

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE UNIVERSITE DE BOUIRA



### FACULTE DES SCIENCES ET DES SCIENCES APPLIQUEES DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

## MEMOIRE PREPARE POUR L'OBTENTION DU DIPLÔME DE MASTER EN PHYSIQUE

OPTION Physique Théorique des Hautes Energies

### THEME

Etude de l'électrodésintégration du deuton près du seuil

Présenté par :

# **BANOUN Kamal**

### **BOUAKLINE** Tahar

Date de soutenance : 03 / 10 / 2017

Devant le jury composé de :

Président :	ZAMOUM Redouane
Rapporteur :	RAHLI Amel
Examinateurs :	CHIBANI Moussa
	ZITOUNE Hachemi

MCB Univ-Bouira MAA Univ-Bouira MAA Univ-Bouira MAA Univ-Bouira

ANNEE UNIVERSITAIRE 2016/2017

# Remerciements

Ce travail a été réalisé au Département de Physique de la Faculté des Sciences de l'Université Akli Mohend Oulhadj de Bouira sous la direction de Mme

A.Rahli.

Nous tiens à exprimer toute notre gratitudes et notre reconnaissances

à notre directrice de Mémoire, Madame A. Rahli, Professeur à l'Université Akli Mohend Oulhadj de

Bouíra, pour sa

disponibilité, son aide et ses conseils précieux qu'il me prodiguait, pendant notre formation.

Nous remercions aussi vivement l'ensemble des membres de jury pour tous les efforts qu'ils ont accomplis afin de me permettre de soutenir ce mémoire. Pour cela, qu'ils soient convaincus de toute notre reconnaissance et de tout notre respect.

Nous remercions infiniment toute notre familles et ami(e)s, pour leur soutien moral et leur compréhension.

# Dédicaces

Je dédie ce mémoire:

- A la mémoire de mon père,
- A mes chers parents pour leurs aides, leurs soutiens,

leurs encouragements et leurs compréhensions.

A mes chers frères : Ahmed, Samir, Mohammed et ces familles

A mes chères sœurs : Fatima , Yamina et ces familles

A mes chères tentes et ses famille.

A tous mes oncles et tentes et leurs familles

- A tous mes cousins et cousines
- A toutes la famille BANOUN, Hammitouche et Chabbout

A tous mes ami(e)s.

A tous mes enseignant(e)s.

A mon bínôme Tahar

BANOUN Kamal

# Dédicaces

Je dédie ce mémoire:

A mes chers parents pour leurs aides, leurs soutiens, leurs encouragements et leurs compréhensions. A mes chers frères. A mes chère sœurs. A mes chères tentes et ses famille. A ma chère grand-mère. A tous mes oncles et tentes et leurs familles A tous mes cousins et cousines. A tous mes ami(e)s.

A tous mes enseignant(e)s.

# Table des matières

Ι	Int	trodu	ction générale	3
1	propriétés éléctromagnétique du deuton		6	
	1.1	1.1 Fonction d'onde du deuton		7
	1.2	Modèle	e d'intéraction nucléon-nucléon	9
	1.3	Momen	nt magnétique et quadripolaire du deuton	11
	1.4	Choix	du référenciel	12
	1.5	Approx	ximation de Born	14
<b>2</b>	Diff	Diffusion élastique électron- deuton		
	2.1	Diffusi	on de deux particules ponctuelles	16
		2.1.1	Cas non relativiste	16
		2.1.2	Cas relativiste	16
		2.1.3	Recul du noyau	16
2.2 Equation de Dirac			on de Dirac	17
	<ul> <li>2.3 Diffusion d'électrons par les nucléons</li></ul>			18
				19
	2.5	Diffusi	on élastique d'électron par le deuton	21
		2.5.1	Facteur de forme électromagnétique du deuton	22
		2.5.2	Section éfficace	23
	2.6	Intérac	tion électromagnétique électron-nucléon	25

	2.7	2.7 Paramétrisations des facteurs de forme des nucléons				
		2.7.1	Paramétrisations dipolaire	28		
		2.7.2	Paramétrisation de Galster	28		
		2.7.3	Paramétrisation de Iachello-Jackson-Lande	29		
		2.7.4	Paramétrisation de Gari-Krümpelmann	30		
		2.7.5	Paramétrisation Mergell, Mei $\beta neret$ et Drechsel $\ .$	32		
		2.7.6	Paramétrisation de Platchkov	33		
3	Electrodésintégration du deuton			34		
	3.1	Sectio	on efficace	34		
	3.2	2 Element de matrice				
	3.3	Coura	nt électromagnétique	37		
	3.4	Eleme	nt de matrice dans l'approximation d'impulsion	39		
	3.5	Résult	ats numériques et discussions	40		
4	Courants d'échange			44		
	4.1	Invaria	ance de Jauge	44		
	4.2	Consé	quence de G-parité	46		
	4.3	Contri	ibution des courants d'échange aux éléments de matrice	47		
		4.3.1	Courants d'échange mésoniques	48		
5	Sec	tion ef	ficace	53		
С	Conclusion générale 6					

# Première partie

# Introduction générale

Durant plusieurs années, beaucoup d'éxperiences se sont poursuivies pour en savoir plus sur l'origine de l'intéraction nucléon-nucléon, qui est d'une importance capitale en physique nucléaire.

Le deuton, combinaison d'un proton et d'un neutron, est considéré comme un outil efficace dans l'étude du problème à deux corps.

La diffusion élastique électron-deuton permet d'étudier la structure électromagnétique du deuton, qui est décrite par trois facteurs de forme : :facteur de forme électrique monopolaire  $(F_C)$ , facteur de forme électrique quadripolaire  $(F_Q)$ , et le facteur magnétique dipolaire  $(F_M)$ .

Le noyau de masse A = 2 (deuton) joue un rôle privilégié en physique nucléaire. Sa fonction d'onde peut être calculée pratiquement sans approximations, en partant d'un potentiel d'interaction nucléon-nucléon réaliste. Pour cela on doit résoudre l'équation de Schrödinger. A partir des fonctions d'onde et la valeur moyenne de l'opérateur de transition  $T_{10} (q^2)$  entre l'état initial qui est celui du deuton et l'état final parfaitement décrit par  ${}^{1}S_{0}$ , on calcule la section efficace différentielle de l'électrodésintégration du deuton. Les résultats ainsi obtenus peuvent être comparés aux résultats expérimentaux. Nous nous intéresserons ici plus particulièrement à l'électrodésintégration du deuton près du seuil.

L'électrodésintégration du deuton près du seuil et aux angles proches de 180° est devenu maintenant l'exemple classique du processus dominé par les courants d'échange de mésons. Désintégré le deuton au seuil signifie que l'état  ${}^{1}S_{0}$  domine dans le système de nucléons non liés. La transition vers cet état domine la section efficace expérimentale pour des énergies relatives neutron-proton proche de zéro.

L'approximation d'impulsion qui d'écrit plus ou moins bien les observables statiques du deuton, telle que la charge total (Q), s'avére insuffisante dans le domaine des moments élevés, où elle reproduit mal les résultats expérimentaux donc, cette image coventionnelle du deuton est loin d'être réaliser.

L'objectif de notre travail est d'apporter la contribution de courant d'échange méso-

nique du pion, à l'étude de l'électrodésintégration du deuton. L'étude se fera en utilisant deux potentiels d'interaction nucléaire (nucléon-nucléon) : potentiel de Paris [9, 4] et de BonnQB[1].

Ce manuscrit comporte 5 chapitres. Dans le premier et le deuxième chapitre, nous présentrons un aspect théoriques sur les propriétés électromagnétique du deuton, ainsi que la diffusion élastique électron-deuton.

Le troisième chapitre sera consacré sur l'étude de l'électrodésintégration de deuton prés du seuil dans l'approximation d'impulsion. Dans le quatrième chapitre, l'étude des équations de continuité et de conservation ainsi que les résultats expérimentaux nous montre que l'approximation d'impulsion n'est pas suffisante pour décrire l'électrodésintégration du deuton prés du seuil. C'est pour cela que nous introduisons le courant d'échange mésonique dûs a la contributions du  $\pi$ .

Pour términé et finalisé, on étudiera l'influence des résultats obtenus précédement sur la section efficace de l'électrodésintégration du deuton prés du seuil, dans le cadre de six paramétrisations de facteur de forme du nucléon [8, 18, 19, 20, 21, 13].

# Chapitre 1

# propriétés éléctromagnétique du deuton

Le deuton, est le plus petit noyau stable, est formé d'un proton et d'un neutron. En physique nucléaire, il est ainsi le laboratoire idéal pour une étude précise de l'intéraction nucléon-nucléon (NN) dont la compréhension reste un objectif majeur de notre discipline.

Le deuton est un noyau courant dans l'univers. Il a d'abord été formé dans les premières secondes après le Big Bang et a joué un rôle important dans la synthèse des noyaux légérs à cette époque. Le deuton est un noyau de moment angulaire total J égale à 1, de parité positive, d'isospin T = 0 et d'énergie de liaison E égale à 2.22457MeV[13]. De plus le deuton possède un moment magnétique dipolaire  $\mu_d = 0,8792$  [13] qui n'est pas exactement égal à la somme de ceux du neutron et de proton, et un moment quadripolaire éléctrique  $Q_d = 0,28590e.fm^2$  [13,16] alors que ceux du neutron et du proton sont nuls.

La simplicité de se système de 2 nucléons fait qu'on le retouve souvent comme base d'exercices des livres de physique nucléaire car plusieurs de ses propriétés peuvent être utilisées pour en déduire simplement des informations importantes sur sa structure et le rôle de spin dans l'intéraction NN. La parité positive du deuton fait que seuls des moments orbitaux l paires sont possibles. Les spines des 2 nucléons ne peuvent se combiner que pour donner une valeur de S = 0ou 1. pour obtenir le moment cinétique total j = l + s = 1. La fonction d'onde du deuton ne peut donc avoir que 2 composantes S(l = 0) et D(l = 2). La présence de l'onde D pouvait être présentée, et sa contribution évaluée à environ 4%, au vu des valeurs mesurées pour  $\mu_d$  et  $Q_d$ . Les valeurs pridites par les modéles (4 à 7%) sont toutefois pour contraintes par ces quantités. Pour l'état fondamental du deuton, le spin total des 2 nucléon est s = 1 et les 2 composentes de la fonction d'onde du deuton sont donc les états ( ${}^{3}S_{1}$  et  ${}^{3}D_{1}$ ).

IL n'éxiste pas d'états écxités liés pour le deuton, en particulier l'états  ${}^{1}S_{0}$  est possible au vu des régles de parité ou de composition de spin mais il est situé environ 0.5 MeVau dessus du seuil de désintégration. Ceci démontre le rôle d'un terme spin -spin dans l'intéraction NN.

De même, un terme non central de l'intéraction doit permettre le mélonge des ondes S et D dans la fonction d'onde du deuton. Ceci montre qu'il existe un terme tenseur dans l'intéraction NN et le deuton sera un bon moyen de l'étudier. La faible énérgie de liaison du deuton explique son grand rayon moyen carré  $(r_{rms})$ . la valeur de se rayon pour le deuton (1.9fm) peut ainsi être comparé à ceux de noyaux plus lourds (<sup>4</sup>He (1.7fm)) et <sup>12</sup>C (2.5fm)).

#### 1.1 Fonction d'onde du deuton

On peut avoir la fonction d'onde du deuton à l'aide de la résolution de l'équation de schrodinger

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta + V\left(\overrightarrow{r}\right)\right\}\Psi\left(\overrightarrow{r}\right) = E\Psi\left(\overrightarrow{r}\right),\tag{1.1}$$

où  $\mu = \frac{m_p m_n}{m_p + m_n}$ : la masse réduite. E énérgie de liaison du deuton. $V(\overrightarrow{r})$  potentiel d'intéraction nucléaire (nucléon -nucléon ).

La solution de cette équation nous donne la fonction d'onde du deuton qui se partage

en deux parties  ${}^{3}S_{1}$  et  ${}^{3}D_{1}$ . Ces dérnières sont normalisée par [1, 13, 15, 16, 24]:

$$\int_{0}^{\infty} \left\{ u^{2}\left(\overrightarrow{r}\right) + w^{2}\left(\overrightarrow{r}\right) \right\} \overrightarrow{dr} = 1, \qquad (1.2)$$

tels que les fonctions radiales réduites u(r) et w(r) représentent respectivement les états S et D du deuton.

fonction d'onde du deuton est donnée en fonction de  $u(\vec{r})$  et  $w(\vec{r})$  par [8,16] :

$$\Psi_{j=1,m} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ \frac{u\left(\vec{r}\right)}{r} + \frac{1}{\sqrt{8}} S_{12(\hat{r})} \frac{w\left(\vec{r}\right)}{r} \right\} x_{s=1}^{ms} x_{T=0}^{m\gamma=0},$$
(1.3)

tel que :  $S_{12}\left(\overrightarrow{\hat{r}}\right) = 3\left(\overrightarrow{\sigma_1}\hat{r}\right)\left(\overrightarrow{\sigma_2}\hat{r}\right) - \left(\overrightarrow{\sigma_1}\overrightarrow{\sigma_2}\right)$  est opérateur tenseur, avec  $\overrightarrow{\sigma_i}$  est matrices de pauli.

 $\hat{r} = \frac{\vec{r}}{|r|}$ ,  $\chi_{s=1}^{m_s}$  état du spin du deuton,  $\chi_{T=0}^{m_T=0}$ : état d'isospin du deuton. Les probabilités des états S et D du deuton sont donées par [13, 27]:

$$P_{S} = \int_{0}^{\infty} dr \ u^{2}(\overrightarrow{r}), \qquad (1.4)$$
$$P_{D} = \int_{0}^{\infty} dr \ \omega^{2}(\overrightarrow{r}),$$

.

le comportement asymptotique des fonctions  $u(\vec{r})$  et  $w(\vec{r})$  est donnés quand  $r \to \infty [15, 16, 11, 24, 26]$ .

$$u\left(\overrightarrow{r}\right) \to A_S e^{-\gamma \overrightarrow{r}}$$

$$w\left(\overrightarrow{r}\right) \to A_D e^{-\gamma \overrightarrow{r}} \left\{ 1 + \frac{3}{\gamma r} + \frac{3}{\left(\gamma r\right)^2} \right\}$$
 (1.5)

Avec  $\gamma \simeq \sqrt{2E\mu}$  [13].  $A_S$  et  $A_D$  sont des facteurs de normalisation asymptotique .

On définit la quantité  $\eta_d$  par [15, 11, 26]

$$\eta_d = \left[\frac{w\left(\overrightarrow{r}\right)}{u\left(\overrightarrow{r}\right)}\right]_{r \to \infty} = \frac{A_D}{A_S} \tag{1.6}$$

qu'on peut déterminer expérimentalement :  $\eta_{d_{exp}} = 0,0256(4)$  [13, 22].  $\eta_{d_{th}} = 0,0259 \pm 0,0003$  [22].



Figure 1. 1-Fonction d'onde radiales du deuton.  ${}^{3}S_{1}$  et  ${}^{3}D_{1}$  dans le potentiel de Paris,  ${}^{3}S_{1}QB$  et  ${}^{3}D_{1}$  dans le potentiel de BonnQB.

### 1.2 Modèle d'intéraction nucléon-nucléon

Pour construire un modèle d'interaction nucléon-nucléon, on essaye de reproduire les résultats de la diffusion nucléon-nucléon (déphasage et angles de mélange  $\varepsilon$ ) ainsi que les propriétés asymptotiques du deuton (énergie de liaison et les normalisations  $A_S$  et  $\eta_d = A_D/A_S$ ). Ces résultats expérimentaux ne sont pas suffisantes pour fixer un seul modèle d'interaction NN. Pour différencier les modèles entre eux, on considère généralement la valeur de l'intensité de la force tenseur caractérisée par le pourcentage de l'état D du deuton  $P_D$ . Dans notre étude on a considéré deux types de potentiels.

▷Potentiel de paris qui est donné dans l'éspace de configuration [4,9] caractériser par une grande valeur de  $P_D$ . Il est difficile d'évaluer les effets de non localité, donc un tel potentiel est essentiellement local. Il comporte un traitement unifié des différentes ondes dans les états T = 0 et T = 1 et une dépendance linéaire en  $\overrightarrow{P^2}$ , c'est l'un des potentiels dont les bases théoriques sont mieux fondées.

Sa partie à longue portée est décrite par l'échange d'un pion. Sa partie à moyenne portée est produite par échange de deux et trois pions. Sa partie à courte portée  $(r\langle 0.8fm \rangle$ reste en revanche phénoménologique [4, 9].

▷Potentiel de BonnQB qui est décrit dans l'éspace des moments. Il comporte a priori des éffets hors -couche d'énérgie. On considére dans ce modéle la structure compléte du spineur de Dirac, donc il possède les différents types de non localités dans l'intéraction, absent dans le modèlel de paris [27, 25]. Ce type de potentiel est désigné par une faible force tenseur.

La tendance actuelle des modèles d'intéraction préfére une faible force tenseur (potentiel de BonnQB ). Cette dérnière semble être plus en accord avec la description de l'intéraction fondée sur l'échange de mésons, laquelle contient des éffets de non localité suplémentaire. Cela à été discuté dans les reférences [25, 27]. Ces éffets de non localitées ont été employé comme argument d'une supériorité de certains modèles d'intéraction sur l'autres, particuliérement pour décrire la matiére nucléaire[26, 23].

Pour mettre fin à cette polémique sur la comparaison des modèles d'interaction, il a été montré par [8] que les potentiels d'interaction NN sont équivalents jusqu'à un certain point, bien qu'ils représentent des descriptions mathématiques différentes (nature effective différente du nucléon dans le noyau), cachant pour une part la même physique. La différence entre les deux modèles réside dans la prise en compte ou non des effets de non localité [23].

### 1.3 Moment magnétique et quadripolaire du deuton

Le deuton est un noyau constitué de proton et de neutron, de spin S = 1 et d'isospin T = 0 sont moment magnétique est donné en fonction du moment magnétique du proton  $\mu_p$  et de neutron  $\mu_n$  [15, 31, 32] par :

$$\mu_d = \left(\mu_p + \mu_n\right) - \frac{3}{2} \left(\mu_p + \mu_n - \frac{1}{2}\right) P_D .$$
 (1.7)

Le moment quadripolaire est mésuré à l'aide de résonance quadripolaire nucléaire RQN il traduit le concept de la déformation géométrique de la forme sphérique du noyau, ce moment quadripolaire éléctrique est donné par [35] :

$$eQ = \frac{1}{4} \int d\overrightarrow{r} \left(3Z^2 - r^2\right) \rho\left(\overrightarrow{r}\right) , \qquad (1.8)$$

où Z et r : deux coordonnées de position du nucléon et  $\rho(\vec{r})$  densité de charge tel que :

$$\rho\left(r\right) = e \left|\Psi_{j=1,M}\right|^2 ,$$

 $\Psi_{j=1,M}$  fonction d'onde du deuton.

Donc le moment quadripolaire de deuton s'écrit comme suit [15, 16, 24, 26, 31] :

$$Q_d = \frac{1}{\sqrt{50}} \int_0^{+\infty} dr \ r^2 \left\{ u\left(\overrightarrow{r}\right) w\left(\overrightarrow{r}\right) - \frac{1}{\sqrt{8}} w^2\left(\overrightarrow{r}\right) \right\}.$$
(1.9)

Le rayon du deuton est donné par [15, 16, 11]:

$$r_d^2 = \frac{1}{4} \int_0^\infty r^2 \left( u^2 \left( r \right) + w^2 \left( r \right) \right) dr.$$
 (1.10)



FIG. 1-1 – Figure 1. 2 -Processus de collision à deux corps.

## 1.4 Choix du référenciel

On considére la réaction impliquant 4 particules, 2 initiales (A et B) et 2 finales (C et D).

$$A(P_1) + B(P_2) \longrightarrow C_p(P'_1) + D_p(P'_2)$$

Les variables de Mandelstam qui décrivent cette interaction, s, t, u, sont définies par :

$$s = (P_1 + P_2)^2 = (P'_1 + P'_2)^2.$$
 (1.11)

$$t = \left(P_1' - P_1\right)^2 = \left(P_2' - P_2\right)^2.$$
(1.12)

$$u = \left(P_1 - P_2'\right)^2 = \left(P_1' - P_2\right)^2, \tag{1.13}$$

où  $P_1$  et  $P_2$  sont les quadri-moments des particules incidents.

 $P_1^\prime$  et  $P_2^\prime$  sont des quadri-moments des particules diffusée.

Ces trois variables Mandelstam sont reliées par :

$$s + t + u = m_1^2 + m_1^{\prime 2} + m_2^2 + m_2^{\prime 2}, (1.14)$$

 $m_i, m'_i$  -masse de la particule *i* avant et aprés la collision respectivement .

Dans une intéraction élastique, les particules sont conservées en genre en nombre. Ainsi donc :

$$m_1 = m'_1, \quad m_2 = m'_2.$$

Donc ce cas on définit le repére de Breit comme suit :



FIG. 1-2 – Figure 1. 3- Diffusion élastique dans le repére de Breit.

### 1.5 Approximation de Born

L'équation du Dirac dans le champ du noyau est la suivante :

$$\{\gamma^{\mu} (i \ \partial_{\mu} - e \ A_{\mu}) - m_e\} \Psi (\vec{r}, t) = 0$$
(1.15)

Où  $A_{\mu}$ -champ du deuton,  $\gamma^{\mu}$ - matrice  $m_e$ - masse d'éléctron et  $\Psi(\vec{r},t)$ fonction d'onde solution de cette équation.

Cette fonction d'onde s'écrit à l'aide d'un développement perturbatif en puissance de  $(\alpha)$ (état faible) :

$$\Psi(\overrightarrow{r},t) = \Psi_0 + \alpha \Psi_1 + \alpha^2 \Psi_2 + \dots + \alpha^n \Psi_n \tag{1.16}$$

 $\alpha = \frac{e^2}{4h} \approx \frac{1}{137}$ -Constante de couplage du photon,  $\Psi_0$ - Fonction d'onde d'un éléctron libre,  $\Psi_0 + \alpha \Psi_1$ -Terme qui correspond à l'échange d'un seul photon.

A l'ordre n, ce processus éléctromagnétique correspond à l'échange de n photon virtuels. Donc, dans le champ du deuton l'électron incident emet un ou plusieurs photons virtuels.

On a coutume de considérer l'approximation d'échange d'un seul photon, elle est dite : Approximation de Born, ce fait peut être justifié par la faible valeur de la constante de couplage électromagnétique  $\alpha$ .

Cette situation peut être différente lorsque le transfert de moment est trés élevé, où la possibilité de le partager entre deux photons peut le choix usuel de l'approximation de Born, qui est basée sur un simple couplage en  $\alpha.h$ . Le cas à considérer est celui où le neutron et le proton se partagent à égalité le transfert de moment, et donc chacun emporte une quantité  $\vec{q}/2$ .

# Chapitre 2

# Diffusion élastique électron- deuton

Découvert en 1897 par J. J. Thompson, l'électron constitue une sonde privilégiée pour l'observation des noyaux. En effet, il n'interagit avec eux que par l'intermédiaire de l'interaction électromagnétique et de façon négligeable, aux énergies qui nous intéressent, par interaction faible. Son action est donc entièrement décrite par les lois de l'électrodynamique quantique qui est elle-même très bien connue. La diffusion d'électrons a été utilisée depuis les années 50 et a permis :

-L'étude des densités de charge des noyaux (Hofstadter 1957 ) qui déterminent entre autre le rayon des noyaux (dont celui du deuton)

-La mise en évidence des fonctions de structure en diffusion profondément inélastique qui fut la première preuve expérimentale de l'existence des quarks (Friedmann, Kendall et Taylor 1968).

- La mise en évidence des courants d'échange mésoniques par l'étude de l'électrodésintégration du deuton près du seuil (années 80).

### 2.1 Diffusion de deux particules ponctuelles

#### 2.1.1 Cas non relativiste

Nous nous intéresserons à la diffusion élastique d'un électron sur une particule ponctuelle. La section efficace de la diffusion élastique d'électron sur une cible ponctuelle sans spin est donnée par la formule de Rutherford [27] :

$$\frac{d \sigma}{d \Omega} = \frac{a^2 z^2}{16 E^2} \frac{1}{\sin^4 \left(\frac{\theta}{2}\right)}$$
(2.1)

Cette section efficace, dite section efficace de Rutherford, se trouve dans l'expression de toute section efficace de diffusion d'électrons sur une particule.

#### 2.1.2 Cas relativiste

Les corrections relativiste apportées à la formule de Rutherford sont essentiellement dues au spin de l'éléctron et aux transformations de Lorentz.

La formule corrigée est donneé par la section éfficace de mott [27]:

$$\left(\frac{d \sigma}{d \Omega}\right)_{Mott} = \frac{\alpha^2 Z^2}{16 E^2 \sin^4 \left(\frac{\theta}{2}\right)} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right).$$
(2.2)

Dans les deux éxpressions des sections éfficaces on n'a pas tenu compte du recul du noyau (considéré comme infiniment lourd ) [27].

#### 2.1.3 Recul du noyau

L'échange d'un seul photon virtuel dans l'approximation à un photon l'éléctron incident n'intéragit qu'une fois avec le nucléon -cible en échangeant un photon vertuel. Le photon virtuel transfére au noyau un quadri-moment  $q = (\overrightarrow{q}, \omega)$ . On suppose que les éléctrons ultra-relativistes, en peut neagliger la masse de l'éléctron devant son énérgie. En fonction de l'énérgie incident E et l'angle du diffusion  $\theta$  on écrit [27, 28] :

$$\vec{q^2} = -q^2 = 4EE'\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right),\tag{2.3}$$

où  $\boldsymbol{E}'$  l'énérgie d'éléctron diffusé.

le terme du recul dans le cas de la diffusion élastique s'écrit [27] :

$$\frac{E'}{E} = \frac{1}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2(\frac{\theta}{2})},$$
(2.4)

M : masse de noyau cible.

La section éfficace élastique de diffusion d'éléctron en fonction du moment transféré s'écrit [27, 28] :

$$\frac{d \sigma}{d \Omega} = (\alpha z)^2 \frac{E'}{E} \left[ \frac{d \sigma}{d \Omega} \right]_{Mott},$$
(2.5)

 $\left[\frac{d\ \sigma}{d\ \Omega}\right]_{Mott}$  est la section efficace de Mott.

Cette expression est valable pour un noyeau ponctuel et sans spin [27]

### 2.2 Equation de Dirac

L'équation formulée par PAUL Dirac en 1928 dans le cadre de la mécanique quantique relativiste de l'éléctron est donnée sous sa forme covariante comme suit [14] :

$$(i \gamma^{\mu} \partial_{\mu} - m) \Psi(x) = 0, \qquad (2.6)$$

où m : la masse de l'électron.  $\Psi$  : fonction d'onde.

La solution de l'équation (2, 6) s'écrit [14] :

$$\Psi(x) = \exp i \overrightarrow{k} \overrightarrow{x} u\left(\overrightarrow{k}\right), \qquad (2.7)$$

où  $\overrightarrow{k}$  - impulsion de l'électron, et on a deux couples de solutions d'énérgie positives (éléctron )  $u\left(\overrightarrow{k}\right)$  et négative (positron)  $v\left(\overrightarrow{k}\right)$ .

On peut prendre comme représentation celle des spineurs de pauli [14] :

$$\chi^1 = \begin{pmatrix} 1\\ 0 \end{pmatrix}, \ \chi^2 = \begin{pmatrix} 0\\ 1 \end{pmatrix}. \tag{2.8}$$

Ce sont les états propres de la projection du spin  $\sigma_z$ , la solution de l'équation du Dirac (2, 6) s'écrit dans cette représentation [14, 29] :

$$u\left(\overrightarrow{k}\right) = \sqrt{\frac{E+M}{2E}} \begin{pmatrix} \chi\\ \left(\overrightarrow{\sigma'}\overrightarrow{K}\right)\\ \overline{E+M} \end{pmatrix}, \quad v\left(\overrightarrow{k}\right) = \sqrt{\frac{E+M}{2E}} \begin{pmatrix} -\frac{\left(\overrightarrow{\sigma'}\overrightarrow{k}\right)}{E+M} \\ \chi \end{pmatrix}.$$
 (2.9)

### 2.3 Diffusion d'électrons par les nucléons

Le nuclèon n'est pas une particule ponctuelle. Donc il faut changer la forme du courant éléctromagnétique qui lui est associé dans l'expression de l'amplitude invariante, dans les transformations de Lorentz cette amplitude doit être invariante, donc c'est un scalaire de Lorentz. Le courant électromagnétique a la forme d'un vecteur donc le courant hadronique lui aussi doit prendre une forme d'un vecteur de Lorentz. La forme la plus générale du courant est [14] :

$$J^{\mu} = e\overline{u}\left(p'\right)\left\{\gamma^{\mu}A + \left(p'^{\mu} + p^{\mu}\right)B + \left(p'^{\mu} - p^{\mu}\right)C\right\}u\left(p\right),$$
(2.10)

avec : p - quadrivecteur énérgie -impulsion du nucléon.

 $U^+$  conjugué hemétique de  $U, \overline{U} = U^+ \gamma^0$  l'adjoint de  $\gamma^0$  et  $\gamma^{\mu}$ : matrice de Dirac.

La conservation du courant impose  $q_u J^u = 0$  ce qui, dans le cas de la diffusion élastique, annule le coefficient c de l'équation (2.9).

L'identité de Gorden permet d'écrire le courant sous la forme [14, 29] :

$$J^{\mu} = e\overline{u} \left( p' \right) \left\{ F_1 \left( q^2 \right) \gamma^{\mu} + \frac{k_{\nu}}{2 M_N} F_2 \left( q^2 \right) i \sigma^{\mu\nu} q_{\nu} \right\} u(p), \qquad (2.11)$$

 $F_1(q^2)$  -facteur de forme de Dirac.

 $F_2(q^2)$  -facteur de forme de Pauli.

 $M_N$  - masse de nucléon.

 $k_\nu$  -moment magnetique anormal du nucléon.

p et  $p^{'}$  not ent respectivement l'impulsion du nucléon incident et diffusé  $q=p^{'}-p$  et :

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} \left[ \gamma^{\mu}, \gamma^{\nu} \right]$$

La section éfficace différentielle dans la l'approximation de Born s'écrit sur la forme dite de Rosembluth [14, 16, 30, 33, 36, 39] :

$$\frac{d \sigma}{d \Omega} = \left(\frac{d \sigma}{d \Omega}\right)_{Mott} \left\{ A \left(q^2\right) + B \left(q^2\right) \tan^2 \left(\frac{\theta}{2}\right) \right\},\tag{2.12}$$

 $A(q^2)$  et  $B(q^2)$  sont des fonctions de structure, d'écrivant chacun : >La distribution de charge  $A(q^2)$  tel que :

$$A(q^{2}) = \frac{G_{E}^{2}(q^{2}) + \eta \ G_{M}^{2}(q^{2})}{1 + \eta}$$

 $\triangleright$  La distribution du courant  $B(q^2)$  [40] tel que :

$$B\left(q^{2}\right) = 2\eta \ G_{M}^{2}\left(q^{2}\right),$$
$$\eta = \frac{q^{2}}{\left(2M_{N}\right)^{2}}.$$

### 2.4 Multipôles électromagnétiques

Dans un noyau de spin ou forme géométrique quelconque toutes les informations éléctromagnétique sont rassemblées dans le moment multipolaire [41].

Les multipôles associés a transformée de Fourier des densités de charge et de courant sont donnés par les opérateurs [8, 18, 14, 34, 37, 38].

▷Multipôles éléctriques :

$$M_{JM}\left(q^{2}\right) = \frac{\left(i\right)^{J}}{e} \int j_{j}\left(qr\right) y_{J}^{M}\left(\Omega_{r}\right) \rho\left(\overrightarrow{r}\right) d\overrightarrow{r}.$$
(2.13)

▷Multipôles magnétiques :

$$T_{JM}\left(q^{2}\right)\frac{\left(i\right)^{J}}{e}\int \overrightarrow{J}\left(\overrightarrow{r}\right)j_{j}\left(qr\right)\overrightarrow{y}_{Jj1}^{M}\left(\Omega_{r}\right)d\left(\overrightarrow{r}\right),$$
(2.14)

où :

 $\rho(\overrightarrow{r})$  – densité de charge.  $\overrightarrow{J}(\overrightarrow{r})$  – densité de courant dans le noyau.  $j_j(qr)$  – fonction de Bessel.  $y_J^M(\Omega_r)$  – harmonique sphérique.  $\overrightarrow{y}_{Jj1}^M$  - harmonique sphérique vectorielle [18, 3] :

$$\vec{y}_{Jj1}^{M}\left(\Omega r\right) = \sum_{mq} \left\langle J1mq \mid Jm \right\rangle Y_{J}^{m}\left(\Omega_{r}\right) e_{1}^{q}.$$
(2.15)

 $e_1^q$  représente la polarisation tensorielle du photon virtuel :

$$e_1^0 = e_z$$

$$e_1^- = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( e_x - i e_y \right).$$

$$e_1^+ = -\frac{1}{\sqrt{2}} \left( e_x + i e_y \right)$$

Ces multipôles sont liés aux moments statiques définis dans le chapitre précédent par :

 $M_{JM}(q^2)/q^J \times C_{CJ} \mid_{q^2=0}$  Moments statiques de charge (la charge globale, moment

quadripolaire  $\mu_Q,\ldots$ ).

 $T_{JM}(q^2)/q^J \times C_{CJ} \mid_{q^2=0}$  Moments statiques magnétiques (moment magnétique  $\mu_M$ ,...). Où  $C_{CJ}$  et  $C_{MJ}$  sont des constantes multiplicatives.

De manière plus générale pour un noyau de spin 1, tel que le deuton, on a trois moments statiques [8] :

$$q = \sqrt{4\pi} M_{00} \left(q^2\right) |_{q^2 = 0}$$

$$\mu_Q = \frac{12\sqrt{5\pi}}{q^2} M_{20} \left(q^2\right) |_{q^2=0.}$$

$$\mu_M = \frac{2\sqrt{6\pi} M_N}{iq} T_{10} \left(q^2\right) |_{q^2=0.}$$
(2.16)

#### 2.5 Diffusion élastique d'électron par le deuton

La diffusion élastique de l'électron-deuton se résume à un transfert de quadri-moment  $q^{\mu} = (\omega, \overrightarrow{q})$  de deuton par l'intérmédiaire d'un photon virtuel, émis par l'éléctron incident d'énérgie  $E_e$ . Ce photon virtuel possède en plus des deux états de polarisation transverse du photon réel, une polarisation longitudinale. Il est caractérisé par deux invariants :  $Q^2$  qui est le carré négatif de sa masse, et  $\omega$  l'énérgie transférée au deuton.

La diffusion élastique éléctron-deuton dans l'approximation de Born de l'échange d'un photon est représentée sur la (*fig* 2.1), le cas du deuton est un peu plus compliqué que celui du proton car c'est une particule de spin 1 (parité positive ), il possede donc  $(2 \ j + 1 = 3)$  facteurs de formes éléctromagnétiques [14].



FIG. 2-1 – Figure 2. 1- Diffusion élastique électron-deuton (terme Born d'échange d'un photon).

#### 2.5.1 Facteur de forme électromagnétique du deuton

L'étude des facteurs de forme revient à étudier la distribution spatiale des charges et des courants dans le noyau. Dans [8] il a été montré que plus le moment transféré est grand, plus le comportement des facteurs de forme devient sensible à la structure en courte distance de l'interaction entre deux nucléons. Actuellement la plus part des facteurs de forme sont connus jusqu'à q = 1 GeV/c. Ils sont ainsi sensibles à des distances aussi petites que 0,5 fm [28].

Pour un noyau d'état quantique  $|JM\rangle$ , on a  $(2 \ j+1)$  quantités invariantes, appelées facteurs de forme électriques et magnétiques reliées à  $M_{JM}(q^2)$  et  $T_{JM}(q^2)$  par [8] :

$$F_E^{(L)}\left(q^2\right) = C_{CJ}\left\langle JJ \mid M_{L0}\left(q^2\right) \mid JJ\right\rangle.$$

$$(2.17)$$

$$F_{M}^{(L)}(q^{2}) = C_{MJ} \langle JJ | T_{L0}(q^{2}) | JJ \rangle.$$
(2.18)

Lorsque le noyau est de spin "1", il s'agit bien sur du deuton (l'objet de notre étude ), trois multipôles contribuent à la section éfficace :  $M_{00}$ ,  $M_{20}$ ,  $M_{10}$ . Les trois facteurs de forme correspondants sont données par :

► Facteur de forme de charge :

$$F_C\left(q^2\right) = \sqrt{4\pi} \left\langle 11 \mid M_{00}\left(q^2\right) \mid 11 \right\rangle \tag{2.19}$$

► Facteur de forme quadripolaire :

$$F_Q(q^2) = \frac{12\sqrt{5\pi}}{q^2} \langle 11 \mid M_{20}(q^2) \mid 11 \rangle$$
 (2.20)

► Facteur de forme magnétique :

$$F_M(q^2) = \frac{2\sqrt{6\pi M_N}}{iq} \left< 11 \mid T_{10}(q^2) \mid 11 \right>$$
(2.21)

La limite statique,  $q^2 \rightarrow 0$ , de ces facteurs de forme correspond aux moments électromagnétiques statiques usuels [18, 14, 27, 39, 30, 33, 46] :

$$F_C(q=0) = 1 \tag{2.22}$$

 $F_{C}(0) = 1$  qui correspond à la charge du deuton normalisée à e

#### 2.5.2 Section éfficace

Les facteurs de forme  $F_C(q^2)$ ,  $F_Q(q^2)$  et  $F_M(q^2)$ , peuvent être mesurés en diffusion élastique d'électron sur le deuton. L'interaction électromagnétique considérée résulte de l'échange d'un photon virtuel entre l'électron et le noyau (l'échange de plus d'un seul photon est négligé). Le processus de cette diffusion est représenté par le diagramme suivant :

La section efficace peut être exprimée en fonction des facteurs de forme individuels.



FIG. 2-2 – Figure 2. 2- Diffusion électron-noyau.

En diffusion élastique sur un noyau de spin j, il y a  $(2 \ j + 1)$  quantités invariantes. La section efficace différentielle de ce processus pour un noyau quelconque de spin j = 1 s'écrit [8, 29, 39, 30, 37, 49, 50]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left\{ F_C^2\left(q^2\right) + \frac{q^4}{18} F_Q^2\left(q^2\right) + \frac{q^2}{6M_N^2} \left[1 + 2\left(1 + \eta\right)\tan^2\left(\theta/2\right)\right] F_M^2\left(q^2\right) \right\}.$$
(2.23)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left\{ A\left(q^2\right) + B\left(q^2\right) \tan^2\left(\theta/2\right) \right\},\tag{2.24}$$

 $A(q^2)$  et  $B(q^2)$  fonctions de structure décrivant respectivement la distribution de charge et la distribution du courant dans le deuton, ce dernier décrit par trois facteurs de forme électromagnétique citer dans chapitre précident, qui ne sont que les transformées de fourier de la densité de charge du deuton pour les deux premiers, et la densité de courant du deuton pour le facteur de forme magnétique.

Les deux fonctions de structure  $A(q^2)$  et  $B(q^2)$  sont éxprimées en combinaison quadratique de ces facteurs de forme [18, 14, 51] :

$$A(q^{2}) = F_{C}^{2}(q^{2}) + \frac{Q^{4}}{18}F_{Q}^{2}(q^{2}) + \frac{Q^{2}}{6M_{N}^{2}}(q^{2}).$$
(2.25)

$$F_{C}^{2}(q^{2}) + \frac{8}{9}\eta^{2}F_{Q}^{2}(q^{2}) + \frac{2}{3}\eta F_{M}^{2}(q^{2})$$
$$B(q^{2}) = \frac{4}{3}\eta(1+\eta)F_{M}^{2}(q^{2}), \qquad (2.26)$$

où :  $M_N$  Masse du nucléon.

### 2.6 Intéraction électromagnétique électron-nucléon



FIG. 2-3 – Figure 2. 3- Diffusion électron-nucléon.

La densité la grengienne d'écrivant le vertex de l'intéraction électromagnétique photonnucléon  $\gamma NN$  qui est donné par [8] :

$$\pounds_{em}\left(x\right) = ie\left\{\bar{\Psi}\left(x\right)\left[\left(\frac{F_{1}^{S}}{2} + \frac{F_{1}^{V}}{2}\tau^{z}\right)\gamma^{\mu}\right]\Psi\left(x\right) + i\bar{\Psi}\left(x\right)\left[\left(\frac{F_{2}^{S}}{2} + \frac{F_{2}^{V}}{2}\tau^{z}\right)\frac{\sigma^{\mu\nu}}{2M_{N}}\partial_{\nu}\right]\Psi\left(x\right)\right\}A_{\mu}\left(x\right)$$

$$(2.27)$$

 $\Psi(x)$ : est le champ de Dirac d'une particule de spin 1/2.

 $A_{\mu}(x)$ : le champ électromagnétique du photon échangé.

 $\tau^{z}$ : projection de l'isospin du nucléon suivant l'axe (oz).

 $F_1^{\alpha}, F_2^{\alpha}$  ( $\alpha = S$ , V) sont respectivement les facteurs de forme de Dirac et de Pauli, ils s'éxpriment en fonction des facteurs de forme de proton et de neutron :  $F_i^S = F_i^p + F_i^n$  facteur de forme isoscalaire.  $F_i^V = F_i^p - F_i^n, i = 1, 2$  facteur de forme isovecteur.

Sachs a proposé deux autres facteurs de forme qui sont reliés directement aux distributions de charge et de courant du nucléon [14, 29, 42] et donnés par les deux expressions suivantes :

▷ Facteur de forme électrique :

$$G_{E}^{S,V}(q^{2}) = F_{1}^{S,V}(q^{2}) - \frac{q^{2}}{4M_{N}^{2}}F_{2}^{S,V}(q^{2})$$

▷Facteur de forme magnétique :

$$G_M^{S,V}(q^2) = F_1^{S,V}(q^2) + F_2^{S,V}(q^2).$$
(2.28)

Ils sont eux mêmes exprimés en fonction des facteurs de forme électrique et magnétique du proton et du neutron [8] :

$$G_{E}^{S}(q^{2}) = G_{E}^{P}(q^{2}) + G_{E}^{n}(q^{2}), \qquad G_{E}^{V}(q^{2}) = G_{E}^{P}(q^{2}) - G_{E}^{n}(q^{2}).$$

$$G_{M}^{S}(q^{2}) = G_{M}^{P}(q^{2}) + G_{M}^{n}(q^{2}), \qquad G_{M}^{V}(q^{2}) = G_{M}^{P}(q^{2}) - G_{M}^{n}(q^{2}).$$
(2.29)

L'état limite statique  $q \to 0$  avec :

$$G_E^S(q^2=0) = 1, \qquad G_M^S(q^2=0) = \mu_p + \mu_n = 1 + k_s.$$

$$G_E^V(q^2=0) = 1,$$
  $G_M^V(q^2=0) = \mu_n - \mu_p = 1 = 1 + k_v.$ 

Le courant électromagnétique  $j^{\mu}$  est relié à la densité lagrengienne  $\pounds_{em}(x)$  par l'éxpression suivante :

$$\pounds_{em}(x) = j^{\mu}(x) A_{\mu}(x).$$
(2.30)

L'éxpression explicite de ce courant est la suivante[8, 18, 14, 42]:

$$j_{em}^{\mu}\left(x\right)\varepsilon_{\mu} = ie\bar{u}\left(P'\right)\left\{\left(\frac{F_{1}^{S}}{2} + \frac{F_{1}^{V}}{2}\tau^{\mu}\right)\gamma^{\mu} - \left(\frac{F_{2}^{S}}{2} + \frac{F_{2}^{V}}{2}\tau^{z}\right)\frac{\sigma^{\mu\nu}}{2M_{N}}\partial_{\nu}\right\}u\left(p\right)\varepsilon_{\mu}.$$
 (2.31)

Lors d'une diffusion élastique l'isospin est conservé. Donc, on ne considére que la partie isoscalaire du courant, la contribution de la partie isovectorielle s'annule. Le courant se réduit à l'expression :

$$j^{(iso)}(x) = ie\bar{\Psi}(x) \left\{ \frac{F_1^S}{2} \gamma^{\mu} + i \frac{F_2^S}{2} \frac{\sigma^{\mu\nu}}{2M_N} \partial_{\nu} \right\} \Psi(x) .$$
 (2.32)

Ils existe différentes paramétrisations pour les facteurs de forme des nucléons proposées par plusieurs auteurs, nous rappelons les plus utilisées d'entre elle.

# 2.7 Paramétrisations des facteurs de forme des nucléons

Le facteur de forme électrique de neutron fut un problème en physique nucléaire, cela est dû à l'absence de cible du neutron, c'est le moins connu des quatre facteurs de forme du nucléon, seul sa pente à l'origine est bien déterminée mesurée par la diffusion de neutrons thermiques sur des électrons atomiques.

Cependant, les noyaux légers tel que  ${}^{2}H,{}^{3}H,{}^{3}H_{e}$  et  ${}^{4}H_{e}$  sont utilisés comme cible de neutron remède à cette situation. Nous allons nous intéresser au plus simple qui est le "deuton".

La description théorique des trois facteurs de forme électromagnétiques du deuton définie auparavant, est influencée par plusieurs paramétres : fonction d'onde de deuton,

courants d'échange mésoniques, exitation isobarique, et le facteur de forme électromagnétique du nucléon, ce dérnier point qui fera l'objet de cette section.

Les érreurs systématiques de l'éxpérience et les incertitudes dans la description théorique, expliquent la prodigieuse diversitée des paramétrisations du facteur de forme du nucléon développées par les théoriciens.

Citons les plus utilisées dans la littérature et que nous avons utilisées dans ce travail.

#### 2.7.1 Paramétrisations dipolaire

Le facteur de forme électrique du neutron est supposé égal à zéro

$$G_E^n\left(q^2\right) = 0.$$

Par ailleurs celui du proton est donné par une forme dipolaire :

$$G_E^P(q^2) = \left(1 + \frac{q^2}{0.71\left(\frac{G_e V}{C}\right)^2}\right)^{-2}.$$
 (2.33)

Par la loi d'échelle, on déduit directement le facteur de forme magnétique :

$$G_M^P\left(q^2\right) = \mu_p G_E^P\left(q^2\right). \tag{2.34}$$

$$G_M^n\left(q^2\right) = \mu_n G_E^P\left(q^2\right),\tag{2.35}$$

où  $\mu_p$  et  $\mu_n$  sont respectivement les moments magnétiques statiques du proton et du neutron.

#### 2.7.2 Paramétrisation de Galster

Galster [56], propose un facteur de forme électrique du neutron non nul qui donne le meilleur fit des données expérimentales de la diffusion électron-deuton, son expression est la suivante :

$$G_E^n\left(q^2\right) = -\frac{\mu_n\eta}{1+p\eta}G_E^P\left(q^2\right),\tag{2.36}$$

où:

 ${\cal P}$  paramétre ajustable qui différe selon la fonction d'onde utilisée.

p = 10.7 pour la fonction d'onde dans le potentiel hammada-Johnston. p = 5.6 fonction d'onde de Feshbach-Lomon.

#### 2.7.3 Paramétrisation de Iachello-Jackson-Lande

Le modèle de dominance vectorielle[44], fut le point de départ de IJL pour poursuivre le même objectif, qui est la description des quatres facteurs de forme du nucléon, ils sont définis par le produit du facteur de forme intrinsèque du nucléon  $g_D(q^2)$  et le facteur de forme qui décrit la structure des vertex VNN et  $\gamma NN$ , où  $V(\rho, \omega, \phi)$  représente les états intérmédiaires du couplage du photon au nucléon.

Les facteurs de forme isoscalaire et isovecteur de Dirac et de Pauli sont donnés, dans le cas où la largeur des mésons vecteurs  $(\rho, \omega, \phi)$  est prise égale à zéro par :

$$F_{1}^{S}(q^{2}) = g_{D}(q^{2}) \left\{ \left(1 - \beta_{\omega} - \beta_{\phi}\right) + \beta_{\omega} \frac{m_{\omega}^{2}}{m_{\omega}^{2} + q^{2}} + \beta_{\phi} \frac{m_{\phi}^{2}}{m_{\phi}^{2} + q^{2}} \right\}.$$
 (2.37)

$$F_1^V(q^2) = g_D(q^2) \left\{ (1 - \beta \rho) + \beta \rho \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 + q^2} \right\}.$$
 (2.38)

$$F_2^S(q^2) = g_D(q^2) \{k_S - \alpha_\phi\} \frac{m_\omega^2}{m_\omega^2 + q^2} + \alpha_\phi \frac{m_\phi^2}{m_\phi^2 + q^2}.$$
 (2.39)

$$F_2^V(q^V) = g_D(q^2) \left\{ k_V \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 + q^2} \right\},$$
(2.40)

avec :

$$g_D\left(q^2\right) = \frac{1}{\left(1 + \gamma q^2\right)^2}.$$

Dans le cas contraire, quand la largeur  $\Gamma_{\rho}$  du méson vecteur  $\rho$  est non nulle,  $\frac{m_{\rho}^2}{m_{\rho}^2+q^2}$  est remplacé par le propagateur de Sakurai :

$$\frac{m_{\rho}^2 + 8\Gamma_{\rho}m_{\pi}/\pi}{\left(m_{\rho}^2 + q^2\right) + \left(4m_{\pi}^2 + q^2\right)\Gamma_{\rho}\alpha\left(q^2\right)/m_{\pi}}.$$
(2.41)

$$\alpha\left(q^{2}\right) = \frac{2}{\pi} \left(\frac{q^{2} + 4m_{\pi}^{2}}{q^{2}}\right)^{1/2} \ln\left(\frac{\left(q^{2} + m_{\pi}^{2}\right)^{1/2} + \left(q^{2}\right)^{1/2}}{2m_{\pi}}\right).$$
 (2.42)

 $m_{\rho} = 0.765 GeV, \ m = 0.784 MeV, \ m_{\phi} = 1.019 GeV, \ \Gamma_{\rho} = 112 MeV, \ m_{\pi} = 0.138 G$  $k_{S} = -0.12, \ k_{V} = 3.706, \ \gamma = 0.25 \left(\frac{GeV}{C}\right)^{-2}, \ \beta_{\rho} = 0.677, \ \beta_{\phi} = 0.112, \ \beta_{\omega} = 1.102, \ \alpha_{\phi} = -0.052.$ 

#### 2.7.4 Paramétrisation de Gari-Krümpelmann

L'étude semi-phénoménologique de Gari [43, 45], consiste à relier entre le domaine des faibles transferts de moments où le modèle de dominance vectorielle VMD donne satisfaction dans la description des facteurs de forme hadronique, et le domaine des hautes transferts de moments qui est bien décrit par la chromodynamique quantique perturbative (*PQCD*).

Les facteurs de forme isoscalaire et isovecteur de Dirac et de Pauli sont donnés par :

$$F_1^S(q^2) = \left\{ \frac{m_{\omega}^2}{(m_{\omega}^2 + q^2)} C_{\omega} + (1 - C_{\omega}) \right\} F_1(q^2).$$
 (2.43)

$$F_2^S(q^2) = \left\{ \frac{m_{\omega}^2 K_{\omega}}{(m_{\omega}^2 + q^2)} C_{\omega} + (k_S - K_{\omega} C_{\omega}) \right\} F_2(q^2).$$
(2.44)

$$k_V F_1^V \left( q^2 \right) = \left\{ \frac{m_\rho^2}{\left( m_\rho^2 + q^2 \right)} C_\rho + (1 - C_\rho) \right\} F_1 \left( q^2 \right).$$
 (2.45)

$$k_V F_2^V \left( q^2 \right) = \left\{ \frac{m_\rho^2}{\left( m_\rho^2 + q \right)} C_\rho K_\rho + \left( K_V - C_\rho K_\rho \right) \right\} F_2 \left( q^2 \right).$$
(2.46)

Les facteurs de forme  $F_1(q^2)$  et  $F_2(q^2)$  sont définis comme suit : à bas transfert de moments :

$$F_1(q^2) \approx F_2(q^2) \approx \frac{\wedge_1^2}{\wedge_1^2 + q},$$

avec :

$$\wedge_1 \approx 0.8 GeV.$$

Le comportement asymptotique en fonction de  $q^2$  est d'écrit :

$$F_1(q^2) \approx \left(\frac{1}{q^2 \ln \left(\frac{q}{\wedge_{QCD}}\right)^2}\right)^2, F_2(q^2) \approx \frac{F_1(q^2)}{q^2}.$$

Dans le domaine intérmédiaire, utilisé dans ce travail :

$$F_1(q^2) = \frac{\wedge_1^2}{\wedge_1^2 + \hat{q}^2} \frac{\wedge_2^2}{\wedge_2^2 + \hat{q}^2}.$$
 (2.47)

$$F_2(q^2) = \frac{\wedge_1^2}{\wedge_1^2 + \hat{q}^2} \left(\frac{\wedge_2^2}{\wedge_2^2 + \hat{q}^2}\right)^2, \qquad (2.48)$$

 $\operatorname{avec}$  :

$$\hat{q}^2 = q^2 \ln\left(\frac{\wedge_2^2 + q^2}{\wedge_{QCD}^2}\right) / \ln\left(\frac{\wedge_2^2}{\wedge_{QCD}^2}\right)$$

$$\begin{split} m_{\rho} &= 0.776 GeV, \ m_{\omega} = 0.784 GeV, \ K_{\rho} = 6.62, \ K_{\omega} = 0.163, \ C_{\rho} = 0.377, \ C_{\omega} = 0.411, \\ \wedge_1 &= 0.795 GeV, \ \wedge_2 = 2.27 GeV, \ \wedge_{QCD} = 0.29 GeV, \ k_v = 3,706, \ k_s = -0.12 \end{split}$$

#### 2.7.5 Paramétrisation Mergell, Meißneret et Drechsel

C'est la plus récente des paramétrisation, elle utilise moins de paramétres libres, en utilisant le modèle VMD, et en ajoutant des contraires sur les rayons carrés moyens des nucléons, et les masses des mésons utilisés, ainsi que le comportement asymptotique  $Q^2$ qui est prédit par (PQCD).

Les facteurs de forme isoscalaire et isovecteur de Dirac et de Pauli sont donnés par [57] :

$$F_1^S(q^2) = 2\left(\frac{9.464}{0.611+q^2} - \frac{9.054}{1.039+q} - \frac{0.410}{2.560+q^2}\right) \left(\ln\left(\frac{9.733+q^2}{0.350}\right)\right)^{-2.148}.$$
 (2.49)

$$F_2^S(q^2) = 2\left(-\frac{1.549}{0.611+q^2} + \frac{1.985}{1.039+q^2} - \frac{0.436}{2.560+q^2}\right)\left(\ln\left(\frac{9.733+q^2}{0.350}\right)\right)^{-2,148}.$$
(2.50)

$$F_{1}^{V}(q^{2}) = 2 \left\{ \begin{array}{rcl} \frac{1.032 \left[ \ln \left( \frac{9.733 - 0.500}{0.350} \right) \right]^{2.148} + 0.088 \left[ \ln \left( \frac{9.733 - 0.400}{0.350} \right) \right]^{2.148} \left( 1 + \frac{q^{2}}{0.318} \right)^{-2}}{2 \left( 1 + \frac{q^{2}}{0.550} \right)} \\ - \frac{38.885}{2.103 + q^{2}} + \frac{425.007}{2.734 + q^{2}} - \frac{389.742}{2.835 + q^{2}} \\ \times \left( \ln \left( \frac{9.733 + q^{2}}{0.350} \right) \right)^{-2.148} \right) \right)^{-2.148} \right\}$$
(2.51)

$$F_{2}^{V}(q^{2}) = 2 \left\{ \begin{array}{rcl} \frac{5.782 \left[ \ln \left( \frac{9.733 - 0.500}{0.350} \right) \right]^{2.148} + 0.391 \left[ \ln \left( \frac{9.733 - 0.400}{0.350} \right) \right]^{2.148} \left( 1 + \frac{q^{2}}{0.318} \right)^{-1}}{2 \left( 1 + \frac{q^{2}}{0.536} \right)} \\ - \frac{73.535}{2.103 + q^{2}} + \frac{83.211}{2.734 + q^{2}} - \frac{29.467}{2.835 + q^{2}} \\ \times \left( \ln \left( \frac{9.733 + q^{2}}{0.350} \right) \right)^{-2.148} \right.$$
(2.52)

#### 2.7.6 Paramétrisation de Platchkov

Le facteur de forme du neutron est extrait de la fonction de structure  $A(q^2)$  du deuton. Donc des mesures précises de  $A(q^2)$  peuvent enrichir nos connaissences sur la distribution de charge du neutron si les ingrédients théoriques tel que le potentiel d'interaction N-N, les courants d'échange mésoniques et les corrections relativistes sont bien décrits au-delà de  $1 (GeV/c)^2$ . Suivant cette procédure Platchkov [50] d'écrit le facteur électrique du neutron par :

$$G_E^n\left(q^2\right) = -\frac{a\mu_n\eta}{1+b\eta}G_D\left(q^2\right),\tag{2.53}$$

avec  $\mu_n$  moment magnétique du neutron.

$$\eta = \frac{q^2}{4M_N^2}, G_D\left(q^2\right) = \left(1 + \frac{q^2}{0,71\left(GeV/c\right)^2}\right)^{-2}.$$

Est la forme dipolaire, les deux paramétre a et b sont fixés afin d'avoir une meilleure estimation de la pente du facteur de forme électrique de neutron  $(dG_E^n(q^2)/dq^2)$  à l'origine. Pour le potentiel de paris ils sont donnés par :

$$a = 1.25 \pm 0.13, b = 18.3 \pm 3.4.$$

Le facteur de forme magnétique du neutron  $G_M^n(q^2)$ , ainsi que les deux facteurs de forme du proton  $G_E(q^2)$  et  $G_E^p(q^2)$  sont les même que ceux définis par Galster [56].

# Chapitre 3

# Electrodésintégration du deuton

Pour bien comprendre le deuton , il est important de connaitre et comprendre les propriétés des nucleons, le proton et le neutron .On même si peut mesurées les propriétés du proton libre, mais le neutron, instable à l'état libre doit être étudié autrement. A partir de la connaissance theorique de la structure du deuton et de proton, on peut espérer accéder à la structure du neutron.

La méthode la plus simple pour d'écrire le deuton est la mécanique quantique à deux corps. Mais cette méthode est insufisante à plus petite échelle (à des distances de l'ordre du rayon quadratique moyen du proton), et pour ça il est important de faire d'intervenir des courants d'échange de mésons entre les deux nucléons.

### **3.1** Section efficace

Si l'étude de la diffusion élastique éléctron-deuton fournit des informations importantes sur la structure du noyau du deutérieum, pour bien comprendre le systeme à deux nucléons on considére d'autres réactions. Pour des energies transférées superieurs à 2, 2MeV, le deuton se disintégre en deux nucléons, proton et neutron, selon la réaction [6, 27, 58] :

$$e + d \rightarrow système np \ (e + p + n).$$
 (3.1)

Dans l'électrodisintégration du deuton prés du seuil, on prend le deuton au repos de Masse  $M_d$  comme état initiale. Un électron incident avec une énergie  $\epsilon_i$  et un moment  $\overrightarrow{k_i}$  entre en interaction avec le deuton. Aprés la désintégration, l'éléctron est diffusé avec une énergie finale  $\epsilon_f$  et un moment  $\overrightarrow{k_f}$  et un angle  $\theta$ . Le deuton est désintégré en un proton et un neutron. Dans ce cas, l'état finale est dominé par la contribution de l'onde  ${}^{1}S_0$  dont l'amplitude ne dépend pas de la diréction du moment relatif de la paire (np) [59], et les autres états de contributions sont négligeables. Le processus de cette diffusion est representé sur le diagramme de Feynmann (fig3, 1).



FIG. 3-1 – **Figure3.1** : Cinématique de la réaction d(é-e)np.

Dans le repére du laboratoire on été calculées les quantités cinématiques de l'électrodésintégration afin qu'elles soit a comparé avec les resultats éxpérimentaux [60, 55]. Pour la transition à l'état final  ${}^{1}S_{0}$ , seul le multipôle magnétique correspondant à j = 1contribue. Dans le calcul de section efficace de l'électrodésintégration du deuton, nous avons utilisées les mêmes notations que celles utilisées dans [3], et en negligeant la masse de l'électron relativement à  $E_{i}$  et  $E_{f}$  on aura [3, 17, 18, 38] :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = \frac{16}{3}\alpha^2 \frac{k_f^2}{q^2} \frac{KM}{t^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \left\{ \left(\overrightarrow{k_i} - \overrightarrow{k_f}\right)^2 - 2\overrightarrow{k_i}\overrightarrow{k_f}\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right\} \left| \left<^1 S_0 \right| \left| T_{10} \left(q^2\right) \right| \left| d \right> \right|^2,$$
(3.2)

où  $\alpha$  : constante de la structure fine, k : moment relatif du systeme np dans le centre de masse.

Si on donne l'énergie initiale  $\epsilon_i$  de l'électron on peut déduire facilement les autres quantites cinematiques par conservation de l'énergie et du moment [3, 38, 58] :

$$\epsilon_i + M_d = \epsilon_f + \sqrt{M_{CM}^2 + k_f^2}.$$

$$k_i = k_f + K_i$$

$$M_{CM} = M_n + M_p + E_{np}.$$

$$t = -\tilde{q}^2 = |k_i - k_f|^2 = |E_i - E_f|^2 = 4k_i k_f \sin^2(\frac{\theta}{2}), \qquad (3.3)$$

et  $q^2$  est le quadrimoment transféré, $E_{np} = \frac{k^2}{M_N}$ : energie relative du systeme np (ou l'enrgie dans le repére du centre de masse du systeme np ).

Pour trouve l'énergie finale de l'électron, on peut utilisée les équations précidentes et on trouve :

$$\epsilon_f = \frac{M_d}{M_d + 2\epsilon_i \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \left\{ \epsilon_i - \frac{1}{M_d} \left( 2M_N^2 + 2M_N E_{np} - \frac{M_d^2}{2} \right) \right\},\tag{3.4}$$

avec  $\epsilon_f$  donné par l'équation (eq 3, 4) nous aurons ainsi [3, 25] :  $\omega = \epsilon_f - \epsilon_i \qquad t = 4 \epsilon_i \epsilon_f \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \qquad q^2 = t + \omega^2.$ 

On ne peut pas déduire l'élement de matrice :

$$\left\langle S_{0}^{1}\left\| T_{10}\left(q^{2}\right) \right\| d\right\rangle$$

A l'aide des équations de conservation d'énergie et de moment dans l'équation (3, 2).

#### 3.2 Element de matrice

L'interaction électromagnétique électron-deuton est dûe à l'échange d'un ou plusieurs photons. Nous considérons supposons le cas d'approximation de Born (échange d'un seul photon) et on neglige tous les ordres superieurs à cause de la valeur de la constante de couplage  $\alpha = \frac{1}{137}$  qui est très petite.

Aprés l'électrondésintégration du deuton, car le du moment relatif final de la paire n-p est petit, la dissociation du deuton peut être, décrit, par la transition vers l'état  ${}^{1}S_{0}$ .

L'operateur de transition de l'etat initial (deuton) qui est décrit par la fonction d'onde  $({}^{3}S_{1} + {}^{3}D_{1})$  vers l'état final (systèm np) decrit avec l'onde  ${}^{1}S_{0}$  est donnée par :

$$T_{10}\left(q^{2}\right) = \frac{1}{4\pi e} \int \frac{\vec{dk}}{(2\pi)^{3}} \left(\hat{q} \wedge \vec{J}\right)_{z} e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}}$$

La densité lagrangienne  $\mathcal{L}_{em}(x)$  décrivant l'interaction éléctromagnétique est donnée par [8, 37] :

$$\mathcal{L}_{em}(x) = ie\left\{\bar{\Psi}(x)\left[\left(\frac{F_1^S}{2} + \frac{F_1^V}{2}\tau^z\right)\gamma^{\mu}\right]\Psi(x) + i\bar{\Psi}(x)\left[\left(\frac{F_2^S}{2} + \frac{F_2^V}{2}\tau^z\right)\frac{\sigma^{\mu\nu}}{2M_N}\partial_{\nu}\right]\Psi(x)\right\}A_{\mu}(x)$$
(3.5)

#### 3.3 Courant électromagnétique

La plus simple méthode pour faire l'étude de la diffusion d'électron par le deuton est de ne considérés que l'échange d'un seul photon virtuel entre l'électron est l'un des nucleons du deuton c'est l'approximation d'impulsion. Les courants d'échange, dans cette approximation, sont considérés comme une correction relativiste dynamique et de vertex  $\gamma NN$  introduit une structure de nucléon pour des nucléons indépendants. Dans ce cas, l'interaction se fait avec un seul nucléon et l'autre reste comme *spectateur* figure (3, 2).



FIG. 3-2 – Figure 3. 2- Approximation d'impulsion.

On peut considére cette approximation comme bonne dans le cas du deuton du moment que l'énergie de liaison du deuton est petite $(E = 2, 22456612 \ MeV)$  [15]. L'énergie de liaison est inversement proportionnelle au rayon au carré moyen du deuton [24], dans ce cas les deux nucléons sont loin l'un de l'autre la plus part du temps .

On peut écrire le courant électromagnétique contribuant à l'électrodésintegration du deuton dans l'approximation d'impulsion comme suit :

$$J_{\mu}^{(isov)}\left(p_{1}, p_{1}^{'}, p_{2}, p_{2}^{'}\right) = J_{\mu}^{(1)}\left(p_{1}, p_{1}^{'}\right)\delta\left(p_{2} - p_{2}^{'}\right) + 1 \leftrightarrow 2.$$
(3.6)

$$J_{\mu}^{(1)}\left(p_{1}, p_{1}^{'}\right) = ie\bar{\mu}\left(P_{1}^{'}\right)\left\{\frac{F_{1}^{V}}{2}\tau^{z}\gamma^{\mu} - \frac{F_{2}^{V}}{2}\tau^{z}\frac{\sigma^{\mu\nu}}{2M_{N}}\partial_{\nu}\right\}u\left(p_{1}\right).$$
(3.7)

On peut faire une réduction non relativiste des spineurs de Dirac, dans le cas des bas et moyen transferts de moment. En considerant que les termes d'ordres le plus bas en  $\left(\frac{1}{M_N}\right)$ , les deux composantes temporelles et spatiales du courant s'écrivent de la forme suivante [3, 8] :

$$\rho^{(isov)} = \frac{e\tau_{1z}}{2} G_E^V(q^2) + 1 \leftrightarrow 2.$$
(3.8)

$$J^{(isov)} = \frac{e\tau_{1z}}{4M_N} \left\{ G_E^V\left(q^2\right) \left(\overrightarrow{p}_1 + \overrightarrow{p_1}\right) - iG_M^V\left(q^2\right) \left(\overrightarrow{q} \wedge \overrightarrow{\sigma_1}\right) \right\} + 1 \leftrightarrow 2, \qquad (3.9)$$

où  $G_E^V(q^2)$  et  $G_M^V(q^2)$ , sont les facteurs de forme électriques et magnétiques isovecteures déja définis.

# 3.4 Element de matrice dans l'approximation d'impulsion

La fonction d'onde du deuton à deux états de moments angulaire relatif l = 0(état  ${}^{3}S_{1}$ ) et L = 2 (état ${}^{3}D_{1}$ ) est donnée comme suit :

$$|\Psi_d\rangle = |j = 1M\rangle = \sum_{lSm_lm_S} \langle 1M \mid lSm_lm_s\rangle \mid nl\rangle \mid lm_l\rangle \mid Sm_s\rangle \mid T_T = 0 \ m_t = 0\rangle, \quad (3.10)$$

les valeurs de l et S sont fixées par la valeur de  $j^{\pi} = 1^{+}$ .On aura l = 0, 2 et S = 1. La forme de la fonction d'onde du deuton la plus utilisée est donnée par :

$$|\Psi_{d}\rangle = |1M\rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ \frac{u(r)}{r} |1M\rangle + \sum_{m_{l}m_{s}} \langle 1M | 21m_{l}m_{s}\rangle \frac{w(r)}{r} |2m_{l}\rangle |1m_{s}\rangle \right\} |00\rangle.$$

$$(3.11)$$

$$|\Psi_d\rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ \frac{u(r)}{r} + \frac{S_{12}(\hat{r})}{\sqrt{8}} \frac{w(r)}{r} \right\} \chi_1^{m_s} |00\rangle.$$
(3.12)

L'état final de l'électro désintegration et dominé par la contribution de l'onde  $^1\mathrm{S}_0$  :

$$|{}^{1}S_{0}\rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{u_{0}(r)}{r} |00\rangle |10\rangle.$$
(3.13)

Ce qui nous permet l'élement de matrice dans l'approximation d'impulsion [3, 17, 8] :

$$\langle {}^{1}S_{0} \| T_{10}^{IA} (q^{2}) \| d \rangle = \frac{i}{\sqrt{6\pi}} \frac{G_{m}^{V} (q^{2})}{2M_{N}} q \left\{ \begin{array}{c} \int_{0}^{\infty} dr \ u (r) \ u_{0} (r) \ j_{0} \left(\frac{qr}{2}\right) \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \int_{0}^{\infty} dr \ w (r) \ u_{0} (r) \ j_{2} \left(\frac{qr}{2}\right) \end{array} \right\}, \quad (3.14)$$

ou u(r),  $\omega(r)$ ,  $u_0(r)$  sont les fonctions d'ondes radiales réduites des ondes  ${}^{3}S_{1}$ ,  ${}^{3}D_{1}$ du deuton et  ${}^{1}S_{0}$  du système NP respectivement,  $j_{j}\left(\frac{qr}{2}\right)$  – fonction de Bessel.

#### 3.5 Résultats numériques et discussions

électrodésintegration du deuton prés du seuil est un processus trés important illustre le comportement des nucléons utilisés dans la description des systèmes à deux nucléons a basse énergie. L'approximation d'impulsion à été fait par certain chercheurs [3, 5, 8].

L'élément de matrice donné dans l'équation (3, 14) est representé sur les figures (3, 3, a) et (3, 3, b) pour les deux potentiels d'interaction NN utilisé dans notre projet : le potentiel de paris et le potentiel de BonnQB. Ceci à été fait pour six paramétrisations des facteurs de forme du neutron et du proton [8, 18, 20, 21, 19]. Nous remarquons que l'élément de matrice s'annule pour un transfert de moment  $q^2 \approx 12, 6fm^{-2}$  et  $q^2 \approx$ 132,  $25fm^{-2}$  pour le potentiel de paris. Par contre dans le cas du potentiel de Bonn QB l'élement de matrice s'anule pour  $q^2 \approx 14, 44fm^{-2}$  et  $q^2 \approx 165, 12 fm^{-2}$  qui sont représenté avec des pics sur les figures. Ceci reste toujours *identique* pour toutes les parametrisations considérées.

Le premier pic être interprété par un passage d'une force repulsive à une force attractive entre les nucléons. Mais par contre le deuxième pic revient à l'éffet des fonctions de



FIG. 3-3 – - Element de matrice pour différents paramétrisation dans l'approximation d'impulsion (a)- potentiel de Paris, (b)- Potentiel de BonnQB.





FIG. 3-4 – Element de matrice pour différents paramétrisation dans l'approximation d'impulsion (a)-Potentiel de Paris, (b)- Potentiel de BonnQB.

Bessel.

On remarque dans ces deux figures l'apparition de trois courbes uniquement, ceci qui revient au fait que  $G_E^n$  est trés petit devant  $G_E^p$  ce qui donne un effet non observable pour les parametrisations de Galster et Platchkov. Ce qui est valable pour la parametrisation IJL pour des transferts de moment inférieur à  $q^2 \approx 12, 6fm^{-2}$  pour le potentiel de paris et  $q^2 \approx 14, 44fm^{-2}$  pour le potentiel de BonnQB.

L'étude du phénomène de diffusion situé dans le calcul de la section efficace qui à été donnée par l'équation (3.2) et représentée sur les figures (3, 4, a) et (3, 4, b).

La section efficace pour differentes parametrisations dans l'approximation d'impulsion : a- potentiel de paris, b- potentiel de BonnQB.

Le calcul de la section efficace pour l'électrodésintégration du deuton prés de seuil a été fait pour une énergie du système np dans le centre de masse  $E_{np} = 1, 5Mev$  et pour un angle de diffusion  $\theta = 155^{\circ}$ . Dans l'approximation d'impulsion la section efficace est proportionnelle au carré de l'amplitude de transition  ${}^{3}S_{1} - {}^{1}S_{0}$  et  ${}^{3}D_{1} - {}^{1}S_{0}$ .Or ces deux amplitudes ont des signes opposés [3, 28] et s'annulent auteur de  $q^{2} \approx 12, 6fm^{-2}$ pour le potentiel de paris et  $q^{2} \approx 14, 44fm^{-2}$  pour le potentiel de BonnQB. Ceci est bien montré dans les figures (3, 4, a) et (3, 4, b). En fait le minimum qui apparait dans l'approximation d'impulsion n'est pas présent dans les données expériméntales [60, 55]. Les effets relativistes pour l'approximation d'impulsion ont été traités [59] et il a été constaté qu'ils sont trés faibles. Les sections efficaces mesurées [55, 60] figure (3, 4, a) et (3, 4, b) sont entre 10 et 100 fois plus élevées que la section efficaces théoriques [28]. Cette divergence entre les deux resultats nous incite à consideré les contributions des courants d'échange pour remplir ce minimum.

# Chapitre 4

# Courants d'échange

Dans le chapitre précédent, on a considéré l'approximation d'impulsion pour décrire l'électrodésintégration du deuton. Avec cette approximation, nous supposons que les deux nucléons du deuton étaient les mêmes qu' à l'état indépendant. Pour la section efficace de l'électrodésitegration du deuton, cette approximation n'est pas suffisante et ne décrit pas bien les résultats expérementaux. Pour obtenir une description plus complète, nous allons introduisons les corrections dues à la dynamique, que sont données par ce qu'on appelle les < courants d'échange >. Ces courants sont le résultat d'échange de mésons entre les deux nucléons du deuton, lesquels sont responsables de sa liaison.

L'idée d'échange de mésons entre les deux nucléons du deuton (degrés de liberté effectifs) remonte on 1935 lorsque que Yukawa l'a proposé pour décrire l'interaction NN. L'échange du  $\pi$  (spin 0, isospin 1) peut expliqué l'interaction à longue et à moyenne portée, par ce que sa masse est petite, qui n'est pas le cas d'une interaction à courtes portées.

#### 4.1 Invariance de Jauge

Considérons une densité Lagrangienne qui depend uniquement du champ du nucléon  $\Psi(x)$  et de sa derivée :  $\partial \Psi(x)$  :  $\mathcal{L} = \mathcal{L}(\Psi, \ \partial \Psi, \ \bar{\Psi}, \ \partial \bar{\Psi})$  est invariante sous les transformations internes de charge U(1) (invariance de Jauge).

$$\Psi(x_{\mu}) \to \Psi'(x_{\mu}) = e^{ie\lambda} \Psi(x_{\mu}).$$
(4.1)

$$\bar{\Psi}(x_{\mu}) \to \bar{\Psi}'(x_{\mu}) = e^{-ie\lambda} \bar{\Psi}(x_{\mu}), \qquad (4.2)$$

où  $\lambda$  : constante quelconque et e : la charge portée par le champ  $\Psi(x)$ .

A cette invariance de Jauge U (1) correspond un courant conservé (théoreme de Noether ) :

$$\partial_{\mu}J^{\mu}(x) = 0. \tag{4.3}$$

Ce courant peut être associe au courant électromagnétique. La charge total est définé comme suit :

$$Q = \int d\vec{x} \ \rho \ (\mathbf{x}). \tag{4.4}$$

On suppose que le courant vecteur  $\vec{J}(\mathbf{x})$  sont nulle au bord de la surface qui le de limite :

$$\int_{V} \partial \vec{J}(x) \, \mathrm{d}\vec{x} = -\int_{S} \vec{n} \, \vec{J}(\mathbf{x}) \, \mathrm{dS} = 0.$$
(4.5)

On déduit que  $\frac{dQ}{dt} = 0$ .

Dans l'espace des moments on trouve que  $J^{\mu}(x)$  est donné par :

$$J^{\mu}(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{p} \, d\vec{p}' \, \mathbf{J}_{\mu}(\vec{p}, \vec{p}') \, \mathbf{e}^{i(\vec{p}' - \vec{p}) \, \vec{x}}$$

On remplaçant  $\partial_0 \rho$  par le commutature -[H,  $\rho$  (x)], l'équation de conservation du courant s'écrit :

$$(\vec{p}' - \vec{p})\vec{J}_{\mu}(\vec{p}, \ \vec{p}') = -[H, \ \rho \ (\vec{p}, \ \vec{p}')], \qquad (4.6)$$

H : Hammiltonien qui la somme des énergies cinétique T et de l'énergie potentiel à deux corps. On considére l'approximation d'impulsion et la réduction non relativiste pour  $\rho$  et  $\vec{J}$ . Une partie de l'équation de conservation du courant qui verifie :

$$(\vec{p'} - \vec{p}) \vec{J}^{imp}(\vec{p}, \vec{p'}) = -[T, \rho^{imp} (\vec{p}, \vec{p'})].$$

Comme le commutateure  $[V, \rho^{imp} (\vec{p}, \vec{p}')]$  s'anulle pas toujours, donc on doit ajouter un terme supplémentaire au courant,  $J^{exc}_{\mu}$ , pour que le courant sera conservé.

$$\left(\overrightarrow{p'} - \overrightarrow{p}\right) \overrightarrow{J} exc \left(\overrightarrow{p}, \overrightarrow{p'}\right) = -\left[V, \rho^{imp}\left(\overrightarrow{p}, \overrightarrow{p'}\right)\right] - \left[H, \rho^{exc}\left(\overrightarrow{p}, \overrightarrow{p'}\right)\right]$$

Les courants d'échange  $(J^{exc}_{\mu})$  sont des conséquence direct des degrés de liberté effectifs. L'équation de continuité ne fixe pas tous les courants d'échange.

### 4.2 Conséquence de G-parité

Le courant électromagnétique  $J_{\mu}$  est composé de deux parties, une partie isoscalaire et d'une partie isovecteur :

 $J_{\mu} = J_{\mu}^{isos} + J_{\mu}^{isov}$  .

On donne l'Hammiltonien total sous la forme suivante :

 $H = \mathcal{H}_{libre} + \mathcal{H}_{st} + \mathcal{H}_{em},$ 

et  $\mathbf{H}_{st}$  : l'hammiltonien de l'interaction forte,  $\mathbf{H}_{em}$  : l'Hammiltonien de l'interaction électromagnétique .

On introduit les propriétés de la symétrié du groupe d'invariance d'isospin SU(2), on défini l'operateur G-parité comme suit :  $\mathbf{G} = \mathbf{U}_c e^{i\pi T_2}$ .

Où  $U_c$ ,  $T_2$  respectivement l'opérateur de conjugaison de charge et la deuxième composente des générateurs du groupe SU(2) agissant sur l'isospin.

On peut montré facilement que  $H_{libre}$  et  $H_{st}$  qui dérivent l'interaction NN, sont invariant sous la G-parité. Mais par contre l'interaction électromagnétique viole la symétrie d'isospin. Les deux composantes isoscalaire et isovecteur du courant verifie l'algebre suivant :

$$\begin{bmatrix} T_i \ \mathbf{J}_{\mu}^{isos} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T^2, \ \mathbf{J}_{\mu}^{isos} \end{bmatrix} = 0 \quad \begin{bmatrix} T_i, \ J_{\mu}^{isov(j)} \end{bmatrix} = i \ \varepsilon_{ijk} \ J_{\mu}^{isov(k)}.$$

Comme que les intéractions électromagnétique et l'interaction forte sont invariantes sous la conjugaison de charge,  $J^{isos}_{\mu}$  et  $J^{isov}_{\mu}$  se transforment sous la G-parité en :

 $\begin{array}{ll} G & \mathbf{J}_{\mu}^{isos} \ \mathbf{G}^{-1} = -\mathbf{J}_{\mu}^{isos}. \\ \\ G & \mathbf{J}_{\mu}^{isov} \ \mathbf{G}^{-1} & = & +\mathbf{J}_{\mu}^{isov}. \end{array}$ 

Pour un processus donné, d'état final  $|f\rangle$  et d'état initial  $|i\rangle$ , on trouve l'élément de matrice sous la forme :

$$\left\langle f \mid \mathrm{J}_{\mu}^{isos} + \mathrm{J}_{\mu}^{isov} \mid i \right\rangle.$$

verifie [31]:

$$\langle f \mid J_{\mu}^{isos} + \mathcal{J}_{\mu}^{isov} \mid i \rangle = \langle f \mid \mathcal{G}^{-1} \left( -J_{\mu}^{isos} + \mathcal{J}_{\mu}^{isov} \right) \mathcal{G} \mid i \rangle.$$

$$\langle 0 \mid \mathbf{J}_{\mu}^{isos} + \mathbf{J}_{\mu}^{isov} \mid n \ \pi \ \rangle \ = \ (-1)^n \ \langle 0 \mid - \ \mathbf{J}_{\mu}^{isos} + \ \mathbf{J}_{\mu}^{isov} \mid n \ \pi \rangle \,.$$

Pour l'étude de l'électrodés integration du deuton on peut faire un changement d'une unité dans l'isospin, seul l'élément de matrice de partie isovecteur est non nul. Cette propriété de la G-parité peut être géneralisé pour les processus de dés intégration, où on peut démentrer que le processus :  $\omega \rightarrow \pi + \gamma$ .et complètement isovecteur :

$$\langle \omega (3\pi) | J^{isos}_{\mu} + J^{isov}_{\mu} | \pi \rangle = \langle \omega (3\pi) | \mathbf{G}^{-1} \left( -\mathbf{J}^{isos}_{\mu} + \mathbf{J}^{isov}_{\mu} \right) \mathbf{G} | \pi \rangle.$$

$$= \langle \omega (3\pi) | - \mathbf{J}_{\mu}^{isos} + \mathbf{J}_{\mu}^{isov} | \pi \rangle \Rightarrow \langle \omega (3\pi) | \mathbf{J}_{\mu}^{isos} | \pi \rangle = 0.$$

# 4.3 Contribution des courants d'échange aux éléments de matrice

Dans l'électrodésintégration du deuton, l'isospin n'est pas conservé totalement, mais seule la partie isovecteur de l'opérateur contribuera.

#### 4.3.1 Courants d'échange mésoniques

Les échanges mésoniques sont à base de la description « classique » de l'interaction NN. Ils déterminent la forme du potentiel à longue et à moyenne portée. Le but de la physique nucléaire aux énergies intermédiaires est de faire apparaître les effets de ces degrés de liberté mésoniques.



FIG. 4-1 -- Courants d'échange mésoniques.

La contribution des courants d'échange mésoniques a été considérée par plusieurs auteurs [2, 5, 7]. Ces études ont été faites uniquement pour le potentiel de Paris.

On s'attend à ce que la contribution de l'échange d'un seul  $\pi$  soit dominante à bas et à moyen transfert de moment, ce qui correspond aux longues et moyennes portées dans l'interaction NN .

Partant des quatre matrices de Dirac [48], on peut former les courants suivants :

-  $\overline{\Psi}(x) \, 1 \Psi(x)$ : courant scalaire qui couple une particule scalaire à un nucléon..

-  $\bar{\Psi}(x) \gamma^{\mu} \Psi(x)$ : courant vecteur qui couple une particule vecteur à un nucléon.

 $- \quad \bar{\Psi}(x) \gamma^5 \Psi(x) :$  courant pseudo-scalaire qui couple à une particule pseudo-scalaire à un nucléon .

 $- \bar{\Psi}(x) \gamma^{\mu} \gamma^{5} \Psi(x) :$  courant pseudo-vecteur qui couple à un nucléon une particule pseudo- vecteur ou une particule vecteur(couplage dérivatif). -  $\overline{\Psi}(x) \sigma^{\mu\nu} \Psi(x)$ : courant tenseur qui couple au nucléon (moment magnétique normal dans un cas particulier) une particule vecteur (couplage dérivatif).

Nous décrivons ci-dessus les couplages aux nucléons des quelques mésons élémentaires considérés dans notre travail. Leur importance réside dans le fait qu'ils déterminent la nature (attractive ou répulsive par exemple) des forces entre les nucléons auxquels les échanges de mésons vont donner lieu. Ils doivent respecter l'invariance de Lorentz et comme nous nous intéressons à l'interaction forte, ils doivent être invariant sous une opération de parité ou de renversement du temps et conservés l'isospin.

En utilisant les définitions des courants ci-dessus, on définit les densités lagrangiennes d'interaction effective méson-nucléon-nucléon par [5, 8, 26, 37, 54, 47] :

$$\mathcal{L}_{\pi NN}(x) = \mathrm{ig}_{\pi NN} \bar{\Psi}(x) \gamma^5 \overrightarrow{\tau} \Psi(x) \overrightarrow{\Phi}^{\pi}(x).$$

La nature pseudoscalaire du méson  $\pi$  implique la présence de l'opérateur  $\gamma^5$ . La matrice  $\overrightarrow{\tau}$  agit sur les degrés de liberté d'isospin du nucléon et son couplage avec le champ du méson  $\pi$  est tel que l'isospin est conservé [18, 54].

Pour évaluer ce courant d'échange mésonique nous avons utilisé la fonction d'onde obtenue à partir du potentiel de Paris [4, 9] et BonnQB [1].

Nous allons maintenant donner l'expression de la densité de courant du pion.

-Contribution du pion

$$\vec{J}^{\pi} = \frac{-ieg_{\pi NN}^2 K_{\pi NN}^2 (k_{\pi}^2)}{(2M_N) (k_{\pi}^2 + m_{\pi}^2)} \left\{ (\vec{\tau}_1 \wedge \vec{\tau}_2) \vec{\sigma}_1 \vec{G}_E^V (q^2) - \frac{\vec{\tau}_{2z}}{(2M_N)^2} G_M^V (q^2) \left( \vec{k}_{\pi} \wedge \vec{q} \right) \left( \vec{\sigma}_2 \vec{k}_{\pi} \right) + 1 \leftrightarrow 2 \right\}$$

$$(4.7)$$

Le facteur de forme hadronique qui correspond au vertex méson-nucléon-nucléon estdéfini par la forme dipolaire suivante :  $k_{\alpha NN} (k_{\alpha}^2) = \frac{\wedge_{\alpha}^2 - m_{\alpha}^2}{\wedge_{\alpha}^2 - k_{\alpha}^2}, \ \alpha = \pi,$   $m_{\alpha}$  et  $\wedge_{\alpha}$  - sont respectivement la masse du méson  $\alpha$  et le cut-off du vertex méson  $\alpha$ -nucléon-nucléon.

Après avoir calculé l'opérateur de transition  $T_{10}(q^2)$  pour la contribution du pion, nous avons calculé sa valeur moyenne entre l'état initial qui est celui du deuton et l'état final parfaitement décrit par l'état  ${}^{1}S_{0}$ .L'expressions de l'élément de matrice correspondant à la contribution du pion est données par :

 $\triangleright$  Contribution du pion  $(\pi)$ .

$$\langle T_{10}^{\pi} \left( q^{2} \right) \rangle = \frac{2ig_{\pi NN}^{2}}{\left( 2M_{N} \right)^{-2}} \frac{1}{\left( 2\pi \right)^{2} \sqrt{6\pi}} \int_{0}^{\infty} k^{2} dk \int_{0}^{\infty} dr u \left( r \right) u_{0} \left( r \right) j_{0} \left( kr \right)$$

$$\left[ G_{E}^{V} \left( q^{2} \right) \left( qJ_{0}^{\pi} \left( k, q \right) \right) + 2kJ_{1}^{\pi} \left( \pi, q \right) + \frac{G_{M}^{V} \left( q^{2} \right) \kappa^{2} q}{\left( 2M_{N} \right)^{2} 3} \left( J_{0}^{\pi} \left( k, q \right) - J_{2}^{\pi} \left( k, q \right) \right] \right]$$

$$- \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{0}^{\infty} dr w \left( r \right) u_{0} \left( r \right) j_{2} \left( kr \right)$$

$$\left[ \begin{array}{c} G_{E}^{V} \left( q^{2} \right) \left( qJ_{2}^{\pi} \left( k, q \right) + 2kJ_{1}^{\pi} \left( k, q \right) \right) - \\ G_{E}^{V} \left( q^{2} \right) 2kq} \left( k, \left( J_{0}^{\pi} \right) \left( k, q \right) - J_{2}^{\pi} \left( k, q \right) \right) + \frac{9q}{20} \left( J_{1}^{\pi} \left( k, q \right) - J_{3}^{\pi} \left( k, q \right) \right) \right]$$

$$\left[ 4.10 \right]$$

avec :

$$J_{1}^{\alpha}(k,q) = \int_{-1}^{1} dx \frac{K_{\alpha NN}^{2}\left(k^{2}_{\alpha}\right)}{\left(\left(\vec{k}+\frac{q}{2}\right)^{2}+m_{\alpha}^{2}\right)} P_{1}(x),$$
  
$$\alpha = \pi, \qquad x = \frac{\vec{k} q}{kq}.$$

 $P_1(x)$  – Polynôme de Legendre.

#### Résultats numériques et discussion

L'effet des courants d'échange mésoniques avait été envisagé dès 1948. Ce n'est toute fois que vers le début des années 1970 que la dominance de la théorie des échanges mésoniques a commencé et des calculs fiables ont commencé à avoir lieu [52].

Dans cette partie de notre travail on a considéré la contributions du pion, pour laquelle l'élément de matrice en fonction du moment transféré de l'électron vers le deuton, est calculé pour six paramétrisations des facteurs de forme du nucléon [8, 18, 19, 20, 21] et pour les deux potentiels, Paris et BonnQB. Les résultats des éléments de matrice sont représentés sur les figures (4, 2 et 4, 3).

Pour un moment transféré allant de la valeur correspondant au minimum de l'élément de matrice dans l'approximation d'impulsion jusqu'à  $q^2 \approx 20 fm^{-2}$  on remarque que la contribution du pion intervient

d'une manière destructive.



FIG. 4-2 – Elementdematricepourlecontributionmésoniquesavecle potentiel de Paris pour les différentes paramétrisations : (a)- paramétrisation du Gari Krumpelman, (b)- paramétrisation MMD.



# Chapitre 5

# Section efficace

L'électrodésintégration du deuton près du seuil et aux angles proches de 180° est devenu maintenant l'exemple classique du processus dominé par les courants d'échange de mésons.

La transition vers l'état  ${}^{1}S_{0}$ , domine la section efficace expérimentale pour les énergies relatives neutron-proton proche de zéro [28]. Comme le deuton a un moment angulaire total j = 1, la transition vers un état j = 0 est une transition magnétique de multipolarité 1. C'est également une transition isovectorielle car la paire np change d'isospin.

Expérimentalement, il a été prouvé [27, 28] qu'il faut se placer à des angles proches de180° pour favoriser la partie magnétique de la section efficace. La figure (6.1) montre un spectre expérimental obtenu à un angle de diffusion de 155° et à une énergie de l'électron incident  $E_e = 300 MeV$  [28]. On différencie très nettement le pic élastique du pic d'électrodésintégration, situé au seuil de cassure du deuton (2, 2MeV). La largeur des pics est due à la résolution finie du système de détection [28]. La section efficace d'électrodésintégration du deuton a toujours été mesurée [60, 55] au même angle de diffusion  $(\theta = 155^{\circ})$ , mais à des énergies incidentes différentes. L'énergie la plus élevée est de (913MeV) qui correspond à un moment transféré de 42,  $4fm^{-2}$  [60, 55].



calculs, de la section efficace tenant compte de certain courants d'échange ont été effectués par [3, 2, 10, 12, 7] pour le potentiel de Paris, mais aucune d'elles n'est complète.

Dans notre étude de l'électrodésintegration du deuton près du seuil, le calcul de la section efficace a été fait pour une énergie au centre de masse du système np  $E_{np} = 1,5MeV$  et pour un angle de diffusion de l'électron sur le deuton de  $\theta = 155^{\circ}$ . La section efficace, représenté sur les figures (6.2) et (6.3), est proportionnelle au carré de la somme des éléments dematrice des différentes contributions que nous avons considéré.

Les résultats que nous avons obtenus sont présentés pour six paramétrisations différentes du facteur de forme isovecteur du nucléon (chapitre 2) et pour deux potentiels d'interaction NN : potentiel de Paris et BonnQB.

On remarque que même si la contribution de p est suffisante à très bas transfert de moment, mais dès que le moment transféré commence à s'élever il interfère destructivementavec l'approximation d'impulsion ce qui nous donne un désaccord très remarquable entre les résultats théoriques et expérimentaux. Pour évaluer ce courant d'échange nous avons utilisé les fonctions d'ondes radiales obtenues à partir des potentiels : de Paris et de BonnQB. Pour mieux voir les effets de cette contributions nous avons tracé la variation de la section efficace différentielle, proportionnelle au carrée de la somme des éléments de matrice[4], en fonction du moment transféré de l'électron vers le deuton pour les différentes paramétrisations et en utilisant deux potentiels : Paris (fig 5. 2) et BonnQB (fig 5. 3).



FIG. 5-1– - Section efficace avec le potentiel de Paris pour les différentes paramétrisations (a)- paramétrisation dipolaire, (b)- paramétrisation de Galster.



FIG. 5-2 – Section efficace avec le potentiel de Paris pour les différentes paramétrisations(c)-paramétrisationdeGariKrumpelman,(d)-paramétrisationI.J.L.

Les opérateurs utilisés pour calculer la contribution due aux courants d'échange (oucourants à deux corps) contiennent le facteur de forme isovectoriel du nucléon libre. Ce facteur de forme doit être choisi de manière à ce que les courants à un et deux corps satisfassent à la condition d'invariance de Jauge. Dans [3] l'auteur a utilisé le facteur de forme  $F_1^V(q^2)$  pour la contribution de pion pour qu'il parvient à inclure plus ou moins les ordres supérieurs en  $(1/M_N)$  alors que les auteurs de [12] prescrivent  $G_E^V(q^2)$ . Comme les deux facteurs de forme sont reliés par la relation donnée dans l'équation (2.28), leur différence augmente avec  $q^2$ . Il a été montré dans [12] que les sections efficaces calculées à l'aide de  $G_E^V(q^2)$  s'écartent sensiblement des données expérimentales au delà de  $15fm^{-2}$ . Le même calcul effectué avec  $F_1^V(q^2)$  [3] restaure le bon accord avec l'expérience. Pour cela, dans nos calculs, nous avons utilisé le facteur de forme  $F_1^V(q^2)$  pour la contribution de  $\pi$ . Les



FIG. 5-3 – section efficace avec le potentiel de Paris pour les différentes paramétrisation :(e)-paramétrisation M.M.D (f)-paramétrisation de Platschkov.





FIG. 5-4 – Section efficace avec le potentiel de Bonn QB pour les différentes paramétrisations : (a) – paramétrisation dipolaire, (b) – paramétrisation de Galster.



FIG. 5-5 – Section efficace avec le potentiel de Bonn QB pour les différentes paramétrisations : (c) – paramétrisation de Gari Krümpelmann, (d) – paramétrisation I. J. L.





FIG. 5-6 – Section efficace avec le potentiel de Bonn QB pour les différentes paramétrisations : (e)– paramétrisation M.M.D (e)– paramétrisation de plaschkov.

auteurs de [12] ont pris en considération les transitions vers des états finaux autre que l'état  ${}^{1}S_{0}$ . Ces contributions bien que faibles expliquent une partie de la divergence dans le calcul de [3], observée pour les transferts de moment élevés.

Après l'analyse de nos résultats, la première constatation à faire est que la paramétrisation de Gari Krümpelmann ( $fig \ 6.2c \ et \ 6.3c$ ) reproduit mal les résultats expérimentaux même à très bas transfert de moment pour les deux types de potentiels. On peut relié ça au fait que le facteur de forme du nucléon a été sur estimé dans cette paramétrisation [8,51].

Lorsque nous avons utilisé les fonctions d'onde radiales de Paris, on remarque que la contribution du courant d'échange de pion déjà considérée par les auteur [32] donnent un accord avec les données expérimentales [60, 55] jusqu'au transfert de moment ( $q^2 \approx 20 fm^{-2}$  pour la paramétrisation dipolaire et I.J.L,  $q^2 \approx 24 fm^{-2}$  pour Galster et M. M. D,  $q^2 \approx 27, 5 fm^{-2}$  pour Platchkov). Au-delà de ces valeurs, caractérisant chaque paramétrisation, on remarque une divergence entre les deux résultats, théoriques et expérimentaux.

Lorsque nous avons utilisé les fonctions d'onde radiales de BonnQB nous avons remarqué, pour les bas transferts de moment, que la contribution du pion est suffisantes pour reproduire les résultats expérimentaux. Par contre elles sont en désaccord avec l'expérience pour destransferts de moment supérieurs à  $27 fm^{-2}$ .

Désormais, nous ne pouvons pas discuté nos résultats à des transfert de moment plus élevé par rapport à ceux présentés dans notre étude, à cause de l'inexistence des résultats expérimentaux dans cette région de moment transféré. Pour cela, une proposition pour mesurer la section efficace différentielle de l'électrodésintégration du deuton près du seuil, aux transferts de moment élevés, a été proposée par [62] pour des énergies de l'électron incident supérieure à 1, 5GeV.

# Conclusion générale

Pour terminer ce travail, il convient de revenir sur les différents points étudiés ainsi que les résultats importants obtenus.

Dans notre étude, un traitement consistant de l'électrodésintégration du deuton prés du seuil est présenté, en incluant de nouvelle contributions des courants d'échange, par l'analyse de la section efficace différentielle en fonction du moment transféré de l'électron vers le deuton.

Dans le chapitre 3, nous avons étudié le comportement de la section efficace de l'électrodésintegration du deuton prés du seuil dans l'approximation d'impulsion non relativiste et on a constaté qu'elle ne reproduit pas la section efficace expérimentale même pour de petits transferts de moment. En fait, le minimum qui apparaît dans l'approximation d'impulsion n'est pas présent dans les données expérimentales. Ce minimum, cependant, est rempli par les contributions des courants d'échange. A son tour, ce remplissage est la preuve la plus convaincante de l'existence des courants d'échange dans les noyaux. Des courants d'échange ont été déja considéré par plusieurs auteurs [4, 5, 6, 61] mais la cohérence totale entre les résultats expérimentaux et théorique n'est toujours pas atteinte, Ceci nous a incité a considéré d'autres contributions.

Dans le chapitre 4, nous avons considéré de nouvelles contributions des courants d'échange :

- Contribution de pion, comme le pion a une masse petite par rappoert aux autres mésons si pour ça on a mais le pion comme une référence pour des transferts des moments. Ceci nous a permis d'améliorer la cohérence entre le résultat théoriques et expérimentaux.

L'ensemble de nouvelles contributions citées ci-dessus renforcent les anciennes contributions, jusqu'à q<sup>2</sup>  $\approx 24 \text{ fm}^{-2}$  dans le cas du potentiel de paris.

Vu la différence constatée entre les résultats de paris et ceux de Bonn QB on déduit que l'électodésintégration du deuton est sensible au choix du modéle d'interaction [26]. Cette différence peut être réduite par la prise en compte des effets de non localité [26, 71, 72]

Le travail que nous avons effectué est loin d'être fini. Il reste des pions à améliorer et

d'autre à développer. Parmi les points qui nécessitent d'être revus, il y a essentiellement :

- Les facteurs de forme électromagnétique et hadronique aux niveaux des vertex  $\gamma \pi N$  et  $\gamma N$ , qui ne sont pas bien déterminé théoriquement et complétement inconnus expérimentalement.

L'étude de l'effet des ordres supérieurs en  $\frac{1}{M_N}$  dans les opérateurs densité de courant  $\overrightarrow{J}$ , autres que ceux considérés dans le chapitre 4.

- Revoir nos calculs, mais cette fois dans un cadre relativiste. Un tel calcul a été commencé pour l'électodésintégration du deuton prés du seuil : dans l'approximation d'impulsion [27, 54] et en prenant en compte la contribution du pion [20].

- Considérer la contribution des excitations du nucléon d'énergie superieur, qui sûrement, deviendront importantes à trés haut transfert de moment.

# Bibliographie

[1] R. Machleidt et al., Advances in nuclear Physics volume 19, 1-89.

[2]. B. Sommer, Nuclear Physics A308 (1978) 263 - 289.

[3]. J.F.Mathiot, Nuclear Physics A412 (1984) 201-227.

[4]. M. Lacombe et al., Physical Review C21  $N^{0}3$  (1980) 861.

[5]. E. Hummel, thése de Doctorat de L'université d'Utrecht (1991).

[6]. E. Truhlik and K. M. Schmitt, Few Body Systems 11 (1992) 155-170.

[7]. J. Hockert and al., Nuclear Pysics A217 (1973) 14-28.

[8]. A. Amghar, thése UJF-Grenoble, rapport ISN (1993) 93-78.

[9]. R. Vinh Mau, Meson in Nuclei, Eds. M.R Hoand D. H. Wilkinson, North Holland Publishing company (1979).

[10]. D. O. Riska, Physica Scripta. Vol. 31(1985) 471-484.

[11]. D. W. L. Sptung, Hua Wu and J. Martorell, phys. Rev., C42 (1990) 863.

[12]. W. Leideman and H. Arenhövel, Nuclear Physics A 393 (1983) 385-398.

[13]. A. Amghar, N. Aissat, B. Desplanques, Eur. Phys. J. A.1 (1998) 85-90.

[14]. David Pitz, thése de Doctorat, Caen (2000).

[15]. M. Garçon and J. W. Van orden, Nucl.- th /010249V 1 (2001); AdV. Nucl.
 Phys. 26 (2001) 293.

[16]. J. Arvieux, J. M. Cameron, Advances in nuclear physics, Vol. 18 (1987).

[17]. E. Truhlik and J. Adam, Nuclear Physics A492 (1989) 529-555.

[18]. J. Carlson, R. Schiavilla, Reviews of Modern physics. Vol. 70, N°3 (1998).

[19]. P. E. Bosted and al., Physical Review letters, Volume 68, Number 26 (1992).

[20]. Hrayr H. Matevosyan et al., Nucl.-th/05001044 v2 (2005); phys. Rev. C71 (2005) 055204.

[21]. R. Schiavilla and I. Sick, Phys. Rev. C64 (2001) Jefferson Lab 041002.

[22]. N. L. Roding and L. D. Knutson, Physical Review Letters, Volume 57, N° 18, the American Physical Society (1986). [23]. R. Machliedt and G. Q. Li, invited talk preseted at "Realistic Nuclear Structure" a conference to mark the 60<sup>th</sup> birthday of T. T. S. Kuo, May 1992 Stomy Brook.

[24]. R. K. Bhaduri et al., Phys. Rev. C42 (1990) 1867.

[25]. A. Amghar, B. Desplanque, Nuclear Physics, A714 (2003) 502-534.

[26]. R. Machleidt, nucl-th  $\neq 0006014(2000)$ ; Phys. Rev. C63(2001) 024001.

[27]. Hachemi Hacen, Thése de Doctorat paris (1986).

[28]. S. Platchkov, Maubuison,  $6^{\acute{e}me}$  session, 14-18 septembre1987.

[29] S. K. Singh, W. Leidemann, and H. Arehövel, Z. Phys. Atomic Nuclei, 331 (1988) 509-518.

[30]. Daniel R. Phillips, Nucl-th / 0304046 v1 (2003); Phys. Lett. B567 (2003) 12-22.

[31]. B. Castel, I. S. Towner, Modern Theories of Nuclear Moments, Clarendon Press oxford (1990).

[32]. W. Jaus, Nuclear Physics, A314 (1979) 287-316.

[33]. T. W. Allen, W. H. Klink, W. N. Polyzou, nucl-th/0005050v2 (2000); Phys.
 Rev. C63(2001) 034002.

[34]. D. A. Varsalovich, Quantum theory of angular momentum (World scientific, 1988).

\*[35]. A. R. Edmonds, Angular momentum in quantum mechanics, Princeton University Press, America (1957).

[36]. F. Gross, Physical Review 142 N°4 (1966) 1025.

[37]. M. Gari et H. Hyuga, Nucl. Phys. A264 (1976) 409-444.

[38]. J. A. Lock and L. L. Foldy. Annals of physics 93, (1975) 276-334.

[39]. R. Dymarz and F. C. Khanna, Nuclear Physics A567 (1990) 560-598.

[40]. G. G. Simon et al. Nuclear Physics A333 (1980) 381-391.

[41]. C. Cohen Tannoudji, B. Diu, et F. Laloe, Mécanique quantique, Hermann (1973).

[42]. Hartmuth Arenhövel, Progress of theoretical Physics Supplement N°91 (1987).

[43]. M. Gari et al., Z. Phys. A-Atoms and Nuclei 322 (1985) 689-693.

[44]. F. Iachello, A. D. Jackson et A. Lande, Phys. Lett. B43 (1973) 191.

[45]. M. F. Gari et W. Krumpelmann, Phys. Lett. B274 (1992) 160, et correction

ibid 282, (1992) 483.

[46]. Franz Gross and R. Gilman, Nucl-th/0110015 v1 (2001); AIP conf. Proc. 603 (2001) 55-68.

[47]. S. Huber, J. Aichelin, Nuclear Physics A573 (1994) 587-625.

[48]. A. Messiah, Mécanique quantique, tome 2, Dunod (1995).

- [49]. J. E. Elias et al., Physical Review 117 N°5 (1969) 2075-2091.
- [50]. S. Platchkov et al., Nuclear Physics A510 (1990) 740-758.
- [51]. M. Gourdin, Physics Reports (Section C of Letters) 11 N°2 (1974) 29-98.
- [52]. M. Chemtob and M. Rho, Nucl. Phys. A163 (1971) 1-55.
- [53]. U. Kaulfuss and M. Gari, Nuclear Physics A408 (1983) 507-524.
- [54]. B. Desplanque, Bombanne, 3<sup>éme</sup> session, 17-21 Septembre 1984.
- [55]. W. M. Schmitt et al., Phys. Rev. C56, N°4 (1997) 1687-1699.
- [56]. S. Galster et al., Nuclear Physics B32 (1971) 221-237.
- [57]. P. Mergell, ULF-GMeiBner, et D.Drechsel, Nucl. Phys. A596 (1996) 367.
- [58]. Werner Fabian and Harmuth Arenhövel, Nuclear Physics A314 (1979) 253-286.
- [59]. A. Amghar, B. Desplanques, V. A. Karmanov, Nucl. Phys. A567 (1994) 919-936.
- [60]. S. Auffret et al., Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1362.
- [61]. 0. Dumbrajs et al., Nucl. Phys. B216 (1983) 277-335.

### Résumé.

Le deuton est un état lié de deux nucléons. L'étude de l'électrodésintégration du deuton près du seuil nous apporte des informations supplémentaires sur les courants d'échange ainsi que sur l'interaction nucléon-nucléon (NN). Cette étude est sensible au choix du modèle d'interaction, aux facteurs de forme électromagnétique du nucléon et aux courants d'échange. Les effets de ces derniers sont plus importants ici que dans le cas de la diffusion élastique électron-deuton. En raison du petit moment relatif final de la paire np , la dissociation du deuton peut être suffisamment décrite par la transition vers l'état <sup>1</sup>S<sub>0</sub>.

L'approximation d'impulsion non relativiste ne reproduit pas la section efficace expérimentale même pour de petits transferts de moment. En fait, le minimum qui apparaît dans l'approximation d'impulsion n'est pas présent dans les données expérimentales. Ce minimum, cependant, est rempli par les contributions des courants d'échange. Par ailleurs, ce remplissage est une confirmation forte de l'existence des courants d'échange. Dans notre étude, un traitement consistant de l'électrodésintégration du deuton est présenté, en incluant de nouvelles contributions de courants d'échange dont on distingue deux types: les courants d'échange mésoniques contraints par l'équation de continuité et les courants d'échange self invariant de jauge. Lorsque les deux nucléons dans le deuton sont proches l'un de l'autre, ils se polarisent mutuenllement et s'excitent vers des états d'énergie supérieurs, ce qui va engendrer de nouveaux degrés de liberté isobariques. A ces excitations isobariques, on associe de nouvelles contributions de courants d'échage, appelés courants d'échange isobariques. Pour les transferts de moments que nous considérons dans cette étude, on ne tient compte que des contributions mettant en jeu l'excitation  $\Delta$ (m= 1232MeV). La contribution des autres excitations sera négligeable à cause de leurs masses élevées. Le calcul est basé sur un cadre non relativiste conventionnel en utilisant des potentiels d'interaction NN de 'Paris' et de 'Bonn QB'. Ce calcul a été fait afin de donner une étude complète pour l'électrodésintégration du deuton près du seuil. Les résultats ainsi obtenus, seront comparés aux résultats expérimentaux.

### Abstract

The deuteron is a bound state of two nucleons. The study of deuteron electrodisintegration near threshold brings additional information on the exchange currents and on the nucleonnucleon interaction (NN). This investigation is sensitive to the choice of the model of interaction, the electromagnetic form factors of the nucleon and to the exchange currents. The latter effects are more significant in this case than in the elastic scattering e-d. Due to the final relative moment of the pair np, the deuteron dissociation can be sufficiently described by the transition towards the 1So state. The non-relativistic impulse approximation does not reproduce the efficient experimental cross section even for low momentum transfer. In effect, the minimum which appears in the impulse approximation does not appear in the experimental data. These discrepancies are substantially reduced by the different contributions of the exchange current. Besides, this conclusive result evidences the existence of the exchange currents. In the present study, a consistent treatment of the deuteron electrodisintegration is presented, by including new contributions of exchange currents from which we distinguish two types: mesonics exchange currents, constrained by the continuity equation, and the Jauge self-invariant exchange currents. When both nucleons in the deuteron, are near each other, they became mutually polarized and excited towards higher states of energy; thus generating new isobaric degrees of freedom. To these isobaric excitations, we associate new contributions of exchange currents, called isobaric exchange currents. For the momentum transfer which we consider in this study, we only take account of contributions of excitation  $\Delta$ (m=1232MeV). The contribution of the other excitations will be neglected because of their high masses. The calculation is based on a conventional non-relativistic framework by using potentials of interaction NN of 'Paris' and 'BonnQB'. This calculation is performed in order to yield a complete study for the electrodisintegration of the deuteron near the threshold. The obtained results will be compared with the experimental data.