

**UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENNE
USTHB/ALGER**



FACULTÉ DE PHYSIQUE

MÉMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de magister :

EN PHYSIQUE

Spécialité : Sciences Nucléaires

Par : ZAHIDA GUEROUAH

SUJET

**Étude de la structure électromagnétique
du neutron**

Soutenu publiquement le **23/06/05** à **9h30**, devant le jury composé de :

1 Mr. M. DJEBARA	Professeur (USTHB)	Président
2 Mme. A. A-FRAHI	Maître de conférences (USTHB)	Directrice de thèse
3 Mme. N. A-BENDJABALLAH	Maître de conférences (USTHB)	Examinatrice
4 Mr. M. BELGAID	Maître de conférences (USTHB)	Examineur
5 Mr. M. MOULAY	Directeur de Recherche (CRNA)	Examineur

Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1 : Formalisme de la diffusion d'électrons	
1.1 Diffusion électron-hadron	5
1.2 Section efficace de diffusion électron-nucléon et facteurs de forme	8
1.2.1 Facteurs de forme de Dirac et de Pauli	9
1.2.2 Facteurs de forme de Sachs	10
1.2.3 Rayon quadratique moyen	11
Chapitre 2 : Description théorique des facteurs de forme des nucléons	
2.1 Modèle à Dominance de Mésons Vecteurs (VMD)	14
2.2 La Chromodynamique Quantique Perturbative (PQCD)	16
2.3 Modèle à Dominance de Mésons Vecteurs Étendu (EVMD)	18
Chapitre 3 : Méthodes expérimentales pour la détermination du facteur de forme de charge du neutron	
Partie A : Méthodes indirectes	23
3.1 Diffusion élastique électron-deuton	23
3.1.1 Facteurs de forme du deuton	23
3.1.2 Fonctions de structure du deuton	25

3.1.3	Détermination du facteur de forme de charge G_E^n du neutron à partir de la fonction de structure électrique $A(Q^2)$ du deuton	26
3.1.4	Détermination du facteur de forme de charge G_E^n du neutron à partir du facteur de forme quadrupolaire de charge $G_Q(Q^2)$ du deuton	28
3.2	Diffusion quasi-élastique électron-deuton	30
3.3	Avantages et inconvénients des méthodes indirectes	31
Partie B : Méthodes directes		33
3.4	Diffusion $D(\vec{e}, e' \vec{n})$	33
3.5	Diffusion $\vec{D}(\vec{e}, e' n)$	35
3.6	Diffusion quasi-élastique $\vec{^3He}(\vec{e}, e')$	38
3.7	Diffusion quasi-élastique $\vec{^3He}(\vec{e}, e' n)$	40
3.8	Avantages et inconvénients des méthodes directes	41
3.9	Comparaison entre les méthodes directes et indirectes	42
3.10	Données expérimentales sur G_E^n	43
Chapitre 4 : Paramétrisation de G_E^n : Analyse, résultats et discussion		
4.1	Procédure d'ajustement	47
4.2	Analyse des données	51
4.2.1	Analyse des données de la double polarisation	51
4.2.2	Analyse des données liées au facteur de forme de charge quadrupolaire $G_Q(Q^2)$ du deuton	57
4.3	Comparaison avec d'autres paramétrisations	63
4.4	Confirmation des valeurs des paramètres du modèle semi-phénoménologique EVMD	68
4.5	Conclusion	70
Conclusion		70

Annexes :	73
A Cinématique de la diffusion élastique - Repère de Breit	74
B Calcul de la section efficace de diffusion électron-nucléon	79
B.1 Nucléon ponctuel	79
B.2 Nucléon non ponctuel	83
C Modèles théoriques	86
C.1 Modèles théoriques valables pour les faibles valeurs de moments Q^2 .	86
C.1.1 Modèle du sac de quarks	86
C.1.2 Modèle du sac de quarks nuageux	87
C.1.3 Modèle de Skyrme	87
C.2 Modèles théoriques valables pour les grandes valeurs de moments Q^2 .	88
C.2.1 Modèle relativiste de quarks constituants de Schlumpf	88
C.2.2 Modèle de diquarks	89
D Techniques expérimentales de la double polarisation	90
D.1 Électrons polarisés	90
D.2 Cibles polarisées	91
D.2.1 Polarisation par échange de métastabilité	91
D.2.2 Polarisation par échange de spin	92
D.3 Polarimètres	93
E Compilation des données expérimentales sur G_E^m	96
F Élément du tenseur de polarisation t_{20}	101
Table des figures	104
Bibliographie	106

Introduction

Depuis leur mise en évidence, les nucléons ont été considérés comme les constituants élémentaires du noyau atomique. Mais les mesures des moments magnétiques du proton et du neutron ont révélé des valeurs différentes de celles prédites pour des particules ponctuelles, montrant ainsi que le nucléon possède une structure interne et ne peut être considéré comme une particule élémentaire.

Cette structure est décrite par les facteurs de forme électromagnétiques. À chaque nucléon (proton ou neutron) sont associés deux facteurs de forme : un facteur de forme de charge et un facteur de forme magnétique, directement liés aux distributions spatiales des charges et leurs mouvements respectivement.

Ces quatre facteurs de forme font depuis plusieurs décennies l'objet d'un intérêt particulier en physique nucléaire et en physique des particules, tant du point de vue expérimental que théorique. Cet intérêt est lié au fait que, d'une part les facteurs de forme du nucléon interviennent directement dans le calcul des facteurs de forme des noyaux, et d'autre part ils permettent de tester les modèles décrivant la matière hadronique. En effet, de tels modèles sont établis dans le cadre de la théorie fondée sur l'existence des quarks en tant que constituants élémentaires de la matière : la chromodynamique quantique ou Quantum ChromoDynamics (QCD). Or, il se trouve que cette théorie a été extrêmement bien testée à très haute énergie, où le traitement perturbatif est applicable, mais la compréhension du confinement des quarks et donc de la structure des hadrons reste un défi à relever. En fait, la connaissance de la structure interne des nucléons est non seulement essentielle pour tester la QCD en régime de confinement, mais elle fournit également une base pour expliquer les propriétés de systèmes hadroniques plus complexes à partir des quarks et des gluons.

Les facteurs de forme peuvent être mesurés par diffusion d'électrons sur les noyaux, les électrons constituant une sonde idéale pour étudier la structure des hadrons. En effet,

- l'interaction avec le système à étudier est de nature électromagnétique et perturbe donc très peu celui-ci
- cette interaction est calculable de manière exacte dans le cadre de l'électrodynamique quantique ou Quantum ElectroDynamics (QED)
- les techniques d'accélération et de détection, et plus récemment de polarisation sont bien maîtrisées.

C'est ainsi que dès 1951, la mesure des sections efficaces de diffusion d'électrons sur une cible d'hydrogène a permis de déterminer avec précision les facteurs de forme électrique G_E^p et magnétique G_M^p du proton. Quant au neutron, et à cause de la difficulté d'avoir une cible à neutrons libres, la détermination de ses facteurs de forme n'est possible qu'indirectement à partir de la mesure des sections efficaces de diffusion d'électrons sur les noyaux légers tels que le deuton ou l'hélium. Pour le facteur de forme de charge en particulier, une difficulté supplémentaire s'ajoute, liée au fait que le neutron étant globalement neutre, son facteur de forme de charge est faible relativement au magnétique.

Actuellement, on peut considérer que notre connaissance sur G_E^n est issue de trois sources expérimentales :

- la diffusion de neutrons thermiques sur des éléments très lourds tels que le plomb, et qui permet d'avoir une estimation du rayon quadratique de charge, directement lié à la pente du facteur de forme au voisinage d'une valeur du moment transféré $Q^2 = 0$.
- la diffusion élastique sur le deuton qui a permis de déterminer G_E^n entre 0.2 et 0.6 $(GeV/c)^2$ à partir de la fonction de structure $A(Q^2)$ et quasilélastique pour Q^2 entre 1.7 et 4 $(GeV/c)^2$
- la diffusion d'électrons polarisés sur une cible à deuton ou à hélium3 polarisée. Les données récentes vont jusqu'à 2 $(GeV/c)^2$ et celles issues d'expériences futures iront jusqu'à 4 $(GeV/c)^2$.

Pour que ces informations sur G_E^n soient exploitables, il est nécessaire de les résumer sous forme d'une fonction dépendante du moment transféré Q^2 (ie. une paramétrisation). C'est l'importance d'avoir une telle paramétrisation, que ce soit pour tester les modèles décrivant la structure de la matière ou pour être "injectée" dans le calcul des facteurs de forme des noyaux, qui a motivé le travail que nous présentons.

L'objectif de ce travail est une mise au point sur la connaissance que nous avons actuellement sur le facteur de forme de charge du neutron. Cet objectif sera atteint par la réalisation dans un premier temps d'une compilation de toutes les données expérimentales, notamment celles relatives aux expériences les plus récentes, utilisant faisceaux et cibles polarisés. L'analyse de ces données nous permettra dans un second temps d'établir une paramétrisation décrivant la variation du facteur de forme G_E^n en fonction du moment transféré. Pour cela, une forme particulière pour la fonction de paramétrisation est adoptée, inspirée d'un modèle théorique. Ce choix est motivé par la recherche d'une description de G_E^n qui soit

- fondée sur des hypothèses physiques liées à la structure interne du nucléon
- valable sur une large gamme de moment transféré, notamment la gamme couverte par la nouvelle génération d'expériences, réalisés ou à venir, utilisant des faisceaux et cibles polarisés.

Cette thèse est divisée en quatre chapitres, le premier chapitre est consacré à la présentation du formalisme relatif à la diffusion d'électrons. Nous introduisons la notion de section efficace, ce qui nous amènera à définir les facteurs de forme comme des entités intervenant directement dans l'expression de la section efficace de diffusion.

Au second chapitre, nous exposons quelques modèles théoriques décrivant les facteurs de forme nucléoniques valable chacun dans une gamme de moment de transfert donnée.

Les différentes méthodes expérimentales utilisées pour la détermination du facteur de forme de charge G_E^n du neutron font l'objet du troisième chapitre. Il est subdivisé en deux parties.

Dans la partie A, nous illustrons les méthodes dites indirectes utilisant des faisceaux et des cibles non polarisés, pour lesquelles l'extraction du facteur de forme G_E^n se

fait à partir de la fonction de structure électrique $A(Q^2)$ ou du facteur de forme quadrupolaire de charge $G_Q(Q^2)$ du deuton.

Dans la partie B, nous présentons les méthodes dites directes permettant de mesurer G_E^n à partir des expériences en double polarisation, utilisant comme cible le deuton ou l'hélium 3. La détermination de G_E^n dans ce cas se fait directement à partir d'un terme d'interférence $G_E^n G_M^n$ intervenant dans la section efficace de diffusion.

Au quatrième chapitre, nous décrivons en détail les étapes de notre analyse ayant comme but de décrire G_E^n par une paramétrisation inspirée d'un modèle théorique (modèle hybride). Les résultats obtenus à partir de l'ajustement sur différents ensembles de données sont présentés à la fin de ce chapitre. Les résultats pour chaque groupe de données sont discutés et comparés avec les valeurs issues d'autres expériences et avec celles déterminées théoriquement.

Enfin, nous présentons à la fin de ce mémoire certains développements que nous avons reporté dans des annexes.

Dans l'annexe A, nous définissons les grandeurs cinématiques utilisées en diffusion d'électrons, notamment le quadrimoment transféré Q^2 , paramètre essentiel en fonction duquel sont exprimés les facteurs de forme électromagnétiques des hadrons.

Dans l'annexe B, nous développons en détail le calcul de la section efficace de diffusion électron-nucléon. Nous présentons successivement le cas où le nucléon est considéré comme étant une particule ponctuelle, puis celui où l'on tient compte de sa structure. Ces derniers s'interprètent comme étant les transformées de Fourier de la distribution de charge et de courant dans un référentiel appelé repère de Breit. Nous définissons ce repère dans l'annexe C.

Dans l'annexe D, nous décrivons brièvement les différentes techniques expérimentales utilisées dans les expériences en double polarisation : polarisation des électrons, polarisation des cibles, et polarimètres.

Une compilation de toutes les données expérimentales relatives au facteur de forme de charge du neutron, G_E^n fait l'objet de l'annexe E.

En fin, l'annexe F est consacrée à la définition de l'élément du tenseur de polarisation t_{20} . La mesure de cet élément représente une des méthodes indirectes pour la détermination de G_E^n (chapitre 3).

Chapitre 1

Formalisme de la diffusion d'électrons

Dans ce chapitre, nous rappelons les principales définitions et expressions décrivant le processus de diffusion électron-hadron. Nous commençons par définir la section efficace de diffusion sur une particule considérée comme ponctuelle. Nous allons voir ensuite comment la prise en compte de la structure interne du nucléon nécessite l'introduction de fonctions scalaires qui ne dépendent que du quadrimoment transféré par l'électron au hadron : les facteurs de forme. La section efficace de diffusion s'écrit alors comme une combinaison linéaire de ces facteurs de forme.

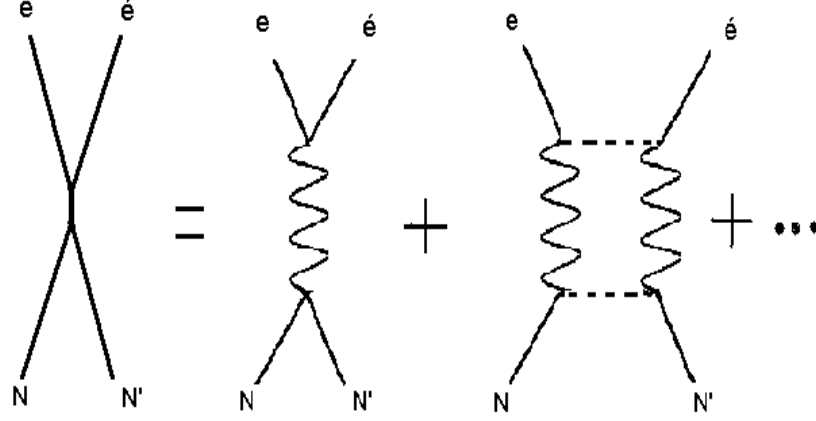
1.1 Diffusion électron-hadron

L'interaction électron-hadron correspond au couplage de la charge et du moment magnétique de l'électron à la distribution de charge et de magnétisation du hadron, par l'intermédiaire de un ou de plusieurs photons virtuels (cf. figure 1.1).

Cette interaction est de type électromagnétique et le couplage de l'électron avec le hadron est alors caractérisé par la constante de structure fine α . Cette constante, relativement faible, permet d'écrire la fonction d'onde de l'électron $\Psi(\vec{r})$ sous la forme d'un développement perturbatif en puissance de $(Z\alpha)$:

$$\Psi(\vec{r}) = \Psi_0 + Z\alpha\Psi_1 + (Z\alpha)^2\Psi_2 + + (Z\alpha)^n\Psi_n \quad (1.1)$$

fey



1.pdf

FIG. 1.1: Diffusion électron-hadron par échange d'un photon virtuel, de deux photons ou de plusieurs.

où Z représente la charge du hadron, Ψ_0 la fonction d'onde d'un électron libre et $(Z\alpha)^n \Psi_n$ la contribution de l'échange de n photons virtuels à la fonction d'onde.

Comme $(Z\alpha)^n \ll 1$, on ne considère que le processus dominant à l'interaction impliquant le plus petit ordre ($n = 1$), ie. l'échange d'un seul photon virtuel. Cette approximation est dite approximation de Born au premier ordre [Gou 74].

Si de plus, on considère que l'électron est décrit par une onde plane (ce qui revient à négliger l'action du champ du hadron diffuseur sur la fonction d'onde de l'électron juste avant et juste après l'échange du photon virtuel), l'approximation est dite approximation de Born en ondes planes ou PWBA (*Plane Wave Born Approximation*). Cette approximation est d'autant plus valable que le hadron est léger (Z petit). Les sections efficaces utilisées dans ce travail sont écrites dans le cadre de la PWBA.

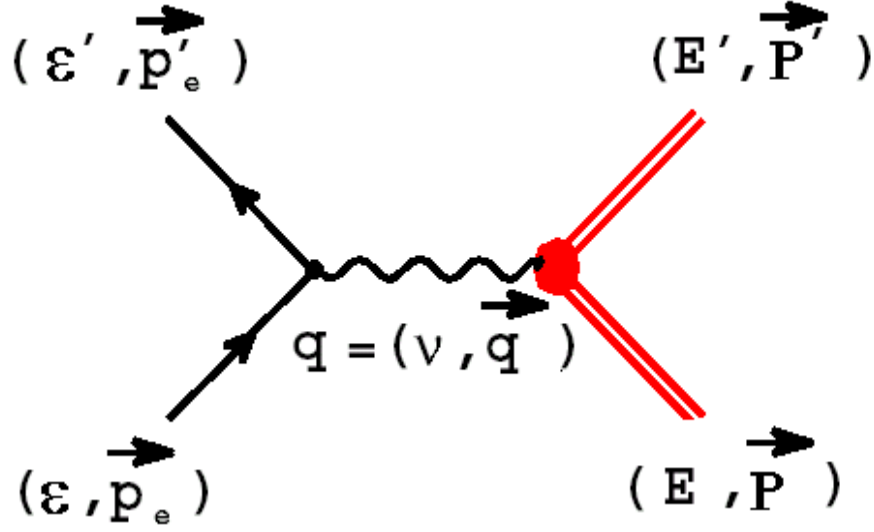


FIG. 1.2: Diagramme de Feynman décrivant la diffusion électron-hadron dans le cadre de la PWBA

Dans le diagramme de Feynman décrivant le processus de diffusion électron-hadron au premier ordre (cf. figure 1.2), le quadrivecteur énergie-impulsion q_μ du photon virtuel échangé est donné par (cf. Annexe A) :

$$q_\mu = \begin{pmatrix} \nu \\ \vec{q} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

ν : énergie du photon virtuel (l'énergie transférée au hadron).

$\vec{q}$: impulsion du photon virtuel (l'impulsion transférée au hadron).

Dans le système du laboratoire, ces grandeurs sont données par :

$$\begin{cases} \nu = \epsilon - \epsilon' \\ \vec{q} = \vec{p}_e - \vec{p}'_e \end{cases} \quad (1.3)$$

avec :

$\epsilon, \vec{p}_e$: énergie et impulsion de l'électron incident,

$\epsilon', \vec{p}'_e$: énergie et impulsion de l'électron diffusé.

L'information concernant le hadron étudié est "portée" par l'électron diffusé. Cette information ne dépend que du quadrimoment transféré ou quadritransfert Q^2 . Dans

le cas d'une diffusion élastique, celui-ci est donné par (cf. annexe A) :

$$Q^2 = -q_\mu^2 = 4\varepsilon\varepsilon' \sin^2(\theta/2) \quad (1.4)$$

avec θ l'angle de diffusion de l'électron.

Le quadritransfert Q^2 s'exprime en $(GeV/c)^2$. On peut également l'exprimer en unité de l'inverse d'une distance au carré ; fm^{-2} , avec :

$$1 \left(\frac{GeV}{c} \right)^2 \sim 25 \text{ fm}^{-2}$$

Le quadrimoment Q^2 qui représente le transfert en énergie et en impulsion au hadron, est un paramètre essentiel dans la description du processus de diffusion. Son importance vient du fait que les facteurs de forme ne dépendent que de cet invariant (Q^2).

Dans le processus de diffusion électron-nucléon, la section efficace s'écrit en fonction de termes décrivant les propriétés et la structure du nucléon.

Afin d'illustrer la manière dont ces termes rendent compte de la distribution spatiale de charge et de magnétisation du nucléon, nous allons considérer d'abord le cas où le nucléon est décrit comme une particule ponctuelle.

1.2 Section efficace de diffusion électron-nucléon et facteurs de forme

La section efficace de diffusion sur un nucléon supposé ponctuel est donnée par (cf. annexe B) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4\varepsilon^2 \sin^4(\theta/2)} f [1 + 2\tau \tan^2(\theta/2)] \quad (1.5)$$

où $\tau = \frac{Q^2}{4M^2}$, M étant la masse du nucléon.

Le terme $\frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4\varepsilon^2 \sin^4(\theta/2)}$ représentant la section efficace différentielle de Mott, décrit la diffusion sur une particule ponctuelle et sans spin.

f est le paramètre de recul et le terme $(1 + 2\tau \tan^2(\theta/2))$ résulte du spin associé au nucléon (il est égale à l'unité pour une particule sans spin).

Afin de tenir compte de la structure interne du nucléon, deux fonctions scalaires $F_1(Q^2)$ et $F_2(Q^2)$ dites facteurs de forme de Dirac et de Pauli respectivement ont été introduites de manière phénoménologique dans l'expression de la section efficace de diffusion [Hof 56].

1.2.1 Facteurs de forme de Dirac et de Pauli

La section efficace différentielle s'exprime à partir des facteurs de forme de Dirac et de Pauli comme suit (cf. annexe B) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} f \left\{ [F_1^2(Q^2) + \tau F_2^2(Q^2)] + 2\tau [(F_1(Q^2) + F_2(Q^2))^2 \tan^2(\theta/2)] \right\} \quad (1.6)$$

Il y a deux facteurs de forme pour décrire la structure du proton et deux facteurs de forme décrivant la structure du neutron.

À $Q^2 = 0$, le photon virtuel est insensible à la structure du nucléon. Pour satisfaire cette condition physique, F_1 et F_2 ont été normalisés de la manière suivante :

$$F_1^p(0) = 1 \quad \text{et} \quad F_2^p(0) = \mu_p - 1 \quad (1.7)$$

$$F_1^n(0) = 0 \quad \text{et} \quad F_2^n(0) = \mu_n \quad (1.8)$$

où μ_p , μ_n sont respectivement les moments magnétiques de proton et du neutron.

Avec cette normalisation, $F_1(0)$ est exprimé en unité de charge électrique et $F_2(0)$ en unité de magnéton nucléaire.

Le proton et le neutron représentent deux états différents de projection de l'isospin du nucléon. Des combinaisons linéaires des facteurs de forme F_1 et F_2 permettent de définir de nouveaux facteurs de forme tenant compte de l'isospin : les facteurs de forme isoscalaire $F^{IS}(Q^2)$ et isovecteur $F^{IV}(Q^2)$ donnés par :

$$\begin{cases} F_1^{IS} = \frac{1}{2}(F_1^p + F_1^n) & \text{et} & F_1^{IV} = \frac{1}{2}(F_1^p - F_1^n) \\ F_2^{IS} = \frac{1}{2}(F_2^p + F_2^n) & \text{et} & F_2^{IV} = \frac{1}{2}(F_2^p - F_2^n) \end{cases} \quad (1.9)$$

1.2.2 Facteurs de forme de Sachs

Dans la pratique, on utilise plutôt d'autres facteurs de forme dits de Sachs, dont la définition est liée aux distributions spatiales de charge et de magnétisation ([Ern 60] et [Sac 62]).

Pour chaque nucléon (proton ou neutron) on définit ainsi deux facteurs de forme de Sachs : un facteur de forme de charge $G_E(Q^2)$ et un facteur de forme magnétique $G_M(Q^2)$, qui sont des combinaisons linéaires de F_1 et F_2 :

$$\begin{cases} G_E(Q^2) = F_1(Q^2) - \tau F_2(Q^2) \\ G_M(Q^2) = F_1(Q^2) + F_2(Q^2) \end{cases} \quad (1.10)$$

En utilisant ces facteurs de forme, la section efficace de diffusion électron-nucléon s'écrit (cf. annexe B) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} f \left\{ \frac{G_E^2(Q^2)}{1 + \tau} + 2\tau \left(\frac{1}{2(1 + \tau)} + \tan^2(\theta/2) \right) G_M^2(Q^2) \right\} \quad (1.11)$$

À $Q^2 = 0$, les facteurs de forme de Sachs du proton et du neutron sont normalisés comme suit :

$$\begin{cases} G_E^p(0) = 1 & \text{et} & G_E^n(0) = 0 \\ G_M^p(0) = \mu_p & \text{et} & G_M^n(0) = \mu_n \end{cases} \quad (1.12)$$

$G_E(0)$ est exprimé en unité de charge électrique et $G_M(0)$ en unité de magnéton nucléaire.

Cette normalisation à $Q^2 = 0$ permet de reproduire les propriétés statiques des nucléons. En d'autres termes, $G_E(0)$ correspond à la charge totale du nucléon et $G_M(0)$ à son moment magnétique.

En effet, dans la limite non relativiste, G_E et G_M ne sont rien d'autre que les transformées de Fourier des distributions spatiales de charge $\rho(r)$ et de magnétisation $\mu(r)$ du nucléon.

On a alors [Sac 62] :

$$G_E(Q^2) = \int \rho(r) e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}} d^3r \quad (1.13)$$

$$G_M(Q^2) = \int \mu(r) e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}} d^3r \quad (1.14)$$

La normalisation de $\rho(r)$ est donnée par :

$$\int_0^\infty \rho(r) dr = Z \quad (1.15)$$

Z étant la charge du nucléon.

De même pour la densité de magnétisation $\mu(r)$:

$$\int_0^\infty \mu(r) dr = \mu_N \quad (1.16)$$

μ_N étant le moment magnétique du nucléon.

1.2.3 Rayon quadratique moyen

À partir du développement des facteurs de forme de Sachs en moments «paires» ($K = 0, 2, \dots$) [Isg 98] :

$$G_E(Q^2) = G_E(0) - \frac{Q^2}{6} \langle r_E^2 \rangle + \frac{Q^4}{120} \langle r_E^4 \rangle + \dots \quad (1.17)$$

$$G_M(Q^2) = G_M(0) \left\{ 1 - \frac{Q^2}{6} \langle r_M^2 \rangle + \frac{Q^4}{120} \langle r_M^4 \rangle + \dots \right\} \quad (1.18)$$

où :

$$\langle r_E^k \rangle = \int r^k \rho(r) d^3r \quad (1.19)$$

$$\langle r_M^k \rangle = G_M^{-1}(0) \int r^k \mu(r) d^3r \quad (1.20)$$

on définit les rayons quadratiques moyens de charge et de magnétisation $\langle r_E^2 \rangle$ et $\langle r_M^2 \rangle$

qui sont les moments d'ordre 2.

Ce développement est valide en travaillant dans le repère de Breit défini par une énergie transférée au nucléon $\nu = 0$ (cf. annexe A). Il l'est également dans le cas où l'énergie ν est négligeable comparée à $|\vec{q}|$.

Expérimentalement, le rayon quadratique moyen $\langle r^2 \rangle$ peut être obtenu à partir de la courbe décrivant le facteur de forme en fonction de Q^2 , par la valeur de la pente au voisinage de $Q^2 = 0$. En effet, on peut montrer qu'à $Q^2 = 0$ [Tan 03] :

$$\langle r_E^2 \rangle = -6 \frac{dG_E}{dQ^2} \Big|_{Q^2=0} \quad (1.21)$$

Dans le cas du proton, $\langle r_E^2 \rangle$ est obtenue à partir de la mesure des facteurs de forme du proton [Mer 95]. Pour le neutron par contre, vu la difficulté de la mesure de ses facteurs de forme, en particulier de G_E^n , $\langle r_E^2 \rangle$ est plutôt déterminé à partir des expériences de diffusion de neutrons thermiques sur des atomes de Z élevé.

La valeur la plus récente pour le rayon de charge du neutron est celle publiée par Kopecky [Kop 95]. C'est cette valeur que nous avons utilisée pour contraindre le comportement de $G_E^n(Q^2)$ à $Q^2 \simeq 0$.

Dans ce travail, nous nous proposons de déterminer une paramétrisation du facteur de forme de charge G_E^n du neutron, ce qui suppose le choix d'une fonction de Q^2 pour la forme de la paramétrisation. Pour cela, nous avons utilisé la variation de G_E^n en fonction de Q^2 prévue par le modèle à Dominance de Mésons Vecteurs Étendu (EVMD). Ce modèle théorique dit modèle hybride, développé par Gari-Krümpelmann [Gar 85], est en fait une synthèse de deux autres modèles décrivant chacun la structure du nucléon dans une gamme de moment transféré spécifique.

Dans le chapitre qui suit, nous allons décrire ce modèle hybride. Pour cela, nous commencerons par décrire brièvement les deux modèles, à partir desquels ce modèle a été élaboré, à savoir le modèle à Dominance de Mésons Vecteurs (VMD) et le modèle de la Chromodynamique Quantique Perturbative (PQCD).

Chapitre 2

Description théorique des facteurs de forme des nucléons

Il existe plusieurs modèles théoriques décrivant la structure du nucléon, valable chacun dans une gamme de moment transféré Q^2 , et qui diffèrent entre eux par les degrés de liberté pris en compte.

En effet, dans un processus de diffusion électron-nucléon, "la résolution spatiale" avec laquelle le nucléon peut être "sondé" est reliée à la longueur d'onde associée à l'électron. C'est l'ordre de grandeur de cette résolution, qui est proportionnelle à Q^2 , qui justifie pour chaque modèle le choix des degrés de liberté selon le domaine de moment de transfert Q^2 . Il en résulte que l'information contenue dans les facteurs de forme concerne essentiellement la forme ou la "taille" du nucléon, lorsque les valeurs de moment de transfert mises en jeu sont faibles, alors qu'à très haut Q^2 , la résolution est suffisante pour observer les effets liés au comportement des quarks à l'intérieur du nucléon.

Ces modèles décrivent la structure du nucléon soit en termes de mésons, comme le modèle à dominance de mésons vecteurs (*Vector Meson Dominance model* [Iac 73]), soit en termes de quarks comme le modèle de quarks constituants (*Quark Constituents* [Chu 91]), le modèle à diquark ...etc (cf. annexe C). On peut également citer le *Cloudy Bag model* [Lu 98] où le nucléon est traité comme un sac de quarks entouré d'un nuage de mésons.

Dans ce chapitre, nous nous limiterons à la description du comportement des facteurs de forme du nucléon dans le cadre de deux modèles : le modèle à Dominance de Mésons Vecteurs (VMD) et le modèle de la Chromodynamique Quantique Perturbative (PQCD). La présentation de ces deux modèles nous permettra d'introduire le modèle EVMD, utilisé par Gari et Krümpelmann pour déterminer une paramétrisation du facteur de forme de charge $G_E^n(Q^2)$ du neutron dans la gamme de Q^2 couvrant les domaines de validité des modèles VMD et PQCD.

2.1 Modèle à Dominance de Mésons Vecteurs (VMD)

Le modèle à dominance de mésons vecteurs VMD (*Vector Meson Dominance model* [Iac 73]) est un modèle phénoménologique basé sur l'hypothèse qu'aux faibles valeurs de moment de transfert ($Q^2 \leq 1(\text{GeV}/c)^2$) le photon virtuel se couple au nucléon par l'intermédiaire de mésons vecteurs ρ , ρ' , ω , ϕ ,... (cf. figure 2.1).

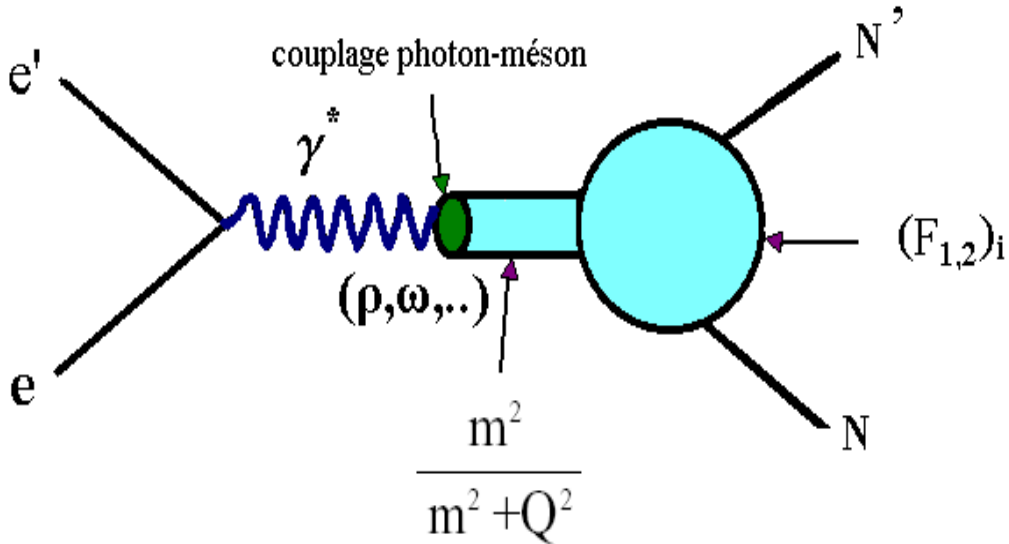


FIG. 2.1: Le couplage photon-nucléon dans le cadre du modèle à dominance de mésons vecteurs (VMD)

Les facteurs de forme du nucléon sont alors obtenus par la sommation explicite des contributions, à l'interaction de tous les mésons vecteurs, où chaque contribution s'écrit comme le produit du propagateur du méson par le facteur de forme au vertex méson-nucléon :

$$\left\{ \begin{array}{ll} F_{1,2}^{IV}(Q^2) = \sum_i \frac{m_i^2}{m_i^2 + Q^2} \frac{g_i}{f_i} (\mathcal{F}_{1,2})_i(Q^2) & i = \rho, \rho', \sigma \dots \\ F_{1,2}^{IS}(Q^2) = \sum_i \frac{m_i^2}{m_i^2 + Q^2} \frac{g_i}{f_i} (\mathcal{F}_{1,2})_i(Q^2) & i = \omega, \phi, \phi' \dots \end{array} \right. \quad (2.1)$$

$\frac{1}{(m_i^2 + Q^2)}$ est le propagateur associé au méson i de masse m_i .

$\frac{g_i}{f_i}$, est une constante caractérisant le couplage photon-méson vecteur et le couplage méson vecteur-nucléon.

$(\mathcal{F}_{1,2})_i$: un facteur de forme décrivant la zone d'interaction au vertex méson-nucléon.

Dans ce modèle, les facteurs de forme $(\mathcal{F}_{1,2})_i$ sont les mêmes pour tout les mésons [Iac 73] :

$$(\mathcal{F}_j)_\rho = (\mathcal{F}_j)_\omega = (\mathcal{F}_j)_\phi = \dots \quad j = 1, 2 \quad (2.2)$$

La dépendance de $\mathcal{F}_1(Q^2)$ et de $\mathcal{F}_2(Q^2)$ en fonction de Q^2 est décrite par l'approximation monopolaire à basse énergie [Iac 73] :

$$\mathcal{F}_1 \sim \mathcal{F}_2 \sim \frac{\Lambda_1^2}{\Lambda_1^2 + Q^2} \quad (2.3)$$

Λ_1 étant un paramètre libre déterminé à partir de l'ajustement de données expérimentales.

2.2 La Chromodynamique Quantique Perturbative (PQCD)

Dans le cadre de la Chromodynamique Quantique (QCD), la couleur est une propriété qui joue le rôle de charge pour l'interaction forte. Les hadrons sont décrits comme des particules composées de quarks, porteurs de couleur et échangeant des gluons, porteurs eux aussi de couleur.

Le nucléon étant un hadron, on s'attend alors à ce que ses facteurs de forme soient déterminés par la résolution des problèmes posés dans le cadre de la QCD.

Malheureusement, cela n'est possible qu'à de très grandes valeurs de moment transféré ($Q^2 \rightarrow \infty$), c'est-à-dire dans la région où un calcul perturbatif est possible. C'est le domaine de validité de la Chromodynamique Quantique dite perturbative (*Perturbative Quantum Chromodynamics* ou PQCD).

En effet, la constante de couplage de l'interaction forte α_s varie en fonction de Q^2 [Rey 81] :

$$\alpha_s = -\frac{1}{a \log\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)} \quad (2.4)$$

a étant une constante et Λ_{QCD} représente le paramètre libre de la QCD. Les limites inférieure et supérieure pour la valeur du paramètre Λ_{QCD} ont été estimées à 0.2 et 0.7 (GeV/c) respectivement [Rey 81].

On voit à partir de la relation 2.4 qu'à des valeurs de Q^2 élevées ($Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$), le couplage devient faible, de sorte que les quarks apparaissent comme des particules quasi-libres. C'est le domaine de la liberté asymptotique, observée dans les expériences de diffusion profondément inélastique sur le proton (*Deep Inelastic Scattering* DIS) [Bro 73]. Pour de faibles valeurs de Q^2 , le couplage devient fort, et les quarks restent confinés.

À partir d'un développement perturbatif en puissances de $\alpha_s(Q^2)$ [Lep 80], on obtient pour les facteurs de forme de Dirac et de Pauli le comportement asymptotique

suivant :

$$F_1(Q^2 \rightarrow \infty) \propto \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{Q^2}\right)^{n-1} \quad (2.5)$$

$$F_2(Q^2 \rightarrow \infty) \propto \frac{1}{Q^2} F_1(Q^2) \quad (2.6)$$

où $(n - 1)$ est le nombre de gluons échangés.

Dans le cadre du calcul perturbatif de la Chromodynamique Quantique, le nucléon peut être décrit par trois quarks échangeant entre eux deux gluons, qui distribuent l'énergie et l'impulsion à tout le nucléon (cf. figure 2.2).

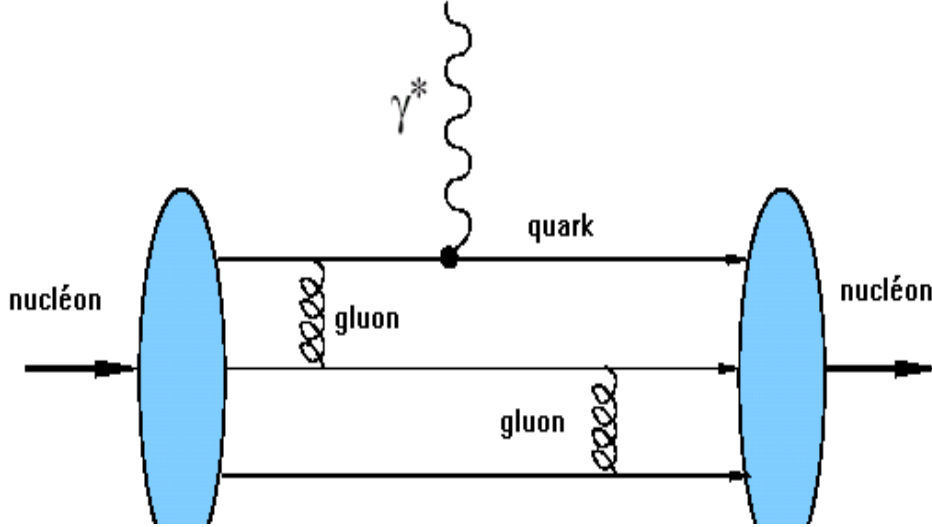


FIG. 2.2: Diagramme d'échange de deux gluons

Dans ce cas, les facteurs de forme de Dirac et de Pauli s'écrivent :

$$F_1 \propto \frac{1}{Q^4 \left[\log\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right) \right]^2} \quad (2.7)$$

$$F_2 \propto \frac{1}{Q^6 \left[\log\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right) \right]^2} \quad (2.8)$$

Un tel comportement, prédit par la PQCD, a été expérimentalement vérifié pour les facteurs de forme du proton ([Kir 73], [Sil 93]).

Cependant, et pour des valeurs intermédiaires du moment transféré, la constante d'interaction $\alpha_s(Q^2)$ n'est pas assez faible (cf. équation 2.4) pour que le calcul perturbatif de la QCD soit applicable, alors que le modèle VMD n'est plus valable.

Afin de décrire les facteurs de forme du nucléon par un seul modèle couvrant tout le domaine en Q^2 , Gari et Krümpelmann [Gar 85] ont proposé une extension du modèle VMD, assurant la transition entre les deux domaines en Q^2 et applicable pour les énergies "intermédiaires".

2.3 Modèle à Dominance de Mésons Vecteurs Étendu (EVMD)

Le modèle à dominance de mésons vecteurs étendu (*Extended Vector Meson Dominance model*) est un modèle semi-phénoménologique. Les paramètres libres de ce modèle tels que Λ_1 , Λ_2 et Λ_{QCD} sont déterminés par l'ajustement sur des données expérimentales relatives aux facteurs de forme du proton et du neutron [Gar 85].

Dans ce modèle, le couplage du photon virtuel au nucléon est en fait "la somme" d'un couplage direct avec le nucléon et d'un couplage par l'intermédiaire d'un méson vecteur comme cela est représenté schématiquement sur la figure 2.3.

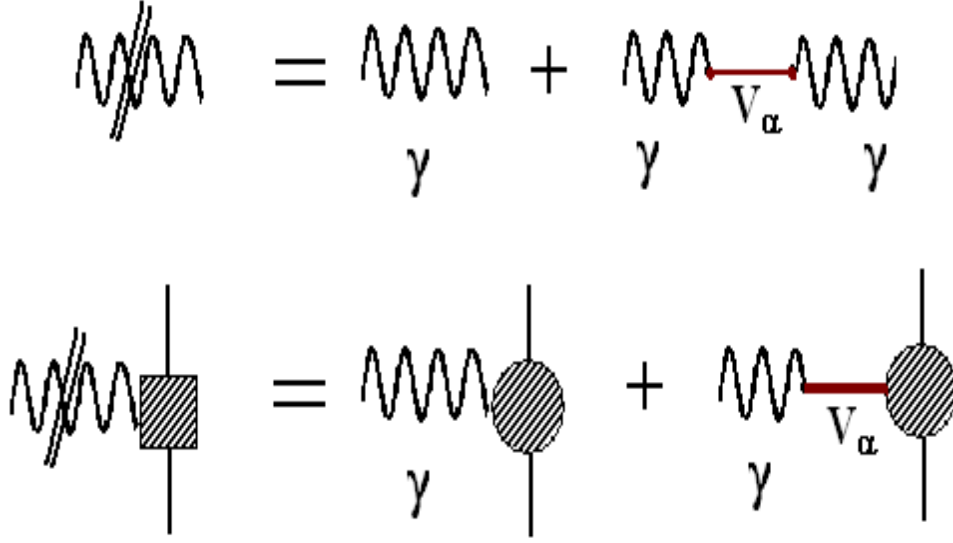


FIG. 2.3: Schéma décrivant le couplage photon-nucléon dans le cadre du modèle à dominance de mésons vecteurs étendu EVMD

La forme adoptée pour les facteurs de forme décrivant le couplage méson-nucléon est celle du modèle VMD (cf relation 2.1) où la dépendance en Q^2 de F_1 et F_2 est décrite par une fonction telle que à bas Q^2 on retrouve le comportement dicté par le modèle VMD et à haut Q^2 , F_1 et F_2 varient comme prédit par la PQCD. La transition entre les deux domaines en Q^2 est assurée par l'introduction d'un troisième paramètre libre Λ_2 et d'un changement d'échelle en Q^2 :

$$F_1(Q^2) = \frac{\Lambda_1^2}{\Lambda_1^2 + \hat{Q}^2} \cdot \frac{\Lambda_2^2}{\Lambda_2^2 + \hat{Q}^2} \quad (2.9)$$

$$F_2(Q^2) = \frac{\Lambda_1^2}{\Lambda_1^2 + \hat{Q}^2} \cdot \left[\frac{\Lambda_2^2}{\Lambda_2^2 + \hat{Q}^2} \right]^2 \quad (2.10)$$

avec :

$$\hat{Q}^2 = Q^2 \frac{\log(\frac{\Lambda_2^2 + Q^2}{\Lambda_{QCD}^2})}{\log(\frac{\Lambda_2^2}{\Lambda_{QCD}^2})} \quad (2.11)$$

En effet, on peut voir que :

- pour $Q^2 \ll \Lambda_2^2$, F_1 et F_2 tendent vers l'approximation monopolaire et les facteurs de forme dans ce cas sont déterminés par la dynamique des mésons (cf. relation 2.3)
- pour $Q^2 \gg \Lambda_2^2$, F_1 et F_2 tendent vers les prédictions asymptotiques de la PQCD (cf. relations 2.7 et 2.8).
- pour $Q^2 \sim \Lambda_2^2$, la dynamique des quarks ainsi que celle des mésons intervient.

Dans ce travail, nous nous proposons de faire le point sur le facteur de forme de charge G_E^n du neutron. Après avoir réalisé une compilation des données expérimentales relatives à G_E^n , nous rechercherons la meilleure paramétrisation en fonction de Q^2 de ces données. Pour cela, nous avons choisi la paramétrisation $G_E^n = f(Q^2)$ de Gari-Krümpelmann [Gar 85] car elle satisfait aux deux critères que nous nous sommes fixés :

- cette paramétrisation est applicable dans le domaine en Q^2 couvert par l'ensemble des données expérimentales.
- elle possède un fondement physique lié à la structure du nucléon, et sa forme est basée sur un modèle théorique décrivant cette structure.

La présentation des différentes méthodes expérimentales pour la mesure de G_E^n fait l'objet du chapitre suivant (chapitre 3). L'objectif de ce chapitre est d'une part de présenter les données expérimentales qui constituent la compilation que nous avons réalisée sur G_E^n et d'autre part de faire le point sur ces différentes méthodes en les comparant.

Chapitre 3

Méthodes expérimentales pour la détermination du facteur de forme de charge du neutron

Les noyaux légers (1H , 2D , 3T , 3He , 4He) constituent des laboratoires microscopiques pour l'étude des nucléons. En effet, on sait résoudre le problème à N corps de manière exacte pour $N \leq 4$. En incluant des potentiels nucléaires semi-phénoménologiques à l'équation de Schrödinger, on peut obtenir des solutions exactes pour les fonctions d'onde associées à ces noyaux. Comme ces fonctions d'onde interviennent directement dans le calcul des sections efficaces de diffusion, les mesures précises de ces dernières constituent un véritable test pour les différents potentiels nucléaires utilisés. La section efficace de diffusion sur un noyau léger s'écrit en fonction des facteurs de forme magnétique et de charge du nucléon. Par conséquent, on peut espérer extraire des informations sur les propriétés du nucléon (structure interne) à partir de l'étude de ces noyaux.

À cet effet, le deuton, seul état lié à deux nucléons, représente un véritable laboratoire pour l'étude du neutron. En effet, c'est Hofstadter [Hof 56] qui a suggéré pour la première fois la possibilité de déterminer les facteurs de forme du neutron à partir de la mesure de sections efficaces de diffusion sur le deuton.

Connaissant les facteurs de forme du proton (G_E^p et G_M^p) à partir des mesures de sections efficaces de diffusion électron-hydrogène, on peut en déduire les facteurs de forme du neutron.

Depuis, la diffusion élastique et quasi-élastique sur le deuton a été le seul moyen d'accéder à une information sur la structure du neutron ([Pla 90], [Lun 93] et [Sch 01]). Avec l'avènement des faisceaux d'électrons polarisés et le développement de la technologie des cibles polarisées et des polarimètres, il est devenu possible d'extraire les facteurs de forme du neutron à partir de la mesure de sections efficaces de diffusion d'électrons polarisés sur le deuton. Cela peut s'effectuer soit en utilisant des cibles polarisées, soit en mesurant la polarisation du nucléon éjecté à l'aide d'un polarimètre. Ces expériences sont dites "expériences en **double polarisation**".

Par ailleurs, les techniques de polarisation ont aussi permis d'exploiter un autre noyau léger pour l'étude de la structure interne du neutron : l'hélium 3.

Ce chapitre est consacré à la discussion des différentes méthodes expérimentales aboutissant à la détermination du facteur de forme de charge G_E^n du neutron.

Il est divisé en deux parties : dans la première partie (partie A), nous nous intéresserons aux méthodes indirectes pour la détermination de $G_E^n(Q^2)$ à travers les expériences de diffusion élastique ou quasiélastique électron-deuton.

Dans la seconde partie (partie B), nous aborderons les expériences en double polarisation utilisant des cibles de deutérium ou d'hélium 3. Ces expériences représentent les méthodes d'extraction de G_E^n dites directes.

Nous terminerons le chapitre par une comparaison entre les méthodes expérimentales directes et indirectes utilisées pour la détermination du facteur de forme de charge G_E^n du neutron.

Partie A : Méthodes indirectes

La section efficace de diffusion élastique ou quasiélastique électron-deuton s'écrit en fonction des facteurs de forme du deuton. Ces facteurs de forme s'expriment à leur tour à partir des facteurs de forme des nucléons. Une mesure de la section efficace permet alors d'accéder **indirectement** aux facteurs de forme du neutron par soustraction de la contribution à la section efficace due au proton.

3.1 Diffusion élastique électron-deuton

Pour expliciter la méthode permettant de déterminer G_E^n à partir de la mesure de la section efficace de diffusion élastique électron-deuton, il est utile de rappeler la définition des facteurs de forme du deuton. Cette définition permet d'illustrer le lien entre les facteurs de forme du deuton et ceux du proton et du neutron.

3.1.1 Facteurs de forme du deuton

Le deuton, système de spin nucléaire $J = 1$, est décrit par trois facteurs de forme électromagnétiques qui contiennent toute l'information sur ses propriétés statiques et dynamiques : le facteur de forme monopolaire de charge G_C , lié à la composante radiale de la distribution de charge, le facteur de forme quadrupolaire de charge G_Q , mesure la déviation de la forme de cette distribution par rapport à une forme sphérique et le facteur de forme magnétique G_M . Ces facteurs de forme s'écrivent comme des intégrales des fonctions d'onde du deuton convoluées avec les facteurs de forme des nucléons [Jan 56] :

$$G_C(q) = [G_E^p + G_E^n] \int_0^\infty r^2 dr [u^2(r) + w^2(r)] j_0\left(\frac{qr}{2}\right) \quad (3.1)$$

$$G_Q(q) = \sqrt{\frac{9}{8}} \tau^{-1} [G_E^p + G_E^n] \int_0^\infty r^2 dr w(r) \left[u(r) - \frac{w(r)}{\sqrt{8}} \right] j_2\left(\frac{qr}{2}\right) \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned}
G_M(q) = 2[G_M^p + G_M^n] \int_0^\infty r^2 dr \left[\left[u^2(r) - \frac{w^2(r)}{2} \right] j_1\left(\frac{qr}{2}\right) + \left[\frac{1}{\sqrt{2}} u(r)w(r) + \frac{1}{2} w^2(r) \right] j_2\left(\frac{qr}{2}\right) \right] \\
+ \frac{2}{3} [G_E^p + G_E^n] \int_0^\infty r^2 dr w^2(r) \left[j_0\left(\frac{qr}{2}\right) + j_2\left(\frac{qr}{2}\right) \right] \quad (3.3)
\end{aligned}$$

où $u(r)$ et $w(r)$ sont les fonctions d'onde des états S et D du deuton et G_E^p , G_E^n , G_M^p et G_M^n sont les facteurs de forme de charge et magnétique du proton et du neutron respectivement.

j_0 , j_1 et j_2 sont les fonctions de Bessel d'ordre 0, 1 et 2 respectivement.

Les facteurs de forme du deuton ne peuvent se calculer que dans le cadre d'un modèle. Ils s'écrivent en fonction des fonctions d'onde du deuton, donc ils dépendent du potentiel nucléaire utilisé dans le calcul de ces fonctions d'onde.

D'autre part, ces facteurs de forme s'expriment en fonction des facteurs de forme du nucléon G_E^p , G_M^p et G_M^n (cf. relations 3.1, 3.2 et 3.3). Ils dépendent alors des paramétrisations de ces facteurs de forme.

Les prédictions sur les facteurs de forme du deuton dépendent peu de la paramétrisation des facteurs de forme du proton car ces derniers sont bien connus (abondance et précision des données expérimentales). Par contre, la méconnaissance expérimentale des facteurs de forme du neutron, en particulier de G_E^n , induit des différences importantes dans ces prédictions, selon la paramétrisation utilisée.

Expérimentalement, on peut accéder à une information sur les facteurs de forme du deuton à partir de la mesure de la section efficace de diffusion élastique électron-deuton. Cette dernière peut également s'exprimer à partir des fonctions de structure du deuton comme nous allons le présenter ci-dessous.

3.1.2 Fonctions de structure du deuton

L'expression de la section efficace différentielle de diffusion élastique d'un électron sur un noyau de deutérium dans l'approximation de Born est décrite par la formule de Rosenbluth [Ros 50] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} [A(Q^2) + B(Q^2) \tan^2(\theta/2)] \quad (3.4)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \frac{\alpha^2 \varepsilon' \cos^2(\theta/2)}{4\varepsilon^3 \sin^4(\theta/2)} \quad (3.5)$$

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}$: section efficace différentielle de Mott décrivant la diffusion sur un noyau ponctuel et sans spin (le terme de recul inclus).

$A(Q^2)$ et $B(Q^2)$ sont les fonctions de structure électromagnétiques du deuton. Elles ne sont rien d'autres qu'une combinaison linéaire des trois facteurs de forme du deuton [Fur 98] :

$$A(Q^2) = G_C^2(Q^2) + \frac{8}{9}\eta^2 G_Q^2(Q^2) + \frac{2}{3}\eta G_M^2(Q^2) \quad (3.6)$$

$$B(Q^2) = \frac{4}{3}\eta(1+\eta)G_M^2(Q^2) \quad (3.7)$$

avec $\eta = \frac{Q^2}{4M_d^2}$, M_d étant la masse du deuton.

Expérimentalement les fonctions de structure $A(Q^2)$ et $B(Q^2)$ sont déterminées par la méthode de séparation dite de Rosenbluth [Ros 50]. Cette méthode consiste à prendre des mesures de section efficace à deux combinaisons différentes énergie-angle de diffusion (cf. équation 1.4), tout en maintenant la valeur du moment Q^2 transféré au deuton constante.

Un ajustement linéaire de la section efficace différentielle normalisée à la section efficace de Mott permet alors d'extraire ces deux fonctions.

Alors que les mesures sur la fonction de structure magnétique $B(Q^2)$ du deuton permettent de déduire directement le facteur de forme magnétique G_M du deuton (cf. équation 3.7), celles sur $A(Q^2)$ n'offrent qu'une combinaison des trois facteurs de

forme G_C , G_Q et G_M (cf. équation 3.6). La fonction de structure électrique $A(Q^2)$ du deuton est reliée à $G_E^n(Q^2)$, d'où vient son importance pour la détermination de G_E^n .

3.1.3 Détermination du facteur de forme de charge G_E^n du neutron à partir de la fonction de structure électrique $A(Q^2)$ du deuton

La fonction de structure $A(Q^2)$ du deuton, reliée essentiellement aux effets électriques, dépend de G_E^n et G_E^p . Sa détermination expérimentale représente donc une des méthodes indirectes d'extraction de G_E^n (cf. figure 3.1).

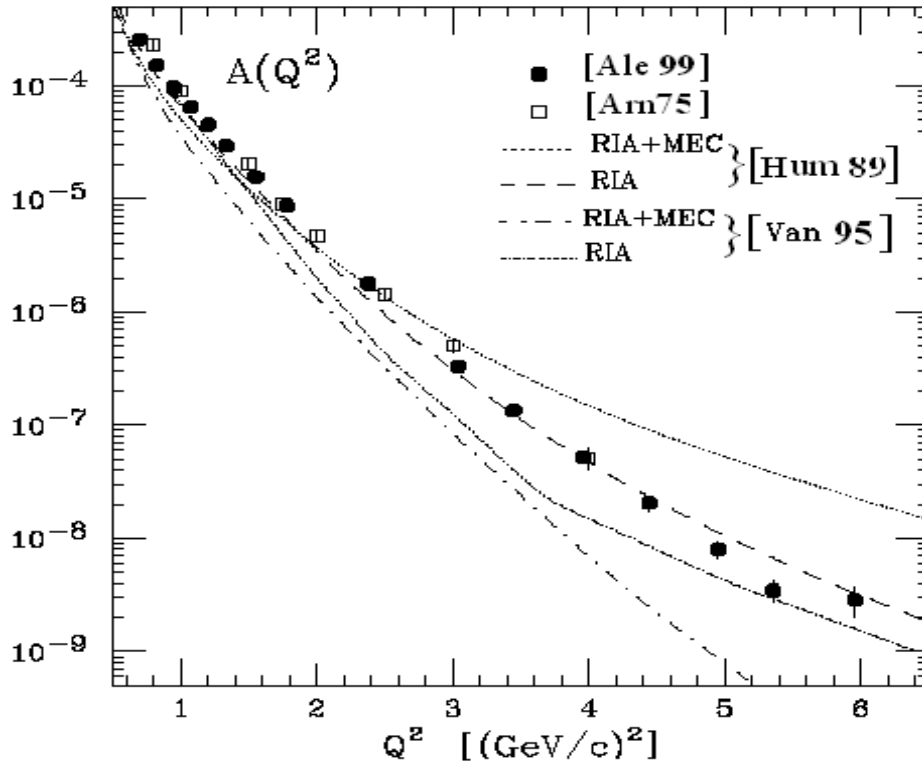


FIG. 3.1: La fonction de structure du deuton $A(Q^2)$ en fonction de Q^2 [Ale 99] comparée aux calculs théoriques relativistes en approximation d'impulsion RIA (auxquels est rajoutée la correction des courants d'échange mésonique MEC) [Van 95] et [Hum 89].

La fonction de structure électrique $A(Q^2)$ dépend aussi bien du choix de la

paramétrisation des facteurs de forme du nucléon que du potentiel nucléaire impliqué dans le calcul des fonctions d'onde du deuton. Cette dépendance rend les valeurs de G_E^n , extraites à partir de $A(Q^2)$, à leur tour sensibles au modèle de potentiel nucléaire utilisé et à la paramétrisation des facteurs de forme du nucléon.

Cette dépendance a été étudiée par Platchkov et al. [Pla 90] (3.2 a et 3.2 b) :

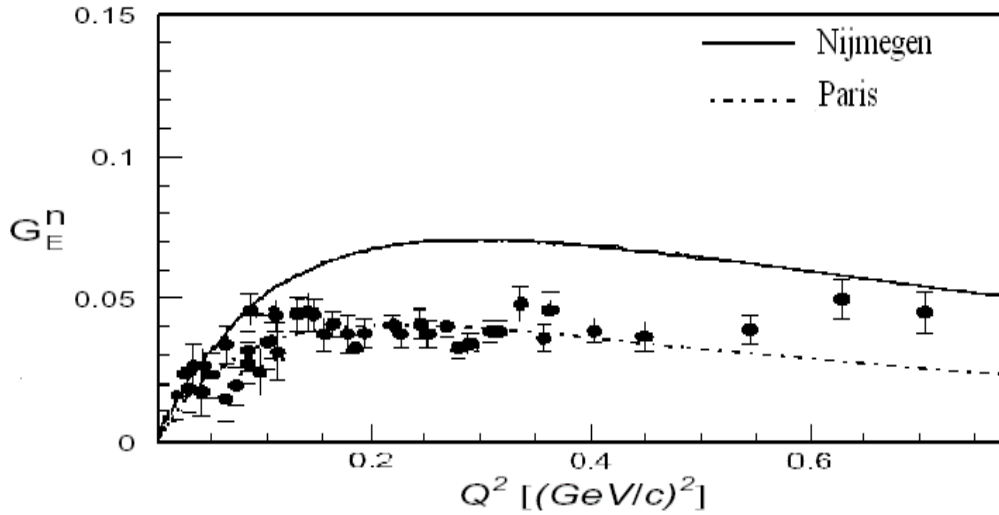


FIG. 3.2: (a) Le facteur de forme G_E^n extrait de $A(Q^2)$ utilisant le potentiel de Paris [Lac 81] et celui de Nijmegen [Nij 78].

paramétrisation

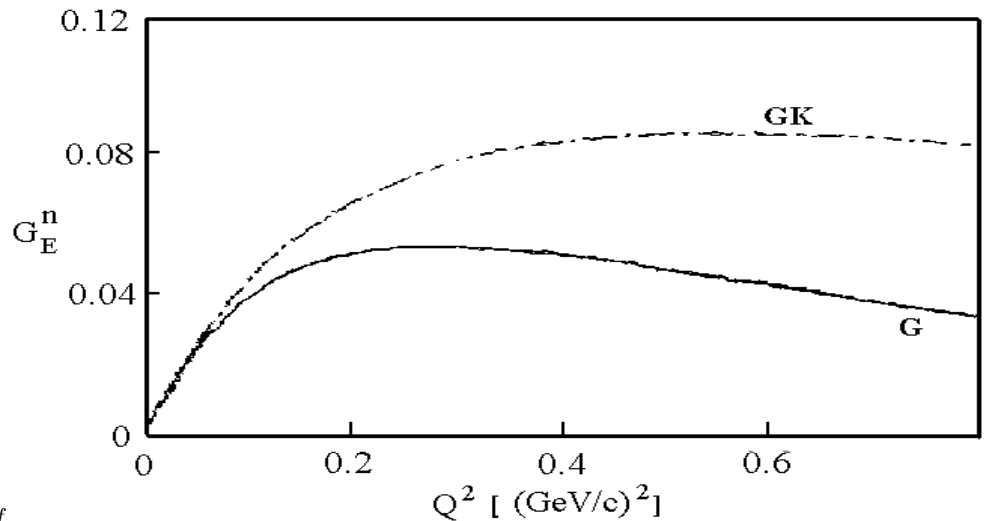


FIG. 3.2 : (b) Le facteur de forme G_E^n extrait de $A(Q^2)$ utilisant la paramétrisation de Gari-Krümpelmann (**GK**) [Gar 85] et celle de Galster (**G**) [Gal 71]

La figure (3.2 a) représente la variation de G_E^n pour la même paramétrisation et pour deux potentiels nucléaires différents (potentiel de Paris [Lac 81] et celui de Nijmegen [Nij 78]). La figure (3.2 b) représente la variation de G_E^n pour le même potentiel (potentiel de Paris) et pour deux paramétrisations différentes (la paramétrisation de Gari-Krümpelmann (GK) [Gar 85] et celle de Galster (G) [Gal 71]).

À une valeur de G_E^n extraite par cette méthode est associée une erreur systématique due, d'une part au potentiel nucléaire (par exemple à $Q^2 = 0.4 (GeV/c)^2$ l'erreur est d'environ 60% (cf. figure 3.2 a)), et d'autre part, à la paramétrisation choisie pour décrire les deux facteurs de forme du proton et le facteur de forme magnétique du neutron. L'écart ainsi déterminé entre les valeurs de G_E^n atteint 70% à la même valeur du moment transféré $Q^2 \simeq 0.4 (GeV/c)^2$ (cf. figure 3.2 b).

Dans le but de réduire la dépendance en modèle des résultats expérimentaux, plusieurs méthodes indirectes ont été proposées. Parmi ces méthodes, on cite la méthode basée toujours sur la mesure de la section efficace de diffusion élastique électron-deuton, mais où l'on détermine le facteur de forme G_E^n à partir du facteur de forme quadrupolaire de charge G_Q du deuton.

3.1.4 Détermination du facteur de forme de charge G_E^n du neutron à partir du facteur de forme quadrupolaire de charge $G_Q(Q^2)$ du deuton

La détermination séparée de G_C et G_Q nécessite la mesure de $A(Q^2)$, de $B(Q^2)$ et d'une troisième observable : l'élément du tenseur de polarisation t_{20} (cf. [Ben 99] et annexe F). Cette observable accessible à partir de la mesure de la polarisation du deuton de recul, fournit une nouvelle combinaison des facteurs de forme du deuton [Abb 00] :

$$t_{20} = -\frac{1}{\sqrt{2}I_0} \left[\frac{8}{3}\eta G_C G_Q + \frac{8}{9}\eta^2 G_Q^2 + \frac{\eta}{3}(1 + 2(1 + \eta) \tan^2(\theta/2))G_M^2 \right] \quad (3.8)$$

$$I_0 = A(Q^2) + B(Q^2) \tan^2(\theta/2) \quad (3.9)$$

Une étude récente sur la détermination du facteur de forme de charge du neutron G_E^n à partir de G_Q a été menée par Sick et Schiavilla [Sch 01], ce qui a permis de déterminer G_E^n jusqu'à des quadritransfert $Q^2 \sim 1.55(GeV/c)^2$ (cf. figure 3.3) :

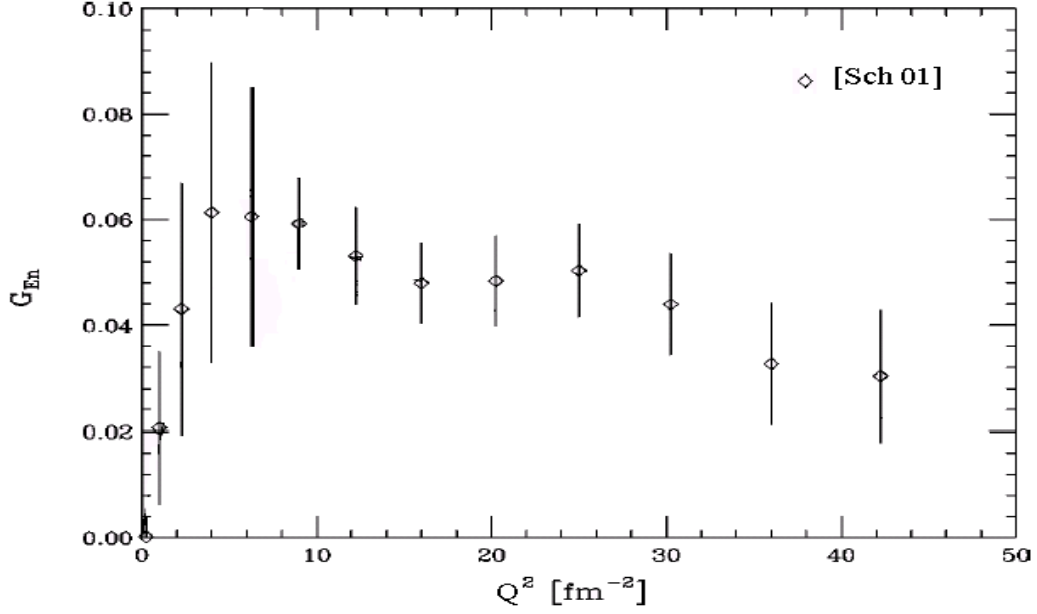


FIG. 3.3: Le facteur de forme électrique du neutron G_E^n déterminé à partir de G_Q [Sch 01]

Les valeurs de G_E^n ainsi obtenues seront utilisées dans notre recherche de la meilleure paramétrisation de G_E^n (cf. chapitre 4).

Bien que les résultats soient un peu améliorés par rapport à ceux obtenus à partir de la fonction de structure électrique $A(Q^2)$, la dépendance en modèle (potentiel nucléaire et paramétrisation) des valeurs de G_E^n extraites à partir de G_Q n'est pas totalement éliminée et influe sur la précision des résultats.

Une autre méthode indirecte, basée sur la mesure de la section efficace de diffusion d'électrons sur le deuton dans la région du pic quasi-élastique, a été établie dans le but d'accéder à G_E^n et d'améliorer la précision des résultats obtenus.

3.2 Diffusion quasi-élastique électron-deuton

La section efficace de diffusion quasi-élastique électron-deuton peut s'exprimer à partir de nouvelles fonctions de réponse, pouvant être exploitées dans le but d'améliorer la connaissance de la structure électromagnétique du neutron.

La section efficace réduite de diffusion quasi-élastique électron-deuton est donnée par [Lun 93] :

$$\sigma_R(Q^2, \nu, \epsilon) = \epsilon(1 + \tau') \frac{\sigma(\epsilon, \epsilon', \theta)}{\sigma_{Mott}} = R_T + \epsilon R_L \quad (3.10)$$

$\sigma_R(Q^2, \nu, \epsilon)$: section efficace réduite de diffusion quasiélastique par nucléon.

$\sigma(\epsilon, \epsilon', \theta)$: section efficace de diffusion quasiélastique électron-deuton.

$$\epsilon = [1 + 2(1 + \tau') \tan^2(\theta/2)]^{-1}$$

$$\tau' = \frac{\nu^2}{Q^2} \quad (3.11a)$$

$$\nu = \epsilon - \epsilon' \quad (3.11b)$$

ϵ, ϵ' : l'énergie de l'électron incident, diffusé.

R_T, R_L : fonctions de réponse nucléaire transverse et longitudinale respectivement.

La méthode de séparation de Rosenbluth appliquée à la section efficace réduite permet, par un ajustement linéaire, de séparer les deux fonctions de structure R_T et R_L . Dans le cadre de la PWIA, ces fonctions de réponse s'expriment directement en fonction des facteurs de forme des nucléons [Lun 93] :

$$R_T \propto [(G_M^n)^2 + (G_M^p)^2] \quad (3.12a)$$

$$R_L \propto [(G_E^n)^2 + (G_E^p)^2] \quad (3.12b)$$

Leur détermination expérimentale permet d'accéder au facteur de forme de charge du neutron par exemple, à condition de connaître l'autre facteur de forme.

Cette méthode s'avère être très sensible au facteur de forme magnétique du neutron G_M^n . Pour la mesure inclusive, ie. où l'on ne détecte que l'électron diffusé, la détermination de G_M^n est entachée de larges incertitudes théoriques. Celles-ci sont dues d'une part, au modèle employé [Dun 66] et d'autre part, aux corrections dues

à l'interaction dans l'état final (FSI [Mei 86]), aux courants d'échange mésonique (MEC) et aux effets relativistes ainsi qu'à la contribution des facteurs de forme du proton à travers la paramétrisation utilisée [Lun 93].

La soustraction des facteurs de forme du proton peut être contournée dans les mesures exclusives, ie. où le neutron éjecté est détecté en coïncidence avec l'électron diffusé $D(e, e' n)$. Cependant, ces réactions présentent une difficulté associée à la détermination de l'efficacité du détecteur de neutrons et à sa calibration.

Quant à la sensibilité à la structure nucléaire, elle est réduite si on prend le rapport des sections efficaces des réactions $D(e, e' n)$ et $D(e, e' p)$ dans la cinématique quasiélastique ([Bar 69], [Han 73]). Cette technique a permis d'extraire G_M^n avec une incertitude inférieure à 2% pour des valeurs de $0.1 < Q^2 < 0.8 \text{ (GeV/c)}^2$. Malgré cette excellente précision, il y a un désaccord considérable entre les résultats de différents laboratoires.

3.3 Avantages et inconvénients des méthodes indirectes

Les fonctions de structure du deuton ne peuvent se calculer que dans le cadre d'un modèle. L'inconvénient majeur pour la détermination du facteur de forme de charge du neutron à partir de la fonction de structure électrique $A(Q^2)$ réside dans le fait que les valeurs obtenues de G_E^n dépendent fortement du modèle de potentiel nucléon-nucléon utilisé [Pla 90].

D'autre part, les valeurs de G_E^n dépendent de la paramétrisation décrivant les trois facteurs de forme (G_E^p , G_M^p et G_M^n) [Hac 86].

Bien que la détermination de G_E^n directement à partir de $G_Q(Q^2)$ donne des résultats avec une meilleure précision, comparés à ceux obtenus à partir de la fonction de structure électrique $A(Q^2)$, la dépendance en potentiel nucléaire et la sensibilité de G_E^n à la paramétrisation des facteurs de forme des nucléons ne sont pas totalement éliminées.

De plus, la nécessité de mesurer la polarisation t_{20} rend la méthode de la détermina-

tion de G_E^n à partir de $G_Q(Q^2)$ plus difficile que les autres méthodes. De plus, cette méthode est limitée en Q^2 [Gar 90].

Avant l'avènement des faisceaux et des cibles polarisées, et malgré les inconvénients des méthodes indirectes pour la détermination de G_E^n , ces méthodes étaient le seul moyen d'accéder à une information sur G_E^n . Elles ont toutefois permis la connaissance de ce facteur de forme sur une large gamme de moment transféré (jusqu'à des moments de transfert $Q^2 \sim 1.6 \text{ (GeV/c)}^2$), malgré une incertitude liée aux "ingrédients" théoriques.

L'introduction des degrés de liberté de polarisation (de spin) dans les expériences de diffusion d'électrons a permis d'exploiter une nouvelle technique utilisant des électrons longitudinalement polarisés. Cette technique s'avère être très sensible à G_E^n . En effet, lorsqu'on tient compte des degrés de liberté de spin, la section efficace de diffusion d'électrons polarisés s'exprime en fonction d'un terme d'interférence $G_E^n G_M^n$. La détermination expérimentale de ce terme d'interférence permet l'accès **direct** au facteur de forme G_E^n du neutron.

C'est le principe des méthodes expérimentales dites directes que nous présentons dans la partie B.

Partie B : Méthodes directes

Les expériences dites en double polarisation permettent une détermination expérimentale directe de G_E^n alors qu'avec les méthodes indirectes (étudiées en partie A) on obtient des "pseudo-points expérimentaux" de G_E^n .

Dans de telles expériences, le faisceau d'électrons polarisés est toujours accompagné, soit par l'utilisation d'une cible préalablement polarisée, soit par la mesure de la polarisation du nucléon après diffusion à l'aide d'un polarimètre. Les noyaux utilisés comme cibles dans ce cas sont le deuton ou l'hélium 3.

La polarisation des électrons introduit à l'expression de la section efficace un terme d'interférence entre G_E^n de faible amplitude et G_M^n de grande amplitude. Ce qui permet d'extraire G_E^n de manière **directe** et avec plus de précision.

Malgré le coût élevé de ces expériences, les avantages qu'elles présentent ont suscité de grands laboratoires (tels que MAMI, TJNAF, MIT Bates...) à étudier la structure du neutron en utilisant des faisceaux d'électrons polarisés et des cibles de deutérium et d'hélium 3.

Les réactions étudiées dans ces laboratoires sont : $D(\vec{e}, e' \vec{n})$, $\vec{D}(\vec{e}, e' n)$, $\vec{^3He}(\vec{e}, e')$ et $\vec{^3He}(\vec{e}, e' n)$. L'utilisation de ces réactions constitue une méthode directe de la détermination de G_E^n . Nous décrivons dans ce qui suit chacune de ces méthodes.

Notons qu'une description des différentes techniques expérimentales utilisées dans les expériences en double polarisation est reportée dans l'annexe D.

3.4 Diffusion $D(\vec{e}, e' \vec{n})$

Une des méthodes directes de la détermination de G_E^n est la diffusion d'électrons polarisés sur une cible à deutérium non polarisé $D(\vec{e}, e' \vec{n})$, où l'on mesure la polarisation du neutron détecté en coïncidence avec l'électron diffusé.

La mesure de cette polarisation permet alors d'accéder à G_E^n .

En effet, la polarisation du neutron «libre» après la diffusion d'électron peut se

décomposer selon deux composantes P_x et P_z données par [Arn 81] :

$$P_x = \frac{hP_e}{[\epsilon(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2]} (-2\epsilon\sqrt{\tau(\tau+1)}G_M^n G_E^n \tan(\theta/2) \quad (3.13a)$$

$$P_y = 0 \quad (3.13b)$$

$$P_z = \frac{hP_e}{[\epsilon(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2]} \frac{\epsilon + \epsilon'}{M} \epsilon\sqrt{\tau(\tau+1)}(G_M^n)^2 \tan^2(\theta/2) \quad (3.13c)$$

M : la masse du nucléon.

P_e : la polarisation absolue de l'électron, h l'hélicité de l'électron, $h = \pm 1$, P_x et P_z les composantes du vecteur polarisation du neutron de recul dans le référentiel (x, y, z) (Figure 3.4).

$\epsilon(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2 = \sigma^{NP}$: représente une partie de la section efficace de diffusion d'électrons non polarisés (cf. chapitre 1).

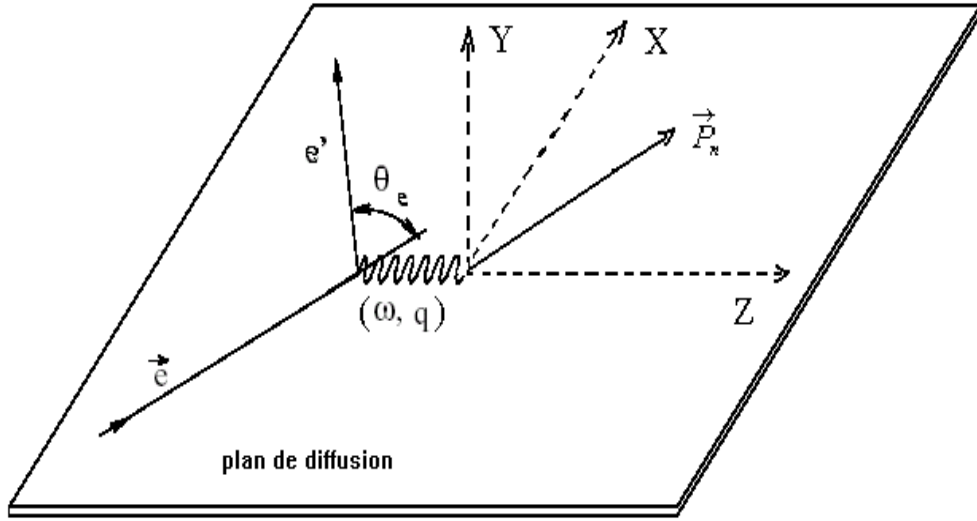


FIG. 3.4: Cinématique de la diffusion $D(\vec{e}, e' \vec{n})$

Les composantes du vecteur polarisation du neutron de recul sont mesurées à l'aide d'un polarimètre (voir annexe D).

Le rapport entre les composantes P_x et P_z :

$$\frac{P_x}{P_z} = \frac{2M}{(\epsilon + \epsilon') \tan(\theta/2)} \times \frac{G_E^n}{G_M^n}, \quad (3.14)$$

permet alors d'accéder directement au facteur de forme de charge du neutron G_E^n .

L'intérêt de cette méthode réside dans le fait que la dépendance en modèle de potentiel nucléaire est considérablement réduite. En effet, la dépendance en modèle, contenue dans le terme σ^{NP} , peut être éliminée en faisant le rapport $\frac{P_x}{P_z}$ (cf. relation 3.14).

Cependant, la détermination précise du facteur de forme G_M^n joue également un rôle crucial dans l'extraction de G_E^n du rapport $\frac{P_x}{P_z}$, avec une bonne précision. Plusieurs expériences de diffusion d'électrons longitudinalement polarisés sur des cibles de deutérium non polarisées ($D(\vec{e}, e'\vec{n})$) ont été réalisées dans différents laboratoires : MIT Bates [Ede 94], MAMI ([Ost 99],[Her 99]) et TJNAF [Mad 03] (cf. figure 3.8).

Par ailleurs, on peut aussi déterminer G_E^n en utilisant des électrons polarisés diffusant sur une cible de deuton polarisé $\vec{D}(\vec{e}, e'n)$.

3.5 Diffusion $\vec{D}(\vec{e}, e'n)$

Dans la diffusion $\vec{D}(\vec{e}, e'n)$ la direction de la polarisation du deuton est définie par rapport à la direction du vecteur moment transféré ($\vec{q}$) par les angles θ^* et ϕ^* (cf. figure 3.5).

pol

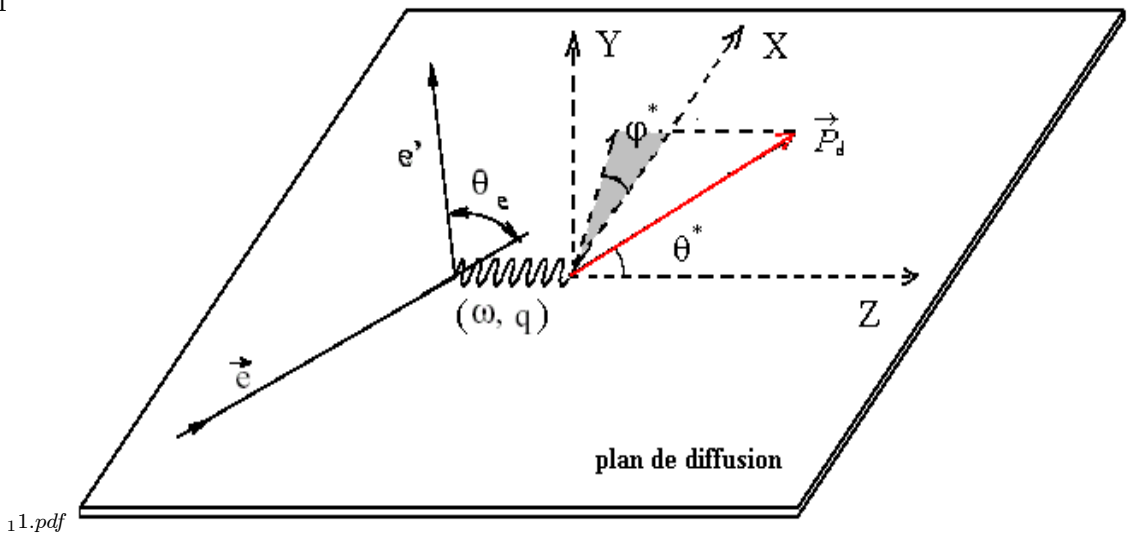


FIG. 3.5: Cinématique de la diffusion $\vec{D}(\vec{e}, e'n)$

La section efficace s'écrit comme la somme d'une partie dépendante de la polarisation des électrons (absente dans la diffusion d'électron non polarisé), et d'une partie dépendante de la polarisation de la cible [Are 88] :

$$\sigma(h, P_1^d, P_2^d) = \sigma_1 + hP_e\sigma_2 \quad (3.15)$$

$$\sigma_1 = \sigma_0 (1 + P_1^d A_d^V + P_2^d A_d^T) \quad (3.16)$$

$$\sigma_2 = \sigma_0 (A_e + P_1^d A_{ed}^V + P_2^d A_{ed}^T) \quad (3.17)$$

σ_0 : étant la section efficace sans polarisation.

hP_e : la polarisation des électrons.

P_1^d : polarisation vectorielle du deutérium.

P_2^d : polarisation tensorielle du deutérium.

A_e : pouvoir d'analyse du faisceau incident.

$A_d^{V/T}$: pouvoir d'analyse (vecteur / tenseur) de la cible.

$A_{ed}^{V/T}$: paramètres de corrélation de spin (vecteur / tenseur).

On définit l'asymétrie A , une grandeur importante dans les expériences en double polarisation. Elle représente le rapport de la partie de la section efficace dépendante du spin de l'électron à celle qui n'en dépend pas :

$$A = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} \quad (3.18)$$

σ^+ et σ^- sont les sections efficaces correspondant respectivement à une hélicité (+) et (-) du faisceau d'électrons.

On montre que pour une cible à polarisation purement vectorielle, l'asymétrie s'écrit [Zhu 01] :

$$A = P_1^d A_{ed}^V \quad (3.19)$$

où A_{ed}^V s'écrit en fonction des facteurs de forme du neutron comme :

$$A_{ed}^V = -\frac{2\sqrt{\tau(\tau+1)}\tan(\theta/2)G_E^n G_M^n}{(G_E^n)^2 + \tau[1 + 2(1+\tau)\tan^2(\theta/2)](G_M^n)^2} \quad (3.20)$$

La grandeur accessible expérimentalement est le nombre d'événements N qui est

proportionnel à la section efficace σ . Un événement étant une détection de l'électron diffusé en coïncidence avec le neutron éjecté. La valeur mesurée de l'asymétrie A s'obtient en procédant à la différence entre les nombres d'événements correspondant respectivement à une hélicité (+) et (-) du faisceau d'électrons, normalisée au nombre total d'événements. Elle est alors donnée par :

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

N^+ : nombre d'événements correspondant à une hélicité d'électron $h = +1$.

N^- : nombre d'événements correspondant à une hélicité d'électron $h = -1$.

L'asymétrie expérimentale A_{exp} est reliée à l'asymétrie théorique A par [Zhu 01] :

$$A_{\text{exp}} = f P_e A \quad (3.22a)$$

où f est le facteur de dilution tenant compte du nombre d'événements provenant de la diffusion sur des matériaux autres que le deuton polarisé.

On obtient ainsi une proportionnalité entre l'asymétrie A_{exp} qui est directement accessible expérimentalement et les facteurs de forme du neutron G_E^n et G_M^n :

$$A_{\text{exp}} = -f P_e P_1^d \frac{2\sqrt{\tau(\tau+1)} \tan(\theta/2) G_E^n G_M^n}{(G_E^n)^2 + \tau [1 + 2(1 + \tau) \tan^2(\theta/2)] (G_M^n)^2} \quad (3.23)$$

Bien que les valeurs de G_E^n extraites par cette technique diminuent la dépendance en modèle (on ne passe plus par les fonctions de structure et les facteurs de forme du deuton), il reste la dépendance de la paramétrisation donnant G_M^n en fonction de Q^2 . Des expériences de diffusion $\vec{D}(\vec{e}, e' n)$ ont été réalisées : Passchier et al. à NIKHEF [Pas 99] et Zhu et al. à TJNAF [Zhu 01] (cf. figure 3.8).

L'hélium 3 est un autre noyau léger utilisé comme cible dans l'étude du facteur de forme du neutron. En effet, une cible d'hélium 3 polarisée constitue une cible effective à neutron polarisé.

3.6 Diffusion quasi-élastique $\overrightarrow{{}^3He}(\vec{e}, e')$

L'hélium 3, noyau léger, présente par rapport au deuton une autre propriété avantageuse. En effet, dans son état fondamental, le principe d'exclusion de Pauli fait que le spin de la paire de protons soit nul, et le spin du noyau hélium 3 est dû essentiellement à celui du neutron [Bla 84]. On peut alors considérer qu'au voisinage du pic quasi-élastique, les effets dépendant du spin sont déterminés en premier lieu par la diffusion sur le neutron.

La section efficace de la diffusion $\overrightarrow{{}^3He}(\vec{e}, e')$ pour une hélicité d'électrons $h = \pm 1$, s'écrit comme la somme de deux parties ; une partie (Σ) indépendante de la polarisation du faisceau incident et une autre (Δ), qui en dépend [Don 86] :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \Sigma(\varepsilon, \theta, \omega) + h\Delta(\varepsilon, \theta, \theta^*, \phi^*) \quad (3.24a)$$

$$\Sigma = \sigma_M(\varepsilon, \theta) [v_L R_L + v_T R_T] \quad (3.24b)$$

$$\Delta = -\sigma_M(\varepsilon, \theta) [v_{T'} R_{T'} \cos \theta^* + v_{TL'} R_{TL'} \sin \theta^* \cos \phi^*] \quad (3.24c)$$

θ^*, ϕ^* sont les angles que fait l'axe du spin du noyau cible par rapport au plan de diffusion (cf. figure 3.5).

$\sigma_M(\varepsilon, \theta)$ désigne la section efficace de Mott.

Les coefficients v_k sont des facteurs cinématiques dépendant de l'angle de diffusion θ et du quadrimoment Q^2 .

Les fonctions $R_i(\omega = \omega_0, Q^2)$ sont les fonctions de réponse du noyau ; elles sont proportionnelles aux facteurs de forme des nucléons comme le montrent les relations suivantes [Tho 92] :

$$R_L(\omega_0, Q^2) \propto \{(G_E^n)^2 + 2(G_E^p)^2\} \quad (3.25)$$

$$R_T(\omega_0, Q^2) \propto \{(G_M^n)^2 + 2(G_M^p)^2\} \quad (3.26)$$

$$R_{T'}(\omega_0, Q^2) \propto \{P_n(G_M^n)^2 + 2P_p(G_M^p)^2\} \quad (3.27)$$

$$R_{TL'}(\omega_0, Q^2) \propto \{P_n G_E^n G_M^n + 2P_p G_E^p G_M^p\} \quad (3.28)$$

on voit que seules les fonctions de réponse $R_{T'}$ et $R_{TL'}$ sont dépendantes du spin.

À partir de la mesure de l'asymétrie A , on peut ainsi accéder aux facteurs de forme du neutron, celle-ci étant définie par le rapport :

$$A = \frac{\Delta}{\Sigma}$$

$$A = - \frac{v_{T'} R_{T'} \cos \theta^* + 2v_{TL'} R_{TL'} \sin \theta^* \cos \phi^*}{v_L R_L + v_T R_T}$$

L'asymétrie expérimentale s'écrit :

$$A_{\text{exp}} = f P_e P_T A \quad (3.29)$$

P_e étant la polarisation de l'électron, P_T la polarisation de la cible et f le facteur de dilution.

$$A_{\text{exp}} = -f P_e P_T \left[\frac{v_{T'} R_{T'} \cos \theta^* + 2v_{TL'} R_{TL'} \sin \theta^* \cos \phi^*}{v_L R_L + v_T R_T} \right] \quad (3.30)$$

On voit que l'asymétrie expérimentale peut s'écrire à travers les deux fonctions $R_{T'}$ et $R_{TL'}$ en fonction des facteurs de forme des nucléons.

Afin d'accéder à G_E^n , on doit séparer les différentes contributions. Cette séparation s'effectue au cours des expériences où l'on peut choisir la polarisation rendant l'asymétrie A_{exp} une fois proportionnelle à $R_{T'}$ seulement, et une fois proportionnelle à $R_{TL'}$. En orientant le spin de la cible, donc du neutron, de manière à ce qu'il soit parallèle ou perpendiculaire au moment transféré $\vec{q}$, et en restant toujours dans le plan de diffusion on obtient respectivement :

$$A_{\parallel}(\theta^* = 0, \phi^* = 0) \propto R_{T'} \quad (3.31)$$

$$A_{\perp}(\theta^* = 90, \phi^* = 0) \propto R_{TL'} \quad (3.32)$$

Comme le spin de la cible est essentiellement dû à celui du neutron dans la cinématique quasi-élastique, la fonction de réponse $R_{T'}$ est directement proportionnelle à $(G_M^n)^2$ comme c'est le cas dans une diffusion élastique sur des neutrons libres.

Pour la partie de la section efficace indépendante de la polarisation du faisceau d'électrons (R_T et R_{TL}), elle contient à la fois la contribution des deux protons et du neutron.

La mesure des deux asymétries $A_{\parallel}$ et $A_{\perp}$ permet alors la détermination de G_M^n et de G_E^n , les facteurs de forme du proton étant connus par ailleurs.

Les premières expériences qui étudiaient la faisabilité de l'utilisation d'une cible à hélium 3 pour la détermination des facteurs de forme du neutron ont été réalisées à MIT Bates ([Woo 90-91] et [Tho 92]).

L'inconvénient de cette méthode est que pour les faibles valeurs de Q^2 ($Q^2 \leq 0.3 (\frac{GeV}{c})^2$) l'asymétrie est dominée par la contribution des protons, ce qui rend difficile l'extraction de G_E^n . Pour minimiser cette contribution des protons, il est plus avantageux de faire des mesures exclusives, où le neutron est détecté en coïncidence avec l'électron diffusé.

3.7 Diffusion quasi-élastique $\overrightarrow{{}^3He}(\vec{e}, e'n)$

Dans la diffusion quasi-élastique $\overrightarrow{{}^3He}(\vec{e}, e'n)$ où l'on détecte le neutron éjecté en coïncidence avec l'électron diffusé, l'asymétrie est donnée par [Mey 94] :

$$A = - \frac{[A_1 + A_2] \tan(\theta/2)}{(G_E^n)^2 + (G_M^n)^2 [\tau + 2\tau(1 + \tau) \tan^2(\theta/2)]} \quad (3.33)$$

avec

$$A_1 = 2\sqrt{\tau(\tau + 1)} G_E^n G_M^n \sin \theta^* \cos \phi^* \quad (3.34)$$

$$A_2 = 2\tau \sqrt{1 + \tau + (1 + \tau)^2 \tan^2(\theta/2)} (G_M^n)^2 \cos \theta^* \quad (3.35)$$

l'asymétrie expérimentale s'écrit :

$$A_{\text{exp}} = P_e P_n f A \quad (3.36)$$

P_e désigne la polarisation de l'électron, P_n celle du neutron et f le facteur de dilution.

De la même manière que pour la méthode précédente, on peut décomposer l'asymétrie selon deux composantes :

$$A_{\perp} = -P_e P_n f \frac{2\sqrt{\tau(\tau+1)} \tan(\theta/2)}{[\tau + 2\tau(1+\tau) \tan^2(\theta/2)]} \frac{G_E^n}{G_M^n} \quad (3.37)$$

$$A_{\parallel} = -P_e P_n f \frac{2\sqrt{1+\tau + (\tau+1)^2 \tan^2(\theta/2)}}{[1 + 2(\tau+1) \tan^2(\theta/2)]} \tan(\theta/2) \quad (3.38)$$

Ces expressions sont obtenues en considérant $G_E^n \ll G_M^n$ pour $(\theta^* = 90^\circ, 0^\circ$ et $\phi^* = 0^\circ)$.

La mesure de l'asymétrie $A_{\parallel}$, indépendante des facteurs de forme du neutron, sert pour la calibration ou la normalisation des mesures.

Le rapport des deux asymétries permet l'accès direct au rapport des deux facteurs de forme G_E^n et G_M^n . Il permet également d'éliminer les grandeurs expérimentales P_e , P_n et f , pouvant être une source d'erreurs systématiques à la relation des deux facteurs de forme du neutron (cf. équations 3.37 et 3.38).

La précision avec laquelle on peut déterminer G_E^n par cette méthode dépend de la précision sur G_M^n et des corrections à l'état final (FSI [Gol 01], [Gol 02]). Ces corrections à l'approximation d'impulsion prennent en compte l'interaction du neutron éjecté avec le noyau résiduel.

Plusieurs expériences utilisant la réaction ${}^3\text{He}(\vec{e}, e'n)$ ont été réalisées : Meyerhoff et al. [Mey 94], Becker et al. [Bec 99] et Rohe et al. [Roh 99]. L'ensemble des résultats est reporté sur la figure 3.8 .

3.8 Avantages et inconvénients des méthodes directes

Les méthodes directes permettent d'accéder à des quantités expérimentales reliées aux facteurs de forme du neutron de manière simple, ce qui n'est pas possible avec les méthodes indirectes.

Bien que la détermination de G_E^n nécessite la connaissance préalable de G_M^n , les méthodes directes ont permis de réduire la dépendance en modèle.

Cependant, les expériences en double polarisation ont un inconvénient lié à la difficulté technique de maîtrise (maintien, mesure et contrôle) de la polarisation.

3.9 Comparaison entre les méthodes directes et indirectes

La comparaison entre les méthodes directes et indirectes est illustrée dans le tableau suivant :

Méthodes indirectes	Méthodes directes
On ne détecte pas le neutron.	Difficulté avec la détection des neutrons dans les mesures exclusives.
Section efficace fonction de $(G_E^n)^2$.	Polarisation ou asymétrie fonction de G_E^n .
La technique de Rosenbluth nécessite au moins deux mesures de section efficace.	Une seule mesure de la polarisation suffit.
La contribution magnétique à la section efficace est dominante par rapport à celle de charge.	La polarisation introduit un terme d'interférence $G_M^n G_E^n$ qui diminue le problème de cette dominance.
Dépendance très forte des résultats en modèle : i) potentiel nucléaire ii) paramétrisation des facteurs de forme du nucléon.	La dépendance des résultats en modèle utilisé est réduite.
La contribution des protons doit être soustraite (nécessité de connaître G_E^p et G_M^p).	Le rapport des asymétries donne accès directement au rapport $\frac{G_E^n}{G_M^n}$, et la contribution des protons à ce rapport est moins importante.

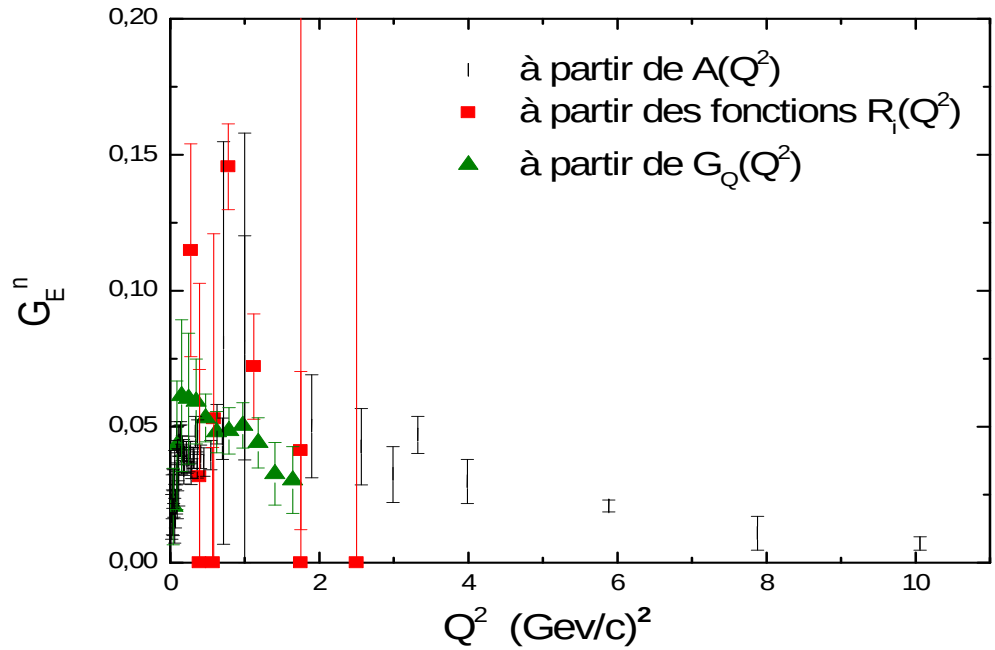
TAB. 3.1: Comparaison entre les deux méthodes directes et indirectes utilisées pour la détermination du facteur de forme de charge du neutron

3.10 Données expérimentales sur G_E^n

Nous reportons les données expérimentales sur G_E^n déterminées à partir des méthodes indirectes sur la figure 3.6 (pour des valeurs de Q^2 allant jusqu'à 11 $(GeV/c)^2$) et sur la figure 3.7 (pour des valeurs allant jusqu'à $Q^2 = 2 (GeV/c)^2$).

Notons que les valeurs des données expérimentales sur le facteur de forme G_E^n reportées sur ces courbes sont présentées dans l'annexe E.

pol11



12.pdf

FIG. 3.6: Les données sur G_E^n issues des méthodes indirectes pour des valeurs de Q^2 allant jusqu'à 11 $(GeV/c)^2$

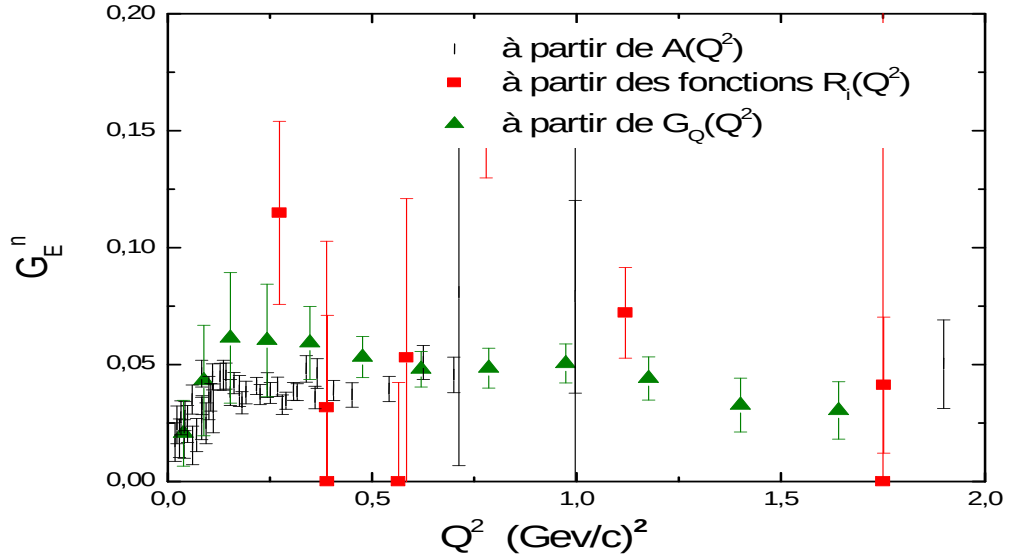


FIG. 3.7: Les données sur G_E^n issues des méthodes indirectes pour des valeurs de Q^2 allant jusqu'à $2 \text{ (GeV}/c)^2$

Nous reportons également sur la figure ci-dessous les résultats expérimentaux pour la détermination du facteur de forme de charge du neutron G_E^n , issus des méthodes directes (expériences en double polarisation) pour différents laboratoires :

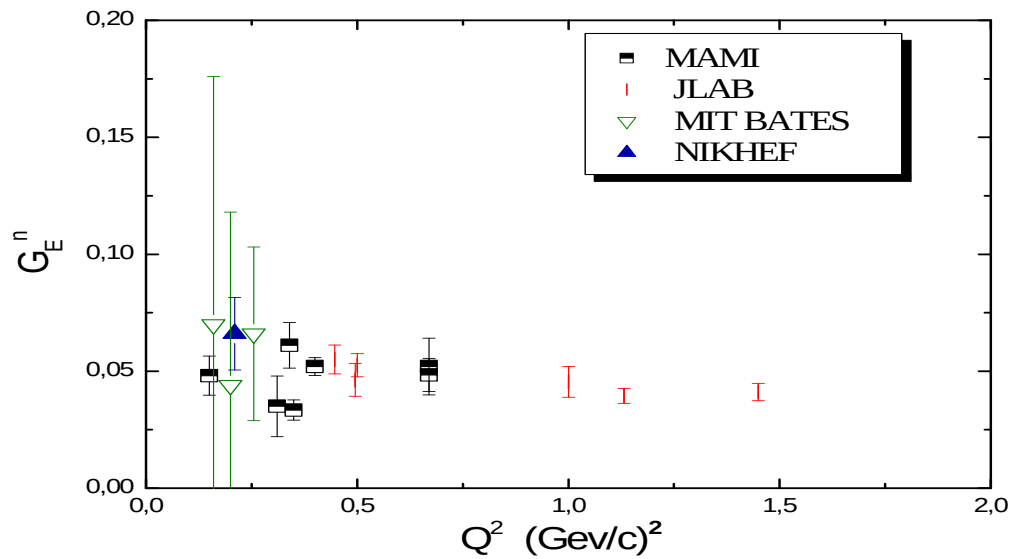


FIG. 3.8 : Les données de la double polarisation sur G_E^n

Grâce au nombre important de données expérimentales disponibles sur le facteur de forme de charge du neutron G_E^n , et à l'amélioration de la précision apportée par les expériences en double polarisation, on peut prétendre à une meilleure connaissance de la structure en charge du neutron, et une paramétrisation adéquate de la variation de G_E^n en fonction de Q^2 est d'un intérêt certain. D'une part, elle résume notre connaissance sur la structure du neutron et d'autre part, elle intervient directement dans le calcul des facteurs de forme des noyaux.

L'objectif principal de notre étude est d'aboutir à une paramétrisation unique permettant de couvrir aussi bien les données expérimentales à très haut Q^2 que celles à des valeurs de Q^2 intermédiaires (au-dessus de $1(\text{GeV}/c)^2$). La méthode utilisée ainsi que les résultats obtenus sont présentés au chapitre 4.

Chapitre 4

Paramétrisation de G_E^n : Analyse, résultats et discussion

La connaissance du facteur de forme de charge G_E^n du neutron est d'une grande importance et sa détermination fait encore l'objet d'études théoriques et expérimentales mettant en jeu des collaborations internationales.

Dans le travail que nous présentons, nous avons recherché une meilleure paramétrisation décrivant l'ensemble des données expérimentales sur G_E^n en fonction de Q^2 . On peut utiliser une fonction à un ou plusieurs paramètres libres, comme la paramétrisation dipolaire [Hof 58] ou la paramétrisation de Galster [Gal 71] ou plus simplement encore un ajustement purement empirique [Bos 95]. Nous avons choisi une paramétrisation basée sur le modèle de Gari-Krümpelmann. Cette paramétrisation est recherchée par une procédure d'ajustement sur l'ensemble des données expérimentales relatives à G_E^n . D'autres auteurs ont également proposé une paramétrisation à partir de ce modèle (Lomon [Lom 01], [Lom 02]).

Dans ce chapitre, après avoir décrit en détail l'analyse des données expérimentales, nous discuterons les résultats obtenus pour différents groupes de données expérimentales (différents laboratoires, techniques différentes ...). Les valeurs des paramètres du modèle obtenues pour le meilleur ajustement seront comparées aux valeurs expérimentales ou théoriques.

4.1 Procédure d'ajustement

La fonction d'ajustement

Gari-Krümpelmann ont proposé, dans le cadre de leur modèle, une paramétrisation des données expérimentales issues d'expériences sur le deuton [Gar 85].

Dans cette paramétrisation seules les contributions des mésons ρ ($m_\rho = 0.776 \text{ GeV}$) et ω ($m_\omega = 0.784 \text{ GeV}$) ont été prises en compte dans l'expression des facteurs de forme isoscalaire et isovecteur (voir chapitre 2, relation 2.1). Le résultat de cette paramétrisation est présenté au paragraphe 4.3 de ce chapitre.

Nous avons choisi, pour décrire l'ensemble des données expérimentales disponibles à ce jour, de réactualiser cette paramétrisation ; la forme de la fonction $G_E^n(Q^2)$ adoptée pour l'ajustement étant donnée par :

$$(G_E^n(Q^2))^{ajust} \equiv (G_E^n(Q^2))^{EVM D} = F_1^n(Q^2) - \tau F_2^n(Q^2) \quad (4.1)$$

Les facteurs de forme F_1^n et F_2^n s'expriment en fonction des facteurs de forme isoscalaires $F_{1,2}^{IS}$ et isovecteurs $F_{1,2}^{IV}$ (cf. chapitre 1) comme :

$$F_1^n(Q^2) = \frac{1}{2}(F_1^{IS}(Q^2) - F_1^{IV}(Q^2)) \quad (4.2a)$$

$$F_2^n(Q^2) = \frac{1}{2}(F_2^{IS}(Q^2) - F_2^{IV}(Q^2)) \quad (4.2b)$$

où :

$$F_1^{IV}(Q^2) = \left[\frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 + Q^2} \frac{g_\rho}{f_\rho} + \left(1 - \frac{g_\rho}{f_\rho} \right) \right] \mathcal{F}_1(Q^2) \quad (4.3a)$$

$$F_2^{IV}(Q^2) = \left[\frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 + Q^2} \frac{K_\rho g_\rho}{f_\rho} + \left(K_V - \frac{K_\rho g_\rho}{f_\rho} \right) \right] \mathcal{F}_2(Q^2) \quad (4.3b)$$

$$F_1^{IS}(Q^2) = \left[\frac{m_\omega^2}{m_\omega^2 + Q^2} \frac{g_\omega}{f_\omega} + \left(1 - \frac{g_\omega}{f_\omega} \right) \right] \mathcal{F}_1(Q^2) \quad (4.3c)$$

$$F_2^{IS}(Q^2) = \left[\frac{m_\omega^2}{m_\omega^2 + Q^2} \frac{K_\omega g_\omega}{f_\omega} + \left(K_S - \frac{K_\omega g_\omega}{f_\omega} \right) \right] \mathcal{F}_2(Q^2) \quad (4.3d)$$

$K_S = -0.12$, $K_V = 3.706$ [Gar 85].

Les termes $\frac{g_\rho}{f_\rho}$, $\frac{g_\omega}{f_\omega}$, K_ρ , K_ω sont des paramètres libres. Les fonctions $\mathcal{F}_1$ et $\mathcal{F}_2$ contiennent à leur tour trois autres paramètres libres : Λ_1 , Λ_2 et Λ_{QCD} :

$$\mathcal{F}_1(Q^2) = \frac{\Lambda_1^2}{\Lambda_1^2 + \widehat{Q}^2} \cdot \frac{\Lambda_2^2}{\Lambda_2^2 + \widehat{Q}^2} \quad (4.4)$$

$$\mathcal{F}_2(Q^2) = \frac{\Lambda_1^2}{\Lambda_1^2 + \widehat{Q}^2} \cdot \left[\frac{\Lambda_2^2}{\Lambda_2^2 + \widehat{Q}^2} \right]^2 \quad (4.5)$$

avec :

$$\widehat{Q}^2 = Q^2 \frac{\log\left(\frac{\Lambda_2^2 + Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)}{\log\left(\frac{\Lambda_2^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)} \quad (4.6)$$

Ce qui donne un nombre total de paramètres libres de sept.

Le test du χ^2

Nous avons recherché l'accord entre les valeurs expérimentales de G_E^n issues de différentes expériences, et les valeurs données par l'ajustement $(G_E^n)^{ajust}$, en effectuant une analyse basée sur le principe des moindres carrés avec minimisation du χ^2 . La définition de χ^2 réduit que nous avons utilisée est la suivante :

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} \frac{[(G_E^n)_i^{ajust} - G_E^n(Q_i^2)]^2}{\Delta(G_E^n)_i^2} \quad (4.7)$$

où N est le nombre de points expérimentaux,

Q_i^2 est la valeur du moment transféré correspondant au point expérimental i,

$\Delta(G_E^n)_i$ désigne l'erreur associée à $G_E^n(Q_i^2)$.

Les valeurs expérimentales de G_E^n publiées sont généralement accompagnées d'une erreur systématique ($\Delta(G_E^n)_{systématique}$) et d'une erreur statistique ($\Delta(G_E^n)_{statistique}$).

Pour chaque valeur de G_E^n utilisée, nous avons calculé l'erreur totale comme suit :

$$\Delta(G_E^n)^2 = \Delta(G_E^n)_{statistique}^2 + \Delta(G_E^n)_{systématique}^2 \quad (4.8)$$

La contrainte à $Q^2 = 0$

On peut contraindre le comportement de la fonction d'ajustement $(G_E^n(Q^2))^{ajust}$ au voisinage de $Q^2 = 0$, en utilisant la valeur de la pente à l'origine. Comme la diffusion des électrons à $Q^2 \approx 0$ sur des neutrons "libres" est impossible, on considère la valeur du rayon quadratique moyen de charge, grandeur directement liée à la pente à l'origine par la relation [Isg 98] :

$$\frac{dG_E^n}{dQ^2} \big|_{Q^2=0} = -\frac{1}{6} \langle r_{En}^2 \rangle \quad (4.9)$$

Cette valeur $\langle r_{En}^2 \rangle$ peut être déterminée par ailleurs dans des expériences de diffusion de neutrons thermiques sur une "cible" d'électrons, ie. sur des atomes de Z élevé.

La valeur la plus récente de $\langle r_{En}^2 \rangle$ a été obtenue par diffusion de neutrons thermiques sur le Plomb par Kopecky et al. [Kop 95] :

$$\langle r_{En}^2 \rangle = -0.113 \pm 0.005 \text{ fm}^2 \quad (4.10)$$

où la première valeur de l'erreur est l'erreur statistique

Cette valeur est compatible avec la valeur déterminée par Koester et al. [Kos 76].

Ce qui donne pour la contrainte à $Q^2 \approx 0$:

$$\frac{dG_E^n}{dQ^2} \big|_{Q^2=0} = 0.486 \pm 0.021 (GeV/c)^{-2} \quad (4.11)$$

Nous avons calculé la pente $\frac{dG_E^n}{dQ^2} \big|_{Q^2=0}$ à partir de la relation 4.1, ce qui nous a permis d'obtenir une relation entre les deux paramètres : $\frac{g_\rho}{f_\rho}$ et $\frac{g_\omega}{f_\omega}$, réduisant ainsi le nombre de paramètres libres à six. Cette relation est donnée par :

$$\frac{g_\rho}{f_\rho} = \frac{m_\rho^2}{m_\omega^2} \frac{g_\omega}{f_\omega} + m_\rho^2 \left(-\frac{1}{3} \langle r_{En}^2 \rangle + \frac{K_S - K_V}{4M^2} \right) \quad (4.12)$$

M étant la masse du neutron.

Le calcul numérique

La recherche de l'ensemble des paramètres permettant de réaliser la minimisation de la fonction $\chi^2(Q^2)$ (cf. équation 4.7) se ramène à un problème d'optimisation. La forme analytique de cette fonction n'étant pas simple, on doit recourir aux différentes méthodes numériques d'optimisation.

Pour cela, nous avons réalisé un programme Fortran, et nous avons choisi d'utiliser l'algorithme de Marquardt [Bevi]. Cet algorithme est le plus utilisé pour rechercher les minima d'une fonction à plusieurs paramètres (exemple [Lom 01]). L'algorithme de Marquardt présente l'avantage de rapidité et de convergence vers les solutions. Cet algorithme est basé sur la méthode du gradient :

$$\nabla\chi^2 = \sum_{j=1}^n \left[\frac{\partial\chi^2}{\partial a_j} \hat{a}_j \right] \quad , \quad (4.13)$$

et la linéarisation de la fonction :

$$\chi^2 = \chi_0^2 + \sum_{j=1}^n \left[\frac{\partial\chi_0^2}{\partial a_j} \delta a_j \right] \quad (4.14)$$

n : nombre de paramètres libres.

$\hat{a}_j$: un vecteur montrant la direction des paramètres libres de l'ajustement.

δa_j : est la valeur du pas associé au paramètre a_j . Nous avons pris pour tous les paramètres un pas de 10% de la valeur du paramètre.

χ_0^2 : la valeur du χ_0^2 au point de départ, donné par :

$$\chi_0^2 = \sum_{j=1}^N \left\{ \frac{1}{\sigma_i^2} [y_i - y_0(x_i)]^2 \right\} \quad (4.15)$$

N : nombre de points expérimentaux.

$y_0(x_i)$: la valeur de la fonction d'ajustement prise au point de départ.

Notons que nous avons introduit comme paramètres de départ, les résultats obtenus par Gari et Krümpelmann [Gar 85].

Afin de tester notre programme, nous avons choisi comme référence les résultats publiés par Gari-Krümpelmann [Gar 85]. Pour cela, nous avons introduit les mêmes entrées pour le programme (données expérimentales, constantes et paramètres).

Le premier test consiste à introduire les résultats établi par Gari-Krümpelmann pour les valeurs des paramètres libres et à retrouver la même valeur du χ^2 à la première itération.

Le second test consiste à introduire des valeurs initiales différentes de celles de Gari-Krümpelmann. Les valeurs des paramètres de sortie que nous avons obtenues convergent vers celles de Gari-Krümpelmann après plusieurs itérations.

Une fois testé, le programme numérique a été utilisé pour traiter plusieurs ensembles de données expérimentales.

Choix des données expérimentales

À partir de la compilation de toutes les données existant sur G_E^n (annexe E), nous avons dans un premier temps traité les données issues des expériences en double polarisation. Ce choix est motivé par le fait que ces données :

- sont les plus récentes et plus précises
- proviennent des méthodes directes qui sont très peu dépendantes en modèle.

Pour une analyse complète et exhaustive, nous avons ensuite intégré les données issues des méthodes indirectes à notre analyse (cf. chapitre 3).

4.2 Analyse des données

4.2.1 Analyse des données de la double polarisation

Les données de la double polarisation proviennent de la diffusion d'électrons polarisés sur des cibles de deuton ou d'hélium 3. Ces données couvrent la gamme en Q^2 allant de 0 à 2 $(GeV/c)^2$ comme l'indique le tableau 4.1 :

Technique utilisée	Q^2 (GeV/c) ²	G_E^n	$\frac{\Delta G_E^n}{G_E^n}$ (%)	Référence
$\overrightarrow{{}^3He}(\overrightarrow{e}, e')$	0.16	0.070	151	[Woo 90-91]
	0.20	0.044	168	[Tho 92]
$\overrightarrow{{}^3He}(\overrightarrow{e}, e' n)$	0.31	0.035	37	[Mey 94]
	0.40	0.052	07	[Gol 01]
	0.67	0.0484	14	[Ber 03]
$\overrightarrow{D}(\overrightarrow{e}, e' n)$	0.21	0.066	23	[Pas 99]
	0.495	0.04632	15	[Zhu 01]
	0.50	0.0526	08	[War 04]
	1.0	0.0454	14	[War 04]
$D(\overrightarrow{e}, e' \overrightarrow{n})$	0.15	0.0481	17	[Her 99]
	0.255	0.066	56	[Ede 94]
	0.34	0.0611	15	[Ost 99]
	0.447	0.0550	11	[Mad 03]
	1.132	0.0394	07	[Mad 03]
	1.45	0.0411	09	[Mad 03]

TAB. 4.1 : Valeurs de Q^2 auxquelles a été mesuré le facteur de forme de charge G_E^n du neutron (expériences en double polarisation)

$\frac{\Delta G_E^n}{G_E^n}$: l'incertitude relative associée à la mesure expérimentale de G_E^n

Résultats

Nous avons obtenu, pour le meilleur ajustement sur l'ensemble des données de la double polarisation, une valeur du χ^2 total de 0,53. Les valeurs des paramètres libres pour ce χ^2 minimal sont reportés dans le tableau suivant :

$\frac{g_\rho}{f_\rho}$	K_ρ	$\frac{g_\omega}{f_\omega}$	K_ω	$\Lambda_1(GeV)$	$\Lambda_2(GeV)$	$\Lambda_{QCD}(GeV)$
0.462 ± 0.032	7.571 ± 0.030	0.534 ± 0.027	0.327 ± 0.116	0.557 ± 0.012	3.481 ± 0.529	0.6 ± 0.15

TAB. 4.2 : Valeurs des paramètres de l'ajustement des données de la double polarisation

Nous représentons sur la figure 4.1 le tracé de la fonction $(G_E^n(Q^2))^{ajust}$ ainsi que les données expérimentales classées selon les laboratoires où elles ont été obtenues et les techniques utilisées.

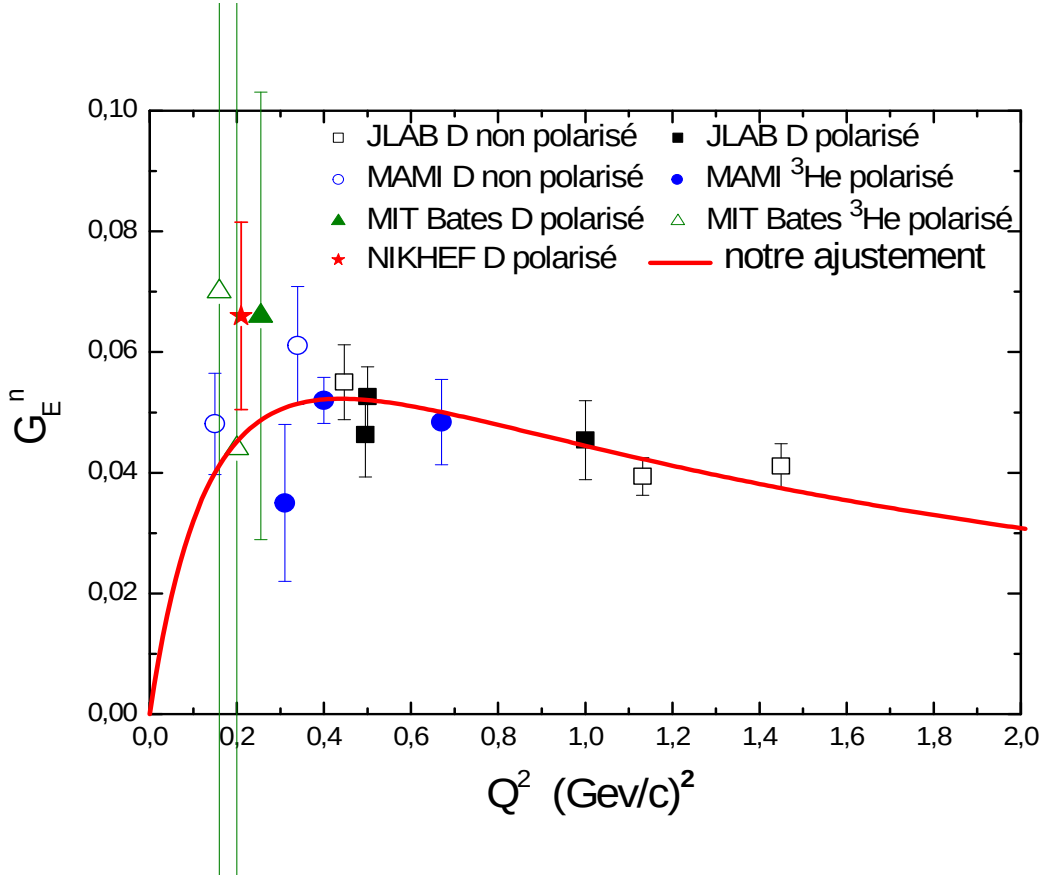


FIG. 4.1: Résultat de l'ajustement des données expérimentales sur G_E^n issues des expériences en double polarisation.

La figure 4.1 montre que nous reproduisons l'ensemble des données expérimentales issues de différents types de réactions. La qualité de cette description est confirmée

par la valeur du χ^2 total obtenue.

Discussions

Les valeurs de G_E^n classées en fonction de la technique utilisée pour la détermination de ce facteur de forme ainsi que le laboratoire d'origine sont reportées dans le tableau 4.3.

Afin d'illustrer l'influence de chaque point expérimental sur l'ajustement, nous reportons dans le même tableau la valeur du χ_i^2 correspondante (qui n'est rien d'autre que l'écart entre la valeur expérimentale de G_E^n et la valeur donnée par l'ajustement).

Laboratoire	Technique utilisée	Q^2 (GeV/c) ²	G_E^n	$\frac{\Delta G_E^n}{G_E^n}$ (%)	χ_i^2
MIT Bates	$\overrightarrow{^3He}(\vec{e}, e')$	0.16	0.070	151	7.37 E-2
		0.20	0.044	168	2 E-4
	$D(\vec{e}, e' \vec{n})$	0.255	0.066	56	2.17 E-2
NIKHEF	$\vec{D}(\vec{e}, e' n)$	0.21	0.066	23	1.669
MAMI	$D(\vec{e}, e' \vec{n})$	0.15	0.0481	17	9.318 E-1
		0.34	0.0611	15	9.77 E-1
	$\overrightarrow{^3He}(\vec{e}, e' n)$	0.31	0.035	37	1.471
		0.40	0.052	07	1.7 E-3
		0.67	0.0484	14	5.47 E-2
TJNAF	$\vec{D}(\vec{e}, e' n)$	0.495	0.04632	15	6.706 E-1
		0.50	0.0526	08	1.22 E-2
		1.0	0.0454	14	1.96 E-2
	$D(\vec{e}, e' \vec{n})$	0.447	0.0550	11	1.94 E-1
		1.132	0.0394	07	8.41 E-1
		1.45	0.0411	09	9.623 E-1

TAB. 4.3 : Valeurs expérimentales du facteur de forme électrique du neutron issues des expériences en double polarisation et les valeurs du χ_i^2 associées.

Notons qu'une très faible valeur du χ_i^2 par point ne reflète un bon accord entre la valeur expérimentale et l'ajustement que si l'erreur ΔG_E^n associée à ce point est faible.

Les valeurs expérimentales de G_E^n obtenues à $Q^2 = 0.16 (GeV/c)^2$ et $0.20 (GeV/c)^2$ sont issues des deux premières expériences réalisées au laboratoire MIT Bates dans le but d'étudier la faisabilité de l'utilisation d'une cible à hélium 3 comme cible à neutrons, ce qui explique l'importance de l'erreur associée. Etant des expériences test, le temps de comptage n'était pas suffisant pour améliorer la précision statistique de cette mesure.

À la valeur de G_E^n pour un transfert d'énergie $Q^2 = 0.225 (GeV/c)^2$ est également associée une erreur relative importante. À cause de la précision limitée de ces données, leur influence sur le comportement de la fonction d'ajustement est beaucoup moins importante ($\chi_i^2 = 0.07, 0.02$ et 0.0002). Ces données sont quand même compatibles avec celles issues d'autres laboratoires pour approximativement les mêmes valeurs de Q^2 .

Concernant la seule valeur de G_E^n provenant du laboratoire NIKHEF ($Q^2 = 0.21 (GeV/c)^2$), notre ajustement sous estime de 6% la limite inférieure (de ce point). Ce désaccord apparaît dans la valeur du χ_i^2 ($\chi_i^2 = 1.66$).

Les données issues du laboratoire Mainz Microtron (MAMI) proviennent de deux types de réaction : diffusion sur l'hélium 3 polarisé ou sur le deuton non polarisé. Leur précision fait qu'elles conditionnent le comportement de la fonction $(G_E^n(Q^2))^{ajust}$ dans la région du maximum ($0.1 \leq Q^2 \leq 0.5 (GeV/c)^2$), comme le montre la valeur du χ_i^2 par point correspondante.

Notons qu'à $Q^2 = 0.31 (GeV/c)^2$ ($\chi_i^2 = 1.47$), notre ajustement surestime de 5% la limite supérieure de G_E^n . L'erreur totale importante (37%) associée à cette valeur provient essentiellement de l'incertitude statistique (90%). Cela est probablement dû au fait que cette donnée est issue de la première expérience de diffusion d'électrons polarisés sur une cible à hélium 3 réalisée à MAMI. La précision des mesures à MAMI est nettement améliorée par la suite comme le montre le tableau 4.3 où les valeurs

de G_E^n à $Q^2 = 0.67$ et 0.40 , provenant de la même technique d'extraction, sont nettement plus précises.

La qualité du point à $0.31(GeV/c)^2$ ne permet pas de comparer deux techniques de mesure pour le même laboratoire (MAMI). En effet, ce point représente un point singulier, car il s'éloigne de l'allure globale dictée par les données expérimentales, et son influence sur le comportement de la fonction $(G_E^n(Q^2))^{ajust}$ n'est pas significative. De plus, à cette valeur est associée une erreur importante.

Les données expérimentales issues du laboratoire Thomas Jefferson (TJNAF) proviennent de deux types de réaction : diffusion sur une cible de deutons polarisés ou non polarisés.

La valeur de G_E^n à $Q^2 = 0.447(GeV/c)^2$ obtenue à partir de la réaction $D(\vec{e}, e' \vec{n})$ est compatible avec la valeur à $Q^2 = 0.495(GeV/c)^2$ issue de la réaction $\vec{D}(\vec{e}, e' n)$.

À partir de $Q^2 = 1(GeV/c)^2$, ce sont pratiquement les données expérimentales provenant du (TJNAF) qui dictent le comportement de l'ajustement, ces données étant les seules qui couvrent la région allant de $Q^2 = 1.0 (GeV/c)^2$ à $Q^2 = 1.5 (GeV/c)^2$. De plus, l'erreur totale ΔG_E^n pour ces points n'excède pas 15%.

On constate également qu'il y a un recouvrement entre ces données et celles issues du laboratoire MAMI dans la région de $0.34 < Q^2 (GeV/c)^2 < 0.7$, bien que ces données proviennent de techniques différentes ($D(\vec{e}, e' \vec{n})$, $\vec{D}(\vec{e}, e' n)$ et $\vec{{}^3He}(\vec{e}, e' n)$).

En effet, la comparaison entre les différentes données expérimentales montre que la nature (deuton ou hélium 3) et l'état (polarisé ou non polarisé) de la cible utilisée n'influencent pas les résultats pour G_E^n obtenus dans des laboratoires différents.

Cette analyse montre que nous obtenons ainsi une description expérimentale "fiable" du facteur de forme de charge du neutron.

Afin de compléter notre étude sur G_E^n , nous avons également analysé des données expérimentales provenant d'une méthode indirecte (cf. chapitre 3)).

4.2.2 Analyse des données liées au facteur de forme de charge quadrupolaire $G_Q(Q^2)$ du deuton

Parmi les données sur G_E^n issues des méthodes indirectes, celles extraites à partir de $G_Q(Q^2)$ sont les moins dépendantes en modèle (potentiel nucléaire et paramétrisations des facteurs de forme du nucléon).

Nous avons donc choisi dans la deuxième étape de notre analyse d'intégrer ces données [Sch 01] à celles de la double polarisation.

Résultats

Les valeurs des paramètres libres que nous obtenons pour le meilleur ajustement sur l'ensemble de ces données sont reportées dans le tableau suivant (Tab 4.4).

$\frac{g_\rho}{f_\rho}$	K_ρ	$\frac{g_\omega}{f_\omega}$	K_ω	$\Lambda_1(GeV)$	$\Lambda_2(GeV)$	$\Lambda_{QCD}(GeV)$
0.477	7.806	0.549	0.143	0.571	4.56	0.6
± 0.009	± 0.150	± 0.010	± 0.078	± 0.011	± 0.94	± 0.1

Tab 4.4 : Valeurs des paramètres de l'ajustement des données de la double polarisation et celles extraites à partir du facteur de forme de charge quadrupolaire du deuton

Le résultat de l'ajustement ainsi que les points expérimentaux utilisés dans la procédure d'ajustement sont représentés sur la figure 4.2 :

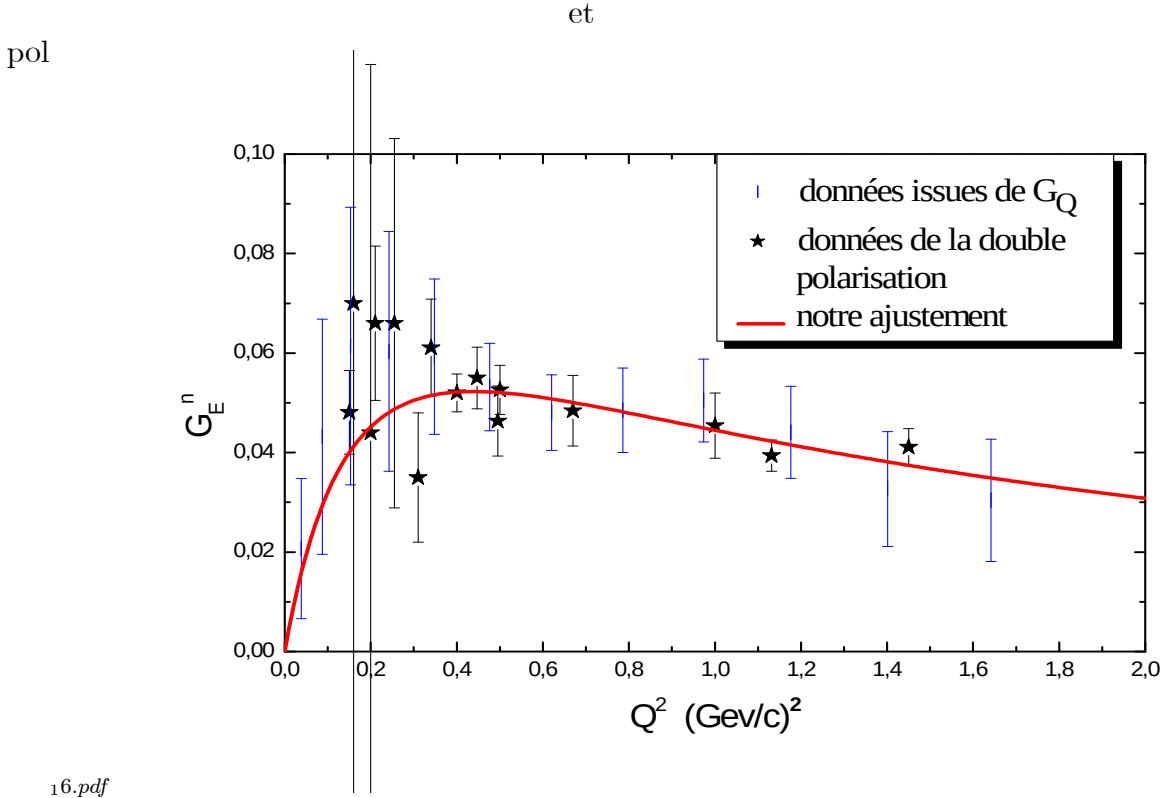


FIG. 4.2: Résultat de l'ajustement des données expérimentales sur G_E^n issues des expériences en double polarisation et celles déterminées à partir de $G_Q(Q^2)$

Discussions

La comparaison avec les résultats obtenus lors de la première étape de notre analyse montre que :

1- la nouvelle paramétrisation nous offre une meilleure description de l'ensemble des données expérimentales ; les données extraites à partir du facteur de forme $G_Q(Q^2)$ du deuton ($0 \leq Q^2 \leq 2(\text{GeV}/c)^2$) suivant globalement le même comportement que celles de la double polarisation. Cette amélioration, confirmée par la nouvelle valeur du χ^2 obtenue ($\chi^2 = 0.39$), peut être due au fait que ces données sont en fait des "pseudo-données expérimentales" étant donné qu'elles ont fait l'objet d'une analyse antérieure [Sch 01]. Elles proviennent d'un calcul ajustant toutes les mesures expérimentales des sections efficaces de diffusion élastique électron-deuton et de l'élément du tenseur de polarisation t_{20} . Pour cela, ces données ont tendance à suivre un certain comportement bien défini.

2- certains paramètres de l'ajustement ont varié de manière significative (K_ω et Λ_2 , cf. Tab 4.5), bien que l'allure de la paramétrisation obtenue n'ait globalement pas changé par rapport à celle obtenue à la première étape.

	$\frac{g_\rho}{f_\rho}$	K_ρ	$\frac{g_\omega}{f_\omega}$	K_ω	Λ_1 (GeV)	Λ_2 (GeV)	Λ_{QCD} (GeV)
1 ^{ere} étape de l'analyse	0.462 ± 0.032	7.571 ± 0.030	0.534 ± 0.027	0.327 ± 0.116	0.557 ± 0.012	3.481 ± 0.529	0.6 ± 0.15
2 ^{eme} étape de l'analyse	0.477	7.806	0.549	0.143	0.571	4.560	0.6
variation (%)	3	3	2.8	56	2.5	31	0

Tab 4.5 : Valeur de variation des paramètres de l'ajustement entre la première et la deuxième étape de l'analyse

Afin d'étudier l'effet de cette variation sur le comportement de G_E^n et la possibilité que les effets liés à la variation de certains paramètres se compensent, nous avons examiné l'influence sur la forme de l'ajustement des deux paramètres K_ω et Λ_2 (cf. figures 4.3 (a) et 4.3 (b)).

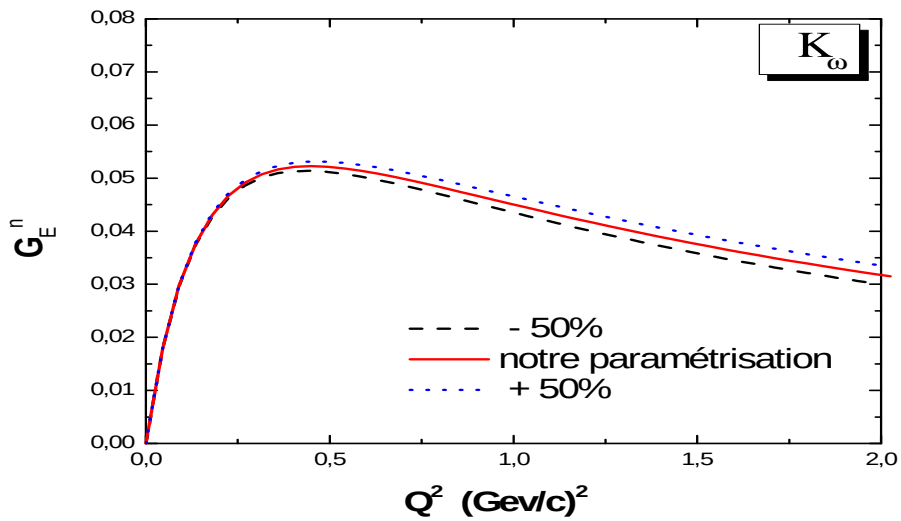


FIG. 4.3: (a) Variation de $G_E^n(Q^2)$ pour différentes valeurs du paramètre K_ω

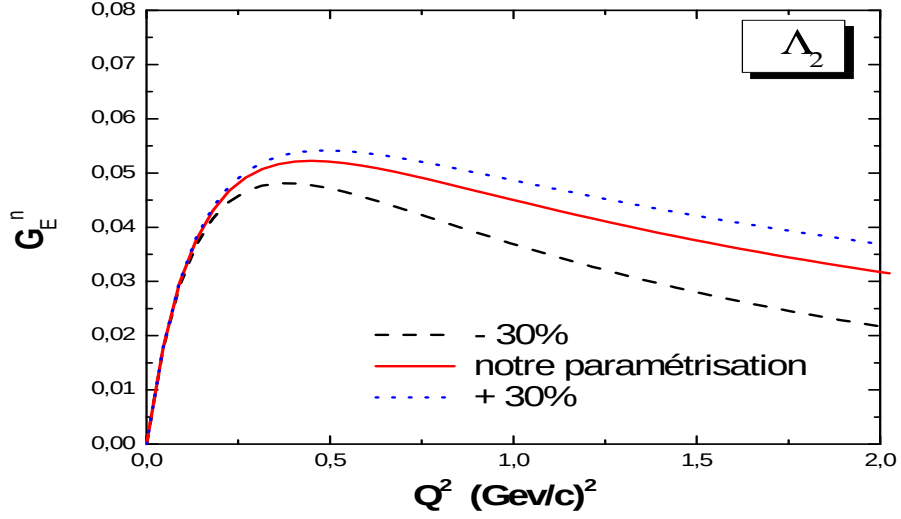
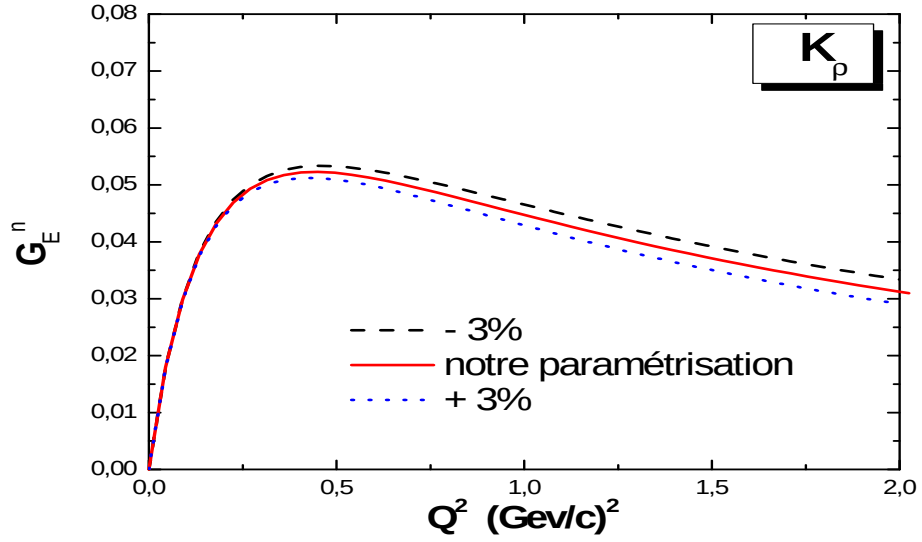


FIG. 4.3 (b) Variation de G_E^n en fonction de Q^2 pour différentes valeurs du paramètre Λ_2

La figure 4.3 (a) montre qu'une variation de l'ordre de 50% du paramètre K_ω induit une variation de G_E^n qui n'excède pas 3 % à $Q^2 = 1(\text{GeV}/c)^2$ par exemple, alors qu'une variation de 30% du paramètre Λ_2 (figure 4.3 (b)) entraîne (à la même valeur de Q^2) une déviation de la valeur de G_E^n de 8%. Une telle variation de G_E^n reste tout de même compatible avec les données expérimentales les plus précises.

Nous avons également examiné l'effet de la variation des autres paramètres de l'ajustement sur G_E^n . Les résultats sont représentés dans les figures 4.4 (a), (b), (c) et (d) :

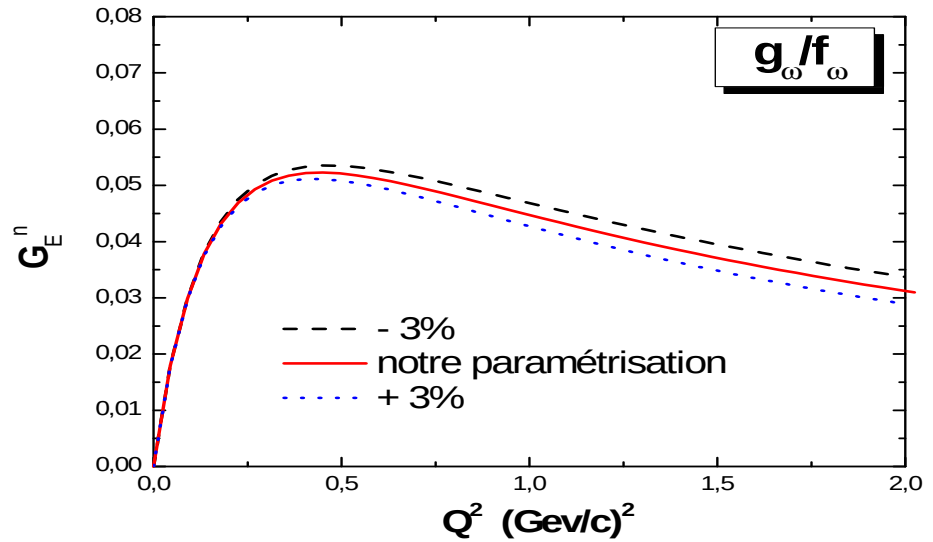
kro



19.pdf

FIG. 4.4: (a) Variation de G_E^n en fonction de Q^2 pour différentes valeurs du paramètre K_ρ

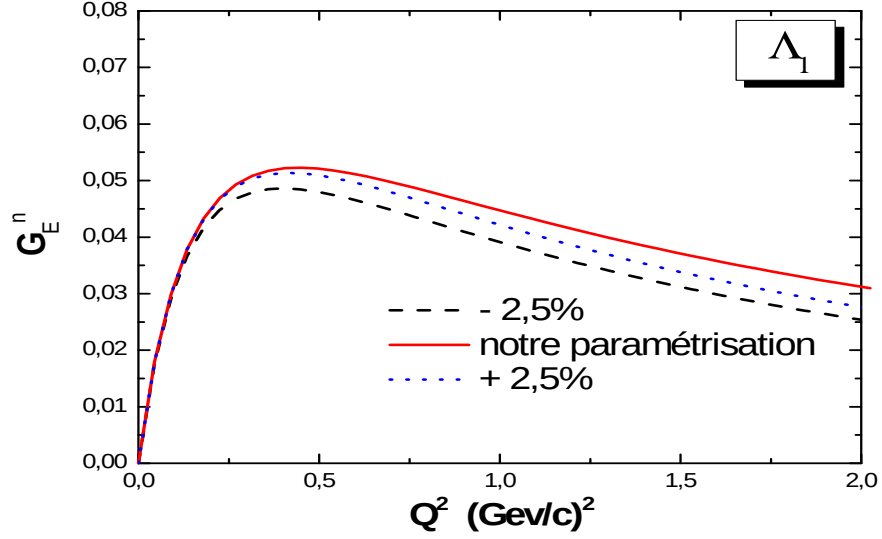
gomega



20.pdf

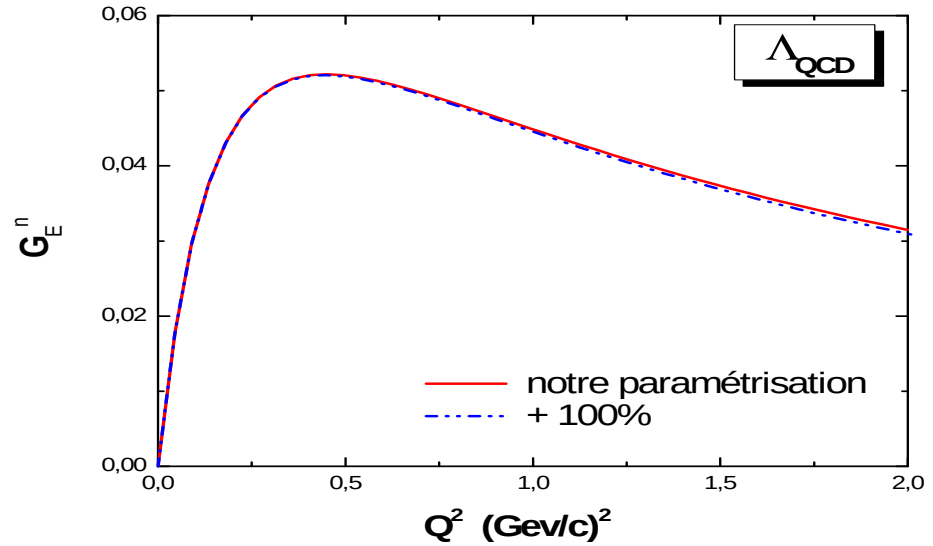
FIG. 4.4 (b) Variation de G_E^n en fonction de Q^2 pour différentes valeurs du paramètre $\frac{g_\omega}{f_\omega}$

delta1



21.pdf
FIG. 4.4 (c) Variation de G_E^n en fonction de Q^2 pour différentes valeurs du paramètre Λ_1

delqcd



22.pdf
FIG. 4.4 (d) Variation de G_E^n en fonction de Q^2 pour différentes valeurs du paramètre Λ_{QCD}

Les courbes montrent bien que la variation des paramètres K_ρ , Λ_1 et $\frac{g_\omega}{f_\omega}$ n'induit pas une déviation importante de la valeur de G_E^n .

Concernant le paramètre Λ_{QCD} , sa valeur n'a pas du tout varié. Ce résultat est prévisible car ce paramètre est lié au comportement décrit par la PQCD ($Q^2 \gg 1(\text{GeV}/c)^2$), alors que les données traitées dans cette analyse se situent dans le domaine de $Q^2 < 2(\text{GeV}/c)^2$.

Notre objectif dans ce travail est d'obtenir une paramétrisation résumant notre connaissance expérimentale, et reproduisant le comportement de l'ensemble des données existant sur G_E^n . Le résultat de l'étude que nous avons menée montre que la paramétrisation obtenue lors de la première étape de l'analyse n'a pas changé en incluant les données liées à $G_Q(Q^2)$.

Etant donné que les données de la double polarisation sont les plus précises mais également les moins dépendantes en modèle, on peut alors considérer qu'elles permettent de décrire correctement la structure en charge du neutron.

Concernant les données issues des méthodes indirectes, on peut se poser la question sur l'opportunité d'étendre l'analyse à un ensemble plus large incluant les autres données. En fait, l'intégration de ces données à celles de la double polarisation rendra la paramétrisation plus dépendante en modèle.

Nous comparerons le résultat de notre analyse aux résultats sur G_E^n obtenus à partir des méthodes indirectes autres que G_Q dans la partie qui suit.

4.3 Comparaison avec d'autres paramétrisations

La paramétrisation que nous obtenons représente en fait une actualisation de la paramétrisation de Gari-Krümpelmann obtenue à partir de l'analyse de sections efficaces de diffusion électron-deuton ([Alb 68] et [Roc 82]). Nous avons obtenu cette nouvelle paramétrisation en analysant les données de la double polarisation. Afin d'illustrer l'apport de la nouvelle génération de données (double polarisation), nous représentons sur la figure 4.5 (a) une comparaison entre la paramétrisation ainsi obtenue et celle établie par Gari-Krümpelmann, pour une gamme de moment de

transfert Q^2 allant jusqu'à $11 (GeV/c)^2$.

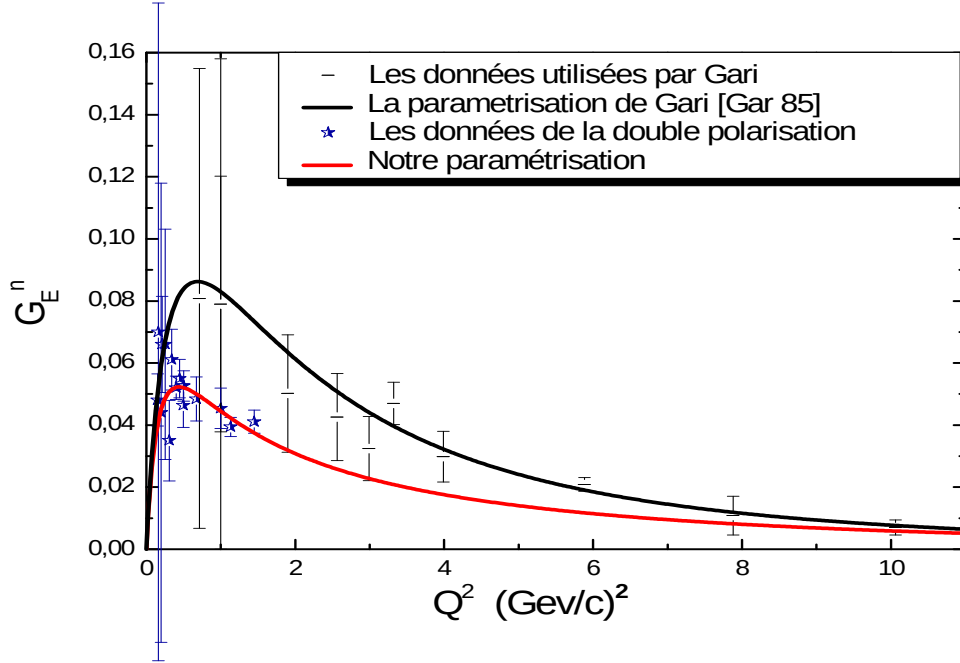


FIG. 4.5: (a) Notre paramétrisation comparée à la paramétrisation de Gari-Krümpelmann [Gar 85] pour des valeurs de Q^2 allant jusqu'à $11 (GeV/c)^2$

Nous représentons sur la figure 4.5 (b) la même comparaison pour la gamme de moment de transfert couverte par les données de la double polarisation ($0 \leq Q^2 \leq 2 (GeV/c)^2$).

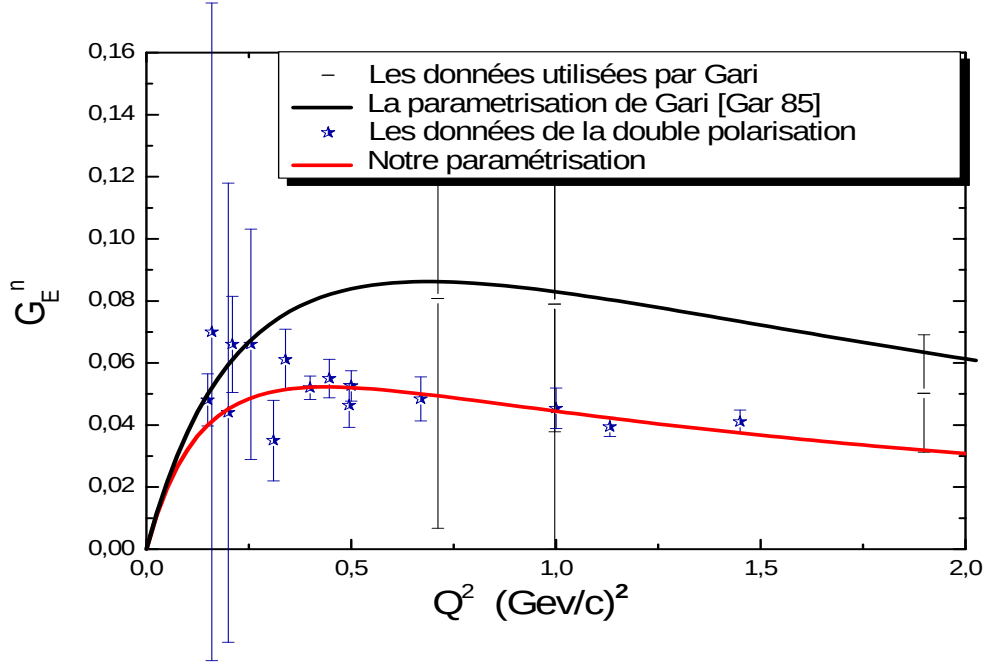


FIG. 4.5 : (b) Notre paramétrisation comparée à la paramétrisation de Gari-Krümpelmann [Gar 85] pour des valeurs de Q^2 allant jusqu'à 2 (GeV/c)^2

Cette comparaison montre que, avec les données de la double polarisation :

- la zone du maximum de G_E^n est mieux localisée en Q^2
- il y a une grande variation dans l'amplitude de G_E^n pouvant avoir un effet non négligeable sur le calcul des facteurs de forme des noyaux (exemple ; l'hélium3 [Had 83]).

On aurait pu choisir une paramétrisation ayant une forme simple et facile à injecter dans un calcul des facteurs de forme des noyaux par exemple, telle que la paramétrisation dipolaire [Hof 58] :

$$G_E^n = -\tau \mu_n G_D \quad (4.16)$$

$$G_D = \left(1 + \frac{Q^2}{a}\right)^{-2} \quad (4.17)$$

qui a un seul paramètre : $a = 0.71$.

ou la paramétrisation de Galster [Gal 71] :

$$G_E^n = -\frac{\tau\mu_n}{1+b\tau}G_D \quad (4.18)$$

qui a deux paramètres : $a=0.71$ et $b=3.4$

Notons que ces paramétrisations "standards" ont été obtenues en ajustant des données expérimentales sur les facteurs de forme du proton. Elles ont été adaptées pour décrire les facteurs de forme du neutron. En effet, il n'existe actuellement pas d'ajustement adoptant une de ces deux formes et décrivant les données récentes sur G_E^n .

A titre d'illustration, nous représentons sur la figure 4.6 ces deux paramétrisations telles qu'elles ont été publiées ainsi que notre paramétrisation.

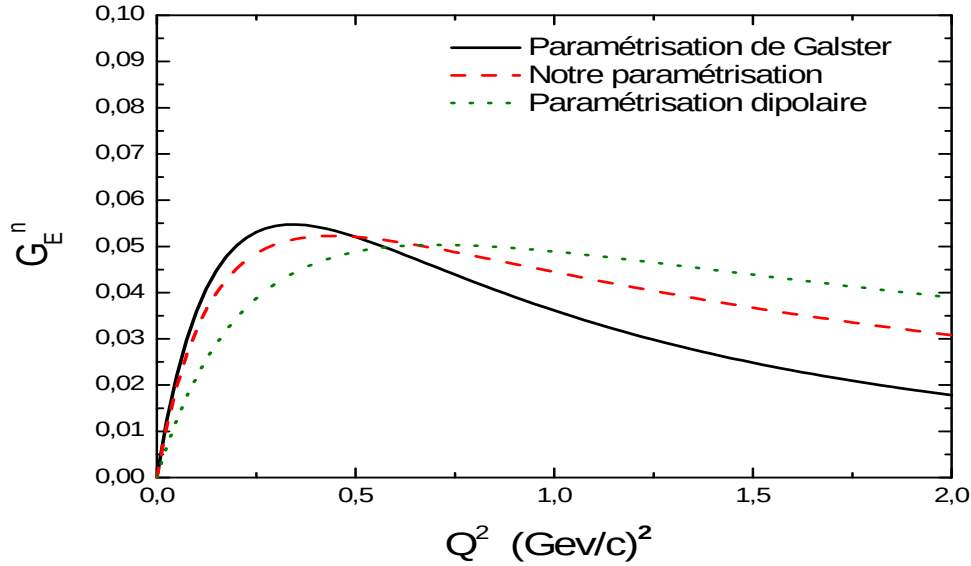


FIG. 4.6: Notre paramétrisation comparée à la paramétrisation dipolaire [Hof 58] et celle de Galster [Gal 71] pour des valeurs de Q^2 allant jusqu'à 2 (GeV/c)^2

La comparaison montre que la différence entre les trois paramétrisations n'est pas significative. Ce qui implique qu'il n'y aura probablement pas d'effet considérable sur le calcul des facteurs de forme des noyaux en utilisant l'une de ces paramétrisations.

On pourrait refaire l'analyse des données de la double polarisation avec la forme de la paramétrisation dipolaire ou celle de Galster, et le résultat donnera un accord qualitatif avec le comportement des données de la double polarisation. L'avantage de notre paramétrisation, bien que basée sur une forme en Q^2 relativement complexe et donc moins pratique pour les calculs, est qu'elle est inspirée d'un modèle théorique, alors que la paramétrisation dipolaire ou de Galster sont basées sur des hypothèses simplistes qui ne correspondent pas à une description "réaliste" du nucléon.

Il existe une autre paramétrisation ayant une forme simple inspirée de celle de Galster et obtenue en ajustant des données sur G_E^n extraites à partir de la fonction de structure électrique $A(Q^2)$ [Pla 90]. Cette paramétrisation est donnée par :

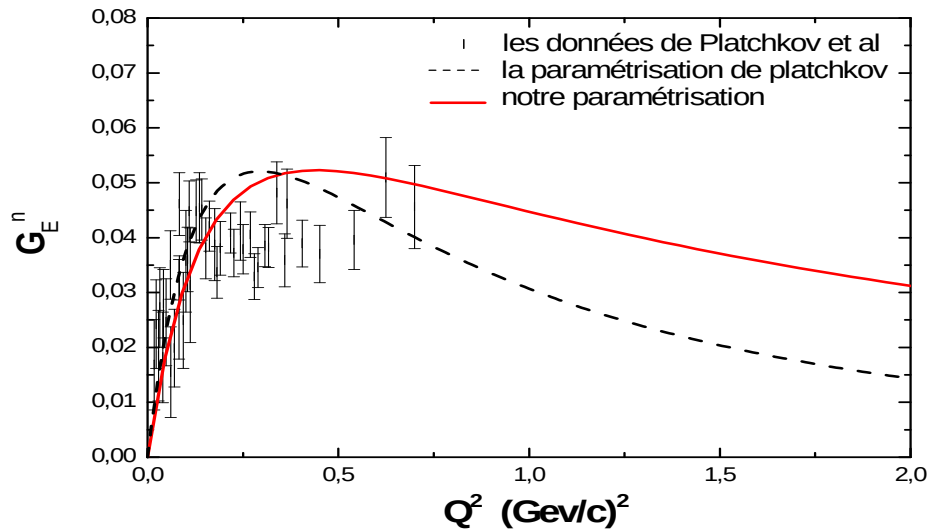
$$G_E^n = -a\tau\mu_n G_D(1 + b\tau)^{-1} \quad (4.19)$$

$a = 1.11 \pm 0.07$, $b = 8.4 \pm 1.4$ pour le potentiel de Paris.

Nous reportons cette paramétrisation avec les données de Platchkov et al [Pla 90] (méthode indirecte) ainsi que la paramétrisation que nous avons obtenue avec l'ensemble des données expérimentales provenant des méthodes directes sur la figure 4.7.

et

point



26.pdf

FIG. 4.7 : Notre paramétrisation et la paramétrisation de Platchkov [Pla 90] pour

des valeurs de Q^2 allant jusqu'à $2 (GeV/c)^2$

Nous remarquons qu'à très bas Q^2 , les données de Platchkov suivent le comportement dicté par la paramétrisation que nous avons obtenue.

Nous remarquons également que la paramétrisation de Platchkov propose un autre maximum localisé à $Q^2 = 0.12 GeV^2/c^2$. Alors que l'allure des données issues des méthodes directes montre une autre région du maximum.

Pour des valeurs de $Q^2 \succeq 1 (GeV/c)^2$, la paramétrisation que nous obtenons prévoit une valeur de G_E^n supérieur (presque d'un facteur de 2) à celle prédite par la paramétrisation de Platchkov. Cela peut s'expliquer par le fait que la paramétrisation de Platchkov a été établie pour des données n'allant pas au delà de $1 (GeV/c)^2$. Ce qui influence le comportement de la fonction d'ajustement.

4.4 Confirmation des valeurs des paramètres du modèle semi-phénoménologique EVMD

L'ajustement des données expérimentales sur G_E^n nous a permis de décrire le facteur de forme de charge du neutron par une fonction dépendant du moment de transfert $G_E^n = f(Q^2)$, dont la forme est inspirée du modèle hybride (EVMD).

Certains des paramètres de ce modèle semi-phénoménologique sont déterminés soit théoriquement soit à partir d'expériences (diffusions nucléon-nucléon ou pion-nucléon). Le reste des paramètres est déterminé par l'ajustement de l'ensemble des données expérimentales sur les facteurs de forme du proton ou du neutron. La comparaison des valeurs de ces paramètres avec nos résultats permet de confirmer les valeurs des paramètres obtenues pour ce modèle.

Notre paramétrisation est une réactualisation de celle de Gari à deux titres :

- 1)- elle est basée sur une nouvelle génération de données.
- 2)- dans la forme de la fonction d'ajustement adoptée, nous avons "réactualisé" la valeur de certains paramètres auxquels nous comparons le résultat de notre analyse. Nous avons recherché des valeurs récentes (postérieures à l'analyse de Gari) des paramètres issues d'autres sources (théorie, expérience ou ajustement). nous les reportons

avec celles obtenues par notre analyse dans le (Tab 4.6) :

Référence	$\frac{g_\rho}{f_\rho}$	K_ρ	$\frac{g_\omega}{f_\omega}$	K_ω	Λ_1 (GeV)	Λ_2 (GeV)	Λ_{QCD} (GeV)
Nos résultats	0.462 ± 0.032	7.571 ± 0.030	0.534 ± 0.027	0.327 ± 0.556	0.557 ± 0.012	3.481 ± 0.529	0.6 ± 0.15
[Gre 80]		6.1 ± 0.6		0.14 ± 0.2			
[Dum 83]				≤ 0.2			
[Mer 95]		6.1 ± 0.2		-0.16 ± 0.01			
[Rey 81]							$0.2 \leq \Lambda_{QCD}$ $\Lambda_{QCD} \leq 0.7$

Tab 4.6 : Tableau de comparaison des paramètres libres de notre paramétrisation

La valeur du paramètre K_ω que nous obtenons est compatible avec les valeurs déterminées, expérimentalement [Gre 80], théoriquement [Dum 83] ou par procédure d'ajustement [Mer 95].

Quant au paramètre K_ρ nous obtenons un accord à 10% avec la valeur expérimentale déterminé à partir de la diffusion nucléon-nucléon [Gre 80]. La valeur que nous avons obtenue est un peu supérieure à la valeur obtenue par une procédure d'ajustement de données expérimentales [Mer 95].

Pour le paramètre Λ_{QCD} , la Chromodynamique Quantique perturbative prévoit une valeur comprise entre $0.2 \leq \Lambda_{QCD}(GeV) \leq 0.7$. La valeur que nous avons obtenue à partir de la paramétrisation est en accord avec ce que prédit la PQCD (cf. Tab 4.4).

Pour les autres paramètres qui ne sont pas déterminés théoriquement ou expérimentalement, leurs valeurs sont déduites d'une analyse de données expérimentales sur les facteurs de forme de charge ou magnétique du nucléon.

En conclusion, cette comparaison montre que nous obtenons :

- une confirmation des valeurs des paramètres avec celles déterminées antérieurement.

- cette confirmation permet d'obtenir une actualisation des valeurs des paramètres du modèle semi-phénoménologique.

4.5 Conclusion

Nous avons obtenu une paramétrisation résumant notre connaissance expérimentale actuelle la plus précise de la structure en charge du neutron. Les valeurs des paramètres que nous avons déduites de l'ajustement du facteur de forme de charge du neutron G_E^n sont globalement compatibles avec celles qui existent dans la littérature. Cela nous permet de conclure que le modèle hybride permet une description satisfaisante de G_E^n en termes de mésons et de quarks.

Conclusion

Le travail que nous présentons porte sur l'étude de la structure en charge du neutron. Cette structure est décrite par le facteur de forme de charge G_E^n . Dans le chapitre 1 de cette thèse, nous avons rappelé le formalisme général de la diffusion électron-hadron, ce qui nous a permis de définir les facteurs de forme décrivant les propriétés électromagnétiques du nucléon.

Il existe plusieurs modèles théoriques décrivant le comportement des facteurs de forme valable chacun dans une gamme de moment transféré Q^2 , et qui diffèrent entre eux par les degrés de liberté pris en compte. Dans le chapitre 2, nous avons décrit deux modèles : le modèle à Dominance de Mésons Vecteurs (VMD) et le modèle de la Chromodynamique Quantique Perturbative (PQCD). Le modèle à dominance de mésons vecteurs étendu (EVMD [Gar 85]), qui est une synthèse de ces modèles, est également présenté. Ce modèle a été utilisé pour la paramétrisation du facteur de forme de charge G_E^n du neutron en fonction du moment transféré Q^2 . L'avantage de ce modèle réside essentiellement dans le fait qu'il permet de décrire la structure du neutron sur une large gamme de moment Q^2 , gamme couverte par les données expérimentales existant ou prévues dans des expériences futures sur G_E^n .

Le chapitre 3 de cette thèse a été consacré à la présentation des données expérimentales qui constituent la compilation que nous avons réalisée sur G_E^n . Les méthodes expérimentales utilisées pour la détermination de G_E^n peuvent être classées selon la manière d'extraire G_E^n ; directe ou indirecte. Pour cela, chacune de ces méthodes a été décrite.

Dans la partie A de ce chapitre, nous avons rappelé les méthodes indirectes permettant la détermination de G_E^n à partir de la mesure de la fonction de structure

$A(Q^2)$, du facteur de forme de charge quadrupolaire $G_Q(Q^2)$ et des fonctions de réponse $R_i(Q^2)$ du deuton.

Dans la partie B, nous avons présenté les méthodes directes d'extraction de G_E^n à partir des expériences en double polarisation, utilisant comme cible le deuton ou l'hélium 3.

La comparaison entre les méthodes directes et indirectes montre que les données issues des expériences en double polarisation sont beaucoup moins dépendantes en modèle que celles issues des méthodes indirectes. Avec cette amélioration de la précision on peut prétendre à une meilleure connaissance de la structure en charge du neutron. C'est ce qui nous a amené à rechercher une paramétrisation de $G_E^n(Q^2)$ à partir de ces données.

La description détaillée de l'analyse permettant d'obtenir cette paramétrisation fait l'objet du chapitre 4 de cette thèse. La paramétrisation est obtenue par une procédure d'ajustement sur les données de la double polarisation. La comparaison entre les différentes données expérimentales provenant des méthodes directes montre que la nature (deuton ou hélium 3) et l'état (polarisé ou non polarisé) de la cible utilisée n'influencent pas les résultats pour G_E^n obtenus dans des laboratoires différents. Ce résultat montre que nous obtenons une description expérimentale cohérente du facteur de forme de charge du neutron. Etant donné que les valeurs de la double polarisation sont les plus précises mais également les moins dépendantes en modèle, leur exploitation nous a permis d'obtenir une description précise et fiable de G_E^n .

La paramétrisation ainsi obtenue résume notre connaissance expérimentale actuelle la plus précise de la structure en charge du neutron.

Les valeurs des paramètres que nous avons déduites de l'ajustement sont globalement compatibles avec celles qui existent dans la littérature. Cela nous permet de conclure que le modèle hybride permet une description satisfaisante de G_E^n en termes de mésons et de quarks.

De nouvelles expériences sur la mesure du facteur de forme de charge du neutron G_E^n sont prévues dans un futur proche, dans une région où ils n'y a actuellement pas de données expérimentales issues des méthodes directes, telle que l'expérience

PR02-013 au TJNAF qui a comme objectif la mesure de G_E^n à partir de la réaction $\overrightarrow{{}^3\text{He}}(\overrightarrow{e}, e' n)$ pour les valeurs de $Q^2 = 1.31, 2.40$ et 3.40 (GeV/c)^2 .

L'analyse de ces mesures devraient également améliorer la paramétrisation proposée $G_E^n(Q^2)$ en ajustant mieux les paramètres qui se manifestent à haute énergie. Elle permettra également de compléter notre connaissance sur le facteur de forme de charge du neutron.

Nous pouvons également étaler cette étude au facteur de forme magnétique du neutron et aux facteurs de forme du proton. Ce qui nous permettra de proposer une paramétrisation unifiée pour les facteurs de forme du nucléon, exploitant toutes les données expérimentales relatives au nucléon (proton et neutron) issues des expérience en double polarisation.

Annexe A

Cinématique de la diffusion élastique - Repère de Breit

Cinématique de la diffusion élastique

Dans le cas général, la diffusion électron-hadron est dite élastique si le hadron cible est laissé dans un état inchangé après diffusion.

Elle est par contre inélastique si le hadron est excité en absorbant une partie de l'énergie incidente.

Nous allons rappeler dans cette partie le calcul des grandeurs cinématiques utilisées en diffusion d'électrons, notamment le quadrimoment Q^2 en fonction duquel sont exprimées les observables décrivant les propriétés statiques et dynamiques des hadrons : les facteurs de forme électromagnétiques et les fonctions de structures.

Le quadrimoment Q^2 est un paramètre essentiel dans le processus de diffusion d'électrons. En effet, la résolution des "images" ou de l'information recueillie est proportionnelle à la quantité d'énergie-impulsion transférée au hadron étudié. Ce qui implique que les facteurs de forme décrivant la sous structure du hadron (étudiés dans cette thèse) ne dépendent que de Q^2 .

Soit donc un électron 'e' diffusant sur un hadron 'N' initialement au repos

$$e + N \rightarrow e' + N'$$

$$\begin{pmatrix} \varepsilon \\ \vec{p}_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} E \\ \vec{P} \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \varepsilon' \\ \vec{p}'_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} E' \\ \vec{P}' \end{pmatrix}$$

où :

$\varepsilon, \vec{p}_e$: énergie et impulsion de l'électron incident.

$\varepsilon', \vec{p}'_e$: énergie et impulsion de l'électron diffusé.

$E, \vec{P}$: énergie et impulsion du hadron avant diffusion.

$E', \vec{P}'$: énergie et impulsion du hadron après diffusion.

Dans le cadre de la PWBA, l'électron interagit avec le hadron en échangeant un seul photon virtuel dont le quadrivecteur énergie-impulsion est défini comme

$$q_\mu = \begin{pmatrix} \nu \\ \vec{q} \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

ν : énergie du photon virtuel (l'énergie transférée au hadron).

$\vec{q}$: impulsion du photon (l'impulsion transférée au hadron).

ils sont définis par :

$$\begin{cases} \nu = \varepsilon - \varepsilon' \\ \vec{q} = \vec{p}_e - \vec{p}'_e \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

Le moment transféré est donné par : $q_\mu^2 = \nu^2 - q^2$ (métrique + - - -).

soit :

$$\nu^2 = (\varepsilon - \varepsilon')^2 = \varepsilon^2 + \varepsilon'^2 - 2\varepsilon\varepsilon' \quad (\text{A.3a})$$

$$q^2 = (\vec{p}_e - \vec{p}'_e)^2 = p_e^2 + p_e'^2 - 2p_e p_e' \cos \theta \quad (\text{A.3b})$$

θ : angle de diffusion de l'électron.

L'électron étant ultra relativiste, on néglige donc sa masse devant son énergie

($m_e = 0.511 \text{ Mev} \ll \varepsilon$) ce qui permet d'écrire :

$$\begin{cases} \varepsilon = p_e \\ \varepsilon' = p'_e \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

l'expression de q^2 devient alors :

$$q^2 = \varepsilon^2 + \varepsilon'^2 - 2\varepsilon\varepsilon' \cos \theta \quad (\text{A.5})$$

d'où :

$$q_\mu^2 = -2\varepsilon\varepsilon' + 2\varepsilon\varepsilon' \cos \theta = -4\varepsilon\varepsilon' \sin^2(\theta/2) \quad (\text{A.6})$$

La diffusion étant élastique, l'énergie cinétique et l'impulsion de recul du hadron se déduisent à partir des lois de conservation :

$$T = E' - E = \nu \quad (\text{A.7})$$

$$\vec{P}' = \vec{q} \text{ et } q^2 = T^2 + 2MT \quad (\text{A.8})$$

L'expression de q_μ^2 est donnée par :

$$q_\mu^2 = T^2 - T^2 - 2MT \quad (\text{A.9})$$

d'où

$$T = \nu = -\frac{q_\mu^2}{2M} \quad (\text{A.10})$$

ce qui implique qu'on a :

$$q_\mu^2 = -4\varepsilon\varepsilon' \sin^2(\theta/2) = -2M(\varepsilon - \varepsilon') \quad (\text{A.11})$$

On définit le facteur de recul f comme étant le rapport entre l'énergie de l'électron diffusé et celle de l'électron incident. Il est déterminé à partir de l'expression suivante :

$$4\varepsilon\varepsilon' \sin^2(\theta/2) = 2M(\varepsilon - \varepsilon') \quad (\text{A.12})$$

donc

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon}{\left(1 + \frac{2\varepsilon}{M} \sin^2(\theta/2)\right)} \quad (\text{A.13})$$

Le quadri-moment Q^2 , accessible expérimentalement est défini par :

$$Q^2 = -q_\mu^2 = \vec{q}^2 - \nu^2 = 4\varepsilon'\varepsilon \sin^2(\theta/2) \quad (\text{A.14})$$

Le quadri-moment Q^2 s'exprime en fonction des grandeurs expérimentales contrôlées par l'expérimentateur : l'énergie de l'électron incident ε , l'énergie de l'électron diffusé ε' et l'angle de diffusion θ .

L'obtention d'une valeur donnée du moment de transfert Q^2 présente une difficulté expérimentale : il faut balayer toute une gamme d'énergie pour avoir la bonne combinaison (ε, θ) donnant la même valeur de Q^2 . N'oublions pas qu'un angle de diffusion θ représente pour l'expérimentateur la position du spectromètre. Il faut de plus, s'assurer que l'électron détecté à cet angle θ correspond à celui d'énergie ε' .

Repère de Breit

On a défini les facteurs de forme comme étant les quantités décrivant la distribution spatiale de charge et de magnétisation à l'intérieur du hadron (noyau ou nucléon). Les facteurs de forme de Sachs [Sac 62] s'interprètent comme étant les transformées de Fourier de cette distribution, mais cette définition n'est valable que dans un référentiel appelé repère de Breit.

Le repère de Breit est un repère qui définit la cinématique de la diffusion d'électron par rapport au moment transféré au hadron Q^2 . C'est un repère dans lequel [Gro 66] l'électron incident et le nucléon initial possèdent respectivement des moments $\frac{\vec{q}}{2}$ et $-\frac{\vec{q}}{2}$, l'électron diffuse avec un moment $-\frac{\vec{q}}{2}$ et le nucléon recule en prenant $\frac{\vec{q}}{2}$ (cf. Fig A.1).

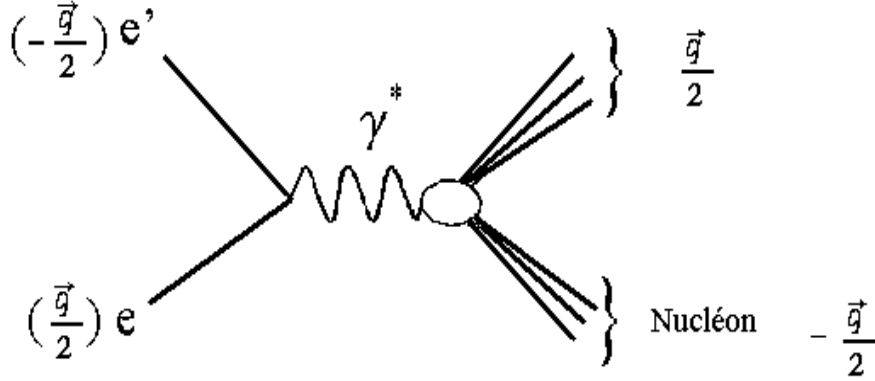


FIG. A.1: Diffusion électron-nucléon dans le repère de Breit

Donc dans ce repère il n'y a pas de transfert d'énergie ($\nu = 0$) et le moment transféré Q^2 sera donné par :

$$Q^2 = -q_\mu^2 = \vec{q}^2 \quad (\text{A.15})$$

à chaque valeur de Q^2 , il y a un repère de Breit.

Dans le cas de noyaux lourds le repère du laboratoire est une bonne approximation du repère de Breit car le recul du noyau est négligeable (rappelons que le recul du noyau est $T = \nu$, qui est l'énergie transférée).

Pour les noyaux légers et loin du seuil de production de deux pions dans le processus de diffusion ($q^2 < (2m_H)^2 < 2fm^{-2}$), le transfert d'énergie est négligeable et le repère de Breit devient le centre de masse du système électron-noyau.

Annexe B

Calcul de la section efficace de diffusion électron-nucléon

Afin d'étudier les facteurs de forme de Sachs et d'illustrer la manière dont ils interviennent dans l'expression détaillée de la section efficace, nous allons développer dans cette annexe le calcul de la section efficace de diffusion électron-nucléon, et étudier d'abord le cas où le nucléon est considéré comme étant une particule ponctuelle.

Nous considérons le cas où l'interaction électron-nucléon se fait par l'échange d'un seul photon virtuel (PWBA).

B.1 Nucléon ponctuel

Dans le cas général d'une diffusion électron-nucléon, la matrice de transition est proportionnelle au produit de deux tenseurs : un tenseur leptonique $L^{\mu\nu}$ décrivant le vertex $ee'\gamma$ calculé théoriquement (l'électron étant sans structure et l'interaction électromagnétique est bien décrite dans le cadre de la QED), et un tenseur hadronique $H^{\mu\nu}$ contenant toute l'information sur le nucléon. Elle s'écrit sous la forme [Bjor] :

$$T_{fi} = \bar{U}_{p'_e}(-ie\gamma^\mu)U_{p_e} \frac{-ig^{\mu\nu}}{q^2} \bar{U}_{P'}(ie\gamma^\nu)U_P \quad (\text{B.1})$$

$\frac{-ig^{\mu\nu}}{q^2}$: le propagateur du photon, U et $\bar{U}$: les spineurs de Dirac.

On désigne par p_e et p'_e l'impulsion de l'électron incident et diffusé, P et P' celles du

nucléon avant et après diffusion respectivement.

La section efficace différentielle, proportionnelle à l'amplitude invariante $|T_{fi}|^2$, est définie comme suit :

$$d\sigma = \frac{dW}{V_{rel}} |T_{fi}|^2 \quad (\text{B.2})$$

dW : l'élément de l'espace de phase.

V_{rel} étant la vitesse relative dans la voie initiale, elle est donnée dans le système laboratoire par :

$$V_{rel} = \left| \frac{\vec{p}_e}{\varepsilon} - \frac{\vec{P}}{E} \right| \simeq \left| \frac{\vec{p}_e}{\varepsilon} \right| \quad (\text{B.3})$$

$$dW = \frac{mM}{\varepsilon E} \frac{m}{\varepsilon'} \frac{d^3 p'_e}{(2\pi)^3} \frac{M}{E'} \frac{d^3 P'}{(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^4(P' + p'_e - P - p_e) \quad (\text{B.4})$$

avec

m (M) : la masse de l'électron (nucléon).

ε (E) : l'énergie de l'électron (nucléon) avant diffusion.

ε' (E') : l'énergie de l'électron (nucléon) après diffusion.

Notons que la fonction δ garantie la conservation de l'énergie et de l'impulsion pour cette diffusion.

Si on utilise l'identité :

$$\frac{d^3 P}{2E} = \int_0^\infty dP^0 d^3 P \delta(P_\mu P^\mu - M^2) = \int_{-\infty}^{+\infty} d^4 P \delta(P^2 - M^2) \theta(P^0) \quad (\text{B.5})$$

où

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x > 0 \\ 0 & \text{si } x < 0 \end{cases} \quad (\text{B.6})$$

et l'expression suivante :

$$d^3 p'_e = \left| \frac{\vec{p}'_e}{p'_e} \right| \varepsilon' d\varepsilon' d\Omega' \quad (\text{B.7})$$

l'expression de la section efficace différentielle sera donnée dans le repère du laboratoire par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'} = \frac{m^2 M}{2\pi^2} \frac{|T_{fi}|^2}{|\vec{p}_e|} \int \left| \frac{\vec{p}'_e}{p'_e} \right| d\varepsilon' \int d^4 P' \delta(P'^2 - M^2) \theta(P'^0) \delta^4(P' + p'_e - P - p_e) \quad (\text{B.8})$$

avec

$$\theta(P'^0) = \theta(P^0 + \varepsilon - \varepsilon') = \theta(M + \varepsilon - \varepsilon') \quad (\text{B.9})$$

La condition pour que cette quantité n'annule pas l'intégrale, ie. $M + \varepsilon - \varepsilon' > 0$, impose les bornes de l'intégrale : $M < \varepsilon' < M + \varepsilon$.

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega'} &= \frac{m^2 M |T_{fi}|^2}{2\pi^2 |\vec{p}_e|} \int_M^{M+\varepsilon} \left| \frac{\vec{p}_e'}{p_e} \right| d\varepsilon' \delta \left\{ (P + p_e - p_e')^2 - M^2 \right\} \\ &= \frac{m^2 M |T_{fi}|^2}{2\pi^2 |\vec{p}_e|} \int_M^{M+\varepsilon} \left| \frac{\vec{p}_e'}{p_e} \right| d\varepsilon' \delta \left\{ \frac{2m^2 + 2M(\varepsilon - \varepsilon') - 2\varepsilon\varepsilon' +}{2 |\vec{p}_e| |\vec{p}_e'| \cos \theta} \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

θ : l'angle de diffusion de l'électron par rapport à sa direction d'incidence dans le système du laboratoire.

Sachant que $\int_b^a dx \delta\{f(x)\} = \left| \frac{df(x)}{dx} \right|^{-1}$ quels que soit a et b si $a \leq f(x=0) \leq b$ et zero ailleurs, l'expression de la section efficace sera donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'} = \frac{m^2 M}{4\pi^2} \frac{\left| \frac{\vec{p}_e'}{p_e} \right|}{\left| \frac{\vec{p}_e}{p_e} \right|} \frac{|T_{fi}|^2}{M + \varepsilon - \frac{|\vec{p}_e|}{|\vec{p}_e'|} \varepsilon' \cos \theta} \quad (\text{B.11})$$

Dans la diffusion électron-nucléon, l'énergie de l'électron est assez grande et on peut le considérer comme une particule relativiste. Nous pouvons alors écrire : $\frac{\left| \frac{\vec{p}_e'}{p_e} \right|}{\left| \frac{\vec{p}_e}{p_e} \right|} \approx \frac{\varepsilon'}{\varepsilon}$ ce qui donne pour la section efficace différentielle de diffusion :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'} = \frac{m^2}{4\pi^2} \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \frac{|T_{fi}|^2}{1 + \frac{2\varepsilon}{M} \sin^2(\theta/2)} \quad (\text{B.12})$$

Calculons maintenant la probabilité de transition $|T_{fi}|^2$. Si on ne mesure pas les polarisations, celle-ci s'obtient en considérant les valeurs pondérées des spins initiaux

et en effectuant une sommation sur les spins finaux :

$$\begin{aligned}
|T_{fi}|^2 &= \frac{1}{4} \sum_{spins} \left| \bar{U}_{p'_e} \gamma^\mu U_{p_e} \frac{e^2}{q^2} \bar{U}_{P'} \gamma_\mu U_P \right|^2 \\
&= \frac{e^4}{4(q^2)^2} Tr \left(\frac{m + \mathbf{p}'_e}{2m} \gamma^\mu \frac{m + \mathbf{p}_e}{2m} \gamma^\nu \right) \bullet Tr \left(\frac{M + \mathbf{P}'}{2M} \gamma_\mu \frac{M + \mathbf{P}}{2M} \gamma_\nu \right) \\
&= \frac{4\pi^2 \alpha^2}{q^4} Tr^{(1)} \bullet Tr^{(2)} \tag{B.13}
\end{aligned}$$

où $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$

Les opérateurs donnés par $(\mathbf{P} = \gamma_\nu P^\nu)$ seront développés en termes de matrices γ :

$$Tr^{(1)} = \frac{1}{4m^2} Tr(p_e'' P^\beta \gamma_\alpha \gamma^\mu \gamma_\beta \gamma^\nu) = \left\{ \frac{1}{m^2} [p_e'' p_e^\nu + p_e^\mu p_e'^\nu + g^{\mu\nu}(m^2 - p_e p_e')] \right\} \tag{B.14}$$

La trace $Tr^{(2)}$ s'obtient de la même manière, d'où le produit des deux traces sera égale à :

$$\begin{aligned}
Tr^{(1)} Tr^{(2)} &= \frac{1}{m^2 M^2} \left\{ \begin{aligned} &[p_e'' p_e^\nu + p_e^\mu p_e'^\nu + g^{\mu\nu}(m^2 - p_e p_e')] \\ &[P^\mu P^\nu + P^\mu P'^\nu + g^{\mu\nu}(M^2 - P P')] \end{aligned} \right\} \\
&= \frac{2}{m^2 M^2} \left[\begin{aligned} &(p_e P)(p'_e P) + (p_e P')(p'_e P) - \\ &M^2 p_e p'_e - m^2 P P' + 2m^2 M^2 \end{aligned} \right] \tag{B.15}
\end{aligned}$$

Avec l'expression de la conservation du quadrimoment :

$$P' + p'_e = P + p_e ; \quad p_e^2 = \varepsilon^2 - m^2 \tag{B.16}$$

L'équation (A.15) se simplifie en négligeant les termes $\frac{m}{\varepsilon}$ ($\frac{m}{\varepsilon} \ll 1$).

$$\begin{aligned}
Tr^{(1)} Tr^{(2)} &= \frac{2}{m^2 M^2} [2(p_e P)(p'_e P') + p_e p'_e (p_e P - p'_e P - M^2)] \\
&= \frac{4\varepsilon\varepsilon'}{m^2} \left(\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) \tag{B.17}
\end{aligned}$$

d'où

$$\begin{aligned}
 |T_{fi}|^2 &= \frac{e^4}{16m^2\varepsilon\varepsilon' \sin^4(\frac{\theta}{2})} [\cos^2(\frac{\theta}{2}) - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2(\frac{\theta}{2})] \\
 &= \frac{\pi^2\alpha^2}{m^2\varepsilon\varepsilon' \sin^4(\frac{\theta}{2})} [\cos^2(\frac{\theta}{2}) - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2(\frac{\theta}{2})] \quad (B.18)
 \end{aligned}$$

Introduisons cette relation dans l'expression de la section efficace :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'} = \underbrace{\frac{\alpha^2 \cos^2(\frac{\theta}{2})}{4\varepsilon^2 \sin^4(\frac{\theta}{2})}}_{\text{Mott}} \times \frac{1}{1 + \frac{2\varepsilon}{M} \sin^2(\theta/2)} \times [1 - \frac{q^2}{2M^2} \tan^2(\frac{\theta}{2})] \quad (B.19)$$

L'expression $\left(\frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4\varepsilon^2 \sin^4(\theta/2)} \right)$ représentant la section efficace différentielle de Mott, décrit la diffusion sur une particule ponctuelle et sans spin. On définit le facteur de recul f :

$$f = \frac{1}{1 + \frac{2\varepsilon}{M} \sin^2(\theta/2)} \quad (B.20)$$

Quand au terme : $(1 + 2\varepsilon \tan^2(\theta/2))$; ce dernier est dû au spin du nucléon. Il est relié à son moment magnétique et est égale à l'unité pour une particule sans spin.

Considérons le cas où le nucléon n'est plus ponctuel, c'est à dire, possédant une structure. L'impossibilité de traiter toutes les interactions possibles du boson échangé dans le processus de diffusion impose de traiter le problème phénoménologiquement en introduisant les deux facteurs de forme de Dirac et de Pauli pour tenir compte de la structure interne du nucléon.

B.2 Nucléon non ponctuel

Si l'on considère le nucléon comme une particule non ponctuelle et qu'il possède une extension spatiale, l'expression du courant hadronique doit contenir des termes tenant compte de l'extension spatiale de celui-ci.

Ce qui va changer dans l'expression de la matrice de transition $|T_{fi}|^2$ c'est le courant

du nucléon. Sachant que :

$$\sigma_{\mu\nu} = [\gamma_\mu, \gamma_\nu] \quad (\text{B.21})$$

et que

$$\bar{U}_P(P - M) = (P - M)U_P \quad (\text{B.22})$$

l'expression $Tr^{(2)}$ devient :

$$Tr^{(2)} = \frac{1}{4M^2} Tr \left[(M + \mathbf{P}') \left\{ \gamma_\mu F_1 + \frac{i\sigma_{\mu\lambda}}{2M} (P - P')^\lambda F_2 \right\} \left\{ \gamma_\lambda F_1 + \frac{i\sigma_{\nu\rho}}{2M} (P - P')^\rho F_2 \right\} \right] \quad (\text{B.23})$$

$$\begin{aligned} \bar{U}_{P'} i\sigma_{\mu\nu} (P - P') U_P &= -\frac{1}{2} \bar{U}_{P'} [\gamma_\mu, (\mathbf{P} - \mathbf{P}')] U_P \\ &= \bar{U}_{P'} (2M\gamma_\mu - (\mathbf{P} - \mathbf{P}')_\mu) U_P \end{aligned} \quad (\text{B.24})$$

$$\begin{aligned} Tr^{(2)} = \frac{1}{4M^2} Tr \left[(M + \mathbf{P}') \left\{ \gamma_\mu (F_1 + F_2) - \frac{1}{2M} (P_\mu - P'_\mu) F_2 \right\} \times \right. \\ \left. (M + \mathbf{P}) \left\{ \gamma_\nu (F_1 + F_2) - \frac{1}{2M} (P_\nu - P'_\nu) F_2 \right\} \right] \quad (\text{B.25}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Tr^{(2)} = \frac{1}{4M^2} Tr \left[(F_1 + F_2)^2 \left\{ (M + \mathbf{P}')\gamma_\mu + (M + \mathbf{P}')\gamma_\nu \right\} + \right. \\ \left. \frac{F_2^2}{4M} (M + \mathbf{P}') (P_\mu + P'_\mu) \times (M + \mathbf{P}) (P_\nu + P'_\nu) - \frac{1}{2M} F_2 (F_1 + F_2) (M + \mathbf{P}')\gamma_\mu \right. \\ \left. + (M + \mathbf{P}) (P_\nu + P'_\nu) + (M + \mathbf{P}') (P_\mu + P'_\mu) \gamma_\nu (M + \mathbf{P}')\gamma_\nu \right] \end{aligned}$$

Le premier terme du crochet a été déjà calculé. Pour le deuxième terme, on a :

$$Tr \left[(M + \mathbf{P}') (M + \mathbf{P}') (M + \mathbf{P}) (M + \mathbf{P}) \right] = 4(P'P + M^2) \quad (\text{B.27})$$

$$Tr \left[(M + \mathbf{P}')\gamma_\mu (M + \mathbf{P}) (P_\nu + P'_\nu) \right] = 4M(P_\mu + P'_\mu) (P_\nu + P'_\nu) \quad (\text{B.28})$$

$$Tr(\gamma_\mu P) = P^\alpha Tr(\gamma_\mu \gamma_\alpha) = 4P^\alpha g_{\mu\alpha} = 4P_\mu \quad (\text{B.29})$$

$$Tr^{(2)} = \frac{1}{4M^2} \left[4 \{ P'_\mu P + P'_\mu P_\nu + P_\mu P'_\nu + g_{\mu\nu}(M^2 - PP') \} + \right. \\ \left. (P_\mu + P'_\mu)(P_\nu + P'_\nu) \left\{ \frac{1}{2M}(M^2 + PP') - F_2(F_1 + F_2) \right\} \right] \quad (B.30)$$

$$Tr^{(1)}Tr^{(2)} = \frac{1}{16m^2M^2} [4(p_e'^\mu p_e^\nu + p_e'^\mu p_e^\nu + g_{\mu\nu}(m^2 - p_e p_e'))] Tr^2$$

$$Tr^{(1)}Tr^{(2)} = \frac{1}{16m^2M^2} \left\{ 32(F_1 + F_2)^2((p_e P)^2 + M^2 p_e p_e') - 4(4F_2(F_1 + F_2) + \right. \\ \left. \frac{F_2^2}{M^2}(PP' + M^2)) + (2(p_e P + p_e P') - p_e p_e'(P + P')^2) \right\} \quad (B.31)$$

avec

$$P' = P + p_e - p_e' \quad (B.32)$$

L'expression de la section efficace devient :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega'} \right)_{Mott} f \left\{ (F_1^2(Q^2) + \frac{Q^2}{4M^2} F_2^2(Q^2)) + \frac{Q^2}{2M^2} (F_1(Q^2) + F_2(Q^2))^2 \tan^2(\theta/2) \right\} \quad (B.33)$$

La structure des nucléons est décrite par quatre facteurs de forme de Sachs : G_E^p et G_M^p pour le proton et G_E^n et G_M^n pour le neutron ([Ern 60], [Sac 62]).

Ce sont ces facteurs de forme qui représentent les transformées de Fourier des distributions spatiales de charge et de magnétisation à l'intérieur du nucléon. Ils s'écrivent en fonction de F_1 et F_2 comme suit :

$$\begin{cases} G_E^N(Q^2) = F_1^N(Q^2) - \tau F_2^N(Q^2) \\ G_M^N(Q^2) = F_1^N(Q^2) + F_2^N(Q^2) \end{cases} \quad N = p, n \quad (B.34)$$

$\tau = \frac{Q^2}{4M^2}$, M étant la masse du nucléon.

Nous pouvons passer à l'expression de la section efficace (utilisée au chapitre 1) en fonction des facteurs de forme de Sachs :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} f \left\{ \frac{G_E^2(Q^2)}{1 + \tau} + 2\tau \left(\frac{1}{2(1 + \tau)} + \tan^2(\theta/2) \right) G_M^2(Q^2) \right\} \quad (B.35)$$

Annexe C

Modèles théoriques

Il existe plusieurs modèles théoriques décrivant la structure du nucléon, valables chacun dans une gamme de moment transféré Q^2 .

Nous allons décrire dans cette annexe quelques modèles théoriques pour la description du comportement des facteurs de forme du nucléon. Cette annexe se divise en deux parties : les modèles théoriques valables pour les faibles valeurs de moments transférés et les modèles valables à hauts moments.

C.1 Modèles théoriques valables pour les faibles valeurs de moments Q^2

Nous allons exposer brièvement dans cette partie les modèles qui décrivent les facteurs de forme électromagnétiques des nucléons en supposant que le photon virtuel se couple non pas aux quarks à l'intérieur du nucléon, mais aux mésons qui à leur tour interagissent avec le nucléon.

Ces modèles sont valables dans le domaine $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$.

C.1.1 Modèle du sac de quarks

Le modèle de sac de quarks (*quark bag model* [DeG 75]), développé initialement au MIT, est un modèle qui suppose que le nucléon peut être décrit comme un champ

de trois quarks confinés dans un potentiel (un sac de quarks) qui les maintient dans une sphère de rayon R de l'ordre du rayon du nucléon.

C.1.2 Modèle du sac de quarks nuageux

C'est un modèle basé sur le modèle du sac de quarks (*quark bag model*) et qui a été amélioré pour mieux décrire les propriétés du nucléon en ajoutant à ce sac de quarks, un champ de pions (un nuage) se couplant aux quarks du nucléon (*Cloudy quark bag model*).

Le calcul des facteurs de forme des nucléons dans la cadre de ce modèle [Lu 98] montre qu'on obtient un accord acceptable avec les résultats expérimentaux pour des valeurs de $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$.

C.1.3 Modèle de Skyrme

Le modèle de Skyrme (ou modèle de solitons, *Soliton model* [Hol 96]) est un modèle phénoménologique permettant de décrire approximativement l'interaction forte à basse énergie.

À l'aide d'un modèle non-linéaire, on a démontré qu'il existe des configurations stables d'un champ de pions qui correspondent aux baryons (proton, neutron). Les solutions de Skyrme correspondent à des solitons. Ces derniers sont des objets topologiques qui ne sont pas ponctuels contrairement à l'ensemble des particules décrites par la théorie quantique des champs.

On peut les décrire comme des noeuds dans l'espace de configuration des champs et on les rencontre dans divers domaines de la physique théorique : la physique des particules, la physique de la matière condensée et la cosmologie.

C.2 Modèles théoriques valables pour les grandes valeurs de moments Q^2

Les modèles des hauts moments sont des modèles décrivant le nucléon directement en termes de quarks et pour des valeurs de Q^2 ($2 - 10 \text{ GeV}^2$).

C.2.1 Modèle relativiste de quarks constituants de Schlumpf

Le modèle relativiste de quarks constituants (*Relativistic Constituent Quark Model* [Sch 93]) suppose que le nucléon est constitué de quarks pris comme des particules ponctuelles. Dans ce modèle, les facteurs de forme électromagnétiques du nucléon ont été développés par Schlumpf (fig C.1) en introduisant deux paramètres libres : un paramètre d'échelle et la masse du quark (cf. [Sch 92] pour le détail de ses calculs).

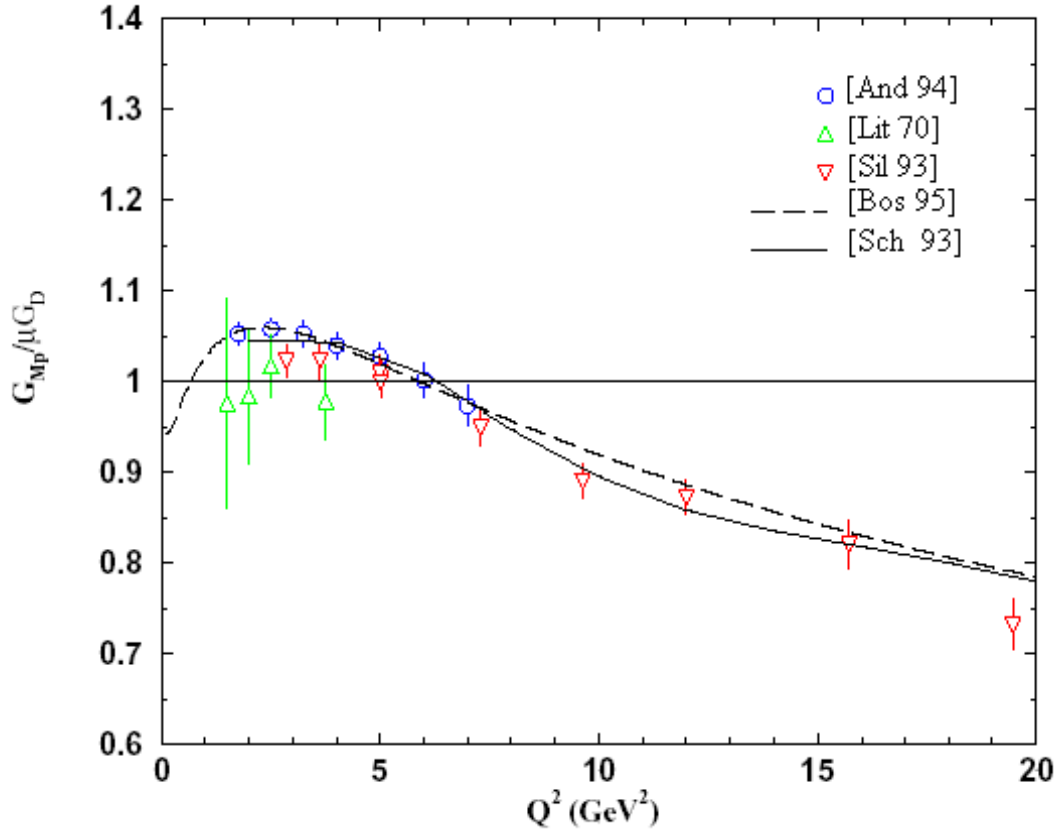


FIG. C.1: le rapport $\frac{G_M^p}{\mu_p G_D}$ calculé par Schlumpf [Sch 93]

C.2.2 Modèle de diquarks

Le modèle de diquarks (*Diquark model*) un modèle qui décrit le nucléon comme un état lié d'un quark et d'une paire de quarks étroitement liés (diquark) [Blo 00]. L'idée de diquarks a été utilisée pour expliquer des phénomènes de diffusion d'électrons profondément inélastiques sur le proton (*Deep Inelastic Scattering* DIS).

On a observé que le rapport expérimental des fonctions de structure du proton sur celle du neutron peut être qualitativement expliqué si on suppose que tout le moment du nucléon est porté par un seul quark, un quark u pour le proton et d pour le neutron.

Ce modèle a également des paramètres libres qu'il faut ajuster sur les données expérimentales.

Plusieurs autres modèles ont été développés pour décrire les facteurs de forme du nucléon dans ce domaine. Par exemple les modèles qui décrivent le nucléon comme un état lié de trois quarks mais où l'on considère que les quarks ne sont pas ponctuels, donc ils ont une extension et une structure. Pour tenir compte de cette structure, on doit décrire les quarks par des facteurs de forme.

Annexe D

Techniques expérimentales de la double polarisation

Les expériences dites **en double polarisation** sont les expériences de diffusion d'électrons polarisés. Avec des électrons polarisés, on utilise soit une cible polarisée soit une cible non polarisée. Dans ce dernier cas, on doit mesurer la polarisation du nucléon éjecté après diffusion à l'aide d'un polarimètre.

Dans cette annexe, nous décrivons brièvement les différentes techniques expérimentales utilisées dans de telles expériences : électrons polarisés, cibles polarisées et polarimètres.

D.1 Électrons polarisés

La source d'électrons polarisés utilisés dans toutes les expériences en double polarisation est un cristal d'arséniure de gallium (GaAs).

Eclairés par un laser monochromatique de polarisation circulaire et dont la fréquence correspond à une raie de résonance, les atomes de cette source vont se retrouver dans un état excité. Par l'application d'un champ électrique, on peut extraire les électrons du cristal aisément.

Lorsque le faisceau laser est polarisé, seuls les électrons ayant le spin orienté dans une direction privilégiée peuvent peupler l'état excité considéré. Les électrons ainsi

arrachés sont ensuite accélérés dans ce qu'on appelle un serpent sibérien.

Lorsque les électrons pénètrent dans ce solénoïde supraconducteur, ils sont soumis à un mouvement de précession autour des champs verticaux des aimants de cet anneau, ce qui permet de diriger le vecteur spin des électrons dans une direction strictement longitudinale puis de les accélérer aux énergies voulues.

D.2 Cibles polarisées

Une des techniques utilisées pour la polarisation des cibles d'hydrogène et des atomes alcalins est le **pompage optique** (Optical Pumping [Col 63]).

Cette technique est basée sur l'absorption d'une onde électromagnétique par les atomes. Cette absorption modifie les populations de deux niveaux d'énergie de ces atomes provoquant le dépeuplement de l'un et le remplissage de l'autre. Donc avoir une cible polarisée revient à maintenir les atomes avec une distribution de population différente de celle à l'équilibre.

Cette technique comporte deux méthodes : pompage optique par échange de métastabilité et par échange de spin.

Afin d'illustrer le mécanisme du pompage optique avec les deux méthodes, nous allons considérer le cas d'une cible à hélium 3.

D.2.1 Polarisation par échange de métastabilité

L'état fondamental du noyau hélium 3 est l'état $2S_1$ [Col 63]. Baigné dans un champ magnétique, son moment peut s'orienter soit dans le sens du champ ou en sens inverse, chacune de ces orientations correspond à un état Zeeman ($m = \pm \frac{1}{2}$). L'écart entre les deux états Zeeman est proportionnel au champ magnétique appliqué. Sous illumination des atomes d'hélium 3 par une lumière laser de polarisation circulaire selon une direction choisie et dont l'énergie correspond à une des transitions $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_0$, les noyaux seront alors dans un état excité où l'excitation se fait selon la règle de sélection $\Delta m = \pm 1$; c'est le pompage optique.

Suite à ces transitions, il se produit un inversement des populations de ces atomes

qui deviennent des atomes métastables polarisés.

Une fois que l'état métastable est atteint, le processus de collision entre les atomes permet de transférer la métastabilité d'un atome à un autre laissant ce dernier dans un état fondamental polarisé après collision. Ce processus peut se résumer par cette équation :



* : l'état métastable 2^3S_1 .

$\rightarrow$: indique que le noyau est polarisé.

D.2.2 Polarisation par échange de spin

La polarisation de l'hélium 3 par échange de spin se fait par l'intermédiaire d'une vapeur d'atomes de Rubidium. Cela est réalisé par polarisation électronique du Rubidium et le transfert de son moment angulaire aux noyaux de l'hélium 3 grâce à une interaction hyperfine entre ces deux noyaux.

Pour cela, on utilise un laser délivrant un faisceau polarisé circulairement à la longueur d'onde de la raie $D1$ du Rubidium (raie séparant les niveaux $5S_{\frac{1}{2}} (m = -\frac{1}{2})$ et $5P_{\frac{1}{2}} (m = \frac{1}{2})$). Seuls les atomes de Rubidium gazeux à l'état électronique $5S_{\frac{1}{2}} (m = -\frac{1}{2})$ absorbent ce rayonnement et passent à l'état électronique excité $5P_{\frac{1}{2}} (m = \frac{1}{2})$. Ainsi, en laissant un temps de pompage suffisamment long, on peut dépeupler le niveau $5S_{\frac{1}{2}} (m = -\frac{1}{2})$ pour peupler le niveau $5P_{\frac{1}{2}} (m = \frac{1}{2})$.

La polarisation de l'hélium 3 s'effectue par échange de spin entre les atomes d'hélium et les atomes de la vapeur de Rubidium optiquement pompés. Ce processus d'échange est dominé par les interactions existant lors de collisions à deux corps (He3 -Rb).

Les principales sources de relaxation de l'hélium 3 polarisé sont les chocs contre les parois des cellules et les inhomogénéités du champ appliqué.

D.3 Polarimètres

L'un des enjeux principaux des expériences en double polarisation est la mesure précise de la polarisation du faisceau d'électrons, de la cible et du nucléon éjecté. Le rôle du polarimètre est alors d'une grande importance.

Le fonctionnement des polarimètres est basé sur une réaction nucléaire qui génère une distribution angulaire des produits finaux dépendant de la polarisation incidente. Le principe consiste à mesurer les écarts entre la section efficace déduite des expériences utilisant des électrons polarisés avec la section efficace obtenue avec un faisceau non polarisé.

Pour les particules de spin $\frac{1}{2}$, la polarisation est vectorielle et les polarimètres sont dits vectoriels. Pour les particules de spin 1, la polarisation possède une composante vectorielle et une tensorielle. Les polarimètres associés ne peuvent mesurer qu'une seule de ces composantes et on parle de polarimètres vectoriels ou tensoriels selon la composante qu'ils mesurent.

Le polarimètre POLDER ([Ben 99], Fig D.1) par exemple est un polarimètre qui a été conçu pour mesurer la polarisation tensorielle des deutons de recul de la diffusion $d(e, e) \vec{d}$ au TJNAF.

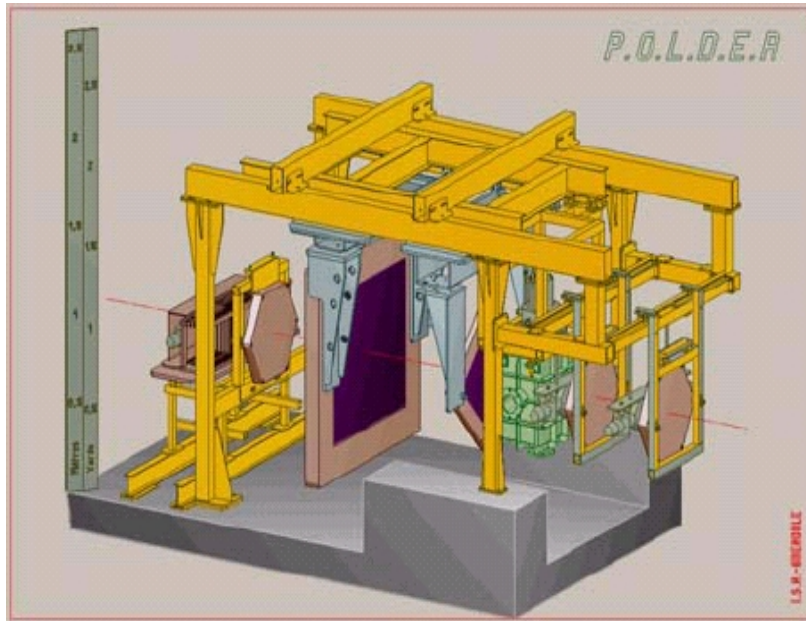


FIG. D.1: Vue d'ensemble du polarimètre POLDER

Cette réaction génère une distribution des produits finaux dépendant de la polarisation des deutons incidents. La comparaison entre les sections efficaces des réactions polarisées et non polarisées permet d'extraire les paramètres liés à la polarisation du faisceau de deutons.

À HERA, par exemple, on mesure la polarisation longitudinale des électrons à l'aide d'une cavité Pérot-Fabry. Le principe est de faire interagir les électrons, par interaction Compton avec les photons d'un laser en résonance dans une cavité Pérot-Fabry, et de mesurer dans un calorimètre l'énergie des photons émis qui est proportionnelle à la polarisation des électrons et des photons incidents.

Le polarimètre optique POLO (Fig D.2) développe une autre méthode pour mesurer la polarisation.

polo

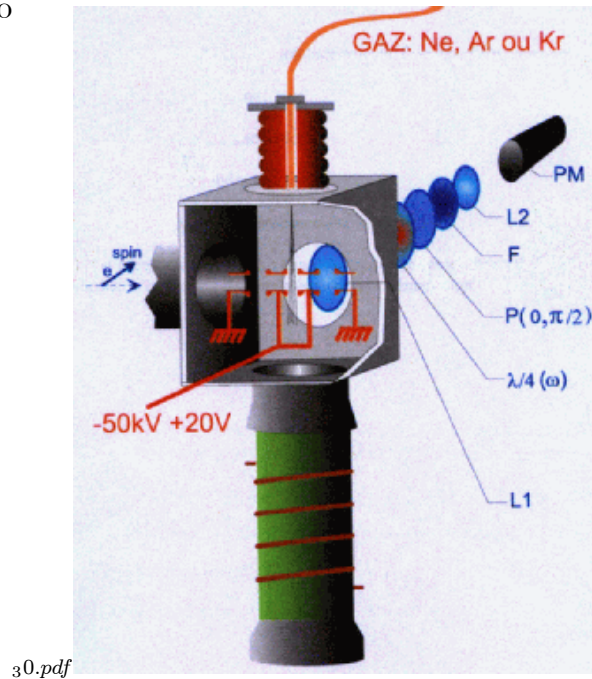


FIG. D.2: Le polarimètre POLO

Il est utilisé pour la mesure de la polarisation d'un faisceau d'électrons basée sur la détermination du degré de polarisation de la lumière émise lors de l'interaction du faisceau d'électrons avec une cible de gaz rare (l'Argon dans la plupart des cas).

L'excitation directe des atomes d'Argon peut conduire à l'émission d'une lumière polarisée circulairement. La polarisation de la lumière ainsi produite est proportion-

nelle à celle des électrons.

Par rapport aux méthodes utilisées habituellement, POLO a l'avantage d'une mesure rapide et non destructive, elle peut être faite en continu pendant l'expérience. Ce polarimètre est actuellement en test auprès de l'accélérateur MAMI à Mayence.

Annexe E

Compilation des données expérimentales sur G_E^n

◆ Données expérimentales sur G_E^n issues des expériences en double polarisation :

$Q^2(GeV/c)^2$	G_E^n	$(\Delta G_E^n)_{stat}$	$(\Delta G_E^n)_{syst}$	$(\Delta G_E^n)_{tot}$	Cible
0.150	0.0481	0.0065	0.0053	0.0083	deuton non polarisé [Her 99]
0.160	0.070	0.100	0.035	0.1059	^3He polarisé [Woo 90-91]
0.200	0.044			0.0740	^3He polarisé [Tho 92]
0.210	0.066	0.015	0.004	0.0155	deuton polarisé [Pas 99]
0.255	0.066			0.0371	deuton non polarisé [Ede 94]
0.310	0.035	0.012	0.005	0.0130	^3He polarisé [Mey 94]
0.340	0.0611	0.0069	$\begin{pmatrix} +0.0069 \\ -0.0055 \end{pmatrix}$	0.0097	deuton non polarisé [Ost 99]
$0.27 \leq Q^2 \leq 0.5$	0.0334	0.0033	0.0028		^3He polarisé [Bec 99]
0.400	0.052			0.0038	^3He polarisé [Gol 01]
0.447	0.055	0.0060	0.0016	0.0062	deuton non polarisé [Mad 03]
0.495	0.04632	0.00616	0.00341	0.00704	deuton polarisé [Zhu 01]

$Q^2(GeV/c)^2$	G_E^n	$(\Delta G_E^n)_{stat}$	$(\Delta G_E^n)_{syst}$	$(\Delta G_E^n)_{tot}$	Cible
0.500	0.0526	0.0033	0.0026	0.0049	deuton polarisé [War 04]
0.670	0.052	0.011	0.005	0.0120	^3He polarisé [Roh 99]
0.670	0.0484			0.0071	^3He polarisé [Ber 03]
1.000	0.0454	0.0054	0.0037	0.0065	deuton polarisé [War 04]
1.132	0.0394	0.0029	0.0012	0.0031	deuton non polarisé [Mad 03]
1.450	0.0411	0.0035	0.0013	0.0037	deuton non polarisé [Mad 03]

◆ Données expérimentales sur G_E^n déterminées à partir du facteur de forme quadrupolaire de charge $G_Q(Q^2)$ du deuton ([Sch 01] année (2002)) :

$Q^2(GeV/c)^2$	G_E^n	$(\Delta G_E^n)_{tot}$
0.0385	0.0206	0.0140
0.0876	0.0431	0.0236
0.1531	0.0614	0.0278
0.2427	0.0603	0.0240
0.3476	0.0592	0.0156
0.4767	0.0531	0.0087
0.6202	0.0480	0.0075
0.7856	0.0484	0.0084
0.9735	0.0504	0.0083
1.1763	0.0440	0.0092
1.4014	0.0326	0.0115
1.6413	0.0304	0.0122

◆ Données expérimentales sur G_E^n déterminées à partir de la fonction de structure électrique $A(Q^2)$ du deuton dans les expériences de diffusion élastique électron-deuteron :

$Q^2(GeV/c)^2$	G_E^n	$(\Delta G_E^n)_{tot}$	Référence
0.71203	0.08078	0.0740	[Gar 85]
0.99685	0.079	0.0790	[Gar 85]
1.89873	0.05017	0.0189	[Gar 85]
2.56329	0.04259	0.0140	[Gar 85]
2.9905	0.0324	0.0103	[Gar 85]
3.3227	0.0469	0.0068	[Gar 85]
3.9873	0.0298	0.0081	[Gar 85]
5.8860	0.0208	0.0021	[Gar 85]
7.8797	0.0108	0.0062	[Gar 85]
10.0632	0.0070	0.0024	[Gar 85]
0.0173	0.0168	0.0082	[Pla 90]
0.0221	0.0242	0.0080	[Pla 90]
0.0284	0.0185	0.0082	[Pla 90]
0.0322	0.0272	0.0072	[Pla 90]
0.0400	0.0181	0.0082	[Pla 90]
0.0419	0.0279	0.0062	[Pla 90]
0.0481	0.0245	0.0079	[Pla 90]
0.0597	0.0350	0.0062	[Pla 90]
0.0602	0.0154	0.0082	[Pla 90]
0.0703	0.0198	0.0070	[Pla 90]
0.0824	0.0269	0.0090	[Pla 90]
0.0828	0.0461	0.0057	[Pla 90]
0.0833	0.0326	0.0040	[Pla 90]
0.0934	0.0249	0.0087	[Pla 90]
0.1002	0.0356	0.0092	[Pla 90]
0.1050	0.0360	0.0058	[Pla 90]
0.1094	0.0447	0.0055	[Pla 90]

$Q^2(\text{GeV}/c)^2$	G_E^n	$(\Delta G_E^n)_{tot}$	Référence
0.1113	0.0313	0.0104	[Pla 90]
0.1277	0.0447	0.0057	[Pla 90]
0.1363	0.0454	0.0064	[Pla 90]
0.1421	0.0451	0.0055	[Pla 90]
0.1527	0.0380	0.0055	[Pla 90]
0.1619	0.0420	0.0045	[Pla 90]
0.1754	0.0387	0.0065	[Pla 90]
0.1816	0.0336	0.0047	[Pla 90]
0.1908	0.0380	0.0048	[Pla 90]
0.2171	0.0408	0.0036	[Pla 90]
0.2259	0.0372	0.0043	[Pla 90]
0.2435	0.0412	0.0053	[Pla 90]
0.2504	0.0378	0.0044	[Pla 90]
0.2689	0.0405	0.0041	[Pla 90]
0.2800	0.0328	0.0041	[Pla 90]
0.2888	0.0345	0.0036	[Pla 90]
0.3078	0.0385	0.0038	[Pla 90]
0.3166	0.0382	0.0036	[Pla 90]
0.3384	0.0481	0.0056	[Pla 90]
0.3597	0.0358	0.0048	[Pla 90]
0.3652	0.0461	0.0063	[Pla 90]
0.4051	0.0389	0.0042	[Pla 90]
0.4512	0.0370	0.0052	[Pla 90]
0.5413	0.0395	0.0053	[Pla 90]
0.6247	0.0509	0.0072	[Pla 90]
0.6994	0.0455	0.0075	[Pla 90]

◆ Données expérimentales sur G_E^n déterminées à partir des fonctions de réponse nucléaire transverse $R_T(Q^2)$ et longitudinale $R_L(Q^2)$ dans les expériences de diffusion quasiélastique électron-deuteron :

$Q^2 (GeV/c)^2$	G_E^n	$(\Delta G_E^n)_{tot}$	Référence
1.75	0	0.7738	[Lun 93]
2.5	0	0.3580	[Lun 93]
3.25	0.4049	0.3646	[Lun 93]
4	0.4847	0.4602	[Lun 93]
0.273	0.1148	0.0391	[Han 73]
0.389	0.0316	0.0711	[Han 73]
0.584	0.0529	0.0680	[Han 73]
0.779	0.1456	0.0157	[Han 73]
1.12	0.0721	0.0194	[Han 73]
1.752	0.0412	0.0291	[Han 73]
0.39	0	0.0711	[Bar 69]
0.565	0	0.0424	[Bar 69]

Annexe F

Élément du tenseur de polarisation

t_{20}

Le deuton, étant un système de spin nucléaire $J = 1$, sa structure interne est décrite par trois facteurs de forme électromagnétiques ($G_C(Q^2)$, $G_Q(Q^2)$ et $G_M(Q^2)$). Ces facteurs de forme contiennent toute l'information sur les propriétés statiques et dynamiques du deuton.

Par ailleurs, l'expression de la section efficace différentielle de diffusion élastique électron-deuton s'écrit dans l'approximation de Born en fonction des trois facteurs de forme du deuton. Elle est donnée par la formule de Rosenbluth [Ros 50] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left[G_C^2 + \frac{8}{9}\eta^2 G_Q^2 + \frac{2}{3}\eta G_M^2 + \frac{4}{3}\eta(1+\eta)G_M^2 \tan^2(\theta/2) \right] \quad (\text{F.1})$$

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}$: section efficace différentielle de Mott comprenant le terme de recul du noyau et décrivant la diffusion des électrons sur un noyau ponctuel et sans spin.

θ étant l'angle de diffusion du deuton et $\eta = \frac{Q^2}{4M_d^2}$, avec M_d la masse du deuton.

Alors que la méthode de séparation de Rosenbluth permet de déduire directement le facteur de forme magnétique expérimental G_M , elle n'offre qu'une combinaison linéaire des deux facteurs de forme de charge du deuton. La détermination séparée de G_C et G_Q nécessite en plus de la mesure de la section efficace de diffusion élastique électron-deuton, la mesure d'une troisième observable : la **polarisation tensorielle** du deuton après diffusion.

Pour mesurer la polarisation des deutons éjectés par l'impact d'un électron, il faut les faire rediffuser sur une autre cible qui possède une sensibilité à cette polarisation. On a trouvé que la réaction dite d'échange de charge : $d + p \rightarrow (pp) + n$ est très sensible à la polarisation du deuton (cf. figure F.1). Dans cette réaction, la paire de protons reste vers l'avant non liée, mais corrélée.

et pp

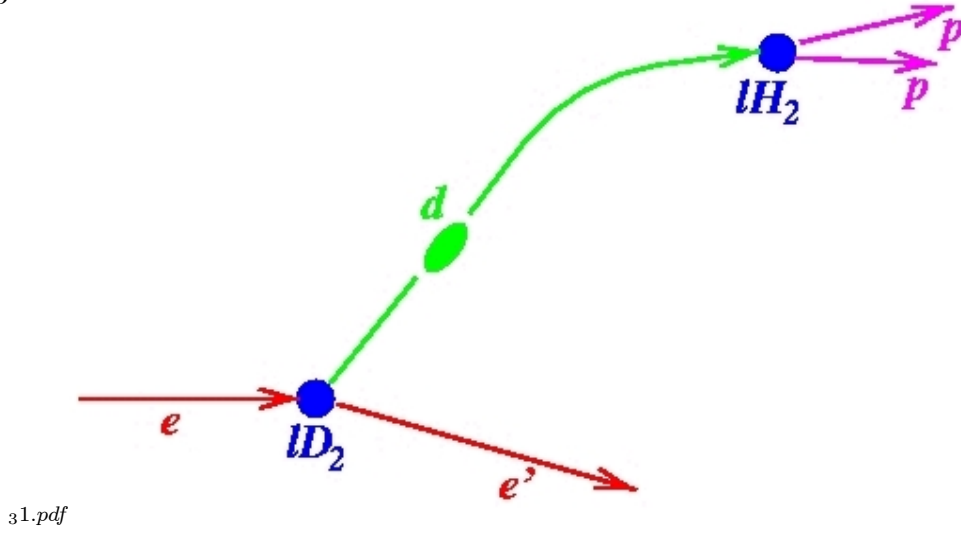


FIG. F.1: Illustration de la réaction d'échange de charge

On doit donc réaliser une expérience de double diffusion : la diffusion primaire électron-deuteron succédée par la réaction secondaire du deuton avec une cible d'hydrogène analysant sa polarisation.

La section efficace de diffusion est donnée dans ce cas par [Ben 99] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{np} \left[\begin{array}{l} 1 + t_{20}T_{20}(\theta) + 2 \cos(\phi)t_{21}T_{21}(\theta) + \\ 2 \cos(2\phi)t_{22}T_{22} + 2 \cos(\phi)it_{11}T_{11}(\theta) \end{array} \right] \quad (F.2)$$

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{np}$ la section efficace de la réaction d'échange de charge pour un faisceau de deuton non polarisé.

T_{ij} sont les pouvoirs d'analyse (ils sont reliés à la calibration du polarimètre).

L'angle ϕ est calculé entre la normale au plan de la réaction d'échange et la normale au plan de la réaction primaire.

Les quantités $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{np}$ et T_{ij} doivent être mesurées avant l'expérience de la mesure

de la polarisation.

L'étude de la distribution angulaire de la réaction $H(\vec{d}, pp)n$ dans un polarimètre permet de mesurer les éléments du tenseur de polarisation du deuton t_{ij} .

Les éléments du tenseur de polarisation t_{ij} permettent d'accéder à de nouvelles combinaisons des facteurs de forme du deuton [Abb 00] :

$$t_{20} = -\frac{1}{\sqrt{2}I_0} \left[\frac{8}{3}\eta G_C G_Q + \frac{8}{9}\eta^2 G_Q^2 + \frac{\eta}{3}(1 + 2(1 + \eta) \tan^2(\theta/2)) G_M^2 \right] \quad (\text{F.3})$$

$$t_{21} = \frac{2}{\sqrt{3}I_0 \cos(\theta/2)} \left[\eta \sqrt{\eta + \eta^2 \sin^2(\theta/2)} G_Q G_M \right] \quad (\text{F.4})$$

$$t_{22} = -\frac{1}{2\sqrt{3}I_0} [\eta G_M^2] \quad (\text{F.5})$$

où :

$$I_0 = A(Q^2) + B(Q^2) \tan^2(\theta/2) \quad (\text{F.6})$$

Dans le cas étudié, l'élément du tenseur t_{11} est pratiquement nul.

Parmi ces éléments de tenseur, l'élément du tenseur de polarisation t_{20} (appelé par abus de langage polarisation tensorielle t_{20}) est le plus intéressant, étant le seul élément offrant une nouvelle combinaison des trois facteurs de forme du deuton. Il a donc été choisi comme la troisième observable nécessaire pour la séparation de la partie monopolaire de la partie quadrupolaire de charge du deuton (ie. séparation de G_C et de G_Q).

Bibliographie

- [Abb 00] D. Abbott et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 5053 (2000).
- [Alb 68] Albrecht et al., Phys. Lett. B **26**, 642 (1968).
- [Ale 99] L. C. Alexa et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 1374 (1999).
- [Are 88] H. Arenhövel, W. Leidemann, and E. L. Tomusiak, Z. Phys A **331**, 123 (1988) ; **334**, 363(E) (1989).
- [Arn 75] R. G. Arnold et al., Phys. Rev. Lett. **35**, 776 (1975).
- [Arn 81] R. G. Arnold, Phys. Rev. C **23**, 363 (1981).
- [Bar 69] W. Bartel al., Phys. Lett. B **30**, 285 (1969).
- [Bec 99] J. Becker et al., Eur. Phys. J. A **6**, 329 (1999).
- [Ben 99] F. Benmokhtar, Thèse de Magister, USTHB d'Alger (1999).
- [Ber 03] J. Bermuth et al., Phys. Lett. B **564**, 199 (2003), arxiv :nucl-ex/0303015v2 (2003).
- [Bevi] P. R. Bevington, *"Data Reduction And Error Analysis For The Physical Sciences"* (Mc Graw-Hill, USA 1969).
- [Bjor] J. D. Bjorken et S. D. Drell, *"Relativistic Quantum Mechanics"*, (New York, 1964).
- [Bla 84] B. Blankleider and R. M. Woloshyn, Phys. Rev. C **29**, 538 (1984).
- [Blo 00] J. C. R. Bloch et al., Phys. Rev. C **61**, 065207 (2000).
- [Bos 95] P. E. Bosted, Phys. Rev. C **51**, 409 (1995).
- [Bro 73] S. J. Brodsky and G. R. Farrar, Phys. Rev. Lett. **31**, 1153 (1973).
- [Col 63] F. D. Colegrove et al., Phys. Rev. **132**, 2561 (1963).
- [Chu 91] P. L. Chung et al., Phys. Rev. D **44**, 229 (1991).

- [DeG 75] T. A. DeGrand et al., Phys. Rev. D **12**, 2060 (1975).
- [Don 86] T.W. Donnelly and A. S. Raskin, Ann. Phys. (N.Y.) **169**, 247 (1986);
Ann. Phys.(N.Y.) **191**, 78 (1989).
- [Dum 83] O. Dumbrajs et al., Nucl. Phys. B **216**, 277 (1983).
- [Dun 66] J. R. Dunning et al., Phys. Rev. **141**, 1286 (1966).
- [Ede 94] T. Eden et al., Phys. Rev. C **50**, R1749 (1994).
- [Ern 60] F. J. Ernst et al., Phys. Rev. **119**, 1105 (1960).
- [Fur 98] C. Furget et al., Act. Phys. Pol. B **29**, 3301 (1998).
- [Gal 71] S. Galster et al., Nucl. Phys. B **32**, 221 (1971).
- [Gar 90] M. Garcon, Nucl. Phys. A **508**, 445(1990).
- [Gar 85] M. F. Gari and W. Krümpelmann, Z. Phys. A **322**, 689 (1985), Phys.
Lett. B **173**, 10 (1986).
- [Gol 01] J. Golak et al., Phys. Rev. C **63**, 034006 (2001).
- [Gol 02] J. Golak et al., Phys. Rev. C **65**, 044002 (2002), Phys. Rev. C **66**, 044015
(2002).
- [Gou 74] M. Gourdin, Phys. Rep. C **11**, 29-98 (1974).
- [Gre 80] W. Grein and P. Kroll, Nucl. Phys. A **338**, 332 (1980).
- [Gro 66] B. Grossetête et al., Phys. Rev. **141**, 1425 (1966).
- [Hac 86] H. Hachmi, Thèse de Doctorat, Université Paris 6 (1986).
- [Had 83] E. Hadjimichael et al., Phys. Rev. C **27**, 831 (1983).
- [Han 73] K. M. Hanson et al., Phys. Rev. D **8**, 753 (1973).
- [Her 99] C. Herberg et al., Eur. Phys. J. A **5**, 131 (1999).
- [Hof 56] R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys. **28**, 214 (1956).
- [Hof 58] R. Hofstadter et al., Rev. Mod. Phys. **30**, 482 (1958).
- [Hol 96] G. Holzwarth, Z. Phys. A **356**, 339 (1996).
- [Hum 89] E. Hummel et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 1788 (1989).
- [Iac 73] F. Iachello et al., Phys. Lett. B **43**, 191 (1973).
- [Isg 98] N. Isgur, arxiv : hep-ph/9812243 (1998).

- [Jan 56] V. Jankus, Phys. Rev. **102**, 1586 (1956).
- [Kir 73] P. N. Kirk et al., Phys. Rev. D **8**, 63 (1973).
- [Kop 95] S. Kopecky et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 2427 (1995).
- [Kos 76] L. Koester et al., Phys. Rev. Lett. **36**, 1021 (1976).
- [Lac 81] M. Lacombe, Phys. Lett. B **101**, 139 (1981).
- [Lep 80] G. P. Lepage and S. J. Brodsky, Phys. Rev. D **22**, 2157 (1980).
- [Lom 01] E. L. Lomon, Phys. Rev. C **64**, 035204 (2001).
- [Lom 02] E. L. Lomon, Phys. Rev. C **66**, 045501 (2002).
- [Lu 98] D. H. Lu et al., Phys. Rev. C **57**, 2628 (1998).
- [Lun 93] A. Lung et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 718 (1993).
- [Mad 03] R. Madey, Eur. Phys. J. A **17**, 323 (2003).
- [Mei 86] E. V. Meijgaard and J. A. Tjon, Phys. Rev. Lett. **57**, 3011 (1986).
- [Mey 94] M. Meyerhoff et al., Phys. Lett. B **327**, 201 (1994).
- [Mer 95] P. Mergell et al., e-print : hep-ph/9506375.
- [Nij 78] M. M. Nagels et al., Phys. Rev. D **17**, 769 (1978).
- [Ost 99] M. Ostrick et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 276 (1999).
- [Pas 99] I. Passchier et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 4988 (1999).
- [Pla 90] S. Platchkov et al., Nucl. Phys. A **508**, 343c (1990), Nucl. Phys. A **510**, 740 (1990).
- [Rey 81] E. Reya, Phys. Rep. **69**, 195-333 (1981).
- [Roc 82] S. Rock et al., Phys. Rev. Lett. **49**, 1139 (1982).
- [Roh 99] D. Rohe et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 4257 (1999).
- [Ros 50] M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. **79**, 615 (1950).
- [Sac 62] R. G. Sachs, Phys. Rev. **126**, 2256 (1962).
- [Sch 01] R. Schiavilla and I. Sick, Phys. Rev. C **64**, 041002(R)(2001).
- [Sch 92] F. Schlumpf, PhD thesis, Universität Zürich, 1992. e-print : hep-ph/9211255.
- [Sch 93] F. Schlumpf, Phys. Rev. D **47**, 4114 (1993).

-
- [Sil 93] A. F. Sill et al., Phys. Rev. D **48**, 29 (1993).
- [Tan 03] A. Tang et al., Phys. Rev. D **68**, 094503-1 (2003).
- [Tho 92] A. K. Thompson et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 2901 (1992).
- [Van 95] J. W. Van Orden et al., Phys. Rev. C **42**, 423 (1990).
- [War 04] G. Warren, Phys. Rev. Lett. **92**, 042301 (2004).
- [Woo 90-91] C. E. Woodward et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 698 (1990); C. E. Jones-Woodward et al., Phys. Rev. C **44**, R571 (1991).
- [Zhu 01] H. Zhu et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 081801 (2001).