^2) = \begin{cases} \alpha_x Q^2 + \beta_x + e^{(\alpha'_x Q^2 + \beta'_x)} & Q^2 < 0.4 (GeV/c)^2 \\ \alpha_x Q^2 + \beta_x & Q^2 \geq 0.4 (GeV/c)^2 \end{cases} \quad (2.168)$$

avec :

$$\begin{aligned} \alpha_n &= -0.11 \cdot 10^{-8} (GeV/c)^{-2} & \beta_n &= 0.276 \cdot 10^{-8} & \alpha'_n &= -12.0895 (GeV/c)^{-2} & \beta'_n &= -19.327 \\ \alpha_p &= 0.20 \cdot 10^{-8} (GeV/c)^{-2} & \beta_p &= -0.159 \cdot 10^{-7} & \alpha'_p &= -9.493 (GeV/c)^{-2} & \beta'_p &= -18.792 \end{aligned} \quad (2.169)$$

2.4 Prédictions théoriques des facteurs de forme vectoriels étranges

Le nucléon ne portant pas d'étrangeté intrinsèque, le facteur de forme électrique étrange est nul à $Q^2 = 0$:

$$G_E^s(0) = 0 \quad (2.170)$$

De nombreux travaux s'attachent à calculer le moment magnétique étrange μ_s ainsi que les rayons de charge r_s^2 et ρ_s qui traduisent le comportement de G_E^s et de G_M^s lorsque Q^2 tend vers zéro. Dans la table (2.12), nous présentons les résultats de calculs dans différents modèles.

Modèle	μ_s (n.m.)	r_s^2 (fm^2)	Référence
Poles	-0.31 ± 0.09	$0.11 \rightarrow 0.22$	[56]
Poles	-0.24 ± 0.03	0.19 ± 0.03	[69]
Poles	0.003	0.002	[70]
Dispersion	$-0.10 \rightarrow -0.14$	$-0.023 \rightarrow -0.024$	[71]
Kaon Loops	$-0.31 \rightarrow -0.40$	$-0.032 \rightarrow -0.027$	[72]
Kaon Loops	-0.026	-0.01	[73]
Kaon Loops	$ \mu_s = 0.8$		[74]
Kaon Loops	$-0.125 \rightarrow -0.146$	$-0.022 \rightarrow -0.019$	[75]
Loops	0.035	-0.04	[76]
Loops	-0.06	0.02	[77]
SU(3) Skyrme (broken)	0.36		[78]
SU(3) Skyrme (broken)	-0.13	-0.10	[79]
SU(3) Skyrme (symmetric)	-0.33	-0.19	[79]
SU(3) chiral hyperbag	0.42		[80]
SU(3) chiral color dielectric	$-0.20 \rightarrow -0.026$	-0.003 ± 0.002	[81]
SU(3) chiral soliton	-0.45	-0.35	[82]
Chiral quark	-0.04	0.002	[83]
Chiral models	$-0.25, -0.09$	$0.024, -0.04$	[84]
Quark soliton	0.08 ± 0.01	-0.1	[85]
NJL soliton	$-0.05 \rightarrow 0.25$	$-0.25 \rightarrow -0.15$	[86]
QCD equalities	-0.75 ± 0.30		[87]
Lattice (quenched)	-0.36 ± 0.20	$-0.06 \rightarrow -0.16$	[88]
Lattice	0.04 ± 0.04	0.015 ± 0.005	[89]
Lattice (chiral)	-0.16 ± 0.18		[90]
Lattice	-0.046 ± 0.019		[91]

 TAB. 2.12 – Prédictions théoriques pour $\mu_s = G_M^s(Q^2 = 0)$ et r_s^2

Nous utilisons les notations introduites par Jaffe [56] et Musolf [55] :

$$\mu_s = G_M^s(0) = F_2^s(0) \quad (2.171)$$

$$r_s^2 = -6(\hbar c)^2 \left(\frac{dF_1^s}{dQ^2} \right)_{Q^2=0} \quad (2.172)$$

$$\rho_s = \left(\frac{dG_E^s}{d\tau} \right)_{Q^2=0} \quad (2.173)$$

$$(2.174)$$

Les quantités μ_s , r_s^2 et ρ_s sont reliées par :

$$(\hbar c)^2 \rho_s = -\frac{2}{3} M c^2 r_s^2 - (\hbar c)^2 \mu_s \quad (2.175)$$

2.5 Mesure des facteurs de forme étranges

Dans cette section nous allons montrer qu'on peut relier le contenu étrange à des quantités mesurables telle que l'asymétrie de violation de parité \mathcal{A}_{PV} .

2.5.1 Expression finale de l'asymétrie de violation de parité

L'expression finale de l'asymétrie de violation de la parité dans la diffusion élastique électron-proton est la somme d'un terme sans étrangeté et un terme contenant explicitement l'étrangeté :

$$\mathcal{A}^{PV}(\vec{e}p) = \mathcal{A}_0(\vec{e}p) + \mathcal{A}_s^{PV}(\vec{e}p) \quad (2.176)$$

avec :

$$\mathcal{A}_0(\vec{e}p) = \mathcal{A}_{V_0}^{1-quark}(\vec{e}p) + \mathcal{A}_{A_0}^{1-quark}(\vec{e}p) + \mathcal{A}_{PV}^{anap}(\vec{e}p) \quad (2.177)$$

Les termes présents dans la somme sont dérivés en utilisant les relations (2.97), (2.138) et (2.149). Ils sont définis par :

$$\mathcal{A}_{V_0}^{1-quark}(\vec{e}p) = -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \left\{ (1 - 4\sin^2\theta_w)(1 + R_V^p) - (1 + R_V^n) \frac{\varepsilon G_E^p G_E^n + \tau G_M^p G_M^n}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \right\} \quad (2.178)$$

$$\mathcal{A}_{A_0}^{1-quark}(\vec{e}p) = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{(1 - 4\sin^2\theta_w) \varepsilon' G_M^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \left[-g_A \left((1 + R_A^{(T=1)SM}) + R_A^{(T=0)SM} \right) G_A^D(Q^2) \right] \quad (2.179)$$

où les facteurs $R_A^{(T=1)SM}$, $R_A^{(T=0)SM}$ sont donnés par la relation (2.137).

L'asymétrie anapolaire $\mathcal{A}_{PV}^{anap}(\vec{e}p)$ a été discutée dans la section précédente. Sa valeur numérique est donnée à partir de la relation (2.149). Comme les incertitudes sur les paramètres sont très grandes, nous avons choisi de prendre dans la procédure d'extraction des facteurs de forme étranges, la forme simplifiée de Zhu (eq.2.154) avec une forme dipolaire :

$$\mathcal{A}_{PV}^{anap}(\vec{e}p) = -\frac{2Q^2 \varepsilon' G_M^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \frac{a_s + a_v}{\Lambda_\chi^2} G_A^D(Q^2) \quad (2.180)$$

Remarquons que l'asymétrie sans étrangeté \mathcal{A}_0 dépend des facteurs de forme électromagnétiques du nucléon. Une mesure d'asymétrie permet donc d'accéder au contenu étrange sous la forme d'une déviation de la valeur de l'asymétrie par rapport à l'asymétrie non-étrange. Toute déviation de l'asymétrie mesurée par rapport à l'asymétrie \mathcal{A}_0 sera donc la signature de la présence de l'étrangeté dans le proton. Une difficulté dans la détermination de la contribution individuelle des quarks étranges aux facteurs de forme du nucléon réside dans le fait qu'une mesure expérimentale \mathcal{A}^{PV} ne fournira qu'une combinaison linéaire des facteurs de forme étranges. En tenant compte de l'expression de l'asymétrie (Eq. 2.176), nous pouvons écrire :

$$\mathcal{A}^{PV}(\vec{e}p) = \mathcal{A}_0(\vec{e}p) + X_E^s(\vec{e}p) G_E^s + X_M^s(\vec{e}p) G_M^s + X_A^s(\vec{e}p) G_A^s \quad (2.181)$$

avec :

$$X_E^s(\vec{e}p) = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} (1 + R_V^{(0)}) \frac{\varepsilon G_E^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \quad (2.182)$$

$$X_M^s(\vec{e}p) = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} (1 + R_V^{(0)}) \frac{\tau G_M^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \quad (2.183)$$

$$X_A^s(\vec{e}p) = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{(1 - 4\sin^2\theta_W) \varepsilon' G_M^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \xi_A^{(0)} \quad (2.184)$$

avec $\xi_A^{(0)} \approx 0.448$ (table 2.9). Les coefficients X_i^s sont sensibles à la cinématique de la diffusion et aux facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron. À une valeur de Q^2 donnée, les facteurs de forme sont fixés. Seules les coefficients cinématiques ε et δ qui dépendent de l'angle de diffusion de l'électron peuvent varier à condition de faire varier l'énergie incidente. La figure (2.2) montre l'évolution des paramètres X_i^s en fonction de l'angle de l'électron diffusé pour une valeur de Q^2 fixée.

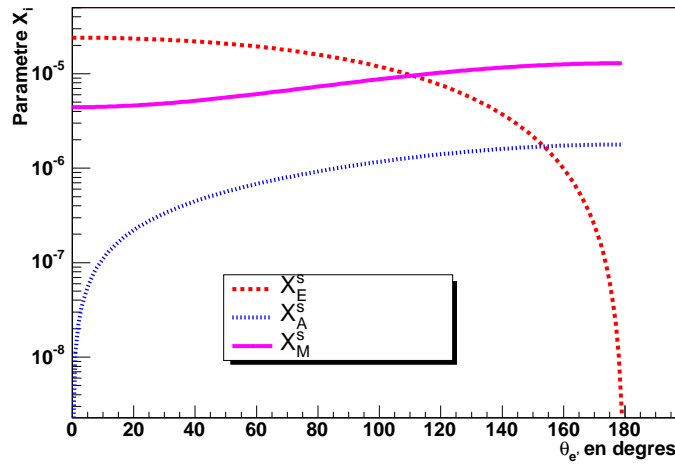


FIG. 2.2 – Coefficients X_i^s dans la diffusion élastique électron-proton en fonction de $\theta_{e'}$ à une valeur de $Q^2 = 0.23(GeV/c)^2$

Comme on le voit sur la figure (2.2), selon que la diffusion se fait aux angles avant ou arrière, l'expérience sera sensible soit à la partie électrique (angles avant) soit aux parties magnétique et axiale (angles arrière). En principe, on pourrait extraire la partie étrange axiale en faisant une troisième mesure dans laquelle on sélectionne une autre combinaison linéaire des quantités G_E^s , G_M^s et G_A^s . La diffusion électron-neutron est bien indiquée comme réaction complémentaire. En effet, on peut écrire la même décomposition pour le neutron que pour le proton :

$$\mathcal{A}^{PV}(\vec{e}n) = \mathcal{A}_0(\vec{e}n) + \mathcal{A}_s^{PV}(\vec{e}n) \quad (2.185)$$

avec :

$$\mathcal{A}_0(\vec{e}n) = \mathcal{A}_{V_0}^{1-quark}(\vec{e}n) + \mathcal{A}_{A_0}^{1-quark}(\vec{e}n) + \mathcal{A}_{PV}^{anap}(\vec{e}n) \quad (2.186)$$

Les termes présents dans la somme sont maintenant dérivés en utilisant les relations (2.100), (2.139) et (2.150). Les formules pour le neutron peuvent être obtenues en effectuant les substitutions indiquées dans la table (2.13).

Proton	\longleftrightarrow	Neutron
$G_{E,M}^p$	\longleftrightarrow	$G_{E,M}^n$
$G_{E,M}^n$	\longleftrightarrow	$G_{E,M}^p$
$1 + R_A^{(T=1)SM}$	\longleftrightarrow	$-(1 + R_A^{(T=1)SM})$
$R_A^{(T=0)SM}$	\longleftrightarrow	$R_A^{(T=0)SM}$
$a_s F_s^{anap}(Q^2) + a_v F_v^{anap}(Q^2)$	\longleftrightarrow	$a_s F_s^{anap}(Q^2) - a_v F_v^{anap}(Q^2)$

TAB. 2.13 – Correspondances dans les formules de l’asymétrie de violation de la parité lorsqu’on passe de la diffusion électron-proton à la diffusion électron-neutron et réciproquement.

Ces correspondances entre les deux types de diffusion indiquent bien que les combinaisons linéaires sont différentes. Une expérience de diffusion sur le neutron étant difficilement réalisable, on a recours, aux angles arrière où la contamination du terme axial est non négligeable, à la diffusion élastique électron-deuton. Comme nous le verrons au dernier chapitre, la diffusion sur une cible de deutérium aux angles arrière est indispensable pour extraire les facteurs de forme G_E^s et G_M^s . Par contre, comme nous le verrons aussi, la détermination de G_A^s par les trois mesures n’est pas possible actuellement. Le facteur de forme axial G_A^s est relié au coefficient cinématique X_A^s . Le facteur d’atténuation $1 - 4 \sin^2 \theta_w$ est présent dans la forme analytique de X_A^s (Eq. 2.184). Par conséquent, la contribution du produit $X_A^s G_A^s$ à l’asymétrie de violation de parité est petite (table 6.3). Toutefois, une mesure d’asymétrie sur une cible de neutrons serait très intéressante puisqu’il va nous apporter une nouvelle contrainte sur la partie anapolaire du nucléon. Comme nous le verrons aussi plutard (table 6.3), l’erreur sur l’asymétrie non étrange aux angles arrière est complètement dominée par l’erreur provenant de la partie anapolaire. Ceci est du au fait que la partie anapolaire du nucléon reste encore mal comprise.

La diffusion quasi-élastique d’électron sur le deuton consiste en une diffusion élastique de l’électron sur l’un des deux nucléons (un proton et un neutron) de ce noyau atomique. L’asymétrie de violation de parité en diffusion quasi-élastique électron-deuton peut être estimée en faisant l’approximation statique. Dans ce cas l’asymétrie est alors donnée par :

$$\mathcal{A}_d^{PV} = \frac{\sigma_p \mathcal{A}_p + \sigma_n \mathcal{A}_n}{\sigma_p + \sigma_n} \quad (2.187)$$

Dans cette thèse, pour extraire séparément G_E^s et G_M^s , nous avons calculé la partie étrange axiale $X_A^s(\vec{e}p) G_A^s(Q^2)$ en utilisant les relations (2.132) et (2.184). L’expression de l’asymétrie devient :

$$\mathcal{A}^{PV}(\vec{e}p) = \mathcal{A}'_0(\vec{e}p) + X_E^s(\vec{e}p) G_E^s + X_M^s(\vec{e}p) G_M^s \quad (2.188)$$

avec :

$$\mathcal{A}'_0(\vec{e}p) = \mathcal{A}_0(\vec{e}p) + X_A^s(\vec{e}p) G_A^s \quad (2.189)$$

2.5.2 Figure de mérite

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que le choix de la cinématique de la diffusion élastique $\vec{e}p$ impose la contribution relative de chacune des contributions électrique, magnétique et axiale du facteur de forme étrange. Afin d'obtenir la mesure la plus précise de la contribution étrange, le choix cinématique consiste à minimiser l'erreur statistique sur la mesure expérimentale de l'asymétrie. L'asymétrie expérimentale résulte d'une asymétrie des taux de comptage des électrons diffusés élastiquement à un angle $\theta_{e'}$ dans les deux états de polarisation longitudinale (droite N^+ et gauche N^-). En supposant des conditions expérimentales parfaites (source, faisceau, cible stables, aucune fausse asymétrie ...), l'asymétrie du taux de comptage est :

$$\mathcal{A}_{exp} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad \mathcal{A}_{PV} = \frac{\mathcal{A}_{exp}}{P_e} \quad (2.190)$$

où P_e est la polarisation du faisceau incident. L'erreur statistique relative sur l'asymétrie expérimentale est égale à :

$$\frac{\sigma(\mathcal{A}_{exp})}{\mathcal{A}_{exp}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{1}{P_e \mathcal{A}_{PV}} \sqrt{1 - \mathcal{A}_{exp}^2} \simeq \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{1}{P_e \mathcal{A}_{PV}} \quad (2.191)$$

avec $N = N^+ + N^-$ le nombre total de particules diffusées élastiquement lors du processus de diffusion électron - proton $\vec{e}p$. Dans l'hypothèse où la luminosité du faisceau \mathcal{L} et l'angle solide de détection $d\Omega_{e'}$ ne varient pas entre deux figures de polarisation, le taux de comptage du calorimètre dans les deux états de spin d'électrons incidents est donné par ($\theta_{e'}$ fixé) :

$$N = \mathcal{L} T \int_{\Delta\phi_{e'}} \frac{d\sigma_0}{d\Omega_{e'}} d\phi_{e'} \quad (2.192)$$

où $d\sigma_0/d\Omega_{e'}$ est la somme sur l'hélicité de l'électron incident des sections efficaces de diffusion $\vec{e}p$ obtenues à partir des amplitudes des interactions électromagnétique et faible et T la durée totale de la mesure. On définit la figure de mérite de l'expérience par :

$$\mathcal{F}(E_e, \theta_{e'}) = \mathcal{A}_{PV}^2(E_e, \theta_{e'}) \int_{\Delta\phi_{e'}} \frac{d\sigma_0}{d\Omega_{e'}}(E_e, \theta_{e'}) d\phi_{e'} \quad (2.193)$$

Compte-tenu des expressions (2.191) et (2.192), nous pouvons écrire le temps T nécessaire pour mesurer une asymétrie avec une précision donnée :

$$T^{-1} = P_e^2 \mathcal{L} \left(\frac{\sigma(\mathcal{A}_{exp})}{\mathcal{A}_{exp}} \right)^2 \mathcal{F}(E_e, \theta_{e'}) \quad (2.194)$$

Cette relation indique que le temps de mesure est minimum lorsque la figure de mérite est maximale.

2.5.3 Cinématique de la diffusion aux angles avant et arrière

Aux angles avant, le maximum de la figure de mérite de l'expérience PVA4 est obtenu à un angle moyen de 35 pour une énergie du faisceau incident de 854.3 MeV (figure 2.3 de gauche). Le transfert de la réaction est alors $Q^2 = 0.225 (GeV/c)^2$ qui correspond à une combinaison linéaire des facteurs de forme étranges :

$$G_E^s + 0.22 G_M^s + 0.02 G_A^s \quad (2.195)$$

En prenant en compte la longueur de la cible, les effets de perte d'énergie et le straggling en énergie, le transfert moyen de la cible est légèrement modifié et prend la valeur $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$. Pour pouvoir procéder à une séparation de Rosenbluth à cette valeur moyenne, PVA4 a reconfiguré le dispositif expérimental. Le passage des angles avant aux angles arrière est devenu possible grâce à une plate-forme pivotante mise en place dans ce but. Nous reviendrons sur la description de la nouvelle configuration en détail dans le chapitre 3.

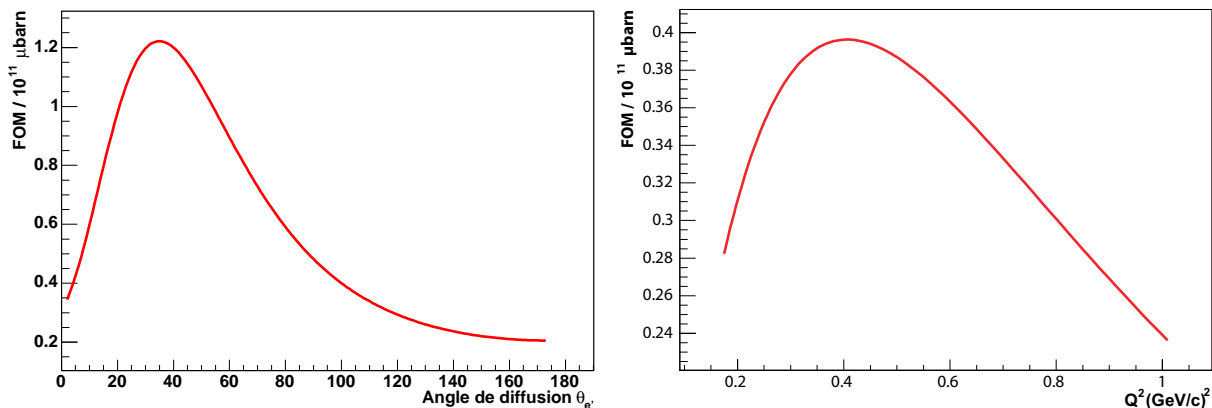


FIG. 2.3 – Figure de mérite FOM de l'expérience PVA4 pour une cible d'hydrogène. Figure de gauche : Le maximum est obtenu à l'angle de diffusion $\theta_{e'} = 35$. Figure de droite : Le maximum de la fonction Y définie dans le texte à $\theta_{e'} = 145$ correspond à la valeur de $Q^2 = 0.4 (GeV/c)^2$.

Durant la phase des angles arrière, les particules diffusées sont détectées dans un domaine angulaire entre 140 et 150 avec un angle central de 145. La cinématique de la réaction pour différentes énergies d'électrons incidents est donnée par la table ci-dessous (2.14). La variation de la quantité $Y(Q^2, \theta_{e'} = 145) \equiv \mathcal{F}(E_e, \theta_{e'} = 145)$ en fonction de l'énergie de l'électron incident E_e montre que la figure de mérite imposée pour les angles avant ($Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$) n'atteint pas sa valeur maximale aux angles arrière (figure 2.3 de droite). PVA4 a fait alors le choix de travailler aux angles arrière en dehors du maximum de la figure de mérite pour mesurer l'asymétrie à $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$. Un faisceau incident d'énergie de 315 MeV diffusant sur une cible de protons à un angle $\theta_{e'} = 145$ permet d'obtenir un moment transféré $Q^2 = 0.224 (GeV/c)^2$.

$E_e(\text{MeV})$	$\theta_{e'}$	$E_{e'}(\text{MeV})$	$Q^2(\text{GeV}/c)^2$	$d\sigma/d\Omega_{e'}(\mu\text{b}/\text{sr})$
570	145	270.882	0.562	0.00217
315	145	195.760	0.224	0.01291
300	145	189.879	0.207	0.01451
285	145	183.778	0.190	0.01634
280	145	181.694	0.185	0.01701
270	145	177.445	0.174	0.01843
255	145	170.865	0.158	0.02082
225	145	156.906	0.128	0.02674

TAB. 2.14 – Cinématique de la réaction $ep \rightarrow ep$ aux angles arrière pour un angle de l'électron diffusé de 145.

Les valeurs des coefficients cinématiques de la réaction aux angles arrière τ , ε et ε' définis par la relation (Eq. 2.53) sont données dans la table (2.14).

Paramètre	E_e	$\theta_{e'}$	Q^2	$d\sigma/d\Omega_{e'}$	\mathcal{A}_{PV}^0	τ	ε	ε'
	<i>GeV</i>	<i>deg.</i>	<i>(GeV/c)²</i>	<i>$\mu\text{b}/\text{sr}$</i>	<i>ppm</i>	-	-	-
PVA4	0.315	145	0.224	0.0129	-16.61	0.064	0.045	0.26

TAB. 2.15 – Paramètres de l'expérience PVA4 à angle de diffusion de 145.

La mesure de l'asymétrie de violation de parité par PVA4 aux angles arrière fournira la mesure de la combinaison :

$$G_E^s + 4.11 G_M^s + 0.57 G_A^s \quad (2.196)$$

2.5.4 Situation actuelle des expériences

Plusieurs collaborations internationales s'insèrent dans un programme de recherche sur l'étrangeté par diffusion élastique d'électrons polarisés. Nous allons passer en revue les différentes expériences et présenter leurs résultats.

Comme nous l'avons indiqué dans la remarque du paragraphe (2.3.4.1), habituellement (au prix d'une confusion inutile), la contribution axiale à l'asymétrie est évaluée en incluant la partie anapolaire dans le facteur de forme axial. Dans ce facteur de forme axial "complet", on peut toujours séparer les parties iso-scalaire et iso-vecteur. Pour éviter toute confusion avec les notations utilisées jusqu'à présent dans ce chapitre, la partie iso-vecteur du facteur de forme axial "complet" sera notée " $G_A^{(T=1)}$ " dans ce paragraphe.

2.5.4.1 Expérience SAMPLE

SAMPLE basée auprès du MIT-BATES Linear Accelerator (Massachusetts, USA) fut la première expérience de violation de parité à étudier l'étrangeté dans le nucléon [108]. Avec sa

cinématique aux angles arrière, on est sensible aux facteurs de forme magnétique et axial. Le faisceau d'électrons d'intensité $40 \mu A$ interagit avec une cible de protons de longueur 40 cm . Les électrons diffusés élastiquement émettent un rayonnement par effet Čerenkov dans l'air. Un jeu de dix miroirs elliptiques focalise la lumière sur un ensemble de photomultiplicateurs. Les miroirs couvrent un domaine angulaire compris entre 130 et 170 .

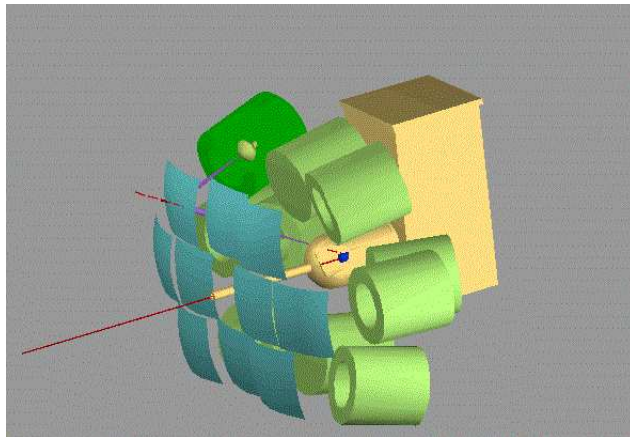


FIG. 2.4 – *Dispositif expérimental de l'expérience SAMPLE au MIT-Bates.*

Vu la cinématique de la diffusion, l'expérience est surtout sensible aux facteurs de forme G_M^s et " $G_A^{(T=1)}$ ". Les mesures ont été faites à un transfert $Q^2 = 0.1(\text{GeV}/c)^2$ avec dans un premier temps une cible d'hydrogène liquide LH_2 et ensuite une cible de deutérium LD_2 . D'après les résultats obtenus, la valeur de " $G_A^{(T=1)}$ " est en contradiction avec la valeur prédite par Zhu et al. dans leur calcul sur le moment anapolaire du nucléon [57]. Le désaccord porte sur le terme correctif $R_A^{T=1}$ auquel la mesure expérimentale assigne une valeur proche de -1 tandis que la prédiction théorique donne -0.41 . Récemment, les données acquises pour les premières expériences ont été réanalysées. Les nouvelles valeurs des asymétries mesurées sur les deux cibles, exprimées en partie par million (ppm), sont [109, 110] :

$$\mathcal{A}_p = -5.61 \pm 0.68 \pm 0.88 \text{ ppm} \quad (2.197)$$

$$\mathcal{A}_d = -7.77 \pm 0.73 \pm 0.62 \text{ ppm} \quad (2.198)$$

dans lesquelles la première erreur est statistique et la seconde est systématique. Les mesures ont permis de remonter à deux combinaisons linéaires :

$$G_M^s + 0.46 " G_A^{(T=1)} " \quad (2.199)$$

$$G_M^s + 2.31 " G_A^{(T=1)} " \quad (2.200)$$

La combinaison de ces deux résultats montre que les mesures sont en accord avec la prédiction de Zhu et al. Une troisième mesure sur LD_2 a été réalisée pour une faible valeur de $Q^2 = 0.038(\text{GeV}/c)^2$. L'asymétrie vaut [110] :

$$\mathcal{A}_d = -3.51 \pm 0.57 \pm 0.58 \text{ ppm} \quad (2.201)$$

et la combinaison correspondante est :

$$G_M^s + 2.81 " G_A^{(T=1)} " \quad (2.202)$$

2.5.4.2 Expérience HAPPEX

HAPPEX (Hall A Proton Parity Experiment) s'est déroulée au laboratoire TJNAF (Jefferson Lab, Virginie, USA) dans le hall A auprès de l'accélérateur CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility). Le hall A comprend deux spectromètres identiques de haute résolution (High Resolution Spectrometer, ou HRS). Ils permettent de sélectionner en impulsion les particules diffusées après la cible d'hydrogène liquide de longueur 15 *cm*. HAPPEX a mesuré la combinaison $G_E^s \pm 0.392 G_M^s$ par détection des électrons diffusés élastiquement sur proton à $\theta_{e'} = 12.3$. En 2004, HAPPEX a mesuré pour le moment transféré $Q^2 = 0.477 (GeV/c)^2$ une asymétrie [60] $\mathcal{A} = [-15.05 \pm 0.98(stat) \pm 0.56(syst)] ppm$ qui a conduit à une extraction de la combinaison linéaire :

$$G_E^s + 0.392 G_M^s = 0.014 \pm 0.020^{(stat+syst)} \pm 0.010 \quad (2.203)$$

La dernière erreur traduisant l'incertitude sur les facteurs de forme électromagnétiques. La collaboration HAPPEX a poursuivi sa campagne de mesure sur une cible de ^4He . Les électrons élastiques ont été détectés à un angle $\theta_{e'} = 5.7$ correspondant à un $Q^2 = 0.091 (GeV/c)^2$. En 2005, HAPPEX a obtenu [111] l'asymétrie suivante :

$$\mathcal{A}^{PV} = [6.72 \pm 0.84^{(stat)} \pm 0.21^{(syst)}] ppm \quad (2.204)$$

ce qui correspond à la valeur du facteur de forme étrange :

$$G_E^s = -0.038 \pm 0.042^{(stat)} \pm 0.010^{(syst)} \quad (2.205)$$

Le résultat de HAPPEX montre une contribution étrange électrique compatible avec la valeur 0. En 2006, HAPPEX [112] a publié une nouvelle mesure d'asymétrie sur une cible d'hydrogène à un $Q^2 = 0.109 (GeV/c)^2$. Le résultat de la mesure est [112] :

$$\mathcal{A}^{PV} = -1.58 \pm 0.12^{(stat)} \pm 0.04^{(syst)} ppm \quad (2.206)$$

Ce résultat a permis d'extraire la combinaison des facteurs de forme étrange électrique et magnétique :

$$G_E^s + 0.09 G_M^s = 0.007 \pm 0.011^{(stat)} \pm 0.006^{(syst)} \quad (2.207)$$

2.5.4.3 Expérience G^0

Basée aussi au laboratoire TJNAF, l'expérience a été prévue dans le but de mesurer séparément les trois facteurs de forme qui décrivent des quarks étranges sur une large gamme de Q^2 .

Pendant la phase avant ($53 \leq \theta_{p'} \leq 76$), l'asymétrie est mesurée en détectant le proton de recul sur lequel l'électron a diffusé. La mesure s'est effectuée sur une cible de protons sur la gamme $0.12 < Q^2 < 1 (GeV/c)^2$. Ces données ont été prises début 2004. Pour la mesure aux angles arrière, le détecteur a été retourné. La détection sera effectuée sur l'électron diffusé à un angle moyen de 110. La prise de données se fera pour la valeur de $Q^2 = 0.63 (GeV/c)^2$ sur

une cible de protons puis de deutons. A cet effet, l'expérience utilise un faisceau d'électrons polarisés à 80%, d'énergie 3 GeV et d'intensité $40\ \mu\text{A}$.

Les particules diffusées sont analysées dans un spectromètre (figure 2.5) toroidal supraconducteur entourant une cible de longueur 20 cm . Il comporte 8 secteurs. Chaque octant comprend 16 détecteurs composés chacun d'une paire de lattes de scintillateurs situées dans le plan focal du spectromètre. Dans ce mode de détection, l'identification des événements élastiques se fait grâce à la sélection en impulsion du spectromètre et à une mesure de temps de vol des protons. Cependant, aux angles arrière, les électrons étant relativistes quelle que soit leur énergie (au-delà de quelques MeV), la méthode du temps de vol ne fonctionne plus et la séparation du pic élastique et de la région du Δ , se fera grâce à la détection des électrons en coincidence avec des détecteurs situés à la sortie de la cible (Cryostat Exit Detector ou CED).

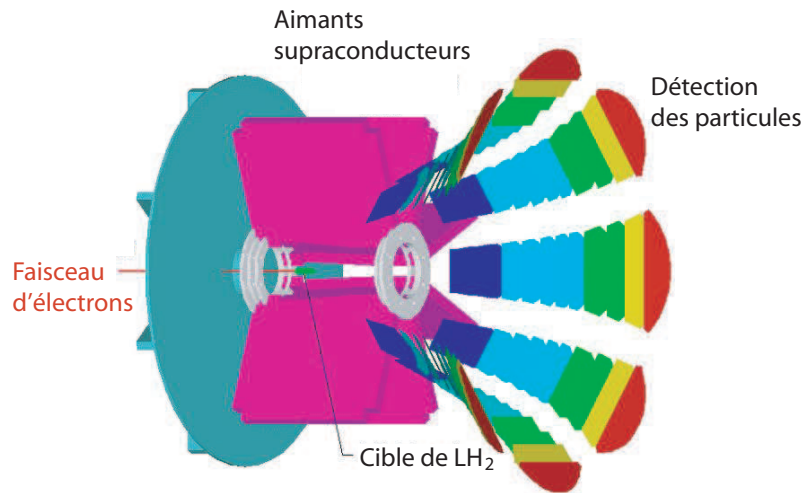


FIG. 2.5 – Schéma d'ensemble du spectromètre G^0 dans la phase aux angles avant.

Les premiers résultats [113] de G^0 , ont été publiés en juin 2005. L'ensemble des données ont indiqué une contribution non nulle des quarks étranges aux distributions de charge et magnétisation. Le comportement de la combinaison linéaire des facteurs de forme étranges mesuré serait en faveur de la combinaison de deux termes ayant des contributions conséquentes et de signes opposés (figure 6.10).

2.5.4.4 Expérience PVA4

La collaboration PVA4 utilise à Mainz un calorimètre électromagnétique, contenant 1022 cristaux de fluorure de plomb très rapides pour détecter les électrons diffusés, à l'aide d'une électronique sophistiquée. Elle a mesuré l'asymétrie de violation de parité aux angles avant entre 30 et 40 dans la diffusion élastique sur l'hydrogène pour deux valeurs de $Q^2 = 0.23$ et $0.108\ (\text{GeV}/c)^2$. L'asymétrie mesurée vaut pour les deux moments transférés :

$$Q^2 = 0.230\ (\text{GeV}/c)^2 \quad \mathcal{A}^{PV} = (-5.44 \pm 0.54^{(stat)} \pm 0.26^{(sys)})\ ppm \quad [58] \quad (2.208)$$

$$Q^2 = 0.108\ (\text{GeV}/c)^2 \quad \mathcal{A}^{PV} = (-1.36 \pm 0.29^{(stat)} \pm 0.13^{(sys)})\ ppm \quad [59] \quad (2.209)$$

Expérience	Cible	Ciném.	Q^2 (GeV/c) ²	Sensibilité	statut
Sample	H ₂	arrière	0.10	$G_M^s + 0.46 "G_A^{(T=1)}"$	[98]
	D ₂	arrière	0.10	$G_M^s + 2.31 "G_A^{(T=1)}"$	[110]
	D ₂	arrière	0.038	$G_M^s + 2.81 "G_A^{(T=1)}"$	[110]
HAPPEX	H ₂	avant	0.47	$G_E^s + 0.39 G_M^s$	[60]
	H ₂	avant	0.11	$G_E^s + 0.08 G_M^s$	[112]
	⁴ He	avant	0.09	G_E^s	[111]
G ⁰	H ₂	avant	0.1-1	$G_E^s + (0.1 - 0.9) G_M^s$	[113]
	H ₂	arrière	0.23, 0.47, 0.8	$G_M^s + (0.2 - 0.3) "G_A^{(T=1)}"$	2007-2008
	D ₂	arrière	0.23, 0.47, 0.8	$G_M^s + (0.9 - 1.5) "G_A^{(T=1)}"$	2007-2008
PVA4	H ₂	avant	0.23	$G_E^s + 0.23 G_M^s$	[58]
	H ₂	avant	0.10	$G_E^s + 0.11 G_M^s$	[59]
	H ₂	arrière	0.23	$G_E^s + 4.01 G_M^s$	2007
	D ₂	arrière	0.23	$G_M^s + (0.8 - 1.2) "G_A^{(T=1)}"$	2007

TAB. 2.16 – Situation expérimentale des différentes collaborations. La colonne "Sensibilité" indique l'observable déduite de la mesure.

Nous terminons ce chapitre par un résumé de la situation expérimentale des différentes collaborations et nous présentons aussi les mesures futures de ces expériences (table 2.16). La combinaison des différentes expériences SAMPLE, HAPPEX et PVA4 à $Q^2 = 0.1(\text{GeV}/c)^2$ (figure 2.6) a permis actuellement de séparer chacune des contributions G_E^s , G_M^s à cette valeur de Q^2 .

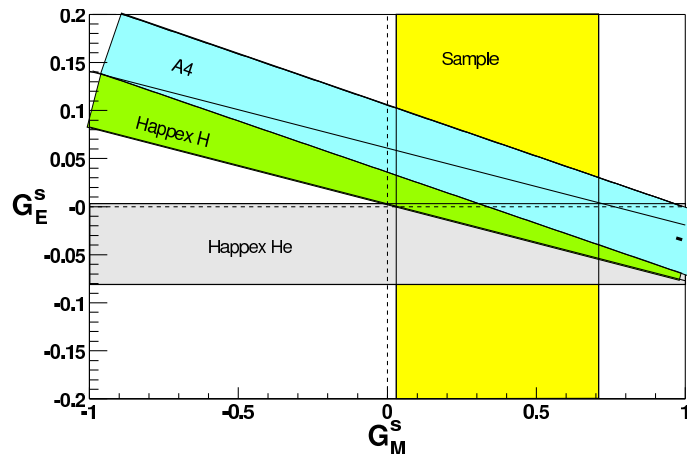


FIG. 2.6 – Résultats de mesures des expériences SAMPLE, HAPPEX et PVA4 à $Q^2 = 0.1(\text{GeV}/c)^2$.

Cette séparation au niveau mondial prévoit des contributions des facteurs de forme étranges non nulle et tend vers une solution comparable à celle conclue par la collaboration G^0 . Les nouvelles mesures à venir aux angles arrière de PVA4 et G^0 vont être décisives puisqu'elles vont permettre la même séparation à $Q^2 = 0.23(GeV/c)^2$ et d'illucider la question de l'étrangeté dans le nucléon.

Nous avons vu dans ce chapitre que la mesure de l'asymétrie de violation de parité permet, connaissant les facteurs de forme électromagnétiques du nucléon d'accéder au contenu étrange du nucléon. Nous avons donné aussi l'état de l'art des expériences utilisant la violation de parité. Dans le chapitre suivant, nous allons nous livrer à la description du dispositif expérimental de PVA4 dédié à la détermination de la contribution étrange du nucléon.

Chapitre 3

L'expérience PVA4 à Mainz

L'expérience PVA4 (Parity Violating In Hall A4) est basée à Mayence (Mainz) en Allemagne auprès du microtron MAMI (Mainzer Mikrotron). Nous avons vu dans le chapitre 2 que les mesures de l'asymétrie de violation de parité permettent d'extraire la contribution étrange aux propriétés électrique et magnétique du nucléon. L'expérience PVA4 a mesuré l'asymétrie de violation de parité pour des moments transférés $Q^2 = 0.23$ et 0.1 (GeV/c)^2 . Elle se propose pour la première fois de séparer les facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s en procédant à une mesure aux angles arrière sur une cible d'hydrogène à $Q^2 = 0.23 \text{ (GeV/c)}^2$. La campagne de test sur faisceau dans la nouvelle configuration du détecteur a été confrontée à un bruit de fond provenant de la production de photons dans la cible. Ce bruit de fond détruit le pic élastique et rend la séparation de la contribution élastique de l'inélastique difficile voire impossible. Pour remédier à ce problème, la construction d'un détecteur supplémentaire constitué de scintillateurs pour éliminer les particules neutres nous a apparu nécessaire. Nous présentons dans ce chapitre le principe général de l'expérience PVA4. La description du dispositif expérimental depuis la production du faisceau polarisé jusqu'à la détection sera détaillée.

3.1 Principe général d'une expérience de violation de parité

Rappelons que l'asymétrie de violation de parité \mathcal{A}_{PV} (Eq. 2.41) recherchée est donnée par :

$$\mathcal{A}_{PV} = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} \quad (3.1)$$

où σ^\pm désigne la section efficace de diffusion élastique électron - proton dans les deux états d'hélicité (+, -) du faisceau incident. Le principe fondamental très simple d'une expérience de violation de parité est résumé sur la figure (3.1).

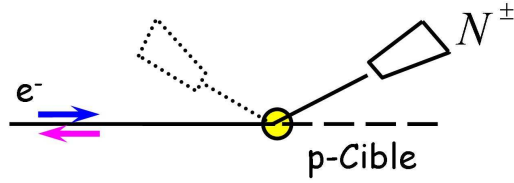


FIG. 3.1 – Principe de base d’une expérience de violation de parité. Les électrons polarisés longitudinalement et diffusant sur une cible de protons non polarisés sont enregistrés avec un détecteur.

Le faisceau d’électrons polarisés longitudinalement est focalisé sur une cible de protons non polarisés. Expérimentalement, nous n’avons pas accès directement à l’asymétrie \mathcal{A}_{PV} mais à l’asymétrie mesurée \mathcal{A}^{exp} . Cette asymétrie est construite à partir des taux de comptage élastiques N^\pm du détecteur normalisés dans les deux états d’hélicité opposée droite (+) et gauche (−). Dans l’expérience PVA4, le taux de comptage est normalisé à la densité de la cible ρ^\pm , où $\rho^\pm = L^\pm/I^\pm$ est le rapport du taux de comptage dans les détecteurs de luminosité dans les deux états de polarisation du faisceau à l’intensité dans ces deux mêmes états :

$$\mathcal{A}^{exp} = \frac{\frac{N^+}{\rho^+} - \frac{N^-}{\rho^-}}{\frac{N^+}{\rho^+} + \frac{N^-}{\rho^-}} \quad (3.2)$$

L’asymétrie expérimentale doit être également corrigée des fausses asymétries dues aux appareillages et du taux de polarisation du faisceau incident. Parallèlement à la mesure du taux de comptage N^\pm , il est nécessaire de mesurer les paramètres du faisceau (position, intensité, énergie, ...) pour chacun des deux états d’hélicité. En outre, les variations de ces paramètres doivent être les plus petites possibles pour pouvoir effectuer les corrections ultérieures de manière la plus rigoureuse possible. Ces paramètres de faisceau sont mesurés à l’aide de moniteurs de faisceau qui d’après leurs principes de fonctionnement (paragraphe 3.3.2) dépendent de l’intensité du faisceau. C’est la raison pour laquelle PVA4 a choisi de normaliser le taux de comptage du calorimètre à la densité de la cible pour tenir compte à la fois des inhomogénéités de la cible et de la dépendance des moniteurs en intensité de faisceau.

Comme les asymétries mesurées sont petites ($\simeq 10^{-6}$), un grand nombre d’événements élastiques doit être collecté. Nous avons vu précédemment (section 2.5.2) que l’erreur statistique de l’asymétrie mesurée est inversement proportionnelle à la racine carrée du taux de comptage élastique total du détecteur $N = N^+ + N^-$.

$$\Delta\mathcal{A}^{exp}|_{stat} \simeq 1/\sqrt{N} \quad (3.3)$$

Par exemple, pour une asymétrie de l’ordre de 10^{-6} mesurée avec une précision statistique de 10%, avec une polarisation de faisceau égale à 80%, environ $2.5 \cdot 10^{13}$ événements élastiques sont nécessaires.

L’expérience PVA4 est mise en place dans les deux halls expérimentales A3 et A4 auprès de l’accélérateur d’électrons de Mainz (MAMI). Les électrons polarisés produits dans la source d’électrons sont accélérés dans le microtron et transportés jusqu’aux halls d’expérience. Une électronique spéciale gouverne l’hélicité. Celle-ci change toutes les 20 ms. Les paramètres du

faisceau (intensité, énergie, position,...) sont mesurés et réglés à divers emplacements sur la ligne du faisceau. Les électrons polarisés interagissant avec la cible d'hydrogène liquide sont détectés dans un calorimètre électromagnétique de PbF_2 . La cible est contrôlée par les huit moniteurs de luminosité. La connaissance de la polarisation du faisceau est nécessaire pour déterminer l'asymétrie physique. Pour cela, plusieurs polarimètres sont disponibles.

3.2 Faisceau d'électrons de MAMI

Une variété de programmes expérimentaux de recherche en physique nucléaire auprès de l'accélérateur de MAMI exigent un faisceau d'électrons intense et fortement polarisé pour un temps de mesure qui peut durer plusieurs heures. Une source fiable qui fonctionne d'une manière stable est primordiale pour le succès d'une telle recherche. Pour les expériences de violation de parité, les caractéristiques du faisceau (position, intensité, énergie, ...) doivent être similaires dans les deux états de polarisation. Toute différence entre les deux états d'hélicité des électrons incidents engendrera des fausses asymétries. Maximiser la polarisation du faisceau incident est un des défis majeurs des expériences de violation de la parité. Nous avons montré dans la section (2.5.2) que le fait d'augmenter la polarisation des électrons permet de diminuer l'erreur statistique relative sur l'asymétrie physique. Dans cette section, nous décrivons la source d'électrons polarisés qui a été développée par la collaboration B2 de MAMI au cours de ces dernières années [122].

3.2.1 La source d'électrons polarisés

La source d'électrons polarisés est basée sur le principe de l'émission photoélectrique. Une photocathode exposée à une lumière ou un rayonnement électromagnétique de fréquence suffisamment élevée permet d'émettre des électrons par effet photoélectrique. La photocathode standard est un cristal semi-conducteur d'arséniure de gallium (GaAs). L'irradiation du cristal par un rayonnement d'énergie adaptée permet d'exciter des électrons entre des états déterminés de la bande de valence vers la bande de conduction.

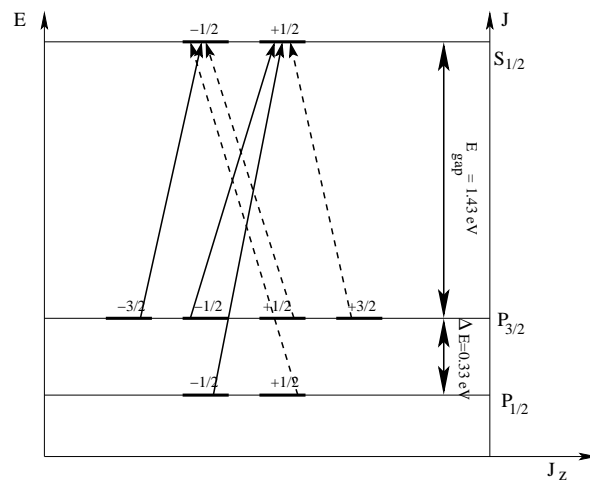


FIG. 3.2 – Niveaux d'énergie de l'Arséniure de Gallium.

L'état de spin des électrons sera imposé par la polarisation du rayonnement incident. Les électrons vont migrer jusqu'à la surface du cristal puis être émis dans le vide. C'est grâce à sa structure en bandes (figure 3.2) que l'AsGa est un bon cristal pour produire des électrons polarisés par pompage optique. Il existe un point de la zone de Brillouin (point Γ) où la différence d'énergie entre la bande de conduction et la bande de valence est minimale et vaut $E_{gap} = 1.43 \text{ eV}$. Au point Γ , le moment orbital des électrons vaut $L = 0$ (état S) (resp. $L = 1$ (état P)). Du fait, du couplage spin-orbite, l'état P de la bande de valence est naturellement divisé en deux sous-niveaux $P_{1/2}$ et $P_{3/2}$ séparés par une différence d'énergie $\Delta E_{SO} = 0.34 \text{ eV}$. Les niveaux $S_{1/2}$ et $P_{1/2}$ sont deux fois dégénérés, deux états magnétiques $J_z = m_j = \pm\frac{1}{2}$, alors que le niveau $P_{3/2}$ possède quatre états magnétiques, $J_z = m_j = \pm\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2}$.

On voit donc que si le cristal est éclairé par des photons polarisés circulairement et donc d'hélicité donnée $\Delta m_j = \pm 1$, seules les transitions entre les états avec un moment angulaire bien défini seront induites. Par exemple, pour un photon droit $\Delta m_j = +1$, en vertu de la conservation du moment orbital total ¹, seules les transitions suivantes (table 3.1) sont permises.

Transition	Bande de valence	Bande de conduction	Δm_j
T_1	$ \frac{3}{2}, -\frac{3}{2}\rangle$	$ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$-\frac{1}{2} - (-\frac{3}{2}) = 1$
T_2	$ \frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$ \frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$	$+\frac{1}{2} - (-\frac{1}{2}) = 1$
T_3	$ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$ \frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$	$+\frac{1}{2} - (-\frac{1}{2}) = 1$

TAB. 3.1 – Transitions permises correspondant à un photon d'hélicité $\Delta m_j = +1$.

Les rapports des amplitudes relatives des trois transitions, données par les coefficients de Clebsch-Gordan, sont :

$$\frac{P(T_1)}{P(T_2)} = 3, \quad \frac{P(T_3)}{P(T_2)} = 2. \quad (3.4)$$

Si l'énergie des photons E_γ autorise les trois transitions alors la polarisation des électrons pompés vers la bande de conduction est nulle

$$P_e = \frac{3 - 2 - 1}{3 + 2 + 1} = 0. \quad (3.5)$$

Il apparait donc nécessaire d'ajuster l'énergie E_γ de la lumière incidente en-dessous du seuil d'excitation de la couche $P_{1/2}$ ($E_{gap} < E_\gamma < E_{gap} + \Delta E_{SO}$), pour interdire la transition T_3 . La polarisation devient alors :

$$P_e = \frac{3 - 1}{3 + 1} = 50\%. \quad (3.6)$$

A ce stade, les électrons peuplant la bande de conduction doivent diffuser dans le vide pour être accélérés. A la surface du cristal, les électrons se heurtent à une barrière de potentiel de 0.4eV . Par conséquence, une photoémission efficace nécessite la diminution de cette énergie

¹ J Le moment orbital total $\vec{J} = \vec{L} + \vec{s}$, \vec{L} moment angulaire, \vec{s} spin de l'électron.

pour que les électrons se libèrent du cristal. La surface du cristal est alors recouverte d'une couche de fluorure de césium $Cs-F$ (ou $Cs-O$) qui cède une partie de ses électrons au cristal. Ceci permet de diminuer ce potentiel jusqu'à la création d'une affinité électronique négative (NEA) entre le vide et la bande de conduction à la surface du cristal. Ainsi, les électrons se trouvent libres à la surface du cristal. Ils sont regroupés et accélérés sous la forme d'un faisceau en appliquant une tension électrique sur la cathode.

Il est possible d'atteindre une polarisation des électrons plus élevée en levant la dégénérescence de la couche $P_{3/2}$. La solution, retenue à MAMI, est un cristal d'arséniure de gallium contraint dopé au Phosphore ($AsGaP$). L'énergie des niveaux $m_j = \pm\frac{1}{2}$ est alors inférieure à l'énergie des niveaux $m_j = \pm\frac{3}{2}$. L'écart en énergie est de l'ordre de $0.1 eV$. En réglant soigneusement la longueur d'onde du rayonnement de telle façon à pomper les états $m_j = \pm\frac{3}{2}$ vers le premier état $S_{1/2}$ de la bande de conduction, la polarisation des électrons pourrait atteindre la limite théorique de 100%. Toutefois, la présence de défauts cristallins et de perte de polarisation des électrons lors de leur migration vers la surface mettent les meilleures performances actuelles à 80%. Un schéma de principe de la source d'électrons polarisés de MAMI est présenté sur la figure (3.3).

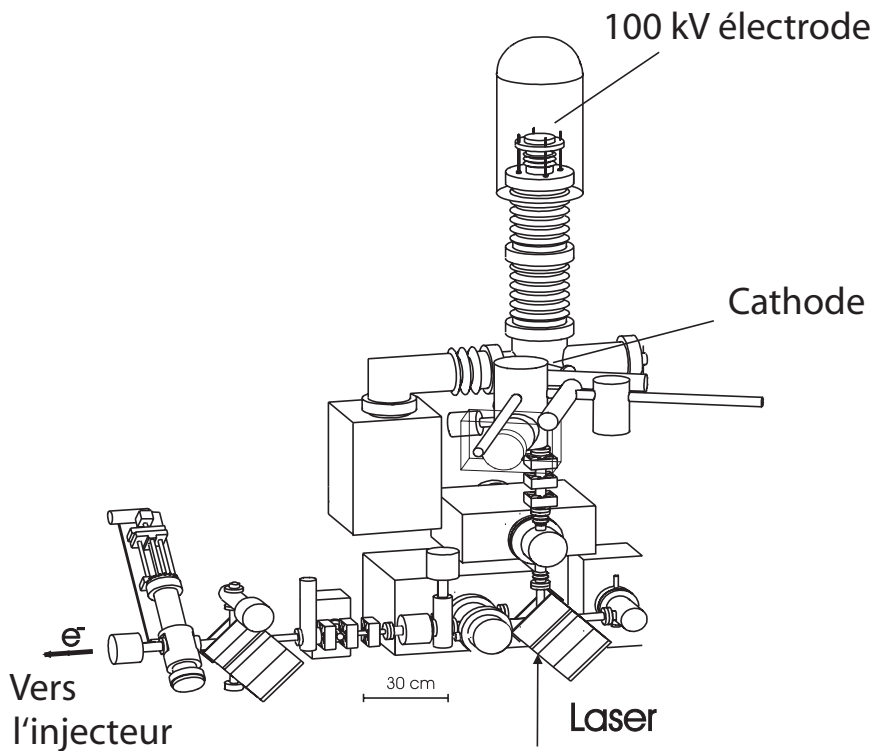


FIG. 3.3 – Schéma de principe de la source d'électrons polarisés de MAMI.

3.2.2 Efficacité quantique

Comme nous l'avons vu précédemment, le temps nécessaire pour obtenir une précision statistique donnée sur l'asymétrie expérimentale dépend de l'intensité du faisceau et du degré de

polarisation des électrons incidents :

$$T \propto \frac{1}{IP_e^2} \quad (3.7)$$

L'utilisation du cristal d'arséniure de gallium contraint permet de réduire le temps de mesure. Gagner en polarisation est donc plus efficace que de gagner en intensité de courant. Cette intensité dépend de l'efficacité quantique Q_e de la photocathode (c'est à dire de la fraction de photons qui éjectent effectivement un électron), de la puissance optique P et de l'énergie des photons (fréquence ν) qui vont exciter les électrons vers la bande de conduction :

$$I = Q_e \frac{P}{h\nu} \quad (3.8)$$

Cependant, les performances en terme de polarisation des électrons dépendent d'une manière très critique de l'efficacité du pompage optique. Augmenter la polarisation du faisceau incident nécessite de sonder la population des sous-états magnétiques $m_j = \pm 3/2$ et donc une énergie inférieure à $E_\gamma < E_{gap} + \Delta E_{SO}$. Dans cette gamme d'énergie l'efficacité quantique est limitée : elle augmente sensiblement avec l'énergie des photons incidents. Il faut donc trouver un compromis entre forte polarisation et courant important. Les contraintes qui vont déterminer le choix de la technique utilisée pour produire les électrons polarisés seront donc la maximisation de la figure de mérite de la source (IP_e^2).

3.2.3 Source lumineuse

A MAMI, la source lumineuse (figure 3.4) utilisée pour le pompage optique des électrons est un système MOPA [122] (Master-Oscillator-Power-Amplifier) synchronisé sur la radio fréquence des cavités accélératrices de MAMI.

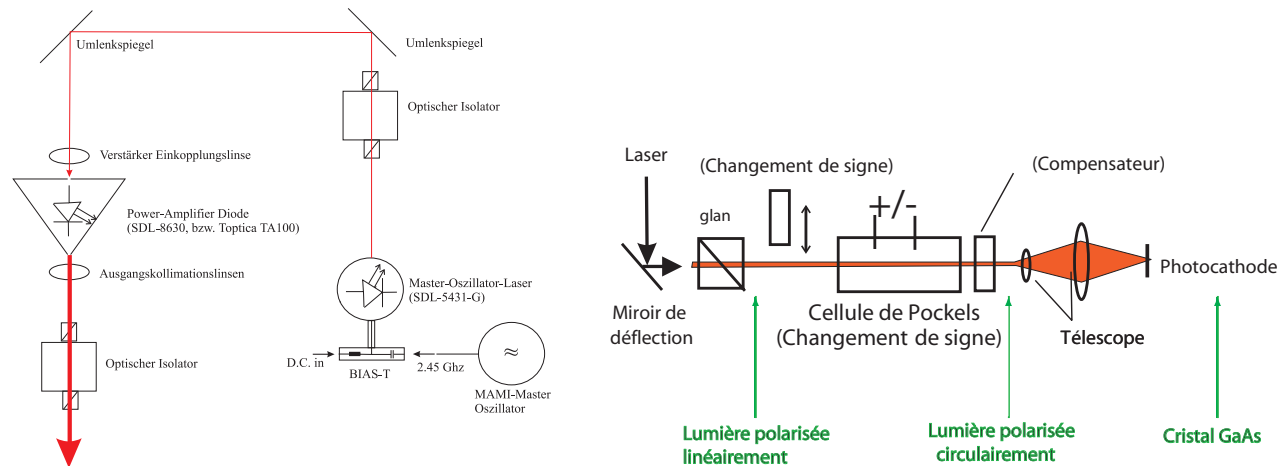


FIG. 3.4 – Source lumineuse de MAMI. La lumière laser produite par le système MOPA est transportée sur le plan de la figure. Elle est déviée vers le haut perpendiculairement à la figure par un miroir vertical, traverse la cellule de Pockels puis est focalisée sur la photocathode.

Le laser est constitué d'une diode Ti saphir. La diode est contrôlée par le signal de l'oscillateur maître qui est accordé sur une fréquence de 2.45 GHz . La diode produit un faisceau pulsé de longueur en temps de 45 ps et de puissance 2.8 mW .

La lumière est ensuite dirigée vers un isolateur optique puis focalisée sur une diode amplificatrice. Le faisceau laser traverse alors un banc optique, composé d'un prisme « Glan », d'une lame demi-onde et d'une cellule de Pockels, qui permet de régler la puissance incidente sur la photo-cathode et d'obtenir des photons polarisés circulairement. Enfin, le faisceau est dirigé et focalisé sur la cathode par un télescope. La photocathode produit alors un courant de $20 \mu\text{A}$ polarisé à 80%.

3.2.4 Renversement de la polarisation

Comme nous l'avons vu précédemment, afin de s'affranchir des erreurs systématiques, il est impératif que les paramètres du faisceau (intensité, énergie, position, alignement angulaire) soient identiques entre les deux états d'hélicité. Un renversement rapide et fréquent de la polarisation du faisceau est indispensable pour pouvoir considérer que le faisceau est peu perturbé entre deux figures de polarisation successives.

Dans le cas de la source de MAMI, le renversement du spin des électrons est réalisé via le renversement de la polarisation des photons. Le renversement est opéré chaque 20 ms grâce à une cellule de Pockels [123]. La cellule de Pockels est composée d'un cristal de KD^*P (phosphate dihydrogéné de potassium) présentant un effet électro-optique. C'est en fait un milieu bi-axe. L'application d'un champ électrique modifie l'indice de réfraction du cristal. La polarisation linéaire de la lumière incidente est alors orientée à 45° par rapport aux axes de la cellule.

Pour une tension positive appliquée V^+ (resp. $V^- = -V^+$), le cristal se comporte comme une lame d'onde $\lambda/4$ (resp. $-\lambda/4$). La lumière laser, polarisée rectilignement est donc transformée en polarisation circulaire droite (resp. gauche) à la sortie du cristal. Le temps de renversement est limité par la vitesse de basculement de la tension et le temps nécessaire pour que le cristal retourne à son état d'équilibre.

Pour traiter les fausses asymétries non corrélées à l'hélicité, une lame demi-onde supplémentaire est introduite avant la cellule de Pockels. Son insertion permet de renverser l'hélicité des électrons sans modifier les réglages de la source. En conséquence, les fausses asymétries corrélées à l'hélicité subissent un changement de signe. En revanche, les fausses asymétries non corrélées à l'hélicité conservent leurs signes et sont de ce fait détectables et corrigibles par comparaison des mesures avec et sans introduction de la lame demi-onde.

Cependant, certaines caractéristiques du faisceau peuvent être sujettes à des dérives lentes. Supposons que l'intensité I du faisceau décroisse au cours du temps. Si chaque paire $(+, -)$ ou $(-, +)$ débute par une état de polarisation positive $(+, -)$, le courant mesuré I^+ pour cet état sera toujours supérieur au courant mesuré pour la polarisation opposée I^- (Figure 3.5).

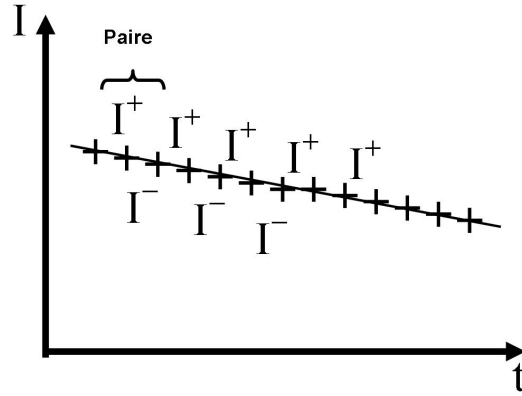


FIG. 3.5 – *Effet systématique dû à une dérive lente de l'intensité du faisceau d'électrons.*

Pour éliminer les effets dus à des dérives des paramètres du faisceau, un renversement aléatoire d'hélicité est imposé. La succession des états d'hélicité (+ et -) s'effectue en choisissant, à l'aide d'un générateur pseudo-aléatoire, l'une des configurations suivantes $+- -+$ ou $-++-$. Le caractère aléatoire des séquences d'hélicité est utilisé pour commander la tension appliquée sur la cellule de Pockels. Il permet d'éviter toute corrélation entre les états de polarisation. Ceci a donc permis pour l'expérience PVA4 d'opérer le renversement de la polarisation à une fréquence de $50Hz$. La fréquence de renversement est synchronisée sur la fréquence secteur de façon à s'affranchir de toute sensibilité à des bruits liés à des fréquences supérieures à $50Hz$ et notamment le réseau électrique.

La photocathode est montée sur une électrode maintenue à un potentiel de $-100 kV$. Ainsi, les photoélectrons se libérant du cristal sont extraits du cristal avec une tension de $100 kV$ de la source. Cette tension correspond à l'énergie d'injection de MAMI.

3.2.5 Filtre de Wien

A la sortie de la source, les électrons sont polarisés longitudinalement. La ligne de transport du faisceau polarisé jusqu'à la salle de l'expérience nécessite un grand nombre d'éléments magnétiques dont l'effet est de modifier l'orientation du spin des électrons par précession. La polarisation longitudinale du faisceau dans le hall expérimental sera donc diminuée. Pour compenser la précession du spin entre la photocathode et l'entrée du hall expérimental, la direction du spin des électrons est ajustée à la sortie de la source dans une direction adéquate pour que le spin des électrons soit aligné avec leur direction de propagation au niveau de la cible.

Nous allons décrire de manière détaillée comment cette correction à la direction du spin est effectuée. Depuis la sortie de la source jusqu'à l'entrée de la salle de l'expérience, la précession du spin d'un électron dans un plan perpendiculaire au champ magnétique \vec{B} auquel il est soumis, est donnée par :

$$\eta = \frac{g-2}{2} \gamma \frac{e}{p} \int B dl \quad (3.9)$$

où g est le rapport gyromagnétique de l'électron, e sa charge, p son moment, m sa masse et $\gamma = E/mc^2$. La technique utilisée pour changer l'orientation du spin des électrons est l'utilisation

d'un filtre de Wien installé à la sortie de la source. Il s'agit d'un dispositif produisant un champ électrique \vec{E} et un champ magnétique \vec{B} statiques, perpendiculaires entre eux et contenus dans le plan transverse à la direction de propagation des électrons. L'application du champ magnétique permet de faire précesser le spin des électrons d'un angle θ_{Wien} donné par :

$$\theta_{Wien} = \frac{L}{c\beta} \frac{e|\vec{B}|}{m_e c} \left[\frac{g}{2}(1 + \beta^2) - 2 \right] \quad (3.10)$$

où L est la longueur du filtre et $\vec{\beta} = \vec{v}/c$. En ajustant le champ magnétique dans le filtre de Wien de telle façon à ce que $\theta_{Wien} = -\eta$, la précession du spin η peut être compensée. Les électrons subissent une déflexion due au champ magnétique. Pour compenser cette courbure, un champ électrique est appliqué de sorte que la force de Lorentz résultante soit nulle :

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \frac{\vec{\beta}}{c} \wedge \vec{B}) = 0. \quad (3.11)$$

En sortie du filtre, le spin des électrons aura précessé tandis que leur impulsion reste inchangée.

3.3 L'accélérateur de Mainz

Les électrons polarisés produits à la source sont accélérés dans les RTM (Race Track Microtron) et transportés jusqu'au hall A4. L'intensité et l'énergie du faisceau sont constamment contrôlés. Un système est intégré sur la ligne du faisceau. Il permet de surveiller le diamètre du faisceau.

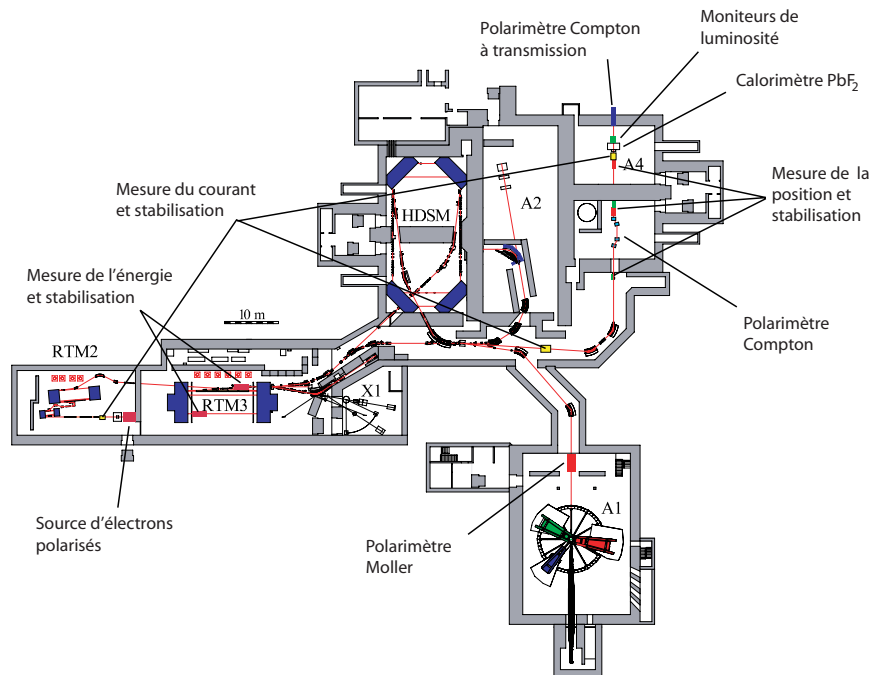


FIG. 3.6 – Plan de l'accélérateur MAMI et des différents halls expérimentaux. L'expérience PVA4 se situe dans la salle A4.

Un système de stabilisation avec rétroaction est utilisé pour stabiliser l'intensité, la position et le centrage du faisceau. La polarisation du faisceau d'électrons peut être mesurée avec trois polarimètres différents. Un aperçu de l'accélérateur ainsi que la distribution des différentes salles expérimentales sont illustrés dans la figure (3.6). Les principaux organes de contrôle des paramètres du faisceau sont indiqués.

3.3.1 Système d'accélération

La solution adoptée à Mainz est celle du microtron dont le principe est illustré (figure 3.7). L'accélérateur d'électrons MAMI se compose de trois microtrons cascades RTM avec un injecteur linéaire de 3.5 MeV . Les parties accélératrices couplées à des conduites de recirculation du faisceau représentent une solution économique et fiable pour l'obtention d'un faisceau continu de haute intensité. Le dernier étage RTM3 augmente l'énergie du faisceau de 180 MeV jusqu'à 855 MeV .

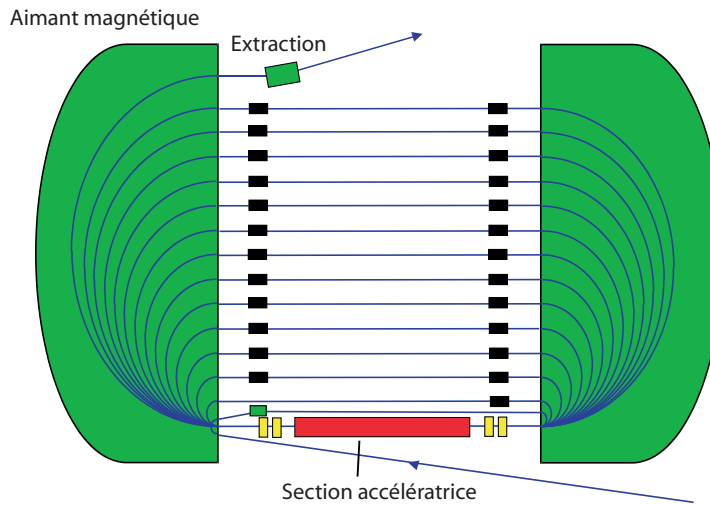


FIG. 3.7 – *Système d'accélération du microtron (RTM). L'électron est injecté dans le champ magnétique de l'aimant de gauche du RTM avec une faible énergie. L'électron est dévié alors de 180° et atteint l'aimant de droite. L'électron est à nouveau détourné et fait objet d'une accélération dans la section accélératrice (en rouge). Après le passage de cette section, l'électron gagne une énergie ΔE . L'électron sera détourné par le champ magnétique avec un rayon de courbure plus grand. Après n tours, l'électron aura acquis une énergie $n \Delta E$ et sera prêt pour l'extraction (en haut de la figure).*

Le rapport modeste entre l'énergie d'entrée et de sortie de chaque étage a permis de construire les microtrons en évitant des problèmes d'injection et de focalisation du faisceau. En raison de la haute précision et l'homogénéité des aimants d'extrémité, le transport de faisceau par les microtrons longitudinalement et transversalement se fait d'une manière presque idéale. La gestion du contrôle du faisceau assistée par ordinateur rend plus facile l'utilisation du complexe accélérateur. En outre, plusieurs routines de linéarisation automatiques sont mises

en place, elles permettent d'installer et d'optimiser le faisceau pendant de courtes durées. La stabilité de la machine est excellente. Normalement, le temps moyen entre les corrections de l'opérateur est de plus de 10 heures. En raison de la stabilité de l'amplitude de la radio-fréquence dans les sections accélératrices, l'intensité du faisceau peut être facilement changée et même pulsée jusqu'à plus de $110 \mu A$ avec un temps de montée de $100 \mu s$.

A la sortie de de l'accélérateur linéaire, les électrons pénètrent le champ magnétique uniforme de l'aimant (figure 3.7) qui les défléchit de 180° . Après une section sans champ électromagnétique, les électrons entrent dans le deuxième aimant qui les renvoie dans le linac pour être à nouveau accélérés. La variation du rayon de courbure de la trajectoire des électrons est inversement proportionnelle au champ magnétique \vec{B} dans les deux aimants du microtron. En effet, après chaque passage, le rayon de courbure dans les aimants augmente et les particules utilisent des trajectoires de retour de plus en plus éloignées. Cette procédure est ainsi répétée jusqu'à ce que les électrons acquièrent une énergie suffisante et atteignent l'élément magnétique d'extraction qui leur permet de quitter le microtron. Après n tours les électrons atteignent une énergie $E = n\Delta E$, après vient l'étape d'extraction.

Les microtrons sont gouvernés par la condition de résonance :

$$2.096 (cm \text{ Tesla } MeV^{-1})\Delta T = \nu \lambda B \quad (3.12)$$

où ΔT est le gain en énergie dans le linac, λ la longueur d'onde de la radio - fréquence accélératrice et B le module du champ magnétique des aimants. ν représente le nombre de longueurs d'onde dont la trajectoire des électrons est augmentée à chaque tour dans le microtron. Les paramètres principaux sont présentés dans la table (3.2) ainsi que les qualités du faisceau distribué aux salles expérimentales.

Etage RTM	MAMI A1	MAMI A2	MAMI B	Unités
Injection	Photocathode GaAsP, Canon 100 KeV, Linac 3.5 MeV			
Données générales				
Energie d'entrée	3.455	14.35	179.5	MeV
Energie de sortie	14.35	179.5	854.6	MeV
Nombre de recirculations	18	51	90	-
Système magnétique				
Distance entre les aimants	1.668	5.597	12.86	m
Densité du flux	0.1026	0.555	1.2842	T
Diamètre maximal de l'orbite	0.964	2.166	4.432	m
Masse par aimant	1.3	43	450	t
Largeur des gaps	6	7	10	cm
Système de radio-fréquence				
Nombre de klystrons	1	2	5	-
Longueur du linac	0.8	3.55	8.87	m
Dissipation de la puissance RF	8	48	102	kW
Puissance RF du faisceau	1.1	17	68	kW
Gain en énergie	0.599	3.24	7.50	MeV

Structure RF	Onde stationnaire bipériodique, tube de cuivre <i>OFHC</i> $\Phi = 14mm$
Klystrons	Thomson/TH 2075 et CPI/VJS-7960M, $50kW, 2449.53MHz$
Extraction	Pour chaque nombre pair de recirculations dans <i>RTM3</i> , $E_{sortie} = 180 + 2n * 7.5MeV, n = 1 \dots 45$
Faisceau 855MeV, 100μA	Étalement en énergie : $30keV$ (FWHM) Dérive en énergie : $100keV$ (FWHM) Emittance horizontale : $13 \pi mm mrad$ (1σ) Emittance verticale : $1.7 \pi mm mrad$ (1σ)

TAB. 3.2 – Paramètres de l'accélérateur MAMI à Mainz.

L'injection dans le premier élément accélérateur est assurée par un Van de Graaff qui porte les électrons issus de la source à $3.5 MeV$.

3.3.2 Effets systématiques et contrôle du faisceau

L'asymétrie expérimentale \mathcal{A}^{exp} dépend des nombres de diffusions élastiques \vec{ep} dans les deux états de polarisation du faisceau incident. Vu l'ordre de grandeur de l'asymétrie $\mathcal{A}^{exp}(10^{-6})$ que l'on cherche à mesurer, un dispositif de mesure et de contrôle de faisceau est mis en place sur la ligne de transport des électrons de MAMI. Ces moniteurs de faisceau sont couplés à un système de stabilisation pour limiter les fluctuations du faisceau. Nous présentons les moniteurs utilisés pour mesurer ces paramètres.

3.3.2.1 Mesure de courant

Un dispositif, composé de moniteurs d'intensité et d'une sonde **Foerster**, est installé sur la ligne de transport du faisceau. Il permet de contrôler en permanence l'intensité du faisceau. Les deux systèmes se différencient largement par leur principe de fonctionnement.

Les cavités résonantes constituent le corps des moniteurs d'intensité. Elles sont positionnées autour du faisceau. Lorsque le faisceau d'électrons se déplace à l'intérieur de ces détecteurs, il y induit un champ magnétique. Ce champ induit un courant dans une bobine placée dans la cavité. La mesure de l'intensité de ce signal permet de remonter à l'intensité du faisceau d'électrons. A MAMI, deux moniteurs d'intensité PIMO08 et PIMO27, installés en amont de la cible, assurent la stabilisation du faisceau. Le principe est basé sur la mesure du courant et sa comparaison avec sa valeur prédéfinie. Toute éventuelle déviation du signal est corrigée à la source à l'aide de l'oscillateur maître de la diode laser. Cependant, les mesures fournies par les moniteurs de courant ne sont que des valeurs relatives proportionnelles à l'intensité du faisceau. Pour obtenir une mesure absolue du courant, la calibration des moniteurs d'intensité de MAMI est réalisée à l'aide de la sonde **Foerster**.

La sonde utilise deux bandes magnétiques toroïdales identiques qui sont placées autour du faisceau d'électrons. Les deux toroïdes sont excités par un circuit modulateur et sont couplés à

un générateur externe par l'intermédiaire des enroulements de sens opposés l'un de l'autre. En l'absence de faisceau, la différence de potentiel entre les deux bobines est nulle. La présence du faisceau entre les deux toroïdes induit un flux dans chacun des enroulements qui sont toujours en opposition de phase. Ceci introduit une différence de potentiel non nulle entre les deux bobines. En pratique, un courant est réinjecté à travers les deux toroïdes jusqu'à atteindre une valeur de flux nulle. Ainsi, la valeur du courant injecté est égale à l'intensité du faisceau d'électrons.

3.3.2.2 Moniteur de position

Le hall expérimental est équipé de deux moniteurs de position (**XYMO20**, **XYMO27**). Ils sont situés à 8.4 m et 1.2 m en amont de la cible. Les mesures de position du faisceau sont intégrées dans le système d'acquisition des données de A4. Ces mesures permettent plus tard, pendant l'analyse, de disposer des données sur l'état du faisceau (position et angle) pour les deux états d'hélicité. Pour PVA4, l'utilisation de ces mesures nécessite la calibration de ces données et la mesure de la taille du faisceau. Pour cela, un dispositif, dit cible à fil, est utilisé. Il est composé d'un disque creux équipé de quatre antennes (deux horizontales et deux verticales) parallèles. Un balayage horizontal et vertical avec le faisceau d'électrons induit un courant sur les antennes. Les signaux ainsi détectés permettent de reconstruire la position du faisceau. Des fluctuations de la position au-delà de l'intervalle ($50 - 400$) nm déclenchent l'activation du système de stabilisation de la position. Ce système est composé d'une boucle de rétroaction électronique qui permet d'ajuster la position du faisceau depuis le système de MAMI.

3.3.2.3 Moniteur d'énergie

L'énergie des électrons est mesurée à l'étage RTM3 du microtron avec le moniteur d'énergie **ENMO**. L'énergie est déterminée via le temps nécessaire aux électrons pour traverser le deuxième aimant de RTM3. En fait, le temps dépend de l'énergie. Il est mesuré pendant l'extraction des électrons à l'aide de deux cavités haute fréquence placées en amont et en aval de l'aimant. La mesure est également employée pour stabiliser l'énergie du faisceau. L'injection dans le RTM3 est réalisée de façon à ce que le temps de la traversée entre les deux cavités, et par conséquent, l'énergie des électrons, soit constante [124]. Le signal correspondant à l'énergie du faisceau est pris en compte dans le système d'acquisition de données A4. La stabilité du faisceau en énergie de MAMI permet d'atteindre des différences corrélées à l'hélicité de l'ordre de 10 eV . Ceci permet de réduire la fausse asymétrie due aux fluctuations de l'énergie.

3.4 Cible d'hydrogène liquide

A la base, la cible cryogénique d'hydrogène liquide de PVA4 a été conçue dans le but d'atteindre des statistiques maximales tout en limitant les erreurs systématiques produites par les fluctuations de la densité de la cible. La charge thermique du faisceau d'électrons représente une source de fluctuations de la densité de l'hydrogène liquide. Dans cette cible, le chauffage peut atteindre quelques centaines de Watts, mais les fluctuations de la densité ne devraient

pas être supérieures à 10^{-3} pour atteindre une statistique élevée et précise des mesures. Il est donc impératif de maintenir l'hydrogène dans sa phase liquide. Un système de refroidissement est donc nécessaire pour dissiper la chaleur déposée par le faisceau. Dans ce qui suit, nous présentons le principe fonctionnel de la cible de PVA4 et son cahier de charge pour réduire les effets systématiques [125].

3.4.1 Principe fonctionnel et caractéristiques

La cible d'hydrogène liquide de longueur 10 cm possède une symétrie axiale par rapport à l'axe du faisceau incident. L'hydrogène circule en flot continu le long du faisceau. La cible fournit une luminosité de $5 \cdot 10^{37}\text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour une intensité de faisceau d'électrons de $20\text{ }\mu\text{A}$. Ce courant correspond à une puissance calorifique de 100 W absorbée par l'hydrogène liquide et les fenêtres en aluminium. Compte tenu de la chaleur déposée, l'hydrogène finit par bouillir. Pour éviter cela, un système de refroidissement est en opération auprès de la cible pour maintenir l'hydrogène liquide réfrigéré. La cellule de la cible est introduite dans une boucle fermée avec un échangeur thermique hydrogène - hélium. La masse chaude d'hydrogène est pompée hors de la cible et poursuit son cycle dans le circuit de refroidissement. Après refroidissement, la température de l'hydrogène décroît jusqu'au point de congélation de manière à ce que l'élévation de la température de la cible sous l'action du faisceau incident ne puisse atteindre la température d'ébullition.

3.4.2 Impact du faisceau et fluctuations de la luminosité

Les fluctuations de la luminosité sont favorisées par les variations de la température du flot de l'hydrogène. Une étude utilisant un modèle simple de turbulence a pu révéler que l'optimisation de certains paramètres de l'écoulement de l'hydrogène liquide sont susceptibles de supprimer effectivement les fluctuations. Les estimations numériques [125] sont basées sur un faisceau d'électrons d'énergie de 854.3 MeV et de courant $35\text{ }\mu\text{A}$. Il dépose une puissance de chauffage de 160 W dans la cible d'hydrogène liquide. L'écoulement de l'hydrogène est assimilé à un tube coaxial de diamètre 1.2 cm en présence du faisceau.

3.4.2.1 Estimation du chauffage local du faisceau

Les fluctuations de la température proviennent de la variation de l'état du volume d'hydrogène liquide. Cette variation se produit chaque fois que la masse chaude de l'hydrogène liquide est remplacée par une masse froide. Le modèle simple utilisé [125] montre que la structure en temps d'une fluctuation de la température $\Delta T_f(t)$ est proportionnelle à la charge thermique du faisceau q_v et inversement proportionnelle à la densité de la cible ρ . Elle est donnée par :

$$\Delta T_f(t) = \frac{q_v}{C_p \rho} t e^{-(t/t_t)} \quad (3.13)$$

où C_p est la capacité calorifique spécifique de l'hydrogène liquide et t_t le temps de relaxation. L'amplitude des fluctuations de la température s'obtient pour $t = t_t$. Elle s'écrit :

$$\Delta T_{max} = \frac{q_v}{C_p \rho} t_t e^{-1}, \quad (3.14)$$

Cette amplitude décroît avec la taille du faisceau (dû à q_v) et avec la vitesse d'écoulement de l'hydrogène liquide (dû à t_t). Le transfert thermique à la surface du faisceau est efficace lorsque le diamètre de faisceau est $d > 2 \text{ mm}$ et la vitesse d'écoulement de l'hydrogène liquide est supérieure à 2 m/s [125].

Même en absence d'ébullition, les fluctuations de la luminosité $\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L}$ peuvent provenir des fluctuations de la densité $\Delta\rho/\rho$ engendrées par les variations de la température. L'ordre de ces fluctuations est donné par la valeur de ΔT_{max} . Dans le cas de l'expérience PVA4 ($\Delta T_{max} = 16\text{K}$) la variation de la luminosité relative correspondante à une fluctuation simple de la température est :

$$\left(\frac{\Delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}}\right)_{simple} = \left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right) \simeq 0.014 \quad (3.15)$$

Cette estimation correspond à une fluctuation simple induite par la charge thermique du faisceau. En supposant que le volume d'hydrogène contient un nombre n de fluctuations simples, le résultat de la fluctuation de la luminosité totale est donné par :

$$\left(\frac{\Delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}}\right)_{total} = \left(\frac{\Delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}}\right)_{simple} / \sqrt{n} \simeq 1.7 \cdot 10^{-3} \quad (3.16)$$

Cette estimation de la fluctuation de la luminosité est du même ordre que les exigences de l'expérience. Elle peut être beaucoup plus grande si une ébullition locale a lieu.

3.4.2.2 Ebullition près des fenêtres d'aluminium

Le faisceau d'électrons dépose de l'énergie non seulement dans le volume d'hydrogène, mais également dans les fenêtres d'entrée et de sortie en aluminium. Cette quantité de chauffage est de l'ordre de 1.9 W pour une épaisseur d'aluminium de 0.1 mm pour un faisceau de diamètre $d = 2 \text{ mm}$. La chaleur n'est pas transférée directement à l'hydrogène liquide, mais elle est répartie sur la fenêtre d'aluminium en raison de la thermo-conductivité de l'aluminium. Ceci peut provoquer une ébullition autour de la tache du faisceau juste dans le volume d'hydrogène - fenêtre en aluminium. Ce processus ne dépend pas de la taille du faisceau ou de l'épaisseur de la paroi en aluminium [125]. En augmentant la vitesse d'écoulement de l'hydrogène, la contribution de la variation de la température des fenêtres de la cible aux fluctuations de densité diminue.

3.4.3 La cellule de la cible

Pour atteindre un niveau de fluctuations plus bas que 10^{-3} , PVA4 a exigé une taille de faisceau de l'ordre de 1 mm de diamètre. En conséquence, la méthode utilisant le balayage de la cible par le faisceau n'est pas nécessaire puisque la puissance déposée par le faisceau sur les parois de la cible ne risquera pas de dégrader la cible. La température de l'hydrogène liquide doit être près du point de fusion afin que l'hydrogène reste dans sa phase liquide malgré la chaleur déposée par le faisceau. La section du tube (buse) qui guide l'hydrogène à travers la cible doit être réduite au minimum. Ce minimum doit fournir l'écoulement de la masse nécessaire (un écoulement de la masse de 20 g/s donne lieu à 1 de la température de la masse d'hydrogène à une puissance de chauffage de 160 W). La vitesse d'écoulement doit être alors maximisée pour

maintenir l'hydrogène dans sa phase liquide, dans une plage de températures comprise entre 13.75 K (température de fusion) et 20.3 K (température d'ébullition).

La symétrie axiale du détecteur exigée par PVA4 est reflétée dans la conception de la cellule de la cible d'hydrogène liquide (figure 3.8).

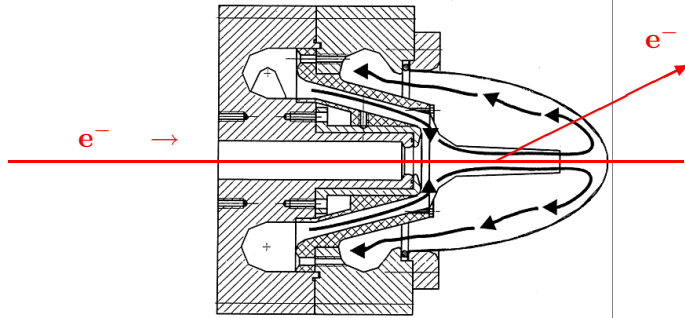


FIG. 3.8 – Représentation schématique de la cellule cible pour la diffusion aux angles avant. Les électrons pénètrent dans la cellule cible du côté du châssis en aluminium.

La cible se compose de pièces en aluminium jointives avec des attaches en indium, de sorte que la cible puisse être ré-assemblée plusieurs fois. La longueur de la cible est limitée à 10 cm pour l'expérience de diffusion aux angles avant. Le fluide hydrogène liquide est admis dans la cible par le collecteur de forme toroïdale. L'écoulement d'hydrogène est dirigé dans une buse de diamètre de 12 mm le long de la ligne du faisceau, où la vitesse de débit maximal est atteinte. Le fluide quitte la cellule de la cible par le collecteur de sortie. La fenêtre d'entrée d'aluminium a une épaisseur de $50\text{ }\mu\text{m}$. L'épaisseur de la paroi de l'enveloppe parabolique d'aluminium qui contient l'hydrogène est de $250\text{ }\mu\text{m}$. L'épaisseur de la fenêtre de sortie du faisceau qui correspond à l'extrémité de la forme parabolicoïdale a été réduite à $100\text{ }\mu\text{m}$. La paroi de la buse a une épaisseur $200\text{ }\mu\text{m}$ de telle façon à ce que les électrons diffusés dans un cône de 66° rencontrent le moins de matière dans leur trajectoire. La construction a été examinée sous vide jusqu'à la pression de 6 bar . La cellule de la cible est fixée au cryostat par un pont thermiquement isolant afin de réduire au minimum les vibrations mécaniques et les variations de la température.

La charge thermique du faisceau d'électrons est concentrée sur un petit volume de la ligne du faisceau car l'écoulement est dirigé le long de l'axe de faisceau, le seul mécanisme efficace du déplacement de la chaleur de ce volume surchauffé est le mélange transversal turbulent qui est plus efficace à une vitesse d'écoulement plus élevée. Ce mécanisme a été abordé dans le paragraphe (3.4.2). Un diamètre plus petit de la buse augmenterait le degré de turbulence. Mais la section de la buse doit être assez grande pour éviter le fond additionnel résultant des électrons diffusés à des petits angles.

Enfin, le choix de la bonne position d'interaction entre le faisceau et les protons de la cible permet de réduire les fluctuations de la densité de la cible. Ces fluctuations sont mesurées par

les détecteurs de luminosité. On remarque sur la figure (3.9) de gauche que les fluctuations de la densité de la cible ne sont pas dues aux fluctuations du courant de faisceau (figure 3.9 de droite) mais elles proviennent de l'ébullition de l'hydrogène. Un léger déplacement de la cible, environ $\simeq -2\text{ mm}$, a permis de réduire considérablement les fluctuations de la luminosité. En effet, le mouvement de l'hydrogène dans les différentes conduites à partir du collecteur jusqu'à la cible n'est pas uniforme. Il se trouve qu'au centre de la cible le mouvement n'est pas maximum et ainsi l'évacuation de la chaleur déposée par le faisceau ne se fait pas correctement.

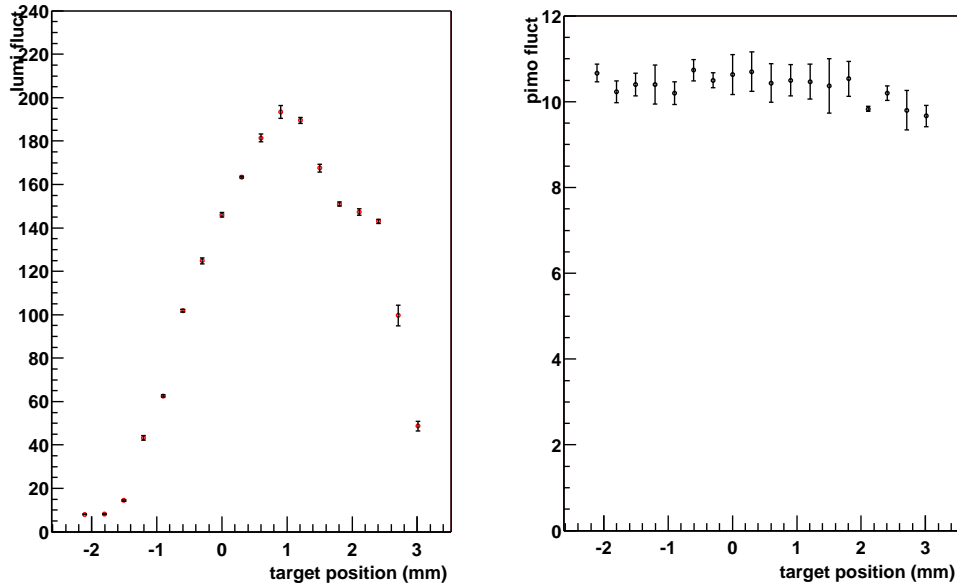


FIG. 3.9 – Le point de fonctionnement de PVA4 correspond à un déplacement vertical de la cible de $\simeq -2\text{ mm}$. Figure de gauche : les fluctuations de la luminosité mesurées par les détecteurs Čerenkov pour différentes positions d'interaction dans la cible. Figure de droite : fluctuations de l'intensité de faisceau mesurées par les moniteurs du courant pour différentes positions d'interaction du faisceau avec la cible .

3.4.4 Système de refroidissement de la cible

Un schéma du système de refroidissement de la cible est présenté dans la figure (3.10). Le système se compose d'un circuit fermé pour la circulation de l'hydrogène et d'une boucle de refroidissement à gaz d'hélium froid comprenant un réfrigérateur d'hélium de puissance 400 W . Le système de refroidissement est équipé d'un échangeur thermique qui permet de stabiliser la température de l'hydrogène. L'hydrogène liquide est conduit par une pompe tangentielle : de la cible jusqu'à l'échangeur de chaleur. A ce niveau, l'hydrogène cède sa chaleur à l'hélium et sa température passe à 14 K (T5). Après refroidissement dans l'échangeur, il re-pénètre dans la cible tandis que l'hélium est dirigé vers un réfrigérateur pour y être refroidi. Pour stabiliser toute la charge thermique du réfrigérateur, un réchauffeur électrique à température contrôlée est ajouté dans la boucle derrière la cible. Ceci fournit un fonctionnement stable aux courants variables de faisceau d'électrons et permet de prévenir le gel de l'hydrogène lorsque le faisceau est en arrêt.

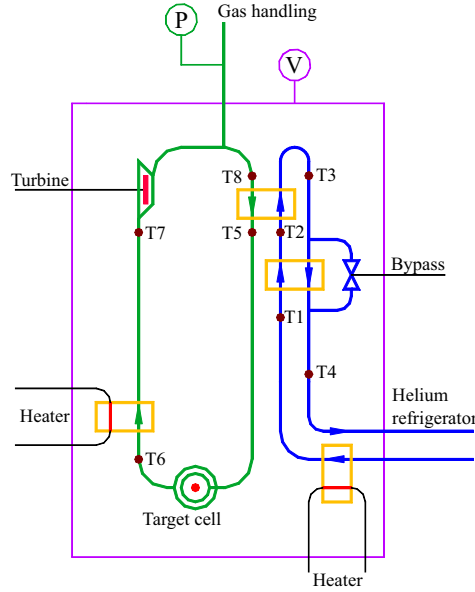


FIG. 3.10 – Schéma du système de refroidissement de la cible de l'hydrogène liquide. Le système est équipé de huit sondes de température. Il permet de contrôler les températures en différentes zones du circuit.

3.5 Moniteurs de luminosité

La luminosité informe sur l'état de la cible. La luminosité est définie par le produit du flux des électrons incidents Φ_e (électrons/s) et la densité de la cible effective ρ_{H_2} (Atomes/cm²) :

$$\mathcal{L} = \Phi_e \rho_{H_2} \quad (3.17)$$

Avec une cible de longueur de 10 cm et une intensité de faisceau de 20 μA , la luminosité est de l'ordre de $\mathcal{L} = 5.37 \cdot 10^{37} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Elle est mesurée dans l'expérience PVA4 avec huit détecteurs Čerenkov à eau, placés symétriquement autour de l'axe du faisceau incident. Les détecteurs couvrent un domaine angulaire de diffusion $4.4 < \theta_e < 10$. Les électrons Møller diffusés dans la cible selon les petits angles produisent dans les réservoirs à eau de la lumière Čerenkov collectée par les photomultiplicateurs. Sur la figure (3.11), un module de moniteur de luminosité de 20 cm de longueur est schématisé. Cependant, la mesure du taux de comptage de luminosité du faisceau pour les deux états de polarisation des électrons incidents peut induire une fausse asymétrie non physique. La mesure de la luminosité du faisceau est dominée par le processus physique de diffusion Møller. La polarisation longitudinale des électrons incidents engendre une asymétrie de violation de parité dans la diffusion électron - électron. Cette asymétrie est analogue à celle dans la diffusion élastique des électrons sur le proton résultant du terme d'interférence entre les amplitudes électromagnétique et faible. Dans l'approximation d'échange d'un seul photon, l'asymétrie dans la diffusion Møller s'écrit :

$$\mathcal{A}_{M\phi}^{PV} = m_e E_e \frac{G_F}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{16 \sin^2 \theta_{CM}}{(3 + \cos^2 \theta_{CM})^2} \left(\frac{1}{4} - \sin^2 \theta_w \right) \quad (3.18)$$

où θ_{CM} représente l'angle de diffusion dans le système centre de masse. Pour l'expérience PVA4, la mesure de la luminosité se fait aux petits angles. L'asymétrie moyenne dans la diffusion Møller correspondant à une énergie de faisceau de $E_e = 855 \text{ MeV}$ est environ $0.71 \cdot 10^{-9}$, ce qui est négligeable devant l'asymétrie que l'on cherche à mesurer dans la diffusion élastique électron - proton.

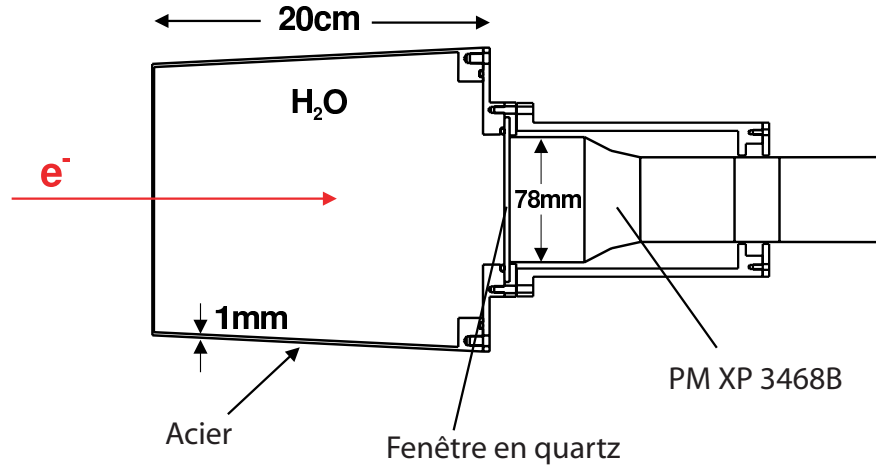


FIG. 3.11 – Schéma d'un moniteur de luminosité, vue latérale [127]. Les électrons traversent les parois du module en acier fin d'épaisseur 1 mm. Ils arrivent dans le réservoir à eau où ils produisent de la lumière Čerenkov. Le réservoir à eau est couplé à un photomultiplicateur via une fenêtre en quartz.

3.6 Polarimétrie

L'asymétrie mesurée expérimentalement est proportionnelle au taux de polarisation P_e du faisceau d'électrons. La précision du degré de polarisation influe ainsi directement sur la précision de la mesure de l'asymétrie. Pour cette raison, trois polarimètres sont installés sur la ligne du faisceau. Le polarimètre Møller dont dispose la collaboration A1 fournit une mesure chaque semaine. Pratiquement, la mesure se fait chaque début et fin de période de prises de données (deux semaines). Pour réduire l'erreur systématique liée à la mesure, il convient d'augmenter la fréquence de mesure de la polarisation. Pour cela, PVA4 utilise deux polarimètres. Le principe de leur fonctionnement est décrit dans les deux paragraphes suivants.

3.6.1 Polarimètre Møller

Cette polarimétrie est basée sur le principe de la diffusion Møller $\vec{e} + \vec{e} \rightarrow e + e$. Les électrons polarisés longitudinalement diffusent sur les électrons de la cible polarisée longitudinalement. L'expérience PVA4 utilise une cible fine polarisée en fer pur d'épaisseur $10 \mu\text{m}$. La polarisation des électrons dans la feuille s'élève à 8%. L'intensité du faisceau est limitée à quelques nanoampères, environ 80 nA au risque de détruire la cible. La mesure d'une asymétrie entre les

sections efficaces de diffusion d'électrons d'hélicité (+) et (-) permet d'extraire la polarisation du faisceau d'électrons incidents. La section efficace de diffusion s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \left[1 + \sum_{ij} A_{ij} P_i^C P_j \right] \quad i, j = x, y, z \quad (3.19)$$

où $d\sigma_0/d\Omega$ représente la section efficace de diffusion élastique électron - électron non polarisé. Les deux termes P_i^C et P_j correspondent respectivement aux trois composantes de la polarisation des électrons de la cible et des électrons incidents. Dans le cas où les électrons incidents et cibles sont polarisés longitudinalement selon l'axe z , la section efficace de diffusion se résume à :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \left[1 + A_{zz} P_z^C P_z \right] \quad (3.20)$$

La polarisation P_z du faisceau d'électrons est accessible via la mesure de l'asymétrie des taux de comptage $N(P_z^+)$ et $N(P_z^-)$ obtenus respectivement lorsque le spin des électrons incidents est parallèle et anti-parallèle à celui des électrons cibles. L'asymétrie mesurée est :

$$A = \frac{N(P_z^+) - N(P_z^-)}{N(P_z^+) + N(P_z^-)} \quad (3.21)$$

Le coefficient A_{zz} dépend de l'angle de diffusion des électrons. A ($\theta = 90$), le coefficient A_{zz} est maximal. Il vaut $A_{zz} = -7/9$.

Vue la charge thermique du faisceau sur la cible, l'utilisation de cette technique reste limitée à des intensités de faisceau de quelques nano-ampères. Enfin, comme il est difficile de mesurer la polarisation de la cible, la précision sur la mesure de la polarisation des électrons est de l'ordre de $\pm 2\%$.

3.6.2 Polarimètre Compton

Le polarimètre Compton permet une mesure de la polarisation des électrons d'une façon non destructive. Le principe est basé sur la diffusion Compton d'électrons polarisés longitudinalement sur des photons polarisés circulairement $\vec{e} + \vec{\gamma} \rightarrow e + \gamma$.

Dans le hall A3, les électrons sont déviés momentanément de la ligne du faisceau à l'aide d'une chicane magnétique composée de quatre dipôles. Les électrons polarisés interceptent dans leur trajectoire une lumière laser polarisée circulairement de longueur d'onde $\lambda = 514.5nm$ et d'énergie $E = 2.4 eV$. La section efficace de diffusion de cette réaction est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \left[1 + A_t P_e P_\gamma \right] \quad (3.22)$$

où $d\sigma_0/d\Omega$ est la section efficace de diffusion Compton non polarisée, P_γ le taux de polarisation des photons et P_e la polarisation des électrons. Le terme A_t représente l'asymétrie théorique qui serait mesurée si les électrons et les photons étaient parfaitement polarisés.

L'interaction entre le faisceau d'électrons et le laser se fait dans un résonateur appelé Intra-Cavity-principe. Les photons sont rétro-diffusés à cause de la grande énergie des électrons polarisés. Ils sont contenus dans un cône étroit autour du sens de déplacement des électrons.

Ces photons peuvent acquérir une énergie allant jusqu'à 26MeV pour une énergie de faisceau incident de $E_e = 855\text{MeV}$. Les photons ainsi accélérés sont collectés dans un détecteur NaI . La mesure de l'asymétrie des taux de comptages de photons N_γ^\pm dans le détecteur dans les deux états de polarisation permet de déterminer la polarisation du faisceau incident. L'asymétrie mesurée s'écrit :

$$A = \frac{N_\gamma^+ - N_\gamma^-}{N_\gamma^+ + N_\gamma^-} = A_t P_e P_\gamma \quad (3.23)$$

La mesure simultanée de l'asymétrie A et de la polarisation du faisceau laser P_γ permet d'extraire la polarisation du faisceau d'électrons incidents. La figure (3.12) montre le dessin de la construction.

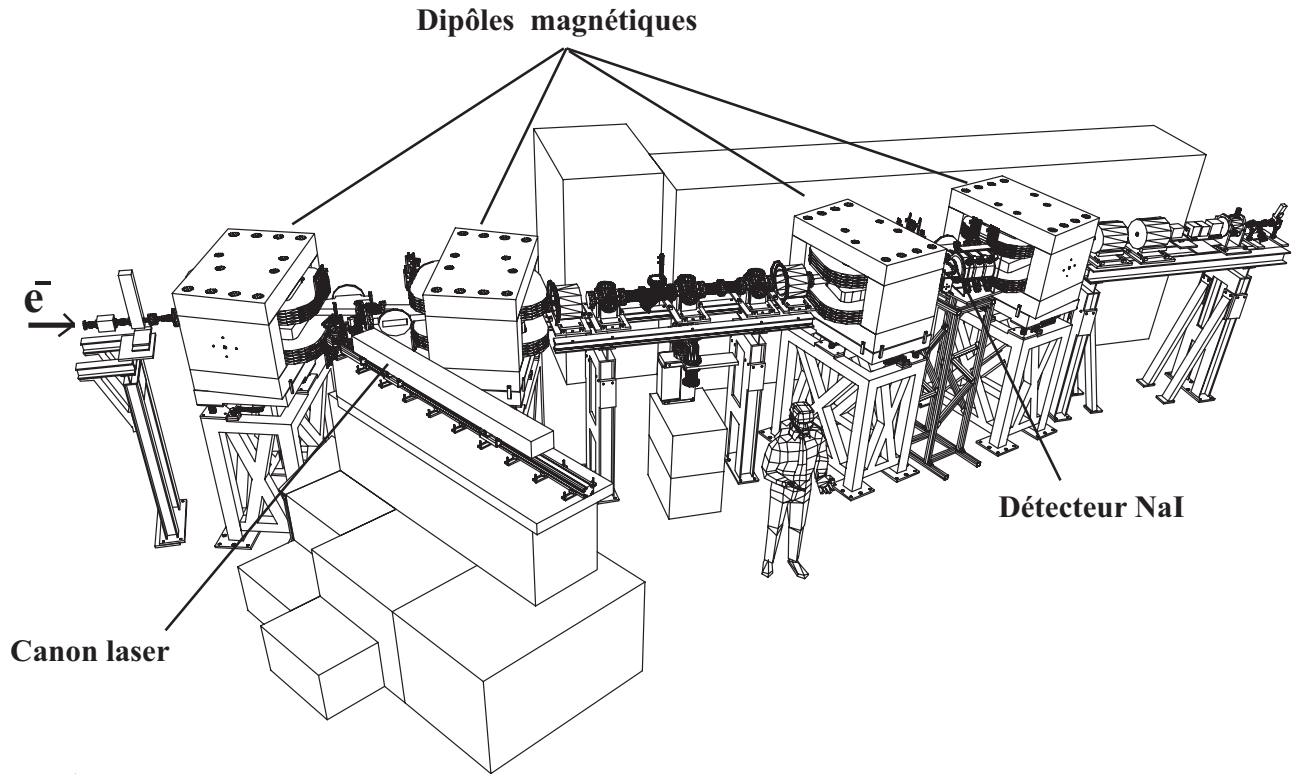


FIG. 3.12 – Construction du polarimètre Compton de PVA4 [128, 129]. Le faisceau d'électrons arrive de la gauche. Les quatre dipôles magnétiques qui forment la chicane sont présentés. L'interaction entre le laser et les électrons se fait au niveau du premier dipôle à gauche. Le détecteur des photons est situé à droite entre le troisième et le quatrième dipôle. Le canon laser est en avant de la figure par rapport au reste du dispositif expérimental.

La détection des particules créées lors du processus de diffusion électron - proton s'effectue à l'aide d'un calorimètre électromagnétique. Le calorimètre est un pur radiateur Čerenkov. Il couvre le domaine angulaire de diffusion θ_e entre 30 et 40 pour un azimut de $\Phi_e = 2\pi$. Comme l'analyse des données du détecteur PbF_2 permet d'extraire l'asymétrie physique, une description détaillée du calorimètre sera traitée dans la section suivante (3.7).

3.7 Calorimètre PbF_2 (Mesures à l'avant)

Dans le hall A4, l'expérience utilise un calorimètre pour la détection. La cinématique de la diffusion est complètement déterminée, connaissant l'énergie de l'électron diffusé E_e et l'angle de diffusion θ_e . La construction et les qualités du calorimètre sont décrites en détail dans les références [130, 131]. Toutefois on peut résumer les exigences du calorimètre en matière de détection. Nous avons vu au début de ce chapitre, qu'un taux de comptage de $2.5 \cdot 10^{13}$ doit être enregistré pour pouvoir mesurer une asymétrie de l'ordre de 10^{-6} avec une précision de 10%. Pour pouvoir mesurer ces événements, une luminosité de faisceau de l'ordre $5 \cdot 10^{37} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a été choisie, de sorte que la fréquence des événements de la diffusion élastique est de 10 MHz et de 100 MHz dans la diffusion inélastique. Pour éviter l'empilement, il est nécessaire d'utiliser un détecteur possédant de bonnes caractéristiques temporelles couplé à une électronique rapide. Le calorimètre doit avoir aussi une bonne résolution en énergie. Cette exigence ressort de la nécessité de séparer entre les événements élastiques et des événements inélastiques pour calculer l'asymétrie. En fait, les événements inélastiques peuvent avoir une asymétrie de violation de parité propre. Leur adjonction aux événements élastiques introduit une mesure non physique. Finalement, le calorimètre doit présenter la meilleure tenue aux radiations pendant la période de faisceau. Le calorimètre de PVA4 répond à ces exigences. Il est purement absorbant et couvre un domaine angulaire entre 30 et 40 pour l'angle polaire et 0 – 360 pour l'angle azimutal. Ainsi, il assure une détection des particules diffusées dans un angle solide de 0.6 sr .

Le calorimètre utilise les cristaux de fluorure de plomb (PbF_2) (figure 3.13). Le cristal est un pur radiateur Čerenkov avec une haute transmission du visible dans le domaine de l'UV. L'indice de réfraction du cristal est de 1.8 pour une longueur d'onde de 400 nm . Sa longueur de radiation s'élève à $X_0 = 0.93 \text{ cm}$ et son rayon de Molière pour la production de l'effet Čerenkov est de l'ordre de $R_M = 1.8 \text{ cm}$ [126].

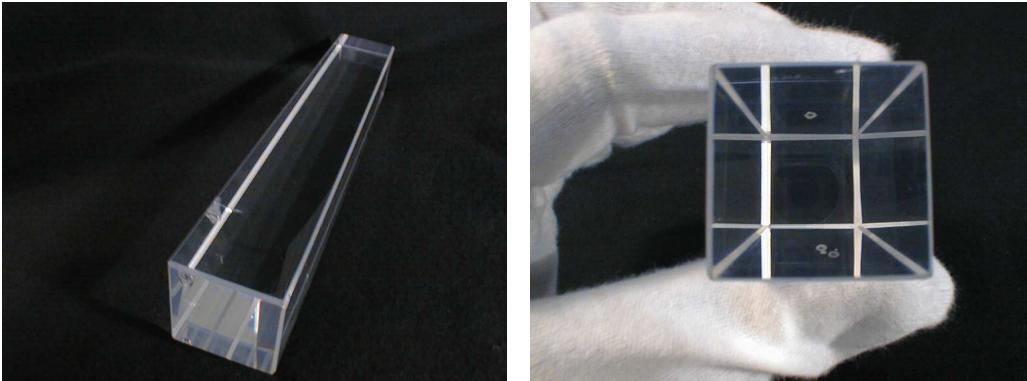


FIG. 3.13 – Cristal de fluorure de plomb PbF_2 .

Le cristal présente une meilleure résistance aux radiations que les radiateurs Čerenkov tels que la lucite et le verre au plomb (figure 3.14). Son exposition à la lumière bleue permet de le régénérer ce qui joue en faveur de l'utilisation de ce matériau.

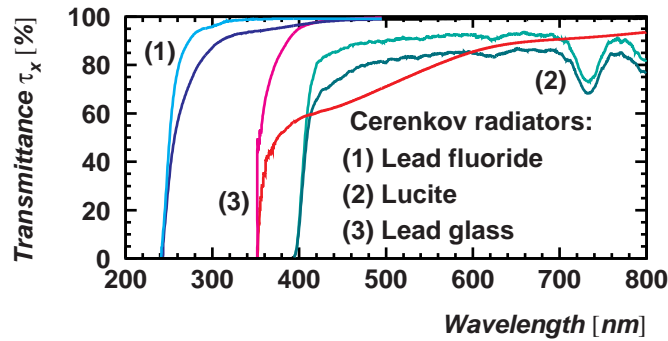


FIG. 3.14 – Transmittance de différents calorimètres Čerenkov (1. fluorure de plomb, 2. lucite, 3. verre au plomb) avant et après irradiation par des gammas de décroissance du Cobalt 60 et absorption d'une dose de 200Gy.

La géométrie du cristal est choisie de telle façon à recueillir au moins 90% de l'énergie incidente. La face d'entrée du cristal est un carré de côté 26 mm, tandis que la face de sortie est de côté 31 mm. Les cristaux sont rangés par sept dans des berceaux en aluminium de manière à ce que chaque détecteur du berceau soit vu depuis la fenêtre d'entrée de la cible sous un angle de diffusion différent. Les sept cristaux ont donc des longueurs différentes variant de 150 mm à 180 mm selon leur emplacement dans le calorimètre.

Le calorimètre est un détecteur dans lequel la particule incidente dépose son énergie, par étapes successives, sous forme d'une gerbe de particules secondaires. Lorsqu'elles traversent de la matière, les particules subissent une cascade d'interactions suivant la nature de la particule et son énergie cinétique. En effet, le processus d'interaction des électrons diffusés avec la matière du cristal est dominé par l'émission du rayonnement de freinage (bremsstrahlung) : émission des photons ($e \rightarrow e + \gamma$) et la création de paires électron - positron ($\gamma \rightarrow e^+ + e^-$)

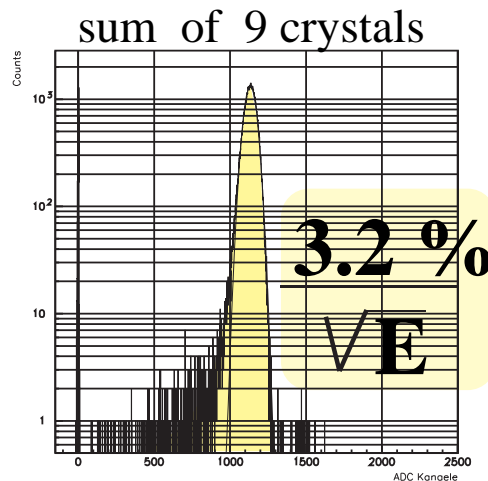
Les réactions de production de paires et de bremsstrahlung dans le cristal créent des gerbes électromagnétiques constituées d'électrons, de positrons et de photons. Il est nécessaire d'adopter une géométrie pour les cristaux pour contenir l'ensemble de la gerbe. Le développement de la gerbe dépend de la longueur de radiation et du rayon de Molière du cristal. Ces grandeurs caractérisent respectivement le développement longitudinal de la gerbe et son extension transversale. Pour contenir 98% de la longueur de la gerbe électromagnétique, le calorimètre de PVA4 utilise des cristaux correspondant à $X_{98\%} = 16 \text{ cm}$. Dans la direction transversale, un cluster de 9 modules de détection couvre un cylindre de rayon égal à $R_{95\%} = 2R_M$ de telle sorte que 95% de l'énergie initiale est contenue dans le cluster.

Le passage d'une particule dans le cristal induit une lumière Čerenkov. La détection de cette lumière est assurée par un photomultiplicateur de l'entreprise Philips modèle XP2900/01 dont les caractéristiques sont présentées dans la table (3.3).

Manufacturier	Philips Photonics
Dénomination	XP 2900/01
Dimensions	29 mm (diamètre) * 98 mm (longueur)
Masse	34 g
Gain	$9 \cdot 10^5$
Dynodes	10 étages à structure linéaire focalisante
Hautes tension	$(1260 \pm 125)V$
Photocathode	bialcalin
Fenêtre d'entrée	borosilicate
Plage spectrale	270 – 650 nm
Sensibilité spectrale maximale	420 nm
Sensibilité lumineuse à 400 nm	85 mA/W
Efficacité quantique à 400 nm	26%
Temps de montée	2 ns
Temps de transit	23 ns
Jitter	0.8 ns
Courant d'anode	1 nA
Bruit de fond	100 cps/s

TAB. 3.3 – Caractéristiques du photomultiplicateur

Comme le gain des photomultiplicateurs est relativement élevé (environ 10^6), il est indispensable de stabiliser la tension aux bornes du PM. En effet, une variation de la tension de l'ordre de 1% provoque une variation de 10% du gain. Le taux de comptage collecté par le photomultiplicateur, dans ce cas, ne sera pas précis. Pour cela, le service Electronique Physique de l'IPN d'Orsay a développé une embase transistorisée qui permet de stabiliser la tension d'alimentation du PM.

FIG. 3.15 – Résolution totale du calorimètre. La sommation des événements est assurée par une matrice (3×3) de cristaux.

La détection d'un événement est assurée par une matrice de 9 cristaux (3×3). Lorsqu'un cristal est traversé par une particule, la gerbe électromagnétique se développe et se propage aux cristaux avoisinants, induisant une lumière Čerenkov qui est collectée par neuf photomultiplicateurs. C'est la somme des neuf signaux qui est utilisée comme mesure de l'énergie incidente. Pour 90% de la gerbe recueillie dans la matrice (3×3), le flux d'électrons cathodiques s'élève à 2.1 photoélectrons par MeV pour un cristal. En présence de radiation, ce taux chute à 1.2 photoélectrons par MeV . La dose de rayonnement absorbée par les cristaux dégrade la résolution du détecteur. La résolution dépend de la statistique des photoélectrons, du bruit électronique et des fluctuations de l'énergie déposée par la gerbe. La résolution totale du calorimètre (figure 3.15) liée à la partie statistique des photoélectrons est $3.2\%/\sqrt{E(GeV)}$.

Le schéma total du calorimètre est représenté dans la figure (3.16). Le détecteur est un ensemble de 1022 cristaux de PbF_2 disposés en 7 couronnes autour de la chambre de diffusion. Les 146 berceaux de cristaux couvrent l'angle azimutal total. Les arêtes inférieures et supérieures des cristaux définissent l'acceptance angulaire de chacune des sept couronnes à partir d'une position donnée dans la cible. La table (3.4) présente les limites angulaires des sept cristaux à partir de l'origine et de l'extrémité de la cible.

couronne n ^o	$\theta_{min}(z = 0 \text{ cm})$	$\theta_{max}(z = 0 \text{ cm})$	$\theta_{min}(z = 10 \text{ cm})$	$\theta_{max}(z = 10 \text{ cm})$
1	38.44	40	42.51	44.19
2	36.93	38.44	40.73	42.36
3	35.47	36.93	39.01	40.59
4	34.07	35.47	37.36	38.88
5	32.71	34.07	35.77	37.24
6	31.40	32.71	34.24	35.65
7	30.14	31.40	32.77	34.13

TAB. 3.4 – *Limites angulaires (en degrés) des sept couronnes du calorimètre de PVA4 pour deux positions dans la cible $z = 0 \text{ cm}$ et $z = 10 \text{ cm}$*

A chaque cristal est assigné un canal propre électronique. La fréquence élevée des événements élastiques ($10MHz$) et inélastiques ($100MHz$) exige un temps de collection de données rapide : il est inférieure à $20ns$ pour le module de détection de PVA4.

Depuis le printemps 2005, le calorimètre est équipé d'une plate-forme pivotante. Cette plate-forme permet une rotation du détecteur de 180. Depuis lors, des mesures aux angles arrière sont également devenues possibles. Nous reviendrons sur le descriptif du nouveau dispositif expérimental ultérieurement dans la section (3.9).

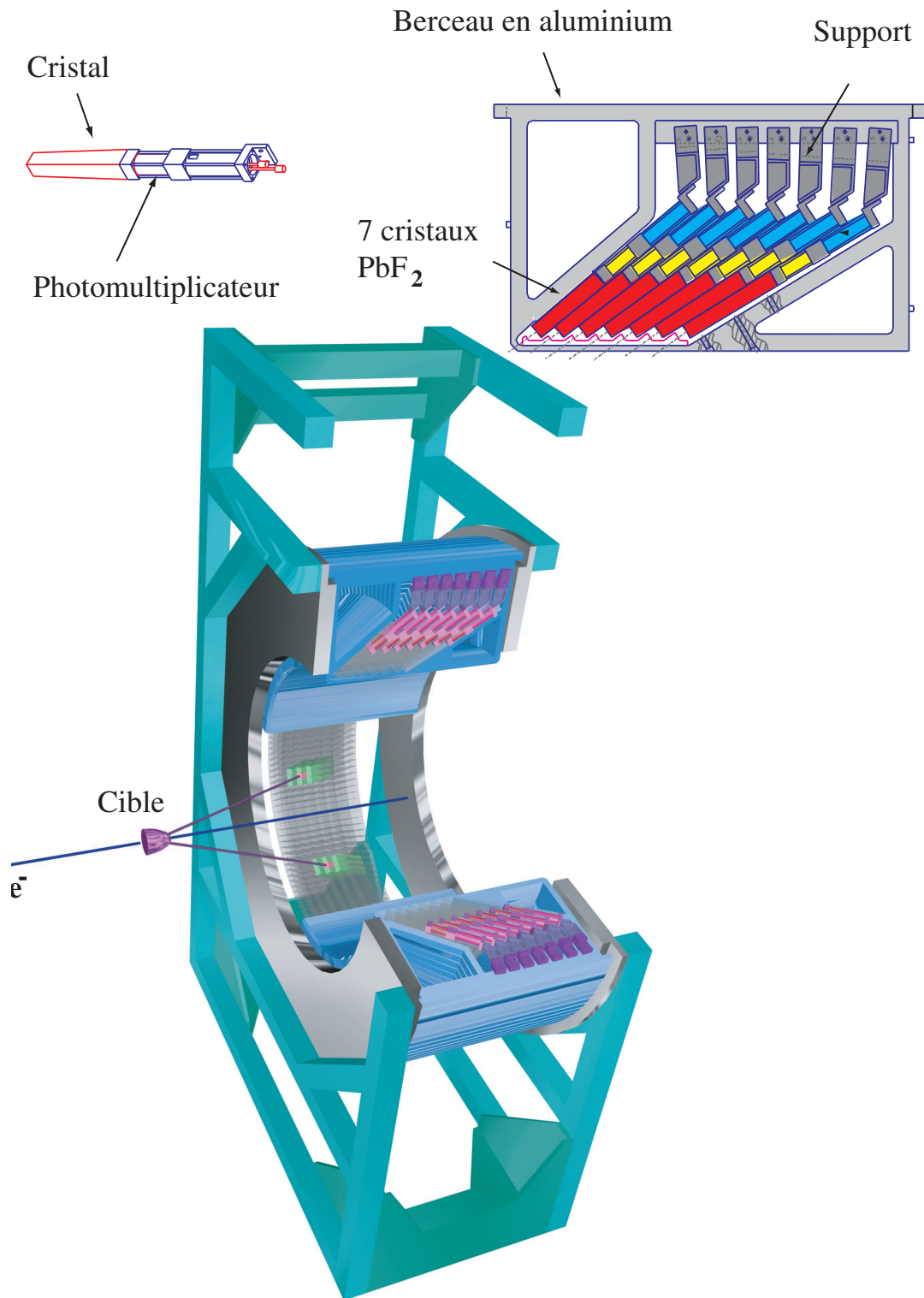


FIG. 3.16 – Schéma du calorimètre de PVA4. Il se compose de 1022 cristaux de PbF_2 . Le faisceau d'électrons est focalisé sur la cible d'hydrogène liquide située à gauche de la figure. L'énergie d'une particule traversant un cristal est convertie en lumière Cerenkov. Un cluster (matrice 3×3) formé par le cristal et les huit autres avoisinants constitue un module de détection du calorimètre.

3.8 L'électronique du calorimètre PbF_2

L'électronique d'acquisition de PVA4 enregistre toutes les données des paramètres de l'expérience pendant les campagnes de faisceau. Ces données seront exploitables après pour l'analyse puisqu'elles permettent de reconstituer l'état du déroulement de l'expérience. Ces paramètres concernent la qualité du faisceau, l'état de la cible et les données du calorimètre. L'acquisition des données utilise une carte électronique Medusa. Nous décrirons le fonctionnement de cette carte et nous allons expliquer le principe de base du traitement des signaux du détecteur avant leur stockage sur disque.

3.8.1 Carte d'acquisition Medusa

Les signaux analogiques des cristaux du calorimètre fournis par les photomultiplicateurs sont intégrés, digitalisés et histogrammés. Une unité électronique propre est associée à chaque cristal de telle sorte que les signaux anodiques du PM sont traités parallèlement pour les 1022 modules. La détection est basée sur la sommation des neuf signaux des cristaux avoisinants selon une matrice (3×3). En effet, lors du passage d'une particule à travers d'un cristal (cristal central) la détection du signal dans le canal central déclenche l'intégration de tous les signaux des canaux voisins. Deux éléments électroniques sont associés au module d'acquisition du cristal : Un trigger et un Veto. Ils permettent de gérer l'ensemble des signaux du détecteur en terme d'autorisation de déclenchement de l'acquisition, la mise en forme du signal ou bien le rejet total de l'événement par mise hors service du module de détection.

3.8.2 La carte trigger

La carte trigger est l'organe de décision et de séquençement. Avant le déclenchement de l'acquisition, tous les signaux du détecteur sont traités par la carte trigger. Lorsque l'énergie d'une particule a été déposée dans un cristal, le système vérifie l'énergie de la particule détectée. Dans la condition où l'énergie déposée dans le module est plus grande que les énergies des modules voisins et si l'énergie déposée dans le cluster (matrice (3×3)) est supérieure à une énergie seuil, ce module va définir le module centre du cluster. A l'issue de cette étape, une décision de rejet ou de passage au deuxième niveau d'analyse est prise par le module. En cas de validation, les modules 1-8 forment le cluster de détection avec le module central 0 comme le montre la figure (3.17). L'ensemble des neuf signaux des photomultiplicateurs du cluster est alors enregistré et intégré dans une fenêtre en temps de $5ns$.

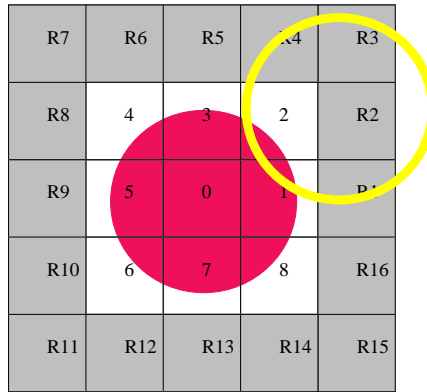


FIG. 3.17 – *Principe de rejet de l'empilement par un veto logique. Le cristal touché est repéré par un 0 et ses huit voisins numérotés de 1 à 8. Les seize cristaux entourant la matrice, notés R1 à R16 forment la zone de veto.*

Au cours de l'intégration des neuf signaux du cluster, il se peut qu'un nouveau dépôt d'énergie dans le même module de détection soit effectué. Ceci entraîne un empilement temporel des événements. Afin d'éviter l'empilement de plusieurs gerbes électromagnétiques dans la même matrice de détection, les neuf voies du cluster sont mises hors service pour interdire le développement de nouvelles gerbes. Ceci est réalisé à l'aide d'un veto. La matrice (3×3) de détection est paralysée pendant $15ns$ après l'enregistrement des premiers signaux. De même, pendant la période d'intégration, les modules externes (R1 à R16) (figure 3.17) sont paralysés pendant $20 ns$ pour empêcher le développement de deux gerbes distinctes dans des cristaux communs.

3.8.3 La carte ADC

Le signal résultant de l'intégration des neuf voies du cluster est envoyé sur un discriminateur à fraction constante (CFD) qui juge de l'intérêt de l'événement. Si les conditions d'acquisition sont remplies, le trigger déclenche la digitalisation et l'histogrammage. Le signal intégré est codé par un flash ADC. Le principe du flash ADC est de lire l'amplitude du signal et de le convertir sous format digital codé sur 8 bits. De même, le signal du cristal central lui, est numérisé à 6 bits. Pour pouvoir traiter les données rapidement (minimum $20 ns$), les données reçues sont tout d'abord écrites dans des mémoires virtuelles FIFO (first in / first out) de la carte ADC. Le système d'acquisition composé de bus-VME, lit la mémoire virtuelle de la carte ADC puis traite et compacte les informations.

3.8.4 Spectre expérimental

Nous avons vu dans le paragraphe (3.3.2) qu'une différence systématique dans les paramètres entre les états d'hélicité opposée induit une fausse asymétrie \mathcal{A}^{fausse} non physique. La prise de données nécessite alors un contrôle en continu de l'évolution temporelle des paramètres du faisceau et le taux de radiation dans le hall expérimental A4. La mesure à l'avant a utilisé une

énergie incidente des électrons de 854.3 MeV et une intensité du faisceau d'électrons de $20 \mu\text{A}$ et un angle de l'électron diffusé variant entre 30 et 40. Le spectre de diffusion élastique électron - proton est le résultat de 5 mn de mesure. Il correspond à un taux de comptage du calorimètre simultanément histogrammé pour les deux états d'hélicité (+, -) par canal ADC (figure 3.18).

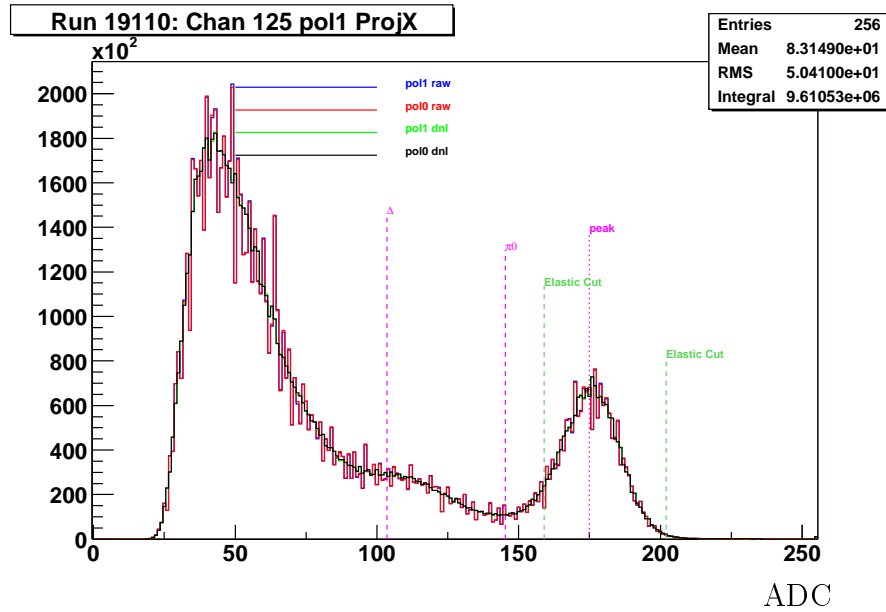


FIG. 3.18 – Spectre expérimental de diffusion élastique de PVA4. Il présente deux histogrammes des taux de comptage N^+ et N^- associés aux deux états d'hélicité de l'électron incident. L'axe des abscisses correspond à l'énergie de l'électron diffusé en canaux ADC.

A haute énergie de l'électron diffusé, le spectre présente un pic qui correspond aux événements détectés via le processus de diffusion élastique : $e + p \rightarrow e + p$. La région du pic élastique est délimitée par deux coupures, définissant les canaux utiles à l'extraction de l'asymétrie : En fait, entre deux énergies de coupure minimale (canal inférieur) et maximale (canal supérieur), on obtient un taux de comptage N^+ et N^- . Ces énergies de coupure sont calculées théoriquement à partir de l'énergie estimée du pic élastique [126].

3.9 Mesure à l'arrière - Nouvelle configuration

PVA4 se propose d'extraire séparément les contributions électrique G_E^s et magnétique G_M^s des quarks étranges à $Q^2 = 0.23 (\text{GeV}/c)^2$. A cette fin, une mesure d'asymétrie de violation de la parité aux angles arrière à la même valeur de Q^2 est nécessaire. Le mécanisme de l'ancienne configuration du dispositif expérimental de PVA4 était prévu uniquement pour des mesures aux angles avant. Il ne permet pas de passer de manière simple de la configuration des angles avant à la configuration des angles arrière. Un nouveau concept pour le dispositif expérimental a été développé et réalisé. Nous allons passer en revue les nouveaux développements techniques qui ont permis de passer rapidement d'une géométrie à l'autre en retournant le détecteur.

3.9.1 Les exigences du calorimètre en matière de géométrie

Comme on l'a vu, le calorimètre de PVA4 dans la construction initiale couvre un angle de diffusion entre 30 et 40 par rapport à l'axe de la cible. Pour pouvoir mettre en oeuvre des mesures d'asymétries aux angles arrière, les cristaux du calorimètre doivent ainsi couvrir un angle de diffusion entre 140 et 150. L'objectif est que le passage des angles avant aux angles arrière doit s'opérer avec de faibles modifications dans les éléments du dispositif expérimental. La solution la plus simple et la plus économique est de remplacer dans la configuration de départ le tube reliant la chambre de diffusion au "beam dump" (bloc d'arrêt du faisceau) par une prolongation de la chambre de diffusion. Cette prolongation doit garantir aux détecteurs Čerenkov de luminosité la capacité d'atteindre un taux de comptage comparable à celui aux angles avant (figures 3.19, 3.20).

Le calorimètre et les deux chambres de diffusion sont susceptibles de pivoter de 180 autour de la cible. Ils sont placés sur une plate-forme rotative. Un passage des angles avant aux angles arrière est alors rapide et possible. Il reste à noter que l'angle solide que couvrent les moniteurs de luminosité est invariant par rotation du détecteur.

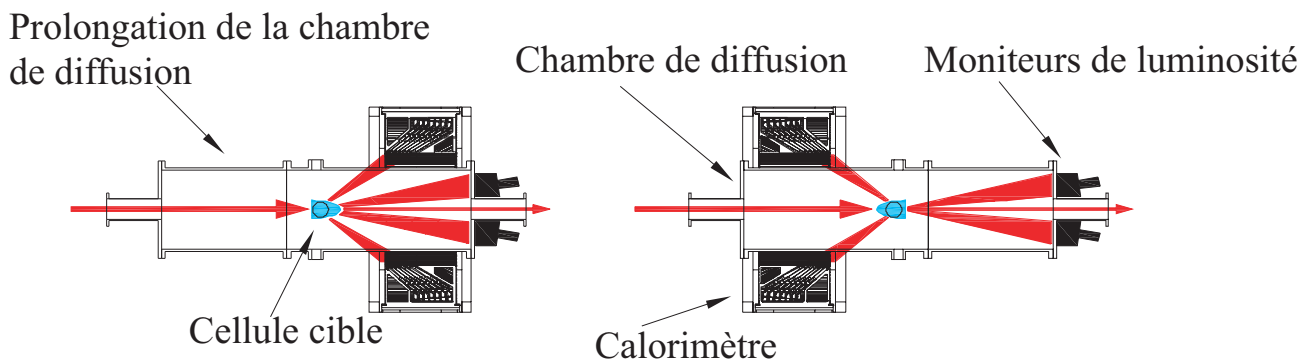


FIG. 3.19 – Croquis de la géométrie de la nouvelle construction expérimentale. Figure de gauche : angles avant. Figure de droite : angles arrière. Pour les angles avant, le calorimètre couvre un angle de diffusion entre 30 et 40 et pour les angles arrière un angle entre 140 et 150. Dans les deux cas, la luminosité est mesurée entre 4 et 10 couvrant une ouverture azimutale de 360 [132].

3.9.2 La plate-forme rotative

Le calorimètre se compose de 1022 cristaux qui sont très sensibles aux vibrations mécaniques. Chaque cristal pèse 1 kg. Il est collé sur une surface d'environ 0.5 cm^2 . Des exigences particulières en matière de conduite de la plate-forme pendant le retournement du calorimètre doivent être respectées. La plate-forme ne peut en aucun cas osciller ou produire des vibrations lors de la rotation. Un tel comportement peut se transférer aux cristaux et provoquer des détériorations qui peuvent nuire à leur fonctionnement.

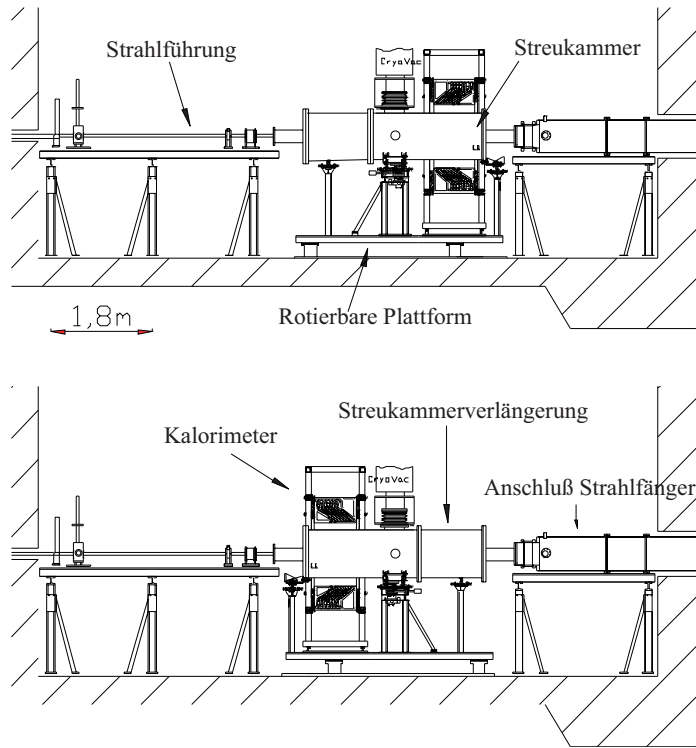


FIG. 3.20 – L'ensemble : calorimètre et chambres de diffusion, est positionné sur une plate-forme rotative autour de la cible. Une rotation de l'ensemble de 180 permet de passer des angles avant aux angles arrière et vice versa [132].

Plusieurs systèmes de rotation de la plate-forme ont été étudiés. Un système utilisant des roulements a été abandonné. Le fait de rouler sur des irrégularités du sol peut provoquer des vibrations. Une solution élégante a été retenue. Elle utilise des pieds coulissants. Le pied se compose de deux parties sphériques non reliées. La partie supérieure glisse sur la partie inférieure. Le pompage de l'huile dans le cylindre de la partie inférieure du pied coulissant de diamètre 100 mm permet de soulever facilement le pied (environ 0.1 mm) par le biais de la pression. Toute la structure est positionnée sur un coussin d'air. Ainsi, toute la structure peut nager quasi-libre sur un film d'huile et peut être déplacée manuellement. Il existe des exigences particulières de l'état de la surface du sol qui doit toutefois être une plaque de base en acier lissée.

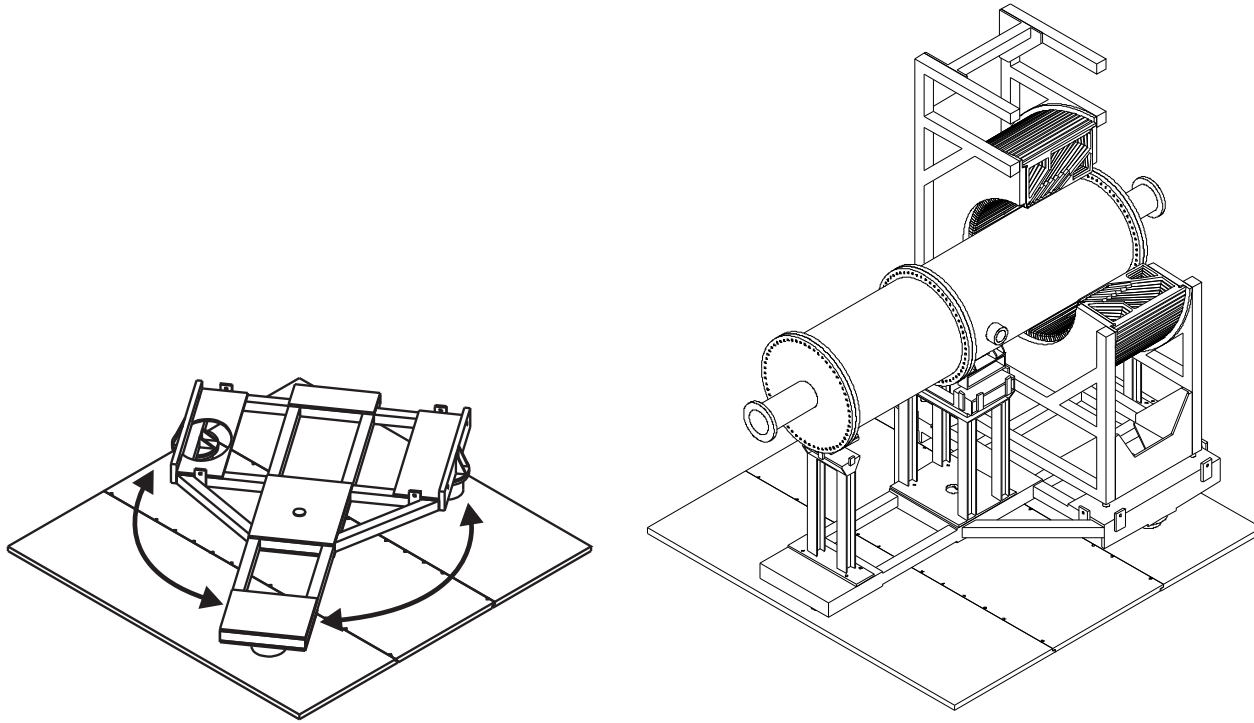


FIG. 3.21 – *Figure de gauche : Plate-forme sur laquelle est positionnée toute la structure. Figure de droite : Vue de face de l'ensemble du dispositif expérimental. La construction est montée sur une plate-forme rotative [132]*

La figure de gauche (3.21) montre la plaque de base et les pieds coulissants. Le pied coulissant utilisé ici, peut soulever au maximum 5 tonnes, ce qui est suffisant. Un aperçu général de la construction totale finale du dispositif expérimental est présenté sur la figure (Figure de droite 3.21).

3.9.3 Cible d'hydrogène liquide aux angles arrière

Pour réduire le temps de prises de données aux angles arrière, la solution prise par PVA4 a été d'allonger la cellule de la cible. La nouvelle cible de PVA4 aux angles arrière est similaire à celle aux angles avant avec une différence dans la dimension de l'enveloppe paraboloidale et la géométrie de la base (chassis) de la cible. La nouvelle enveloppe mesure 23.39 cm de longueur. La cellule cible utilise une enveloppe plus grande que celle aux angles avant. Ceci augmente le nombre de diffusions des électrons sur les protons de la cible (figure 3.22).

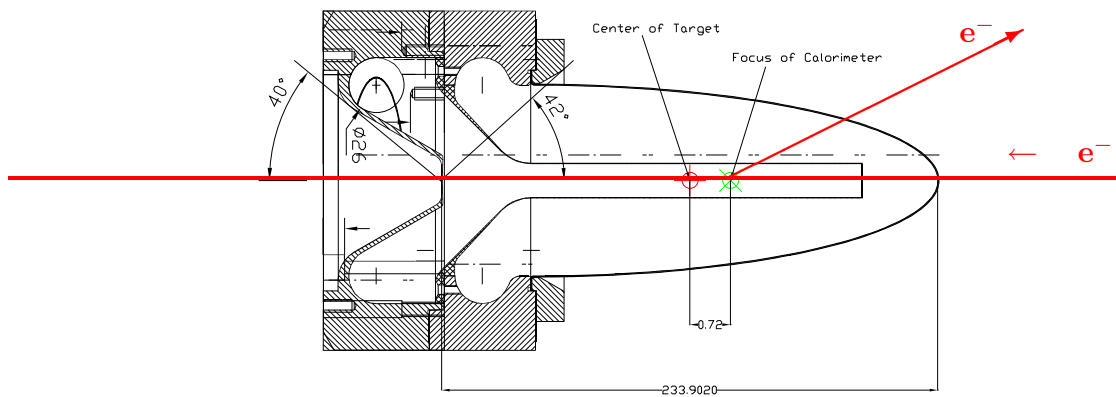


FIG. 3.22 – Schéma de la cible aux angles arrière. Dans ce cas, le faisceau d'électrons arrive du côté de l'extrémité de la forme paraboloidale. Le châssis de la cible a été redéfini par rapport à l'ancienne conception (figure 3.8). L'excavation a été réalisée sur le support en aluminium pour réduire le bruit de fond provenant du processus d'interaction électron - bloc d'aluminium.

La conception de la nouvelle cible a été choisie de manière à respecter le principe de fonctionnement de l'ancienne cible et ses caractéristiques décrites précédemment (section 3.4.1). La cible se compose de plusieurs compartiments en aluminium étanches reliés avec des éléments en indium. L'hydrogène liquide pénètre alors par le collecteur d'entrée. Une buse de diamètre 12 mm , dans laquelle le flot de l'hydrogène atteint sa vitesse maximale guide l'hydrogène jusqu'à la partie utile de la cible. Après interaction de l'hydrogène avec les électrons du faisceau incident, l'hydrogène quitte la cible par la voie de sortie. Le même système de refroidissement est utilisé pour maintenir l'hydrogène à une température avoisinante de sa température de fusion.

Lors des mesures aux grands angles de diffusion (angles arrière), le faisceau d'électrons pénètre dans la cible par l'extrémité de la forme paraboloidale où il interagit avec les protons de la cible. Afin de réduire le fond polluant résultant de l'interaction des électrons avec les fenêtres de la cible en aluminium, il est nécessaire de minimiser au maximum les épaisseurs de la paroi de la cible qui se trouvent sur la trajectoire de la diffusion électron - proton. La partie utile de la cible concerne l'enveloppe paraboloidale qui s'étend à partir de l'angle de diffusion de 138° . L'épaisseur de la pointe de la cible (en face du faisceau d'électrons) a été amincie au maximum jusqu'à $110\ \mu\text{m}$. L'épaisseur de la face de sortie de la cible a été réduite elle aussi jusqu'à $350\ \mu\text{m}$. Ci-après, la carte de l'extrémité de la cible en épaisseur est présentée (figure 3.23).

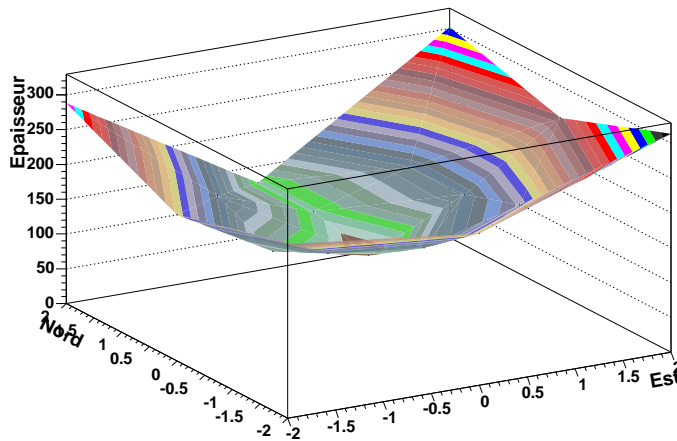


FIG. 3.23 – Carte en épaisseur de l'extrémité de la forme paraboloidale de la cible.

Par ailleurs, la cellule cible aux angles avant est encastrée dans un châssis en aluminium. Cependant, utiliser la même configuration du châssis pour les angles arrière peut générer un bruit de fond qui va polluer le spectre expérimental. En effet, des électrons subissant des diffusions multiples dans la cible peuvent, au passage dans le bloc d'aluminium entourant la fenêtre de sortie de la cible, générer un bruit de fond. Par rétro-diffusion, ce fond polluant peut contribuer au spectre expérimental d'une façon considérable. En conséquence, le châssis de la cellule cible a été modifié par rapport à l'ancienne géométrie aux angles avant. Le matériau en aluminium situé autour de la fenêtre de sortie de la cible a été complètement supprimé dans la nouvelle configuration sur un cône d'angle d'ouverture 40° autour de la ligne du faisceau.

Le démontage de l'expérience a commencé au début du mois d'août 2004. Il a duré presque 1 mois et demi. La mise en place de la plaque de base et la nouvelle plate-forme rotative et la réinstallation de tout le dispositif expérimental au-dessus ont débuté janvier 2005 et se sont achevées vers le mois de mars 2005. Les premiers tests sur faisceau ont été réalisés au début du mois de mai 2005.

3.9.4 Spectre expérimental

La campagne de tests sur faisceau dans la nouvelle configuration s'est déroulée entre le 02/05/05 et le 21/05/05, à une énergie de faisceau de 0.570 GeV et une intensité de $20 \mu\text{A}$. Le calorimètre couvre un domaine angulaire entre 140 et 150. Comme aux angles avant, nous avons suivi la même procédure standard pour l'acquisition de données : contrôle en continu des paramètres du faisceau. Le spectre expérimental résultant de la détection dans la nouvelle configuration, est présenté sur la figure (3.24). Cependant, pour cette nouvelle mesure, nous avons rencontré un problème de bruit de fond qui pollue les spectres expérimentaux. Compte tenu de l'énergie incidente, de la longueur de la cible et de l'ouverture angulaire ($\pm 10^\circ$) autour de la valeur 145, le pic élastique est attendu entre les canaux 60 et 100. Seule la visualisation

du spectre en échelle logarithmique pour l'axe des ordonnées permet de distinguer une forme de pic à haute énergie mais qui n'est pas bien isolé.

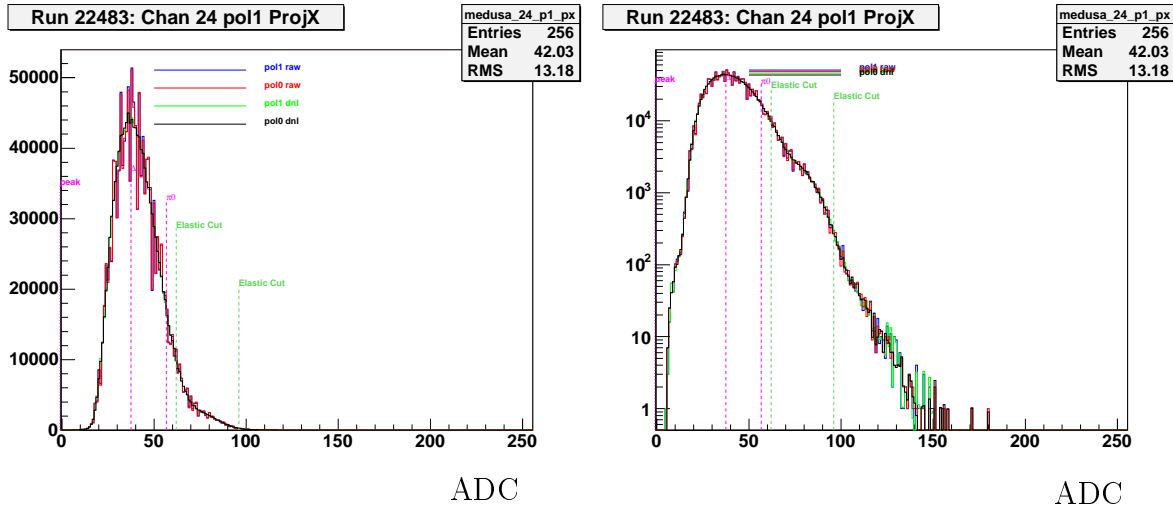


FIG. 3.24 – Spectre expérimental de PVA4 à 570 MeV aux angles arrière. Figure de gauche : L'axe des ordonnées est en échelle linéaire. Figure de droite : L'axe des ordonnées est en échelle logarithmique.

Il est important de connaître précisément le bruit de fond aussi bien en terme de son origine qu'en taux de comptage. Un fort taux de comptage provenant du bruit de fond polluera la statistique physique et rendra la séparation de la contribution élastique de l'inélastique difficile. L'étude du bruit de fond a été faite via des mesures physiques effectuées dans le hall expérimental A4.

3.9.4.1 Origine du bruit de fond

Le fait d'utiliser une nouvelle cible pour PVA4 nous a poussé à penser que l'origine de ce fond pouvant provenir de plusieurs processus physiques (radiation externe, réactions de photoproduction ...) qui sont probablement importants dans les fenêtres d'aluminium de la cible. La fenêtre d'entrée de la nouvelle cible de PVA4 a une épaisseur de $110 \mu m$. L'épaisseur de la fenêtre de sortie est de l'ordre $350 \mu m$. Les fenêtres correspondent alors à une épaisseur totale en aluminium de $460 \mu m$.

- Une première expérience a été réalisée sur une cible vide (figure 3.25) pour s'assurer que le fond polluant ne provient pas de la capsule en aluminium de la cible. Vu le danger d'envoyer le faisceau sur la cible en absence d'un système de refroidissement approprié pour une cible vide, l'hydrogène est remis à son état gazeux par arrêt de son système de refroidissement. L'intensité du faisceau a aussi été diminuée jusqu'à ($1 \mu A$) pour prévenir d'éventuelles dégradations de la cible. La prise de données a duré 300 s.

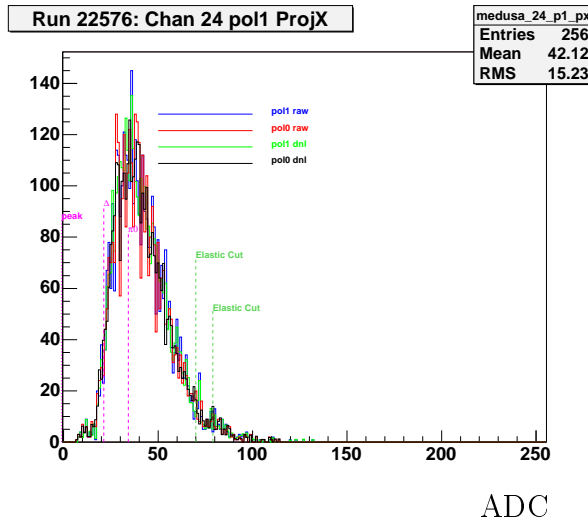


FIG. 3.25 – Spectre expérimental obtenu sur une cible vide à 570 MeV. L'intensité du faisceau d'électrons est de $1 \mu A$. La prise de données a duré $t = 300 s$

- La deuxième mesure a utilisé une feuille d'aluminium de $2.5 mm$ d'épaisseur (figure de gauche 3.26). La cible d'aluminium est placée en-dessous de la cible d'hydrogène liquide. Les deux cibles sont susceptibles de se mouvoir verticalement par rapport à l'axe du faisceau. Depuis la salle d'acquisition, nous avons pu centrer le faisceau sur la cible (aluminium) grâce à une commande à distance. Une caméra installée sur la chambre de diffusion permet de visualiser la cible et de vérifier le centrage. L'intensité du faisceau était de ($1 \mu A$) et la durée de la mesure est de $120 s$.

Le taux de comptage obtenu sur une cible d'aluminium de $2.5 mm$ et qui correspond à une durée de prise de donnée de $300 s$ peut être estimé à partir de :

$$N_{2.5} = N'_{2.5} \left(\frac{300}{120} \right) \quad (3.24)$$

où $N'_{2.5}$ est le taux de comptage mesuré pendant une durée de $120 s$ et qui correspond à une épaisseur de $2.5 mm$ d'aluminium. Le nombre d'événements obtenu sur une cible d'aluminium d'épaisseur $0.46 mm$ pendant une durée de $300 s$ est donné par :

$$N_{0.46} = N_{2.5} \left(\frac{0.46}{2.5} \right) \quad (3.25)$$

Le rapport du taux de comptage obtenu sur la cible vide $N_{Cible\ vide}$ (figure 3.25) au nombre d'événements $N_{0.46}$ est de l'ordre de :

$$\frac{N_{Cible\ vide}}{N_{0.46}} = 0.76 \quad (3.26)$$

- La dernière expérience s'est déroulée en absence de cible (figure de droite 3.26) pour mesurer le taux de comptage de particules rétrodiffusées depuis la trappe d'absorption du faisceau « beam dump ». En effet, il se peut que le nombre de particules créées lors du processus

d'interaction du faisceau avec la matière dissipant l'énergie du faisceau (blocs d'aluminium et eau) soit important.

Comme le nombre d'événements enregistrés est faible, ceci prouve que le bloc d'arrêt du faisceau n'est pas la source du bruit de fond polluant le spectre expérimental. D'autre part, la comparaison du spectre $N_{0,46}$ avec le spectre obtenu sur la cible vide (figure 3.25) est pratiquement du même ordre. Ceci permet d'éliminer l'hypothèse que le bruit de fond provient de l'interaction du faisceau d'électrons avec les parois de la cible. En conclusion, le bruit de fond détecté ne peut venir que de l'interaction du faisceau avec les protons (hydrogène liquide) de la cible. Il est dû essentiellement à l'électroproduction des pions neutres et leur décroissance en photons ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$).

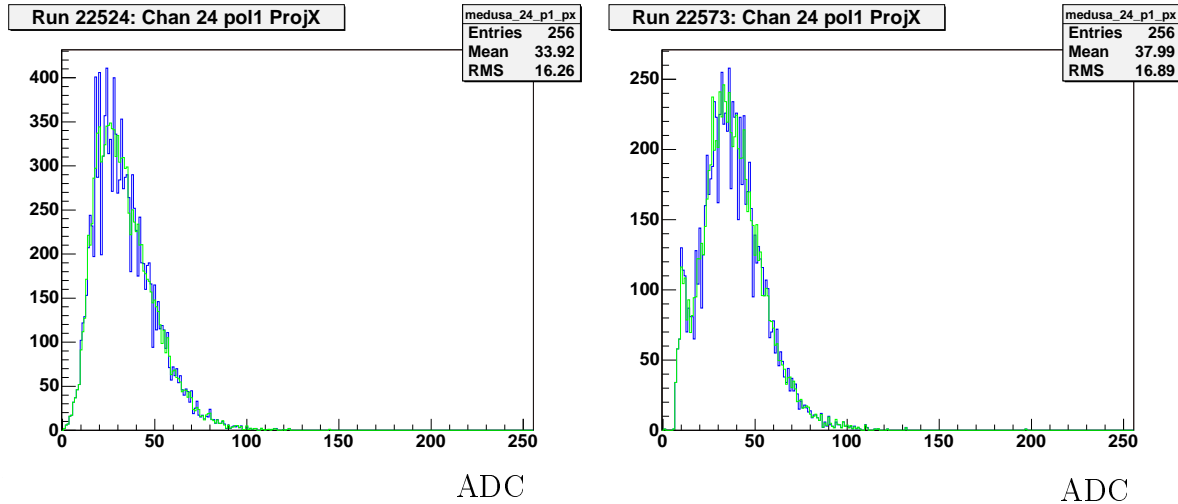


FIG. 3.26 – *Figure de gauche : le faisceau est incident sur une cible d'aluminium d'épaisseur 2.5 mm et une intensité de faisceau de $1\mu A$. La mesure correspond à une durée de 120 s. Figure de droite : taux de comptage provenant du bloc d'arrêt de faisceau en absence de cible.*

3.9.4.2 Identification des particules chargées par scintillation

L'extraction de l'asymétrie de violation de parité aux angles arrière exige la filtration de bruit de fond. La solution requise par PVA4 est l'emploi d'un nouveau détecteur étiquette pour éliminer les particules non chargées. Pour identifier les électrons, PVA4 a développé trois modules prototypes de détecteur. Le premier type de détecteur utilise le radiateur Čerenkov à aérogel d'indice de réfraction 1.05. Les parois interne du détecteur ont été couvertes avec une substance réfléchissante (Millipore). Ce dispositif a permis d'atteindre 5 photoélectrons par électron incident. Le second prototype est un détecteur Čerenkov à gaz. Pour ce détecteur, PVA4 a utilisé la même géométrie de détecteur que celle dans le cas de l'aérogel. Le détecteur utilise le gaz d'isobutane d'indice de réfraction $n = 1.0019$. Ses parois interne ont été couvertes par un matériau réflecteur *aluminized Mylar*. Ce détecteur a permis d'obtenir 4 photoélectrons par électron. Le dernier prototype de détecteur consiste à un scintillateur plastique de temps réponse rapide. Le scintillateur a une épaisseur de 2 cm. Le détecteur a été placé entre la chambre de diffusion et les cristaux du calorimètre. Ceci permet de mesurer l'électron diffusé en coïncidence avec le calorimètre. Comme le taux de comptage des électrons diffusés élastiquement est faible

par cristal du calorimètre, il n'est pas nécessaire de construire pour chacun des cristaux un détecteur étiquette des électrons. PVA4 a décidé alors de couvrir 14 cristaux (2 berceaux) avec un seul détecteur étiquette. Le taux de comptage élastique du détecteur est d'environ 15 kHz .

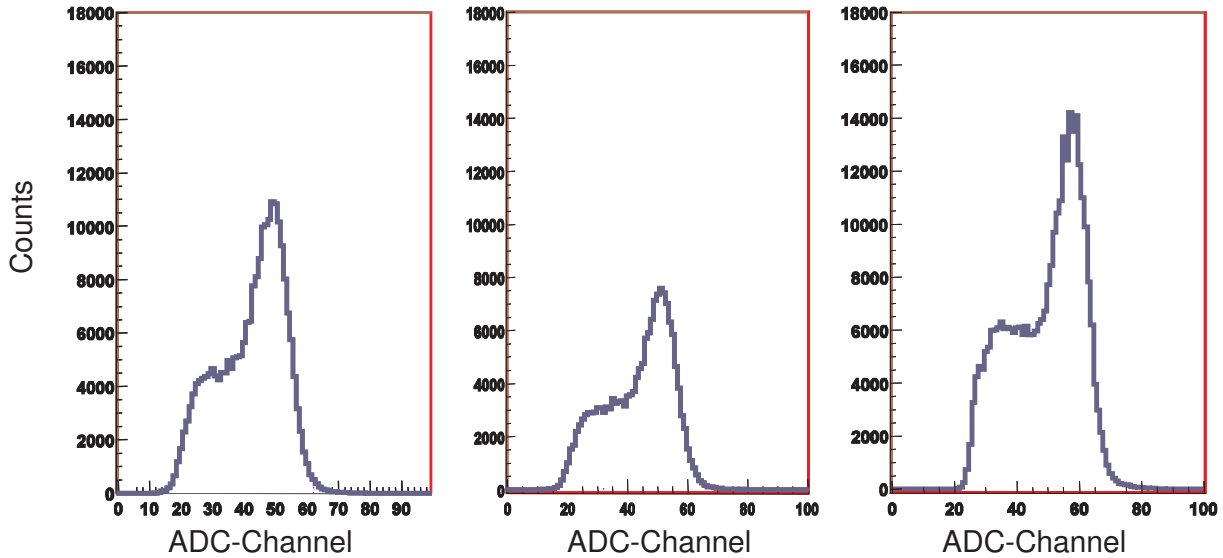


FIG. 3.27 – Spectres d'énergie de coïncidence entre le calorimètre et les détecteurs étiquette des électrons. Ils sont obtenus avec trois différents détecteurs : aérogel (à gauche), gaz (au centre) et scintillateur (à droite). Le faisceau d'électrons incident correspond à une énergie de 315 MeV .

Les trois détecteurs (Čerenkov à aérogel, scintillateur, détecteur à gaz) ont été testés pour étudier le taux d'élimination des photons γ du bruit de fond. La figure (3.27) présente le spectre d'énergie de coïncidence pour un seul cristal du calorimètre avec les trois types de détecteurs étiquette à une énergie de faisceau de 315 MeV . Les spectres correspondent à 5 minutes de prise de données. Grâce aux détecteurs étiquette, l'expérience est devenue faisable et les contributions élastique et inélastique sont distinguées.

Cependant, pour choisir entre les trois détecteurs nous avons imposé l'efficacité du détecteur comme critère de choix. L'efficacité \mathcal{R} est définie comme le rapport du nombre d'électrons diffusés élastiquement N^{elas} enregistrés par le détecteur au nombre d'électrons élastiques calculés théoriquement $N^{attendu}$.

$$\mathcal{R} = N^{elas} / N^{attendu} \quad (3.27)$$

L'efficacité de la détection des électrons diffusés élastiquement correspond à 80% en utilisant le scintillateur, d'environ 70% en présence du détecteur Čerenkov à aérogel et d'environ 50% avec le détecteur Čerenkov à gaz. Finalement, le scintillateur a donc été retenu comme détecteur.

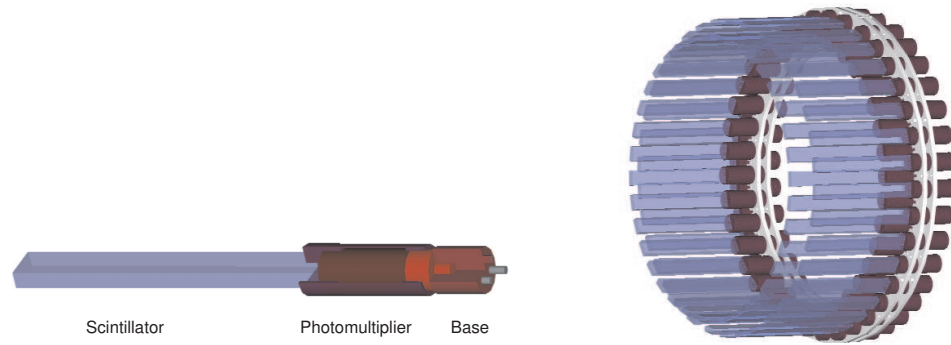


FIG. 3.28 – Détecteur étiquette des électrons figure de gauche : un module de détection. Figure de droite : une double couronne constituée de 72 modules

La figure (3.28) présente le détecteur étiquette des électrons et un module détecteur. Il consiste à un scintillateur plastique (type EJ-204) de dimension $40\text{ cm} \times 5\text{ cm} \times 2\text{ cm}$, couplé à photomultiplicateur de type XP 2262B. La figure de droite (3.28) montre le système complet du détecteur étiquette d'électrons. PVA4 a construit deux couronnes de 72 modules de scintillateurs (chaque couronne contient 32 modules) qui couvrent tous les cristaux du calorimètre. La figure (3.29) montre le détecteur étiquette intégré dans l'ensemble du dispositif expérimental. Le signal issu du scintillateur est utilisé dans la carte d'acquisition de Medusa. Il est introduit en coincidence avec le signal du calorimètre. Lorsqu'une particule chargée traverse le scintillateur, l'acquisition de données est déclenchée si une particule a déposé son énergie dans un cristal du calorimètre.

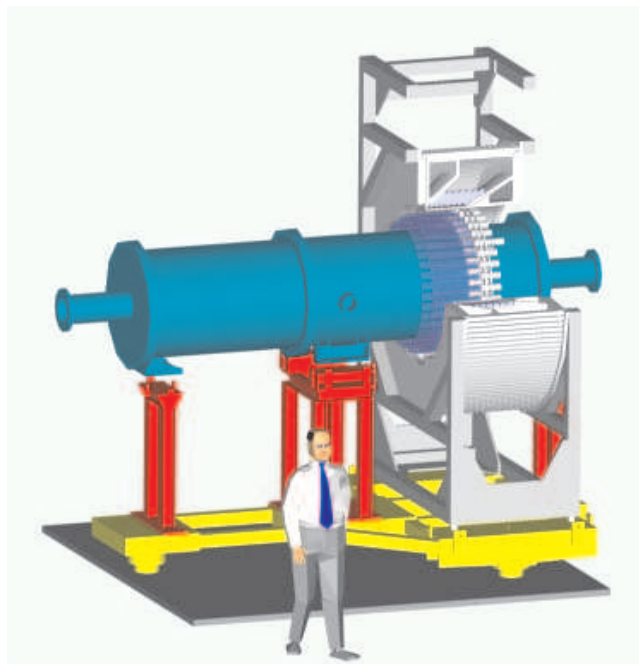


FIG. 3.29 – Le détecteur scintillateur est intégré dans le dispositif expérimental de PVA4. Il est placé entre la chambre de diffusion et les cristaux du calorimètre.

Rappelons que l'objectif principal de l'expérience de PVA4 est de mesurer les facteurs de forme faibles du nucléon \tilde{G}_E et \tilde{G}_M pour un moment transféré $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$. Ceci va permettre de déterminer la contribution du quark étrange aux densités de charge et de magnétisation du nucléon. Aux grand angles de diffusion, l'angle moyen de détection est $\theta_{e'} = 145$. Comme nous l'avons vu dans la section (2.5.3), la cinématique de la diffusion exige un faisceau d'électrons incident de $0.315 GeV$. Dans ces conditions, le spectre expérimental de diffusion élastique électron-proton résultant est donné par la figure (3.30).

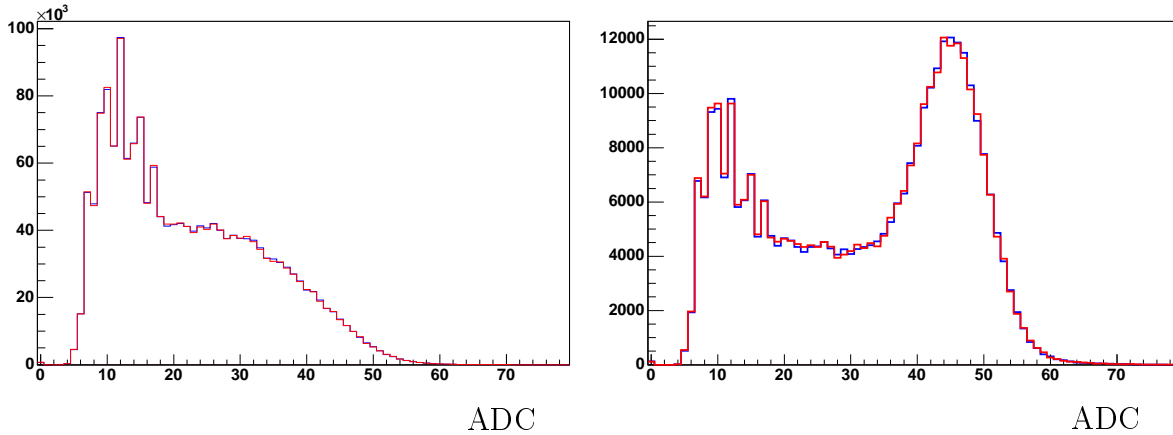


FIG. 3.30 – *Spectre expérimental de l'expérience PVA4 obtenu pour une énergie de faisceau d'électrons incident de 315 MeV. Figure de gauche : Spectre normal de PVA4. Figure de droite : Le spectre de coincidence entre le scintillateur et le calorimètre.*

Le spectre de diffusion est le résultat de $5 mn$ de prise de données avec un faisceau d'électron d'intensité $20\mu A$. Chaque spectre correspond à deux histogrammes de taux comptage de deux états d'hélicité du faisceau incident. Le spectre présente un pic élastique à haute énergie qui correspond à la diffusion élastique $e + p \rightarrow e + p$. L'extraction de l'asymétrie nécessite de soustraire les contributions des événements inélastiques et des photons au spectre expérimental.

Au cours de ce chapitre, nous avons décrit le dispositif expérimental de PVA4 nécessaire à la mesure de l'asymétrie dans la diffusion $\vec{e}p$. Le chapitre précédent montre comment est reliée l'asymétrie de violation de parité au contenu étrange du nucléon. Le chapitre suivant détaille les différentes étapes de l'analyse des données pour extraire l'asymétrie de violation de parité pour les deux cas de diffusion.

Chapitre 4

Analyse des données - Asymétrie physique

Ce chapitre explique les étapes de l'analyse des données de l'expérience PVA4. Il présente comment on extrait une asymétrie physique à partir d'un taux de comptage élastique brut N^\pm du calorimètre. La sélection des données correspondant à des conditions de faisceau stable, constitue une étape importante de la préparation de l'analyse. La détermination de l'asymétrie nécessite d'extraire la contribution élastique au spectre expérimental. Cette asymétrie expérimentale \mathcal{A}^{exp} dépend des nombres de diffusions élastiques $\vec{e}p$ dans les deux états de polarisation du faisceau incident. Comme nous en avons discuté précédemment (section 2.5.2), le taux de comptage élastique pour chaque état de polarisation N^\pm est fonction de la section efficace différentielle de Born ($d\sigma_b/d\Omega$) (Eq. 1.17). Il s'écrit :

$$N^\pm = \frac{I_e^\pm (\rho\ell)^\pm}{e A} \mathcal{N}_A \left(\int_{\Delta\Omega_{e'}^\pm} \frac{d\sigma_b(E_e^\pm, \theta_{e'})}{d\Omega_{e'}} d\Omega_{e'} \pm P_e^\pm \int_{\Delta\Omega_{e'}^\pm} \frac{d\sigma_b(E_e^\pm, \theta_{e'})}{d\Omega_{e'}} \mathcal{A}_{PV}(E_e^\pm, \theta_{e'}) d\Omega_{e'} \right) T^\pm \quad (4.1)$$

avec $T = T^+ + T^-$ la durée d'un run, I_e^\pm le courant d'électrons, P_e^\pm la polarisation du faisceau, ρ^\pm la densité de l'hydrogène liquide, ℓ^\pm la longueur de la cible, A le nombre de masse de la cible et \mathcal{N}_A le nombre d'Avogadro. e représente la charge de l'électron et E_e^\pm l'énergie du faisceau incident. L'énergie E_e^\pm prend en compte la perte d'énergie par ionisation et par bremsstrahlung externe. Comme nous l'avons vu dans la section (3.2.4), le renversement de l'hélicité des électrons est opéré au niveau de la source. Ceci peut s'accompagner d'un léger déplacement du faisceau et ainsi modifier le point d'impact des électrons sur la cible. L'équation (4.1) montre que les variations des propriétés du faisceau (intensité du faisceau, énergie, position horizontale et verticale dans la cible et les angles de déflexion horizontal et vertical dans la cible) entre les deux figures de polarisation des électrons, interviennent directement dans l'asymétrie expérimentale. En effet, l'asymétrie du courant et la différence des paramètres entre les deux états d'hélicité induisent des fausses asymétries qui sont corrélées à l'hélicité. L'asymétrie mesurée doit alors être corrigée de ces fausses asymétries \mathcal{A}^{fausse}

$$\mathcal{A}^{exp} = P_e \mathcal{A}^{phys} + \mathcal{A}^{fausse} \quad (4.2)$$

Nous allons voir dans le paragraphe (4.1.2.2) que vu la stabilité du faisceau d'électrons délivré à l'expérience PVA4 et la sélection rigoureuse des runs de données, le calcul de \mathcal{A}^{fausse} peut être effectué avec une très bonne précision en se limitant à un développement de Taylor au 1^{er}

ordre. L'asymétrie \mathcal{A}^{phys} résultante doit être à son tour corrigée du fond physique polluant et des effets radiatifs internes R pour remonter à la valeur de \mathcal{A}_{PV} . Ci-après, nous allons écrire l'expression générale de l'asymétrie expérimentale en fonction de l'asymétrie de violation de parité recherchée.

$$\mathcal{A}^{exp} = P_e \mathcal{A}^{phys} + (\mathcal{A}^{fausse})_{1^{er}ordre} \quad (4.3)$$

$$\mathcal{A}^{phys} = \frac{1}{R} \frac{N_{LH_2} \mathcal{A}_{PV} + N_{inelas} \mathcal{A}^{inelas} + N_\gamma \mathcal{A}^\gamma + N_{alu} \mathcal{A}^{alu}}{N_{LH_2} + N_{inelas} + N_\gamma + N_{alu}} \quad (4.4)$$

où : N_{LH_2} est le taux de comptage élastique, non mesuré de manière isolée, dans la diffusion $ep \rightarrow ep$, $N_{inelas} \mathcal{A}^{inelas}$ représente la contribution des événements inélastiques. Le produit $N_{alu} \mathcal{A}^{alu}$ reflète la contribution provenant de la diffusion des électrons sur les fenêtres d'entrée et de sortie de la cible et enfin $N_\gamma \mathcal{A}^\gamma$ constitue la contribution des gammas provenant de l'électroproduction des pions π^0 et leur décroissance en photons γ ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$).

Aux angles avant ($\theta_{e'} \sim 35$) (figure 4.1), la modélisation des processus d'électroproduction intervenant dans la détermination de l'asymétrie de violation de parité de l'expérience PVA4 a permis d'estimer la contribution des photons au spectre à 1% et de définir des coupures en énergie dans le spectre expérimental. La position de la coupure a été choisie suffisamment haut (au dessus du seuil du pion) pour s'affranchir de la contribution du fond polluant d'électrons inélastiques et de gammas [126].

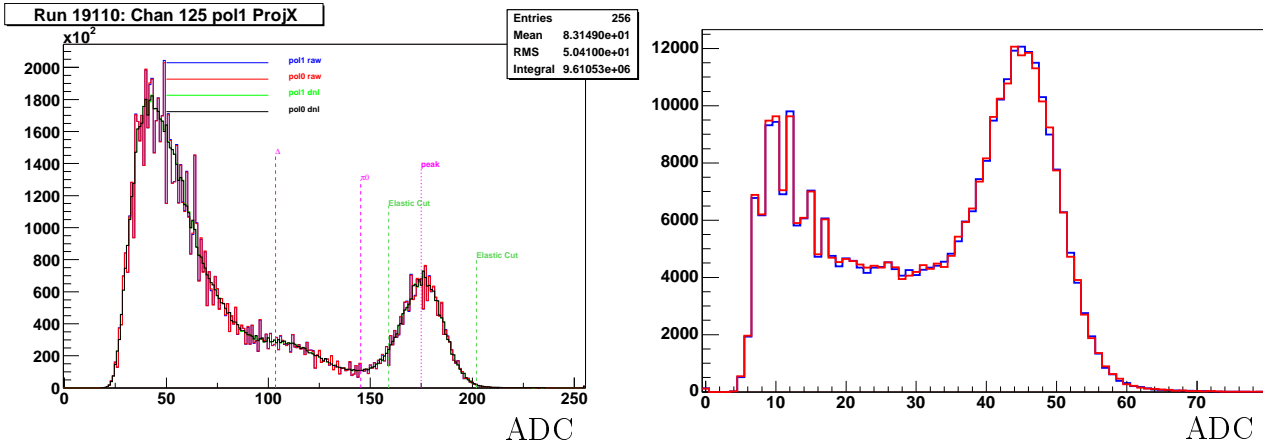


FIG. 4.1 – Spectre expérimental de diffusion électron - proton sur une cible d'hydrogène liquide LH_2 à $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$. Figure de gauche : L'énergie du faisceau est de 854.3 MeV et l'angle de diffusion $\theta_{e'} \sim 35$. Figure de droite : L'énergie du faisceau est de 315 MeV et $\theta_{e'} \sim 145$.

Aux angles arrière ($\theta_{e'} \sim 145$), la section efficace de diffusion des électrons inélastiques est faible. En revanche, les photons produits dans la cible d'hydrogène liquide contribuent considérablement au spectre expérimental.

Mon travail d'analyse décrit ci-après a été effectué sur un échantillon de données prises par PVA4. Les données concernées correspondent à la campagne de mesure du mois de septembre 2003. L'expérience a été effectuée avec un faisceau d'électrons d'énergie de 854.3 MeV correspondant à un moment transféré $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$, polarisés longitudinalement. Dans un

premier temps, nous allons montrer comment on extrait l'asymétrie expérimentale et son erreur associée. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous allons nous intéresser à une contribution autre que l'inélastique et gammas au spectre expérimental qui n'a pas été évaluée dans la simulation précédente [126]. Il s'agit des diffusions quasi-élastiques sur les parois de la cible qui sont une autre source potentielle de fausse asymétrie. Une attention particulière est consacrée à l'étude de la contamination du spectre expérimental en bruit provenant des fenêtres d'aluminium afin de corriger l'asymétrie expérimentale de la fausse asymétrie associée à la diffusion quasi-élastique.

4.1 Extraction des asymétries expérimentale et physique et les erreurs associées

4.1.1 Préparation de l'analyse

4.1.1.1 Organisation des données

Le système d'acquisition de PVA4 enregistre les 1022 histogrammes associés au spectre en énergie ainsi que les paramètres suivants caractérisant le faisceau incident : intensité, énergie, position horizontale et verticale, angles de déviation. De même, sont enregistrés les événements associés aux détecteurs de luminosité. L'acquisition de ces informations est synchronisée avec le renversement de l'hélicité du faisceau incident toutes les 20 *ms*. La durée d'un run est de 5 *mn* découpées en 15000 mini-runs de 20 *ms*. A la fin de chaque run, nous disposons de 15000 valeurs des paramètres du faisceau définis ci-dessus (7500 pour chaque état d'hélicité). Par contre, le spectre en énergie des électrons diffusés est sommé pour chaque valeur de l'hélicité conduisant finalement à deux histogrammes. Le choix de 5 *mn* est un bon compromis dans la mesure où il est suffisamment long pour avoir une statistique suffisante (tout en évitant d'avoir des fichiers trop volumineux) et suffisamment court pour que les instabilités ou défauts expérimentaux puissent être détectés rapidement. D'autre part, les 7500 valeurs enregistrées des paramètres notés g^j permettent d'étudier leur variation au cours du temps et seront utilisées pour sélectionner les runs acceptables.

L'asymétrie expérimentale de l'équation (3.2) est calculée en sélectionnant dans les spectres expérimentaux du calorimètre les événements correspondant aux électrons diffusés élastiquement. L'analyse que j'ai entreprise, concerne les données accumulées pendant la campagne de mesure 080903 (du 08/09/03 jusqu'à 23/09/03). Ces données sont écrites sur les disques du système d'acquisition de A4. En général, les données du calorimètre sont sauvegardées sous forme de fichiers informatiques portant le nom `counts_elastic.xxxx` (xxxx : étant le numéro de Run). Ces fichiers contiennent toute l'information sur le taux de comptage des 1022 cristaux du détecteur pour un run donné. Pour chaque cristal, le nombre d'événements détectés correspond à diverses positions de coupure. Pour chacun des cristaux ($i \leq 1022$), le spectre de diffusion $\vec{e}p$ est divisé en 41 intervalles caractérisés par la valeur d'un paramètre f , $f = \{0.0, 0.1, 0.2, \dots, 4.0\}$, un numéro de canal minimum, un numéro de canal maximum (le maximum pour les 41 zones est ici fixé à 185 pour les angles avant) et les valeurs N^+ et N^- qui correspondent aux taux de

comptage pour cet intervalle, associés aux états d'hélicité $(+, -)$ du faisceau incident respectivement. Par exemple pour les divers paramètres on trouve :

N°cristal	f	Canal de coupure minimal	Canal de coupure maximal	N^+	N^-
1	0.0	126	185	763422	761813
	0.1	129	185	734829	733504
	0.2	131	185	714225	713093
	0.3	133	185	691888	691040
	0.4	135	185	671188	670194

	0.8	153	185	550679	549913

	4.0	214	185	0	0

TAB. 4.1 – *Taux de comptage du calorimètre pour les deux états d'hélicité correspondant à différentes énergies de coupure pour le cristal 1*

Comme nous l'avons mentionné précédemment dans la section (3.2.4), les expériences de violation de la parité utilisent une lame demi-onde supplémentaire au niveau de la source d'électrons polarisés pour limiter les fausses asymétries non corrélées à l'hélicité. En effet, ces dernières sont de même signe pour les deux positions de la lame alors que les asymétries corrélées changent de signe. Pour PVA4, l'insertion ou non de la lame est symbolisée par $Gvz = IN$ ou OUT . Comme nous le verrons après sur l'ensemble de l'analyse, la combinaison des asymétries des échantillons IN et OUT ne conserve donc que les asymétries corrélées à l'hélicité. Les données considérées sont subdivisées en échantillons de données.

Echantillon	Runs	Gvz
0	19049 - 19096	OUT
1	19097 - 19107	IN
2	19108 - 19232	OUT

TAB. 4.2 – *Echantillon de données. Les numéros de runs constituant chaque échantillon sont indiqués ainsi que le statut de la lame demi-onde supplémentaire (lame Gvz insérée (IN) ou non (OUT)).*

L'extraction de l'asymétrie de violation de la parité requiert la mesure de la polarisation du faisceau. Elle a été mesurée à chaque début et fin de campagne de mesure à l'aide d'un polarimètre Møller. Les polarisations du faisceau pour chaque run sont obtenues par interpolation.

Date	Heure	Polarisation
09.09.2003	19 :00	$-75.6\% + 0.7_{(stat)} + 1.2_{(syst)}$
17.09.2003	19 :11	$-73.4\% + 0.8_{(stat)} + 1.1_{(syst)}$
23.09.2003	19 :00	$-74.3\% + 0.8_{(stat)} + 1.1_{(syst)}$

TAB. 4.3 – Polarisation du faisceau mesurée par la collaboration A1 à l’aide d’un polarimètre Møller.

Les données des échantillons 0, 1 et 2 ont été obtenues en utilisant une cible d’hydrogène liquide LH₂. Par ailleurs, pour étudier le fond polluant provenant de la cellule de la cible en aluminium, PVA4 a procédé à une prise de données sur une feuille mince en aluminium de 2.5 mm d’épaisseur. Nous reviendrons dans la section (4.2.1) sur le traitement des résultats de l’expérience.

4.1.1.2 Sélection des données

Un run est jugé valable pour l’analyse si les distributions des 7500 valeurs des paramètres du faisceau g^j (intensité, énergie, luminosité, position dans la cible, angles de déflexion) ne présentent pas d’anomalie (distribution discontinue) ou des fluctuations très larges. Généralement, les signaux des détecteurs de luminosité ont toujours la même forme que les signaux des mesureurs d’intensité. Dans le cas où une augmentation des fluctuations du signal a été détectée, par exemple, dans les histogrammes de luminosité, les runs associés sont définitivement condamnés. PVA4 a défini deux critères de sélection sur chaque grandeur g^j :

- A la fin de chaque run (i), on calcule la valeur la plus probable \bar{g}^j ainsi que l’écart type σ_{g^j} . Les runs pour lesquels la condition :

$$\sigma_{g^j} / |\bar{g}^j| > 10\% \quad (4.5)$$

ne sont pas pris en compte dans l’analyse.

- On regarde pour chaque paramètre j , la variation de σ_{g^j} en fonction du numéro de run (i). Lorsque le faisceau est stable en intensité et en position, ces écarts types (pour j fixé) ont des valeurs très proches. Par contre, lorsqu’au cours d’un run une anomalie quelconque s’est produite au moins une valeur de σ_{g^j} est très différente et le run est éliminé de l’analyse. De fait, la visualisation du RMS d’un des mesureurs Čerenkov de luminosité pour l’ensemble des runs considérés pour l’analyse, permet déjà d’avoir une idée générale sur les runs suspects. En effet, une valeur de RMS large donne une information sur la qualité médiocre du faisceau ou sur des fluctuations de densité dans la cible (ébullition, ...).

D’autre part toutes les données des cristaux ayant été stockées, dans une seconde phase nous allons sélectionner les détecteurs du calorimètre par la qualité de leurs spectres mesurés. A chaque run correspondent 1022 spectres qu’il faut examiner. Dans le cas où un cristal présente une défaillance, son taux de comptage sera remis à zéro pour ne pas être pris en considération dans l’analyse. La façon la plus simple pour repérer les cristaux dont le spectre est de forme étrange est de visualiser la carte Medusa. Ceci permet à l’opérateur de localiser visuellement tous les cristaux qui présentent des histogrammes anormaux. Pratiquement, la méthode pour

s'assurer qu'un cristal était défectueux pendant toute la campagne de faisceau ou seulement pendant certains runs, est de vérifier la variation de la position de son pic élastique en fonction du déroulement des runs.

4.1.2 Asymétrie de violation de parité dans la diffusion élastique

Après cette seconde phase, le taux de rejet des taux de comptages des détecteurs du calorimètre est en moyenne de 3%. Les données correspondant au paramètre $f = 0.8$ pour la cible d'hydrogène sont les valeurs retenues dans l'analyse. Elles représentent les taux de comptage élastiques pour les deux états d'hélicité N^+ et N^- respectivement droite et gauche.

Le calorimètre a été découpé en 8 secteurs (figure 4.2). L'analyse individuelle des différents segments du calorimètre permet de mieux contrôler les effets systématiques qui pourraient induire des asymétries non physiques.

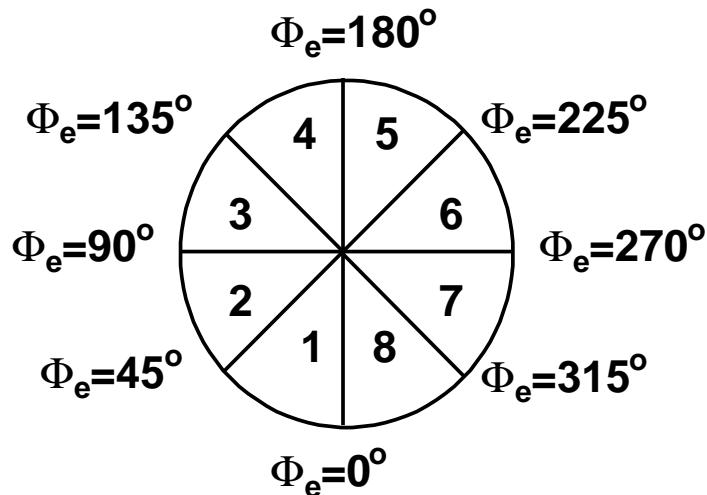


FIG. 4.2 – Segmentation du calorimètre PbF_2 en secteurs pour l'analyse. Le faisceau est incident sur la face de la figure. Les moniteurs de luminosité du calorimètre sont répartis en 8 intervalles suivant l'angle azimuthal Φ_e correspondant aux mêmes secteurs en ϕ du calorimètre.

Dans le but d'extraire le nombre total d'événements élastiques, nous allons formuler ce nombre d'une façon simple :

$$N_{c,i}^h \quad (4.6)$$

où h est l'hélicité (+, -) et c, i sont respectivement le numéro du cristal et le numéro du run. Le nombre total d'événements élastiques pour l'hélicité (+) pour un secteur donné (s) est :

$$N_s^+ = \sum_{c_{inf}(s)}^{c_{sup}(s)} \sum_i N_{c,i}^+ \quad (4.7)$$

le nombre total d'événements élastiques pour l'hélicité $(-)$ pour un secteur donné (s) est :

$$N_s^- = \sum_{c_{inf}(s)}^{c_{sup}(s)} \sum_i N_{c,i}^- \quad (4.8)$$

où les deux bornes $c_{inf}(s)$ et $c_{sup}(s)$ sont les numéros des cristaux limites pour chaque secteur considéré.

Le calcul de l'asymétrie physique nécessite de soustraire les fausses asymétries. Dans un premier temps, nous allons calculer l'asymétrie brute, ensuite nous allons montrer qu'il est important de procéder à des coupures dans les distributions des paramètres afin de réduire les barres d'erreurs sur l'asymétrie physique. Nous décrirons ensuite la méthode de régression linéaire multiple utilisée pour corriger les données brutes de ces fausses asymétries ainsi que pour évaluer la contribution des erreurs systématiques à l'asymétrie expérimentale.

4.1.2.1 Asymétrie expérimentale et erreur statistique

L'asymétrie mesurée $A_{s,i}^{exp}$ est construite à partir des taux de comptage normalisés dans deux états d'hélicité opposée pour chaque secteur (s) et chaque run (i) :

$$A_{s,i}^{exp} = \frac{\frac{N_{s,i}^+}{\rho_{s,i}^+} - \frac{N_{s,i}^-}{\rho_{s,i}^-}}{\frac{N_{s,i}^+}{\rho_{s,i}^+} + \frac{N_{s,i}^-}{\rho_{s,i}^-}} \quad (4.9)$$

avec $\rho_{s,i}^\pm = \frac{L_{s,i}^\pm}{I_{s,i}^\pm}$ où $\rho_{s,i}^\pm$ est le nombre de centres diffuseurs effectifs de la cible obtenu à partir de $I_{s,i}^\pm$ et $L_{s,i}^\pm$ où : $L_{s,i}^\pm$ et $I_{s,i}^\pm$ sont respectivement les taux comptages de mesureurs de luminosité et l'intensité du faisceau dans les deux états d'hélicité pour chaque secteur (s) et chaque run (i) . $N_{s,i}^\pm$ sont les taux de comptage des secteurs du calorimètre associés à chaque état de polarisation. L'erreur statistique¹ sur la détermination de l'asymétrie expérimentale est donnée par :

$$\Delta \mathcal{A}_{s,i}^{exp} = \frac{2}{\left(\frac{N_{s,i}^+}{\rho_{s,i}^+} + \frac{N_{s,i}^-}{\rho_{s,i}^-}\right)^2} \sqrt{\left(\frac{N_{s,i}^+}{\rho_{s,i}^+ \rho_{s,i}^-}\right)^2 N_{s,i}^- \left(1 + N_{s,i}^- \frac{(\Delta \rho_{s,i}^-)^2}{(\rho_{s,i}^-)^2}\right) + \left(\frac{N_{s,i}^-}{\rho_{s,i}^- \rho_{s,i}^+}\right)^2 N_{s,i}^+ \left(1 + N_{s,i}^+ \frac{(\Delta \rho_{s,i}^+)^2}{(\rho_{s,i}^+)^2}\right)} \quad (4.10)$$

avec

$$\Delta \rho_{s,i}^\pm = \sqrt{\left(\frac{\Delta L_{s,i}^\pm}{I_{s,i}^\pm}\right)^2 + \left(\frac{L_{s,i}^\pm \Delta I_{s,i}^\pm}{I_{s,i}^{\pm 2}}\right)^2} \quad (4.11)$$

Connaissant $\Delta L_{s,i}^\pm$ et $\Delta I_{s,i}^\pm$, on peut remonter à la valeur de $\Delta \mathcal{A}_{s,i}^{exp}$. Pour chaque secteur (s) l'asymétrie totale ainsi que son erreur statistique sont données par :

$$\mathcal{A}_s^{exp} = \left(\sum_{i=1}^N 1/(\Delta \mathcal{A}_{s,i}^{exp})^2\right)^{-1} \left(\sum_{i=1}^N \mathcal{A}_{s,i}^{exp}/(\Delta \mathcal{A}_{s,i}^{exp})^2\right) \quad (4.12)$$

¹Toutes les relations ci-dessus sont dérivées à partir de la formule générale :

$g = g(x, y)$; $\sigma_g^2 = \left(\frac{\partial g}{\partial x}\right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial g}{\partial y}\right)^2 \sigma_y^2$ où : x, y sont deux quantités physiques indépendantes directement mesurées

$$\Delta\mathcal{A}_s^{exp} = \left(\sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta\mathcal{A}_s^{exp})^2} \right)^{-1/2} \quad (4.13)$$

L'asymétrie totale pour l'ensemble des secteurs est obtenue en combinant les huit asymétries du détecteur comme suit :

$$\mathcal{A}^{exp} = \left(\sum_{s=1}^8 1/(\Delta\mathcal{A}_s^{exp})^2 \right)^{-1} \left(\sum_{s=1}^8 \mathcal{A}_s^{exp}/(\Delta\mathcal{A}_s^{exp})^2 \right) \quad (4.14)$$

$$\Delta\mathcal{A}^{exp} = \left(\sum_{s=1}^8 1/(\Delta\mathcal{A}_s^{exp})^2 \right)^{-1/2} \quad (4.15)$$

Remarque : Si on définit l'asymétrie \mathcal{A}_s uniquement à partir des taux de comptage $N_{s,i}^\pm$ où $N_s^\pm = \sum_i N_{s,i}^\pm$ et $N_s = N_s^+ + N_s^-$ est le taux de comptage total d'un secteur (s), on écrit :

$$\mathcal{A}_s = \frac{N_s^+ - N_s^-}{N_s^+ + N_s^-} \quad (4.16)$$

Les erreurs sur les nombres d'événements étant purement statistiques, il vient :

$$\Delta\mathcal{A}_s = \frac{1}{\sqrt{N_s}} \quad (4.17)$$

4.1.2.2 Correction des fausses asymétries - Technique de la régression

Après l'étape de filtrage de données qui consiste à rejeter tous les runs qui ne correspondent pas à des conditions standard de prises de données, nous devons procéder à des coupures fines sur les événements pour l'ensemble des runs pour minimiser les sources d'erreurs systématiques. Ces coupures concernent les paramètres du faisceau corrélés à l'hélicité (asymétrie de courant, les fluctuations locales du courant pendant 20 ms, la différence d'énergie, les fluctuations globales du courant pendant 5 min, la différence de position, la différence d'angle de déflexion et l'asymétrie sur la luminosité). Les valeurs moyennes de ces paramètres Y_i^j , associées à chaque run (i), sur N runs destinés à l'analyse sont définies comme :

$$\overline{Y^j} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Y_i^j, \quad (4.18)$$

Par ailleurs, on définit δY_i^j , comme étant l'erreur sur le paramètre Y_i^j pour un run (i) donné. Les erreurs sur ces paramètres : différences de position, les angles de déflexion et l'énergie ainsi que l'asymétrie du courant du faisceau sont connues à partir de la mesure. Elles sont d'origine statistique. Pratiquement, pour un run (i) et un paramètre du faisceau (j) donnés, l'histogrammage de son taux de comptage correspondant à 5 min de prise de données constitue une distribution gaussienne. Nous pouvons alors calculer la valeur moyenne \overline{Y}_i^j du paramètre

Y_i^j qui correspond au centroïde de la distribution et la largeur à mi-hauteur de la distribution permet d'extraire l'erreur δY_i^j .

De la même façon, nous définissons la grandeur $\overline{\delta Y^j}$ qui présente la valeur moyenne sur l'ensemble des runs des erreurs sur les paramètres δY_i^j . Elle s'écrit :

$$\overline{\delta Y^j} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \delta Y_i^j, \quad (4.19)$$

Comme nous l'avons annoncé au début de ce paragraphe, nous allons définir pour chacun des paramètres caractérisant le faisceau, des coupures dans leurs distributions mesurées. En effet, les runs où Y_i^j ou δY_i^j présentent respectivement une large déviation par rapport à $\overline{Y^j}$ et $\overline{\delta Y^j}$ ne seront pas pris en compte dans l'évaluation de l'asymétrie. Cette coupure sur ces signaux affecte très faiblement l'échantillon statistique. En effet, une coupure définie sur une largeur 4 fois plus grande que l'écart-type de l'ensemble des runs génère une réjection d'environ 12% des données. Grâce à ces coupures fines sur les données des paramètres présélectionnées, l'étude des corrélations entre les différents paramètres du faisceau (figure 4.3) montrent que ces corrélations sont linéaires.

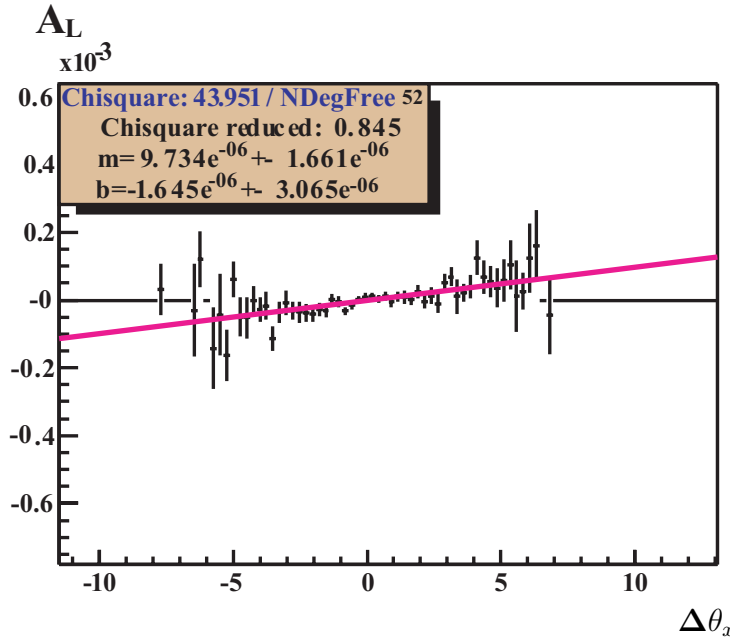


FIG. 4.3 – Variation de l'asymétrie de la luminosité du faisceau mesurée par le détecteur Čerenkov 1 en fonction de la différence d'angle de déflexion horizontale entre les deux états d'hélicité.

Au final, six paramètres du faisceau ont des variations corrélées au renversement d'hélicité pouvant conduire à des fausses asymétries : l'intensité I , l'énergie E , le décentrage en position x et y et les angles de déflexion θ_x et θ_y par rapport à l'axe (Oz). L'asymétrie mesurée est donc fonction de six paramètres du faisceau j , $X^j = \{A_I, \Delta x, \Delta y, \Delta \theta_x, \Delta \theta_y, \Delta E\}$. La table (4.4) présente les caractéristiques de chaque paramètre.

Paramètre	Quantité	Formule
X^1	Asymétrie de courant	$A_I = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$
X^2	Différence sur la position horizontale dans la cible	$\Delta x = x^+ - x^-$
X^3	Différence sur la position verticale dans la cible	$\Delta y = y^+ - y^-$
X^4	Différence d'angle horizontal dans la cible	$\Delta\theta_x = \theta_x^+ - \theta_x^-$
X^5	Différence d'angle vertical dans la cible	$\Delta\theta_y = \theta_y^+ - \theta_y^-$
X^6	Différence d'énergie	$\Delta E = E^+ - E^-$

TAB. 4.4 – *Expressions des paramètres du faisceau pour chaque run (i). Ils sont désignés par la grandeur X. L'asymétrie du courant et les différences corrélées à l'hélicité conduisent à des asymétries non physiques.*

La fausse asymétrie peut alors être approchée par un développement de Taylor au premier ordre. Pour chaque run (i), l'asymétrie recherchée est reliée à l'asymétrie mesurée par :

$$P_e \mathcal{A}_{s,i}^{phys} = \mathcal{A}_{s,i}^{exp} - \sum_{j=1}^6 a_s^j X_i^j \quad (4.20)$$

où a_s^j sont appelés les coefficients de régression. La mesure de l'asymétrie expérimentale $\mathcal{A}_{s,i}^{exp}$ conjointement aux différences de paramètres de faisceau corrélées à l'hélicité X_i^j pour $i = 1, \dots, N$ constituent la base de données brute. Par souci de cohérence avec le formalisme utilisé dans la méthode de régression linéaire, il est préférable de définir $\mathcal{A}_{s,i}^{exp}$ pour un secteur (s) et un run (i) donnés, par une présentation plus simple X_i^0 à laquelle on associe une erreur expérimentale ΔX_i^0 .

$$X_i^0 \equiv X_{s,i}^0 \equiv \mathcal{A}_{s,i}^{exp}, \quad \delta X_i^0 \equiv \Delta X_{s,i}^0 \equiv \Delta \mathcal{A}_{s,i}^{exp}, \quad a^j \equiv a_s^j \quad (4.21)$$

On redéfinit :

$$\overline{X^j} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i^j, \quad (4.22)$$

Ceci permet d'écrire :

$$P_e \mathcal{A}_s^{phys} = \overline{X^0} - \sum_{j=1}^6 a^j \overline{X^j} \quad (4.23)$$

Méthode des moindres carrés Le calcul de l'asymétrie physique $\mathcal{A}_{s,i}^{phys}$ nécessite de déterminer pour chacun des secteurs les coefficients $a^1 \dots a^6$. Il est possible de calculer ces coefficients en étudiant les corrélations entre les différents paramètres du faisceau et les taux de comptage des détecteurs. La détermination des coefficients de régression a^j et ainsi $\mathcal{A}_{s,i}^{phys}$ requiert la minimisation de la quantité χ^2 définie comme suit [133] :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta X_i^0)^2} \left[X_i^0 - P_{e_i} \mathcal{A}^{phys} - \sum_{j=1}^6 a^j X_i^j \right]^2 \quad (4.24)$$

En utilisant l'expression (4.23), nous pouvons écrire :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta X_i^0)^2} \left[(X_i^0 - \overline{X^0}) + \sum_{j=1}^6 a^j (X_i^j - \overline{X^j}) \right]^2 \quad (4.25)$$

où $\overline{X^0}$ et $\overline{X^j}$ sont les valeurs moyennes de X_i^0 et X_i^j pour l'ensemble des N runs. Le minimum de χ^2 correspond à sa dérivée première nulle.

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial a^j} = 0, \quad 1 \leq j \leq 6 \quad (4.26)$$

De cette façon, on a un système de 6 équations :

$$\sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta X_i^0)^2} (X_i^0 - \overline{X^0})(X_i^j - \overline{X^j}) = \sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta X_i^0)^2} \sum_{k=1}^6 a^k (X_i^k - \overline{X^k})(X_i^j - \overline{X^j}) \quad (4.27)$$

La dépendance entre deux variables X^j et X^k , ($j, k = 1, \dots, 6$), est caractérisée par le coefficient de corrélation s_{jk}^2 . La matrice de covariance S [133] s'écrit pour chaque secteur :

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} & \dots & s_{16} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ s_{61} & s_{62} & \dots & s_{66} \end{pmatrix} \quad (4.28)$$

avec

$$s_{jk}^2 = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta X_i^0)^2} \right)^{-1} \left(\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left[\frac{1}{(\Delta X_i^0)^2} (X_i^j - \overline{X^j})(X_i^k - \overline{X^k}) \right] \right) \quad (j, k = 1 \dots 6) \quad (4.29)$$

On pose également :

$$s_{00}^2 = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta X_i^0)^2} \right)^{-1} \left(\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta X_i^0)^2} (X_i^0 - \overline{X^0})^2 \right) \quad (4.30)$$

et :

$$s_{j0}^2 = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta X_i^0)^2} \right)^{-1} \left(\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left[\frac{1}{(\Delta X_i^0)^2} (X_i^j - \overline{X^j})(X_i^0 - \overline{X^0}) \right] \right) \quad (4.31)$$

Selon Bevington [133], on pose :

$$b_j = a_j \frac{s_{jj}}{s_{00}}, \quad (j = 1, \dots, 6) \quad (4.32)$$

On a alors le système matriciel :

$$r_{j0} = [R] b_j \quad (4.33)$$

les termes de la matrice colonne r_{j0} sont :

$$r_{j0} = \frac{s_{j0}^2}{s_{jj} s_{00}} \quad (4.34)$$

Pour chaque secteur, l'analyse se déroule en deux temps. Dans une première phase, les coefficients de corrélation et les écarts-types permettant l'extraction des coefficients de régression, sont calculés. Le système d'équations permettant de calculer la famille des coefficients de régression minimisant le χ^2 est alors inversé afin d'obtenir les coefficients de régression a^j . La matrice R , définissant ce système, s'écrit :

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & \dots & r_{16} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ r_{61} & r_{62} & \dots & r_{66} \end{pmatrix} \quad (4.35)$$

avec

$$r_{jk} = \frac{s_{jk}^2}{s_{jj} s_{kk}} \quad (4.36)$$

Le calcul de la matrice inverse $R^{-1} = [r_{jk}^{-1}]$ permet alors de calculer les coefficients de régression a^j correspondant à un secteur (s) par :

$$a^j = \frac{s_{00}}{s_{jj}} \sum_{k=1}^6 r_{k0} r_{jk}^{-1} \quad (4.37)$$

Finalement, l'asymétrie physique peut être calculée maintenant comme une moyenne pondérée pour tous les $\mathcal{A}_{s,i}^{phys}$ sur l'ensemble de runs.

$$\mathcal{A}_s^{phys} = \left(\sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta X_i^0)^2} \right)^{-1} \left(\sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta X_i^0)^2} \mathcal{A}_{s,i}^{phys} \right) \quad (4.38)$$

Estimation de l'erreur L'incertitude sur les coefficients de regression peut être estimée à partir de l'erreur sur l'asymétrie expérimentale ΔX_i^0 . Conformément au théorème de propagation habituelle, on écrit :

$$(\Delta a^j)^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial a^j}{\partial X_i^0} \Delta X_i^0 \right)^2 \quad (4.39)$$

Le développement du calcul permet d'écrire Δa^j sous la forme :

$$\Delta a^j = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{(\delta X_i^0)^2} \right)^{-1/2} \left(\frac{1}{N-1} \frac{1}{s_{jj}^2} r_{jj}^{-1} \right)^{1/2} \quad (4.40)$$

L'erreur sur l'asymétrie physique peut être obtenue à partir de la référence [133] pour chaque secteur et pour l'ensemble de runs :

$$\Delta(P_e \mathcal{A}_s^{phys}) = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta X_i^0)^2} \right)^{-1/2} \left(\frac{1}{N} + \frac{1}{N-1} \sum_{j=1}^6 \sum_{k=1}^6 \left[\overline{X^j} \overline{X^k} \frac{1}{s_{jj} s_{kk}} r_{jk}^{-1} \right] \right)^{1/2} \quad (4.41)$$

L'analyse des données aux angles avant secteur par secteur permet d'extraire les coefficients de régression a^j correspondant à chaque secteur. La table (4.5) présente les valeurs des coefficients pour différents secteurs $s = 1, 2, 5, 6$. Les secteurs $s = 3, 4, 7, 8$ sont omis puisqu'il n'existe pas de données correspondantes. En fait, pendant la période de la prise de données aux angles avant à $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$ le calorimètre n'était pas encore complet.

s	a^1	a^2 ($10^{-6}/\mu m$)	a^3 ($10^{-6}/\mu m$)	a^4 ($10^{-1}/Grad$)	a^5 ($10^{-1}/Grad$)	a^6 ($10^{-8}/eV$)
1	1.01 ± 0.09	18.19 ± 13.92	-5.39 ± 13.59	-3.67 ± 5.05	-2.10 ± 10.65	5.52 ± 5.36
2	0.92 ± 0.09	-0.20 ± 14.30	-0.08 ± 14.18	-0.29 ± 5.09	-0.36 ± 10.85	5.40 ± 5.43
5	0.87 ± 0.09	-21.90 ± 14.49	-12.67 ± 14.14	-0.49 ± 5.27	9.57 ± 11.12	-4.90 ± 5.59
6	1.13 ± 0.09	3.04 ± 13.98	-12.69 ± 13.69	-1.32 ± 5.05	8.28 ± 10.67	-3.48 ± 5.36

TAB. 4.5 – Valeurs des coefficients de régression a^j obtenues pour les différents secteurs $s = 1, 2, 5, 6$. [124]

Maintenant que les coefficients de régression sont déterminés, les asymétries expérimentales obtenues pour chaque secteur (Eq. 4.9) seront corrigées des fausses asymétries (table 4.6) par application de l'équation (4.20).

Paramètre	Correction [ppm]	Erreur [ppm]
A_I	0.64	0.04
$\Delta x, \Delta y$	-0.03	0.02
$\Delta\theta_x, \Delta\theta_y$	0.03	0.03
ΔE	-0.05	0.02

TAB. 4.6 – Valeurs des corrections des fausses asymétries (angles avant) pour les différents secteurs du calorimètre $s = 1, 2, 5, 6$. [124]

Comme nous l'avons annoncé dans la section 3.9, une nouvelle mesure d'asymétrie de violation de parité $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$ aux angles arrière va permettre de séparer les facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s . Pendant la première moitié de l'année 2006, PVA4 a mesuré l'asymétrie de violation de parité à $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$ aux grands angles de diffusion correspondant à une énergie de faisceau de $315 MeV$. Pendant cette période de prise de données, PVA4 a accumulé $550h$ de temps de faisceau. L'acquisition de données est réalisée en coïncidence entre le calorimètre et le scintillateur placé entre la chambre de diffusion et le détecteur PbF_2 . La table (4.7) présente les valeurs de l'asymétrie et les différences de paramètres corrélées à l'hélicité. La colonne 3 donne les valeurs estimées des fausses asymétries aux angles arrière.

Paramètre	Valeur	Est. fausse asymétrie [ppm]
A_I	-0.31 ppm	0.31
Δx	$-0.10 \text{ } \mu\text{m}$	0.15
Δy	$-0.04 \text{ } \mu\text{m}$	0.06
$\Delta\theta_x$	-7.41 nrad	0.03
$\Delta\theta_y$	-3.00 nrad	0.01
ΔE	-0.21 eV	0.00

TAB. 4.7 – Valeurs des estimations des fausses asymétries aux angles arrière.

L'application de la régression sur toutes les données permet d'obtenir huit asymétries physiques \mathcal{A}_s^{phys} correspondant à chacun des secteurs du calorimètre (s). Ainsi, la table (4.8) présente les valeurs des asymétries physiques associées à chaque secteur (s) dans le cas de la détection aux angles avant.

secteur	\mathcal{A}_s^{phys} (10^{-6})
1	-3.84 ± 1.17
2	-5.42 ± 1.22
5	-6.76 ± 1.22
6	-7.11 ± 1.18

TAB. 4.8 – Valeurs des asymétries physiques aux angles avant pour les différents secteurs du calorimètre $s = 1, 2, 5, 6$. [124]

L'asymétrie physique totale ainsi que son erreur correspondante sont données par :

$$\mathcal{A}^{phys} = \left(\sum_{s=1}^8 \frac{1}{(\Delta\mathcal{A}_s^{phys})^2} \right)^{-1} \left(\sum_{s=1}^8 \frac{\mathcal{A}_s^{phys}}{(\Delta\mathcal{A}_s^{phys})^2} \right) \quad (4.42)$$

$$\Delta\mathcal{A}^{phys} = \left(\sum_{s=1}^8 1/(\Delta\mathcal{A}_s^{phys})^2 \right)^{-1/2} \quad (4.43)$$

Dans le cas où la valeur de $\Delta\mathcal{A}_s^{phys}$ est pratiquement indépendante du secteur (s) l'asymétrie physique résultante se réduit à :

$$\mathcal{A}^{phys} \simeq \frac{1}{8} \sum_{s=1}^8 \mathcal{A}_s^{phys} \quad (4.44)$$

L'asymétrie attendue de violation de parité dépend de l'angle polaire θ_e mais ne dépend pas de l'angle azimutal Φ_e . Des effets perturbateurs qui dépendent de Φ_e peuvent engendrer des erreurs systématiques. Entre autre, il en serait ainsi si une composante transverse du spin d'électron incident existait, celle-ci conduisant à une asymétrie azimutale. L'analyse [124] telle que décrite dans le paragraphe suivant a de fait montré qu'une telle dépendance en Φ_e n'a pas été observée.

4.1.3 Résultats finaux

L'asymétrie de violation de parité recherchée \mathcal{A}_{PV} est extraite à partir de l'asymétrie physique \mathcal{A}^{phys} après correction aux processus de bruit de fond et à la polarisation du faisceau P_e . La correction de l'asymétrie aux effets radiatifs internes et au bruit de fond a été le sujet d'une modélisation de l'expérience PVA4 [126]. Cependant, cette simulation n'était pas destinée à étudier le fond polluant provenant des fenêtres de la cible en aluminium. Dans la section suivante (4.2), nous allons nous concentrer sur l'étude du bruit de fond provenant des parois de la cible. L'évaluation de la contribution de ces fenêtres d'aluminium au spectre expérimental va nous permettre de corriger l'asymétrie physique \mathcal{A}^{phys} .

Rappelons que l'insertion d'une lame demi-onde supplémentaire (lame Gvz) au niveau de la source d'électrons polarisés, permet de renverser le signe de l'asymétrie et de contrôler les erreurs systématiques non corrélées à l'hélicité (paragraphe 3.2.4). Les données de l'expérience PVA4 sont alors réparties en échantillons de données selon que la lame demi-onde est insérée ($Gvz = IN$) ou non ($Gvz = OUT$). Chaque échantillon de données correspond à une durée de 80 heures de prise de données. Avant l'application de la méthode de régression, le signe de l'asymétrie expérimentale $X_{s,i}^0$ correspondant à la lame demi-onde insérée ($Gvz = IN$), a été changé, autrement dit :

$$X_{s,i}^0 = \begin{cases} X_{s,i}^0 & \text{si } Gvz=OUT \\ -X_{s,i}^0 & \text{si } Gvz=IN \end{cases}$$

L'asymétrie est mesurée et corrigée des fausses asymétries pour chacun des runs constituant l'ensemble des échantillons de données. Elle est représentée pour chaque échantillon sur les figures (4.4 et 4.5) correspondant respectivement aux deux conditions cinématiques angles avant et arrière. L'effet de l'insertion ou non de la lame demi-onde (Gvz) est observable.

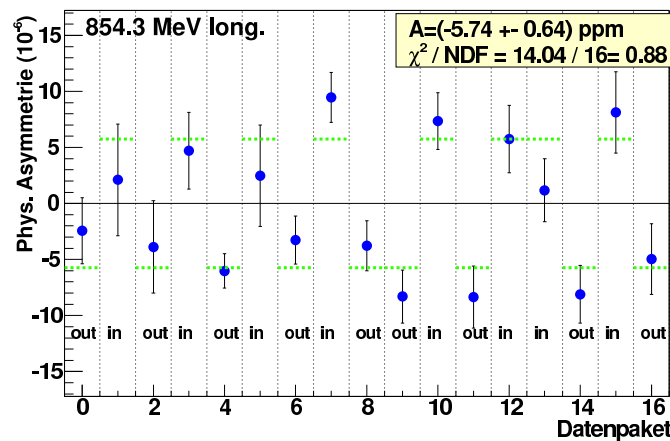


FIG. 4.4 – Asymétries physiques pour $Q^2 = 0.23 \text{ (GeV/c)}^2$ des 17 échantillons obtenus dans le cas de la détection aux angles avant. Les lignes tiretées indiquent la valeur théorique de l'asymétrie de violation de parité sans étrangeté. La lame demi-onde Gvz est insérée ou non (IN ou OUT). Les erreurs sur les asymétries expérimentales sont statistiques.

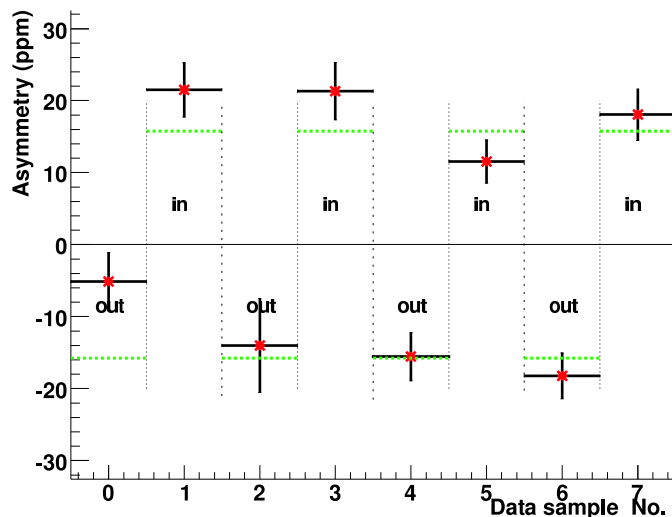


FIG. 4.5 – *Asymétries physiques pour $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$ des 7 échantillons obtenus dans le cas de la détection aux angles arrière. Les lignes tirettées indiquent la valeur théorique de l’asymétrie de violation de parité sans étrangeté. La lame demi-onde Gvz est insérée ou non (IN ou OUT). Les erreurs sur les asymétries expérimentales sont statistiques.*

L’asymétrie vaut pour l’ensemble des données aux angles avant [124] :

$$\mathcal{A}^{phys} = (-5.74 \pm 0.64)ppm \quad (4.45)$$

Aux angles arrière, le résultat de l’analyse des données aux angles arrière vaut [142] :

$$\mathcal{A}^{phys} = (-17.1 \pm 1.4)ppm \quad (4.46)$$

Ce résultat préliminaire correspondant à 550h de temps de faisceau. Il n’inclue pas les incertitudes systématiques.

4.2 Contribution des événements inélastiques

La simulation décrite dans la thèse de B. Collin [126] qui tient compte des sections efficaces inélastiques de l’électroproduction des pions neutres et chargés, de la désexcitation des pions neutres en deux photons, reproduit raisonnablement le spectre expérimental dans la zone de l’élastique à condition d’inclure la réponse du détecteur. Toutefois, dans la queue à basse énergie du pic élastique, il apparait un désaccord entre la simulation et le spectre expérimental (figure 4.6).

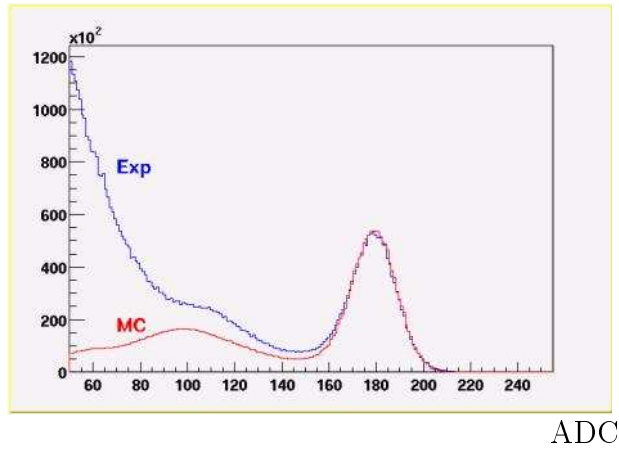


FIG. 4.6 – Comparaison des spectres expérimental et Monte Carlo [126] pour l'expérience PVA4. Les spectres correspondent à une énergie de faisceau incident de 855 MeV.

Plusieurs effets peuvent expliquer ce désaccord. Tous les processus d'électroproduction faisant intervenir les fenêtres d'entrée et de sortie en Aluminium ont été négligés. De plus, il n'a pas été tenu compte des réactions de photo-production induites par les photons réels de Bremsstrahlung produits par les électrons incidents à la fois dans les fenêtres d'entrée et de sortie et dans la cible de LH_2 . La production de photons réels par les électrons diffusés dans la cible et les parois en Aluminium de la chambre à réaction a été aussi complètement négligée. La raison en est que le spectre en énergie des photons réels est inversement proportionnel à l'énergie du photon comme illustré dans les références [134, 135, 136]. Leur contribution au spectre élastique est attendue très petite.

Dans la section suivante nous allons étudier la contribution des fenêtres de la cible de PVA4 au spectre expérimental. L'expérience PVA4 utilise une cible d'hydrogène liquide dont la fenêtre d'entrée, en aluminium, a une épaisseur de $50 \mu\text{m}$ et en voie de sortie, une fenêtre d'épaisseur $250 \mu\text{m}$. La détection aux angles arrière utilise une cible d'épaisseur en aluminium $110 \mu\text{m}$ pour la fenêtre d'entrée et $350 \mu\text{m}$ pour la fenêtre de sortie. Le résultat obtenu va permettre de déterminer la contamination du spectre expérimental de PVA4 en électrons diffusés par les fenêtres d'entrée et de sortie de la cible et de corriger l'asymétrie physique (Eq. 4.4) de la contribution $N_{alu} \mathcal{A}^{alu}$.

4.2.1 Expérience de diffusion sur le noyau d'aluminium

La prise de données sur la cible d'aluminium s'est déroulée comme nous l'avons décrit précédemment (paragraphe 3.9.4.1). La feuille d'aluminium d'épaisseur 2.5 mm intercepte le faisceau d'électrons incidents. L'énergie déposée par un électron d'énergie de 855 MeV traversant l'intégralité des 2.5 mm de cible vaut environ 12.6 MeV . L'intensité du faisceau de PVA4 est $I = 20 \mu\text{A}$ ce qui conduit à une puissance maximale déposée dans la cible de $P = 250 \text{ W}$. En absence d'un système de refroidissement de la cible, il est nécessaire de travailler à plus bas courant pour ne pas amener la cible à sa température de fusion. Nous avons donc fait un

compromis et choisi de travailler à un courant d'environ $I = 10 \mu A$ au détriment du fonctionnement correct des moniteurs de stabilisation du faisceau en terme d'énergie, position, luminosité et courant. Cependant, ce compromis permet de mesurer la section efficace de diffusion sur le noyau de l'aluminium. En revanche, il ne permet pas de mesurer l'asymétrie expérimentale sur l'aluminium \mathcal{A}^{alu} .

Le spectre (figure de gauche 4.7) présente un pic à haute énergie correspondant à la diffusion quasi-élastique. Cette diffusion s'accompagne d'une queue radiative qui se mélange à la contribution inélastique provenant de l'électroproduction de pions qui produit un pic à basse énergie correspondant à la résonance $\Delta(1232)$. Sur la même figure (à droite), un spectre obtenu avec la cible d'hydrogène liquide est présenté.

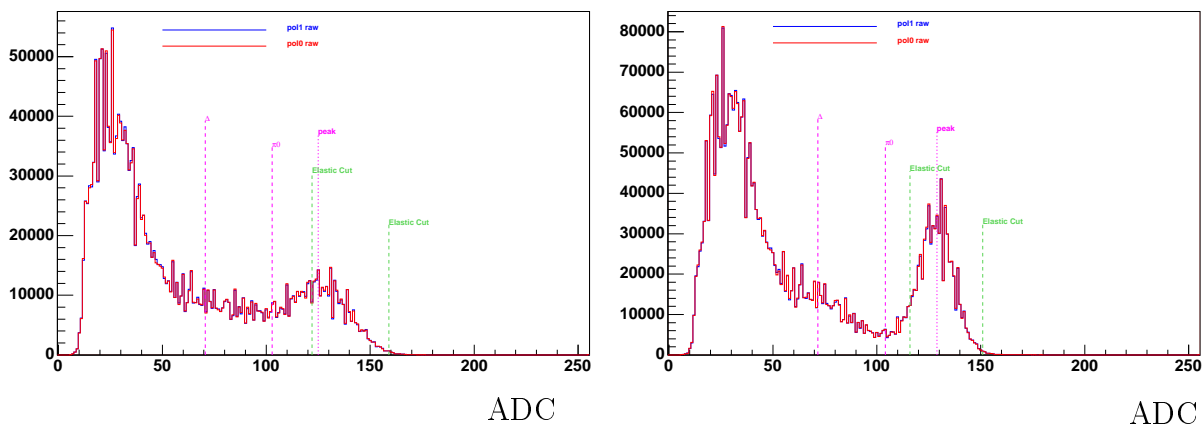


FIG. 4.7 – Spectres expérimentaux obtenus à l'aide d'un faisceau d'électrons d'énergie de 855 MeV et d'intensité $10 \mu A$. Figure de gauche : la diffusion a été faite sur une cible test d'aluminium. Figure de droite : la diffusion a été effectuée sur une cible d'hydrogène liquide.

De fait que la cible d'aluminium soit accrochée à la cellule de la cible d'hydrogène liquide, certains cristaux du calorimètre se sont vus écranter par la cellule de l'hydrogène liquide. Dans ce cas, certaines particules créées lors de la diffusion électron - noyau d'aluminium, traverseront la cible d'hydrogène liquide avant de déposer leur énergie dans le calorimètre. Le taux de comptage associé à ces cristaux sera de ce fait plus faible. Pour s'assurer que le cristal que nous allons utiliser pour l'analyse ne correspond pas à un cristal écranteré par la cellule cible nous allons étudier la variation du taux de comptage $N_{tot} = N^+ + N^-$ en fonction du numéro du cristal (figure 4.8).

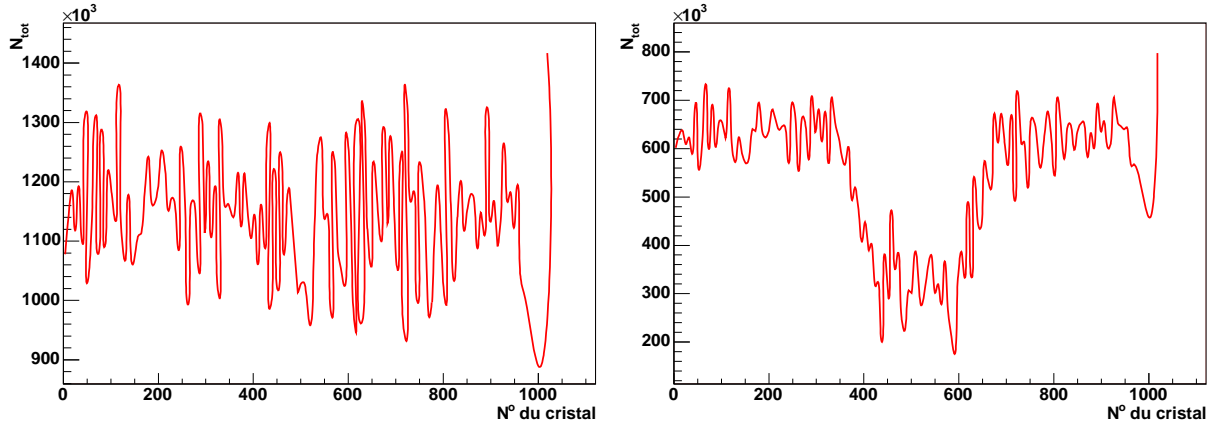


FIG. 4.8 – Variation du taux de comptage en fonction du numéro du cristal. Les cristaux correspondent à la couronne 4. Figure de gauche : le taux de comptage est mesuré sur une cible pleine. Figure de droite : la diffusion est effectuée sur une feuille mince d’aluminium accrochée à la cellule cible (cible pleine).

Effectivement, les cristaux correspondant à des numéros compris entre 300 et 800 sont ceux qui ne voient pas la cible d’aluminium. Pour cette étude nous allons alors utiliser le cristal 27 qui n’a pas subi d’effet d’écrantage.

4.2.1.1 Contamination de l’aluminium dans le spectre d’hydrogène

La contamination de l’aluminium en terme de taux de comptage est alors définie par le rapport \mathcal{R}^{alu} (Eq. 4.4) du nombre de diffusions sur les parois de la cible (aluminium) au nombre d’événements diffusés sur l’hydrogène liquide.

$$\mathcal{R}^{alu} = \frac{N_{alu}}{N_{LH_2}} \quad (4.47)$$

Les spectres de diffusion obtenus sur la cible d’hydrogène liquide ou le noyau d’aluminium correspondent à deux histogrammes de taux de comptage qui sont associés aux deux états d’hélicité du faisceau incident. Il convient alors de moyenner les taux de comptages pour les deux états de polarisation. Le spectre réel N_{alu} produit par les fenêtres de la cible en aluminium peut être obtenu par :

$$N_{alu} = N'_{alu} \left(\frac{0.05 + 0.250}{2.5} \right) \quad (4.48)$$

où N'_{alu} est le taux de comptage du calorimètre obtenu sur la cible d’aluminium d’épaisseur 2.5 mm. Le spectre réel est présenté sur la figure (4.9) avec le spectre cible pleine (hydrogène liquide + parois en aluminium).

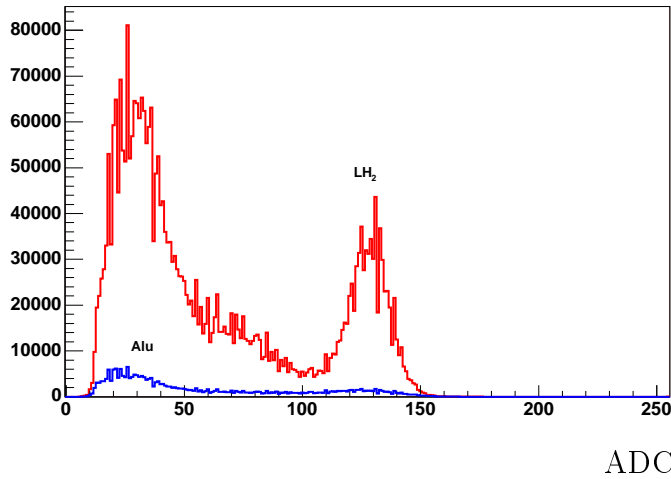


FIG. 4.9 – Comparaison d'un spectre de diffusion utilisant la cible de PVA4 pleine (hydrogène liquide + parois en aluminium) et un spectre de diffusion estimé pour une cible de PVA4 vide.

Expérimentalement, nous n'avons pas accès directement au rapport \mathcal{R}^{alu} mais au rapport \mathcal{R}^{exp} du taux de comptage obtenu sur l'aluminium N_{alu} au nombre d'événements détectés en présence de la cible pleine.

$$\mathcal{R}^{exp} = \frac{N_{alu}}{N_{LH_2} + N_{alu}} \quad (4.49)$$

La contamination du spectre de diffusion électron - proton en électrons diffusés sur l'aluminium peut être déterminée en utilisant :

$$\mathcal{R}^{alu} = \frac{\mathcal{R}^{exp}}{1 - \mathcal{R}^{exp}} \quad (4.50)$$

L'asymétrie \mathcal{A}^{alu} en diffusion quasi-élastique électron - aluminium peut être estimée dans l'approximation statique qui consiste à considérer que le noyau d'aluminium est composé de ($Z = 13$) protons et ($A - Z = 14$) neutrons qui n'interagissent pas entre eux et qui sont tous au repos afin d'avoir un seul Q^2 , ($Q^2 = Q_{exp}^2$). Dans ce cas particulier, l'asymétrie dans la diffusion quasi-élastique sur le noyau de l'aluminium peut être estimée par la formule :

$$\mathcal{A}^{alu} = \frac{13 \sigma_p \mathcal{A}^p + 14 \sigma_n \mathcal{A}^n}{13 \sigma_p + 14 \sigma_n} \quad (4.51)$$

où, \mathcal{A}^p et \mathcal{A}^n correspondent aux asymétries non étranges dans la diffusion élastique électron - proton et électron - neutron. Les termes σ_p et σ_n sont des sections efficaces réduites (sans dimension) de diffusion élastique électron-proton et électron-neutron. Ainsi, nous écrivons :

$$\sigma_p = \epsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2 \quad \sigma_n = \epsilon(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2 \quad (4.52)$$

4.2.1.2 Résultats

La procédure pour estimer la contamination du spectre expérimental en électrons de l'aluminium, consiste dans un premier temps à normaliser le spectre expérimental obtenu sur la plaque d'aluminium pour extraire l'équivalent en spectre sur une cible de PVA4 vide. La contribution des événements inélastiques provenant de la cible d'aluminium \mathcal{R}^{alu} est alors déterminée à partir du rapport de taux de comptage des événements inélastiques à l'intérieur des coupures en énergie d'électron diffusé et le taux de comptage des événements obtenus sur la cible pleine pris à l'intérieur des mêmes coupures en énergie. Le taux de comptage N_{alu} présente la somme de tous les nombres d'événements à l'intérieur des coupures en énergie et N_{LH_2} est le nombre d'événements associé aux mêmes coupures en énergie de l'électron diffusé. Les résultats de cette analyse montrent que les fenêtres de la cible contribuent à 6.7% au pic élastique du spectre de diffusion électron - proton (table 4.9 colonne 3). De plus, la contribution des événements inélastiques situés entre le pic correspondant à la résonance $\Delta(1232)$ et le pic de diffusion élastique est de l'ordre de 17%. Ce résultat permet d'expliquer le désaccord obtenu entre le spectre simulé et le pic expérimental (figure 4.6) dans la région située entre le pic élastique et le pic de la résonance $\Delta(1232)$. Le résumé de l'analyse est présenté dans la table (4.9). Les résultats sont présentés en choisissant différentes coupures dans le spectre expérimental.

Canaux de coupures	90 - 110	100 - 160	110 - 160
$N(Alu)$ (10^4)	1.86	5.451	4.57
$N(LH_2 + Alu)$ (10^5)	1.27	7.802	7.27
\mathcal{R}^{exp}	0.146	0.069	0.063
\mathcal{R}^{alu}	0.171	0.075	0.067

TAB. 4.9 – Contamination expérimentale \mathcal{R}^{alu} du spectre de diffusion de PVA4 estimée pour différentes valeurs de coupures en énergie d'électron diffusé.

L'étude présentée ci-dessus a été effectuée pour le cristal 27. Cependant, nous allons présenter une étude similaire concernant les cristaux de la couronne 4 non écrantés par la cible. La procédure utilisée, consiste à déterminer le taux de comptage moyen pour un cristal de la couronne 4 dans les deux cas de diffusions cible pleine et cible aluminium d'épaisseur 2.5 mm. La prochaine étape consiste à normaliser le taux de comptage obtenu sur l'aluminium pour obtenir l'équivalent sur la cible vide suivant la formule (4.48). La table (4.10) présente les résultats de l'analyse. La contamination \mathcal{R}^{alu} a été estimée en se limitant à la région du pic élastique (110 – 160).

$N(Alu)$ (10^5)	3.165
$N(LH_2 + Alu)$ (10^5)	5.566
\mathcal{R}^{exp}	0.068
\mathcal{R}^{alu}	0.063

TAB. 4.10 – Contamination expérimentale \mathcal{R}^{alu} du spectre de diffusion de PVA4 estimée pour la région du pic élastique.

Le calcul de l'asymétrie de la diffusion quasi-élastique sur l'aluminium \mathcal{A}^{alu} est estimé à partir des asymétries \mathcal{A}^p et \mathcal{A}^n . Le calcul de ces asymétries est effectué en utilisant respectivement les expressions (2.96) et (2.99). La partie étrange de l'expression de l'asymétrie est prise nulle ($G_E^s \simeq G_M^s \simeq G_A^s \simeq 0$). L'asymétrie résultante sur le noyau de l'aluminium est présentée dans la table (4.11). Le calcul a été fait pour les deux conditions (angles avant et angles arrière) de l'expérience PVA4 correspondant à un moment transféré moyen $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$.

	855 MeV	315 MeV
$\mathcal{A}^p (10^{-6})$	-6.40	-17.54
$\mathcal{A}^n (10^{-6})$	-26.81	-36.16
$\sigma_p (\mu barn)$	0.162	0.067
$\sigma_n (\mu barn)$	0.029	0.028
$\mathcal{A}^{alu} (10^{-6})$	-9.71	-23.33

TAB. 4.11 – *Asymétrie estimée sur une cible d'aluminium pour un moment transféré moyen $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$ en utilisant une approximation statique. La colonne 2 : pour les angles avant. La colonne 3 : pour les angles arrière.*

4.2.2 Modélisation du processus de diffusion électron - noyau

Dans une réaction ($e, e', noyau$), lorsque l'énergie et l'impulsion transférées sont grandes vis-à-vis des énergies de liaison et impulsions moyennes des nucléons dans le noyau, la réaction est appelée quasi-élastique ou quasi-libre. Le noyau est traité comme un ensemble de nucléons quasi-libres, l'électron interagit avec l'un d'entre eux, qui est éjecté, le reste du noyau étant spectateur.

Dans l'ordre décroissant de la perte d'énergie de l'électron diffusé, les différentes régions du spectre peuvent être distinguées et associées aux processus physiques distincts. D'abord le pic élastique correspond au processus dans lequel le noyau de la cible demeure dans son état fondamental. La largeur du pic quasi-élastique, qui peut excéder 100 MeV, dépend du mouvement interne du nucléon à l'intérieur du noyau. Ce pic correspond au processus dans lequel un nucléon individuel est directement éjecté hors du noyau par l'électron incident. La largeur du pic dépend aussi des conditions cinématiques de la réaction. En effet, Le pic élastique se situe à une énergie correspondant à $\omega = E_e - E_{e'}$ qui obéit à la loi $\omega = \frac{q^2}{2M}$, M étant la masse du nucléon. A basse énergie de l'électron diffusé, les pics inélastiques résultent de l'excitation des résonances du nucléon et de la contribution des processus d'électroproduction de méson.

L'utilité de la sonde électromagnétique est que l'interaction entre les électrons projectiles et le nucléon - cible, est bien connue. Lorsqu'on détecte un électron, le processus résulte essentiellement de l'échange d'un seul photon avec le nucléon. Ce processus peut être décrit par les deux fonctions de structure $W_{1,2}(q^2, q.P)$ [137, 138]. Dans le but d'essayer de reproduire les données expérimentales, E. J Moniz [139] a entrepris l'étude de la diffusion d'un électron dans un gaz de Fermi dans l'approximation de Born. Ce modèle simple a permis d'atteindre une expression analytique reproduisant les données de la diffusion électron - noyau. E. J Moniz calcule la diffusion quasi-élastique en utilisant le modèle de gaz de Fermi : un électron diffuse

élastiquement sur un nucléon dans le gaz de Fermi, le nucléon de recul se trouvant en dehors de la sphère de Fermi en raison du principe d'exclusion de Pauli. L'excitation électromagnétique de la résonance $\Delta(1232)$ favorise la production des pions dans cette région. Par conséquent, le calcul diffère de celui du quasi-élastique en remplaçant dans l'état final, le vertex élastique nucléon-nucléon par le vertex électron - « nucléon isobar ».

4.2.2.1 Section efficace de diffusion électron - noyau

Rappelons le principe de diffusion quasi-élastique ($e, e'p$) afin d'introduire les notations. Un électron incident d'impulsion P_e , d'énergie E_e , la masse de l'électron étant négligée dans le domaine d'énergie où l'on travaille, vient heurter un noyau de masse M_T . Les produits de la réaction sont : l'électron diffusé ($P_{e'}, E_{e'}$), un proton éjecté du noyau d'impulsion P' et d'énergie cinétique T' , masse M et un système de $(A - 1)$ nucléons reculant avec une impulsion totale P_{Sys} , énergie cinétique totale T_{Sys} et dont l'énergie interne M_{Sys}^* peut être soit celle de l'état fondamental, soit d'un état excité. La conservation de l'impulsion et de l'énergie s'écrit dans le système du laboratoire :

$$\vec{P}_e = \vec{P}_{e'} + \vec{P}' + \vec{P}_{Sys} \quad (4.53)$$

$$E_e + M_A = E_{e'} + T' + M + T_{Sys} + M_{Sys}^* \quad (4.54)$$

le quadri-vecteur impulsion transféré q est défini par :

$$q = P_e - P_{e'} \quad (4.55)$$

et le moment transféré Q^2 par $Q^2 = -q^2$:

$$Q^2 = 4EE_{e'} \sin^2(\theta_{e'}/2) \quad (4.56)$$

Dans l'approximation de l'échange d'un seul photon dans le processus de diffusion électron-nucléon, en considérant la détection de l'électron final, la section efficace de diffusion quasi-élastique $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{e'} dE_{e'}}$ s'écrit dans le système du laboratoire :

$$\left(\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{e'} dE_{e'}} \right)_{lab} = \left(\frac{Z^2\sigma_M}{M_T} \right) \left[W_2(q^2, \omega) + 2W_1(q^2, \omega) \tan^2(\theta_{e'}/2) \right] \quad (4.57)$$

avec :

$$\sigma_M = \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta_{e'}/2)}{4 E_e^2 \sin^4(\theta_{e'}/2)} \quad (4.58)$$

où : σ_M est la section efficace de Mott, M_T représente la masse nucléaire, Z est le nombre de protons de la cible, q est le moment transféré au nucléon dans le système du laboratoire, $\omega = E_e - E_{e'}$ est la perte d'énergie de l'électron, $\theta_{e'}$ est l'angle de diffusion et enfin $\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_2\hbar c = 1/137)$ est la constante de structure fine. Pour étudier le comportement de la section efficace, il est nécessaire de choisir parmi les variables cinématiques, celles que l'on désire faire varier, ici l'énergie de l'électron diffusé $E_{e'}$. L'importance du processus quasi-élastique est visible sur le spectre des électrons diffusés dans une expérience (e, e', p), où l'on observe un pic élastique, indiquant qu'il s'agit d'un choc élastique sur un nucléon. Le modèle de Moniz décrit

ci-dessus permet de calculer la section efficace de diffusion électron - noyau. Les expressions analytiques $W_{1,2}(q^2, q.P)$ sont simples. Elles dépendent uniquement du moment de Fermi k_f et de l'énergie moyenne de liaison du noyau $\bar{\epsilon}$ qui joue sur la position en énergie de l'électron diffusé du pic quasi-élastique. Pour améliorer le modèle, au lieu d'utiliser directement dans le calcul de la section efficace quasi-élastique l'énergie moyenne de liaison $\bar{\epsilon}$, nous avons voulu tenir compte d'une façon empirique du modèle en couches. La section efficace de diffusion sera donc définie par une somme de sections efficaces quasi-élastiques et la section efficace relative à la résonance Δ . Dans ce schéma, la section efficace de diffusion sur un noyau s'écrit dans le système du laboratoire :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{e'} dE_{e'}} = \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{e'} dE_{e'}} \Big|_{quasiel} + \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{e'} dE_{e'}} \Big|_{\Delta} \quad (4.59)$$

La figure (4.10) montre une structure pour une expérience réalisée à Stanford (Stanford Linear Accelerator Center) [140, 141]. L'expérience a utilisé un faisceau d'électrons d'énergie de 500 MeV qui diffuse sur un noyau de carbone ^{12}C à un angle $\theta_{e'} = 60$. Le modèle simple du gaz de Fermi (moment de Fermi : $k_f = 221 \text{ MeV}/c$) pour le noyau de carbone, semble reproduire avec un accord satisfaisant la section efficace de diffusion à haute énergie.

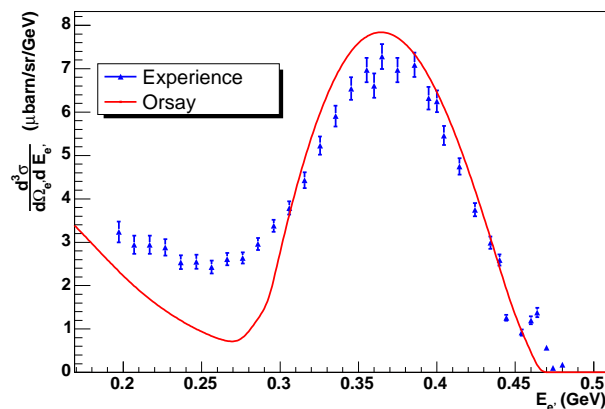


FIG. 4.10 – Comparaison entre des données expérimentales obtenues sur une cible de carbone ($Z = 6$) avec un faisceau d'électrons de 500 MeV à un angle de diffusion $\theta_{e'} = 60$ et un calcul de section efficace obtenu en utilisant le modèle de Moniz modifié.

Nous avons appliqué ce modèle pour calculer la section efficace de diffusion sur un noyau d'aluminium. Les énergies des électrons incidents utilisées, sont des énergies de l'expérience PVA4 correspondant au moment transféré $Q^2 = 0.23(\text{GeV}/c)^2$ pour les angles avant 855 MeV (figure de gauche 4.11) et pour les angles arrière 315 MeV (figure de droite 4.11).

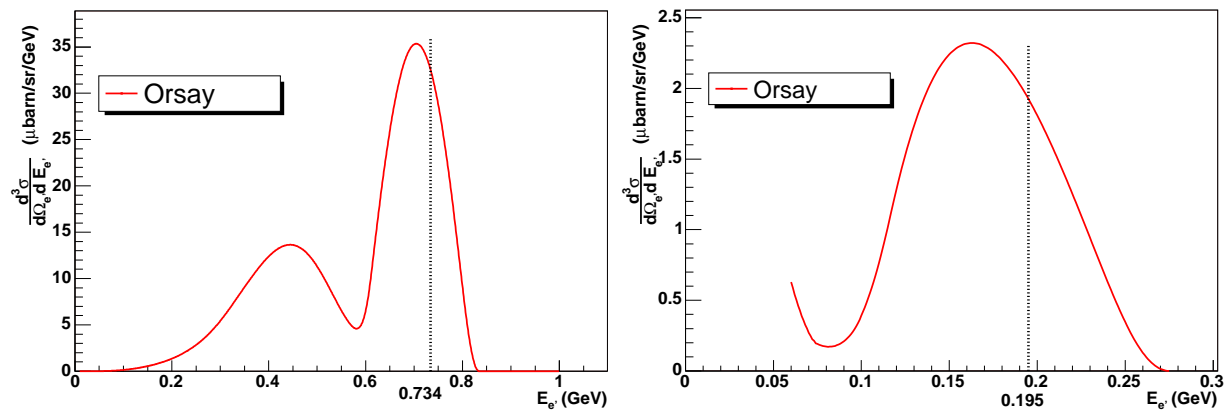


FIG. 4.11 – Section efficace de diffusion obtenue à l'aide du modèle de Moniz modifié. Figure de gauche : le calcul correspond à une énergie de faisceau incident $E_e = 855 \text{ MeV}$ diffusant sur un noyau d'aluminium à un angle $\theta_{e'} = 35$ (angles avant). Figure de droite : le calcul correspond à une énergie de faisceau incident $E_e = 315 \text{ MeV}$ diffusant sur un noyau d'aluminium à un angle $\theta_{e'} = 145$ (angles arrière). La ligne tiretée indique la position du pic élastique dans la diffusion élastique $ep \rightarrow ep$.

Le résultat de calcul de la section efficace de diffusion sur le noyau d'aluminium ($Z = 13$) correspond à un moment de Fermi $k_f = 240 \text{ MeV}/c$. Sur la figure, nous avons présenté l'énergie de l'électron diffusé dans le cas d'un processus de diffusion électron - proton. Dans les deux conditions cinématiques de PVA4, le pic quasi-élastique est plus large à cause du moment de Fermi. Il est décalé par rapport au pic élastique de diffusion ep vers les énergies plus basses. La différence d'énergie est de l'ordre de 30 MeV . Le décalage du pic quasi-élastique a pour effet de décaler la contribution des parois de la cible en aluminium vers les basses énergies et de ce fait, cette contribution va combler le creux obtenu entre le spectre expérimental et le pic simulé (figure 4.6) de la diffusion élastique $ep \rightarrow ep$.

4.2.2.2 Comparaison des spectres expérimental et de la modélisation

Nous allons maintenant comparer les taux de comptages du spectre expérimental et celui obtenu par la modélisation. Le taux de comptage réel obtenu sur une cible d'aluminium dépend de la section efficace différentielle quasi-élastique $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{e'}dE_{e'}}$. Le nombre de diffusions, qui correspond au taux de comptage du calorimètre, s'écrit :

$$N = \frac{\mathcal{N}_A}{A|q|} T I_e \rho \int_0^\ell dz \int \int_{\Omega(z)} \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{e'} dE_{e'}} d\Omega_{e'} dE_{e'} \quad (4.60)$$

où I est l'intensité du faisceau. T représente la durée de la mesure et $\rho\ell$ est la densité surfacique de la cible. Un spectre expérimental correspond au taux de comptage d'un cristal donné. La symétrie azimutale du détecteur permet d'estimer la variation de l'angle azimutal $\Delta\phi$ pour un cristal du calorimètre. Par ailleurs le détecteur est découpé en 7 couronnes qui couvrent un domaine angulaire polaire de 10. Ceci permet de connaître la largeur angulaire zénitale $\Delta\theta$ d'un cristal du calorimètre. Dans le cas d'un cristal, l'expression du taux de comptage (Eq.4.60) se

réduit à :

$$N \simeq \frac{\mathcal{N}_A}{A|q|} T I_e \rho \ell \sin \theta_{e'} \left(\int \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{e'} dE_{e'}} dE_{e'} \right) \Delta\theta_{e'} \Delta\phi_{e'} \quad (4.61)$$

où $\Delta\theta_{e'} \simeq 0.0249 \text{ rad}$ et $\Delta\phi_{e'} \simeq 0.0430 \text{ rad}$. L'intégration est effectuée par pas de l'énergie de l'électron diffusé. D'autre part, le nombre de particules ayant déposé leur énergie dans un cristal du calorimètre est représenté par la sommation des canaux du spectre expérimental associé au cristal. L'intégrale de la section efficace de diffusion quasi-élastique a été faite pour un angle de diffusion $\theta_{e'} = 35$. Le temps de mesure correspondant à un état de polarisation est de 150 s, ce qui correspond à un taux de comptage de l'ordre $3 \cdot 10^5$.

D'autre part, le nombre de cristaux appartenant à la couronne 4 et qui ne sont pas écrantés par la cible est de 81. La sommation de tous les canaux du pic quasi-élastique de ces cristaux donne un nombre d'événements de l'ordre de $256.41 \cdot 10^5$ pour un état de polarisation. Deux canaux limites (canal 110 et 160) ont été choisis pour définir des coupures pour le pic quasi-élastique. Le taux de comptage moyen quasi-élastique correspondant à un cristal de la couronne 4 est de $3.165 \cdot 10^5$. Finalement, le rapport du taux de comptage détecté par le cristal du calorimètre au nombre d'événements estimé est d'environ 1.04. Rappelons que nous avons utilisé pour l'estimation uniquement la section efficace de diffusion quasi-élastique et que nous avons complètement négligé la contribution de la section efficace de la résonance $\Delta(1232)$. Cette valeur du rapport peut être expliquée par le fait que le choix des coupures définissant le pic quasi-élastique dans le spectre expérimental était sur - estimé.

Nous avons déterminé expérimentalement dans la section (4.2.1) le rapport \mathcal{R}^{alu} . Théoriquement, nous allons estimer ce rapport \mathcal{R}^{alu} pour comparer la modélisation à l'expérience. En effet, la diffusion élastique $ep \rightarrow ep$ est complètement décrite par la section efficace de Born ($d\sigma_b/d\Omega$). Nous pouvons alors estimer le taux de comptage théorique $N(LH_2)$ résultant de l'interaction des électrons incidents avec les protons de l'hydrogène liquide. D'autre part, la section efficace de diffusion quasi-élastique sur les fenêtres de la cible correspond à une diffusion sur une cible d'aluminium d'épaisseur $300 \mu m$ dans le cas d'une mesure à l'avant et une épaisseur de $460 \mu m$ à l'arrière. Le nombre de diffusions $N(alu)$ dans ce cas peut être obtenu en utilisant l'expression (4.61). Les résultats de calculs du rapport \mathcal{R}^{alu} pour les angles avant et arrière correspondant à $Q^2 = 0.23(GeV/c)^2$ sont résumés dans la table (4.12). L'intensité du faisceau d'électrons est prise égale au courant d'électrons de l'expérience de PVA4 ($I_e = 20 \mu A$).

Energie (E_e)	855 MeV	315 MeV
Angle ($\theta_{e'}$)	35	145
$\frac{d\sigma_b}{d\Omega_{e'}} (\mu\text{barn}/sr)$	0.321	0.0129
$\int \frac{d^2\sigma_{QE}}{d\Omega_{e'}dE_{e'}} dE_{e'} (\mu\text{barn}/sr)$	4.35	0.17
$N(LH_2) (10^4)$	311	25.52
$N(Alu) (10^4)$	18.1	0.98
\mathcal{R}^{alu}	0.058	0.038

TAB. 4.12 – Valeurs du rapport théorique du taux de comptage inélastique au nombre d'événements élastiques pour une valeur de $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$ (angles avant et arrière).

4.3 Conclusion

A partir de l'expression (4.4) reliant l'asymétrie physique à l'asymétrie de violation de parité recherchée, nous pouvons écrire :

$$\mathcal{A}^{phys} = \frac{1}{R} \frac{\mathcal{A}_{PV} + \mathcal{R}^{inelas} \mathcal{A}^{inelas} + \mathcal{R}^\gamma \mathcal{A}^\gamma + \mathcal{R}^{alu} \mathcal{A}^{alu}}{1 + \mathcal{R}^{inelas} + \mathcal{R}^\gamma + \mathcal{R}^{alu}} \quad (4.62)$$

Aux angles avant, la contamination du spectre expérimental en bruit de fond de l'aluminium a été estimée expérimentalement et le calcul de l'asymétrie sur l'aluminium a été effectué par modélisation. Cependant, aux angles arrière, nous pouvons estimer théoriquement la correction de l'asymétrie physique à la contribution du bruit de fond de l'aluminium. La table (4.13) présente les valeurs des corrections de l'asymétrie physique dues au processus de diffusion des électrons sur les fenêtres d'entrée et de sortie de la cible dans les deux cas de diffusions (angles avant et arrière).

	854.3 MeV	315 MeV
fenêtres de la cible (10^{-6})	0.16	0.052

TAB. 4.13 – Valeur de la correction de l'asymétrie physique au processus de diffusion électron - fenêtres de la cible en aluminium aux angles avant [58] et arrière.

L'asymétrie de violation de parité \mathcal{A}_{PV} résultant de la diffusion élastique d'électrons polarisés sur la cible de protons et après toutes les corrections, vaut dans les deux conditions de diffusions (angles avant et arrière) (table 4.14) :

Energie (E_e)	Angle ($\theta_{e'}$)	Asymétrie (\mathcal{A}_{PV}) (10^{-6})	Réf.
855 MeV	35	$(-5.44 \pm 0.54_{stat} \pm 0.26_{sys})$	[58]
315 MeV	145	$(-17.1 \pm 1.4_{stat})$	[142]

TAB. 4.14 – Valeurs de l’asymétrie de violation de parité à $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$ (angles avant et arrière).

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons présenté en détail l’analyse de données de l’expérience PVA4. Nous avons expliqué les différentes étapes de dépouillement de données depuis la mesure jusqu’à l’extraction de l’asymétrie physique. Pour corriger l’asymétrie physique du fond polluant provenant de la diffusion quasi-élastique sur les fenêtres d’entrée et de sortie en aluminium de la cible, la seconde partie de ce chapitre a étudié la contamination du spectre expérimental en électrons diffusés à partir de la cellule de la cible en aluminium. Nous avons alors évalué expérimentalement le rapport \mathcal{R}^{alu} du nombre d’électrons diffusés sur les fenêtres de la cible au taux de comptage du calorimètre et avons déterminé l’asymétrie sur l’aluminium dans l’approximation statique. Au cours de cette partie, nous avons pu aussi calculer la section efficace de diffusion quasi-élastique sur un noyau d’aluminium en s’inspirant du modèle de E. J. Moniz [139]. Nous avons montré dans un premier temps que la modélisation reproduit les données expérimentales obtenues sur une cible de carbone ^{12}C avec un bon accord. La validation du modèle a permis de calculer la section efficace de diffusion quasi-élastique sur un noyau d’aluminium dans les deux conditions cinématiques de PVA4 (angles avant et arrière). Pour vérifier que nous n’avons pas sous-estimé le rapport \mathcal{R}^{alu} intervenant dans la correction de l’asymétrie physique, nous avons montré que le rapport des événements quasi-élastiques N^{alu} au taux de comptage élastique N^{elas} , est pratiquement égal au rapport estimé expérimentalement. Pour les angles arrière, nous avons pu prédire théoriquement la contribution quasi-élastique au spectre expérimental en absence des données sur cible vide.

Le code que nous avons écrit pour la diffusion électron - aluminium peut être utilisé pour calculer la section efficace de diffusion sur divers noyaux. Le code a été introduit dans une simulation par GEANT 4 [143]. La figure (4.12) résume le résultat de la simulation. Sur le spectre simulé sont présentées en différentes couleurs les différentes contributions : en jaune, la contribution des électrons élastiques, en vert la contribution inélastique et sous le pic élastique, en gris la contribution des électrons diffusés à partir de l’aluminium. Aux angles arrière (figure 4.12 de droite), la contribution des parois de la cible n’est pas encore introduite dans la simulation. Le spectre expérimental est présenté en rouge.

Les premières simulations des événements élastiques obtenue pour les angles arrière ne permet pas de reproduire le pic élastique expérimental de coincidence entre le calorimètre et le scintillateur. Plusieurs processus physiques qui n’ont pas été simulés peuvent contribuer à cet écart entre le spectre simulé et la mesure expérimentale. D’une part, le processus de diffusion sur les fenêtres de la cible ne sont pas pris en compte. D’autre part des mesures dans le hall A4 ont montré que le fond observé au niveau du pic élastique varie en fonction de l’épaisseur de la matière (plaque d’aluminium) placée sur la trajectoire des particules diffusées. Cette plaque a

été rajoutée entre la chambre de diffusion et le calorimètre. En effet, il est constaté que le fond croît au fur et à mesure que l'épaisseur de l'aluminium augmente. Parmi les effets qui peuvent expliquer ce phénomène physique est la décroissance des pions neutres de la cible en photons. Ces photons peuvent traverser le scintillateur sans donner de signal dans ce détecteur. Sur leurs trajectoires, les photons se matérialisent en rencontrant de la matière (les fenêtres d'aluminium) produisant ainsi des paires électron - positron qui vont contribuer au spectre expérimental.

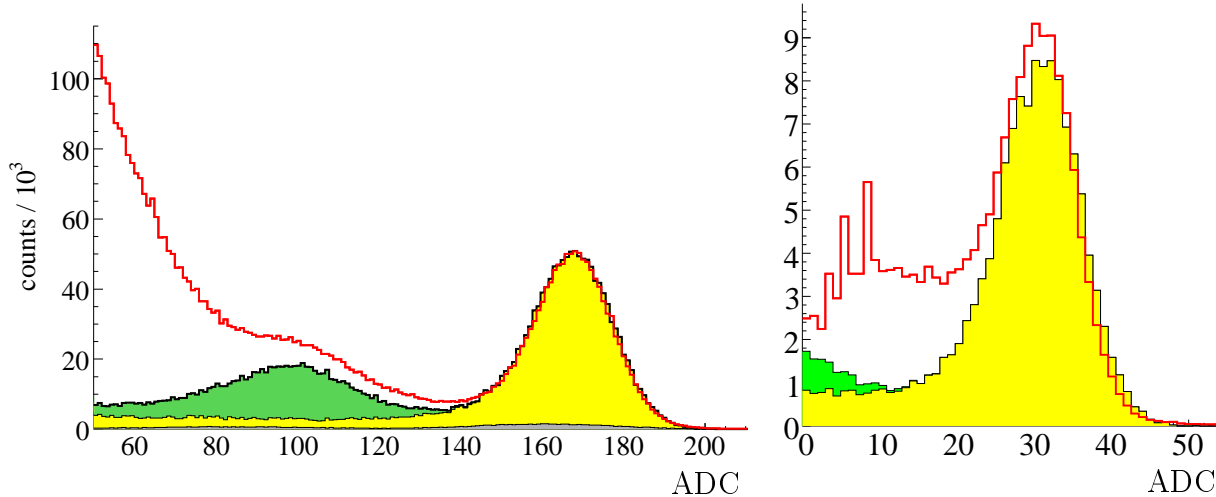


FIG. 4.12 – Ajustement du spectre expérimental de PVA4 (courbe rouge) et un spectre simulé en utilisant le code *GEANT* [143]. Figure de gauche : le spectre correspond à une énergie de faisceau incident de 855 MeV et un angle de diffusion $\theta_e = 35$. Figure de droite : le spectre correspond à une énergie de faisceau de 315 MeV et un angle de diffusion $\theta_e = 145$.

Un des effets qui peut aussi contribuer à ce désaccord entre les pics expérimental et simulé et qui n'a pas été pris en compte dans la simulation est le processus de l'électroproduction des pions chargés (π^+) dans la cible. En effet, après avoir traversé le scintillateur, ces particules peuvent interagir avec les neutrons des cristaux du calorimètre produisant ainsi des particules neutres π^0 ($\pi^+n \rightarrow p\pi^0$) qui vont décroître en photons γ . La contribution de ces photons est susceptible d'être non négligeable. Notons que cet écart observé entre le spectre simulé et expérimental aux angles arrière est très important aux angles avant à basse énergie. Il convient alors de refaire les simulations des spectres expérimentaux à la fois pour les angles avant et arrière en tenant compte de ces processus.

Le résultat de l'asymétrie de violation de parité aux angles arrière est encore préliminaire. Il correspond à 550 heures de faisceau. En novembre 2006, l'expérience PVA4 a achevé 1200 heures de temps de faisceau. En attendant la valeur finale de l'asymétrie tenant compte de la statistique globale, nous allons exploiter ce résultat préliminaire pour extraire les premières valeurs des contributions étranges électrique et magnétique dans le nucléon.

Chapitre 5

Analyse Statistique et Calculs d'Erreurs

5.1 Motivation

Nous avons vu dans le chapitre 2 l'expression de l'asymétrie de violation de parité dans la diffusion électron-nucléon. Celle-ci peut s'écrire

$$\mathcal{A}_{LR}(\vec{e}N) = \mathcal{A}_0(\vec{e}N) + X_E^s(\vec{e}N) G_E^s + X_M^s(\vec{e}N) G_M^s + X_A^s(\vec{e}N) G_A^s \quad \text{avec } N = p, n \quad (5.1)$$

Dans cette expression, le premier terme $\mathcal{A}_0(\vec{e}N)$ est totalement indépendant de l'étrangeté tandis que les autres termes représentent respectivement les contributions étranges de nature électrique, magnétique et axiale.

La partie non étrange est la somme d'une partie vectorielle et d'une partie axiale :

$$\mathcal{A}_0(\vec{e}N) = \mathcal{A}_{V_0}(\vec{e}N) + \mathcal{A}_{A_0}(\vec{e}N) \quad (5.2)$$

avec

$$\mathcal{A}_{V_0}(\vec{e}N) = \mathcal{A}_{V_0}^{1-quark}(\vec{e}N) \quad (5.3)$$

et

$$\mathcal{A}_{A_0}(\vec{e}N) = \mathcal{A}_{A_0}^{1-quark}(\vec{e}N) + \mathcal{A}_{LR}^{anap}(\vec{e}N) \quad (5.4)$$

La valeur numérique de ces termes dépend de la cinématique, des facteurs de forme électromagnétiques et de paramètres du modèle standard. Il en est de même pour les coefficients $X_E^s(\vec{e}N)$, $X_M^s(\vec{e}N)$ et $X_A^s(\vec{e}N)$. Nous reviendrons sur cette partie à la fin de ce chapitre pour donner la forme explicite de la dépendance de ces différentes grandeurs.

Supposons que la mesure de l'asymétrie de violation de parité $\mathcal{A}_{exp} \equiv \mathcal{A}_{LR}(\vec{e}p)$ ait été effectuée sur la cible d'hydrogène seule et dans une condition cinématique donnée. En faisant l'hypothèse que le facteur de forme $G_A^s(Q^2)$ obéit à une loi de variation de type dipolaire (Eq. 2.132) :

$$G_A^s(Q^2) = \Delta s G_A^D(Q^2) \quad (5.5)$$

et Eq. (2.189)

$$\mathcal{A}'_0(\vec{ep}) = \mathcal{A}_0(\vec{ep}) + X_A^s(\vec{ep}) G_A^s \quad (5.6)$$

ce qui donne

$$\mathcal{A}_{LR}(\vec{ep}) = \mathcal{A}'_0(\vec{ep}) + X_E^s(\vec{ep}) G_E^s + X_M^s(\vec{ep}) G_M^s \quad (5.7)$$

ou encore

$$\frac{\mathcal{A}_{LR}(\vec{ep}) - \mathcal{A}'_0(\vec{ep})}{X_E^s(\vec{ep})} = G_E^s + \varpi_M(\vec{ep}) G_M^s \quad \varpi_M(\vec{ep}) = \frac{X_M^s(\vec{ep})}{X_E^s(\vec{ep})} \quad (5.8)$$

Si on suppose une cible infiniment mince et un domaine angulaire très petit, la valeur de Q^2 est déterminée avec une très bonne précision. Si on a mesuré $\mathcal{A}_{LR}(\vec{ep})$ avec une très grande précision, qu'on dispose de modèles extrêmement précis pour calculer les grandeurs $\mathcal{A}'_0(\vec{ep})$, $X_E^s(\vec{ep})$ et $\varpi_M(\vec{ep})$, la relation (5.8) fournit une valeur de la combinaison linéaire $G_E^s + \varpi_M(\vec{ep}) G_M^s$. En principe, une autre mesure à la même valeur de Q^2 mais dans d'autres conditions cinématiques, permettra d'extraire chacun des facteurs de forme G_E^s et G_M^s séparément.

Il est évident que les conditions mentionnées ci-dessus ne sont pas remplies ou ne sont que partiellement remplies. Le problème se pose alors de déterminer quelle est la valeur moyenne (ou la valeur la plus probable) de la combinaison linéaire $G_E^s + \varpi_M(\vec{ep}) G_M^s$, l'erreur sur cette quantité et mieux encore si possible, la distribution de cette combinaison linéaire. Le but ultime sera de combiner les informations obtenues dans les deux conditions cinématiques différentes pour obtenir la valeur moyenne (ou la plus probable), les erreurs sur chacun des facteurs de forme G_E^s et G_M^s et leur distribution.

On s'attend à ce que la contribution de la partie étrange à l'asymétrie soit petite. On ne peut dire que les facteurs de forme G_E^s et G_M^s ont des valeurs non nulles que si on a pu en même temps déterminer les erreurs associées à leur extraction et si possible leur loi de répartition.

Le but de ce chapitre est de déterminer les erreurs sur les facteurs de forme électromagnétiques. Il existe un grand nombre de mesures de ces quantités dans une gamme en Q^2 s'étendant jusqu'à quelques $(GeV/c)^2$. Trouver les incertitudes sur ces facteurs de forme consiste dans un premier temps à reproduire leur variation avec Q^2 par une forme analytique simple (compatible avec les contraintes physiques) dépendant de n paramètres. Les incertitudes dépendent des erreurs expérimentales et aussi, pour un choix de forme analytique donnée, des incertitudes associées aux paramètres eux-mêmes. Cette dépendance est de fait complexe. Nous avons développé une méthode de Monte Carlo, donc purement statistique, qui permet de déduire d'une manière fiable les incertitudes sur les facteurs de forme électromagnétiques. Dans le paragraphe suivant, nous allons rappeler quelques définitions et quelques propriétés utiles pour la suite du chapitre.

5.2 Calcul des erreurs sur une fonction d'arguments aléatoires

Prenons par exemple la relation (5.8) et posons :

$$y \equiv G_E^s + \varpi_M(\vec{ep}) G_M^s \quad (5.9)$$

La quantité y est une fonction de n paramètres a_1, a_2, \dots, a_n qui sont l'angle de diffusion θ_e , la valeur du carré du quadri-moment transféré Q^2 , le facteur de forme électrique du proton, ...

On est donc amené à étudier quelle est la valeur moyenne et la variance d'une variable aléatoire Y lorsque celle-ci dépend elle-même de n variables aléatoires A_1, A_2, \dots, A_n .

Comme nous le verrons dans le paragraphe (5.3), le même problème se pose lorsqu'on veut trouver l'erreur sur chacun des facteurs de forme électromagnétiques. En effet, si on suppose que la variation avec Q^2 de chaque facteur de forme électromagnétique du proton ou du neutron peut être approximée par une forme analytique, celle-ci dépendra de n paramètres.

Rappelons brièvement quelques notions utiles à la compréhension de notre problème [144]. On pose

$$Y = \varphi(A_1, A_2, \dots, A_n) \quad (5.10)$$

Nous supposons par la suite que les variables aléatoires sont continues. Pour connaître parfaitement la variable Y , il faut connaître la quantité $g(a_1, a_2, \dots, a_n)$ qui représente la densité de probabilité du système (A_1, A_2, \dots, A_n) . C'est ce que nous proposons de faire dans ce chapitre en utilisant la méthode Monte-Carlo.

L'espérance mathématique est donnée par l'intégrale :

$$m_\varphi = M[\varphi(A_1, A_2, \dots, A_n)] \equiv \int \dots \int \varphi(a_1, a_2, \dots, a_n) g(a_1, a_2, \dots, a_n) da_1 da_2 \dots da_n \quad (5.11)$$

La variance est donnée par :

$$\begin{aligned} D[\varphi(A_1, A_2, \dots, A_n)] &= \int \dots \int [\varphi(a_1, a_2, \dots, a_n) - m_\varphi]^2 g(a_1, a_2, \dots, a_n) da_1 da_2 \dots da_n \\ &= \int \dots \int [\varphi(a_1, a_2, \dots, a_n)]^2 g(a_1, a_2, \dots, a_n) da_1 da_2 \dots da_n - m_\varphi^2 \end{aligned} \quad (5.12)$$

L'ensemble des deux nombres - espérance mathématique et variance - est habituellement considéré comme la caractérisation d'une mesure et de son erreur. Nous allons maintenant rappeler quelle est la procédure appliquée habituellement dans la détermination de cet ensemble.

On effectue un développement limité au *premier* ordre de la fonction φ autour des valeurs moyennes des fonctions aléatoires A_1, A_2, \dots, A_n que nous noterons $\bar{a}_1, \bar{a}_2, \dots, \bar{a}_n$.

$$y = \varphi(a_1, a_2, \dots, a_n) \approx \varphi(\bar{a}_1, \bar{a}_2, \dots, \bar{a}_n) + \sum_{i=1}^n \frac{\partial \varphi}{\partial \bar{a}_i} (a_i - \bar{a}_i) \quad (5.13)$$

où pour simplifier les notations, nous avons utilisé la relation

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{a}_i} \equiv \left. \frac{\partial \varphi}{\partial a_i} \right|_{a_i = \bar{a}_i} \quad (5.14)$$

En utilisant les théorèmes sur les fonctions aléatoires de variables aléatoires, on en déduit :

$$\bar{y} = \varphi(\bar{a}_1, \bar{a}_2, \dots, \bar{a}_n) \quad (5.15)$$

et

$$D_y = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{a}_i} \right)^2 D_{a_i} + 2 \sum_{i < j} \frac{\partial \varphi}{\partial \bar{a}_i} \frac{\partial \varphi}{\partial \bar{a}_j} K_{ij} \quad (5.16)$$

où K_{ij} est l'élément ij de la matrice de corrélation. En utilisant les écarts quadratiques moyens, cette dernière formule s'écrit

$$\sigma_y^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{a}_i} \right)^2 \sigma_{a_i}^2 + 2 \sum_{i < j} \frac{\partial \varphi}{\partial \bar{a}_i} \frac{\partial \varphi}{\partial \bar{a}_j} r_{ij} \sigma_{a_i} \sigma_{a_j} \quad (5.17)$$

le terme r_{ij} étant appelé coefficient de corrélation des grandeurs A_i et A_j . Le calcul des erreurs par la formule (5.17) est appelé propagation des erreurs. Si les variables X_i et X_j ne sont pas corrélées, le nombre r_{ij} est nul et l'expression précédente devient :

$$\sigma_y^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{a}_i} \right)^2 \sigma_{a_i}^2 \quad (5.18)$$

Nous allons maintenant discuter les relations (5.15) et (5.17). La première relation nous apprend que la valeur moyenne de l'observable mesurée peut être obtenue au *premier ordre* si on connaît la valeur moyenne de chacune des variables aléatoires. Ceci est vrai si dans une mesure quelconque, on peut toujours extraire la valeur moyenne des fonctions aléatoires A_1, A_2, \dots, A_n . Par exemple, dans le cas de la paramétrisation des facteurs de forme par une fonction analytique en employant une méthode du χ^2 , on peut supposer que les valeurs obtenues des paramètres $a_1^{(0)}, a_2^{(0)}, \dots, a_n^{(0)}$ sont très proches des valeurs moyennes. La validité de cette hypothèse sera étudiée dans le paragraphe traitant de la méthode de Monte Carlo. La formule (5.17) nous apprend que pour déterminer les erreurs, il nous faut aussi connaître les coefficients de corrélation. Dans le cas de la paramétrisation des facteurs de forme, la méthode de Monte Carlo nous permettra de calculer les erreurs et de voir l'écart avec la formule (5.17) lorsque les coefficients de corrélation sont *estimés* par les méthodes traditionnelles de recherche du χ^2 . L'importance des coefficients de corrélation dans la formule approchée (5.17) sera étudiée.

Si les erreurs sur les paramètres sont importantes ou si la fonction ne peut être approximée par une fonction linéaire, il peut être nécessaire de développer la fonction φ au *deuxième ordre*. On obtient alors pour la valeur moyenne de y :

$$\bar{y} = \varphi(\bar{a}_1, \bar{a}_2, \dots, \bar{a}_n) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \bar{a}_i^2} D_{a_i} + \sum_{i < j} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \bar{a}_i \partial \bar{a}_j} K_{ij} \quad (5.19)$$

La formule permettant de calculer la variance devient compliquée et ne peut être utilisée que si on connaît les moments d'ordres élevés des variables aléatoires A_1, A_2, \dots, A_n . Par exemple, lorsque ces variables sont non seulement non corrélées mais également indépendantes, on a :

$$\begin{aligned} D_y &= \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{a}_i} \right)^2 D_{a_i} + \frac{1}{4} \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \bar{a}_i^2} \right)^2 \left(\mu_4(a_i) - D_{a_i}^2 \right) \\ &= + \sum_{i < j} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \bar{a}_i \partial \bar{a}_j} \right)^2 D_{a_i} D_{a_j} + \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{a}_i} \right) \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \bar{a}_i^2} \right) \mu_3(a_i) \end{aligned} \quad (5.20)$$

où

$$\mu_s(a_i) = \int \cdots \int (a_i - \bar{a}_i)^s g(a_1, a_2, \cdots, a_n) da_1 da_2 \cdots da_{i-1} da_i da_{i+1} \cdots da_n \quad (5.21)$$

est le moment centré d'ordre s de la valeur aléatoire A_i . Pour des variables réparties suivant une loi voisine de la loi normale on peut utiliser la formule suivante :

$$\mu_3(a_i) = 0 \quad \mu_4(a_i) = 3 D_{a_i}^2 \quad (5.22)$$

L'expression (5.20) peut alors s'écrire :

$$D_y = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{a}_i} \right)^2 D_{a_i} + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \bar{a}_i^2} \right)^2 D_{a_i}^2 + \sum_{i < j} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \bar{a}_i \partial \bar{a}_j} \right)^2 D_{a_i} D_{a_j} \quad (5.23)$$

Bien que le développement limité soit effectué à un ordre plus élevé que dans la relation (5.16), le calcul de l'erreur sur la grandeur y par les formules (5.20) ou (5.23) peut être nettement moins bon car les corrélations sont totalement négligées.

Comme nous le voyons, les méthodes utilisées habituellement présentent des limites. Nous avons donc essayé de calculer les valeurs moyennes des observables ainsi que leur distribution donnant accès aux erreurs par une méthode de Monte-Carlo. Cette méthode a été développée à la fois pour rendre compte des facteurs de forme électromagnétiques du nucléon et pour extraire les facteurs de forme étranges. Les détails seront donnés dans les chapitres ou paragraphes concernés.

5.3 Erreurs sur les facteurs de forme - Méthode de Monte Carlo

5.3.1 Méthode habituelle du χ^2

On considère une série de N mesures de facteurs de forme avec des erreurs associées notées $y_1 \pm \Delta y_1, \cdots, y_N \pm \Delta y_N$, où y représente un des quatre facteurs de forme électromagnétiques du nucléon. Ces différentes mesures ont été effectuées à des valeurs de Q^2 égales à Q_1^2, \cdots, Q_N^2 . Pour connaître la valeur de ces facteurs de forme pour des quadri-transferts non mesurés et aussi pour estimer les erreurs sur ces facteurs de forme, on suppose qu'il existe une fonction analytique qui dépend de n paramètres à déterminer a_1, a_2, \cdots, a_n telle que la fonction $f(a_1, a_2, \cdots, a_n; Q^2)$ reproduise le mieux possible l'ensemble des N résultats expérimentaux obtenus pour les valeurs des quadri-transferts Q_i^2 . Si on suppose que les mesures sont indépendantes et que les erreurs sur les mesures sont de type gaussien avec une variance σ_i^2 , la probabilité de trouver l'ensemble des N mesures y_1, \cdots, y_N aux points $Q_1^2, Q_2^2, \cdots, Q_N^2$ avec les déviations standard $\sigma_1, \cdots, \sigma_N$ est donnée par [145] :

$$P(a_1, a_2, \cdots, a_n) = \left(\prod_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \right) \exp \left\{ -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} [y_i - f(a_1, a_2, \cdots, a_n; Q_i^2)]^2 \right\} \quad (5.24)$$

Comme le premier terme du produit est indépendant des valeurs des paramètres a_1, a_2, \dots, a_n , maximiser la probabilité est équivalent à minimiser la fonction χ^2 définie par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[y_i - f(a_1, a_2, \dots, a_n; Q_i^2)]^2}{\sigma_i^2} \quad (5.25)$$

Dans notre analyse, nous avons effectué la minimisation de la fonction $\tilde{\chi}^2$ dont l'expression est obtenue en remplaçant dans l'équation (5.25) l'écart type σ_i par l'erreur expérimentale Δy_i ($2\Delta y_i$ est la largeur à mi-hauteur). Ces deux quantités sont reliées par $\Delta y_i = 1.177\sigma_i$.

Les valeurs des paramètres ainsi déterminées seront notées $a_1^{(0)}, a_2^{(0)}, \dots, a_n^{(0)}$. Une *estimation* de l'inverse de la matrice de corrélation des paramètres a_i et a_j est donnée par [66]

$$[U]_{ij}^{-1} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a_i \partial a_j} \Bigg|_{a^{(0)}} \quad (5.26)$$

Minimiser la fonction χ^2 consiste à trouver les valeurs $a_1^{(0)}, a_2^{(0)}, \dots, a_n^{(0)}$ qui sont solutions du système de n équations en général non linéaires

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial a_i} = 0 \quad i = 1, \dots, n \quad (5.27)$$

Dans le cas général, la résolution d'un tel système est effectuée numériquement. Comme les erreurs expérimentales sont supposées non corrélées, les erreurs sur les paramètres dépendent des erreurs expérimentales et sont calculées par la formule de propagation des erreurs (5.18) qui s'écrit maintenant :

$$\sigma_{a_k^{(0)}}^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial a_k^{(0)}}{\partial y_i} \right)^2 \sigma_{y_i}^2 \quad (5.28)$$

Dans le cas où la fonction "théorique" est linéaire en a_1, a_2, \dots, a_n ,

$$f(a_1, a_2, \dots, a_n; Q^2) = \sum_{k=1}^n a_k g_k(Q^2) \quad (5.29)$$

la solution du système est simple et consiste à inverser une matrice pour trouver en une seule étape les valeurs $a_1^{(0)}, a_2^{(0)}, \dots, a_n^{(0)}$. Les fonctions "théoriques" $g_k(Q^2)$ peuvent être par exemple $1, Q^2, \dots, Q^{2n}$ ou des polynômes orthogonaux de la variable Q^2 . Dans ces cas, l'expression de la matrice de covariance des paramètres s'exprime facilement en fonction des erreurs expérimentales (voir l'appendice B pour tous les détails) :

$$[U]_{kl}^{-1} = \sum_{i=1}^N \frac{g_k(Q_i^2) g_l(Q_i^2)}{\sigma_i^2} \quad (5.30)$$

Si on cherche une forme analytique pour les facteurs de forme dans un *petit domaine en Q^2* , des fonctions g_k de type $1, Q^2, \dots, Q^{2n}$ peuvent être utilisées. Si on veut une forme analytique

qui permet de rendre compte des facteurs de forme mesurés dans un grand domaine en Q^2 , une fonction linéaire des paramètres n'est plus possible d'une part parce qu'il est difficile d'inclure des contraintes imposées par la physique (comportement lorsque $Q^2 \rightarrow 0$ et à grand Q^2) et d'autre part parce que les valeurs obtenues des paramètres ne sont pas continues lorsqu'elles sont calculées pour des domaines en quadri-transfert voisins. Il faut alors résoudre numériquement le système des n équations non linéaires (5.27) et *estimer* la matrice de covariance des paramètres donc les coefficients de corrélation r_{ij} . Pour n'importe quelle valeur de Q^2 dans le domaine considéré, la formule de propagation des erreurs au *premier* ordre nous donne l'erreur sur le facteur de forme $f(a_1^{(0)}, \dots, a_n^{(0)}; Q^2)$

$$\sigma_f^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f(\dots a_i^{(0)}, \dots; Q^2)}{\partial a_i^{(0)}} \right)^2 \sigma_{a_i^{(0)}}^2 + 2 \sum_{i < j} \frac{\partial f(\dots a_i^{(0)}, \dots; Q^2)}{\partial a_i^{(0)}} \frac{\partial f(\dots a_j^{(0)}, \dots; Q^2)}{\partial a_j^{(0)}} r_{ij} \sigma_{a_i^{(0)}} \sigma_{a_j^{(0)}} \quad (5.31)$$

5.3.2 La méthode de Monte Carlo

La méthode habituelle du $\tilde{\chi}^2$ consiste donc à trouver les valeurs numériques des n paramètres $a_1^{(0)}, a_2^{(0)}, \dots, a_n^{(0)}$ qui minimisent la fonction

$$\tilde{\chi}_{(0)}^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[y_i^{(0)} - f(a_1^{(0)}, a_2^{(0)}, \dots, a_n^{(0)}; Q_i^2)]^2}{\Delta y_i^2} \quad (5.32)$$

où l'indice entre parenthèses (0) indique que les valeurs expérimentales qui interviennent sont les valeurs moyennes. Dans la méthode Monte-Carlo, nous allons répéter cette opération de minimisation un grand nombre \mathcal{N} de fois (en pratique, de l'ordre de 20 000 à 50 000), en prenant à chaque minimisation $\nu = 1, \dots, \mathcal{N}$ non pas les valeurs expérimentales moyennes $y_i^{(0)}$ mais les valeurs "expérimentales" obtenues par N tirages dans les gaussiennes de variances σ_i^2 . On va donc minimiser les \mathcal{N} quantités :

$$\tilde{\chi}_{(\nu)}^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[y_i^{(\nu)} - f(a_1^{(\nu)}, a_2^{(\nu)}, \dots, a_n^{(\nu)}; Q_i^2)]^2}{\Delta y_i^2} \quad \nu = 1, \dots, \mathcal{N} \quad (5.33)$$

et en déduire les valeurs des paramètres notées $a_1^{(\nu)}, a_2^{(\nu)}, \dots, a_n^{(\nu)}$.

L'ensemble des \mathcal{N} solutions $\{a_1^{(1)}, a_2^{(1)}, \dots, a_n^{(1)}\}, \{a_1^{(2)}, a_2^{(2)}, \dots, a_n^{(2)}\}, \dots, \{a_1^{(\mathcal{N})}, a_2^{(\mathcal{N})}, \dots, a_n^{(\mathcal{N})}\}$ nous permet d'avoir la distribution de chacun des paramètres a_i , de la comparer éventuellement à une forme gaussienne, de calculer tous les moments. On peut aussi avoir à *tous les ordres* les corrélations entre les paramètres.

Pour chaque valeur de ν , on peut aussi calculer, pour n'importe quelle valeur de Q^2 , la valeur du facteur de forme $f(a_1^{(\nu)}, a_2^{(\nu)}, \dots, a_n^{(\nu)}; Q^2)$. On peut donc avoir la distribution du facteur de forme f pour toute valeur de Q^2 .

Pratiquement, on crée, pour chaque facteur de forme considéré et à partir des mesures expérimentales, un fichier avec les \mathcal{N} solutions $\{a_1^{(1)}, a_2^{(1)}, \dots, a_n^{(1)}\}, \{a_1^{(2)}, a_2^{(2)}, \dots, a_n^{(2)}\}, \dots, \{a_1^{(\mathcal{N})}, a_2^{(\mathcal{N})}, \dots, a_n^{(\mathcal{N})}\}$,

$\dots a_n^{(\mathcal{N})}$ }. En relisant ce fichier, on peut calculer, pour toute valeur de Q^2 , les \mathcal{N} facteurs de forme $f(a_1^{(1)}, a_2^{(1)}, \dots, a_n^{(1)}; Q^2)$, $f(a_1^{(2)}, a_2^{(2)}, \dots, a_n^{(2)}; Q^2)$, \dots , $f(a_1^{(\mathcal{N})}, a_2^{(\mathcal{N})}, \dots, a_n^{(\mathcal{N})}; Q^2)$ et on a ainsi la distribution du facteur de forme pour cette valeur de Q^2 . À partir de cette distribution, on peut connaître l'erreur sur ce facteur de forme *sans avoir à utiliser une quelconque formule approximative*. On peut voir aussi par cette méthode si la distribution est gaussienne ou non.

Pour déterminer la contribution étrange, nous avons besoin connaître les valeurs numériques des quatre facteurs de forme électromagnétiques du nucléon ainsi que de leurs erreurs. L'étude décrite précédemment a été faite pour les quatre facteurs de forme G_M^p , G_E^p , G_M^n et G_E^n . La comparaison avec le calcul habituel des erreurs par la propagation des erreurs a été faite plus particulièrement sur le facteur de forme magnétique du proton.

5.4 Choix de données et paramétrisation

Nous avons décrit dans le chapitre 1 les expériences grâce auxquelles on dispose de données concernant les facteurs de forme électromagnétiques. Ces mesures ont été commencées il y a plus de trente ans et se poursuivent encore aujourd'hui. L'amélioration des dispositifs expérimentaux et le développement de nouvelles méthodes expérimentales ont permis de réduire les incertitudes mais ont montré aussi que certains résultats obtenus étaient incompatibles. Pour quantifier les incertitudes sur les facteurs de forme électromagnétiques du nucléon, il est d'abord nécessaire de présenter les arguments utilisés dans la sélection des données expérimentales. C'est ce que j'illustre dans le paragraphe suivant.

5.4.1 Choix des données expérimentales

Les données récentes des mesures des facteurs de forme du proton par la technique de transfert de polarisation ont révélé un désaccord avec les mesures obtenues par la méthode de Rosenbluth à grand Q^2 . En particulier les expériences mesurant la polarisation du proton de recul ont montré que le rapport du facteur de forme électrique au facteur de forme magnétique décroît en augmentant Q^2 . C'est la raison pour laquelle Brash [146] a réanalysé les données en rajoutant une nouvelle contrainte concernant le rapport $r = \mu_p G_E^p / G_M^p$ (Eq. 2.19) pour juger de la compatibilité de la mesure du facteur de forme par la méthode de Rosenbluth avec les données de la technique de transfert de polarisation.

Quantité	Réaction	Q^2 [$(GeV/c)^2$]	Réf.	Méthode
G_M^p	$p(e, e')$	0.017 – 0.15	[147]	Rosenbluth
		0.16 – 31.2	[146]	Réanalyse en utilisant G_E^p / G_M^p de la polarisation de recul

G_E^p	$p(e, e')$	0.005 – 0.055	[11]	Rosenbluth
		0.13 – 1.75	[148]	Rosenbluth
G_E^p / G_M^p	$p(\vec{e}, e', \vec{p})$	0.37 – 5.54	[20, 22, 149, 18]	utilisant G_M^p de [146]

TAB. 5.1 – Résumé de la sélection des données des facteurs de forme électrique et magnétique du proton.

Quantité	Réaction	Q^2 [(GeV/c) ²]	Réf.	Méthode
G_M^n	$d(e, e', n)$	0.11 – 0.26	[150]	$d(\gamma, pn)$
	$d(e, e', N)$	0.12 – 0.61	[151]	$p(\gamma, \pi^+)n$
	$d(e, e', N)$	0.095, 0.126	[152]	$p(n, p)n$
	$d(e, e', N)$	0.24 – 0.78	[153]	$p(n, p)n$
		0.07 – 0.89	[154]	$p(n, p)n$
	$d(e, e')$	1.75 – 4.0	[155]	Quasiélastique
	$d(e, e')$	2.5 – 10.0	[156]	Quasiélastique
	${}^3\vec{H}_e(\vec{e}, e')$	0.1, 0.2	[157]	Analyse de Fadeev basée sur [158, 159]
G_E^n	$d(\vec{e}, e', \vec{n})$	0.26	[33]	PWIA
	$d(\vec{e}, e', \vec{n})$	0.15, 0.34	[34]	Analyse FSI par [32]
	$\vec{d}(\vec{e}, e', n)$	0.2	[35]	FSI de Arenhövel et al [160]
	$\vec{d}(\vec{e}, e', n)$	0.5	[161]	FSI de Arenhövel et al [160]
	${}^3\vec{H}_e(\vec{e}, e', n)$	0.4	[30]	Analyse de Fadeev dans [159]
	${}^3\vec{H}_e(\vec{e}, e', n)$	0.67	[31]	PWIA
	t_{20}, T_{20}	0.008 – 1.64	[16]	Extraction à partir du facteur de forme quadrupolaire du deuton
$\langle r_n^2 \rangle$	$e(n, n)$	0	[162]	Transmission thermique du neutron dans ${}^{208}\text{Pb}$ liquide

TAB. 5.2 – Résumé de la sélection des données des facteurs de forme électrique et magnétique du neutron.

Dans la région $0.04 < Q^2 < 5.6(\text{GeV}/c)^2$, il a employé une paramétrisation linéaire simple (Eq.5.34) qui fournit un ajustement acceptable des données avec moins de paramètres. La contrainte supplémentaire introduite sur le rapport r conduit à l'élimination de certaines mesures de facteurs de forme comme le montrent les figures (5.1), (5.2), (5.3) de gauche (*données originales*) et de droite (*données corrigées*).

$$r = 1.0 - (0.130 \pm 0.005)[Q^2 - (0.04 \pm 0.09)] \quad (5.34)$$

La sélection des données sur le proton (table 5.1) et sur le neutron (table 5.2) est similaire à celle de la référence [163]. Les données de G_E^p utilisant la séparation de Rosenbluth sont omises pour $Q^2 > 1(\text{GeV}/c)^2$.

Les références utilisées sont [11, 148] pour G_E^p , [20, 22, 149, 18] pour G_E^p/G_M^p , [146, 147] et [154, 152, 153, 155, 157, 164] pour G_M^p , [33, 32, 35, 159, 31, 165, 166, 16] et le rayon carré moyen de [162] pour G_E^n , et [154, 152, 153, 155, 157, 164] pour G_M^n . La sélection des références est résumée dans les tables (5.1) et (5.2). Il est à noter que la représentation graphique des données expérimentales sur les figures (5.1), (5.2) et (5.3) est normalisée à la forme dipolaire G_D .

5.4.1.1 Facteurs de forme électromagnétiques du proton

La figure (5.1) de gauche présente une sélection parmi l'ensemble des données expérimentales depuis 1966 pour le facteur de forme magnétique du proton et la figure de droite présente les résultats des mêmes expériences corrigés par Brash. La précision expérimentale sur cette observable est de 1% – 2%. Ces valeurs finales avec leur erreur ont été utilisées par J.J. Kelly ainsi que par moi-même.

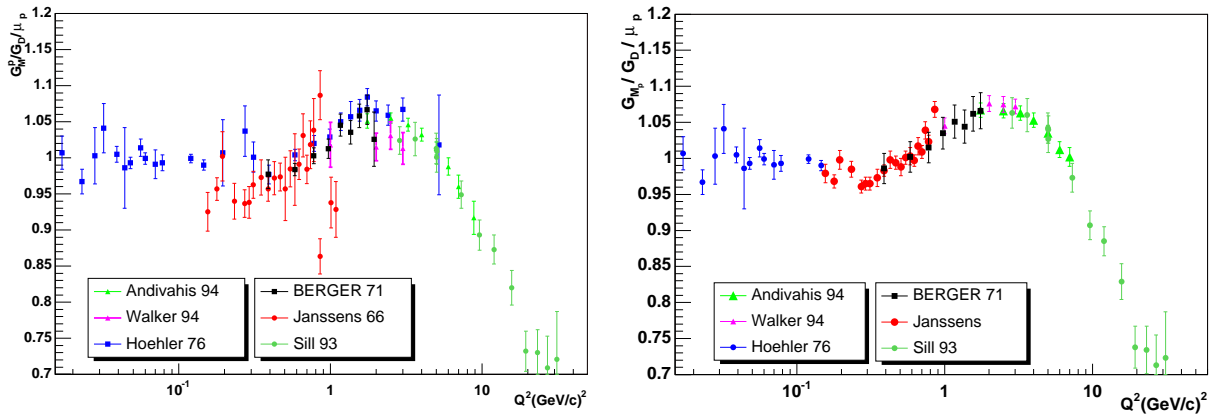


FIG. 5.1 – Sélection de données du facteur de forme magnétique du proton. Figure de gauche : données originales. Figure de droite : données corrigées selon la Référence [146]

Les valeurs originales du facteur de forme électrique du proton (depuis 1966) sont présentées sur la figure (5.2) de gauche. Les valeurs finales obtenues par Brash sont présentées sur celle de droite. Certaines données originales n'ont pas été conservées. Les données choisies sont majoritairement des mesures obtenues à partir de la technique de transfert de polarisation [149, 20, 22, 18]. Les valeurs moyennes ainsi obtenues ont été utilisées par J.J. Kelly ainsi que par moi-même.

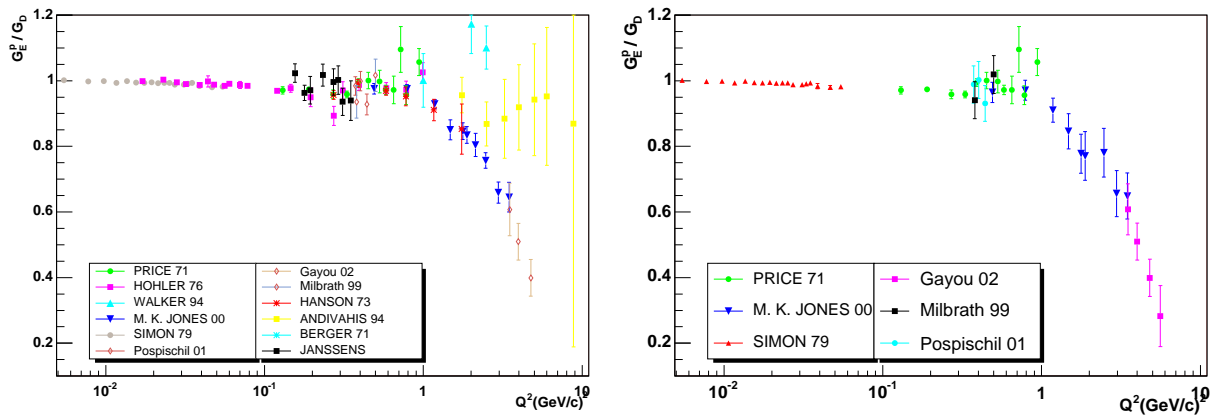


FIG. 5.2 – Sélection de données du facteur de forme électrique du proton. Figure de gauche : données originales. Figure de droite : données corrigées et conservées selon la Référence [146]

L'erreur sur le facteur de forme électrique présentée sur la figure (5.2) est obtenue à partir de l'erreur sur le facteur de forme magnétique et de l'erreur sur le rapport r . En utilisant le théorème de propagation des erreurs (Eq.5.18), l'erreur sur le facteur de forme électrique est donnée par la formule suivante :

$$\left(\frac{\Delta G_E^p}{G_E^p} \right)^2 = \left(\frac{\Delta [G_E^p / G_M^p]}{[G_E^p / G_M^p]} \right)^2 + \left(\frac{\Delta G_M^p}{G_M^p} \right)^2 \quad (5.35)$$

L'incertitude ΔG_E^p est dominée par l'erreur sur le rapport G_E^p / G_M^p .

5.4.1.2 Facteur de forme magnétique du neutron

Les valeurs du facteur de forme magnétique du neutron originales et modifiées sont tracées dans la figure (5.3).

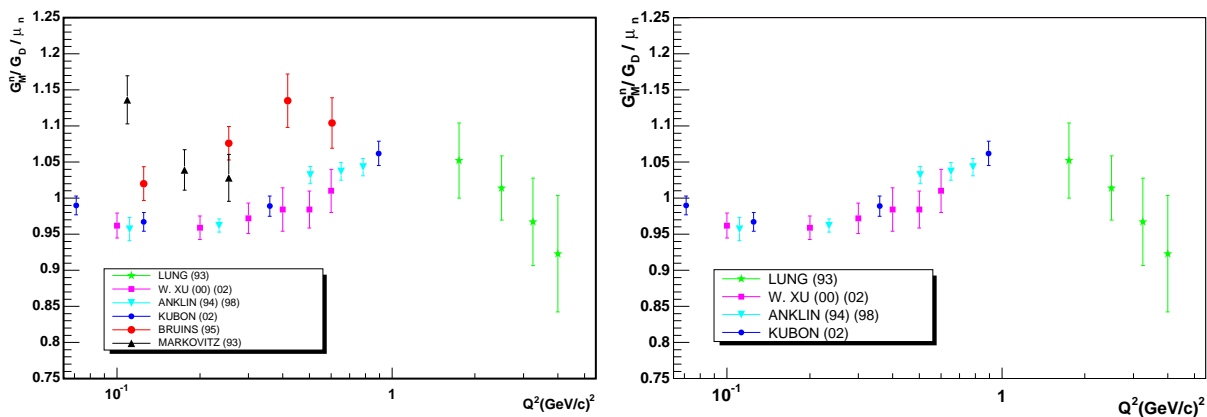


FIG. 5.3 – Sélection de données du facteur de forme magnétique du neutron. A gauche : données originales. A droite : données corrigées suivant la Réf. [146]

Ces valeurs finales ainsi que leurs erreurs sont utilisées dans la minimisation du $\tilde{\chi}^2$ dans l'analyse de J.J. Kelly ainsi que dans la nôtre.

5.4.1.3 Facteur de forme électrique du neutron

L'ensemble des mesures du facteur de forme électrique du neutron depuis 1994 est tracé dans la figure (5.4). Le facteur de forme électrique du neutron G_E^n présente un cas spécial pour l'analyse. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1 (Eq.1.15), on peut relier le rayon carré moyen du neutron $\langle r_n^2 \rangle$ au facteur de forme électrique. De nombreuses expériences ont été effectuées dans le but de mesurer $\langle r_n^2 \rangle$. Ces expériences consistent à mesurer la longueur de diffusion neutron - électron b_{ne} qui est reliée au rayon de charge $\langle r_n^2 \rangle$ par [162] :

$$\langle r_n^2 \rangle = \frac{3m_e a_0}{M_n} b_{ne}, \quad (5.36)$$

où a_0 est le rayon de Bohr et M_n et m_e sont respectivement les masses du neutron et de l'électron.

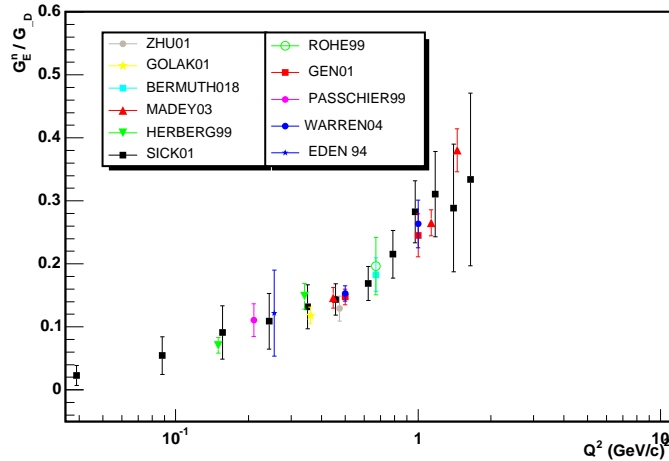


FIG. 5.4 – Base de données mondiales à partir de 1994 pour le facteur de forme électrique du neutron G_E^n . Les données expérimentales sont présentées sous la forme G_E^n / G_D

Expérience	Cible	Résultat
Transmission	^{209}Bi	$-1.44 \pm 0.033 \pm 0.06$
Miroir de réflexion	Pb	-1.364 ± 0.025
Miroir de réflexion	Bi	-1.393 ± 0.025
Miroir de réflexion	Bi	-1.55 ± 0.11
Miroir de réflexion	Pb, Bi	-1.32 ± 0.04
Transmission	^{208}Pb	$-1.31 \pm 0.03 \pm 0.04$
Transmission	^{208}Pb	$-1.33 \pm 0.027 \pm 0.03$
Miroir de réflexion	Pb -isotopes, Bi	-1.32 ± 0.03

TAB. 5.3 – Résultats expérimentaux de la longueur de diffusion neutron - électron b_{ne} en unité de 10^{-3}fm .

La table (5.3) [162] présente une série de huit mesures de la longueur de diffusion neutron - électron b_{ne} [162]. En plus de la contrainte imposée par : $G_E^n(Q^2 = 0) = 0$, le rayon carré moyen du neutron vient fixer la pente de G_E^n à l'origine.

Nous allons donc introduire dans l'expression du $\tilde{\chi}^2$ (Eq.5.32) un terme supplémentaire qui fait intervenir les différentes mesures expérimentales du rayon carré moyen du neutron. L'expression de $\tilde{\chi}^2$, dans le cas du facteur de forme électrique du neutron, devient :

$$\tilde{\chi}_{(0)}^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[y_i^{(0)} - f(a_1^{(0)}, a_2^{(0)}, \dots, a_n^{(0)}; Q_i^2)]^2}{\Delta y_i^2} + \sum_{i=1}^8 \frac{[\langle r_n^2 \rangle_i^{(0)} - \langle r_n^2 \rangle_{theo}]^2}{\Delta \langle r_n^2 \rangle_i} \quad (5.37)$$

où

$$\langle r_n^2 \rangle_{theo} = -6 \left. \frac{dG_E^n(Q^2)}{dQ^2} \right|_{Q^2=0}$$

où $\langle r_n^2 \rangle_i$ et $\Delta \langle r_n^2 \rangle_i$ sont respectivement les valeurs du rayon carré moyen (Eq.5.36) obtenues à partir des valeurs de la longueur de diffusion neutron - électron et leur erreur (table 5.3). Chercher les paramètres $a_1^{(0)}, a_2^{(0)}, \dots, a_n^{(0)}$ consiste à minimiser la quantité $\tilde{\chi}_{(0)}^2$.

5.4.2 Paramétrisation des facteurs de forme du nucléon

Il est primordial d'avoir une paramétrisation qui reproduit bien les données sur une grande gamme de Q^2 avec un comportement correct pour $Q^2 \rightarrow 0$ et $Q^2 \rightarrow \infty$. Les conditions imposées à $Q^2 = 0$ sont résumées dans la table (5.4).

G_M^p	G_E^p	G_M^n	G_E^n
$\frac{G_M^p}{\mu_p} = 1$	1	$\frac{G_M^n}{\mu_n} = 1$	0
	$\langle r_p^2 \rangle = -6 \frac{dG_E^p(Q^2)}{dQ^2}$		$\langle r_n^2 \rangle = -6 \frac{dG_E^n(Q^2)}{dQ^2}$

TAB. 5.4 – Conditions imposées à l'ajustement des données des facteurs de forme électromagnétiques à $Q^2 = 0$.

A grand Q^2 , la règle de comptage impose à chaque facteur de forme d'être proportionnel à Q^{-4} [44]. Dans les paramétrisations présentées dans le chapitre 1, certaines de ces conditions ne sont pas satisfaites. D'autre part, nous imposons que les facteurs de forme dépendent uniquement de la variable Q^2 et de ses puissances entières. Une dépendance quelconque en $Q = \sqrt{Q^2}$, dont la signification physique est peu claire, n'a pas été retenue dans notre analyse.

Notre procédure d'ajustement est inspirée de la paramétrisation proposée par J. Kelly [44]. Cette méthode propose une paramétrisation simple des données des facteurs de forme et une estimation des incertitudes qui surgissent à partir des données expérimentales dans une gamme donnée de Q^2 tout en respectant les fortes contraintes physiques imposées à la forme. La fonction théorique se présente sous forme d'un rapport de deux polynômes en Q^2 . L'avantage d'un tel choix de fonction est qu'elle possède un rayon de convergence plus grand qu'un développement polynomial de Taylor en respectant les contraintes imposées par la physique à $Q^2 \rightarrow 0$ et à grand Q^2 . Les facteurs de forme du nucléon peuvent être représentés dans cette hypothèse par la forme [44] :

$$G(Q^2) = \left(\sum a_k \tau^k \right) \left(1 + \sum b_k \tau^k \right)^{-1}, \quad \tau = Q^2/4M^2 \quad (5.38)$$

où le numérateur et le dénominateur sont des polynômes de Q^2 et le degré du dénominateur est plus grand que celui du numérateur pour assurer que $G \propto Q^{-4}$ pour de grands Q^2 . Pour le facteur de forme magnétique, on inclut le facteur μ_p pour que les données soient correctement normalisées à faible Q^2 . Les paramétrisations testées fournissent d'excellents ajustements aux données pour G_E^p , G_M^p/μ_p , et G_M^n/μ_n . Dans ce cadre, l'expression la plus simple pour les facteurs de forme G_E^p , G_M^p et G_M^n s'écrit :

$$G(Q^2) = \frac{1 + a_1 \tau}{1 + b_1 \tau + b_2 \tau^2 + b_3 \tau^3} \quad (5.39)$$

La paramétrisation de Galster [41] est utilisée pour G_E^n car l'approche (5.38) reste moins convaincante pour G_E^n puisque les données actuelles de G_E^n sont limitées. L'expression retenue pour G_E^n s'écrit alors :

$$G_E^n(Q^2) = \frac{A\tau}{1 + B\tau} G_D(Q^2), \quad (5.40)$$

où $G_D = (1 + Q^2/\Lambda^2)^{-2}$ avec $\Lambda^2 = 0.71(GeV/c)^2$ est le facteur de forme dipolaire. J'ai fait une étude systématique de la paramétrisation des facteurs de forme G_M^p , G_E^p et G_M^n en utilisant la formule (5.39) et en utilisant la formule (5.40) pour le facteur de forme électrique du neutron. En principe, nous avons utilisé exactement les mêmes paramétrisations avec le même ensemble de données que J. Kelly. Nous comparons, pour chacun de ces facteurs de forme, les valeurs des paramètres obtenues par notre recherche et celle de J. Kelly. Dans le cas du facteur de forme magnétique du proton, j'ai étudié en plus l'effet du nombre de paramètres sur le fit des données expérimentales.

La procédure d'ajustement des données expérimentales utilise la classe TMinuit¹ qui minimise le chi-carré χ^2 . Elle offre plusieurs choix en ce qui concerne l'algorithme de minimisation.

¹<http://root.cern.ch/root/html/TMinuit.html>

Dans le but d'obtenir le minimum absolu, l'algorithme MIGRAD est utilisé. Les erreurs données sur les paramètres et présentées dans les différentes tables ont été estimées par la procédure de recherche implémentée dans TMinuit. Les éléments de la matrice de corrélation au premier ordre sont également obtenus par cette procédure.

5.4.2.1 Etude du nombre de paramètres sur le facteur de forme magnétique du proton

Pour déterminer si un développement linéaire en τ au numérateur est suffisant, nous avons aussi utilisé la forme suivante :

$$G(Q^2) = \frac{1 + a_1\tau + a_2\tau^2}{1 + b_1\tau + b_2\tau^2 + b_3\tau^3 + b_4\tau^4} \quad (5.41)$$

qui respecte les contraintes imposées à $Q^2 = 0$ et $Q^2 \rightarrow \infty$. Les résultats obtenus par les formes analytiques 5.39 et 5.41 sont présentés sur la figure 5.5.

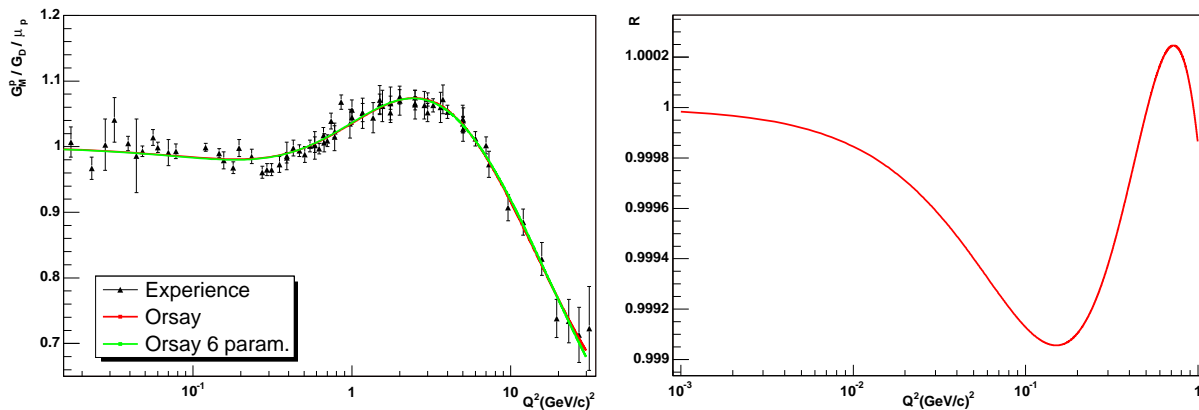


FIG. 5.5 – Figure de gauche : ajustements de données du facteur de forme magnétique du proton $G_M^p / (\mu_p G_D)$ par les paramétrisations (Eqs 5.39 et 5.41). Fig. de droite : rapport du facteur de forme magnétique du proton calculé par l'équation (5.41) sur ce même facteur de forme calculé par l'équation (5.39).

Nous voyons sur la figure de gauche que les deux courbes sont confondues. Sur la figure de droite, est présenté la variation avec Q^2 du rapport des deux facteurs de forme. L'écart entre les deux calculs est au maximum de 0.1%. Ceci est confirmé par la valeur du $\tilde{\chi}^2$ donnée dans la table (5.5).

Eq.	$\tilde{\chi}^2/N$	$a_1^{(0)}$	$b_1^{(0)}$	$b_2^{(0)}$	$b_3^{(0)}$
5.39	1.055	0.11 ± 0.042	10.97 ± 0.114	18.89 ± 0.263	6.33 ± 1.299
5.41	1.049	1.032 ± 0.064	11.95 ± 0.116	28.299 ± 0.939	24.5124 ± 1.525

TAB. 5.5 – Valeurs du chi-carré par point et des paramètres obtenus à partir des ajustements (Eq. 5.39) et (Eq. 5.41) pour le facteur de forme magnétique du proton. Pour l'équation 5.41, $a_2 = 0.0061 \pm 0.028$, $b_4 = 4.14 \pm 1.034$.

En conclusion une représentation suivant la formule (5.39) est suffisante pour reproduire les données du facteur de forme magnétique du proton avec un $\tilde{\chi}^2$ par degré de liberté proche de 1.

5.4.2.2 Facteurs de forme électromagnétiques du proton et facteur de forme magnétique du neutron

Les données expérimentales sont similaires à celles utilisées dans [44]. Les coefficients de régression obtenus par ajustement des données de G_M^n , G_E^p et G_M^p sont présentés dans la table (table 5.6).

$G(Q^2)$	Eq.	$\tilde{\chi}^2/N$	$a_1^{(0)}$	$b_1^{(0)}$	$b_2^{(0)}$	$b_3^{(0)}$
G_M^p / μ_p	5.39 ^a	1.055	0.11 ± 0.042	10.97 ± 0.114	18.89 ± 0.263	6.33 ± 1.299
	5.39 ^b	1.06	0.12 ± 0.04	10.97 ± 0.11	18.86 ± 0.28	6.55 ± 1.2
G_E^p	5.39 ^a	0.748	-0.214 ± 0.181	11.02 ± 0.245	12.282 ± 1.478	25.099 ± 11.44
	5.39 ^b	0.78	-0.24 ± 0.12	10.98 ± 0.19	12.82 ± 1.1	21.97 ± 6.8
G_M^n / μ_n	5.39 ^a	0.42	1.85 ± 2.02	14.13 ± 2.45	20.97 ± 15.49	71.01 ± 56.23
	5.39 ^b	0.51	2.33 ± 1.4	14.72 ± 1.7	24.20 ± 9.8	84.1 ± 41

TAB. 5.6 – Valeurs des paramètres obtenues à partir de l’ajustement (Eq. 5.39) pour les facteurs de forme électromagnétiques du proton et le facteur de forme magnétique du neutron. La seconde colonne fournit la valeur du chi-carré par point. (a) ce travail, (b) Réf. [44]. Pour G_M^p , l’analyse a été faite sur une gamme en Q^2 allant de 0 jusqu’à $33 (\text{GeV}/c)^2$. Pour G_E^p , l’étude s’est faite entre 0 et $6 (\text{GeV}/c)^2$. De même pour G_M^n , la plage d’analyse en Q^2 varie entre 0 et $6 (\text{GeV}/c)^2$.

Pour quantifier l’écart entre notre propre recherche à 4 paramètres et l’ajustement fourni par les paramètres de Kelly [44], nous avons étudié le rapport (figures 5.6 et 5.7) des facteurs de forme G_M^p , G_E^p et G_M^n calculés par nos paramètres à ces mêmes facteurs de forme paramétrisés par Kelly en fonction de Q^2 . Les valeurs de nos paramètres sont comparées à celles de J. Kelly dans la table (5.6). Dans le cas du facteur de forme magnétique du proton, l’écart est très faible. Le fait d’utiliser la même paramétrisation pour ajuster les mêmes données expérimentales entraîne au maximum une erreur de 0.4% sur G_M^p . Cet écart atteint son maximum dans le cas du facteur de forme électrique du proton à $Q^2 = 3 (\text{GeV}/c)^2$. Il est de l’ordre de 2.5%. En revanche, il est inférieur à 0.5% pour des valeurs de $Q^2 < 1 (\text{GeV}/c)^2$. Enfin, cette erreur est pratiquement de l’ordre de 0.5% dans le cas du facteur de forme magnétique du neutron.

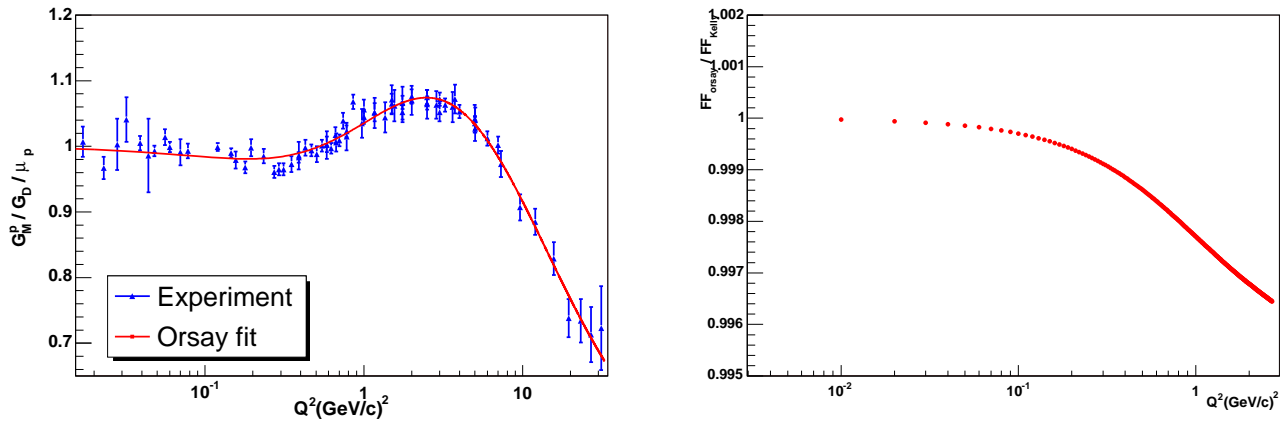


FIG. 5.6 – Figure de gauche : comparaison entre les facteurs de forme magnétiques du proton mesuré et calculé à partir de l'équation (5.39) avec nos paramètres. Figure de droite : rapport de notre calcul de ce même facteur de forme au calcul de la référence [44].

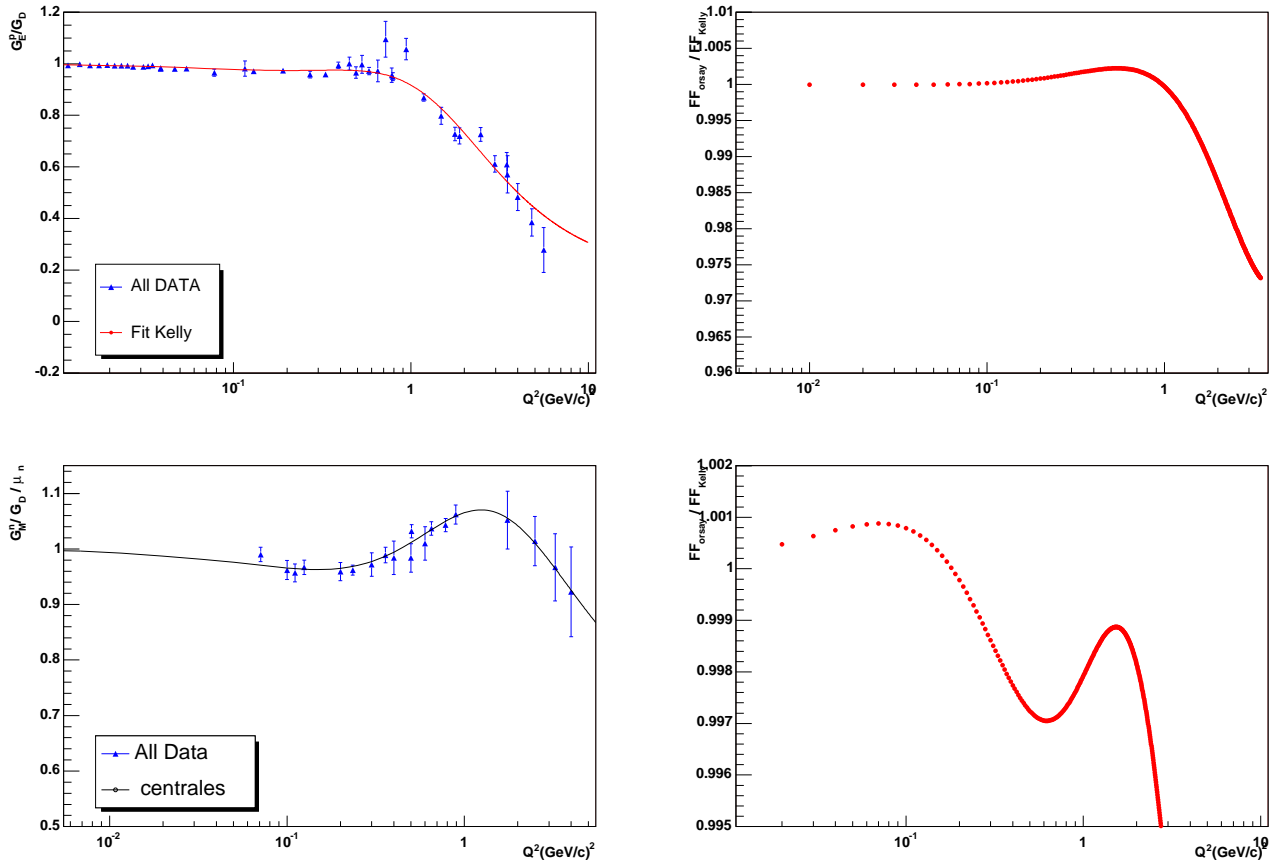


FIG. 5.7 – Figures de gauche : comparaison entre les facteurs de forme électrique du proton et magnétique du neutron mesurés et calculés à partir de l'équation (5.39) avec nos paramètres. Figure de droite : rapport de notre calcul de ces mêmes facteurs de forme au calcul de la référence [44].

5.4.2.3 Facteur de forme électrique du neutron

Pour le facteur de forme du neutron, la paramétrisation (Eq.5.40) a été utilisée et la fonction $\tilde{\chi}_{(0)}^2$ s'écrit :

$$\tilde{\chi}_{(0)}^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[y_i^{(0)} - G(A^{(0)}, B^{(0)}; Q_i^2)]^2}{\Delta y_i^2} + \sum_{i=1}^8 \frac{[\langle r_n^2 \rangle_i^{(0)} - \langle r_n^2 \rangle_{theo}]^2}{\Delta \langle r_n^2 \rangle_i} \quad (5.42)$$

Avec la paramétrisation choisie,

$$\langle r_n^2 \rangle_{theo} = -6 \frac{A^{(0)}}{4M_p^2} \quad (5.43)$$

et la valeur du paramètre $A^{(0)}$ sera fortement contrainte par les mesures du rayon carré moyen du neutron.

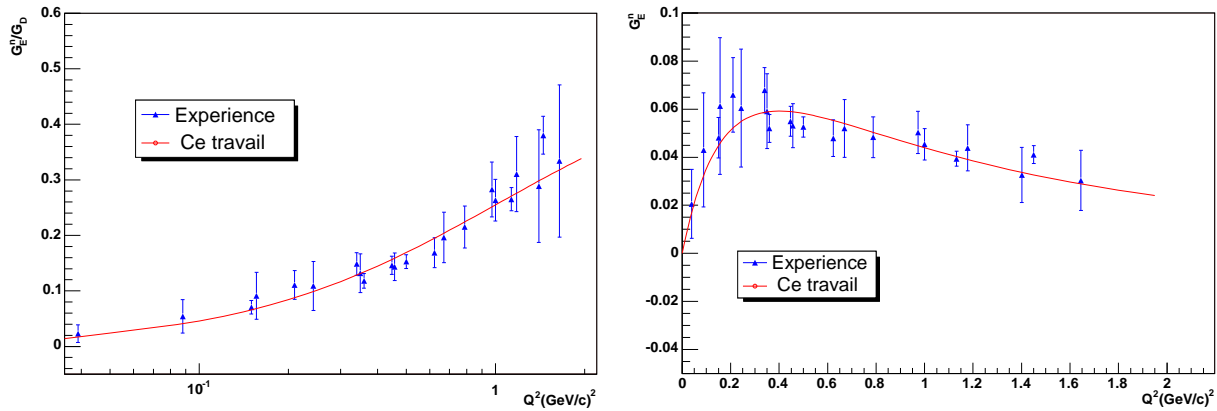


FIG. 5.8 – Ajustement des données du facteur de forme électrique du neutron obtenu à l'aide de la paramétrisation 5.40. Figure de gauche : G_E^n / G_D et Q^2 en échelle logarithmique. Figure de droite : G_E^n et Q^2 en échelle linéaire.

Eq.	$\tilde{\chi}^2/N$	$A^{(0)}$	$B^{(0)}$	$\langle r_n^2 \rangle$ (fm^2)
5.40 ^a	0.52	1.518 ± 0.154	2.265 ± 0.709	-0.100 ± 0.010 *
5.40 ^a	1.09	1.770 ± 0.016	3.423 ± 0.285	-0.117 ± 0.001
5.40 ^b	0.80	1.70 ± 0.04	3.30 ± 0.32	-0.112 ± 0.003

TAB. 5.7 – Valeurs des paramètres obtenues à partir de l'ajustement (Eq. 5.40) pour le facteur de forme électrique du neutron. (a) ce travail, (*): les valeurs du rayon carré moyen du neutron ne sont pas incluses dans le recherche, (b) Réf. [44]. La plage d'analyse en Q^2 varie entre 0 et 2 (GeV/c)².

L'étude du rapport (figure 5.9) du facteur de forme électrique du neutron calculé par notre paramétrisation au facteur de forme électrique fourni par Kelly [44] permet de conclure que le

fait d'utiliser la même paramétrisation pour en principe la même base de données, conduit à un désaccord assez important entre les deux calculs. L'écart entre notre facteur de forme et celui de Kelly est de l'ordre de 4%. Ce désaccord provient essentiellement de la différence entre les valeurs de rayon carrée moyen que nous avons utilisées et celles utilisées par J. Kelly [44]. En effet, d'après la relation (5.43), $A_{Orsay}^{(0)}/A_{Kelly}^{(0)} = 1.77/1.7 = 1.04$.

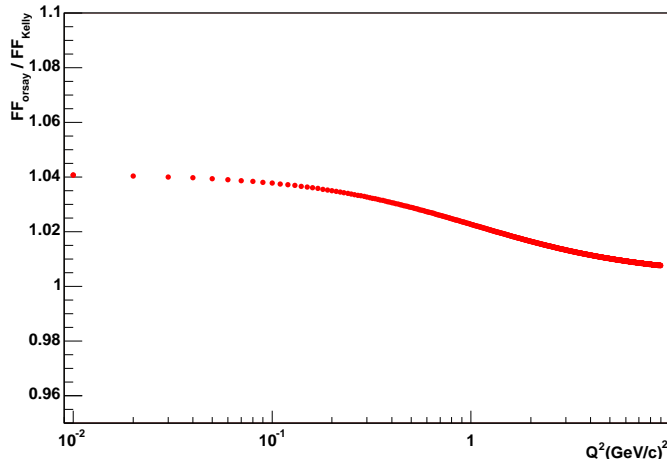


FIG. 5.9 – Rapport du facteur de forme électrique du neutron calculé par la paramétrisation (5.40) à ce même facteur de forme donné par la référence [44].

5.4.3 Incertitudes sur le facteur de forme magnétique du proton

Les paramétrisations (Eqs. 5.40 et 5.39) fournissent un bon ajustement des données et offrent une extrapolation plausible à grand Q^2 . Malheureusement, elles restent incomplètes vu la nécessité d'avoir les erreurs sur les facteurs de forme du nucléon. Nous avons vu dans l'équation (5.18) qu'on peut calculer les erreurs sur une grandeur physique telle que les facteurs de forme en utilisant la méthode de propagation des erreurs à partir des erreurs sur les arguments.

Le programme se découpe en deux étapes. Une première phase consiste à paramétriser les facteurs de forme du nucléon, ici, le facteur de forme magnétique du proton (Eq. 5.39). Le programme Minuit fournit les coefficients de régression tout en évaluant l'erreur sur chaque paramètre ainsi que la matrice de corrélation. Le but est d'exploiter ces quantités pour remonter aux erreurs sur le facteur de forme magnétique du proton.

Dans l'hypothèse où on ne conserve dans le développement de Taylor que les dérivées partielles au premier ordre et en supposant que les coefficients de régression sont indépendants, les erreurs sur le facteur de forme magnétique du proton sont données par l'équation (5.18) et sont présentées dans la table ((5.8 colonne 3)). Si on inclut les valeurs de la matrice de corrélation, les erreurs sont calculées en utilisant la relation (Eq. 5.17) et sont données dans la table (5.8 colonne 4).

La table suivante (5.8) résume le résultat des calculs par la méthode de propagation des erreurs. Pour des raisons de présentation nous avons défini $\underline{G}_M^p \equiv G_M^p / \mu_p G_D$. L'erreur relative

sur le facteur de forme magnétique dans le cas de paramètres corrélés est de l'ordre de 0.15 – 1.5(%)

Q^2 (GeV/c) ²	\underline{G}_M^p	$\pm\Delta\underline{G}_M^p/\underline{G}_M^p$ sans corrélation (%)	$\pm\Delta\underline{G}_M^p/\underline{G}_M^p$ avec corrélation (%)
0.100000	0.983897	0.321677	0.181697
0.230000	0.981417	0.591223	0.251752
0.480000	0.996378	0.956308	0.224301
0.600000	1.005956	1.116480	0.205970
7.000000	0.984435	20.847898	1.529762

TAB. 5.8 – Résultats du calcul des incertitudes sur le facteur de forme magnétique du proton en utilisant le théorème de propagation des erreurs. La colonne 3 est le résultat de calcul en utilisant (Eq.5.18). La colonne 4 est le résultat de calcul en utilisant (Eq.5.17).

Les incertitudes trouvées par ces deux calculs sont très différentes. Elles varient d'un facteur $\simeq 2$ à $Q^2 = 0.1(\text{GeV}/c)^2$ à un facteur $\simeq 5$ à $Q^2 = 0.6(\text{GeV}/c)^2$. Nous avons même un facteur $\simeq 14$ à $Q^2 = 7(\text{GeV}/c)^2$. Le fait que les erreurs soient plus petites lorsque les corrélations sont prises en compte ne peut s'expliquer que par la valeur négative de certains produits de dérivées partielles dans l'expression (5.17). Nous avons vérifié cette conclusion en effectuant un calcul au second ordre sans terme de corrélation en utilisant la formule (5.23) : les résultats obtenus (non indiqués dans le tableau) sont très proches de ceux obtenus au premier ordre sans corrélation (colonne 3). La comparaison avec les données expérimentales est indiquée sur la figure (5.10) pour quelques valeurs de Q^2 .

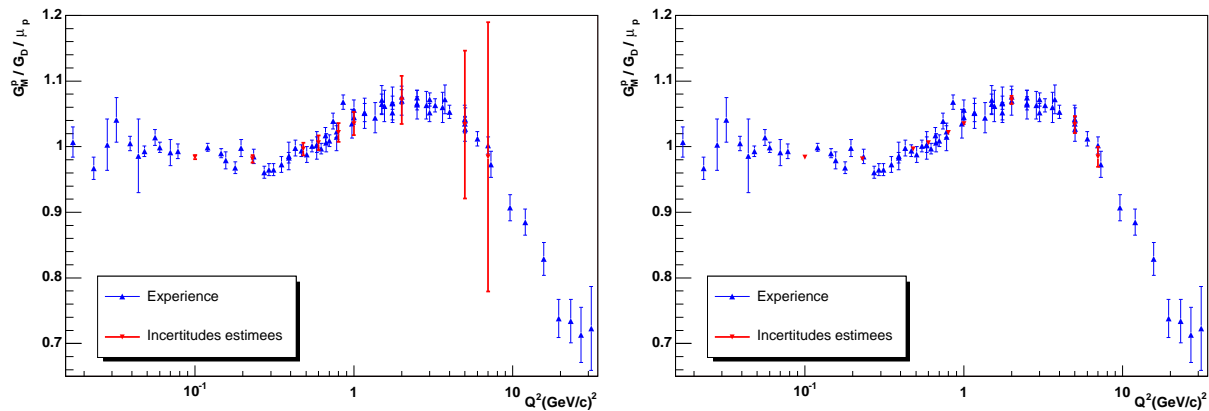


FIG. 5.10 – Incertitudes sur le facteur de forme magnétique du proton pour différents Q^2 en utilisant le théorème de propagation des erreurs (couleur rouge). L'ajustement de données a employé la paramétrisation (Eq. 5.39). Figure de gauche : Les paramètres sont supposés non corrélés. Figure de droite : nous avons considéré les corrélations entre les paramètres au premier ordre.

En conclusion, la seule publication des incertitudes sur les paramètres de fit ne permet pas d'estimer correctement les erreurs sur les facteurs de forme électromagnétiques. Il est important

d'inclure aussi les corrélations entre les paramètres mais les formules utilisées habituellement permettent de le faire uniquement au premier ordre.

5.5 Incertitudes sur les facteurs de forme du nucléon par la méthode de Monte carlo

Comme nous l'avons indiqué dans le paragraphe (5.3.2), nous avons développé une méthode probabiliste qui produit directement une distribution de probabilité des facteurs de forme. Les histogrammes finaux sont obtenus après simulation de 50 mille événements, de façon à minimiser les fluctuations statistiques. Pour simuler ces événements, le générateur gRandom (TRandom, la classe basique du générateur Random de périodicité = 10^8) a été utilisé. Il fournit des valeurs décimales qui sont distribuées suivant une gaussienne avec une moyenne et une variance. La méthode est discutée pour deux valeurs de moments quadrivecteurs transférés $Q^2 = 0.1$ et $0.23(\text{GeV}/c)^2$.

5.5.1 Facteur de forme magnétique du proton

Pour chacun des 75 points de mesure du facteur de forme nous avons tiré au sort à l'aide de nombres pseudo - aléatoires les valeurs des facteurs de forme dans une gaussienne dont l'écart-type est déduit de l'erreur expérimentale par la relation $\Gamma = 2.354\sigma$ où Γ est la largeur à mi-hauteur. La forme analytique utilisée est donnée par la relation (5.39), où les coefficients a_1, b_1, b_2 et b_3 sont les paramètres inconnus dont on recherche la valeur la plus probable et la distribution. Pour chaque combinaison de facteurs de forme tirée aléatoirement, nous obtenons les coefficients de régression a_1, b_1, b_2 et b_3 par minimisation de la quantité χ^2 classique. La figure (5.11) présente les résultats de calcul du facteur de forme magnétique du proton pour différentes valeurs de Q^2 en utilisant la forme analytique (5.39).

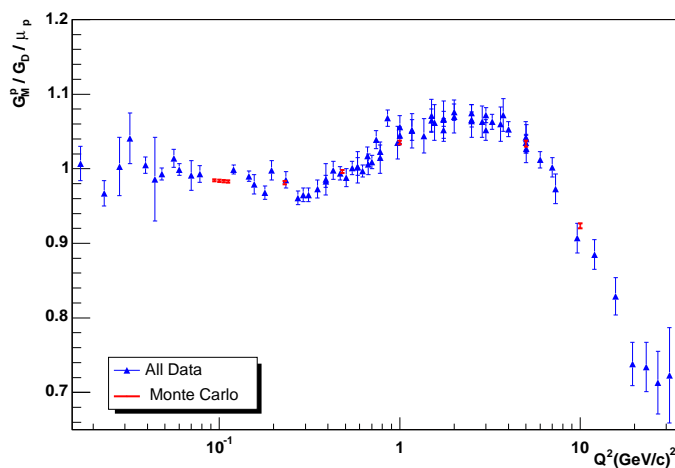


FIG. 5.11 – Incertitudes sur le facteur de forme par la méthode de Monte Carlo

La méthode de Monte Carlo fournit les distributions des paramètres. Elles sont présentées sur la figure (5.12).

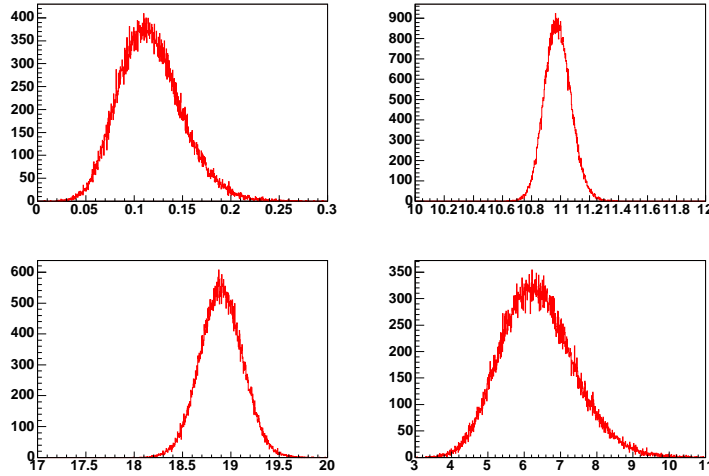


FIG. 5.12 – Distribution des paramètres a_1, b_1, b_2 et b_3 obtenue par la méthode de Monte Carlo appliquée à la paramétrisation (Eq. 5.39) pour G_M^p . Elle n'obéit pas totalement à une loi gaussienne.

Le grand avantage de cette méthode est sa simplicité. Elle fournit la distribution des paramètres (figure 5.12). Elle permet entre autres de visualiser l'effet de corrélations entre les différents paramètres (figure 5.13). En effet, porter les couples observés sur un graphique permet de se faire une idée qualitative du type de corrélation. Nous pouvons juger grossièrement de l'existence d'une corrélation plus ou moins importante entre ces paramètres d'après le graphique où sont portés les points correspondant à tous les couples observés. A chaque paramètre a_1 (figure 5.13) correspond une distribution de paramètres b_1 . Ici, la corrélation est de nature positive entre les variables. Autrement dit : lorsque l'une des variables croît, l'autre a également tendance à croître.

La corrélation n'a pas une forme d'ellipse (figure 5.13) mais une forme de 'banane', signifiant que les distributions des paramètres sont dissymétriques. Cette dissymétrie traduit que les paramètres n'obéissent pas complètement à une loi normale.

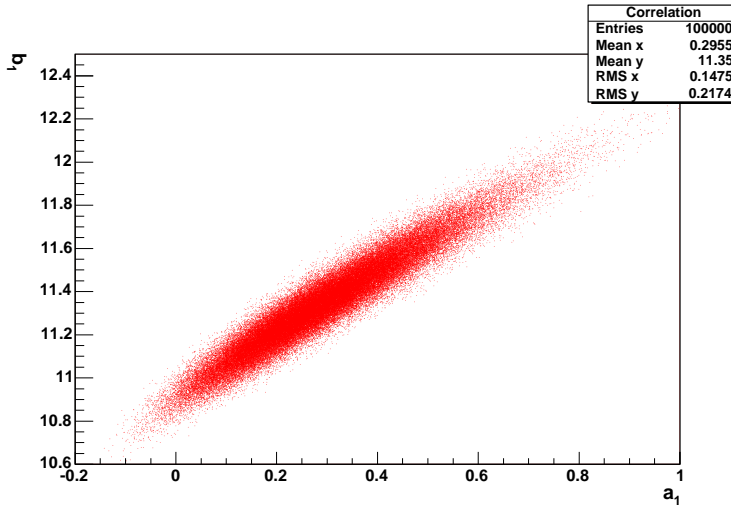


FIG. 5.13 – Effet de corrélation entre les paramètres a_1 et b_1 , obtenu à l'aide de la méthode de Monte Carlo. Les corrélations sont incluses à tous les ordres .

La méthode de Monte Carlo rend compte des effets de corrélation entre les paramètres. La forme de 'banane' de la distribution indique que les corrélations sont d'ordres supérieurs à 1 et confirme l'idée qu'une méthode se basant sur les matrices de covariance (corrélation de premier ordre) pour estimer les erreurs sur le facteur de forme n'est pas valable. Le calcul à l'aide de la méthode de Monte Carlo fournit un histogramme du facteur de forme pour chaque valeur de Q^2 donnée. Les valeurs moyennes et les erreurs pour trois valeurs de Q^2 correspondant aux expériences SAMPLE, PVA4 et HAPPEX sont présentées dans les tables (5.9) et (5.10).

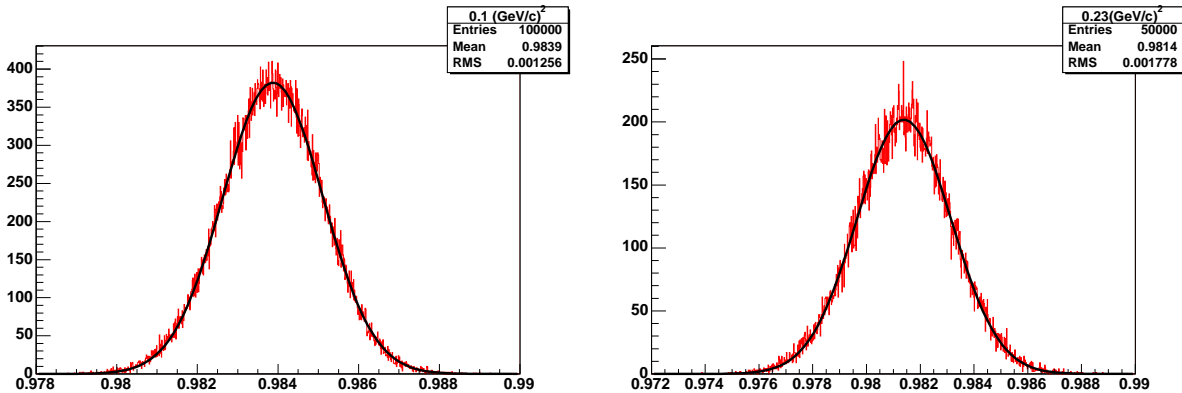


FIG. 5.14 – Distributions du facteur de forme $G_M^p / G_D / \mu_p$ à $Q^2 = 0.1$ (à gauche) et $Q^2 = 0.23$ (à droite) en utilisant la paramétrisation (Eq 5.39). La figure montre l'histogramme et la courbe de répartition approchée.

Ces histogrammes sont traités pour être comparés aux données expérimentales. Supposons que la répartition statistique obtenue soit approchée par une courbe théorique. La courbe de lissage est choisie de telle façon que les écarts entre celle-ci et la répartition statistique soient

les plus faibles possibles. La distribution suit une loi normale, aspect qui peut être vérifié en faisant le choix d'ajuster avec une gaussienne (figure 5.14).

$Q^2 (GeV/c)^2$	\underline{G}_M^p	$\pm\Delta\underline{G}_M^p$	$\pm\Delta\underline{G}_M^p/\underline{G}_M^p$ (%)
0.100000	0.983873	0.001479	0.150
0.230000	0.981395	0.002088	0.213
0.480000	0.996386	0.002091	0.210

TAB. 5.9 – Résultats du calcul par la méthode de Monte Carlo pour $Q^2 = 0.1, 0.23$ et $0.48(GeV/c)^2$ pour une plage analysée allant de 0 jusqu'à $33(GeV/c)^2$, avec la définition $\underline{G}_M^p \equiv \frac{G_M^p}{\mu_p G_D}$. Les valeurs de $\Delta\underline{G}_M^p$ correspondent à la demi-largeur à mi-hauteur de la distribution du facteur de forme magnétique du proton.

L'évaluation des incertitudes sur le facteur de forme a été entreprise sur la gamme de moment transféré Q^2 allant de 0 jusqu'à $33(GeV/c)^2$. L'erreur estimée est de l'ordre de (0.2%) pour des valeurs de Q^2 allant de 0.1 jusqu'à $1(GeV/c)^2$ (table 5.9). Toutefois, la recherche (table 5.10) peut se faire en limitant la plage d'étude à une zone de Q^2 allant de 0 jusqu'à $3(GeV/c)^2$ seulement. Dans ces deux cas les erreurs sont du même ordre.

$Q^2 (GeV/c)^2$	\underline{G}_M^p	$\pm\Delta\underline{G}_M^p$	$\pm\Delta\underline{G}_M^p/\underline{G}_M^p$ (%)
0.100000	0.982839	0.001885	0.192
0.230000	0.980060	0.002390	0.244
0.480000	0.995972	0.002138	0.215

TAB. 5.10 – Résultats du calcul par la méthode de Monte Carlo pour une plage analysée de Q^2 allant de 0 jusqu'à $3(GeV/c)^2$, avec la définition $\underline{G}_M^p \equiv \frac{G_M^p}{\mu_p G_D}$.

5.5.2 Facteur de forme électrique du proton

La méthode utilisée pour G_M^p a permis d'élaborer une technique de calcul numérique de l'erreur sur le facteur de forme magnétique du proton. Cette méthode a été appliquée pour les autres facteurs de forme du nucléon. Les distributions des paramètres a_1, b_1, b_2 et b_3 sont dissymétriques comme on le voit sur la figure (5.15).

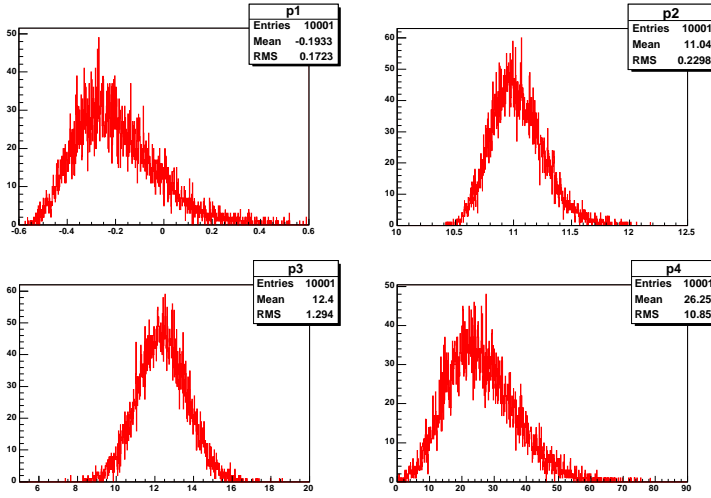


FIG. 5.15 – Distribution des quatre paramètres a_1, b_1, b_2 et b_3 de l'ajustement donnée par (Eq. 5.39) pour G_E^p . La distribution est obtenue à l'aide de la méthode de Monte Carlo.

La figure (5.16) montre la distribution du facteur de forme électrique du proton pour deux valeurs de $Q^2 = 0.1$ et $0.23(\text{GeV}/c)^2$.

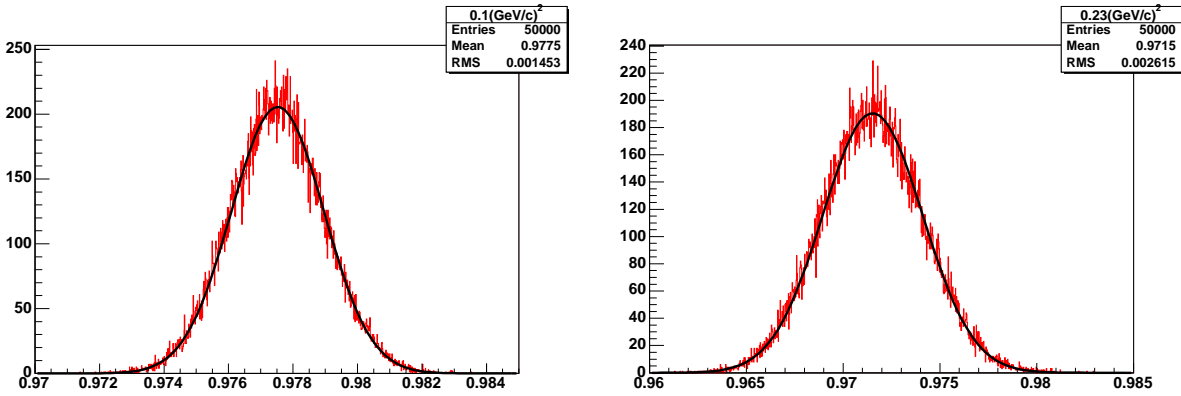


FIG. 5.16 – Distributions du facteur de forme G_E^p / G_D à deux $Q^2 = 0.1$ (à gauche) $Q^2 = 0.23$ (à droite) en utilisant la paramétrisation (Eq 5.39). La figure montre l'histogramme et la courbe de répartition approchée par une gaussienne.

L'évaluation d'erreurs sur le facteur de forme électrique du proton est illustrée dans la table (5.11). L'erreur relative varie entre 0.2 et 1% pour des valeurs de Q^2 allant de 0.1 jusqu'à $1(\text{GeV}/c)^2$.

$Q^2 (\text{GeV}/c)^2$	\underline{G}_E^p	$\pm \Delta \underline{G}_E^p$	$\pm \Delta \underline{G}_E^p / \underline{G}_E^p$ (%)
0.10000	0.9774925	0.0016912	0.173
0.23000	0.9714478	0.0030694	0.316
0.48000	0.9761463	0.0060686	0.622

TAB. 5.11 – Résultats du calcul par méthode de Monte Carlo, avec la définition $\underline{G}_E^p \equiv \frac{G_E^p}{G_D^p}$

5.5.3 Facteur de forme magnétique du neutron

La figure (5.17) présente les distributions des paramètres a_1, b_1, b_2 et b_3 pour le facteur de forme magnétique du neutron. Ici, les distributions sont aussi dissymétriques.

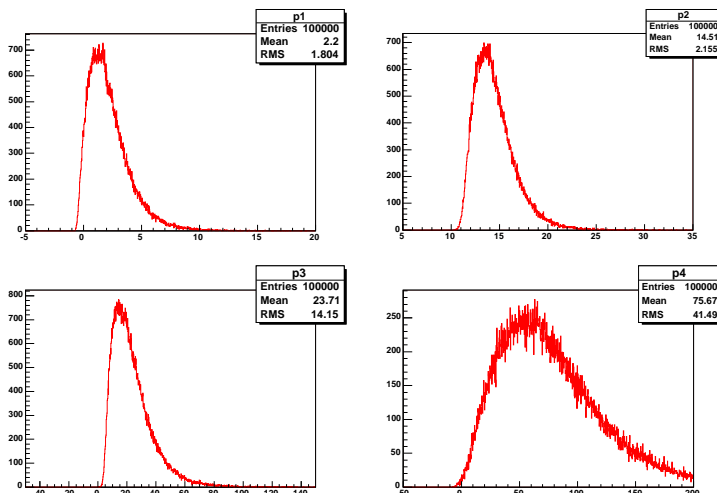


FIG. 5.17 – *Distribution des quatre paramètres de l'ajustement donné par (Eq. 5.39) pour G_M^n . Les distributions sont obtenues à l'aide de la méthode de Monte carlo.*

Ci-après (figure 5.18), nous présentons deux histogrammes pour G_M^n correspondant à deux valeurs de $Q^2 = 0.1$ et $0.23(\text{GeV}/c)^2$.

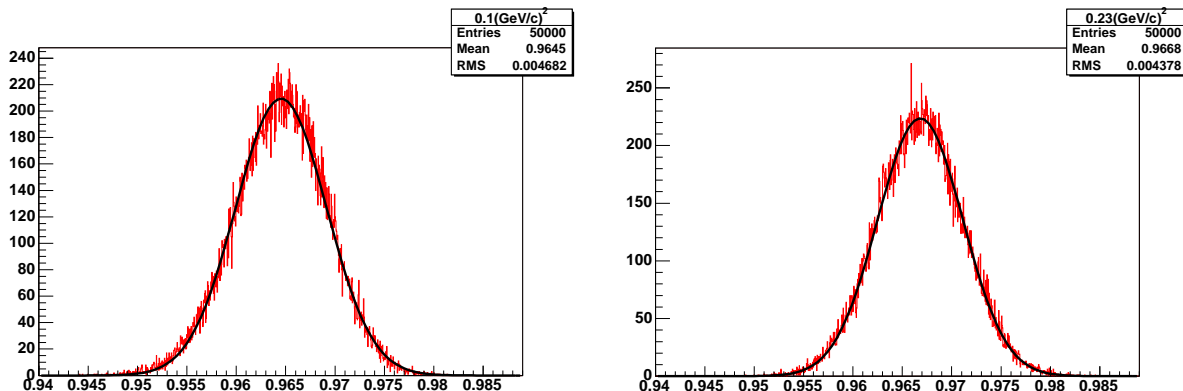


FIG. 5.18 – *Distributions du facteur de forme $G_M^n / G_D / \mu_n$ à deux $Q^2 = 0.1$ (à gauche) $Q^2 = 0.23$ (à droite) en utilisant la paramétrisation (Eq 5.39). La figure montre l'histogramme et la courbe de répartition approchée.*

La table (5.12) donne les erreurs relatives sur le facteur de forme magnétique du neutron pour certaines valeurs de Q^2 . L'erreur est pratiquement de l'ordre de 0.5% si on se limite à des Q^2 concernant les expériences de violation de parité.

$Q^2 (GeV/c)^2$	\underline{G}_M^n	$\pm\Delta\underline{G}_M^n$	$\pm\Delta\underline{G}_M^n/\underline{G}_M^n$ (%)
0.10000	0.964766	0.005034	0.522
0.23000	0.966615	0.005108	0.528
0.48000	0.100608	0.005327	0.529

TAB. 5.12 – Résultats du calcul par méthode de Monte Carlo, avec la définition $\underline{G}_M^n \equiv \frac{G_M^n}{\mu_n G_D}$

5.5.4 Facteur de forme électrique du neutron

La méthode de Monte Carlo utilise dans le cas du facteur de forme électrique du neutron G_E^n , la forme analytique (Eq. 5.40). La recherche des paramètres est réduite aux deux paramètres A et B . La figure (5.19) présente alors les distributions résultantes des paramètres A et B .

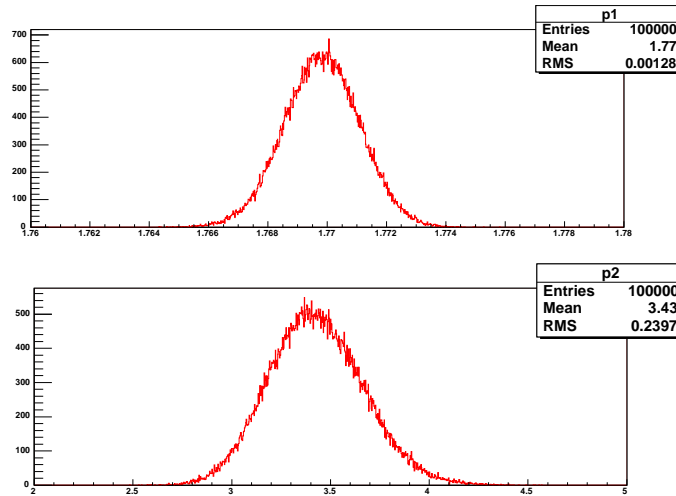


FIG. 5.19 – Distribution des deux paramètres A, B de l'ajustement donné par (Eq. 5.40) pour G_E^n . La distribution est obtenue à l'aide de la méthode de Monte carlo.

De même pour le facteur de forme électrique du neutron G_E^n , nous présentons les deux histogrammes pour deux $Q^2 = 0.1$ et $0.23(GeV/c)^2$ (figure 5.20).

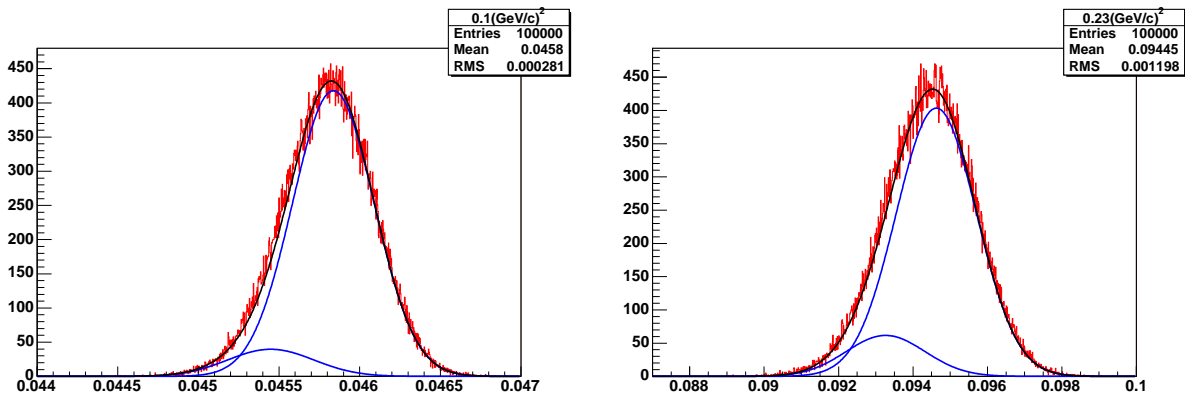


FIG. 5.20 – Distributions du facteur de forme G_E^n / G_D à deux $Q^2 = 0.1$ (à gauche) $Q^2 = 0.23$ (à droite) en utilisant la paramétrisation (Eq 5.40). La figure montre l'histogramme et la courbe de répartition approchée. La courbe en noir correspond à la somme des deux courbes en bleu.

La distribution du facteur de forme électrique du neutron est légèrement dissymétrique. La statistique de 50000 tirages permet de trouver la valeur moyenne et la largeur à mi-hauteur dont les valeurs sont indiquées dans la table (5.13). Un fit par une forme gaussienne est acceptable mais pour bien montrer la déviation à une telle forme nous avons essayé de trouver une forme analytique plus correcte. Si on ajuste la partie droite de la distribution par une forme gaussienne, on ne peut ajuster correctement la partie gauche. La différence dans cette partie gauche entre la distribution originale et la gaussienne ajustée sur la partie droite peut être approximée aussi par une gaussienne. En conclusion, la distribution originale est mieux reproduite par une somme de deux gaussiennes que par une seule mais dans la suite des calculs, on admettra que même pour le facteur de forme électrique du neutron, la distribution peut être approchée par une seule gaussienne. L'erreur qui s'en déduit est complètement négligeable.

$Q^2 (GeV/c)^2$	\underline{G}_E^n	$\pm\Delta\underline{G}_E^n$	$\pm\Delta\underline{G}_E^n / \underline{G}_E^n$ (%)
0.10000	0.045807	0.000361	1.03
0.23000	0.094477	0.000850	1.58
0.48000	0.164502	0.000152	2.61

TAB. 5.13 – Résultats du calcul par méthode de Monte Carlo, avec la définition $\underline{G}_E^n \equiv \frac{G_E^n}{G_D}$

5.5.5 Conclusion

La méthode de Monte Carlo est une application efficace pour notre analyse statistique. Elle permet d'inclure toutes les corrélations entre les coefficients de régression. Cette méthode offre pour chaque paramètre d'ajustement sa distribution correspondante qu'aucune autre méthode ne peut fournir en l'absence d'une fonction de répartition. Le grand avantage d'une telle entreprise réside dans le fait que la méthode fournit pour chaque facteur de forme du nucléon sa distribution quelque soit Q^2 .

Dans le cas du facteur de forme magnétique du proton ($G_M^p / (\mu_p G_D)$), nous avons montré que les erreurs relatives sur le facteur de forme calculées en faisant propager les erreurs des coefficients de régression sont compatibles avec les erreurs simulées si on se limite à des moments de transfert Q^2 petits. A grand Q^2 , les corrélations d'ordre supérieur entre les paramètres peuvent être incriminées comme étant responsables de l'écart entre les erreurs simulées et estimées par la propagation des erreurs (figure 5.21).

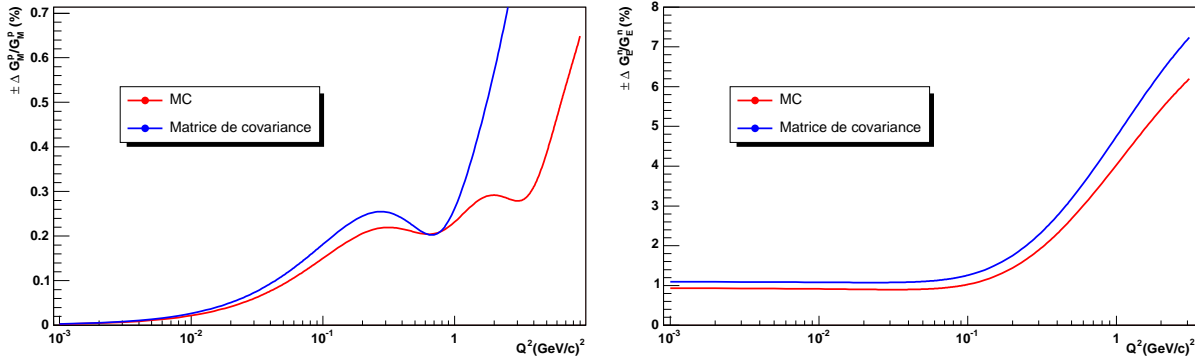


FIG. 5.21 – *Comparaison entre les erreurs obtenues par la méthode de Monte Carlo et les erreurs estimées à l'aide de la propagation des erreurs au premier ordre. Figure de gauche : facteur de forme magnétique du proton. Figure de droite : facteur de forme électrique du neutron.*

Pratiquement, pour calculer l'erreur relative sur les facteurs de forme pour une continuité de valeurs de Q^2 , nous avons enregistré toutes les valeurs des paramètres des facteurs de forme dans des fichiers informatiques. En relisant ces fichiers, nous pouvons ainsi calculer pour n'importe quelle valeur de Q^2 les valeurs centrales des facteurs de forme ainsi que leurs erreurs associées. L'idée d'utiliser la méthode de Monte Carlo semble justifiée. Le calcul est plus exact. Par ailleurs, elle résout le problème des corrélations entre les coefficients de régression.

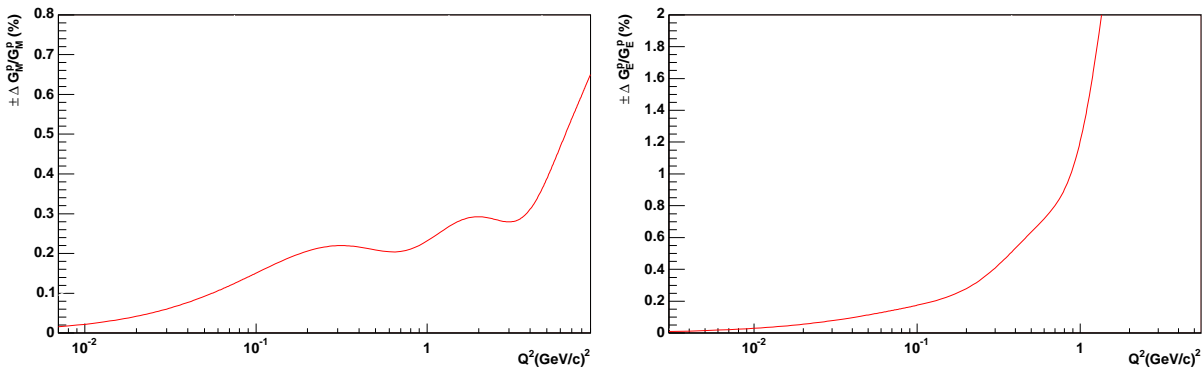


FIG. 5.22 – *Erreurs relatives en pourcent en fonction de Q^2 pour les facteurs de forme électromagnétiques du proton.*

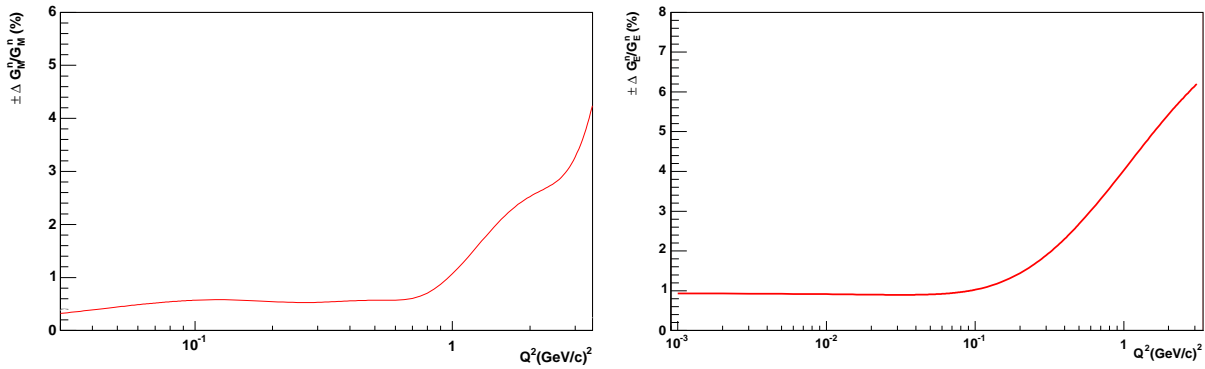


FIG. 5.23 – Erreurs relatives en pourcent en fonction de Q^2 pour les facteurs de forme électromagnétiques du neutron.

Les figures (5.22) et (5.23) sont le résultat de la simulation de 50000 événements (la limitation de la mémoire informatique). Si on considère la région de Q^2 correspondant aux expériences de la violation de la parité $0.1 < Q^2 < 1(\text{GeV}/c)^2$, l'erreur relative est de l'ordre (0.15%–0.2%) pour G_M^p . Dans le cas du facteur de forme électrique du proton, l'erreur relative varie entre (0.17%–1.2%). D'autre part, l'incertitude estimée dans le cas du facteur de forme magnétique du neutron est environ (0.5%–1%) et dans le cas du facteur de forme électrique du neutron, l'erreur est de l'ordre (1%–4%).

Les erreurs obtenues sur les facteurs de forme électromagnétiques par la méthode de Monte Carlo sont petites. Rappelons que l'objectif est l'extraction des quantités G_E^s et G_M^s avec leurs incertitudes ΔG_E^s et ΔG_M^s . Nous allons développer dans le paragraphe suivant les arguments qui indiquent que les erreurs sur ces facteurs de forme électromagnétiques peuvent être plus grandes que celles trouvées ci-dessus et qu'elles ne constituent pas une limite supérieure raisonnable des incertitudes sur ces facteurs de forme. Nous allons en conséquence développer une méthode complémentaire donnant une limite supérieure mais néanmoins réaliste des erreurs sur les facteurs de forme électromagnétiques.

5.6 Erreurs sur les facteurs de forme du nucléon - Recherche du domaine d'incertitudes

La méthode de Monte-Carlo que nous avons décrite dans le paragraphe précédent nous a permis de quantifier les erreurs sur les facteurs de forme du nucléon. Les erreurs que nous avons trouvées, à partir d'une certaine sélection de données expérimentales, sont petites. Dans le domaine qui nous intéresse plus particulièrement ($Q^2 \leq 1(\text{GeV}/c)^2$), elle est inférieure à 1% pour les facteurs de forme électrique et magnétique du proton et le facteur de forme magnétique du neutron. Pour le facteur de forme électrique du neutron, elle reste inférieure à 4% dans ce domaine et est de l'ordre de 1,5% à $Q^2 = 0.25(\text{GeV}/c)^2$. La raison principale pour laquelle on trouve des valeurs aussi petites est que les recherches sont faites avec des contraintes imposées

par la physique, notamment lorsque $Q^2 \rightarrow 0$. Parmi tous les paramètres, au moins l'un d'entre eux a pratiquement sa valeur fixée.

Toutes les collaborations impliquées dans les expériences de la violation de la parité (SAMPLE, HAPPEX, PVA4 et G^0) ont estimé dans leur publication ou dans différentes conférences des erreurs plus importantes, au moins par un facteur deux et même beaucoup plus en ce qui concerne le facteur de forme électrique du neutron. En général, ces valeurs sont estimées à partir des erreurs expérimentales dans le domaine en Q^2 considéré. Dans ce genre d'évaluation, on ne tient pas compte des contraintes qui sont susceptibles de réduire les erreurs d'une manière considérable.

L'étude de l'influence des erreurs des facteurs de forme électromagnétiques sur l'extraction des facteurs de forme étranges sera effectuée dans le chapitre suivant. Néanmoins, il est très important de connaître une limite supérieure des erreurs sur les facteurs de forme électromagnétiques du nucléon pour être sûr de la détermination des facteurs de forme étranges. Ces limites supérieures doivent avoir la propriété d'inclure certains aspects des données et de l'analyse qui n'ont pas été prises en compte jusqu'à présent. D'abord, il faut remarquer que mêmes dans les données qui ont été retenues, il existe une grande dispersion dans certains domaines de Q^2 et que dans certaines régions de Q^2 , l'écart entre la courbe théorique et les valeurs expérimentales est très grand car les données sont presque incompatibles. Cela signifie ou bien que des mesures ultérieures pourraient changer les valeurs des paramètres trouvées ou bien qu'il existe des variations locales des facteurs de forme qui ne peuvent pas être prises en compte par la forme analytique que nous avons choisie. Le but de ce paragraphe est d'évaluer des erreurs conservatives mais réalistes sur les facteurs de forme. Pour cela, on va faire une étude statistique des données expérimentales et des valeurs théoriques. On considère qu'une valeur expérimentale et une valeur théorique, à une valeur de Q^2 fixée, sont compatibles lorsque l'intersection des intervalles $[F_{exp} - \Delta F_{exp}, F_{exp} + \Delta F_{exp}]$ et $[F_{th} - \Delta F_{th}, F_{th} + \Delta F_{th}]$ est non nulle. Nous avons vu dans ce paragraphe qu'une gaussienne est une très bonne approximation de la distribution des facteurs de forme G_M^p , G_E^p , G_M^n et G_E^n . Comme la valeur de l'intégrale

$$\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{x_0-1.177\sigma}^{x_0+1.177\sigma} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} dx = 0.7608 \simeq 0.76, \quad (5.44)$$

nous allons rechercher l'erreur $\Delta F_{th}(Q^2)$, comme étant la plus petite valeur supérieure ou égale à $\Delta F_{MC}(Q^2)$ telle que dans un domaine en Q^2 choisi, au moins 76% des valeurs expérimentales et théoriques sont compatibles. Nous avons choisi trois domaines en Q^2 : le premier domaine $0 < Q^2 < 0.1(GeV/c)^2$ (noté I) concerne les mesures à très petite valeur de quadri-moment transféré, le second domaine $0.1 \leq Q^2 \leq 1(GeV/c)^2$ (noté II) correspond plus particulièrement aux expériences de violation de la parité et enfin le troisième domaine est constitué par les valeurs de $Q^2 > 1(GeV/c)^2$ (noté III).

Dans la table (5.14), nous donnons le nombre de valeurs expérimentales dans chacun des domaines ainsi définis. On remarquera que dans le premier domaine, le nombre de valeurs expérimentales pour le facteur de forme électrique du neutron est la somme des valeurs obtenues directement par diffusion sur une cible de deutérium 2D ou d'hélium 3He et par les huit mesures du rayon carré moyen du neutron à partir de la mesure de la longueur de diffusion neutron-électron b_{ne} .

$G(Q^2)$	$0 < Q^2 < 0.1(\text{GeV}/c)^2$	$0.1 \leq Q^2 \leq 1(\text{GeV}/c)^2$	$Q^2 > 1(\text{GeV}/c)^2$
	I	II	III
G_M^p	11	27	35
G_E^p	18	19	10
G_M^n	1	13	4
G_E^n	2 + 8	14	5

TAB. 5.14 – Nombre de données expérimentales dans chacun des domaines en Q^2 pour les quatre facteurs de forme du nucléon.

Dans une première phase, nous avons étudié comment les erreurs obtenues par la méthode de Monte Carlo sont modifiées en tenant compte du critère de compatibilité. Dans ce cas, la forme de l'erreur relative est déjà donnée sur les figures (5.22) et (5.23) mais la valeur obtenue peut être modifiée. Dans une seconde phase, nous avons essayé de tenir compte explicitement des dispersions dans les mesures expérimentales. Dans cette seconde méthode qui sera exposée dans un paragraphe ultérieur, même la forme de la variation de l'erreur relative avec Q^2 peut être différente de celle trouvée par la méthode de Monte Carlo.

5.6.1 Erreur avec la méthode de Monte Carlo modifiée

Sans changer la forme de l'erreur relative sur les facteurs de forme, nous allons faire varier l'erreur théorique de Monte Carlo jusqu'à atteindre 76% de recouvrement entre les données expérimentales et les barres d'erreur théoriques simulées. Pour cela, la variation de l'erreur relative est donnée par :

$$\Delta F_{th} = \Delta F_{MC}(1 + \delta) \quad (5.45)$$

où δ est une variation élémentaire affectée à l'erreur simulée. Dans ce contexte, l'idée est de rechercher la valeur de δ telle que 76% des données expérimentales pour chacun des quatre facteurs de forme interfèrent avec l'intervalle $[F_{th} - \Delta F_{th}, F_{th} + \Delta F_{th}]$. La table (5.15) présente cette valeur de δ pour les trois facteurs de forme G_M^p , G_E^p et G_M^n . Le domaine du transfert de moment qui nous concerne plus particulièrement dans les expériences de la violation de parité est défini par $0 \leq Q^2 \leq 1(\text{GeV}/c)^2$ et est noté (I+II).

	δ	I	II	III	I+II
G_M^p	0.23	0.73	0.92	1.0	0.86
G_E^p	0.0	0.89	0.84	1.0	0.86
G_M^n	0.0	0.0	0.92	1.0	0.86

TAB. 5.15 – Valeurs de δ correspondant à un minimum de 76% de compatibilité entre les données théoriques et expérimentales pour les trois facteurs de forme G_M^p , G_E^p et G_M^n . Par exemple, avec $\delta = 0.23$, la grandeur G_M^p est compatible à 73% dans la région I, 92% dans la région II, 100% dans la région III et 86% dans la région I+II.

Comme le rayon carré moyen du neutron intervient dans la paramétrisation des données du facteur de forme du neutron, nous allons imposer le critère de compatibilité aux résultats de rayon carré moyen extraits de la paramétrisation utilisée (Eq.5.40) avec les mesures expérimentales. Cependant, faire varier l'erreur relative de Monte Carlo ne donne pas accès à la variation de l'erreur du rayon carré moyen théorique. Nous avons vu précédemment dans le paragraphe 5.5.5 que les incertitudes sur les facteurs de forme obtenues avec la propagation des erreurs présentent une bonne approximation des résultats obtenus à l'aide de la méthode Monte Carlo à des moments transférés Q^2 faibles. Dans le cas du facteur de forme électrique l'expression (5.17) s'écrit :

$$\sigma_{G_E^n}^2 = \left(\frac{\partial G_E^n}{\partial A}\right)^2 \sigma_A^2 + \left(\frac{\partial G_E^n}{\partial B}\right)^2 \sigma_B^2 + 2 \sum_{i < j} \frac{\partial G_E^n}{\partial A} \frac{\partial G_E^n}{\partial B} r_{AB} \sigma_A \sigma_B \quad (5.46)$$

Dans ce schéma, si on considère que les paramètres de l'ajustement A et B varient de la même façon selon :

$$\Delta a_i = \Delta a_i^{(0)}(1 + \delta) \quad (5.47)$$

et en remplaçant cette expression dans (Eq.5.46), on peut relier la variation de l'erreur des paramètres à celle du facteur de forme électrique du neutron. Comme le rayon carré moyen théorique $\langle r_n^{2(0)} \rangle$ est fonction du paramètre $A^{(0)}$, on peut conclure que l'erreur relative du facteur de forme G_E^n et l'erreur théorique du rayon carré moyen varient de la même façon. On peut écrire alors :

$$\Delta \langle r_n^2 \rangle = \Delta \langle r_n^{2(0)} \rangle (1 + \delta)$$

Dans la table (5.16), nous présentons certaines valeurs de δ pour lesquelles nous avons un minimum de compatibilité de 76% entre les données expérimentales et théoriques du facteur de forme G_E^n . La recherche de la quantité δ tient compte de la compatibilité des intervalles expérimental et théorique des données du rayon carré moyen.

	δ	r_n^2	I	II	III	I+II	I+II+ r_n^2
G_E^n	0.	6	1.0	1.0	0.8	1.0	0.80

TAB. 5.16 – Valeurs de δ correspondant à un minimum de 76% de compatibilité entre les données théoriques et expérimentales pour le facteur de forme G_E^n incluant la compatibilité des mesures du rayon carré moyen avec ses valeurs théoriques.

5.6.1.1 Conclusion

Le but de cette étude statistique est d'avoir une première idée sur l'ordre de grandeur de l'erreur relative pour laquelle nous avons une grande compatibilité entre les données expérimentales et les données théoriques pour les quatre facteurs de forme. A l'exception du facteur de forme électrique du neutron, nous avons fait une analyse systématique pour G_M^p , G_E^p et

G_M^n . Cette analyse a consisté à faire varier l'erreur relative estimée par la méthode de Monte Carlo (sans changer la forme) jusqu'à atteindre un minimum de compatibilité de 76%. Dans cette condition, nous avons choisi de faire varier linéairement l'erreur de Monte Carlo (Eq.5.45) et rechercher la valeur optimum de δ . Si on se limite à la gamme de Q^2 correspondant aux expériences de violation de la parité $0.1 < Q^2 < 1 (GeV/c)^2$ et pour avoir 76% de données théoriques compatibles avec les mesures expérimentales, l'erreur relative du facteur de forme magnétique du proton G_M^p est de l'ordre de (0.18% – 0.28%) ($\delta = 0.23$). Dans le cas des facteurs de forme électrique du proton G_E^p et magnétique du neutron G_M^n , les erreurs relatives obtenues par la méthode de Monte Carlo : (0.17% – 1.2%) ($\delta = 0$) pour G_E^p et (0.5% – 1%) ($\delta = 0$) pour G_M^n suffisent au critère de compatibilité que nous avons imposé. Une étude statistique similaire est appliquée au facteur de forme électrique du neutron G_E^n incluant un critère de compatibilité entre le rayon carré moyen théorique et expérimental. Cette analyse nous a permis de conclure que environ 80% de mesures expérimentales se recouvrent avec les données calculées par la méthode de Monte Carlo modifiée par le paramètre $\delta = 0$. Pour Q^2 variant entre 0.1 et $1(GeV/c)^2$, l'erreur relative varie entre (1 – 4%). La variation de l'erreur relative pour chaque facteur de forme en fonction de Q^2 obtenue par cette méthode sera présentée à la fin de ce chapitre sur la figure (5.26).

5.6.2 Erreur avec “Enveloppes”

5.6.2.1 Description de la méthode

La méthode précédente (Monte Carlo modifiée) conduit à des erreurs très peu différentes de celles trouvées par la méthode de Monte Carlo. De plus, la variation avec Q^2 de l'erreur est de même forme que celle déduite de la méthode de Monte Carlo d'après la formule (5.46). Pour tenir compte de la dispersion des valeurs expérimentales des facteurs de forme électromagnétiques, nous avons développé une méthode qui doit tenir compte explicitement de cette dispersion. La procédure décrite maintenant s'adresse à un type de facteur de forme et doit être utilisée indépendamment pour les quatre facteurs de forme électromagnétiques. Dans un premier temps, on considère l'ensemble des données. La minimisation du $\tilde{\chi}^2$ conduit pour chaque valeur de Q^2 à un facteur de forme central $FF_{cent}(Q^2)$. Cette fonction est celle qui a été déterminée dans les paragraphes (5.4.2.2) et (5.4.2.3) suivant le type de facteur de forme. On peut alors définir deux classes de données selon que leurs centroïdes se trouvent au-dessus ou au-dessous de l'ajustement central. Dans un premier temps les données se trouvant au-dessous de l'ajustement $FF_{cent}(Q^2)$ seront retirées. Le programme procède à un ajustement des données restantes en utilisant la même fonction de minimisation que celle de l'ajustement central, ce qui nous va permettre de définir une courbe supérieure $FF_{sup}(Q^2)$. Réciproquement, les données dont les valeurs des centroïdes sont supérieures aux valeurs données par l'ajustement global des données seront retirées. La paramétrisation des données restantes en utilisant la même fonction de minimisation définira une courbe inférieure $FF_{inf}(Q^2)$.

Pour chacun des trois ensembles de données, on utilise la méthode de Monte Carlo définie dans les paragraphes précédents de manière à obtenir aussi les erreurs sur $FF_{cent}(Q^2)$, $FF_{sup}(Q^2)$ et $FF_{inf}(Q^2)$ qui seront notées respectivement $\delta F_{cent}(Q^2)$, $\delta F_{sup}(Q^2)$ et $\delta F_{inf}(Q^2)$.

Nous allons détailler cette méthode dans le cas du facteur de forme magnétique du proton.

L'ensemble des données est identique à celui utilisé dans les paragraphes précédents. La figure (5.24) montre les trois courbes théoriques correspondant à $FF_{cent}(Q^2)$ (en noir), à $FF_{inf}(Q^2)$ (en vert) et à $FF_{sup}(Q^2)$ (en rouge).

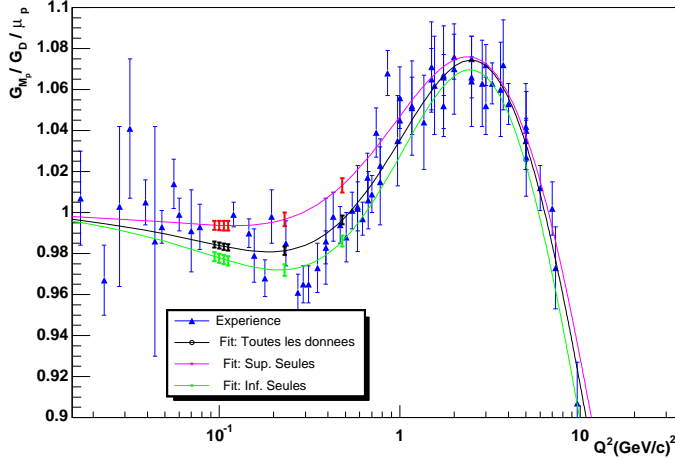


FIG. 5.24 – *Evaluation des erreurs sur le facteur de forme magnétique ($G_M^p / G_D / \mu_p$) en utilisant la méthode des enveloppes. L'étude considère toutes les données correspondant à un Q^2 variant entre 0 et 33 $(\text{GeV}/c)^2$.*

On peut alors définir les quantités

$$FF_{max}(Q^2) = FF_{sup}(Q^2) + \delta F_{sup}(Q^2) \quad (5.48)$$

$$FF_{min}(Q^2) = FF_{inf}(Q^2) - \delta F_{inf}(Q^2) \quad (5.49)$$

Maintenant que nous avons trois courbes de références FF_{min} , FF_{cent} et FF_{max} , nous allons caractériser le domaine d'incertitude, pour chaque valeur de Q^2 , par une gaussienne de déviation standard σ dont le calcul est décrit ci-dessous. Dans une première étape, on définit $\delta F(Q^2)$ par :

$$\delta F(Q^2) = \frac{\sqrt{\left(FF_{max}(Q^2) - FF_{cent}(Q^2)\right)^2 + \left(FF_{cent}(Q^2) - FF_{inf}(Q^2)\right)^2}}{\sqrt{2}} \quad (5.50)$$

puis les quantités $X_{min}(Q^2)$ et $X_{max}(Q^2)$:

$$X_{min}(Q^2) = FF_{cent}(Q^2) - \delta F(Q^2) \quad (5.51)$$

$$X_{max}(Q^2) = FF_{cent}(Q^2) + \delta F(Q^2) \quad (5.52)$$

Ces deux quantités sont deux grandeurs de base qui nous permettent de définir la largeur de la gaussienne cherchée. Par construction, elles tiennent compte de la dispersion des valeurs expérimentales des facteurs de forme. Le centroïde de la distribution sera donné par la valeur de $FF_{cent}(Q^2)$.

Pour X_{min} et X_{max} fixés, la probabilité I que le facteur de forme x ait une valeur comprise entre X_{min} et X_{max} est égale à l'intégrale :

$$I = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{X_{min}}^{X_{max}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} dx \quad (5.53)$$

avec $x_0 = FF_{cent}$. En faisant le changement de variable $y = \frac{x-x_0}{\sigma}$, on voit que cette probabilité dépend uniquement du paramètre ρ

$$I = I(\rho) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\rho}^{+\rho} e^{-\frac{y^2}{2}} dy \quad \text{avec } \rho = \frac{X_{max} - x_0}{\sigma} \quad (5.54)$$

Les valeurs de ρ correspondant aux probabilités $I(\rho)$ comprises entre 0.5 et 1 sont présentées dans la figure (5.25). La valeur de σ est alors obtenue en utilisant la relation

$$\sigma = \frac{X_{max} - x_0}{\rho} = \frac{X_{max} - X_{min}}{2\rho} \quad (5.55)$$

La table (5.17) présente les valeurs de ρ pour certaines valeurs de probabilité.

Probabilité	ρ
0.50	0.67
0.55	0.75
0.60	0.84
0.68	0.99
0.70	1.03
0.76	1.17
0.80	1.28
0.90	1.64
0.99	2.57

TAB. 5.17 – Valeurs de ρ correspondant à certaines valeurs de probabilité.

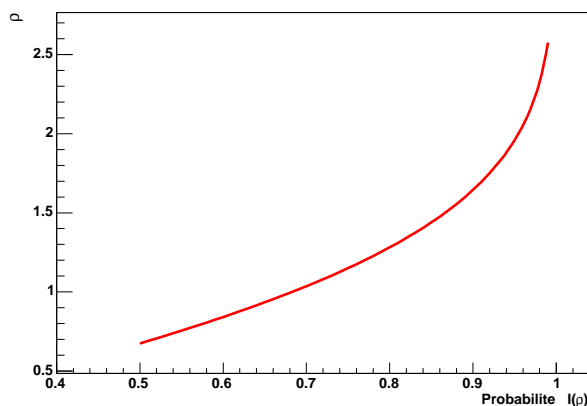


FIG. 5.25 – Valeurs de ρ pour certaines valeurs de probabilité. L'estimation de barres d'erreurs sur les facteurs de forme utilise la valeur de ρ correspondant à une valeur de probabilité $I(\rho) = 68\%$.

Ici, nous présentons une relation très pratique pour estimer les erreurs sur les facteurs de forme pour n'importe quelle valeur de probabilité x . Pour cela, il suffit de connaître les erreurs calculées pour une probabilité de 68% correspondant à une valeur de ρ donnée.

$$\frac{\Delta y_{68\%}}{\Delta y_{x\%}} = \frac{\rho_{x\%}}{\rho_{68\%}} \tag{5.56}$$

5.6.2.2 Etude statistique

Pour chaque facteur de forme électromagnétique du nucléon, nous avons estimé précédemment une erreur théorique correspondant à des valeurs de probabilité. Cependant, une étude statistique est nécessaire pour déterminer la valeur de probabilité que nous allons utiliser dans l'analyse des données pour extraire la contribution des facteurs de forme étranges. Cette étude utilise le critère de compatibilité entre les données expérimentales et les données calculées. Dans ce sens, les erreurs estimées pour les facteurs de forme correspondant à une certaine valeur de probabilité seront considérées comme étant compatibles s'il y a recouvrement avec les données expérimentales. Le choix de la valeur de la probabilité est conditionné par un degré de compatibilité supérieur ou égal à 76%.

	<i>prob</i>	I	II	III	I+II
G_M^p	0.50	0.72	0.96	1.0	0.89
	0.76	0.72	0.96	1.0	0.89
	0.81	0.72	0.92	1.0	0.86
	0.87	0.72	0.88	1.0	0.84
	0.93	0.72	0.85	0.97	0.81
	0.94	0.72	0.81	0.97	0.78
	0.96**	0.72	0.78	0.97	0.76
	0.98	0.64	0.78	0.97	0.73
G_E^p	0.50	1.0	1.0	1.0	1.00
	0.65	0.94	1.0	1.0	0.97
	0.71	0.94	0.94	1.0	0.94
	0.76	0.94	0.94	1.0	0.94
	0.82	0.94	0.89	1.0	0.91
	0.94	0.88	0.89	1.0	0.89
	0.99**	0.88	0.89	1.0	0.89
G_M^n	0.50	1.0	1.0	1.0	1.0
	0.76	1.0	1.0	1.0	1.0
	0.95	0.0	1.0	1.0	0.92
	0.97**	0.0	0.92	1.0	0.85
	0.99	0.0	0.92	1.0	0.85

TAB. 5.18 – Degré de compatibilité entre les données théoriques et expérimentales pour les trois facteurs de forme G_M^p , G_E^p et G_M^n pour certaines valeurs de probabilité. Les symboles I, II, III et I+II qui correspondent à différents domaines en Q^2 sont définis dans le paragraphe (5.6)

Pour chaque valeur de probabilité, on compte le nombre de recouvrements entre les données expérimentales et les données calculées. Cette étude sera faite d'une façon systématique pour les trois facteurs de forme G_M^p , G_E^p et G_M^n . Pour le facteur de forme électrique du neutron on rajoute une condition supplémentaire sur les données du rayon carré moyen. La table (5.18) présente le degré de compatibilité entre les données expérimentales et théoriques des facteurs de forme pour chaque valeur de probabilité.

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe (5.6.1), l'étude statistique des données du facteur de forme électrique du neutron fait intervenir le critère de compatibilité des données expérimentales et théoriques du rayon carré moyen. Nous présentons dans la table (5.19) le degré de compatibilité entre les données expérimentales et calculées en fonction des valeurs de probabilité.

	<i>prob</i>	r_n^2	I	II	III	I+II	I+II+ r_n^2
G_E^n	0.50	8	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
	0.76	8	1.0	1.0	0.8	1.0	1.0
	0.97**	8	1.0	1.0	0.8	1.0	1.0

TAB. 5.19 – Valeurs de probabilités correspondant à un minimum de 76% de compatibilité entre les données théoriques et expérimentales pour le facteur de forme G_E^n incluant la compatibilité des mesures du rayon carré moyen avec les valeurs théoriques.

En conclusion de ce paragraphe, nous donnons la valeur de la probabilité $I(\rho)$ associée à chaque facteur de forme telle que la condition de compatibilité soit vérifiée entre les données expérimentales et le calcul théorique. Pour le facteur de forme magnétique du proton, une valeur de probabilité de $I(\rho) = 0.96$, pour le facteur de forme électrique du proton, une valeur de probabilité $I(\rho) = 0.99$, pour le facteur de forme magnétique du neutron $I(\rho) = 0.97$ et pour le facteur de forme électrique du neutron $I(\rho) = 0.97$ suffisent pour atteindre 76% de recouvrement entre les données théoriques et expérimentales.

5.6.2.3 Conclusion

Le principe de la démarche est basé essentiellement sur la méthode de Monte Carlo pour extraire les erreurs sur les facteurs de forme du nucléon avec séparation des données en deux classes. L'erreur relative traduit la dispersion des données expérimentales. Pour les énergies des expériences de violation de parité correspondant à des moments transférés Q^2 s'étalant entre $0.1 - 1(\text{GeV}/c)^2$, l'incertitude estimée pour le facteur de forme magnétique du proton varie de 0.6 – 1%. Dans le cas du facteur de forme électrique du proton, l'erreur est de l'ordre de (0.3 – 3%). D'autre part, la valeur de l'erreur relative du facteur de forme magnétique du neutron s'étend entre (0.8 – 1%). Finalement, on peut estimer l'incertitude sur le facteur de forme électrique du neutron à environ (3 – 10%). La figure (5.26) résume graphiquement les résultats de notre analyse.

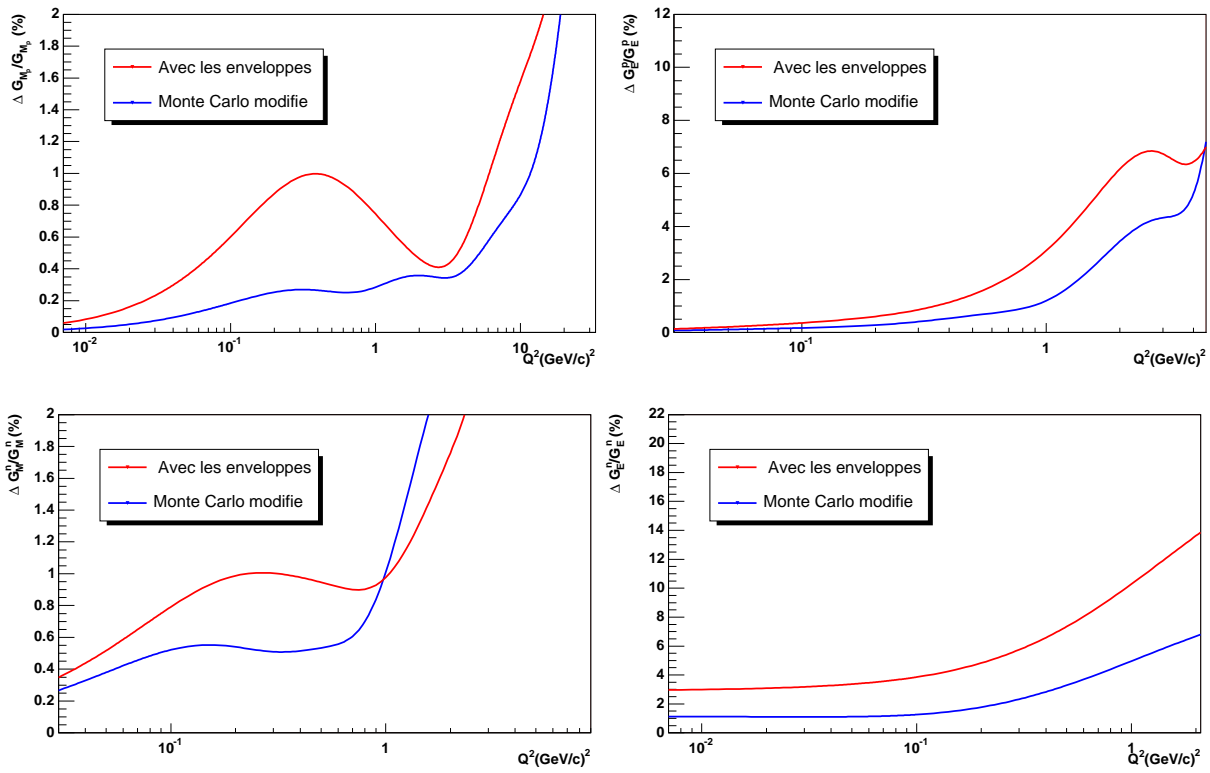


FIG. 5.26 – *Erreur relative en pourcent en fonction de Q^2 pour les facteurs de forme électromagnétiques du nucléon. Un minimum de 76% de compatibilité est exigé entre les données expérimentales et les valeurs théoriques.*

La méthode nous a permis de prédire des intervalles de confiance plus réalistes autour des facteurs de forme pour des moments transférés mesurés et non mesurés.

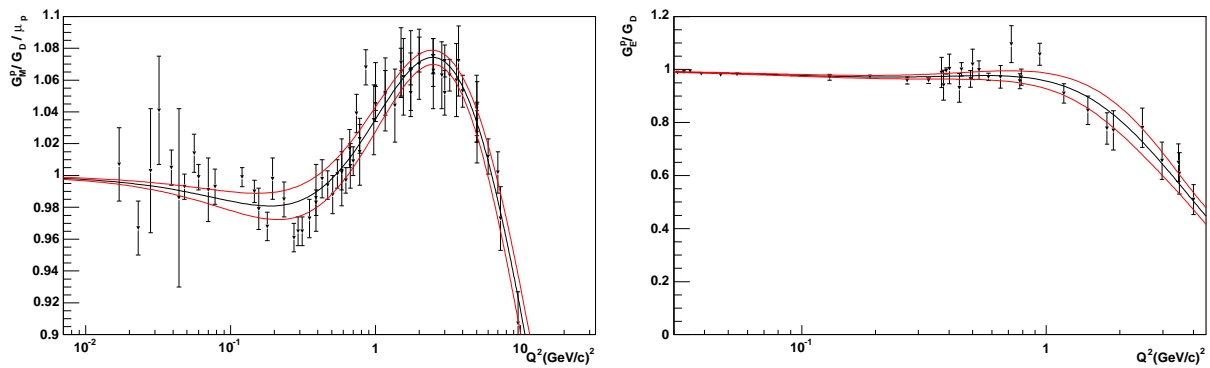


FIG. 5.27 – *Variation avec Q^2 des erreurs sur les facteurs de forme électromagnétiques du proton par la méthode des enveloppes. Figure de gauche : résultats pour le facteur de forme magnétique du proton. Figure de droite : résultats pour le facteur de forme électrique du neutron.*

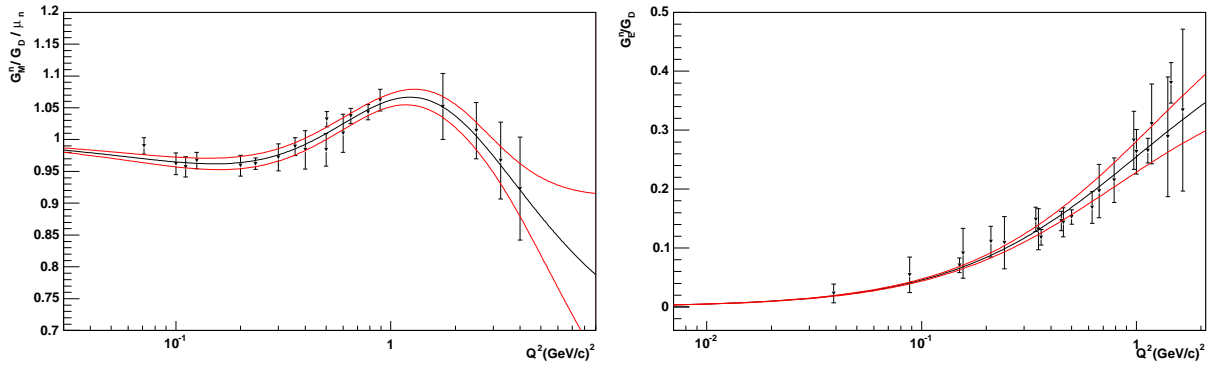


FIG. 5.28 – Variation avec Q^2 des erreurs sur les facteurs de forme électromagnétiques du neutron par la méthode des enveloppes. Figure de gauche : résultats pour le facteur de forme magnétique du neutron. Figure de droite : résultats pour le facteur de forme électrique du neutron.

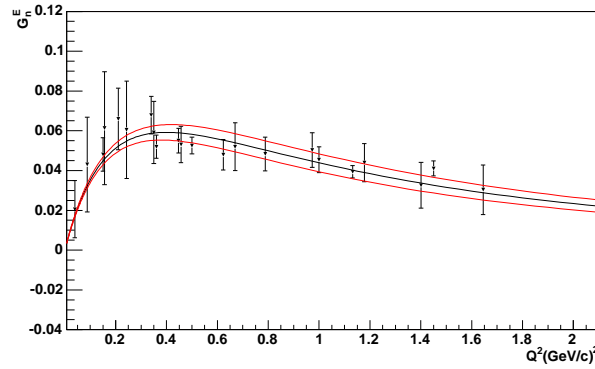


FIG. 5.29 – Variation avec Q^2 des erreurs sur le facteur de forme électrique du neutron par la méthode des enveloppes. Les valeurs de Q^2 sont en échelle linéaire.

En plus de la communauté de la violation de la parité, les résultats obtenus peuvent être utiles à l'ensemble des expérimentateurs utilisant les facteurs de forme électromagnétiques du nucléon. Les deux collaborations G^0 et $HAPPEX$ prévoient des mesures d'asymétries de violation de parité aux angles arrière à un quadrivecteur de moment transféré $Q^2 = 0.63(GeV/c)^2$. Notre analyse montre qu'à $Q^2 = 0.63(GeV/c)^2$ les barres d'erreurs sur les facteurs de forme sont grandes et particulièrement sur les facteurs de forme électriques du nucléon. Dans le but d'extraire le contenu étrange du nucléon avec plus de précision, il serait intéressant que les prochaines campagnes de mesures des facteurs de forme s'investissent dans cette région de Q^2 .

Chapitre 6

Extraction du contenu étrange du proton

Dans le chapitre 4, les asymétries physiques ont été déterminées dans la diffusion élastique d'électrons polarisés longitudinalement sur proton à Q^2 fixé pour les angles avant et arrière. La différence entre l'asymétrie mesurée \mathcal{A}^{PV} et l'asymétrie non étrange \mathcal{A}'_0 calculée dans le modèle standard permet d'isoler la contribution du quark étrange aux facteurs de forme du nucléon. Nous reprenons encore une fois l'expression de la combinaison des facteurs de forme étranges (Eq. 5.8) déjà citée au début du chapitre 5.

$$\left[\frac{\mathcal{A}^{PV}(\vec{e}p) - \mathcal{A}'_0(\vec{e}p)}{X_E^s(\vec{e}p)} \right]_{(av, ar)} = G_E^s + \left[\varpi_M(\vec{e}p) \right]_{(av, ar)} G_M^s, \quad (6.1)$$

$$\text{avec } \left[\varpi_M(\vec{e}p) \right]_{(av, ar)} = \left[\frac{X_M^s(\vec{e}p)}{X_E^s(\vec{e}p)} \right]_{(av, ar)} \quad (6.2)$$

L'équation (6.1) dépend de la cinématique de la diffusion, selon qu'on se met dans les conditions des angles avant (*av*) ou arrière (*ar*). Effectivement, la mesure de \mathcal{A}^{PV} dans les deux cas de diffusion permet d'avoir un système de deux équations linéaires à deux inconnues G_E^s et G_M^s et de résoudre le système (séparation de Rosenbluth). Autrement dit, déterminer les contributions individuelles des quarks étranges aux facteurs de forme électrique et magnétique du proton.

La précision sur la contribution étrange dépend des incertitudes sur les termes (\mathcal{A}^{PV} , \mathcal{A}'_0 , $X_{E,M}^s$) de l'équation (6.1). Les méthodes habituelles pour l'extraction utilisent la propagation des erreurs pour estimer les erreurs sur les facteurs de forme étranges. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent 5, ces méthodes sont efficaces au premier ordre, mais présentent des limites aux ordres supérieurs. Nous allons alors utiliser la méthode de Monte Carlo pour l'extraction qui permet à la fois de tenir compte de toutes les corrélations entre les différents termes de l'asymétrie et de voir comment sont distribués les facteurs de forme étranges électrique G_E^s et magnétique G_M^s . A cette fin, il convient de déterminer les distributions de tous les termes intervenant dans le calcul de l'asymétrie de violation de parité \mathcal{A}^{PV} dans les deux cas de la cinématique avant (*av*) et arrière (*ar*). La distribution de l'asymétrie \mathcal{A}^{PV} est expérimentale. La distribution de l'asymétrie sans étrangeté \mathcal{A}'_0 peut être obtenue connaissant les incertitudes sur les facteurs de correction radiatives électrofaibles, les incertitudes sur les facteurs de correction introduites par Zhu et al [57] pour rendre compte des corrections radiatives anapolaires et les distributions des facteurs de forme électromagnétiques du nucléon $G_{E,M}^p$ et $G_{E,M}^n$ (chapitre 5).

La distribution des coefficients cinématiques X_E^s et X_M^s dépend également des distributions des facteurs de forme du nucléon et des distributions relatives à l'angle de diffusion $\theta_{e'}$ et au moment transféré Q^2 . Pour cela, nous allons utiliser le tirage Monte Carlo pour construire les distributions des grandeurs physiques (moment transféré Q^2 et angle de diffusion $\theta_{e'}$) dont dépendent tous les termes de l'expression (6.1) et les facteurs de corrections R_i^j impliquées dans le calcul de l'asymétrie. A l'aide de ces distributions résultantes, nous allons pouvoir extraire les distributions des facteurs de forme étranges en tenant compte de toutes les valeurs probables de ces différents termes et simultanément tenir compte des corrélations entre ces différents paramètres physiques.

Dans ce chapitre, l'importance est accordée à l'extraction de la contribution étrange aux facteurs de forme vecteur du proton en utilisant le tirage Monte Carlo. En outre, les résultats seront comparés à ceux d'autres expériences qui concernent la violation de la parité dans la diffusion élastique. Le chapitre prend fin avec une vue globale sur le programme futur de mesure de la collaboration PVA4.

6.1 Contribution de l'étrangeté au facteur de forme vecteur par la méthode de Monte Carlo

Dans cette partie, nous allons procéder à la détermination de la distribution de chaque terme intervenant dans le calcul de l'asymétrie. D'une façon systématique, nous allons présenter ces distributions dans les deux conditions de la détection (angles avant et arrière). La mesure expérimentale de PVA4 n'a pas accès aux distributions des grandeurs physiques $\theta_{e'}$ et Q^2 qui dépendent de la géométrie du dispositif expérimental. L'asymétrie mesurée est obtenue en moyennant les taux de comptages sur un domaine angulaire défini par la géométrie du calorimètre et la longueur de la cible. Les distributions de l'angle de diffusion et du quadrivecteur transférés sont calculées.

6.1.1 Moment quadrivecteur transféré Q^2

L'asymétrie de violation de parité mesurée \mathcal{A}^{PV} correspond à l'intégrale des événements élastiques produits dans la cible et détectés par le calorimètre. Elle est mesurée pour une certaine valeur moyenne du quadrivecteur de moment transféré. Cette valeur moyenne dépend de l'énergie du faisceau incident E_e et de l'angle de diffusion $\theta_{e'}$. Elle doit tenir compte de la variation d'énergie dans la cible due aux pertes par rayonnement et par ionisation. Elle doit inclure aussi l'effet du straggling angulaire sur la trajectoire de l'électron. De plus, elle doit tenir de la longueur de la cible (angle avant : 10 cm et angle arrière : 23.39 cm) et l'acceptance totale du détecteur. Finalement, elle est obtenue en pondérant le moment transféré Q^2 par la valeur de la section efficace différentielle dans la diffusion élastique électron - proton. Dans ces conditions, la formule approximative du moment transféré moyen s'écrit :

$$\langle Q^2 \rangle = \frac{\int dz \int Q^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega}{\int dz \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega} \quad (6.3)$$

La distribution du moment transféré Q^2 dépend de la distribution de l'angle de diffusion de l'électron $\theta_{e'}$ et de l'énergie du faisceau incident. La distribution de Q^2 est construite en discrétisant la longueur de la cible en positions d'interaction du faisceau avec les protons de la cible. Le détecteur de PVA4 est constitué de sept modules, maintenus dans des berceaux en aluminium, situés à 572 mm de l'axe du faisceau. Le calcul du moment transféré moyen est effectué en prenant une forme cylindrique exacte pour le détecteur. Chacune des couronnes (i) est définie par les coordonnées $Z_{min}^{(i)}$ et $Z_{max}^{(i)}$ des arêtes inférieures et supérieures à partir du point Z_0 de la cible et des limites angulaires des sept couronnes données dans la table (3.4), Z_0 étant la position dans la cible qui définit les angles zénithaux maximal et minimal du calorimètre.

Pour chaque position d'interaction correspondent deux angles polaires limites de diffusion. Ces angles sont choisis de telle façon à inclure l'acceptance angulaire du détecteur. Une fois les angles polaires limites associés à une position d'interaction donnée déterminés, une routine de calcul permet pour une énergie diffusée et un angle de diffusion donnés de calculer le produit de la section efficace de Born au sinus de l'angle de diffusion. Ce produit correspond à un poids qu'on affecte à chaque moment transféré Q^2 calculé. Au final, l'intégration est effectuée sur la position de l'interaction dans la cible et sur l'angle solide à partir du point d'interaction. Le détecteur bénéficie d'une symétrie azimutale. L'angle azimutal varie donc équiprobablement entre 0 et 2π . L'intégration se réduit à l'angle polaire qui varie entre deux angles limites déterminés à partir de la position de l'interaction dans la cible.

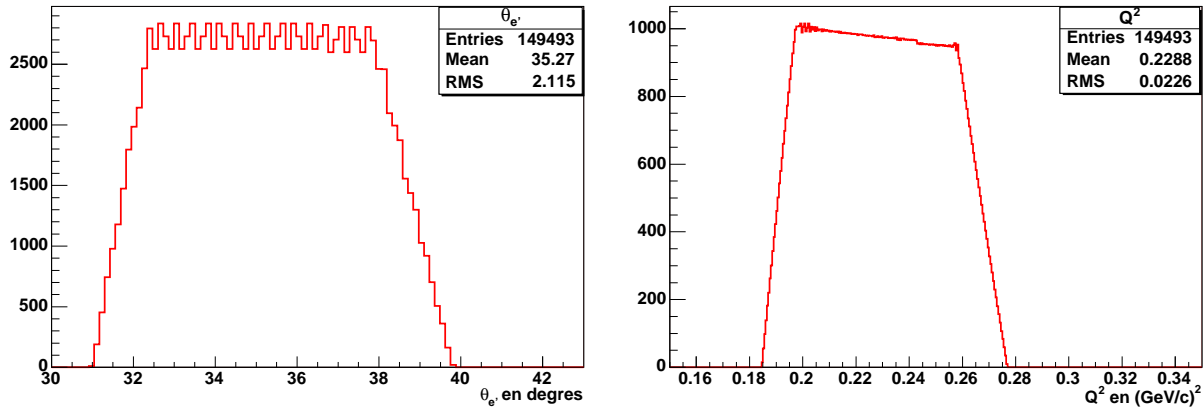


FIG. 6.1 – Distributions de l'angle de diffusion $\theta_{e'}$ (figure de gauche) et le moment transféré Q^2 (figure de droite). Les distributions sont données dans le cas de la détection aux angles avant. L'énergie de faisceau incident est de 854.3 MeV.

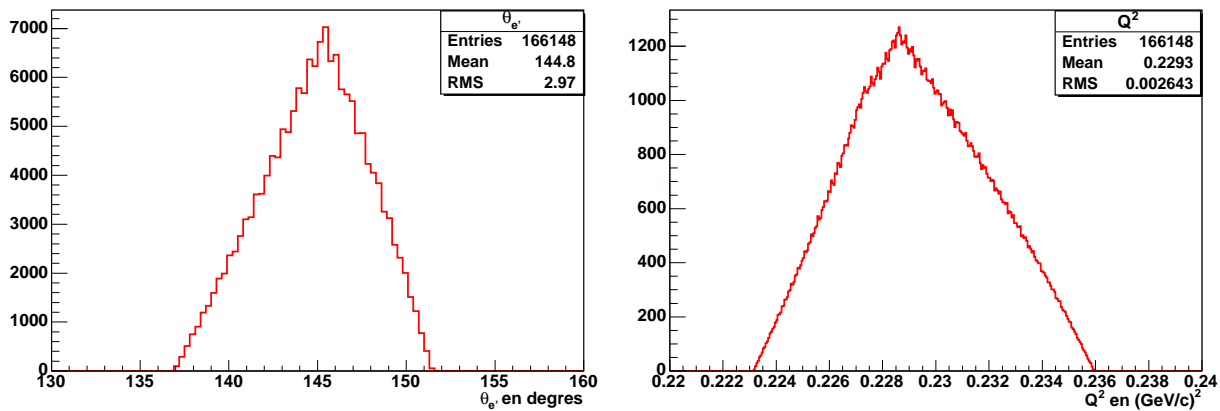


FIG. 6.2 – Distributions de l'angle de diffusion $\theta_{e'}$ (figure de gauche) et le moment transféré Q^2 (figure de droite). Les distributions sont données dans le cas de la détection aux angles arrière.

Les formes des distributions (structure en toit d'usine) résultantes (figures 6.1 et 6.2), reflètent la géométrie du détecteur et la longueur de la cible. Ces distributions sont construites en se basant sur la génération des événements individuels.

Bien que ces distributions ne puissent pas être utilisées pour extraire la contribution étrange du nucléon puisqu'elles ne permettent pas d'estimer l'erreur sur $\theta_{e'}$ et Q^2 elles permettent d'extraire les valeurs de l'angle de diffusion moyen et du moment transféré moyen pour les deux cas de diffusions. Aux angles avant (respectivement aux angles arrière) l'angle de diffusion moyen est $\theta_{e'} = 35.27$ (respectivement $\theta_{e'} = 144.8$) et la valeur du moment transféré moyen est $Q^2 = 0.2288(\text{GeV}/c)^2$ (respectivement $Q^2 = 0.2293(\text{GeV}/c)^2$).

Pour construire la distribution de Q^2 et $\theta_{e'}$, nous allons considérer que la distribution du quadrivecteur de moment transféré est gaussienne. Sa valeur la plus probable est donnée par le moment transféré moyen de l'expérience $Q^2 = 0.229(\text{GeV}/c)^2$ et sa largeur à mi-hauteur correspond à la largeur de la distribution de Q^2 donnée par la référence [131]. Dans ce cas, l'erreur relative sur le moment transféré a été estimée à 0.14%. De même pour l'angle de diffusion $\theta_{e'}$, la valeur de l'angle de diffusion aux angles avant $\theta_{e'} = 35.27$ (respectivement $\theta_{e'} = 144.8$ pour les angles arrière) constitue le centroïde de la distribution gaussienne et la largeur de la distribution correspond à une erreur relative estimée à partir de l'erreur sur la valeur de Q^2 moyen. L'erreur est de l'ordre de 0.58%.

6.1.2 Facteurs de forme du nucléon

Dans cette partie, nous reprenons les résultats du chapitre 5. Les figures (6.3, 6.4) présentent les distributions des facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron pour un moment transféré $Q^2 = 0.23(\text{GeV}/c)^2$.

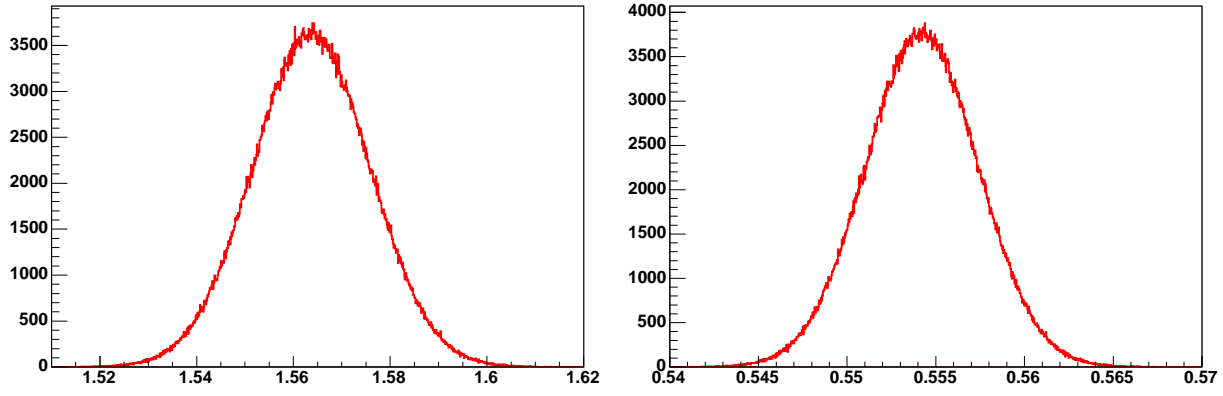


FIG. 6.3 – Distributions des facteurs de forme du proton pour un $Q^2 = 0.23(\text{GeV}/c)^2$. Figure de gauche : le facteur de forme magnétique G_M^p . Figure de droite : le facteur de forme électrique G_E^p .

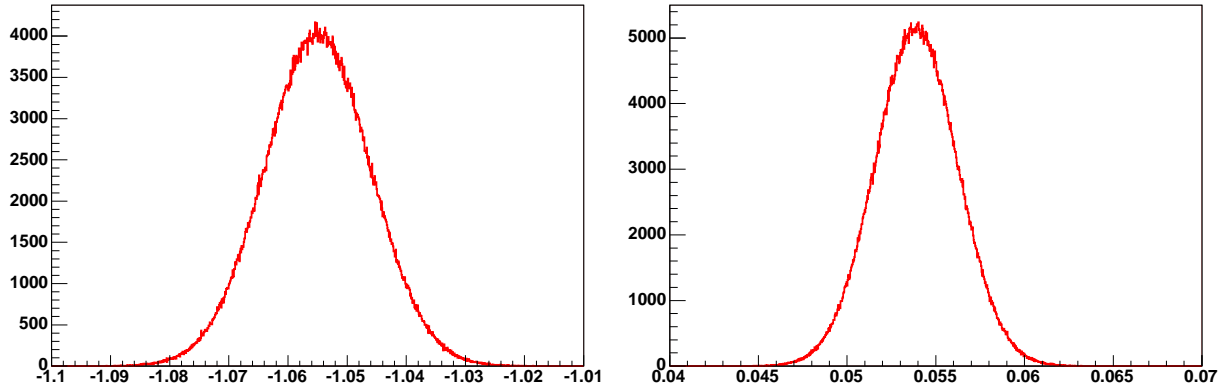


FIG. 6.4 – Distributions des facteurs de forme du neutron pour un $Q^2 = 0.23(\text{GeV}/c)^2$. Figure de gauche : le facteur de forme magnétique G_M^n . Figure de droite : le facteur de forme électrique G_E^n .

6.1.3 Asymétrie sans étrangeté \mathcal{A}'_0

Nous rappelons les relations utiles pour l'extraction des facteurs de forme étranges à partir de l'expression (6.1). L'expression de l'asymétrie \mathcal{A}'_0 dite sans étrangeté dans les deux cas de diffusions (angles avant et arrière) :

$$\left[\mathcal{A}'_0 \right]_{(av, ar)} = \left[\mathcal{A}_{V_0}^{1-quark} + \mathcal{A}_{A_0}^{1-quark} + \mathcal{A}_{PV}^{anap} + X_A^s(\vec{e}p) G_A^s \right]_{(av, ar)} \quad (6.4)$$

La distribution de \mathcal{A}'_0 est obtenue à partir des distributions des asymétries $\mathcal{A}_{V_0}^{1-quark}$, $\mathcal{A}_{A_0}^{1-quark}$ et \mathcal{A}_{PV}^{anap} et la partie contenant l'étrangeté axiale $X_A^s(\vec{e}p) G_A^s$. Leurs distributions équivalentes sont construites à partir des distributions des paramètres intervenant dans le calcul de l'asymétrie. Ces paramètres sont : $X_i = \{ Q^2, \theta_{e'p}, \sin^2\theta_w, R_V^n, R_V^p, R_A^{T=1}, R_A^{T=0}, R_V^{(0)}, R_A^{(T=1)anap}, R_A^{(T=0)anap}, G_{E,M}^p, G_{E,M}^n, \Delta s, M_A, g_A \}$.

Les termes $\mathcal{A}_{V_0}^{1-quark}$, $\mathcal{A}_{A_0}^{1-quark}$ et \mathcal{A}_{PV}^{anap} sont définis par :

$$A_{V_0}^{1-quark}(\vec{e}p) = -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \left\{ (1 - 4\sin^2\theta_w)(1 + R_V^p) - (1 + R_V^n) \frac{\varepsilon G_E^p G_E^n + \tau G_M^p G_M^n}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \right\} \quad (6.5)$$

$$A_{A_0}^{1-quark}(\vec{e}p) = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{(1 - 4\sin^2\theta_w) \varepsilon' G_M^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \left[-g_A(1 + R_A^{pSM}) G_A^D(Q^2) \right] \quad (6.6)$$

avec

$$R_A^{pSM} = R_A^{(T=1)SM} + R_A^{(T=0)SM} \quad G_A^D(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{M_A^2}\right)^{-2} \quad (6.7)$$

$$R_A^{(T=1)SM} = R_A^{T=1} \quad R_A^{(T=0)SM} = -\frac{1}{2} \frac{3F/D - 1}{1 + F/D} R_A^{T=0} \quad (6.8)$$

et l'asymétrie anapolaire est donnée par :

$$\mathcal{A}_{PV}^{anap}(\vec{e}p) = -\frac{2Q^2 \varepsilon' G_M^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \frac{a_s + a_v}{\Lambda_\chi^2} G_A^D(Q^2) \quad (6.9)$$

Les valeurs numériques sont obtenues en prenant le modèle de Zhu et al. [57] :

$$\frac{a_s}{\Lambda_\chi^2} = \frac{g_A (1 - 4\sin^2\theta_w)_{OS} G_F R_A^{(T=0)anap}}{8\pi\sqrt{2}\alpha} \quad (6.10)$$

$$\frac{a_v}{\Lambda_\chi^2} = \frac{g_A (1 - 4\sin^2\theta_w)_{OS} G_F R_A^{(T=1)anap}}{8\pi\sqrt{2}\alpha} \quad (6.11)$$

La partie axiale étrange est définie par :

$$G_A^s(Q^2) = \Delta s G_A^D(Q^2) \quad (6.12)$$

et les coefficients cinématiques $X_{E,M,A}^s$ sont donnés par :

$$X_E^s(\vec{e}p) = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} (1 + R_V^{(0)}) \frac{\varepsilon G_E^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \quad (6.13)$$

$$X_M^s(\vec{e}p) = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} (1 + R_V^{(0)}) \frac{\tau G_M^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \quad (6.14)$$

$$X_A^s(\vec{e}p) = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{(1 - 4\sin^2\theta_w) \varepsilon' G_M^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \quad (6.15)$$

Pour pouvoir construire la distribution de \mathcal{A}'_0 , il est nécessaire de définir individuellement les distributions des paramètres X_i . La table ci-après (6.1), donne les valeurs numériques de certains paramètres X_i au cours des années.

Année	1998	2000	2002	2004	2006
$\sin^2\theta_W$	0.231240	0.231170	0.231130	0.231200	0.2312200
$\Delta(\sin^2\theta_W)$	0.000150	0.000150	0.000150	0.000150	0.0001500
R_V^n	-0.011989	-0.012089	-0.012089	-0.011789	-0.0122920
R_V^p	-0.047413	-0.043730	-0.044868	-0.044709	-0.0440143
$R_V^{(0)}$	-0.011989	-0.012089	-0.012089	-0.011789	-0.0122920
$R_A^{T=1}$	-0.178259	-0.172628	-0.172260	-0.172763	-0.1720638
$R_A^{T=0}$	-0.253198	-0.252257	-0.251722	-0.252660	-0.2529286
R_A^0	-0.558056	-0.551014	-0.549843	-0.551753	-0.551457
g_A	1.267000	1.267000	1.267000	1.269500	1.269500
Δg_A	0.003500	0.003500	0.003000	0.002900	0.002900

TAB. 6.1 – Valeurs des paramètres du modèle standard et des corrections radiatives électrofaibles. Les valeurs sont données depuis 1998.

Comme l'évolution de ces paramètres au cours des années est faible, nous allons utiliser pour l'extraction des facteurs de forme étranges les paramètres de l'année 2006. Les valeurs centrales ainsi que leurs erreurs associées, permettent de construire leurs distributions équivalentes. Dans le cas de R_V^n , R_V^p , $R_V^{(0)}$, $R_A^{T=1}$, $R_A^{T=0}$ et R_A^0 , l'incertitude est estimée en évaluant la variance σ^2 de ces paramètres au cours du temps (table 6.2).

Paramètre	Valeurs centrales	Erreurs relatives (%)
R_V^n	-0.0122920	1.6
R_V^p	-0.0440143	3.4
$R_V^{(0)}$	-0.0122920	1.6
$R_A^{T=1}$	-0.1720638	1.6
$R_A^{T=0}$	-0.2529286	0.2
R_A^0	-0.5514568	0.6

TAB. 6.2 – Valeurs centrales des paramètres et leurs erreurs correspondantes utilisées dans le calcul Monte Carlo.

La distribution de l'asymétrie anapolaire $\mathcal{A}'_{PV}{}^{anap}$ dépend des distributions des facteurs de forme électromagnétiques et des distributions des facteurs de correction anapolaires $R_A^{(T=1)anap}$ et $R_A^{(T=0)anap}$ correspondant à leurs erreurs ($R_A^{(T=1)anap} = -0.06 \pm 0.24$ et $R_A^{(T=0)anap} = 0.01 \pm 0.14$). Finalement, la partie étrange axiale de l'asymétrie A'_0 dépend de la valeur du facteur de forme axial G_A^s et de X_A^s . La distribution de G_A^s dépend à son tour de l'étrangeté axiale Δs (Eq. 2.132) et la distribution de X_A^s dépend des facteurs de forme électrique et magnétique du proton. Il

convient alors de déterminer les distributions de G_A^s et de X_s^A pour pouvoir remonter à celle de A'_0 . La distribution de G_A^s est obtenue alors par génération aléatoire des événements dans la distribution gaussienne de Δs . Nous avons choisi pour l'extraction la nouvelle mesure de $\Delta s = -0.084 \pm 0.040$ [99].

Il est à noter que les distributions des paramètres X_i qui ne dépendent pas de la cinématique $\sin^2 \theta_w$, R_V^n , R_V^p , $R_A^{T=1}$, $R_A^{T=0}$, $R_V^{(0)}$, $R_A^{(T=1)anap}$, $R_A^{(T=0)anap}$, Δs , M_A , g_A qui interviennent dans le calcul de l'asymétrie sans étrangeté à l'avant et à l'arrière sont identiques. Maintenant que nous avons déterminé les distributions relatives des paramètres X_i , nous allons procéder à la détermination de la distribution de l'asymétrie non étrange en tenant compte des erreurs sur les grandeurs intervenant dans l'expression de l'asymétrie telles que les facteurs de forme électromagnétiques. Le point de départ est la distribution du moment transféré Q^2 . Sa valeur est tirée aléatoirement dans sa distribution gaussienne. Au lieu de prendre les valeurs centrales des facteurs de forme électromagnétiques, pour chaque valeur de Q^2 tirée, nous allons effectuer un tirage de Monte Carlo de la valeur des facteurs de forme G_M^p , G_E^p , G_M^n et G_E^n dans leurs distributions respectives. De même, les valeurs de g_A et M_A sont générées aléatoirement à partir des distributions correspondant à leurs erreurs pour calculer G_A^D . Finalement, le facteur de forme axial est déterminé par tirage de Δs dans sa distribution déjà citée.

En tenant compte des corrélations qui existent entre les différents termes de l'asymétrie non étrange, les valeurs des asymétries dues aux processus à un quark à la fois pour la partie vectorielle et axiale et l'asymétrie anapolaire et enfin l'asymétrie due au facteur de forme axial étrange sont présentées dans la table (6.3).

	\mathcal{A}'_0	$A_{V_0}^{1-quark}$	$A_{A_0}^{1-quark}$	\mathcal{A}_{PV}^{anap}	$X_A^s G_A^s$
avant (10^{-6})	-6.24 ± 2.64	-5.6 ± 0.08	-0.67 ± 0.01	0.05 ± 0.25	-0.02 ± 0.01
arrière (10^{-6})	-16.61 ± 1.05	-13.98 ± 0.14	-2.76 ± 0.04	0.22 ± 1.04	-0.09 ± 0.04

TAB. 6.3 – Valeurs des termes $A_{V_0}^{1-quark}$, $A_{A_0}^{1-quark}$, \mathcal{A}_{PV}^{anap} et $X_A^s G_A^s$ constituant l'asymétrie non étrange \mathcal{A}'_0 . Les valeurs sont données pour les deux conditions cinématiques (angles avant et arrière) pour la valeur de $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$.

Ci-après, nous donnons la distribution de l'asymétrie non étrange \mathcal{A}'_0 résultante (figure 6.5) pour les deux conditions cinématiques de PVA4 (angles avant et arrière).

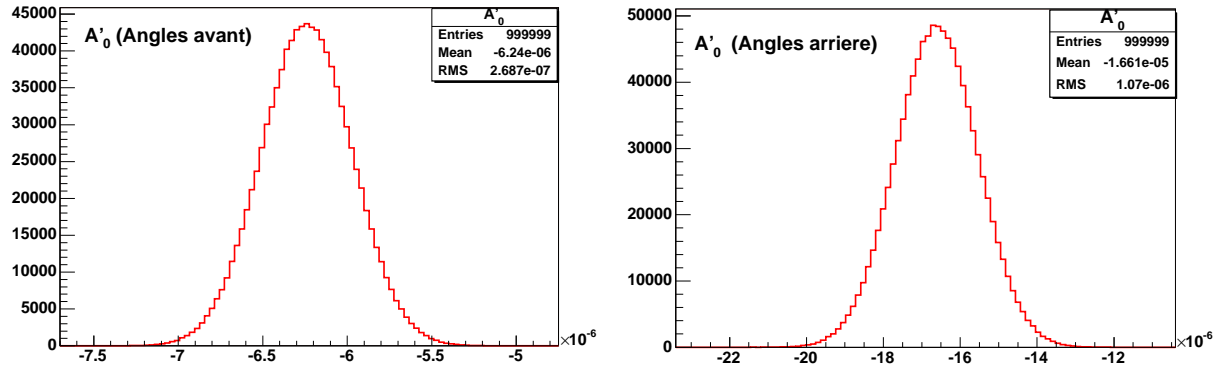


FIG. 6.5 – Distributions de l'asymétrie non étrange A'_0 pour la valeur $Q^2 = 0.23(\text{GeV}/c)^2$. Figure de gauche : angles avant. Figure de droite : angles arrière.

6.1.4 Séparation de Rosenbluth et facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s

La procédure utilisée pour extraire $G_E^s(Q^2)$ et $G_M^s(Q^2)$ ne diffère en rien de celle exposée dans le paragraphe (6.1.3), hormis que les distributions servant au tirage de Monte Carlo de $\mathcal{A}_{av}^{PV}(\vec{e}p)$ et de $\mathcal{A}_{ar}^{PV}(\vec{e}p)$ sont des distributions expérimentales de $\mathcal{A}^{PV}(\vec{e}p)$ obtenues à l'avant et à l'arrière respectivement. Nous allons choisir pour cela des gaussiennes centrées sur les valeurs (table 4.14) moyennes expérimentales $\langle \mathcal{A}_{av}^{PV} \rangle$ et $\langle \mathcal{A}_{ar}^{PV} \rangle$ respectivement et ayant des variances correspondant à la somme quadratique des erreurs statistique et systématiques expérimentales affectant ces grandeurs. Les valeurs de l'angle de diffusion $\theta_{e'}$ et de moment transféré sont tirées aléatoirement dans leurs distributions correspondantes. Soient $\theta_{e'}$, Q^2 les valeurs ainsi tirées pour lesquelles toutes les grandeurs sont calculées. L'asymétrie sans étrangeté \mathcal{A}'_0 et les coefficients cinématiques X_E^s , X_M^s et ϖ_M ont été déterminés dans le paragraphe (6.1.3). Finalement, nous obtenons alors la droite d'équation pour les angles avant et arrière :

$$\left[\frac{\mathcal{A}^{PV}(\vec{e}p) - \mathcal{A}'_0(\vec{e}p)}{X_E^s(\vec{e}p)} \right]_{(av, ar)} = G_E^s + \left[\varpi_M(\vec{e}p) \right]_{(av, ar)} G_M^s, \quad \varpi_M(\vec{e}p) = \frac{X_M^s(\vec{e}p)}{X_E^s(\vec{e}p)} \quad (6.16)$$

Les facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s apparaissent maintenant pour la même valeur de Q^2 . Nous pouvons donc extraire ces facteurs de forme pour le même Q^2 en résolvant le système (Eq. 6.16) en tenant compte des effets de corrélation entre les différentes grandeurs qui ne sont pas connues expérimentalement. Nous obtenons ainsi un point dans le diagramme $G_M^s(Q^2)$ en fonction $G_E^s(Q^2)$. Nous reprenons toutes les opérations décrites dans cette section pour avoir un second point, ainsi de suite. Les quantités résultantes sont obtenues par tirage de 1 million d'événements. L'effet des corrélations entre $G_M^s(Q^2)$ et $G_E^s(Q^2)$ est montré sur la figure (6.6).

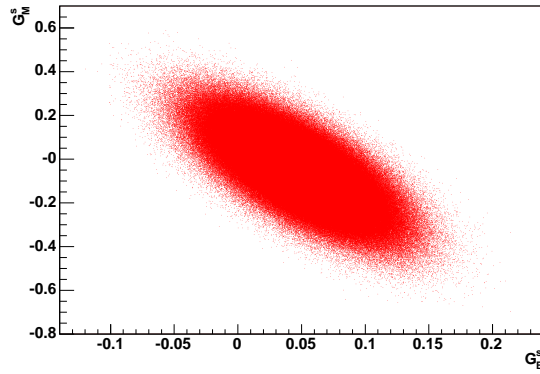


FIG. 6.6 – *Effet de corrélation entre les facteurs de forme étrange électrique G_E^s et magnétique G_M^s à $Q^2 = 0.23(\text{GeV}/c)^2$.*

Les distributions projetées de $G_M^s(Q^2)$ et $G_E^s(Q^2)$ sont présentées sur la figure suivante (6.7).

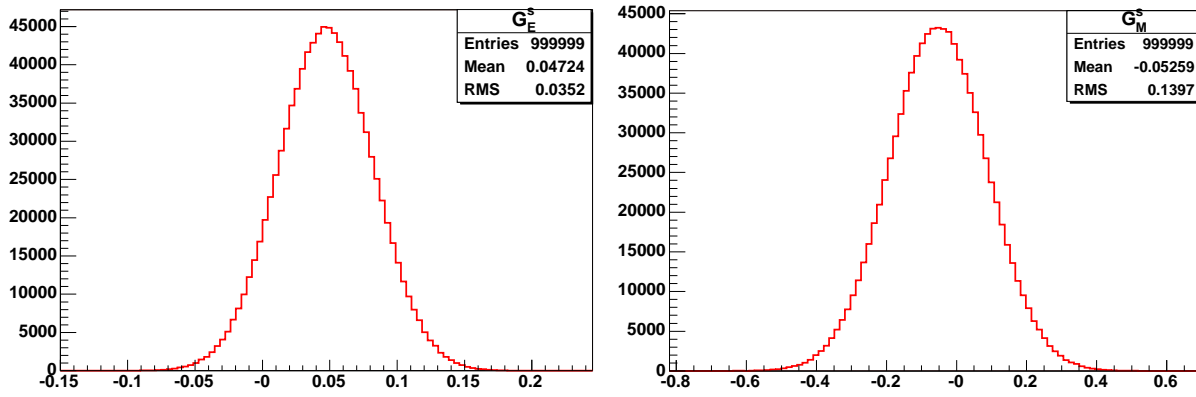


FIG. 6.7 – *Distributions des facteurs de forme étranges G_E^s (figure de gauche) et magnétique G_M^s (figure de droite). Les distributions correspondent à un moment transféré $Q^2 = 0.23(\text{GeV}/c)^2$.*

Ces distributions permettent d'écrire :

$$G_E^s = 0.047 \pm 0.041 \quad (6.17)$$

$$G_M^s = -0.052 \pm 0.164 \quad (6.18)$$

Les erreurs trouvées incluent les incertitudes sur toutes les grandeurs qui interviennent dans le calcul Monte Carlo (dernière ligne de la table (6.4)). Elles correspondent à la largeur à mi-hauteur des distributions de G_E^s et G_M^s . L'étude des contributions individuelles de chaque incertitude est le sujet du paragraphe suivant.

6.1.5 Contribution des paramètres à la précision sur G_E^s et G_M^s

Dans cette partie, nous allons estimer la contribution de chaque paramètre $X_i = \{ Q^2, \theta_{e'}, \dots \}$ à l'erreur sur les facteurs de forme étranges. La procédure consiste à utiliser pour l'extraction les valeurs centrales de tous les paramètres intervenant dans le calcul de l'asymétrie à l'exception du paramètre étudié X_i pour lequel nous allons utiliser sa distribution par tirage aléatoire de Monte Carlo. Ci-après, nous présentons les résultats des contributions individuelles à l'erreur sur les facteurs de forme étranges électrique G_E^s et magnétique G_M^s (table 6.4).

X_i	$\pm \frac{\Delta X_i}{X_i} (\%)$	G_E^s	$\sigma_{(G_E^s)}$	G_M^s	$\sigma_{(G_M^s)}$	$\pm \frac{\Delta G_E^s}{G_E^s} (\%)$	$\pm \frac{\Delta G_M^s}{G_M^s} (\%)$
\mathcal{A}^{PV}	$11^a, 8^b$	0.047211	0.033589	-0.052989	0.105254	83.74	233.79
Q^2	0.14	0.047254	0.000667	-0.052978	0.00174	1.66	3.865
$\theta_{e'}$	0.08	0.047253	0.000195	-0.052976	0.00080	0.48	1.78
G_M^p	0.91	0.047251	0.002287	-0.052988	0.00879	5.69	19.52
G_E^p	0.67	0.047260	0.001958	-0.052983	0.00152	4.87	3.37
G_M^n	1.00	0.047254	0.003017	-0.052983	0.00953	7.51	21.1
G_E^n	5.11	0.047256	0.002483	-0.052975	0.00087	6.18	1.93
M_A	1.48	0.047255	0.000205	-0.052995	0.00207	0.51	4.59
g_A	0.23	0.047253	0.000042	-0.052974	0.00042	0.10	0.93
$R_A^{(T=0)anap}$	1400	0.047240	0.004517	-0.052843	0.04548	11.2	101.3
$R_A^{(T=1)anap}$	400	0.047241	0.007746	-0.052861	0.07799	19.3	173.6
Δs	47.6	0.047253	0.000317	-0.052973	0.00319	0.78	7.08
$3F - D$	4.27	0.047253	0.000055	-0.052974	0.00056	0.13	1.24
$\sin^2 \theta_w$	0.06	0.047253	0.000108	-0.052972	0.00242	0.27	5.38
R_V^n	1.56	0.047266	0.000009	-0.053233	0.00017	0.02	0.37
R_V^p	3.48	0.047292	0.000054	-0.052863	0.00015	0.13	0.33
$R_A^{T=1}$	1.60	0.047212	0.000062	-0.052566	0.00062	0.15	1.38
$R_A^{T=0}$	0.24	0.047250	0.000003	-0.052951	0.00003	0.007	0.066
$R_V^{(0)}$	1.56	0.047264	0.000007	-0.052987	$8.7 \cdot 10^{-6}$	0.017	0.019
R_A^0	0.61	0.047251	0.000005	-0.052957	0.000051	0.012	0.113
Tous		0.047220	0.035146	-0.052513	0.139524	87.6	312.7

TAB. 6.4 – Résultats de la simulation de la contribution des paramètres principales intervenant dans l'extraction des facteurs de forme étranges. De gauche à droite, la 2^{ème} colonne donne les valeurs des erreurs relatives des paramètres X_i utilisées pour l'extraction (a : avant, b : arrière). La 4^{ème} et la 6^{ème} colonnes présentent les erreurs obtenues sur les facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s par tirage Monte Carlo dans la distribution du paramètre considéré. La 7^{ème} et la 8^{ème} colonnes donnent la contribution en pourcent de chaque paramètre à l'erreur relative sur G_E^s et G_M^s .

La contribution de l'erreur sur l'asymétrie \mathcal{A}^{PV} à l'erreur sur G_E^s est de 84%. Cette contribution à l'erreur sur G_M^s est encore plus importante : elle atteint 234%. Les grandeurs, non mesurées dans ce type d'expérience, qui entraînent les plus grandes incertitudes dans l'extraction de G_E^s et de G_M^s sont les corrections radiatives anapolaires multiquark $R_A^{(T=0)anap}$ et $R_A^{(T=1)anap}$. Les incertitudes sur ces paramètres engendrent des incertitudes de l'ordre de 10 à 20% sur la précision de G_E^s . Ces incertitudes sont même beaucoup plus élevées dans le cas de G_M^s (plus de 100%). Par ailleurs, la contribution globale des incertitudes sur les facteurs de forme électrique et magnétique du nucléon G_E^p , G_E^n , G_M^p et G_M^n à l'erreur relative sur G_E^s est de 12% et sur G_M^s de l'ordre de 29%. Les contributions individuelles de chaque facteur de forme sont présentées dans la table (6.4). La précision sur les facteurs de forme étranges électrique G_E^s et magnétique G_M^s est complètement dominée par l'erreur expérimentale et les facteurs anapolaires $R_A^{(T=1)anap}$ et $R_A^{(T=0)anap}$. Ceux-ci sont donnés avec leur erreur dans le paragraphe (2.3.4.1).

6.2 Contribution des saveurs de quarks $G_{E,M}^u$ et $G_{E,M}^d$ aux facteurs de forme électromagnétiques du nucléon et facteurs de forme faibles du nucléon $\tilde{G}_{E,M}^p$ et $\tilde{G}_{E,M}^n$

Dans cette partie nous présentons séparément les contributions électrique et magnétique individuelles des saveurs des quarks u et d ainsi que les facteurs de forme faibles. Le calcul des distributions par la méthode de Monte Carlo des facteurs de forme électrique et magnétique des quarks légers G_E^u , G_M^u , G_E^d et G_M^d ainsi que des facteurs de forme faibles du proton et du neutron \tilde{G}_E^p , \tilde{G}_M^p , \tilde{G}_E^n , et \tilde{G}_M^n se fait d'une façon simultanée avec le calcul des distributions des facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s , de manière à tenir compte des corrélations entre les différents termes. Les expressions utilisées pour ces calculs s'écrivent :

$$G_E^u = 2G_E^p + G_E^n + G_E^s \quad G_E^d = G_E^p + 2G_E^n + G_E^s \quad (6.19)$$

$$G_M^u = 2G_M^p + G_M^n + G_M^s \quad G_M^d = G_M^p + 2G_M^n + G_M^s \quad (6.20)$$

et

$$\tilde{G}_E^p = \xi_V^p G_E^p + \xi_V^n G_E^n + \xi_V^{(0)} G_E^s \quad \tilde{G}_M^p = \xi_V^p G_M^p + \xi_V^n G_M^n + \xi_V^{(0)} G_M^s \quad (6.21)$$

$$\tilde{G}_E^n = \xi_V^n G_E^p + \xi_V^p G_E^n + \xi_V^{(0)} G_E^s \quad \tilde{G}_M^n = \xi_V^n G_M^p + \xi_V^p G_M^n + \xi_V^{(0)} G_M^s \quad (6.22)$$

avec

$$\xi_V^{(0)} = -(1 + R_V^{(0)}) \quad (6.23)$$

$$\xi_V^n = -(1 + R_V^n) \quad (6.24)$$

$$\xi_V^p = (1 - 4\sin^2\theta_W)(1 + R_V^p) \quad (6.25)$$

Les distributions des facteurs de forme G_E^u , G_M^u , G_E^d et G_M^d sont présentées sur les figures (6.8) et (6.9).

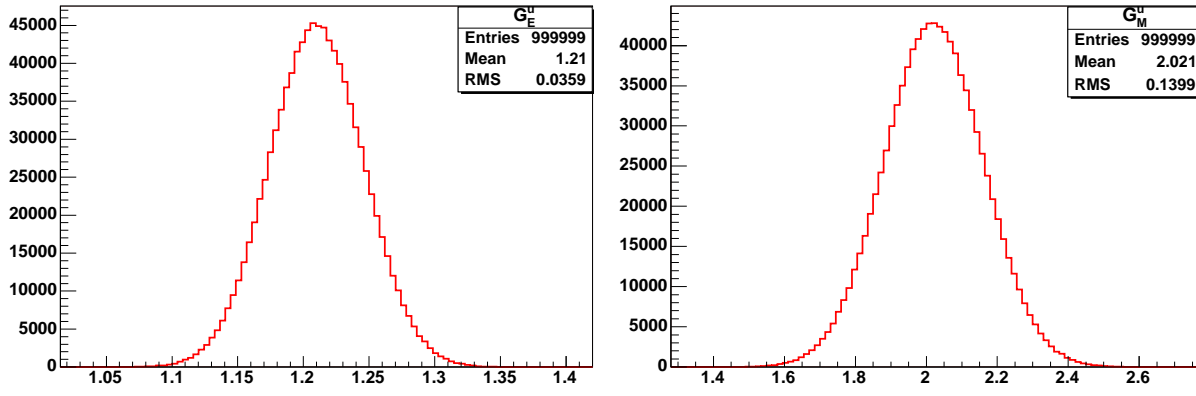


FIG. 6.8 – Distributions des facteurs de forme du quark u : électrique (figure de gauche) et magnétique (figure de droite). Les distributions correspondent à un moment transféré $Q^2 = 0.23(\text{GeV}/c)^2$.

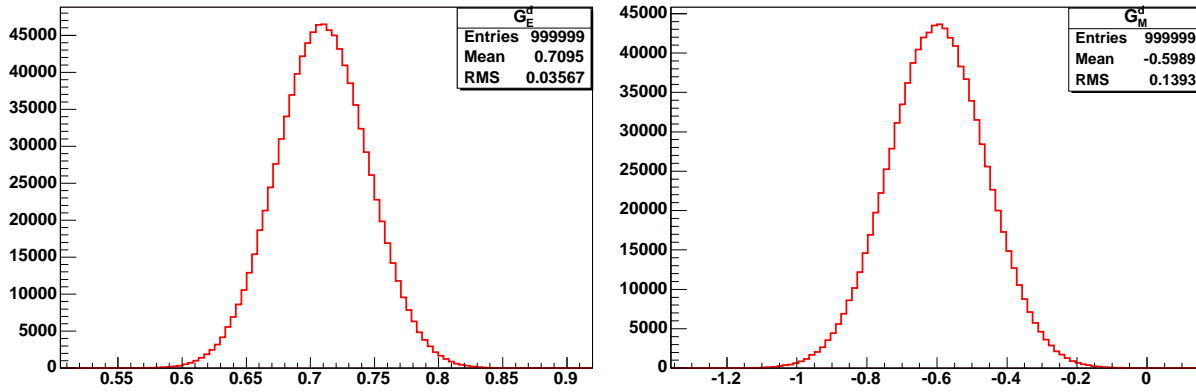


FIG. 6.9 – Distributions des facteurs de forme des quarks d : électrique (figure de gauche) et magnétique (figure de droite). Les distributions correspondent à un moment transféré $Q^2 = 0.23(\text{GeV}/c)^2$.

Dans ce cas les facteurs de forme G_E^u , G_M^u , G_E^d et G_M^d valent :

$$G_E^u = 1.210 \pm 0.042 \quad (6.26)$$

$$G_M^u = 2.021 \pm 0.164 \quad (6.27)$$

$$G_E^d = 0.709 \pm 0.042 \quad (6.28)$$

$$G_M^d = -0.599 \pm 0.164 \quad (6.29)$$

Pour les facteurs de forme faibles \tilde{G}_E^p , \tilde{G}_M^p , \tilde{G}_E^n et \tilde{G}_M^n , on obtient :

$$\tilde{G}_E^p = -0.060 \pm 0.041 \quad (6.30)$$

$$\tilde{G}_M^p = 1.207 \pm 0.162 \quad (6.31)$$

$$\tilde{G}_E^n = -0.591 \pm 0.041 \quad (6.32)$$

$$\tilde{G}_M^n = -1.569 \pm 0.162 \quad (6.33)$$

6.3 Conclusion et futur de PVA4

Ce chapitre décrit la méthode employée pour extraire les facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s ainsi que les contributions en termes de saveurs et les facteurs de forme faibles pour le moment transféré de PVA4 $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$. Dans la première partie de ce chapitre, nous nous sommes livrés à évaluer les différentes distributions des paramètres intervenant dans l'expression des coefficients de la combinaison linéaire (6.1) pour les deux conditions cinématiques angles avant et arrière. A l'issue de cette partie, nous avons tous les ingrédients physiques nécessaires pour effectuer la séparation de Rosenbluth et extraire les contributions du quark étrange aux distributions de charge et de magnétisation dans le nucléon. Au cours de la seconde partie nous avons appliqué la méthode Monte Carlo que nous avons mise au point pour extraire les distributions des facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s . Le grand avantage de cette méthode est qu'elle tient compte de toutes les corrélations et qu'elle permet de construire les distributions de G_E^s et G_M^s .

Cette méthode nous a permis aussi d'étudier les contributions des paramètres de la combinaison linéaire à l'erreur sur les facteurs de forme étranges. Cette étude a montré que la contribution de l'asymétrie mesurée à l'erreur totale est dominante. Comme les contributions des facteurs de correction anapolaires $R_A^{(T=0)anap}$ et $R_A^{(T=1)anap}$ à l'erreur sur les facteurs de forme étranges sont grandes, une mesure d'asymétrie sur une cible de deutérium serait intéressante dans la mesure où elle va permettre de mieux connaître la partie axiale du proton. A ce stade, les résultats de nos calculs indiquent une contribution nulle de G_E^s . Le facteur de forme G_M^s est entaché d'une barre d'erreur très grande et de ce fait nous ne pouvons pas nous prononcer sur la présence magnétique étrange dans le nucléon. Ce résultat reste préliminaire (550 heures de faisceau) en attendant une analyse plus fine de la statistique globale aux angles arrière.

Ce programme de physique sur les facteurs de forme étrange du nucléon se poursuit avec la mise en place d'une cible de deutérium. Le but est d'extraire la contribution axiale aux propriétés électromagnétiques du nucléon. Ceci va permettre à PVA4 d'effectuer la séparation individuelle des facteurs de forme étranges (G_E^s , G_M^s , G_A^s) et de confirmer ou d'infirmier la présence du contenu étrange du nucléon.

Conclusion

Ce travail de thèse a permis d'effectuer la première séparation de Rosenbluth propre à PVA4 à l'aide des mesures d'asymétrie de violation de parité aux angles avant et arrière à $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$. Au début de ma thèse j'ai participé à la prise de données à un moment transféré $Q^2 = 0.1 (GeV/c)^2$ sur une cible d'hydrogène et sur une cible d'aluminium à $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$. En mars 2005, le dispositif expérimental a été équipé d'une plate-forme qui permet de passer de la géométrie aux angles avant à la géométrie aux angles arrière. J'ai eu donc la chance de participer au projet PVA4 dans ces deux phases (angles avant et arrière) et de présenter dans ce manuscrit la première mesure d'asymétrie de violation aux angles arrière et de ce fait la première extraction de la contribution étrange aux propriétés électromagnétiques du nucléon à $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$.

Les analyses de données de l'expérience PVA4 aux angles avant et arrière ont conduit aux valeurs d'asymétries de violation de parité suivantes :

$$\begin{array}{llll}
 Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2 & (-5.44 \pm 0.54_{stat} \pm 0.26_{sys})ppm & \text{Avant} & [58] \\
 Q^2 = 0.108 (GeV/c)^2 & (-1.36 \pm 0.29_{stat} \pm 0.13_{sys})ppm & \text{Avant} & [59] \\
 Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2 & (-17.1 \pm 1.4_{stat})ppm & \text{Arrière} & [142]
 \end{array}$$

La combinaison des valeurs d'asymétries obtenues aux angles avant et arrière pour la valeur de $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$ a permis de séparer les facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s . Les valeurs obtenues sont :

$$G_E^s = 0.047 \pm 0.041 \quad (6.34)$$

$$G_M^s = -0.052 \pm 0.164 \quad (6.35)$$

Les résultats des mesures aux angles avant ont été confirmés par les résultats obtenus par l'expérience G^0 (figure 6.10) sur la contribution, même si elle est petite, du quark étrange aux propriétés du nucléon.

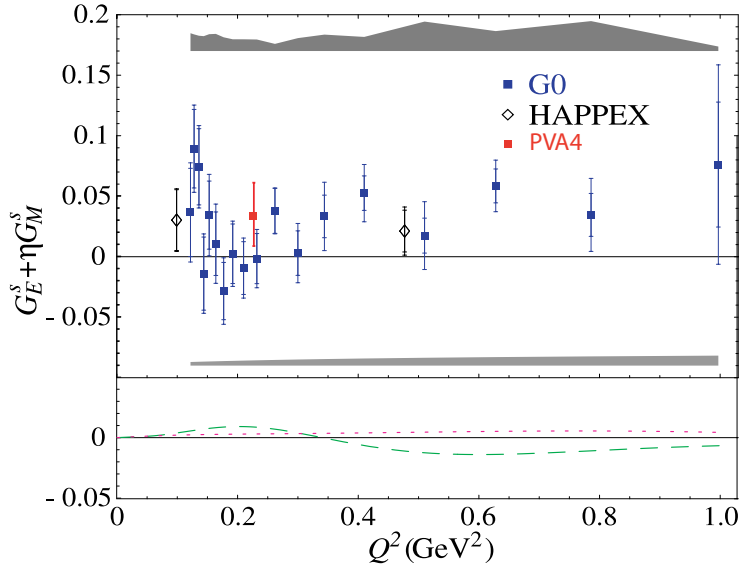


FIG. 6.10 – Combinaison linéaire des facteurs de forme étranges $G_E^s + \eta G_M^s$.

La mesure d'asymétrie aux angles arrières à $Q^2 = 0.23(\text{GeV}/c)^2$, va permettre de déterminer séparément, pour la première fois, les contributions électrique et magnétique des quarks étranges aux facteurs de forme du nucléon (séparation de Rosenbluth). L'expérience a été confrontée à un problème de bruit de fond qui détruisait complètement le spectre expérimental. Une série de mesures a été entreprise pour déterminer l'origine de ce fond. Nous avons compris qu'il s'agissait des photons provenant de la désintégration des pions neutres. J'ai participé à une campagne de tests sur des détecteurs (aérogel, gaz, scintillateurs) pour pouvoir réduire ce fond polluant. Les séries de tests ont montré que l'adjonction d'une couronne de scintillateurs au calorimètre permet de réduire efficacement le nombre de particules neutres.

L'expérience PVA4 utilise une cible d'hydrogène liquide dont les fenêtres d'entrée et de sortie sont en aluminium. Les épaisseurs des fenêtres varient d'une cible à l'autre selon qu'on utilise la cible des angles avant ou arrière. Les électrons diffusés à partir des parois en aluminium présentent une source potentielle de fausse asymétrie. Je me suis alors consacré à analyser les données obtenues sur la cible d'aluminium pour extraire la correction de l'asymétrie expérimentale au fond physique polluant provenant des parois de la cible. Ce travail a permis de déterminer une contribution non négligeable des parois aux sections efficaces et aux asymétries. D'autre part, pour contraindre l'analyse des données de l'aluminium à la modélisation, j'ai calculé la contribution de la diffusion des électrons sur ces parois en Aluminium dans les deux conditions cinématiques (angles avant et arrière). Ceci a permis de montrer que la contamination du spectre de diffusion électron - proton en électrons diffusés sur l'aluminium estimée expérimentalement est pratiquement égale à celle calculée théoriquement. Le code de la diffusion électron - noyau d'aluminium a été inséré dans une simulation par GEANT 4, la contribution de la diffusion sur l'aluminium a permis de combler le creux du spectre simulé (figure de gauche 4.12).

Déterminer la précision sur la contribution étrange aux facteurs de forme du nucléon nécessite la connaissance de l'erreur sur l'asymétrie mesurée et l'incertitude sur les facteurs de forme

électromagnétiques. Jusqu'à présent, les paramétrisations habituelles ne permettaient pas de prédire l'erreur sur les facteurs de forme. Une de mes contributions principales à ces travaux a consisté à développer une méthode originale basée sur la méthode de Monte Carlo. A partir de la génération d'événements tirés aléatoirement dans les données expérimentales supposées obéir à une loi normale, on peut construire la distribution de chaque facteur de forme pour toute valeur de Q^2 . A partir de cette distribution, on peut connaître l'erreur sur ce facteur de forme en incluant les corrélations à tous les ordres contrairement aux formules approximatives habituelles. On peut voir aussi par cette méthode si la distribution est gaussienne ou non. Ce calcul a été comparé avec le calcul habituel d'erreurs par la propagation des erreurs. Les techniques employées ont été testées plus particulièrement sur le facteur de forme magnétique du proton.

Cette technique a été utilisée pour extraire les contributions en saveurs de quark aux facteurs de forme électromagnétique et faible. L'analyse de nos données avec la méthode de Monte Carlo a montré une contribution compatible avec la valeur nulle du facteur de forme électrique étrange. L'incertitude sur la partie magnétique est très grande et par conséquent, il est difficile de conclure. De plus, nos résultats ont indiqué que le terme anapolaire engendre une erreur significative sur les incertitudes sur les facteurs de forme étranges. La mesure planifiée par PVA4 pour 2007 sur une cible de deutérium aux angles arrière va permettre la séparation du terme associé au courant axial du nucléon aux parties vectorielles électriques et magnétiques. La première prise de données a été couronnée de succès. La figure (6.11) présente le spectre expérimental obtenu sur une cible de deutérium aux angles arrière avec un faisceau d'électrons de 315 MeV.

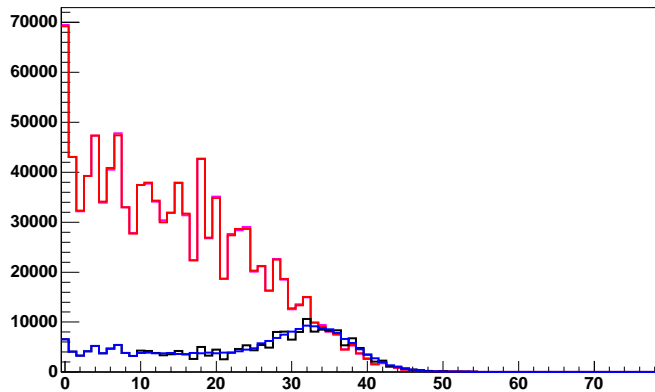


FIG. 6.11 – Spectre expérimental obtenu sur une cible de deutérium aux angles arrière avec un faisceau d'électrons de 315 MeV. L'intensité du faisceau est de $20 \mu A$. La mesure correspond à 5 mn de prise de données. En rouge : le spectre normal délivré par le calorimètre. En bleu : le spectre de coincidence entre le calorimètre et le scintillateur.

Il est indispensable d'avoir plusieurs valeurs de G_E^s et G_M^s mesurées par la méthode de Rosenbluth dans des expériences indépendantes et pour des valeurs de Q^2 différentes. L'estimation du contenu étrange du nucléon ne pourra être obtenue qu'en paramétrisant la variation avec

Q^2 de G_E^s et G_M^s par une forme analytique. En effet, on sait d'après une analyse identique sur les facteurs de forme électromagnétiques que les contraintes imposées à $Q^2 = 0$ conduisent à des incertitudes finales nettement plus petites que les erreurs expérimentales. L'analyse finale de PVA4 après la mesure sur la cible de deutérium ainsi que les mesures finales de la collaboration G^0 sont attendues avec le plus grand intérêt.

Annexe A

Derivation de l'asymétrie anapolaire : Méthode par analogie avec l'asymétrie axiale

L'amplitude anapolaire est donnée par :

$$-i\hat{M}^{ana} = -\frac{4\pi\alpha}{Q^2\Lambda_X^2}\hat{l}^\mu\hat{j}_\mu^{ana} \quad (\text{A.1})$$

où \hat{l}^μ est obtenue à partir (2.8) :

$$\hat{l}^\mu = \bar{u}_\ell\gamma^\mu u_\ell, \quad (\text{A.2})$$

et \hat{j}_μ^{ana} est donné par :

$$\hat{j}_\mu^{ana} = \bar{u}_N[(a_s F_s + a_v F_v \tau_3)(q^2\gamma_\mu - \not{q}q_\mu)\gamma_5]u_N, \quad (\text{A.3})$$

Le terme dans $\not{q}q_\mu\gamma_5$ ne contribue pas à l'asymétrie et par conséquent :

$$\hat{j}_{ana}^{EM,\mu} = \bar{u}_N[(a_s F_s + a_v F_v \tau_3)(q^2\gamma_\mu\gamma_5)]u_N. \quad (\text{A.4})$$

L'amplitude correspondante est :

$$-i\hat{M}_{ana} = -\frac{4\pi\alpha}{\Lambda_X^2}(\bar{u}_\ell\gamma^\mu u_\ell)\bar{u}_N[(a_s F_s + a_v F_v \tau_3)\gamma_\mu\gamma_5]u_N. \quad (\text{A.5})$$

Cette expression présente l'amplitude donnée par Zhu [57], à l'exception du facteur i qui dépend de la convention utilisée dans les diagrammes de Feynmann. Rappelons que l'amplitude électro-faible est égale à $\hat{M} = \hat{M}^{EM} + \hat{M}^{NC}$ où \hat{M}^{EM} est donné par l'équation (2.6)

$$\hat{M}^{EM} = -\frac{4\pi\alpha}{Q^2}\hat{l}^\mu\hat{j}_\mu^{EM} \quad (\text{A.6})$$

et \hat{M}^{NC} est donné par (Eq. 2.7) :

$$\hat{M}^{NC} = -\frac{G_F}{2\sqrt{2}}(g_V^\ell\hat{l}^\mu + g_A^\ell\hat{l}^{\mu 5})(\hat{j}_\mu^{NC} + \hat{j}_{\mu 5}^{NC}) \quad (\text{A.7})$$

où \hat{l}^μ et $\hat{l}^{\mu 5}$ sont donnés par (Eq. 2.8) et $\hat{J}_{\mu 5}^{NC}$ et \hat{J}_μ^{NC} sont donnés par (Eq. 2.44) et (Eq. 2.45). Par analogie avec l'amplitude anapolaire, nous allons conserver uniquement le terme axial $\gamma^\mu \gamma_\mu \gamma_5$:

$$iM \sim \frac{4\pi\alpha}{Q^2} J_\mu^{EM} - \frac{G_F}{2\sqrt{2}} (-1 + 4\sin^2\theta_w) \hat{J}_{\mu 5}^{NC} \quad (\text{A.8})$$

Il peut être écrit

$$iM \sim K_1 \hat{J}_\mu^{EM} + K_2 \hat{J}_{\mu 5}^{NC}, \quad (\text{A.9})$$

avec :

$$K_1 = 4\pi\alpha Q^2, \quad K_2 = -\frac{G_F}{2\sqrt{2}} (-1 + 4\sin^2\theta_w) \tilde{G}_a(Q^2) \quad (\text{A.10})$$

et l'asymétrie axiale correspondante est :

$$A_A(\vec{e}p) = \frac{2K_1 K_2 \varepsilon' G_M^p}{K_1^2 \varepsilon (G_E^p)^2 + \tau (G_M^p)^2} = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{(1 - 4\sin^2\theta_w) \varepsilon' G_M^p}{\varepsilon (G_E^p)^2 + \tau (G_M^p)^2} \tilde{G}_A^p \quad (\text{A.11})$$

Si on additionne le terme anapolaire

$$iM \sim K_1 \hat{J}_\mu^{EM} + K_2 \hat{J}_{\mu 5}^{NC} + K_3 \hat{J}_{\mu 5}^{ana} \quad (\text{A.12})$$

où :

$$K_3 = -\frac{4\pi\alpha}{\Lambda_X^2} [(a_s F_s + a_v F_v \tau_3)]. \quad (\text{A.13})$$

En négligeant le terme axial \times anapole, l'asymétrie anapolaire peut être écrite :

$$A_{ana} = \frac{2K_1 K_3 \varepsilon' G_M^p}{K_1^2 \varepsilon (G_E^p)^2 + \tau (G_M^p)^2} = -\frac{2\varepsilon' G_M^p Q^2 (a_s F_s + a_v F_v \tau_3)}{\Lambda_X^2 [\varepsilon (G_E^p)^2 + \tau (G_M^p)^2]} \quad (\text{A.14})$$

où Λ_X , a_s et a_v sont des constantes qui dépendent des couplages méson-baryon comme défini par Zhu. Elles sont reliées à $R_A^{(T=0)anap}$ et $R_A^{(T=1)anap}$ à travers les équations (9) et (10) dans la référence [57]. A_{ana} est un schéma indépendant. F_s et F_v sont les facteurs de forme, qui ne sont pas considérés par Zhu, et qui permettent d'introduire phénoménologiquement la dépendance en Q^2 de a_s et a_v , comme dans la référence [62] ou [63]. En comparant A_{ana} et A_A (Eq. A.11), on peut dériver la formule suivante :

$$\frac{A_{ana}}{A_A} = -\frac{8\pi\alpha\sqrt{2}(a_s F_s + a_v F_v \tau_3)}{\Lambda_x^2 G_F \tilde{G}_A^p (1 - 4\sin^2\theta_w)} \quad (\text{A.15})$$

Ce rapport est indépendant cinématiquement (Il est le même dans les deux cas de diffusion : angles avant et arrière par comparaison au même Q^2). En revanche, il dépend du schéma de renormalisation à travers la quantité $(1 - 4\sin^2\theta_w)$.

Annexe B

Solutions de la Méthode du χ^2 pour des fonctions linéaires

Dans cette annexe, nous allons présenter en détail comment on obtient les valeurs des paramètres a_1, a_2, \dots, a_n qui minimisent l'expression

$$\chi_{\text{lin}}^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{1}{\sigma_i} \left[y_i - \sum_{k=1}^n a_k f_k(x_i) \right] \right]^2 \quad (\text{B.1})$$

où N représentent le nombre de mesures expérimentales et l'indice "lin" indique que la fonction théorique est une fonction linéaire des paramètres. Nous donnerons aussi la relation simple qui permet de calculer la matrice de covariance des paramètres ainsi que leur variance.

Le minimum est obtenu lorsque la dérivée première par rapport au paramètre a_ℓ est nulle. On obtient alors un système de n équations

$$\frac{\partial}{\partial a_\ell} \chi^2 = 0 \quad \ell = 1, \dots, n \quad (\text{B.2})$$

et l'inverse de la matrice de corrélation des paramètres est estimée par la relation

$$[U^{-1}]_{m\ell} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a_m \partial a_\ell} \quad (\text{B.3})$$

Dans notre cas,

$$\frac{\partial}{\partial a_\ell} \chi_{\text{lin}}^2 = \frac{\partial}{\partial a_\ell} \sum_{i=1}^N \left[\frac{1}{\sigma_i} \left[y_i - \sum_{k=1}^n a_k f_k(x_i) \right] \right]^2 = -2 \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{f_\ell(x_i)}{\sigma_i^2} \left[y_i - \sum_{k=1}^n a_k f_k(x_i) \right] \right\} = 0 \quad (\text{B.4})$$

et

$$[U^{-1}]_{m\ell} = [U^{-1}]_{\ell m} = \sum_{i=1}^N \frac{f_\ell(x_i) f_m(x_i)}{\sigma_i^2} \quad (\text{B.5})$$

L'équation B.4 peut encore s'écrire

$$\sum_{i=1}^N \frac{f_\ell(x_i) y_i}{\sigma_i^2} = \sum_{k=1}^n a_k \sum_{i=1}^N \frac{f_\ell(x_i) f_k(x_i)}{\sigma_i^2} \quad \ell = 1, \dots, n \quad (\text{B.6})$$

Cette égalité peut être exprimée sous forme d'un produit de deux matrices d'ordre n :

$$\beta = a\alpha \quad (\text{B.7})$$

Les éléments de la matrice β sont définis par :

$$\beta_k = \sum_{i=1}^N \frac{y_i f_k(x_i)}{\sigma_i^2} \quad (\text{B.8})$$

et la matrice symétrique α est donnée par :

$$\alpha_{\ell k} = \sum_{i=1}^N \frac{f_\ell(x_i) f_k(x_i)}{\sigma_i^2} \quad (\text{B.9})$$

Les éléments de la matrice \mathbf{a} sont les paramètres de l'ajustement. D'après la relation B.5, il apparaît que les matrices \mathbf{U} et α sont inverses l'une de l'autre et donc que la matrice α^{-1} est la matrice de corrélation des paramètres a_1, \dots, a_n .

Pour déterminer les éléments de la matrice \mathbf{a} nous allons multiplier à droite l'équation B.7 par la matrice inverse de la matrice α . On obtient :

$$\mathbf{a} = \beta\alpha^{-1} \quad (\text{B.10})$$

Explicitement,

$$a_\ell = \sum_{k=1}^n [\alpha^{-1}]_{k\ell} \beta_k = \sum_{k=1}^n [\alpha^{-1}]_{k\ell} \sum_{i=1}^N \frac{y_i f_k(x_i)}{\sigma_i^2} \quad (\text{B.11})$$

où les β_k sont données par l'équation (B.8).

La variance $\sigma_{a_\ell}^2$ du paramètre a_ℓ est obtenue en appliquant la formule de propagation des erreurs pour des grandeurs non corrélées :

$$\sigma_{a_\ell}^2 = \sum_{i=1}^N \sigma_i^2 \left(\frac{\partial a_\ell}{\partial y_i} \right)^2 \quad (\text{B.12})$$

On peut alors calculer $\partial a_\ell / \partial y_i$ en utilisant la relation B.11 :

$$\frac{\partial a_\ell}{\partial y_i} = \sum_{k=1}^n [\alpha^{-1}]_{\ell k} \frac{f_k(x_i)}{\sigma_i^2}$$

$$\left(\frac{\partial a_\ell}{\partial y_i} \right)^2 = \sum_{kk'} [\alpha^{-1}]_{\ell k} [\alpha^{-1}]_{\ell k'} \frac{f_k(x_i)}{\sigma_i^2} \frac{f_{k'}(x_i)}{\sigma_i^2}$$

$$\begin{aligned}
 \sigma_{a_\ell}^2 &= \sum_{i=1}^N \sigma_i^2 \sum_{k,k'=1}^n [\alpha^{-1}]_{\ell k} [\alpha^{-1}]_{\ell k'} \frac{f_k(x_i) f_{k'}(x_i)}{\sigma_i^2 \sigma_i^2} = \sum_{k,k'=1}^n [\alpha^{-1}]_{\ell k} [\alpha^{-1}]_{\ell k'} \sum_{i=1}^N \sigma_i^2 \frac{f_k(x_i) f_{k'}(x_i)}{\sigma_i^2} \\
 &= \sum_{k,k'=1}^n [\alpha^{-1}]_{\ell k} [\alpha^{-1}]_{\ell k'} \alpha_{k'k} = \sum_{k=1}^n [\alpha^{-1}]_{\ell k} \sum_{k'=1}^n [\alpha^{-1}]_{\ell k'} \alpha_{k'k} = \sum_k [\alpha^{-1}]_{\ell k} \delta_{\ell k}
 \end{aligned}$$

Finalement,

$$\sigma_{a_\ell}^2 = [\alpha^{-1}]_{\ell \ell} \tag{B.13}$$

Bibliographie

- [1] L. W. Alvarez, F. Bloch, Phys. Rev. 57, 111 (1940)
- [2] Murray Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons . Phys. Rev., 125 : 8 :214-215,1964.
- [3] J. Ashman et al. Nucl. Phys. B328 (1989)1
- [4] J. Gasser, H. Leutwyler, and M. E. Sainio. Sigma term update. Phys. Lett., B253 : 252 - 259, 1991.
- [5] A. Salam, Phys. Lett. 13, 168 (1964)
- [6] D. B. Kaplan and A. Manohar, Nucl. Phys. B 310 (1988) 527
- [7] G. Garvey et al. Phys. Rev. C48, 761 (1993)
- [8] M. A. EL YAKOUBI et al., Rapport interne G0-05-024, (2005)
- [9] F. J. Ernst, R.G. Sachs, and K.C. Wali, Phys. Rev. 119, 1105 (1960).
- [10] L. N. Hand, D.G. Miller, and Wilson, Rev. Mod. Phys. 35, 335 (1963).
- [11] G. G. Simon et al., Nucl. Phys. A333, 381(1980).
- [12] S. Kopecky et al., Phys. Rev. Lett. 74, 2427 (1995).
- [13] M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. 79, 615 (1950).
- [14] H. Gao, Int. J. Mod. Phys. E 12, 1 (2003) [Erratum-ibid. E 12, 567 (2003)].
- [15] S. Platchkov et al., Nucl. Phys. A510, 740 (1990).
- [16] R. Schiavilla, and I. Sick, Phys. Rev. C64, 041002-1(2001).
- [17] B. Milbrath et al., Phys. Rev. Lett. 80, 452 (1998).
- [18] B. Milbrath et al., Phys. Rev. Lett. 82, 2221(E) (1999).
- [19] S. Dieterich et al., Phys. Lett. B500, 47 (2001).
- [20] M. Jones et al., Phys. Rev. Lett. 84, 1398 (2000).
- [21] O. Gayou et al., Phys. Rev. C 64, 038202 (2001).
- [22] O. Gayou et al., Phys. Rev. Lett. 88, 092301 (2002).
- [23] N. Dombey, Rev. Mod. Phys. 41, 236 (1969).
- [24] A. I. Akhiezer and M.P. Rekalov, Fiz. Elem. Chastits. At. Yadra 4, 662 (1973) [Sov. J. Part. Nucl. 4, 236 (1974)].
- [25] R. G. Arnold, C.E. Carlson, and F. Gross, Phys. Rev. C 23, 363 (1981).
- [26] C. F. Perdrisat et al., Jefferson Lab Experiment E93-027 1993.

- [27] A. I. Akhiezer, M. P. Rekalov, Dokl. Akad. Nauk URSS, 180, 1081, (1968), [Soviet Physics - Doklady 13, 572 (1968)].
- [28] M. Meyerhoff et al., Phys. Lett. B 327, 201 (1994).
- [29] J. Becker, thesis, University of Mainz, 1997.
- [30] J. Becker et al., Eur. Phys. J. A 6, 329 (1999).
- [31] D. Rohe et al., Phys. Rev. Lett. 83, 4257 (1999).
- [32] C. Herberg et al., Eur. Phys. J. A 5, 131 (1999).
- [33] T. Eden et al., Phys. Rev. C 50, R1749 (1994).
- [34] M. Ostrick et al., Phys. Rev. Lett. 83, 276 (1999).
- [35] I. Passchier et al., Phys. Rev. Lett. 82, 4988 (1999).
- [36] M. Ferro-Luzzi et al., Phys. Rev. Lett. 77, 2630 (1996).
- [37] M. Bouwuis et al., Phys. Rev. Lett. 82, 3755 (1999).
- [38] A. Ahmidouch et al. (submitted to Phys. Rev. Lett.).
- [39] D. I. Glazier Eur.Phys.J. A24 (2005) 101-109
- [40] J. Arrington, Phys. Rev. C 69, 022201(R) (2004).
- [41] S. Galster, H. Keln, J. Moritz, K. Schmidt, D. Wegener, and J. Bleckwenn, Nucl. Phys. B32, 221 (1971).
- [42] P. E. Bosted, Phys. Rev. C 51, 409 (1995).
- [43] J. Friedrich and Th. Walcher, Eur.Phys.J.A. **17**, 607, (2003)
- [44] J. J. Kelly, Phys. Rev. C 70, 068202 (2004).
- [45] C. Y. Prescott et al., Phys. Lett. B 77, 347 (1978); B 84, 524 (1979)
- [46] W. Heil, et al., Nucl. Phys. Rev. Lett. 65, 694 (1990).
- [47] P. A. Souder, et al., Phys. Rev. Lett. 65, 694 (1990).
- [48] R. Hasty, et al., Science 290, 2117 (2000);
- [49] K. A. Aniol, et al., Phys. Lett. B 509, 211 (2001)
- [50] Jefferson Lab Experiment 00-006, D. Beck, spokesperson.
- [51] Jefferson Lab Experiment 02-020, R. Carlini, spokesperson
- [52] Mainz Experiment PVA4, D. von Harrach, spokesperson; F. Maas, contact person.
- [53] SLAC Experiment E158, E. Hughes, K. Kumar, and P. A. Souder, spokespersons.
- [54] W. J. Marciano and J.L. Rosner Phys.Rev. Lett. 65(1990)2963
- [55] M. J. Musolf et al., Phys. Rep. 239, 1 (1994)
- [56] R. L. Jaffe, Phys. Lett. B229, 275 (1989).
- [57] Shi-Lin Zhu, S. J. Puglia, B. R. Holstein, and M. J. Ramsey-Musolf, Phys. Rev.D62, 033008 (2000).
- [58] F. Maas et al., Measurement of Strange quark Contributions to the Nucleon's Form Factors at $Q^2 = 0.23(GeV/c)^2$. Collaboration PVA4. Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 022002

- [59] F. Maas et al., Evidence for Strange Quark Contributions to the Nucleon's Form Factors $Q^2 = 0.108(\text{GeV}/c)^2$. Collaboration PVA4, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 152001.
- [60] K. A. Aniol et al., Phys. Rev. C69, 065501 (2004)
- [61] E.J. Beise, M.L. Pitt and D.T. Spayde, Prog. Part. Nucl. Phys. 54, 289, 2005
- [62] D. O. Riska, Nuclear Physics A678 (2000) 79 - 109
- [63] C. M. Maekawa, J.S. Veiga and U. Van Kolck, Phys. Lett. B488(2000)167)
- [64] PDG (1998)
- [65] PDG (2000)
- [66] PDG (2002)
- [67] PDG (2004)
- [68] PDG (2006)
- [69] H. W. Hammer et al. Phys. Lett. B367, 323 (1996)
- [70] U-G. Meissner et al. Phys. Lett. B408, 3381-386 (1997)
- [71] M. J. Ramsey-Musolf, H. W. Hammer and D. Drechsel, Phys. Rev. D55, 2741 (1997).
- [72] M. J. Ramsey-Musolf et M. Burkardt, Z. Phys. C61, 433 (1994)
- [73] W. Koepf, E. M. Henley et S. J. Pollok, Phys. Lett. B288,11 (1992)
- [74] B. R. Holstein Proceedings of the Caltech Workshop on parity violation in electron scattering, World Scientific 27, (1990)
- [75] H. Ito, Phys. Rev. C5, R1750 (1995)
- [76] P. Geiger et N. Isgur, Phys. ReV. D55, 299 (1997)
- [77] L. Hannelius et D .O Riska, Phys. ReV. C62, 045204 (2000)
- [78] S. T. Hong, B. Y. Park et D. P. Min, Phys. Lett. B414, 229-236 (1997)
- [79] N. W. Park, J. Schechter et H. Weigel, Phys. ReV. D43, 869 (1991)
- [80] S. Hong est B. Park, Nucl. Phys. A561, 525 (1993)
- [81] S. C. Phatak et Sarira Sahu, Phys. Lett. B321, 11 (1994)
- [82] C. V. Christov et al. Prog. Part. Nucl. Phys. B37, 1 (1996)
- [83] V. E. Lyubovitskij et al., Phys. ReV. C66, 055204 (2002)
- [84] M. J. Ramsey-Musolf et H. Ito, Phys. ReV. C55, 3066(1997)
- [85] R. Silva et al., Phys. ReV. D65, 014016 (2001)
- [86] H. Weigel et al., Phys. Lett. B353, 20 (1995)
- [87] D. Leinweber, Phys. ReV. D53, 5115 (1996)
- [88] S. J. Dong, K. F. Liu et A. G. Williams, Phys. ReV. D55, 074504 (1998)
- [89] R. Lewis, W. Wilcox et R. M. Woloshyn, Phys. ReV. D67, 013003 (2003)
- [90] D. B. Leinweber et A. W. Thomas, Phys. ReV. D62, 074505 (2000)
- [91] D. B. Leinweber et al., Phys. ReV. Lett. 94, 212001 (2005)
- [92] E. Swallow, N. Cabibbo, R. Winston, Proceedings of BEACH2002, Vancouver (2002)

- [93] K. Hagiwara et al., Phys. Rev. D 66, 010001 (2002)
- [94] J. Zhao et al, Phys. Rev. C57(1998)2126
- [95] K. Abe et al. Phys. Rev. D58(1998) 112003
- [96] A. Airapetian et al, Phys. Rev. Lett. 84 2584 (2000)
- [97] Expérience COMPASS, <http://www.compass.cern.ch>
- [98] E. Beise, Proceedings of PAVI04, Grenoble (2004)
- [99] E. Leader, A.V. Sidorov and D.B. Stamenov, Phys. Rev. D 67, 074017 (2003)
- [100] L.A. Ahrens et al., Phys.Rev.D35(1987)785
- [101] T. Kitagaki et al., Phys.Rev.D42(1990)1331
- [102] A. Liesenfeld et al., Phys.Lett. B468(1999)20
- [103] B. W. Filippone and X. D. Ji, Advances in Nucl. Part. Phys. 26,1 (2001)
- [104] Gordon P. Ramsey, Int. J. Mod. Phys. A18 (2003) 1211 - 1218
- [105] B. Seitz et al., Eur. Phys. J A17, 369 (2003)
- [106] J. Blümlein et H. Böttcher, Nucl. Phys. B636 (2002) 225 - 263
- [107] M. Hirai, S. Kumano et N. Saito, Phys. Rev. D69 (2004) 054021
- [108] B. A. Mueller, Thèse de Doctorat, California Institute of Technology, Pasadena (1997)
- [109] E. J. Beise, Nucl. Phys. A737 (2004) 93 - 101
- [110] T. M. Ito et al., Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 102003
- [111] K. A. Aniol, Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 022003
- [112] A. Acha et al., Phys.Rev.Lett. 98 (2007) 032301
- [113] D. S. Armstrong et al., Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 092001
- [114] S. F. Pate, Eur. Phys. J A (2005) 24, s2, 67-70
- [115] J. D. Björken, Phys. Rev. 148, (1966), 1467
- [116] J. D. Björken, Phys. Rev. D 1, (1970), 1370
- [117] J. Ellis and R. Jaffe, Phys. D 9, (1974), 1444
- [118] J. Ellis and R. Jaffe, Phys. D 10, (1974), 1669(E)
- [119] M. Glück and E. Reya, Z. Phys. C - Particles and Fields 39, (1988) 569
- [120] G. Altarelli and G.G Ross, Phys. Lett. B 212, (1988), 391
- [121] E. Leader, A.V. Sidorov and D.B. Stamenov, Acta Physica Polonica B Vol. 33 No 11, (2002) 3695
- [122] K. Aulenbacher et al. NIM A391 (1997) 498
- [123] S. Huard, 'Polarisation de la lumière', (1993) Masson.
- [124] S. Baunack, Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Thèse de Doctorat, Dissertation 2006.
- [125] I. Altarev et al. Nucl.Instrum.Meth. A564 (2006) 13-25.
- [126] B. Collin, thèse en sciences de l'Université Paris XI Orsay, Décembre 2002, IPNO T-02-04

- [127] T. Hammel, Nucl.Instrum.Meth. A564 (2006) 1-12
- [128] Y. Imai, Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Februar 2003.
- [129] J. Diefenbach, Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Februar 2003.
- [130] P. Achenbach, Mainz, Joh. Gutenberg- Universität, Fachbereich Physik, Dissertation 2000.
- [131] K. Grimm, Mainz, Joh. Gutenberg- Universität, Institut für Kernphysik, Dissertation, Januar 2002.
- [132] B. Gläser, Mainz, Joh. Gutenberg - Universität, Institut für Kernphysik, Diplomarbeit, Januar 2005.
- [133] Bevington, Philip R. : Data reduction and error analysis for the physical sciences - New York : McGraw-Hill, 1969
- [134] Y.-S. Tsai : Rev. Mod. Phys. 46, 815 (1974) ; Y.S. tsai, Van Whitis, Phys. Rev. 149, 1248 (1966).
- [135] M. A. El YAKOUBI, stage de DEA, IPN Orsay (2003)
- [136] J. Van de Wiele and M. Morlet Eur Phys J A (2005) 24, s2, 137 - 140.
- [137] S. D. Drell and J. D. Walecka, Ann. Phys. (N.Y.) 28, 18 (1964).
- [138] T. deForest and J. D. Walecka, Advan. Phys. 15, 1 (1996).
- [139] E. J. Moniz, Phys. Rev. 184, 1154 (1969)
- [140] E. J. Moniz, I. Sick, R. R. Whitney, J. R. Ficenec, R. D. Kephart, and W. P. Trower, Phys. Rev. Lett. 26, 445 (1971).
- [141] I. Sick and J.S. McCarthy, Nucl. Phys. A150, 631 (1970).
- [142] Collaboration PVA4, Proceedings of PAVI06, Milos (2006), To be published.
- [143] L. Capozza, Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diploma thesis october 2004,
- [144] H. Ventsel, Théorie des Probabilités, Editions MIR 1973
- [145] P. R. Bevington, D. Keith Robinson, Data Reduction And Error Analysis For The Physical Sciences (Second Edition).
- [146] E. J. Brash, A. Kozlov, S. Li, and G. Huber, Phys. Rev. C 65, 051001(R) (2002)
- [147] G. Höhler, E. Pietarinen, I. Sabba-Stefanescu, F. Borkowski, G. G. Simon V. H. Walther, and R. D. Wendling, Nucl. Phys. B114, 505 (1976)
- [148] L. E. Price, J. R. Dunning, M. Goitein, K. Hanson, T. Kirk, and R. Wilson, Phys. Rev. D 4, 45 (1971).
- [149] T. Pospischil et al., Eur. phys J. A. 12, 125 (2001).
- [150] P. Markowitz et al., Phys. Rev. C 48, R5 (1993).
- [151] E. E. W. Bruins et al., Phys. Rev. Lett. 75, 21 (1995)
- [152] H. Anklin et al., Phys. Lett. B336, 313 (1994)

- [153] H. Anklin et al., Phys. Lett. B428, 248 (1998)
- [154] G. Kubon et al., Phys. Lett. B 524, 26 (2002).
- [155] A. Lung et al., Phys. Rev. Lett. 70, 718 (1993).
- [156] S. Rock, R.G. Arnold, P. Bosted, B.T. Chertok, B. A. Mecking, I. Schmidt, Z.M. Szalata, R.C. York, and R. Zdarko, Phys.Rev. Lett. 49, 1139 (1982).
- [157] W. Xu et al., Phys. Rev. Lett. 85, 2900 (2000).
- [158] J. Golak, H. Kamada, H. Witala, W. Glöckle, and S.Ishikawa, Phys. Rev. C 51, 1638 (1995).
- [159] J. Golak, G.Ziemer, H. Kamada, H. Witala, and W. Glöckle, Phys. Rev. C 63, 034006 (2001).
- [160] H. Arenhövel, W. Leidemann, and E.L. Tomusiak, Phys. Rev. C 46, 455 (1992).
- [161] H. Zhu et al., Phys. Rev. Lett. 87, 081801 (2001)
- [162] S. Kopecky, J.A. Harvey, N.W. Hill, M. Krenn, M. Pernicka, P. Riehs, and S. Steiner, Phys. Rev. C 56, 2229 (1997).
- [163] J. J. Kelly, Phys. Rev. C 66, 065203 (2002).
- [164] W. Xu et al., Phys. Rev. C 67, 012201(R) (2003).
- [165] R. Madey et al. Phys. Rev. Lett. 91, 122002 (2003).
- [166] G. Warren et al. Phys. Rev. Lett. 92, 042301 (2004).
- [167] J. Arrington Phys. Rev. C 68, 034325 (2003).
- [168] I. Sick, Phys. Lett. B 576, 62 (2003)

Résumé :

La chromodynamique quantique décrit le proton comme étant trois quarks de valence qui baignent dans une mer de paires de quarks-antiquarks et de gluons. Un programme expérimental international, dans lequel se place l'expérience PVA4, a pour but de quantifier la contribution des quarks étranges aux distributions de charge et de courant du nucléon. Pour déterminer expérimentalement cette contribution, des expériences de diffusion élastique d'électrons polarisés longitudinalement sur une cible d'hydrogène liquide sont réalisées. Deux types d'interaction interviennent dans ces expériences : l'interaction électromagnétique (échange de photon virtuel), qui domine, et l'interaction faible (échange de boson Z^0). La non-conservation de la parité dans l'interaction faible au cours de ces expériences induit une asymétrie du taux de comptage en fonction de l'hélicité des électrons incidents. Une difficulté de ces expériences est qu'elles nécessitent de maîtriser les erreurs systématiques et d'enregistrer de fortes statistiques du fait de la faible asymétrie escomptée (de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6} selon l'impulsion transférée). Ce document présente la première séparation de Rosenbluth propre à PVA4 à $Q^2 = 0.23 (GeV/c)^2$. Nous développons le formalisme lié à la violation de parité pour séparer les facteurs de forme étranges. Nous décrivons le dispositif expérimental de PVA4 dédié à la mesure et nous détaillons la technique basée sur la méthode de Monte Carlo pour extraire la contribution étrange. Nous présentons les résultats de l'analyse. Nous montrons alors que la partie électrique étrange est compatible avec la valeur nulle et qu'une contribution non nulle de la partie magnétique étrange est possible.

Mots clés : structure du nucléon - quark étrange - sonde électro-faible - facteurs de forme - asymétrie de violation de parité - Expérience PVA4.

Abstract :

Quantum Chromodynamics describes the proton as three valence quarks surrounded by a sea of quark - antiquark pairs and gluons. The purpose of an international program, which the PVA4 experiment takes part, is to quantify the contribution of the strange quark to the charge and current distributions in the nucleon. Experimentally, to determine these distributions measurements of elastic scattering of longitudinally polarized electrons on a hydrogen target are performed. Two types of interaction intervene in these experiments : the electromagnetic interaction (virtual photon exchange) which dominates, and the weak interaction (neutral boson Z^0 exchange). The non-conservation of parity in the weak interaction induces an asymmetry in the counting rate according to the helicity of the electron beam. The difficulty of these experiments is that they require to control the systematic errors and to record high statistics due to the low asymmetry (about 10^{-5} and 10^{-6} according to the transferred momentum). This document presents the first Rosenbluth separation specific to the PVA4 at $Q^2 = 0.23(GeV/c)^2$. A formalism related to the violation of parity to separate the strange form factors is developed. The PVA4 experimental setup dedicated to the measurement is given, as well as the Monte Carlo technique used to extract the strange quark contribution is detailed. The results of the analysis are presented, and show that while the strange quark electric component is compatible with a null value, a nonzero contribution of the magnetic part is possible.

Keywords : nucleon structure - strange quark - electroweak probe - form factors - parity violating asymmetry - PVA4 experiment.