

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université M'hamed Bougara de Boumerdès

Faculté des Sciences
Département de Physique



Mémoire

Pour l'obtention du
Diplôme de Magister
Spécialité: Physique
Option: Physique de la Matière et du Rayonnement

Présenté par:

RAHLI Amel

THEME

Etude de l'électrodésintégration du deuton près du seuil

Devant le jury composé de:

Mr. Abaidia	Seddik el Hak	Maître de conférences	UMBB	Président
Mr. Ladrem	Madjid	Professeur	E. N. S de Kouba	Examineur
Mr. Belgaid	Mohamed	Professeur	USTHB	Examineur
Mr. Seghour	Abdeslam	Maître de Recherche	C. R. N. A	Examineur
Mr. Amghar	Abdelhamid	Professeur	UMBB	Rapporteur

Année universitaire: 2006 – 2007

Remerciements

Ce travail a été réalisé au Département de Physique de la Faculté des Sciences de l'Université M'hamed Bougara de Boumerdès sous la direction de Mr A. Amghar.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude et ma reconnaissance à mon directeur de Mémoire, Monsieur A. Amghar, Professeur à l'Université M'hamed Bougara de Bomerdès, pour sa disponibilité, son aide et ses conseils précieux qu'il me prodiguait, pendant ma formation.

Je remercie 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 ma reconnaissance et de tout mon respect.

Mes remerciements s'adressent également à Madame et Monsieur Benakki ainsi que Dahbia pour leur sympathie et leurs conseils précieux.

Je remercie également le personnel de la bibliothèque de la Faculté des Sciences (UMBB) et celui de Oued-Aïssi (UMMTO) d'avoir mis à ma disposition la documentation nécessaire pour réaliser ce travail.

Que tous ceux qui m'ont aidés de près ou de loin trouvent ici l'expression de mes sincères gratitude.

Je remercie infiniment toute ma famille et mes ami(e)s, pour leur soutien moral et leur compréhension.

Dédicaces

Je dédie ce mémoire:

*A mes chers parents pour leurs aides, leurs soutiens,
leurs encouragements et leurs compréhensions.*

A mes chers frères: Noureddine et Salem.

A ma chère sœur Naïma.

A ma chère tante et sa famille.

A ma chère grand-mère.

A tous mes oncles et tantes et leurs familles

A tous mes cousins et cousines.

A tous mes ami(e)s.

A tous mes enseignant(e)s.

SOMMAIRE

Introduction générale.....	01
Chapitre 1: Propriétés électromagnétique du deuton.....	03
1. 1. Fonction d'onde du deuton.....	03
1. 2. Modèle d'interaction nucléon-nucléon.....	05
1. 3. Moment magnétique et quadripolaire.....	06
1. 4. Choix du référentiel.....	07
1. 5. Approximation de Born.....	08
Chapitre 2: Diffusion élastique électron-deuton.....	09
2. 1. Diffusion de deux particules ponctuelles.....	09
2. 1. 1. Cas non relativiste.....	09
2. 1. 2. Cas relativiste.....	09
2. 1. 3. Recul du noyau.....	10
2. 2. Equation de Dirac.....	10
2. 3. Diffusion d'électron par des nucléons.....	11
2. 4. Multipôles électromagnétiques.....	12
2. 5. Diffusion élastique d'électrons par le deuton.....	13
2. 5. 1. Facteurs de forme électromagnétique du deuton.....	14
2. 5. 2. Section efficace.....	15
2. 6. Interaction électromagnétique électron-nucléon.....	16
2. 7. Paramétrisations des facteurs de forme des nucléons.....	18
2. 7. 1. Paramétrisation dipolaire.....	18
2. 7. 2. Paramétrisation de Galster.....	18
2. 7. 3. Paramétrisation de Iachello, Jackson et Lande.....	19
2. 7. 4. Paramétrisation de Gari et Krümpelmann.....	20
2. 7. 5. Paramétrisation de Mergell, Meißner et Drechsel.....	21
2. 7. 6. Paramétrisation de Platchkov.....	22
Chapitre 3: Electrodésintégration du deuton.....	23
3. 1. Section efficace	23
3. 2. Élément de matrice.....	25
3. 3. Courant électromagnétique.....	25
3. 4. Élément de matrice dans l'approximation d'impulsion.....	26
3. 5. Résultats numériques et discussions.....	27

Chapitre 4: Courants d'échange.....	30
4. 1. Invariance de Jauge.....	30
4. 2. Conséquence de la G-parité.....	31
4. 3. Contributions des courants d'échange aux éléments de matrice.....	33
4. 3. 1. Courants d'échange mésoniques.....	33
4. 3. 1. 1. Résultats numériques et discussion.....	37
4. 3. 2. Courants d'échange self invariant de Jauge.....	39
4. 3. 2. 1. Résultats numériques et discussion.....	44
Chapitre 5: Composantes $N\Delta$ et $\Delta\Delta$ dans l'électrodésintégration du deuton.....	47
5. 1. Fonction d'onde $N\Delta$	48
5. 1. 1. Potentiel de transition V^T	50
5. 1. 2. Potentiel d'interaction $V^{N\Delta}$	52
5. 2. Fonction d'onde $\Delta\Delta$	53
5. 2. 1. Potentiel de transition V^T	55
5. 2. 2. Potentiel d'interaction $V^{\Delta\Delta}$	56
5. 3. Résultats numériques et discussions.....	58
5. 4. Courants d'échange isobariques.....	60
5. 4. 1. Résultats numériques et discussion.....	63
Chapitre 6: Section efficace.....	66
Conclusion générale.....	76
Appendice A: Courants d'échange.....	78
C. 1. Courants de paire.....	78
C. 2. Courants self invariant de Jauge.....	78
Appendice B: Élément de matrice.....	79
C. 1. Contribution des courants de paire.....	79
C. 2. Contribution des Courants self invariant de Jauge.....	79
C. 3. Constantes utilisées dans les calculs numériques.....	80
Appendice C: Potentiel de transition et d'interaction	82
C. 1. Fonction de Green.....	82
C. 2. Potentiel de transition.....	83
C. 3. Potentiel d'interaction.....	83
C. 4. Opérateurs tenseurs.....	83
C. 5. Éléments réduits des matrices de transition.....	84
Références bibliographiques.....	85

Résumé

Mots clés: électrodésintégration, interaction nucléon-nucléon, deuton, courants d'échange, mésons, excitations isobariques, section efficace.

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 e-d. 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 1S_0 . 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 mutuellement 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'échange, 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 Δ ($m = 1232$ MeV). 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.

ملخص

.(NN) -

 1S_0

np

:(Self invariant de jauge)

 Δ (m = 1232 MeV)

Paris NN

.BonnQB

Introduction générale

La physique nucléaire est née à la fin du XIX^{ème} siècle par la découverte de la radioactivité. La physique nucléaire affiche aujourd'hui une ambition scientifique qui vise à comprendre de manière globale comment se construit la matière nucléaire, depuis ses constituants fondamentaux, quarks et gluons, jusqu'aux objets quantiques composites les plus complexes, comme les noyaux superlourds formés de presque 300 nucléons.

Pendant des décennies, la physique nucléaire s'est attachée à l'étude de la matière nucléaire telle qu'elle apparaît dans notre environnement, c'est-à-dire sous la forme de noyaux assez stables et proches de leur état fondamental. Désormais, la physique nucléaire étudie la matière loin de son équilibre en faisant varier trois paramètres principaux: son énergie d'excitation (densité baryonique et densité d'énergie), son spin (vitesse de rotation), et son isospin (rapport du nombre de protons au nombre de neutrons).

L'interaction forte (ou l'interaction nucléaire) correspond à la présence d'une « charge baryonique » sur chacun des systèmes impliqués dans l'interaction. Elle est portée par certaines particules élémentaires appelées baryons. Les nucléons du noyau portent ce type de charge, ils sont donc susceptibles de développer entre eux un système de forces nucléaires. C'est ce type d'interaction qui assure la cohésion du noyau. Dans l'ensemble des quatre interactions fondamentales, la "force nucléaire" est la plus intense. Son rayon d'action est très faible puisqu'il est de l'ordre du fermi ($10^{-15} m$), ce qui signifie que l'interaction nucléaire devient négligeable lorsque la distance séparant les deux systèmes est supérieure à $10^{-15} m$.

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 1S_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 1S_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'objectif de notre travail est d'apporter des nouvelles contributions des courants d'échange, mésoniques, self invariant de Jauge et isobariques, à l'étude de l'électrodésintégration du deuton. L'étude se fera en utilisant deux potentiels d'interaction nucléaire (nucléon-nucléon): potentiel de Paris [1, 2] et de BonnQB [3].

Le premier et le deuxième chapitre exposent un aspect théorique sur les propriétés électromagnétiques du deuton ainsi que la diffusion élastique électron-deuton.

Dans le troisième chapitre, après avoir préparé le terrain avec quelques rappels, qui donneront une vision claire de la signification physique de ce qui sera étudié, nous nous attaquerons à l'étude de l'électrodésintégration du deuton près du seuil dans l'approximation d'impulsion.

Les équations de continuité et de conservation qui sont une base importante dans notre étude, ainsi que les résultats expérimentaux, nous montrent que l'approximation d'impulsion n'est pas suffisante pour décrire l'électrodésintégration du deuton près du seuil et qu'il est nécessaire d'introduire d'autres corrections. Ces corrections regroupées sous le nom de courants d'échange, feront l'objet du quatrième chapitre.

Les études sur les courants d'échange sont nombreuses [4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11]. Nous les compléterons par l'introduction de nouvelles contributions, tel que celles impliquant les couplages $\rho\sigma\gamma$, $\rho\eta\gamma$, $\omega\delta\gamma$, $\delta\delta\gamma$, les courants de paire de σ , δ , η et les excitations isobariques $N\Delta$, $\Delta\Delta$, $\pi(\Delta\Delta)$, $\pi\pi\gamma(\Delta\Delta)$. La contribution $N\Delta$ a été déjà considéré dans les références [4, 5] mais avec une fonction d'onde calculée au premier ordre des perturbations en tenant compte uniquement du potentiel de transition de $N\Delta$ vers NN .

Dans le sixième chapitre, comme aboutissement à ces trois derniers chapitres, on étudiera l'influence de ces résultats obtenus sur la section efficace de l'électrodésintégration du deuton près du seuil dans le cadre de six paramétrisations du facteur de forme du nucléon [12, 13, 14, 15, 16, 17].

Chapitre 1

Propriétés électromagnétiques du deuton

Chapitre 2

Diffusion élastique électron-deuton

Chapitre 3

Electrodésintégration du deuteron

Chapitre 4

Courants d'échange

Chapitre 5

Composantes $N\Delta$ et $\Delta\Delta$ dans l'électrodésintégration du deuton

Chapitre 6

Section efficace

1. Propriétés électromagnétiques du deuton

Le noyau de deutérium ou deuton tout simplement, est le noyau atomique le plus simple. Il n'est en effet composé que d'un proton et d'un neutron. L'étude de ses propriétés (énergie de liaison, rayon quadratique moyen, facteur de forme ...etc) constitue donc un test privilégié pour la physique nucléaire et en particulier pour l'étude de l'interaction nucléon-nucléon. En principe tout modèle qui aspire à décrire les noyaux à peu de nucléons doit être testé sur le deuton.

Ces deux nucléons constituant le deuton forment un état lié de moment angulaire total $J^\pi = 1^+$ et triplet de spin $S = 1$. La faible énergie de liaison du deuton $E = 2,22456612(48) \text{ MeV}$ [18] sous entend un rayon carré moyen ($r_m = 1,975(3) \text{ fm}$ [18]) et un rayon de charge ($r_{ch} = 2,130(10) \text{ fm}$ [18]).

Au début le deuton a été considéré comme étant un état lié de moment relatif $l = 0$ et triplet de spin $S = 1$. Un tel état est à symétrie sphérique par conséquent le moment quadripolaire du deuton ne peut être que nul $Q_d = 0$. Dans ce cas, la valeur du moment dipolaire magnétique du deuton $\mu_d \approx \mu_n + \mu_p = (-1,9135 + 2,7927) \mu_N = 0,8792 \mu_N$ était satisfaisant comparé à sa valeur expérimentale $\mu_{d \text{ exp}} = 0,8574382284(94) \mu_N$ [18]. La différence qui subsiste entre les deux valeurs pouvait avoir pour cause la non contribution des courants d'échange mésonique.

Dès 1940 Rabi et ses collaborateurs ont démontré que le deuton n'est pas sphérique en mesurant le moment quadripolaire ($Q_d = 0,2859(3) \text{ fm}^2$ [18, 19]), ce qui impose l'addition d'une autre onde dans la fonction d'onde du deuton. En respectant la parité positive du deuton, donnée par $\pi = (-1)^l$, l'état permis devait être inévitablement l'état D ($l = 2$).

1. 1. Fonction d'onde du deuton

L'équation de Schrödinger, décrivant le deuton constitué d'un proton de masse m_p et d'un neutron de masse m_n , après le passage aux coordonnées du centre de masse et relatives des deux nucléons, est donnée par:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + V(\vec{r}) \right\} \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}) \quad (1. 1)$$

Où $\mu = \frac{m_p m_n}{m_p + m_n}$ - masse réduite, E - énergie de liaison du deuton, $V(\vec{r})$ - potentiel d'interaction nucléaire (nucléon-nucléon).

La solution de cette équation nous donne la fonction d'onde du deuton qui comporte deux parties: 3S_1 et 3D_1 . Ces deux parties sont normalisées par [4, 18, 20, 21, 22]:

$$\int_0^\infty \{u^2(\vec{r}) + w^2(\vec{r})\} d\vec{r} = 1 \quad (1.2)$$

Où $u(\vec{r})$ et $w(\vec{r})$ sont respectivement les fonctions d'ondes radiales réduites des états S et D du deuton

La fonction d'onde du deuton s'écrit alors en fonction de $u(\vec{r})$ et $w(\vec{r})$ [12, 21]:

$$\psi_{j=1,m} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ \frac{u(\vec{r})}{r} + \frac{1}{\sqrt{8}} S_{12}(\hat{r}) \frac{w(\vec{r})}{r} \right\} \chi_{S=1}^{m_s} \chi_{T=0}^{m_T=0} \quad (1.3)$$

Où $S_{12}(\hat{r}) = 3(\vec{\sigma}_1 \hat{r})(\vec{\sigma}_2 \hat{r}) - (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)$ - opérateur tenseur, avec $\vec{\sigma}_i$ - 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 (pourcentages) des deux états S et D du deuton sont données par [18, 23]:

$$\begin{cases} P_S = \int_0^\infty dr u^2(\vec{r}) \\ P_D = \int_0^\infty dr w^2(\vec{r}) \end{cases} \quad (1.4)$$

Le comportement asymptotique des deux fonctions $u(\vec{r})$ et $w(\vec{r})$ est déterminé lorsque $r \rightarrow \infty$ [18, 19, 20, 22, 23].

$$\begin{cases} u(\vec{r}) \rightarrow A_S e^{-\gamma \vec{r}} \\ w(\vec{r}) \rightarrow A_D e^{-\gamma \vec{r}} \left\{ 1 + \frac{3}{\gamma r} + \frac{3}{(\gamma r)^2} \right\} \end{cases} \quad (1.5)$$

Où $\gamma \approx \sqrt{2 E \mu}$ [18], A_S et A_D - facteurs de normalisation asymptotique.

On définit la quantité η_d par [18, 20, 23]:

$$\eta_d = \left[\frac{w(\vec{r})}{u(\vec{r})} \right]_{r \rightarrow \infty} = \frac{A_D}{A_S} \quad (1.6)$$

qu'on peut déterminer expérimentalement: $\eta_{d \text{ exp}} = 0,0256(4)$ [18, 24], $\eta_{dth} = 0,0259 \pm 0,0003$ [24].

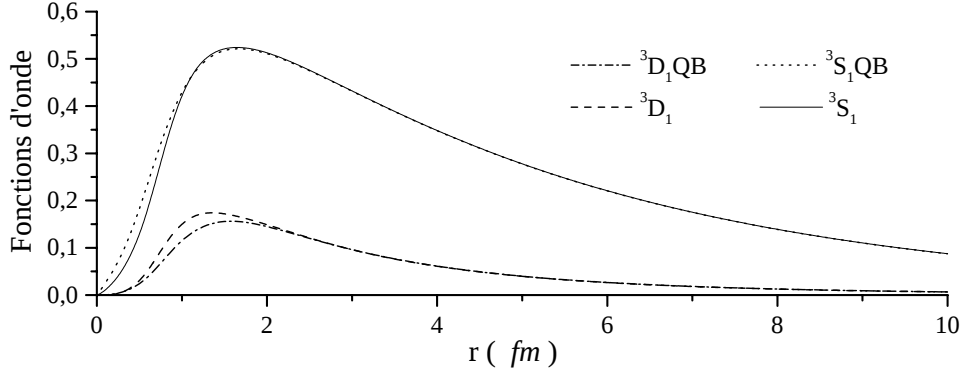


Figure 1. 1- Fonctions d'onde radiales du deuton: 3S_1 et 3D_1 dans le potentiel de Paris, 3S_1 QB et 3D_1 QB dans le potentiel de BonnQB.

1. 2. Modèles d'interaction 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 ε) 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 suffisants 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'espace de configuration [1, 2], caractérisé par une grande valeur de P_D . Dans l'espace de configuration, il est difficile de considérer 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 $\vec{P}^2$, qui prend une localité minimale dans sa partie scalaire. C'est l'un des potentiels dont les bases théoriques sont les mieux fondées. Sa partie à longue portée est décrite par l'échange d'un pion. Sa partie à moyenne portée est générée par l'échange de deux et trois pions. Sa partie à courte portée ($r < 0,8 \text{ fm}$) reste en revanche phénoménologique [1, 2].
- Potentiel de Bonn QB qui est décrit dans l'espace des moments. Il contient a priori des effets hors-couche d'énergie. Dans ce modèle, on considère la structure complète du spineur de Dirac, donc il contient les différents types de non localités dans l'interaction,

absents dans le modèle de Paris [25, 26]. Ce type de potentiel est caractérisé par une faible force tenseur.

La tendance actuelle des modèles d'interaction préfère une faible force tenseur (potentiel de Bonn QB). Une faible force tenseur semble être plus en accord avec la description de l'interaction basée sur l'échange de mésons, laquelle contient des effets de non localité supplémentaires. Cela a été discuté dans les références [25, 26], où les auteurs concluent qu'une faible force tenseur permet une meilleure description de la structure nucléaire. Ces effets de non localité ont été utilisés comme argument d'une supériorité de certains modèles d'interaction sur d'autres, surtout pour expliquer la matière nucléaire [27].

Pour mettre fin à cette polémique sur la comparaison des modèles d'interaction, il a été montré par [12] 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 [27].

1. 3. Moment magnétique et quadripolaire du deuton

Le deuton est le seul système (noyau) constitué de deux nucléons en interaction, de spin 1 et d'isospin 0. Le moment magnétique du deuton est donné en fonction du moment magnétique du proton μ_p et du neutron μ_n [18, 28, 29] par:

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

Les noyaux de spin $J \geq 1$ ont un moment électrique quadripolaire. Le moment quadripolaire mesure la déformation par rapport à la forme sphérique. Ce moment quadripolaire électrique est défini par [30]:

$$eQ = \frac{1}{4} \int d\vec{r} (3z^2 - r^2) \rho(\vec{r}) \quad (1.8)$$

Où z et r - deux coordonnées de position du nucléon, $\rho(\vec{r}) = e |\Psi_{j=1,M}|^2$ - densité de charge, $\Psi_{j=1,M}$ - fonction d'onde du deuton.

D'ou le moment quadripolaire du deuton s'écrit comme suit [18, 19, 22, 23, 28]:

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

Le rayon du deuton est donné par [18, 19, 20]:

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

1. 4. Choix du référentiel

On considère le processus de collision suivant:

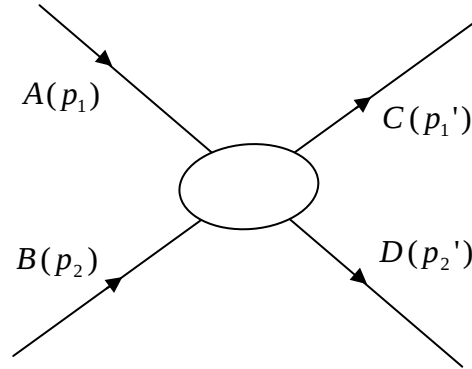


Figure 1. 2 - Processus de collision à deux corps.

$$A(p_1) + B(p_2) \rightarrow C(p_1') + D(p_2')$$

p_1 (p_2) - quadrimoment de la particule incidente A (B)

p_1' (p_2') - quadrimoment de la particule diffusée C (D)

Les variables cinématiques de Mandelstam, qui décrivent cette interaction, sont définies par:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_1' + p_2')^2 \quad (1. 11)$$

$$t = (p_1' - p_1)^2 = (p_2' - p_2)^2 \quad (1. 12)$$

$$u = (p_1 - p_2')^2 = (p_1' - p_2)^2 \quad (1. 13)$$

Ces trois variables sont reliées par:

$$s + t + u = m_1^2 + m_1'^2 + m_2^2 + m_2'^2 \quad (1. 14)$$

m_i, m_i' - masses de la particule i avant et après la collision respectivement.

Dans une interaction élastique, les particules sont conservées en genre et en nombre. Ainsi donc: $m_1 = m_1', m_2 = m_2'$. Dans ce cas on définit le repère de Breit comme suit.

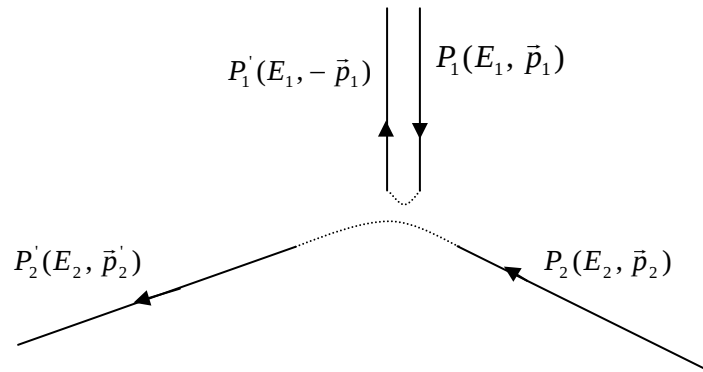


Figure 1. 3 – Diffusion élastique dans le repère de Breit.

Dans la suite de notre travail, les observables qui décrivent la diffusion élastique électron-deuton et l'électrodésintégration du deuton seront définies dans le repère de Breit. Donc, la variable Q^μ sera remplacée par le trivecteur impulsion $\vec{q}$, tel que: $\vec{q}^2 = -Q^2$.

1. 5. Approximation de Born

L'équation de Dirac dans le champ du noyau est donnée par:

$$\{\gamma^\mu (i \partial_\mu - e A_\mu) - m_e\} \psi(\vec{r}, t) = 0 \quad (1. 15)$$

A_μ - champ du deuton, γ^μ - matrice de Dirac, m_e - masse de l'électron et $\psi(\vec{r}, t)$ - fonction d'onde solution de cette équation. La constante de couplage électromagnétique α étant faible, cette fonction d'onde peut s'écrire sous la forme d'un développement perturbatif en puissance de (α):

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi_0 + \alpha \psi_1 + \alpha^2 \psi_2 + \dots + \alpha^n \psi_n \quad (1. 16)$$

Où $\alpha = \frac{e^2}{4\hbar} \approx \frac{1}{137}$ - constante de couplage du photon, ψ_0 - fonction d'onde d'un électron libre, $\psi_0 + \alpha \psi_1$ - terme qui correspond à l'échange d'un seul photon.

A l'ordre n , ce processus électromagnétique correspond à l'échange de n photons virtuels. Donc dans le champ du deuton, l'électron incident émet un ou plusieurs photons virtuels, l'approximation qui consiste à considérer qu'un seul photon est échangé, est appelée première approximation de Born. 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 $\vec{q}/2$.

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 [25]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 z^2}{16 E^2 \sin^4(\theta/2)} \quad (2. 1)$$

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 relativistes apportées à la formule de Rutherford sont essentiellement dues au spin de l'électron et aux transformations de Lorentz. La formule corrigée est donnée par la section efficace de Mott [25]:

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

Dans les deux expressions des sections efficaces précédentes, on n'a pas tenu compte du recul du noyau (considéré comme infiniment lourd) [25].

2. 1. 3. Recul du noyau

Dans l'approximation à un photon, l'électron incident n'interagit qu'une seule fois avec le nucléon-cible, en échangeant un photon virtuel. Le photon virtuel transfère au noyau un quadri-moment $q = (\vec{q}, \omega)$. Si on considère des électrons ultra-relativistes, ce qui nous permet de négliger la masse de l'électron devant son énergie, en fonction de l'énergie incidente E et l'angle de diffusion θ on écrit [25, 31]:

$$\vec{q}^2 = -q^2 = 4EE' \sin^2(\theta/2) \quad (2.3)$$

où E' est l'énergie de l'électron diffusé.

Dans le cas d'une diffusion élastique, le terme de recul s'écrit [25]:

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

M - masse du noyau cible.

L'approximation à un photon est presque exacte, ce qui simplifie l'interprétation du processus de diffusion. En fonction du moment transféré, la section efficace élastique de diffusion d'électron s'écrit [25, 31]:

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

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

Cette expression est valable pour un noyau ponctuel et sans spin [25].

2. 2. Equation de Dirac

Depuis les années 30, on sait décrire en mécanique quantique une particule ponctuelle de spin $1/2$, de masse M , relativiste. Pour cela on dispose de l'équation de Dirac qui pour une particule libre, s'écrit [21]:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - M)\psi(x) = 0 \quad (2.5)$$

Les solutions de l'équation (2. 5) s'écrivent sous la forme [21]:

$$\psi(x) = e^{ik\vec{x}} u(\vec{k}) \quad (2.6)$$

Où $\vec{k}$ - impulsion de la particule (par la suite désignera l'impulsion de l'électron) et on obtient deux couples de solutions d'énergie positive (électron) $u(\vec{k})$ et négative (positron) $v(\vec{k})$. On peut prendre comme représentation celle des spineurs de Pauli [21]:

$$\chi^1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \chi^2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Ce sont les états propres de la projection du spin σ_z . Les solutions de l'équation de Dirac (eq. 2. 5) s'écrivent dans cette base [21, 32]:

$$u(k) = \sqrt{\frac{E+M}{2E}} \begin{pmatrix} \chi \\ \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{k})}{E+M} \chi \end{pmatrix} \quad v(k) = \sqrt{\frac{E+M}{2E}} \begin{pmatrix} -\frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{k})}{E+M} \chi \\ \chi \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Nous noterons u^+ comme conjugué hermétique de u et $\bar{u} = u^+ \gamma^0$ l'adjoint de u ; γ^0 et γ^μ -matrices de Dirac.

2. 3. Diffusion d'électrons par des nucléons

Le nucléon n'est pas une particule ponctuelle. Il faut donc changer la forme du courant électromagnétique qui lui est associé dans l'expression de l'amplitude invariante. Cette amplitude doit être invariante dans les transformations de Lorentz, elle doit être un scalaire de Lorentz. Le courant électromagnétique a la forme d'un vecteur et donc le courant hadronique doit lui aussi avoir la forme d'un vecteur de Lorentz. La forme la plus générale est [21]:

$$J^\mu = e \bar{u}(p') \left\{ \gamma^\mu A + (p'^\mu + p^\mu) B + (p'^\mu - p^\mu) C \right\} u(p) \quad (2.9)$$

Avec p - quadrivecteur énergie-impulsion du nucléon.

La conservation du courant impose $q_\mu J^\mu = 0$ ce qui, dans le cas de la diffusion élastique, annule le coefficient C de l'équation (2. 9).

L'identité de Gordon permet d'écrire le courant sous la forme [21, 32]:

$$J^\mu = e \bar{u}(p') \left\{ F_1(q^2) \gamma^\mu + \frac{\kappa_v}{2M_N} F_2(q^2) i \sigma^{\mu\nu} q_\nu \right\} u(p) \quad (2.10)$$

Où $F_1(q^2)$ - facteur de forme de Dirac et $F_2(q^2)$ - celui de Pauli, M_N - masse du nucléon, κ_v - moment magnétique anormal du nucléon, p et p' notent respectivement l'impulsion du nucléon incident et diffusé, $q = p' - p$ et $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu]$.

La section efficace différentielle dans l'approximation de Born s'écrit sous la forme dite de Rosenbluth [19, 21, 33, 34, 35, 36]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \{A(q^2) + B(q^2) \tan^2(\theta/2)\} \quad (2.14)$$

Avec $A(q^2)$ et $B(q^2)$ fonctions de structure décrivant respectivement la distribution de charge et la distribution du courant dans le deuton tel que: $A(q^2) = \frac{G_E^2(q^2) + \eta G_M^2(q^2)}{1 + \eta}$,

$$B(q^2) = 2 \eta G_M^2(q^2) \text{ et } \eta = \frac{q^2}{(2M_N)^2} \quad [37].$$

Toute l'information sur la structure du noyau est contenue dans les fonctions de structure. Une telle représentation est très commode car elle sépare les termes qui dépendent de θ de ceux qui n'en dépendent pas.

En considérant la section efficace comme une fonction linéaire de $\tan^2(\theta/2)$, on peut extraire $A(q^2)$ qui en est l'ordonnée à l'origine (par des mesures à angle avant) et $B(q^2)$ la pente (mesure à angle arrière): c'est la méthode de séparation de Rosenbluth. En fait l'équation (2.14) s'applique à la diffusion élastique d'électrons sur toute particule ou noyau dans l'approximation de l'échange d'un seul photon. Elle correspond à la décomposition de la section efficace sur la polarisation du photon virtuel (une partie longitudinale et une partie transversale).

2. 4. Multipôles électromagnétiques

Pour une particule ou noyau de spin ou de forme quelconque, toute l'information électromagnétique le concernant peut être formulée dans les moments multipolaires (voir [38]). On peut également étendre cette notion aux facteurs de forme, en considérant les moments multipolaires comme des fonctions de q . Les multipôles associés à la transformée de Fourier des densités de charge et de courant sont donnés par les opérateurs [12, 13, 21, 39, 40, 41]:

➤ Multipôles électriques

$$M_{JM}(q^2) = \frac{(i)^J}{e} \int j_J(qr) y_J^M(\Omega_r) \rho(\vec{r}) d\vec{r} \quad (2.15)$$

➤ Multipôles magnétiques

$$T_{JM}(q^2) = \frac{(i)^J}{e} \int \vec{J}(\vec{r}) j_J(qr) \vec{y}_{Jj_1}^M(\Omega_r) d\vec{r} \quad (2.16)$$

avec $\rho(\vec{r})$ - densité de charge, $\vec{J}(\vec{r})$ -densité de courant dans le noyau, $j_j(qr)$ - fonction de Bessel, $y_J^M(\Omega_r)$ -harmoniques sphériques, $\vec{y}_{Jj1}^M(\Omega_r) = \sum_{m,\mu} \langle J1 M \mu | J M \rangle y_J^M(\Omega_r) e_1^\mu$ - harmoniques sphériques vectorielles [13, 40].

Avec

$$\begin{cases} e_1^+ = -\frac{1}{\sqrt{2}}(e_x + i e_y) \\ e_1^0 = e_z \\ e_1^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(e_x - i e_y) \end{cases} \quad (2.17)$$

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

$M_{JM}(q^2)/q^J \times C_{CJ}|_{q^2=0}$ - Moments statiques de charge (la charge globale, moment quadripolaire $\mu_Q, \dots$).

$T_{JM}(q^2)/q^J \times C_{MJ}|_{q^2=0}$ - Moments statiques magnétiques (moment magnétique $\mu_M, \dots$).

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 [12]:

$$\begin{cases} q = \sqrt{4\pi} M_{00}(q^2)|_{q^2=0} \\ \mu_Q = \frac{12\sqrt{5\pi}}{q^2} M_{20}(q^2)|_{q^2=0} \\ \mu_M = \frac{2\sqrt{6\pi} M_N}{iq} T_{10}(q^2)|_{q^2=0} \end{cases} \quad (2.18)$$

2. 5. Diffusion élastique d'électrons par le deuton

La diffusion d'électrons est un outil particulièrement puissant pour l'étude des noyaux et ceci pour plusieurs raisons. Premièrement, l'électron incident n'interagit que très faiblement avec le noyau cible. L'interaction électromagnétique est en effet gouvernée par la constante de couplage $\alpha = 1/137$ qui est environ deux ordres de grandeur plus petit que la force caractéristique de l'interaction forte. Le noyau étudié n'est donc pratiquement pas perturbé pendant l'interaction.

Deuxièmement, l'interaction électromagnétique est très bien connue; elle est décrite par une théorie exacte, l'électrodynamique quantique. Il n'y a donc pas d'incertitudes expérimentales liées au mécanisme de réaction.

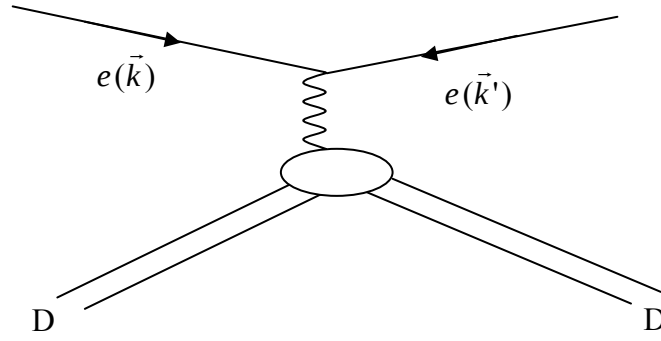


Figure 2.1 – Diffusion élastique électron-deuton (terme Born d'échange d'un photon).

La diffusion élastique électron-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 (et de parité +), il possède donc $2j+1=3$ facteurs de forme électromagnétiques [21].

2. 5. 1. Facteurs de forme électromagnétiques du deuton

Etudier les facteurs de forme revient à étudier la distribution spatiale des charges et des courants dans le noyau. Dans [12] 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 $q = 1 \text{ GeV}/c$. Ils sont ainsi sensibles à des distances aussi petites que $0,5 \text{ fm}$ [31].

Pour un noyau d'état quantique $|JM\rangle$, on a $(2j+1)$ quantités invariantes, appelées facteurs de forme électriques et magnétiques reliées à $M_{JM}(q^2)$ et $T_{JM}(q^2)$ par [12]:

$$F_E^{(L)}(q^2) = C_{CJ} \langle JJ | M_{L0}(q^2) | JJ \rangle \quad (2. 19)$$

$$F_M^{(L)}(q^2) = C_{MJ} \langle JJ | T_{L0}(q^2) | JJ \rangle \quad (2. 20)$$

Ces facteurs de forme, qui ne sont autres que la distribution de la charge et du magnétisme dans un noyau. Ils sont définis par les transformées de Fourier des densités de charge et de courant.

Pour un nucléon de spin $1/2$, on a deux facteurs de forme, $G_C(q^2)$ de charge et $G_M(q^2)$ magnétique. Le deuton, qui est du spin et de parité ($J^\pi = 1^+$), a trois facteurs de forme: de charge, quadripolaire et magnétique. Ils sont donnés par [12, 13, 21, 39]:

➤ Facteur de forme de charge

$$F_C(q^2) = \sqrt{4\pi} \langle 11 | M_{00}(q^2) | 11 \rangle \quad (2. 21)$$

➤ Facteur de forme quadripolaire

$$F_Q(q^2) = \frac{12\sqrt{5\pi}}{q^2} \langle 11 | M_{20}(q^2) | 11 \rangle \quad (2.22)$$

➤ Facteur de forme magnétique

$$F_M(q^2) = \frac{2\sqrt{6\pi}M_N}{iq} \langle 11 | T_{10}(q^2) | 11 \rangle \quad (2.23)$$

La limite statique, i. e. $q^2 \rightarrow 0$, de ces facteurs de forme correspond aux moments électromagnétiques statiques usuels [13, 21, 25, 34, 35, 36, 42], tel que: $F_C(0) = 1$ qui correspond à la charge du deuton (normalisée à e), $F_Q(0) = Q_d$ moment quadripolaire du deuton, $F_M(0) = \mu_d$ moment magnétique du deuton.

2.5.2. Sections efficaces

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:

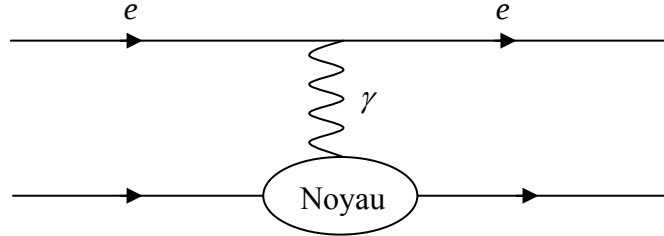


Figure 2.2 – Diffusion électron-noyau

La section efficace peut être exprimée en fonction des facteurs de forme individuels. En diffusion élastique sur un noyau de spin j , il y a $(2j+1)$ quantités invariantes. La section efficace différentielle de ce processus pour un noyau quelconque de spin $j=1$ s'écrit [12, 32, 39, 34, 35, 43, 44]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \left\{ F_C^2(q^2) + \frac{q^4}{18} F_Q^2(q^2) + \frac{q^2}{6M_N^2} [1 + 2(1+\eta)\tan^2(\theta/2)] F_M^2(q^2) \right\} \quad (2.24)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \{ A(q^2) + B(q^2)\tan^2(\theta/2) \} \quad (2.25)$$

Le deuton possède un moment cinétique total $j=1$ dans son état fondamental. Trois facteurs de forme contribuent à la section efficace élastique. Les fonctions de structure et les facteurs de forme sont reliés par les égalités suivantes [13, 21, 45]:

$$A(q^2) = F_C^2(q^2) + \frac{8}{9}\eta^2 F_Q^2(q^2) + \frac{2}{3}\eta F_M^2(q^2) \quad (2.26)$$

$$B(q^2) = \frac{4}{3}\eta(1+\eta)F_M^2(q^2) \quad (2.27)$$

2. 6. Interaction électromagnétique électron-nucléon

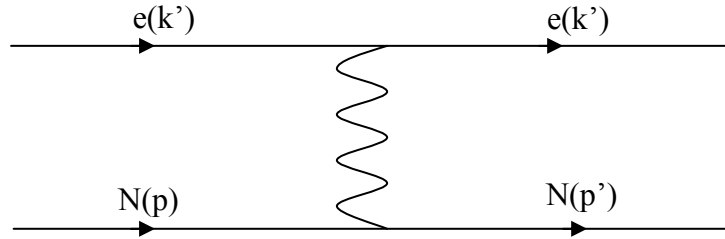


Figure 2. 3 - Diffusion électron-nucléon

Le vertex d'interaction électromagnétique photon-nucléon, qui conserve la parité P , et qui est invariant sous la conjugaison de charge C et le renversement du sens du temps T , est donné par la densité effective [12]:

$$\mathcal{L}_{em}(x) = ie \left\{ \bar{\psi}(x) \left[\left(\frac{F_1^S}{2} + \frac{F_1^V}{2} \tau^z \right) \gamma^\mu \right] \psi(x) + i \bar{\psi}(x) \left[\left(\frac{F_2^S}{2} + \frac{F_2^V}{2} \tau^z \right) \frac{\sigma^{\mu\nu}}{2M_N} \partial_\nu \right] \psi(x) \right\} A_\mu(x) \quad (2.33)$$

$\psi(x)$ - champ de Dirac d'une particule de spin $1/2$, $A_\mu(x)$ - champ électromagnétique du photon échangé de vecteur polarisation ε_μ , τ^i ($i=1,2,3$) - trois matrices de Pauli d'isospin $1/2$.

Le courant électromagnétique est défini par la matrice T , obtenue par les règles de Feynmann pour le processus considéré [28]:

$$T_{fi} = \left(\chi_{S_i}, -J^\mu \varepsilon_\mu \chi_{S_i} \right) \quad (2.34)$$

χ_{S_i} - composante du spineur de Pauli du nucléon.

En utilisant la formule précédente, le courant électromagnétique dans l'espace des quadrimoments, lequel est couplé au photon, est donné par [12, 13, 21, 46]:

$$J_{em}^\mu \varepsilon_\mu = ie \bar{u}(p') \left\{ \left(\frac{F_1^S}{2} + \frac{F_1^V}{2} \tau^z \right) \gamma^\mu - \left(\frac{F_2^S}{2} + \frac{F_2^V}{2} \tau^z \right) \frac{\sigma^{\mu\nu}}{2M_N} \partial_\nu \right\} u(p) \varepsilon_\mu \quad (2.35)$$

F_1^α et F_2^α , $\alpha = S, V$ - sont les facteurs de forme de Dirac et de Pauli, $F_{i=1,2}^{S,V}$ sont reliés aux facteurs de forme du neutron F_i^n et du proton F_i^p par [12, 22]:

➤ Facteur de forme isoscalaire

$$F_i^S = F_i^p + F_i^n \quad (2.36)$$

➤ Facteur de forme isovecteur

$$F_i^V = F_i^p - F_i^n \quad (2.37)$$

Les facteurs de forme de Dirac F_1^α et de Pauli F_2^α n'ont pas de signification physique bien claire, ils sont introduits pour permettre une écriture covariante du courant électromagnétique. Sachs a proposé deux autres facteurs de forme qui sont reliés directement aux distributions de charge et de courant du nucléon [21, 32, 46] et donnés par les deux expressions suivantes:

➤ Facteur de forme électrique

$$G_E^{S,V}(q^2) = F_1^{S,V}(q^2) - \frac{q^2}{(2M_N)^2} F_2^{S,V}(q^2) \quad (2.38)$$

➤ Facteur de forme magnétique

$$G_M^{S,V}(q^2) = F_1^{S,V}(q^2) + F_2^{S,V}(q^2) \quad (2.39)$$

Avec

$$\begin{cases} G_E^{S,V}(0) = 1 \\ G_M^S(0) = \mu_n + \mu_p = 1 + \kappa_S \\ G_M^V(0) = \mu_n - \mu_p = 1 + \kappa_V \end{cases} \quad (2.40)$$

On peut relier les facteurs de forme électriques et magnétiques du proton et du neutron à ceux de Sachs par [12]:

$$\begin{aligned} G_E^S(q^2) &= G_E^p(q^2) + G_E^n(q^2) & G_E^V(q^2) &= G_E^p(q^2) - G_E^n(q^2) \\ G_M^S(q^2) &= G_M^p(q^2) + G_M^n(q^2) & G_M^V(q^2) &= G_M^p(q^2) - G_M^n(q^2) \end{aligned}$$

Il est important de souligner que nous avons considéré que les facteurs de forme électromagnétiques du nucléon dans le deuton sont les mêmes que ceux du nucléon libre. Cette approximation est justifiée dans la mesure où l'énergie de liaison entre neutron et proton du deuton est suffisamment faible $((E_d / M_d) \approx 10^{-3})$, et où la taille du deuton est suffisamment grande devant celle des nucléons $((R_d / R_n) \approx 2,2)$ [25].

Dans l'étude de la diffusion élastique électron-deuton, seul la partie isoscalaire intervient, à cause de la valeur nulle de l'isospin du deuton. Par contre, dans l'étude de l'électrodésintégration du deuton près du seuil, dominé par l'état final 1S_0 d'isospin égal à 1, seul la partie isovecteur contribuera.

Il existe différentes paramétrisations pour les facteurs de forme des nucléons proposées par plusieurs auteurs. Nous rappelons les plus utilisées d'entre elles:

2. 7. Paramétrisations des facteurs de forme des nucléons

S'il existe un certain nombre de modèles de nucléons, à base de quarks, aucun d'entre eux n'est capable d'expliquer complètement la structure électromagnétique du proton et du neutron. Aussi certains théoriciens se sont efforcés d'en obtenir une description phénoménologique en ajustant des paramètres aux données de diffusion élastique électron-proton et électron-deuton. Ces paramétrisations ont été utilisées pour comparer nos calculs de sections efficaces $H(e, e)$ aux mesures expérimentales, dans les calculs théorique c'est surtout $G_E^p(q^2)$ qu'il importe de bien connaître car il domine la section efficace.

2. 7. 1. Paramétrisation dipolaire

La paramétrisation dipolaire est la plus ancienne et toujours l'une des plus utilisée. Elle décrit les facteurs de forme du proton et le facteur de forme magnétique du neutron sous la forme:

$$G_E^p(q^2) = \frac{G_M^p(q^2)}{\mu_p} = \frac{G_M^n(q^2)}{\mu_n} = \left(1 + \frac{q^2}{0,71(\text{GeV}/c)^2}\right)^{-2} \quad (2. 41)$$

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

Le facteur de forme de charge du neutron $G_E^n(q^2)$ est supposé nul. Cette paramétrisation est valable sur les données avec une précision de quelques dizaines de pourcents. Elle n'est pas satisfaisante au delà de $1(\text{GeV}/c)^2$.

2. 7. 2. Paramétrisation de Galster

Dans cette paramétrisation [47], le facteur de forme électrique du proton supposé connu, est donné par une forme dipolaire à un seul paramètre, (eq. 2. 41), lequel est fixé pour

reproduire les valeurs expérimentales de diffusion électron-proton. Les facteurs de forme magnétiques du proton et du neutron sont donnés par la loi d'échelle:

$$G_M^p(q^2) = \mu_p G_E^p(q^2) \qquad G_M^n(q^2) = \mu_n G_E^p(q^2)$$

Le facteur de forme électrique du neutron $G_E^n(q^2)$, qui est le moins connu, faute de cible de ce dernier, est paramétrisé pour reproduire les résultats expérimentaux de la diffusion électron-deuton [21, 25]:

$$G_E^n(q^2) = -\frac{\mu_n \eta}{1 + P \eta} G_E^p(q^2) \quad (2.42)$$

Le meilleur accord avec l'expérience donne une valeur de:

- $P = 10,7$ Pour la fonction d'onde du deuton dans le potentiel de Hamada-Johnston
- $P = 5,6$ Pour la fonction d'onde de Feshbach-Lomon.

2. 7. 3. Paramétrisation de Iachello, Jackson et Lande

C'est la première paramétrisation [48] qui tente une approche phénoménologique. Elle repose sur un modèle de dominance des mésons vecteurs (VMD) où l'on suppose que l'interaction du photon sur le nucléon se fait par l'intermédiaire d'un méson vecteur. Elle est ajustée sur les facteurs de forme isovectoriels et isoscalaires de Dirac et de Pauli, en supposant un couplage par trois mésons, le ρ isovecteur, le ω et ϕ isoscalaires.

$$F_1^S(q^2) = g_D(q^2) \left\{ (1 - \beta_\omega - \beta_\phi) + \beta_\omega \frac{m_\omega^2}{m_\omega^2 + q^2} + \beta_\phi \frac{m_\phi^2}{m_\phi^2 + q^2} \right\} \quad (2.43)$$

$$F_1^V(q^2) = g_D(q^2) \left\{ (1 - \beta_\rho) + \beta_\rho \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 + q^2} \right\} \quad (2.44)$$

$$F_2^S(q^2) = g_D(q^2) \left\{ (\kappa_S + \alpha_\phi) \frac{m_\omega^2}{m_\omega^2 + q^2} + \alpha_\phi \frac{m_\phi^2}{m_\phi^2 + q^2} \right\} \quad (2.45)$$

$$F_2^V(q^2) = g_D(q^2) \left\{ \kappa_V \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 + q^2} \right\} \quad (2.46)$$

Si on considère que le méson ρ a une largeur Γ_ρ , $m_\rho^2/(m_\rho^2 + q^2)$ sera remplacé par le propagateur de Sakurai $\frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 + q^2} \rightarrow \frac{m_\rho^2 + 8\Gamma_\rho m_\pi / \pi}{(m_\rho^2 + q^2) + (4m_\pi^2 + q^2)\Gamma_\rho \alpha(q^2)/m_\pi}$

$$\text{Où } \alpha(q^2) = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{4m_\pi^2 + q^2}{q^2}} \ln \left\{ \frac{\sqrt{4m_\pi^2 + q^2} + \sqrt{q^2}}{2m_\pi} \right\}, \quad g_D = \left(1 + \frac{q^2}{\Lambda^2} \right)^{-2}, \quad \Lambda^2 = 4(\text{GeV}/c)^2,$$

$$m_\rho = 765 \text{ MeV}, \quad m_\omega = 784 \text{ MeV}, \quad m_\pi = 138 \text{ MeV}, \quad m_\phi = 1019 \text{ MeV}, \quad \Gamma_\rho = 112 \text{ MeV}, \\ \beta_\rho = 0,677, \quad \beta_\omega = 1,102, \quad \beta_\phi = 0,112, \quad \alpha_\phi = -0,052, \quad \kappa_s = -0,12, \quad \kappa_v = 3,706.$$

Cette paramétrisation date de 1972 et est donc ajustée uniquement sur les données disponibles à cette époque. En particulier, elle ne prétend pas de décrire les facteurs de forme au dessus de $1(\text{GeV}/c)^2$ et ne possède pas une limite correcte à grand transfert de moment.

2. 7. 4. Paramétrisation de Gari et Krümpelmann

Dans cette paramétrisation les auteurs [49, 50] ont utilisé le modèle de dominance vectorielle VMD à bas transfert et QCD perturbatif à haut transfert de moment. L'étude semi-phénoménologique de Gari [50, 51], consiste à relier entre le domaine des faibles transferts de moment où le modèle de dominance vectorielle VMD donne satisfaction dans la description des facteurs de forme hadroniques, et le domaine des hauts transferts de moment qui est bien décrit par la chromodynamique quantique perturbative (PQCD). Les facteurs de forme isoscalaire et isovecteur de Dirac et de Pauli sont:

$$F_1^S(q^2) = \left\{ \frac{m_\omega^2}{m_\omega^2 + q^2} C_\omega + (1 - C_\omega) \right\} F_1(q^2) \quad (2. 47)$$

$$F_2^S(q^2) = \left\{ \frac{m_\omega^2}{m_\omega^2 + q^2} K_\omega C_\omega + (\kappa_s - K_\omega C_\omega) \right\} F_2(q^2) \quad (2. 48)$$

$$\kappa_v F_1^V(q^2) = \left\{ \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 + q^2} C_\rho + (1 - C_\rho) \right\} F_1(q^2) \quad (2. 49)$$

$$\kappa_v F_2^V(q^2) = \left\{ \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 + q^2} K_\rho C_\rho + (\kappa_v - K_\rho C_\rho) \right\} F_2(q^2) \quad (2. 50)$$

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

- A bas transfert de moments: $F_1(q^2) \approx F_2(q^2) \approx \frac{\Lambda_1^2}{\Lambda_1^2 + q^2}$ avec $\Lambda_1 \approx 0,8 \text{ GeV}$.
- Le comportement asymptotique en fonction de q^2 est décrit par:

$$F_1(q^2) \approx \left[q^2 \ln \left(\frac{q}{\Lambda_{QCD}} \right) \right]^{-2}, \quad F_2(q^2) \approx \frac{F_1(q^2)}{q^2}$$

- Dans le domaine intermédiaire, utilisé dans ce travail:

$$F_1(q^2) \approx \frac{\Lambda_1^2}{\Lambda_1^2 + \hat{q}^2} \frac{\Lambda_2^2}{\Lambda_2^2 + \hat{q}^2}$$

$$F_2(q^2) \approx \frac{\Lambda_1^2}{\Lambda_1^2 + \hat{q}^2} \left(\frac{\Lambda_2^2}{\Lambda_2^2 + \hat{q}^2} \right)^2$$

Avec

$$\hat{q}^2 = q^2 \ln \left(\frac{\Lambda_2^2 + q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right) / \ln \left(\frac{\Lambda_2^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right)$$

Avec $m_\rho = 776 \text{ MeV}$, $m_\omega = 784 \text{ MeV}$, $K_\rho = 6,62$, $K_\omega = 0,163$, $C_\rho = 0,377$, $C_\omega = 0,411$, $\Lambda_1 = 795 \text{ MeV}$, $\Lambda_2 = 2270 \text{ MeV}$, $\Lambda_{QCD} = 290 \text{ MeV}$, $\kappa_s = -0,12$, $\kappa_v = 3,706$.

2. 7. 5. Paramétrisation de Mergell, Meißneret et Drechsel

Cette paramétrisation récente [52] reprend une forme VMD avec une limite QCD correcte comme celle de Gari Krümpelmann. Elle inclut quatre mésons isovecteurs et trois mésons isoscalaires. Les paramètres libres sont les constantes de couplage (2 par méson) ainsi que le cut-off pour la transition vers QCD.

Afin de réduire le nombre effectif de degrés de liberté, Mergell, Meißneret et Drechsel ont ajouté les contraintes suivantes:

- Les limites à $q = 0$.
- L'ajustement doit reproduire les valeurs expérimentales des rayons carrés moyens.
- Les masses des mésons ω et ϕ .
- Au total il reste 5 paramètres libres.

Les facteurs de forme isoscalaires et isovecteurs de Dirac et de Pauli sont donnés par [52]:

$$F_1^S(q^2) = 2 \left(\frac{9,464}{0,611 + q^2} - \frac{9,054}{1,039 + q^2} - \frac{0,410}{2,560 + q^2} \right) \left(\ln \left(\frac{9,733 + q^2}{0,350} \right) \right)^{-2,148} \quad (2. 51)$$

$$F_2^S(q^2) = 2 \left(-\frac{1,549}{0,611 + q^2} + \frac{1,985}{1,039 + q^2} - \frac{0,436}{2,560 + q^2} \right) \left(\ln \left(\frac{9,733 + q^2}{0,350} \right) \right)^{-2,148} \quad (2. 52)$$

$$F_1^V(q^2) = 2 \left\{ \frac{1,032 \left(\ln \left(\frac{9,733 - 0,500}{0,350} \right) \right)^{2,148} + 0,088 \left(\ln \left(\frac{9,733 - 0,400}{0,350} \right) \right)^{2,148} \left(1 + \frac{q^2}{0,318} \right)^{-2}}{2 \left(1 + \frac{q^2}{0,550} \right)} - \frac{38,885}{2,103 + q^2} + \frac{425,007}{2,734 + q^2} - \frac{389,742}{2,835 + q^2} \right\} \left(\ln \left(\frac{9,733 + q^2}{0,350} \right) \right)^{-2,148} \quad (2. 53)$$

$$F_2^V(q^2) = 2 \left\{ \frac{5,782 \left(\ln \left(\frac{9,733 - 0,500}{0,350} \right) \right)^{2,148} + 0,391 \left(\ln \left(\frac{9,733 - 0,400}{0,350} \right) \right)^{2,148} \left(1 + \frac{q^2}{0,318} \right)^{-1}}{2 \left(1 + \frac{q^2}{0,536} \right)} - \frac{73,535}{2,103 + q^2} + \frac{83,211}{2,734 + q^2} - \frac{29,467}{2,835 + q^2} \right\} \left(\ln \left(\frac{9,733 + q^2}{0,350} \right) \right)^{-2,148} \quad (2.54)$$

2. 7. 6. Paramétrisation de Platchkov

Cette paramétrisation est la même que celle Galster [44] pour $G_E^p(q^2)$, $G_M^p(q^2)$, $G_M^n(q^2)$. Par contre le facteur de forme de charge du neutron $G_E^n(q^2)$ est donné par une paramétrisation à deux paramètres, fixés par les résultats récents d'une expérience de diffusion électron-deuton:

$$G_E^n(q^2) = -\frac{a\mu_n\eta}{1+b\eta} G_D(q^2) \quad (2.55)$$

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

Pour la fonction d'onde du potentiel de Paris $a = 1,25 \pm 0,13$, $b = 18,3 \pm 3,4$.

L'incertitude sur la valeur de $G_E^n(q^2)$ atteint 20% à un transfert de moment de l'ordre de 15 fm. La paramétrisation ci-dessus tient compte de certaines corrections aux calculs des facteurs de forme électromagnétiques (corrections relativistes, courants d'échange).

3. Électrodésintégration du deuton

Pour bien comprendre le deuton, il est important de connaître avec précision les propriétés des nucléons, le proton et le neutron. Si les propriétés du proton libre peuvent être facilement mesurées, le neutron, instable à l'état libre doit être étudié autrement. A partir d'une bonne connaissance théorique de la structure du deuton et du proton, on peut espérer accéder à la structure du neutron.

La façon la plus naturelle de décrire le deuton est la mécanique quantique à deux corps. Mais dans les années 70, des expériences sur l'électrodésintégration du deuton ont démontrées que cette description simpliste était insuffisante à plus petite échelle (à des distances de l'ordre du rayon quadratique moyen du proton) et qu'il fallait faire intervenir des courants d'échange de mésons entre les deux nucléons.

L'électrodésintégration du deuton près du seuil est un processus très intéressant qui illustre le comportement des nucléons utilisés dans la description des systèmes à deux nucléons aux basses énergies.

3. 1. Section efficace

Si l'étude de la diffusion élastique électron-deuton fournit des informations intéressantes sur la structure du noyau du deutérium, on peut également considérer d'autres réactions pour compléter notre compréhension de ce système à deux nucléons. Pour des énergies transférées supérieures à 2,2 MeV, le deuton se désintègre en deux nucléons, proton et neutron, selon la réaction $e + d \rightarrow \text{Système } np$ ($e + p + n$) [10, 25, 53].

Dans l'électrodésintégration du deuton près du seuil, nous prenons comme notre état initial le deuton au repos de masse M_d . Un électron incident avec une énergie ε_i et un moment $\vec{k}_i$ entre en interaction avec le deuton. Après la désintégration, l'électron est diffusé avec une énergie finale ε_f et un moment $\vec{k}_f$ et un angle θ . Le deuton est désintégré en un proton et un neutron. Dans ce cas, l'état final est dominé par la contribution de l'onde 1S_0 dont l'amplitude ne dépend pas de la direction du moment relatif de la paire (np) [54], alors que les contributions des autres états sont négligeables. Le processus de cette diffusion est représenté sur le diagramme de Feynmann (fig. 3.1).

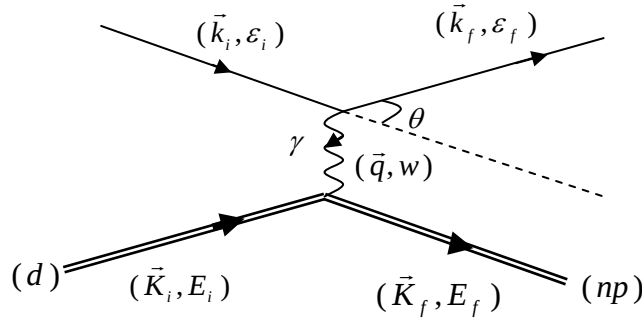


Figure 3.1 - cinématique de la réaction $d(e, e')np$. Toutes les quantités sont prises dans le repère du laboratoire.

Les quantités cinématiques de l'électrodésintégration sont calculées dans le repère du laboratoire afin d'être comparé directement aux résultats expérimentaux [55, 56]. Pour la transition à l'état final 1S_0 , seul le multipôle magnétique correspondant à $j=1$ contribue. Dans le calcul de la section efficace de l'électrodésintégration du deuteron, nous avons adopté les mêmes notations que celles utilisées dans [4] et en négligeant la masse de l'électron relativement à E_i et E_f on aura [4, 11, 13, 41]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = \frac{16}{3} \alpha^2 \frac{k_f^2}{q^2} \frac{KM}{t^2} \sin^2(\theta/2) \left\{ (\vec{k}_i - \vec{k}_f)^2 - 2\vec{k}_i \vec{k}_f \cos^2(\theta/2) \right\} \left| \langle ^1S_0 \| T_{10}(q^2) \| d \rangle \right|^2 \quad (3.1)$$

où α - constante de la structure fine, K - moment relatif du système np dans le centre de masse.

En donnant l'énergie initiale ε_i de l'électron, nous pouvons obtenir facilement les autres quantités cinématiques par conservation de l'énergie et du moment [4, 41, 53]:

$$\varepsilon_i + M_d = \varepsilon_f + \sqrt{M_{CM}^2 + k_f^2} \quad (3.2)$$

$$k_i = k_f + K \quad (3.3)$$

$$M_{CM} = M_n + M_p + E_{np} \quad (3.4)$$

$$t = -\tilde{q}^2 = |\vec{k}_i - \vec{k}_f|^2 = |E_i - E_f|^2 = 4k_i k_f \sin^2(\theta/2) \quad (3.5)$$

Où q^2 - représente le quadrimoment transféré, $E_{np} = K^2/M_N$ - énergie relative du système np (ou l'énergie dans le repère du centre de masse du système np).

En utilisant les équations précédentes on trouve que l'énergie finale de l'électron est de la forme suivante [4]:

$$\varepsilon_f = \frac{M_d}{M_d + 2\varepsilon_i \sin^2(\theta/2)} \left\{ \varepsilon_i - \frac{1}{M_d} \left(2M_N^2 + 2M_N E_{np} - \frac{M_d^2}{2} \right) \right\} \quad (3.6)$$

avec ε_f donné par l'équation (eq. 3. 6) nous aurons ainsi [4, 27]:

$$\omega = \varepsilon_f - \varepsilon_i \quad t = 4\varepsilon_i \varepsilon_f \sin^2(\theta/2) \quad \vec{q}^2 = t + \omega^2$$

Dans l'équation (3. 1) le seul terme qui ne peut pas être déterminé à l'aide des équations de conservation d'énergie et de moment est l'élément de matrice $\langle {}^1S_0 \| T_{10}(q^2) \| d \rangle$.

3. 2. Élément de matrice

L'interaction électromagnétique électron-deuton est due à l'échange d'un ou plusieurs photons. Nous ne considérons ici que le cas de l'échange d'un seul photon (approximation de Born) et nous négligeons tous les ordres supérieurs, à cause de la faible valeur de la constante de couplage $\alpha = 1/137$.

Après l'électrodésintégration du 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 1S_0 . L'opérateur de transition de l'état initial « deuton » décrit par la fonction d'onde (${}^3S_1 + {}^3D_1$) vers l'état final « système np » décrit par l'onde 1S_0 est donné par:

$$T_{10}(q^2) = \frac{1}{4\pi e} \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} (\hat{q} \wedge \vec{J})_z e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (3.7)$$

On rappelle que la densité lagrangienne $\mathcal{L}_{em}(x)$ décrivant l'interaction électromagnétique est donnée par [12, 39]:

$$\mathcal{L}_{em}(x) = ie \left\{ \bar{\psi}(x) \left[\left(\frac{F_1^S}{2} + \frac{F_1^V}{2} \tau^z \right) \gamma^\mu \right] \psi(x) + i \bar{\psi}(x) \left[\left(\frac{F_2^S}{2} + \frac{F_2^V}{2} \tau^z \right) \frac{\sigma^{\mu\nu}}{2M_N} \partial_\nu \right] \psi(x) \right\} A_\mu(x) \quad (3.8)$$

3. 3. Courant Electromagnétique

La façon la plus simple de traiter la diffusion d'électrons par le deuton est de supposer l'échange d'un seul photon virtuel entre l'électron et l'un des nucléons du deuton: c'est l'approximation d'impulsion.

Dans cette approximation, les courants d'échange sont considérés comme une correction relativiste dynamique et le vertex γNN introduit une structure de nucléon pour des nucléons indépendants; l'interaction ne se fait qu'avec un seul nucléon et l'autre est considéré comme spectateur (fig. 3. 2).

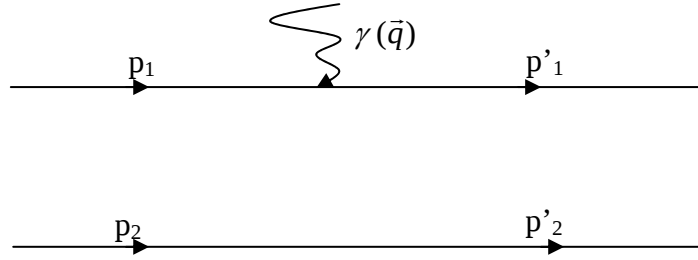


Figure 3.2 : *Approximation d'impulsion.*

Cette approximation peut être considérée comme bonne dans le cas du deuteron, étant donné que l'énergie de liaison du deuteron est petite ($E = 2,22456612(48) \text{ MeV}$) [18]. On rappelle que l'énergie de liaison est inversement proportionnelle au rayon au carré moyen du deuteron [22], donc les deux nucléons sont loin l'un de l'autre une grande partie du temps.

Le courant électromagnétique contribuant à l'électrodésintégration du deuteron dans l'approximation d'impulsion peut s'écrire:

$$J_{\mu}^{(isov)}(p_1, p'_1, p_2, p'_2) = J_{\mu}^{(1)}(p_1, p'_1) \delta(p_2 - p'_2) + 1 \leftrightarrow 2 \quad (3.9)$$

$$J_{\mu}^{(1)}(p_1, p'_1) = i e \bar{u}(p'_1) \left\{ \frac{F_1^V}{2} \tau^z \gamma^{\mu} - \frac{F_2^V}{2} \tau^z \frac{\sigma^{\mu\nu}}{2M_N} \partial_{\nu} \right\} u(p_1) \quad (3.10)$$

Pour des bas et moyen transferts de moment, on peut faire une réduction non relativiste des spineurs de Dirac. En ne considérant que les termes d'ordre le plus bas en $(1/M_N)$, les deux composantes temporelles et spatiales du courant s'écrivent [4, 12]:

$$\rho^{(isov)} = \frac{e \tau_{1z}}{2} G_E^V(q^2) + 1 \leftrightarrow 2 \quad (3.11)$$

$$J^{(isov)} = \frac{e \tau_{1z}}{4M_N} \{ G_E^V(q^2)(\vec{p}'_1 + \vec{p}_1) - i G_M^V(q^2)(\vec{q} \wedge \vec{\sigma}_1) \} + 1 \leftrightarrow 2 \quad (3.12)$$

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

3. 4. Élément de matrice dans l'approximation d'impulsion

La fonction d'onde du deuteron a deux états de moment angulaire relatif $l = 0$ (état 3S_1) et $l = 2$ (état 3D_1) est donnée par:

$$|\psi_d\rangle = |j = 1M\rangle = \sum_{l S m_l m_s} \langle 1M | l S m_l m_s \rangle |nl\rangle |l m_l\rangle |S m_s\rangle |T = 0 \ m_T = 0\rangle \quad (3.13)$$

Les valeurs de l et S sont fixées par la valeur de $j^\pi = 1^+$. Ce qui donne $l = 0, 2$ et $S = 1$. Une autre forme d'écriture de la fonction d'onde du deuton plus couramment utilisée est:

$$\begin{aligned} |\psi_d\rangle &= |1M\rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ \frac{u(r)}{r} |1M\rangle + \sum_{m_l m_s} \langle 1M | 21m_l m_s \rangle \frac{w(r)}{r} |2m_l\rangle |1m_s\rangle \right\} |00\rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ \frac{u(r)}{r} + \frac{S_{12}(\hat{r})}{\sqrt{8}} \frac{w(r)}{r} \right\} \chi_1^{m_s} |00\rangle \end{aligned} \quad (3.14)$$

L'état final de l'électrodésintégration est dominé par la contribution de l'onde 1S_0 qui est donnée par:

$$|^1S_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{u_0(r)}{r} |00\rangle |10\rangle \quad (3.15)$$

Ce qui nous donne l'élément de matrice dans l'approximation d'impulsion [4, 11, 12]:

$$\langle ^1S_0 || T_{10}^{IA}(q^2) || d \rangle = \frac{i}{\sqrt{6\pi}} \frac{G_M^V(q^2)}{2M_N} q \left\{ \int_0^\infty dr u(r) u_0(r) j_0(qr/2) - \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^\infty dr w(r) u_0(r) j_2(qr/2) \right\} \quad (3.16)$$

où $u(r)$, $w(r)$, $u_0(r)$ sont les fonctions d'onde radiales réduites des ondes 3S_1 , 3D_1 du deuton et 1S_0 du système np respectivement, $j_j(qr/2)$ - fonctions de Bessel.

3. 5. Résultats numériques et discussions

L'électrodésintégration du deuton près du seuil est un processus très intéressant qui illustre le comportement des nucléons utilisés dans la description des systèmes à deux nucléons à basse énergie. L'approximation d'impulsion a été considéré par plusieurs auteurs [4, 6, 12].

L'élément de matrice donné dans l'équation (3. 16) est représenté sur les figures (3. 3. a) et (3. 3. b) pour les deux potentiels d'interaction NN considéré dans notre travail: le potentiel de Paris et celui de BonnQB. Ceci a été fait pour six paramétrisations des facteurs de forme du neutron et du proton [12, 13, 14, 15, 16]. L'élément de matrice s'annule pour un transfert de moment $q^2 \approx 12,6 \text{ fm}^{-2}$ et $q^2 \approx 132,25 \text{ fm}^{-2}$ pour le potentiel de Paris. Dans le cas du potentiel de BonnQB l'élément de matrice s'annule pour $q^2 \approx 14,44 \text{ fm}^{-2}$ et $q^2 \approx 165,12 \text{ fm}^{-2}$ représenté par des pics sur les figures. Ceci est identique pour toutes les paramétrisations considérées.

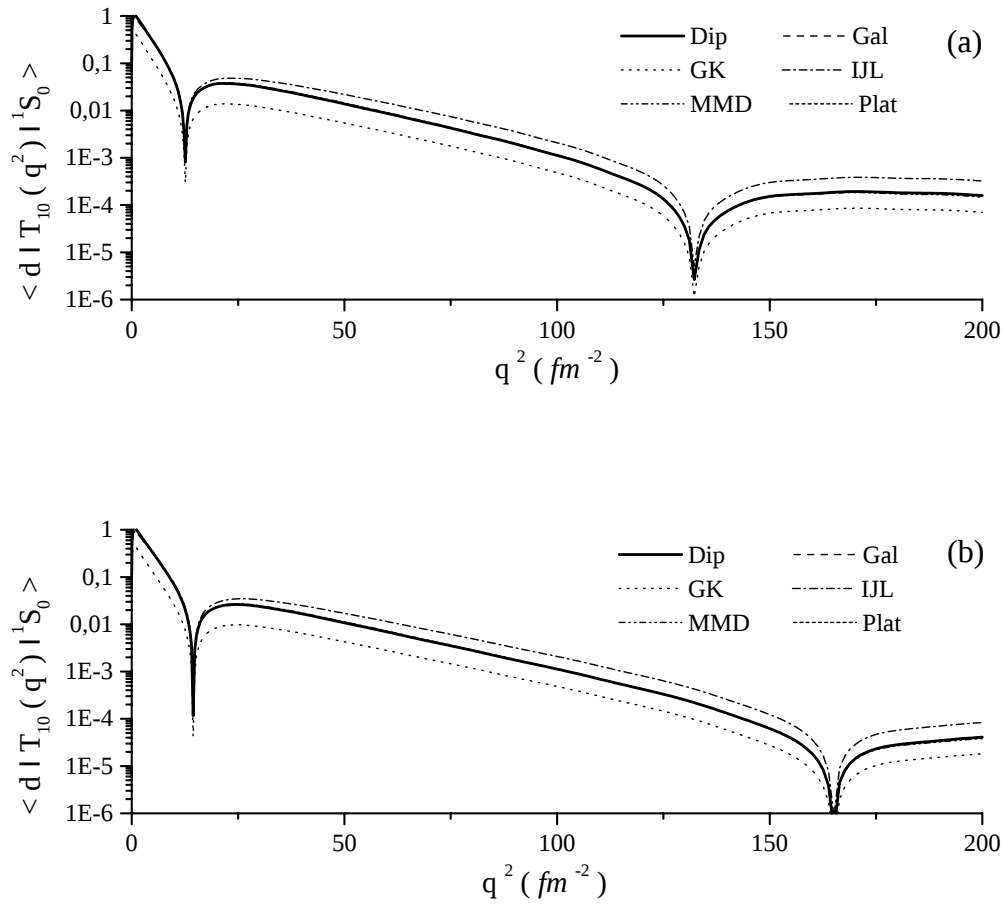


Figure 3.3 – *Éléments de matrice pour différentes paramétrisations dans l'approximation d'impulsion : (a) – Potentiel de Paris, (b) – Potentiel de Bonn QB.*

Le premier pic peut être interprété par un passage d'une force répulsive à une force attractive entre les nucléons. Tandis que le second apparaît à cause des fonctions de Bessel.

Dans chacune des deux figures on remarque l'apparition de trois courbes uniquement, ceci peut être interprété par le fait que G_E^n est très petit devant G_E^p ce qui donne un effet non observable pour les paramétrisations de Galster et Platchkov. Ce qui est valable aussi pour la paramétrisation IJL pour des transferts de moment inférieur à $q^2 \approx 12,6 \text{ fm}^{-2}$ pour le potentiel de Paris et à $q^2 \approx 14,44 \text{ fm}^{-2}$ pour le potentiel de BonnQB.

L'étude du phénomène de diffusion réside dans le calcul de la section efficace qui a été donnée par l'équation (3. 1) et représentée sur les figures (3. 4. a) et (3. 4. b).

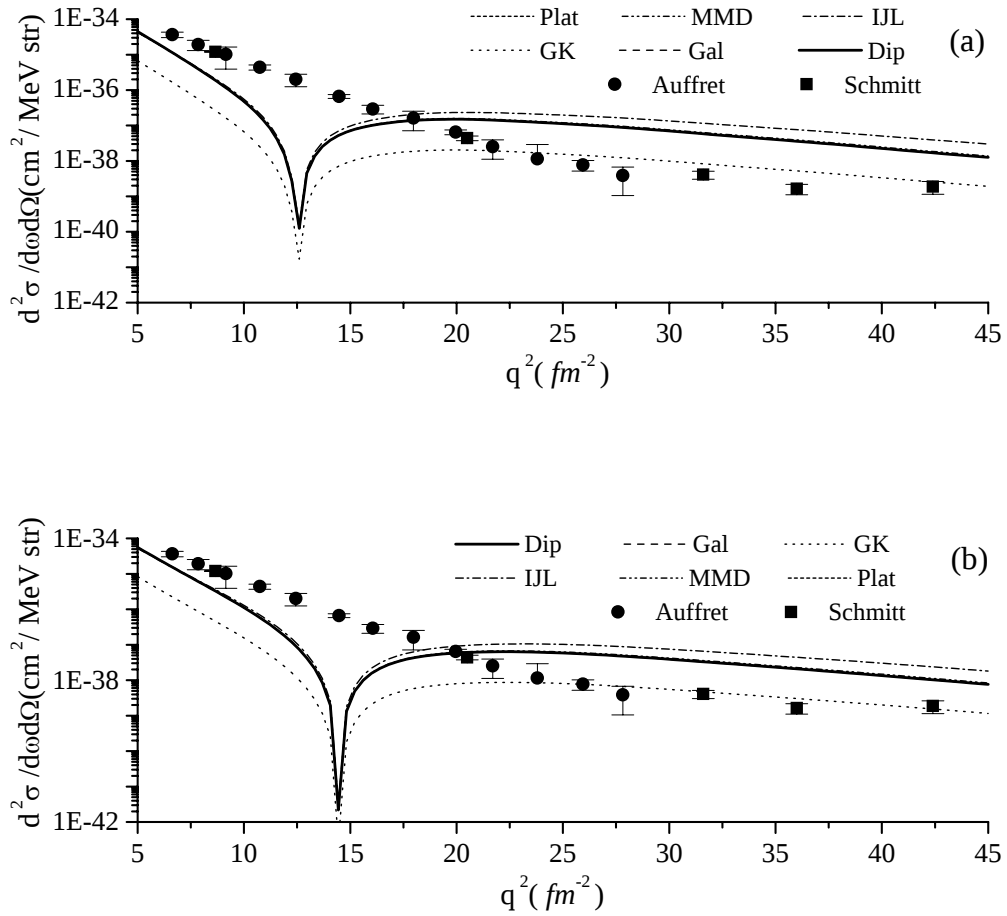


Figure 3.4 – Section efficace pour différentes paramétrisations dans l'approximation d'impulsion : (a) – Potentiel de Paris, (b) – Potentiel de BonnQB.

Le calcul de la section efficace pour l'électrodésintégration du deuteron près du seuil a été fait pour une énergie du système np dans le centre de masse $E_{np} = 1,5 \text{ MeV}$ et pour un angle de diffusion $\theta = 155^\circ$. La section efficace dans l'approximation d'impulsion est proportionnelle au carré de l'amplitude de transition $^3S_1 - ^1S_0$ et $^3D_1 - ^1S_0$. Or, ces deux amplitudes ont des signes opposés [4, 31] et s'annulent autour de $q^2 \approx 12,6 \text{ fm}^{-2}$ pour le potentiel de Paris et $q^2 \approx 14,44 \text{ fm}^{-2}$ pour le potentiel de BonnQB. Ceci est bien montré sur les figures (3.4. a) et (3.4. b). En fait le minimum qui apparaît dans l'approximation d'impulsion n'est pas présent dans les données expérimentales [55, 56]. Les effets relativistes pour l'approximation d'impulsion ont été étudiés dans [54] et il a été constaté qu'ils sont très faibles. Les sections efficaces mesurées [55, 56] (fig. (3.4. a) et (3.4. b)) sont entre 10 et 100 fois plus élevées que les sections efficaces théoriques [31]. Cette divergence entre les deux résultats nous incite à considérer les contributions des courants d'échange pour remplir ce minimum.

4. Courants d'échange

Dans le chapitre précédent, on a considéré l'approximation d'impulsion pour décrire l'électrodésintégration du deuton. Avec cette approximation, on a supposé que les deux nucléons du deuton étaient les mêmes qu'à l'état indépendant. Pour la section efficace de l'électrodésintégration du deuton, cette approximation reste insuffisante et décrit mal les résultats expérimentaux. Dans l'espoir d'obtenir une description plus complète, nous allons introduire les corrections dues à la dynamique, qui 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.

Cette idée d'échange de mésons entre les deux nucléons du deuton (degrés de liberté effectifs) remonte à 1935 lorsque Yukawa l'a proposé pour décrire l'interaction NN . L'échange du π (spin 0, isospin 1) peut expliquer l'interaction à longue et à moyenne portée, à cause de sa masse légère, ce qui n'est pas le cas à courtes portées. Pour décrire les courtes portées, il faut introduire des mésons de masse plus grande ($\rho, \omega, \sigma, \delta, \eta$), ainsi que les excitations isobariques des nucléons eux-mêmes. Ces degrés de liberté effectifs étaient utilisés dans certains potentiels (Bonn QB) et partiellement dans d'autre (Paris). Dans tous ces potentiels, cette théorie de mésons n'explique pas toute l'interaction NN . Il reste une partie qui est purement phénoménologique dans la région à courte distance.

Lors de l'électrodésintégration du deuton, d'autres degrés de liberté non contenus dans les modèles d'interaction NN , apparaissent sous forme de courants d'échange, qui viennent pour une part comme correction relativiste dynamique à l'approximation d'impulsion.

4. 1. Invariance de Jauge

Considérons une densité lagrangienne, qui ne dépend que du champ du nucléon $\psi(x)$ et de sa dérivée $\partial\psi(x)$: $\mathcal{L} = \mathcal{L}(\psi, \partial\psi, \bar{\psi}, \partial\bar{\psi})$, et est invariante sous les transformations internes de charge $U(1)$ (invariance de Jauge):

$$\begin{cases} \psi(x_\mu) \rightarrow \psi'(x_\mu) = e^{ie\lambda} \psi(x_\mu) \\ \bar{\psi}(x_\mu) \rightarrow \bar{\psi}'(x_\mu) = e^{-ie\lambda} \bar{\psi}(x_\mu) \end{cases} \quad (4. 1)$$

Où λ - constante quelconque et e la charge portée par le champ $\psi(x)$.

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

$$\partial_\mu J^\mu(x) = 0 \quad (4. 2)$$

Ce courant peut être à priori associé au courant électromagnétique. La charge totale est définie par: $Q = \int d\vec{x} \rho(x)$.

On suppose que le courant vecteur $\vec{J}(x)$ s'annule au bord de la surface qui le délimite $\left(\int_V \vec{\partial} \vec{J}(x) d\vec{x} = - \int_S \vec{n} \vec{J}(x) dS = 0 \right)$. On en déduit que: $\frac{dQ}{dt} = 0$.

Dans l'espace des moments $J^\mu(x)$ est donné par:

$$J^\mu(x) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{p} d\vec{p}' J_\mu(\vec{p}, \vec{p}') e^{i(\vec{p}' - \vec{p})\vec{x}} \quad (4.3)$$

En remplaçant $\partial_0 \rho$ par le commutateur $-[H, \rho(x)]$, l'équation de conservation du courant se réécrit:

$$(\vec{p}' - \vec{p}) \vec{J}(\vec{p}, \vec{p}') = -[H, \rho(\vec{p}, \vec{p}')] \quad (4.4)$$

H - Hamiltonien d'interaction NN , qui est la somme de l'énergie cinétique T et du potentiel à deux corps V . On considère l'approximation d'impulsion et la réduction non relativiste pour ρ et $\vec{J}$. Une partie de l'équation de conservation du courant vérifie:

$$(\vec{p}' - \vec{p}) \vec{J}^{imp}(\vec{p}, \vec{p}') = -[T, \rho^{imp}(\vec{p}, \vec{p}')] \quad (4.5)$$

Comme le commutateur $[V, \rho^{imp}(\vec{p}, \vec{p}')] n'est pas toujours nul, on doit rajouter un terme supplémentaire au courant, J_μ^{exc} , pour assurer la conservation du courant:$

$$(\vec{p}' - \vec{p}) \vec{J}^{exc}(\vec{p}, \vec{p}') = -[V, \rho^{imp}(\vec{p}, \vec{p}')] - [H, \rho^{exc}(\vec{p}, \vec{p}')] \quad (4.6)$$

Les courants d'échange (J_μ^{exc}) sont donc pour une part une conséquence directe des degrés de liberté effectifs. L'équation de continuité ne fixe pas totalement tous les courants d'échange. Des termes supplémentaires qui ont leur origine dans les termes self invariant de Jauge, peuvent apparaître.

4.2. Conséquence de la G-parité

Le courant électromagnétique J_μ se décompose en deux parties, l'une isoscalaire et l'autre isovecteur:

$$J_\mu = J_\mu^{isos} + J_\mu^{isov} \quad (4.7)$$

Le hamiltonien total est donné par:

$$H = H_{libre} + H_{st} + H_{em} \quad (4.8)$$

Où H_{st} - hamiltonien de l'interaction forte, H_{em} - hamiltonien de l'interaction électromagnétique.

En utilisant les propriétés de la symétrie du groupe d'invariance d'isospin $SU(2)$, on définit l'opérateur G -parité, donné par: $G = U_c e^{i\pi T_2}$

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

On montre facilement que H_{libre} et H_{st} , qui décrivent l'interaction NN , sont invariants sous la G -parité. Par contre, l'interaction électromagnétique viole la symétrie d'isospin. Les deux composantes isoscalaire et isovecteur du courant vérifient l'algèbre suivante:

$$[T_i, J_\mu^{isos}] = [T^2, J_\mu^{isos}] = 0 \quad (4.9)$$

$$[T_i, J_\mu^{isov(j)}] = i\epsilon_{ijk} J_\mu^{isov(k)} \quad (4.10)$$

Comme les interactions électromagnétiques et fortes sont invariantes sous la conjugaison de charge, J_μ^{isos} et J_μ^{isov} se transforment sous la G -parité en:

$$\begin{cases} G J_\mu^{isos} G^{-1} = -J_\mu^{isos} \\ G J_\mu^{isov} G^{-1} = +J_\mu^{isov} \end{cases} \quad (4.11)$$

Pour un processus donné, d'état final $|f\rangle$ et d'état initial $|i\rangle$, l'élément de matrice $\langle f | J_\mu^{isos} + J_\mu^{isov} | i \rangle$ vérifie [28]:

$$\langle f | J_\mu^{isos} + J_\mu^{isov} | i \rangle = \langle f | G^{-1} (-J_\mu^{isos} + J_\mu^{isov}) G | i \rangle \quad (4.12)$$

$$\langle 0 | J_\mu^{isos} + J_\mu^{isov} | n\pi \rangle = (-1)^n \langle 0 | -J_\mu^{isos} + J_\mu^{isov} | n\pi \rangle \quad (4.13)$$

Pour l'étude de l'électrodésintégration du deuton, on a un changement d'une unité dans l'isospin; seul l'élément de matrice de la partie isovecteur est non nul. Cette propriété de G -parité peut être étendue pour les processus de désintégration, où on peut démontrer que le processus $\omega \rightarrow \pi + \gamma$ est complètement isovecteur:

$$\begin{aligned}
\langle \omega(3\pi) | J_\mu^{isos} + J_\mu^{isov} | \pi \rangle &= \langle \omega(3\pi) | G^{-1} (-J_\mu^{isos} + J_\mu^{isov}) G | \pi \rangle \\
&= \langle \omega(3\pi) | -J_\mu^{isos} + J_\mu^{isov} | \pi \rangle \Rightarrow \langle \omega(3\pi) | J_\mu^{isos} | \pi \rangle = 0
\end{aligned}
\tag{4.14}$$

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

Dans l'électrodésintégration du deuton, l'isospin n'est pas conservé, seule la partie isovecteur de l'opérateur contribuera. Ces courants d'échange seront classés en deux catégories: courants d'échange mésoniques et excitations isobariques.

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.

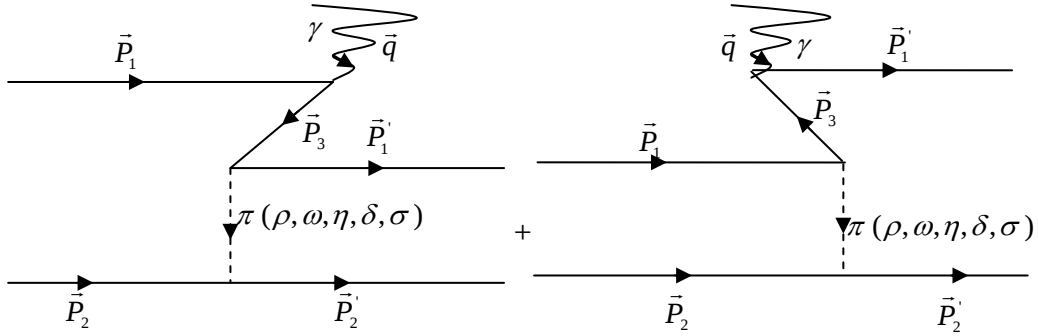


Figure 4.1 – Courants d'échange mésoniques.

La contribution des courants d'échange mésoniques a été considérée par plusieurs auteurs [4, 5, 6, 9]; mais dans toutes ces études ils n'ont pas considéré l'effet de l'ensemble des contributions des courants d'échange mésoniques sur l'électrodésintégration du deuton. Ces études ont été faites uniquement pour le potentiel de Paris. Dans [4, 5] les auteurs ont considéré la contribution du courant de paire du pion et les courants self invariant de Jauge: $\omega\pi\gamma$, $\pi\pi\gamma$, $\rho\rho\gamma$ et la contribution de $N\Delta$ avec une fonction d'onde calculée au premier ordre des perturbations en tenant compte uniquement du potentiel de transition $N\Delta$ vers NN . Dans la présente étude, nous allons essayer de les reprendre et nous rajouterons à ces contributions de nouvelles contributions: courants de paire (η , δ , σ), courants self invariant de Jauge ($\omega\delta\gamma$, $\rho\sigma\gamma$, $\rho\eta\gamma$, $\delta\delta\gamma$) et les contributions isobariques: ($N\Delta$, $\Delta\Delta$, $\pi\pi\gamma(\Delta\Delta)$, $\pi N\Delta$).

On s'attend à ce que la contribution de l'échange d'un seul π soit dominante à bas et à moyen transfert de moment, ce qui correspond aux longues et moyennes portées dans l'interaction NN . L'échange d'un ρ ou d'un ω qui sont équivalent à l'échange de (2π) ou (3π) respectivement ne contribue pas à cause du spin.

Partant des quatre matrices de Dirac [51], on peut former les courants suivants:

- $\bar{\psi}(x)1\psi(x)$: 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.
- $\bar{\psi}(x)\gamma^5\psi(x)$: courant pseudo-scalaire qui couple 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 pseudo-scalaire (couplage dérivatif).
- $\bar{\psi}(x)\sigma^{\mu\nu}\psi(x)$: 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 [6, 12, 23, 39, 57, 58]:

$$\mathcal{L}_{\pi NN}(x) = ig_{\pi NN} \bar{\psi}(x) \gamma^5 \vec{\tau} \psi(x) \vec{\phi}^\pi(x) \quad (4. 15)$$

La nature pseudoscalaire du méson π implique la présence de l'opérateur γ^5 . La matrice $\vec{\tau}$ agit sur les degrés de liberté d'isospin du nucléon et son couplage avec le champ du méson π est tel que l'isospin est conservé [13, 57].

$$\mathcal{L}_{\omega NN}(x) = ig_{\omega NN} \bar{\psi}(x) \vec{\tau} \left\{ \gamma^\mu \psi(x) - \frac{\kappa_s}{2M_N} \sigma^{\mu\nu} \psi(x) \partial_\nu \right\} \vec{\phi}_\mu^\omega(x) \quad (4. 16)$$

$\phi_\mu^\omega(x)$ - quadrivecteur qui décrit le champ de ω dont le spin est 1. La ressemblance avec le couplage du photon est à noter et κ_s est d'ailleurs parfois identifié au moment magnétique anormal isoscalaire [57].

$$\mathcal{L}_{\rho NN}(x) = ig_{\rho NN} \bar{\psi}(x) \vec{\tau} \left\{ \gamma^\mu \psi(x) - \frac{\kappa_v}{2M_N} \sigma^{\mu\nu} \psi(x) \partial_\nu \right\} \vec{\phi}_\mu^\rho(x) \quad (4. 17)$$

Le couplage est très semblable à celui de ω , excepté que la particule ρ existe dans trois états de charge tandis que κ_v varie de 3,7 (couplage faible) à 6,6 (couplage fort) [13, 57, 59].

Le méson η étant de nature pseudoscalaire implique la présence de l'opérateur γ^5 dans son couplage avec le nucléon qui est donné par:

$$\mathcal{L}_{\eta NN}(x) = ig_{\eta NN} \bar{\psi}(x) \gamma^5 \psi(x) \vec{\phi}^\eta(x) \quad (4.18)$$

Les mésons δ et σ étant de nature scalaire leur couplages avec le nucléon sont donné comme suit:

$$\mathcal{L}_{\delta NN}(x) = g_{\delta NN} \bar{\psi}(x) \vec{\tau} \psi(x) \vec{\phi}^\delta(x) \quad (4.19)$$

$$\mathcal{L}_{\sigma NN}(x) = g_{\sigma NN} \bar{\psi}(x) \psi(x) \vec{\phi}^\sigma(x) \quad (4.20)$$

$g_{\alpha NN}$ - constantes de couplage hadronique méson-nucléon. Les valeurs numériques de toutes les constantes utilisées dans nos calculs numériques sont données dans l'appendice B.

Dans le but d'obtenir une description plus complète, nous allons introduire les corrections dues à la dynamique, qui 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. Pour cela nous nous sommes proposé de prendre en compte de nouveaux courants, chose faite dans ce travail pour les courants de paire des mésons (η, δ, σ).

Pour évaluer ces courants d'échange mésoniques nous avons utilisé la fonction d'onde obtenue à partir du potentiel de Paris [1, 2] et Bonn QB [3].

Nous allons maintenant donner les expressions des densités de courant, pris aux ordres les plus bas en $1/M_N$ et en négligeant les termes non locaux.

➤ Courant de paire de η

$$\vec{J}^\eta = \frac{ie g_{\eta NN}^2}{(2M_N)^2} \frac{K_{\eta NN}^2(k_\eta^2)}{k_\eta^2 + m_\eta^2} \vec{\tau}_{1z} G_M^V(q^2) (\vec{k}_\eta \wedge \vec{q}) (\vec{\sigma}_2 \vec{k}_\eta) + 1 \leftrightarrow 2 \quad (4.21)$$

➤ Courant de paire de δ

$$\vec{J}^\delta = \frac{ie g_{\delta NN}^2}{(2M_N)^2} \frac{K_{\delta NN}^2(k_\delta^2)}{k_\delta^2 + m_\delta^2} \left\{ G_E^V(q^2) [\vec{\tau}_{2z} (\vec{\sigma}_1 \vec{q}) + (\vec{\tau}_1 \wedge \vec{\tau}_2) \vec{q}] + \vec{\tau}_{2z} \frac{G_M^V(q^2)}{(2M_N)^2} (\vec{q} \wedge \vec{k}_\delta) (\vec{\sigma}_1 \vec{q}) \right\} + 1 \leftrightarrow 2 \quad (4.22)$$

➤ Courant de paire de σ

$$\vec{J}^\sigma = \frac{ie g_{\sigma NN}^2}{(2M_N)^2} \frac{K_{\sigma NN}^2(k_\sigma^2)}{k_\sigma^2 + m_\sigma^2} \vec{\tau}_{1z} \left\{ G_E^V(q^2) (\vec{\sigma}_1 \vec{q}) + \frac{G_M^V(q^2)}{(2M_N)^2} (\vec{q} \wedge \vec{k}_\sigma) (\vec{\sigma}_1 \vec{q}) \right\} + 1 \leftrightarrow 2 \quad (4.23)$$

Le facteur de forme hadronique qui correspond au vertex méson-nucléon-nucléon est défini par la forme dipolaire suivante: $K_{\alpha NN}(k_\alpha^2) = \frac{\Lambda_\alpha^2 - m_\alpha^2}{\Lambda_\alpha^2 + k_\alpha^2}$, $\alpha \equiv \eta, \delta, \sigma$.

m_α et Λ_α - sont respectivement la masse du méson α et le cut-off du vertex méson α - nucléon-nucléon. Les valeurs numériques de ces constantes sont données dans l'appendice B.

Après avoir calculé l'opérateur de transition $T_{10}(q^2)$ pour chacune des contributions, nous avons calculé sa valeur moyenne entre l'état initial qui est celui du deuton et l'état final parfaitement décrit par l'état 1S_0 . Les expressions des éléments de matrice correspondantes aux contributions citées ci-dessus sont données par:

➤ Contribution de η

$$\begin{aligned} \langle T_{10}^\eta(q^2) \rangle = & \frac{-2i g_{\eta NN}^2}{(2M_N)^4} \frac{G_M^V(q^2)}{(2\pi)^2 \sqrt{6\pi}} \frac{q}{3} \int_0^\infty k^3 dk \left\{ k \int_0^\infty dr u(r) u_0(r) j_0(kr) [J_0^\eta(k, q) - J_2^\eta(k, q)] \right. \\ & \left. + \sqrt{2} \int_0^\infty dr w(r) u_0(r) j_2(kr) \left[k (J_0^\eta(k, q) - J_2^\eta(k, q)) + \frac{9q}{20} (J_1^\eta(k, q) - J_3^\eta(k, q)) \right] \right\} \end{aligned} \quad (4.24)$$

➤ Contribution de δ

$$\begin{aligned} \langle T_{10}^\delta(q^2) \rangle = & \frac{-i g_{\delta NN}^2}{(2M_N)^2} \frac{q}{(2\pi)^2 \sqrt{6\pi}} \int_0^\infty k^2 dk \left\{ 2G_E^V(q^2) J_0^\delta(k, q) \int_0^\infty dr u(r) u_0(r) j_0(kr) \right. \\ & \left. - \sqrt{2} \int_0^\infty dr w(r) u_0(r) j_2(kr) \left[G_E^V(q^2) J_2^\delta(k, q) - \frac{3G_M^V(q^2)}{5(2M_N)^2} k q (J_3^\delta(k, q) - J_1^\delta(k, q)) \right] \right\} \end{aligned} \quad (4.25)$$

➤ Contribution de σ

$$\begin{aligned} \langle T_{10}^\sigma(q^2) \rangle = & \frac{i g_{\sigma NN}^2}{(2M_N)^2} \frac{q}{(2\pi)^2 \sqrt{6\pi}} \int_0^\infty k^2 dk \left\{ 2G_E^V(q^2) J_0^\sigma(k, q) \int_0^\infty dr u(r) u_0(r) j_0(kr) \right. \\ & \left. - \sqrt{2} \int_0^\infty dr w(r) u_0(r) j_2(kr) \left[G_E^V(q^2) J_2^\sigma(k, q) - \frac{3G_M^V(q^2)}{5(2M_N)^2} k q (J_3^\sigma(k, q) - J_1^\sigma(k, q)) \right] \right\} \end{aligned} \quad (4.26)$$

Avec

$$J_l^\alpha(k, q) = \int_{-1}^1 dx \frac{K_{\alpha NN}^2(\vec{k}_\alpha^2)}{\left(\left(\vec{k} + \frac{\vec{q}}{2} \right)^2 + m_\alpha^2 \right)} p_l(x), \quad \alpha \equiv \sigma, \eta, \delta, \quad x = \frac{\vec{k} \cdot \vec{q}}{k q}$$

$p_l(x)$ - polynôme de legendre.

4. 3. 1. 1. Résultats numériques et discussion

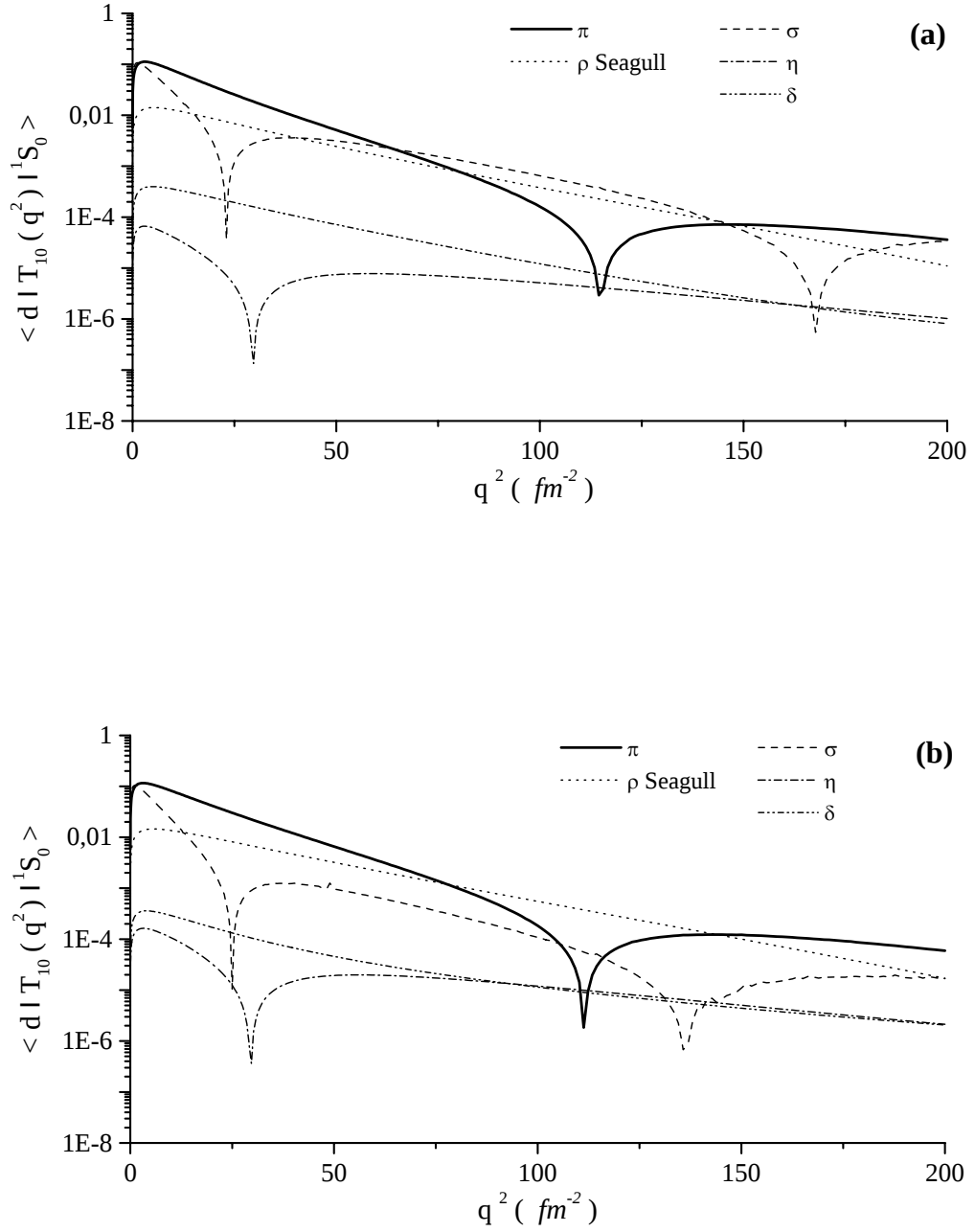


Figure 4. 2 – *Eléments de matrice pour les contributions mésoniques avec le potentiel de Paris pour les différentes paramétrisations : (a) – paramétrisation de Gari Krümpelman, (b) – paramétrisation M. M. D.*

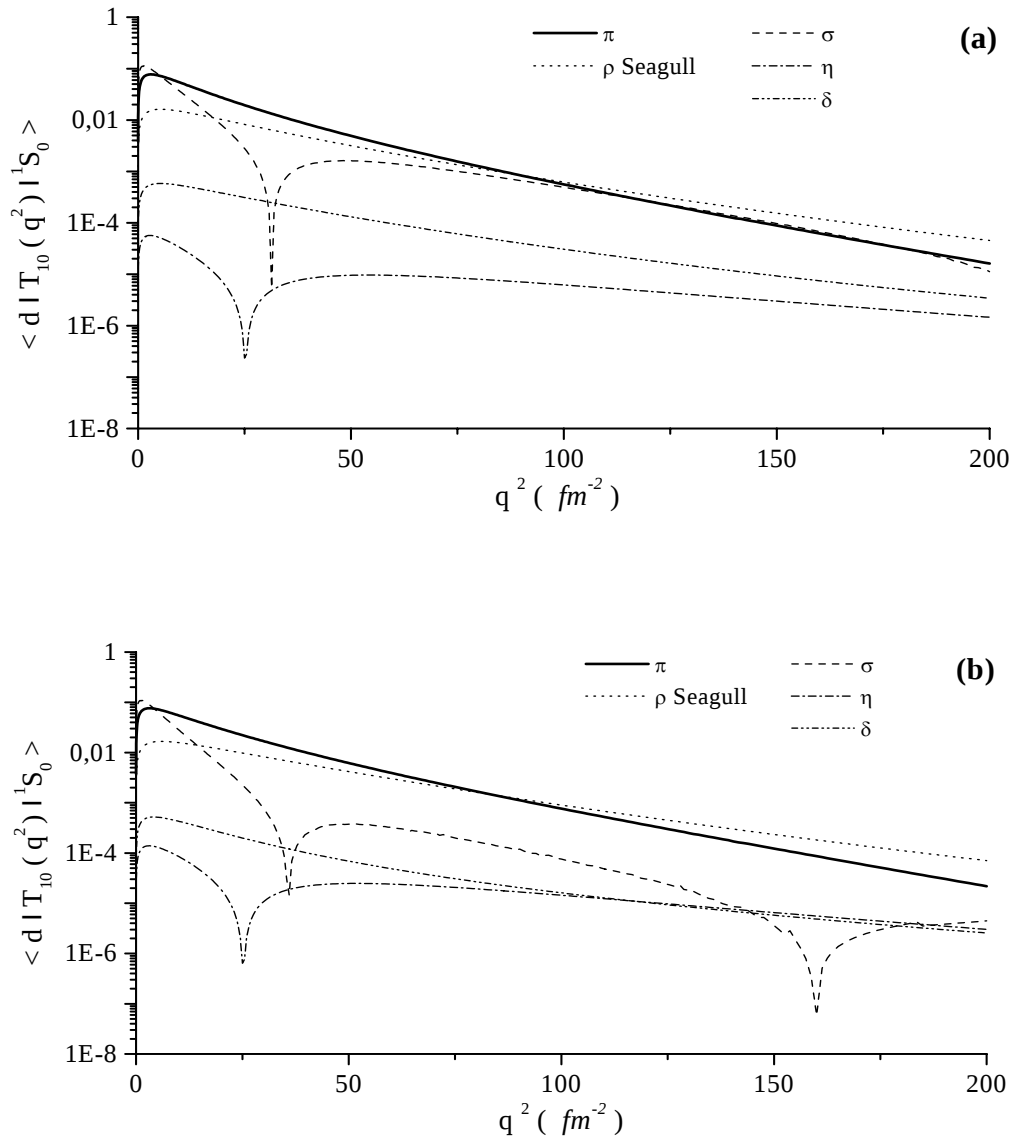


Figure 4. 3 – *Eléments de matrice pour les contributions mésoniques avec le potentiel de Bonn QB pour les différentes paramétrisations: (a) – paramétrisation de Gari Krümpelman, (b) – paramétrisation M. M. D.*

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 [60]. Des courants d'échange mésoniques ont été déjà considéré par plusieurs auteurs [4, 5, 6, 61] mais la cohérence totale entre les résultats expérimentaux et théoriques n'est toujours pas atteinte. Dans cette partie de notre travail on a considéré des nouvelles contributions, (η, δ, σ), pour lesquelles les éléments de matrice en fonction du moment transféré de l'électron vers le deuton, sont calculés pour six paramétrisations des facteurs de forme du nucléon [12, 13, 14, 15, 16] et pour les deux potentiels, Paris et BonnQB. Les résultats des éléments de matrice sont

représentés sur les figures (4. 2 et 4. 3). Nous avons considéré uniquement deux paramétrisations pour chaque type de potentiel car l'allure des courbes des différentes contributions est pratiquement la même pour l'ensemble des paramétrisations. Ces éléments de matrice vont être comparé à la contribution habituelle du pion celle qu'on prendra comme référence.

La première remarque à faire est que la contribution du courant de paire du pion reste la plus importante dans les deux types de potentiels. Néanmoins, les nouvelles contributions que nous avons considérées dans cette étude sont loin d'être négligeable. La contribution de σ concurrence celle du pion même à bas transfert de moment. Elle devient plus importante que cette dernière pour des transferts de moment élevés. A bas transfert de moment, la contribution de σ renforce les anciennes contributions (contributions du pion et de ρ -Seagull). Ceci va nous permettre d'améliorer la cohérence entre les résultats théoriques et expérimentaux. Pour un moment transféré allant de la valeur correspondant au minimum de l'élément de matrice dans l'approximation d'impulsion jusqu'à $q^2 \approx 20 \text{ fm}^{-2}$ on remarque que la contribution du pion intervient d'une manière destructive. Alors que les deux contributions η et δ même un peu faible à cause de leur masse élevés, elles améliorent la cohérence entre les résultats théoriques et expérimentaux. Ceci en contribuant dans le remplissage du minimum qui apparaît dans la section efficace calculé dans le cas de l'approximation d'impulsion. Comme les mésons η et δ ont une masse élevée par rapport a celle du pion, leurs contributions deviennent importantes pour des haut transfert de moment; ce qui correspond aux effets de moyenne et courte portée dans l'interaction NN . Pour ces transfert de moment les contributions η et δ renforcent les anciennes contributions.

4. 3. 2. courants d'échange self invariant de Jauge

L'existence de charges qui s'échangent entre les nucléons crée un courant à deux corps dont il est nécessaire de tenir compte pour satisfaire la conservation du courant « invariance de Jauge ». C'est une très forte contrainte qui permet un contrôle rigoureux des hypothèses théoriques pour l'interprétation des données expérimentales.

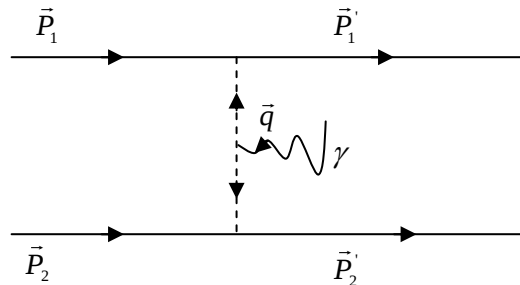


Figure 4. 4 - Courants d'échange self invariant de Jauge.

L'équation de continuité ne fixe pas totalement tous les courants d'échange. Des termes supplémentaires qui ont leurs origines dans les termes self invariant de jauge, peuvent

apparaître. Plusieurs processus isovecteurs sont possibles non contraints par l'équation de continuité: $\omega\delta\gamma$, $\rho\sigma\gamma$, $\rho\eta\gamma$, $\delta\delta\gamma$, $\omega\pi\gamma$ (fig. 4. 4).

La densité lagrangienne décrivant l'interaction $\omega\pi\gamma$ est donné par [28]:

$$\mathcal{L}_{\omega\pi\gamma}(x) = ie \frac{g_{\omega\pi\gamma}}{m_\omega} \varepsilon_{\nu\mu\rho\sigma} (\partial_\nu A_\mu(x) - \partial_\mu A_\nu(x)) \partial_\rho \phi_\sigma^\omega(x) \phi_z^\pi(x) \quad (4. 27)$$

Où A_μ , ϕ_σ^ω , ϕ_z^π sont respectivement les champs du photon, ω et du pion, $g_{\omega\pi\gamma}$ est la constante de couplage reliée à la largeur de désintégration de ω par [6, 62, 63]:

$$g_{\omega\pi\gamma}^2 = \left(\frac{4\pi}{e^2} \right) \frac{24\Gamma(\omega \rightarrow \pi\gamma)}{m_\omega} \left[1 - \left(\frac{m_\pi}{m_\omega} \right)^2 \right]^{-3} \quad (4. 28)$$

La détermination la plus récente de $\Gamma(\omega \rightarrow \pi\gamma) = 852 \pm 52 \text{ KeV}$ [28] qui donne la valeur de $g_{\omega\pi\gamma} = 1,98 \pm 0,06$.

L'autre processus isovecteur, dicté par la G -parité est désigné par le vertex $\rho\sigma\gamma$. On fait remarquer que ce processus fait appel à la particule effective σ état corrélé de 2π dans l'état S ($l=0$). Le lagrangien qui décrit cette interaction prend la forme:

$$\mathcal{L}_{\rho\sigma\gamma}(x) = ie \frac{g_{\rho\sigma\gamma}}{m_\omega} (\partial_\nu A_\mu(x) - \partial_\mu A_\nu(x)) \phi_\mu^\rho(x) \partial_\nu \phi^\sigma(x) \quad (4. 29)$$

$\phi^\rho(x)$, $\phi^\sigma(x)$ sont respectivement les champs des mésons ρ et σ .

La constante de couplage $g_{\rho\sigma\gamma}$ n'est pas connue expérimentalement. Aucune valeur ne lui est prédite. Cependant, on choisi $g_{\rho\sigma\gamma}$ égale à $g_{\omega\sigma\gamma} = 0,58$ ayant comme justification la similitude entre les deux couplages.

Suivant la même procédure que pour le couplage $\rho\sigma\gamma$, on donne le Lagrangien qui décrit l'interaction $\omega\delta\gamma$ d'une manière analogue au lagrangien qui décrit le couplage $\rho\sigma\gamma$.

$$\mathcal{L}_{\omega\delta\gamma}(x) = ie \frac{g_{\omega\delta\gamma}}{m_\omega} (\partial_\nu A_\mu(x) - \partial_\mu A_\nu(x)) \phi_\mu^\omega(x) \partial_\nu \phi^\delta(x) \quad (4. 30)$$

$\phi^\omega(x)$, $\phi^\delta(x)$ sont respectivement les champs des mésons ω et δ , $g_{\omega\delta\gamma}$ est la constante de couplage de l'interaction $\omega\delta\gamma$. La largeur de désintégration $\Gamma(\omega \rightarrow \delta\gamma)$ n'est pas connue expérimentalement. Aucune valeur n'est prédite pour $g_{\omega\delta\gamma}$. Cependant, on choisi $g_{\omega\delta\gamma}$ égale à $g_{\omega\sigma\gamma} \approx g_{\rho\pi\gamma} = 0,58$ ayant comme justification la similitude entre les deux couplages.

Suivant la même procédure que pour le couplage $\omega\pi\gamma$, on donne le lagrangien qui décrit l'interaction $\rho\eta\gamma$ d'une manière analogue au lagrangien qui décrit le couplage $\omega\pi\gamma$.

$$\mathcal{L}_{\rho\eta\gamma}(x) = i e \frac{g_{\rho\eta\gamma}}{m_\rho} \varepsilon_{\nu\mu\delta\sigma} (\partial_\nu A_\mu(x) - \partial_\mu A_\nu(x)) \partial_\delta \phi_\sigma^\rho(x) \phi_z^\eta(x) \quad (4.31)$$

$A_\mu(x)$, $\phi_\sigma^\rho(x)$ et $\phi_z^\eta(x)$ sont respectivement les champs du photon, ρ et η , $g_{\rho\eta\gamma}$ est la constante de couplage d'interaction $\rho\eta\gamma$. La détermination la plus récente de la largeur de désintégration $\Gamma(\rho \rightarrow \eta\gamma) = 36,048$ [64] qui donne la valeur de $g_{\rho\eta\gamma} = 0,758$

Comme dans le cas de l'interaction γNN où l'interaction électromagnétique est défini par la condition du « couplage minimal »: $\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu - i q A_\mu$.

$$\mathcal{L}(x) = i q \bar{\psi}(x) \partial_\mu \psi(x) A_\mu(x) \quad (4.32)$$

On fait la même chose avec l'interaction $\gamma\pi\pi$. La densité lagrangienne du champ de pion libre est défini par:

$$\mathcal{L}_{\pi\pi}(x) = -\frac{1}{2} \sum_r \left[(\partial_\mu \phi_r(x))^2 + m_\pi^2 \phi_r^2(x) \right] \quad (4.33)$$

Où r - indice cartésien du champ de $\pi \equiv x, y, z$.

Il est plus convenable d'écrire ϕ_x , ϕ_y et ϕ_z en fonction de ϕ_+ , ϕ_- et ϕ_0 ; les composantes standard d'un tenseur de rang 1, défini par:

$$\begin{cases} \phi_+ = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_x + i\phi_y) \\ \phi_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_x - i\phi_y) \\ \phi_0 = \phi_z \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \partial_\mu \phi_+ \rightarrow \partial_\mu \phi_+ + i e A_\mu \phi_+ \\ \partial_\mu \phi_- \rightarrow \partial_\mu \phi_- - i e A_\mu \phi_- \\ \partial_\mu \phi_0 \rightarrow \partial_\mu \phi_0 \end{cases} \quad (4.34)$$

Donc la substitution de ∂_μ dans $\mathcal{L}_{\pi\pi}(x)$ par la condition du couplage minimal: $\partial_\mu \phi_\mu \rightarrow \partial_\mu \phi_\mu - i e \varepsilon_{rsz} \phi_s A_\mu$ donne l'interaction du γ avec le pion défini par la densité lagrangienne [6]:

$$\mathcal{L}_{\gamma\pi\pi}(x) = i e \varepsilon_{rsz} \left\{ (\partial_\mu \phi_r(x)) \phi_s(x) - \phi_r(x) (\partial_\mu \phi_s(x)) \right\} A_\mu(x) \quad (4.35)$$

Suivant la même procédure que pour le couplage $\gamma\pi\pi$, on donne la densité lagrangienne qui décrit l'interaction $\gamma\delta\delta$ d'une manière analogue au lagrangien qui décrit le couplage $\gamma\pi\pi$.

$$\mathcal{L}_{\gamma\delta\delta}(x) = ie\epsilon_{rsz} \left\{ (\partial_\mu \phi_r(x)) \phi_s(x) - \phi_r(x) (\partial_\mu \phi_s(x)) \right\} A_\mu(x) \quad (4.36)$$

Aux courants d'échange mésoniques nous avons considéré d'autres courants qui sont les courants self invariant de Jauge dont leurs expressions sont données par:

➤ Courant $\omega\delta\gamma$

$$\begin{aligned} \bar{J}^{\omega\delta\gamma} = & \frac{2ig_{\omega NN}g_{\delta NN}g_{\omega\delta\gamma}}{(2M_N)} \frac{K_{\omega NN}(k_\omega^2)K_{\delta NN}(k_\delta^2)}{(k_\omega^2 + m_\omega^2)(k_\delta^2 + m_\delta^2)} \frac{K_{\omega\delta\gamma}(q^2)}{m_\omega} \bar{\tau}_{2z}(1 + \kappa_s) \\ & \left\{ (\bar{q}\bar{k}_\delta)(\vec{\sigma}_1 \wedge \vec{k}_\omega) + [\vec{\sigma}_1(\bar{q} \wedge \vec{k})] \vec{k}_\delta \right\} + 1 \leftrightarrow 2 \end{aligned} \quad (4.37)$$

➤ Courant $\rho\sigma\gamma$

$$\begin{aligned} \bar{J}^{\rho\sigma\gamma} = & \frac{2ig_{\rho NN}g_{\sigma NN}g_{\rho\sigma\gamma}}{(2M_N)} \frac{K_{\rho NN}(k_\rho^2)K_{\sigma NN}(k_\sigma^2)}{(k_\rho^2 + m_\rho^2)(k_\sigma^2 + m_\sigma^2)} \frac{K_{\rho\sigma\gamma}(q^2)}{m_\rho} \bar{\tau}_{1z}(1 + \kappa_v) \\ & \left\{ (\bar{q}\bar{k}_\sigma)(\vec{\sigma}_1 \wedge \vec{k}_\rho) + [\vec{\sigma}_1(\bar{q} \wedge \vec{k})] \vec{k}_\sigma \right\} + 1 \leftrightarrow 2 \end{aligned} \quad (4.38)$$

➤ Courant $\rho\eta\gamma$

$$\bar{J}^{\rho\eta\gamma} = \frac{-ieg_{\rho NN}g_{\eta NN}g_{\rho\eta\gamma}}{(2M_N)} \frac{K_{\rho NN}(k_\rho^2)K_{\eta NN}(k_\eta^2)}{(k_\rho^2 + m_\rho^2)(k_\eta^2 + m_\eta^2)} \frac{K_{\rho\eta\gamma}(q^2)}{m_\rho} \bar{\tau}_{1z}(\bar{q} \wedge \vec{k})(\vec{\sigma}_2 \wedge \vec{k}_\eta) + 1 \leftrightarrow 2 \quad (4.39)$$

➤ Courant $\delta\delta\gamma$

$$\begin{aligned} \bar{J}^{\delta\delta\gamma} = & 2ieg_{\delta NN}^2 \frac{K_{\delta NN} \left[\left(\frac{q}{2} - k \right)^2 \right] K_{\delta NN} \left[\left(\frac{q}{2} + k \right)^2 \right]}{\left[\left(\frac{q}{2} - k \right)^2 + m_\delta^2 \right] \left[\left(\frac{q}{2} + k \right)^2 + m_\delta^2 \right]} (\vec{\tau}_1 \wedge \vec{\tau}_2)_z \vec{k} \\ & \left\{ 1 + \frac{1}{2(2M_N)} \left(\frac{q^2}{4} + k^2 \right) + \frac{1}{16(2M_N)^4} \left(\frac{q}{2} - k \right)^2 \left(\frac{q}{2} + k \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (4.40)$$

Le facteur de forme électromagnétique décrivant le vertex gamma-méson-méson, utilisé dans nos calculs, est donné par: $K_{\omega\pi\gamma}(q^2) = K_{\omega\delta\gamma}(q^2) = K_{\rho\sigma\gamma}(q^2) = K_{\rho\eta\gamma}(q^2) = \left(1 + \frac{q^2}{m_\omega^2} \right)^{-1}$

Après avoir calculé l'opérateur de transition $T_{10}(q^2)$ et déterminé sa valeur moyenne on a obtenu les expressions des éléments de matrice correspondant à chacune des contributions précédentes:

➤ Contribution de $\omega\delta\gamma$

$$\begin{aligned} \langle T_{10}^{\omega\delta\gamma}(q^2) \rangle = & \frac{-2i g_{\omega NN} g_{\delta NN} g_{\omega\delta\gamma}}{(2M_N)} \frac{K_{\omega\delta\gamma}(q^2)}{m_\omega} \frac{q(1+\kappa_s)}{(2\pi)^2 \sqrt{6\pi}} \int_0^\infty k^2 dk \\ & \left\{ \int_0^\infty dr u(r) u_0(r) j_0(kr) \left(2k^2 J_2^{\omega\delta\gamma}(k, q) - \frac{q^2}{2} J_0^{\omega\delta\gamma}(k, q) \right) + \sqrt{2} \int_0^\infty dr w(r) u_0(r) j_2(kr) \right. \\ & \left. \left[\left(\frac{q^2}{4} - k^2 \right) J_2^{\omega\delta\gamma}(k, q) + \frac{3kq}{10} (J_3^{\omega\delta\gamma}(k, q) - J_1^{\omega\delta\gamma}(k, q)) \right] \right\} \quad (4.41) \end{aligned}$$

➤ Contribution de $\rho\sigma\gamma$

$$\begin{aligned} \langle T_{10}^{\rho\sigma\gamma}(q^2) \rangle = & \frac{-i g_{\rho NN} g_{\sigma NN} g_{\rho\sigma\gamma}}{(2M_N)} \frac{K_{\rho\sigma\gamma}(q^2)}{m_\rho} \frac{q(1+\kappa_v)}{(2\pi)^2 \sqrt{6\pi}} \int_0^\infty k^2 dk \\ & \left\{ \int_0^\infty dr u(r) u_0(r) j_0(kr) \left(2k^2 J_2^{\rho\sigma\gamma}(k, q) - \frac{q^2}{2} J_0^{\rho\sigma\gamma}(k, q) \right) + \sqrt{2} \int_0^\infty dr w(r) u_0(r) j_2(kr) \right. \\ & \left. \left[\left(\frac{q^2}{4} - k^2 \right) J_2^{\rho\sigma\gamma}(k, q) + \frac{3kq}{10} (J_3^{\rho\sigma\gamma}(k, q) - J_1^{\rho\sigma\gamma}(k, q)) \right] \right\} \quad (4.42) \end{aligned}$$

➤ Contribution de $\rho\eta\gamma$

$$\begin{aligned} \langle T_{10}^{\rho\eta\gamma}(q^2) \rangle = & \frac{-2i g_{\rho NN} g_{\eta NN} g_{\rho\eta\gamma}}{(2M_N)(2\pi)^2 \sqrt{6\pi}} \frac{K_{\rho\eta\gamma}(q^2)}{m_\rho} \frac{q}{3} \int_0^\infty k^3 dk \\ & \left\{ k \int_0^\infty dr u(r) u_0(r) j_0(kr) (J_0^{\rho\eta\gamma}(k, q) - J_2^{\rho\eta\gamma}(k, q)) + \sqrt{2} \int_0^\infty dr w(r) u_0(r) j_2(kr) \right. \\ & \left. \left[k (J_0^{\rho\eta\gamma}(k, q) - J_2^{\rho\eta\gamma}(k, q)) + \frac{9q}{20} (J_1^{\rho\eta\gamma}(k, q) - J_3^{\rho\eta\gamma}(k, q)) \right] \right\} \quad (4.43) \end{aligned}$$

Avec

$$J_l^{\alpha\beta\gamma}(k, q) = \int_{-1}^1 dx \frac{K_{\alpha NN}(\vec{k}_\alpha^2) K_{\beta NN}(\vec{k}_\beta^2)}{(\vec{k}_\alpha^2 + m_\alpha^2)(\vec{k}_\beta^2 + m_\beta^2)} p_l(x), \quad \alpha \equiv \sigma, \eta, \delta, \quad x = \frac{\vec{k} \cdot \vec{q}}{kq}$$

4. 3. 2. 1. Résultats numériques et discussions

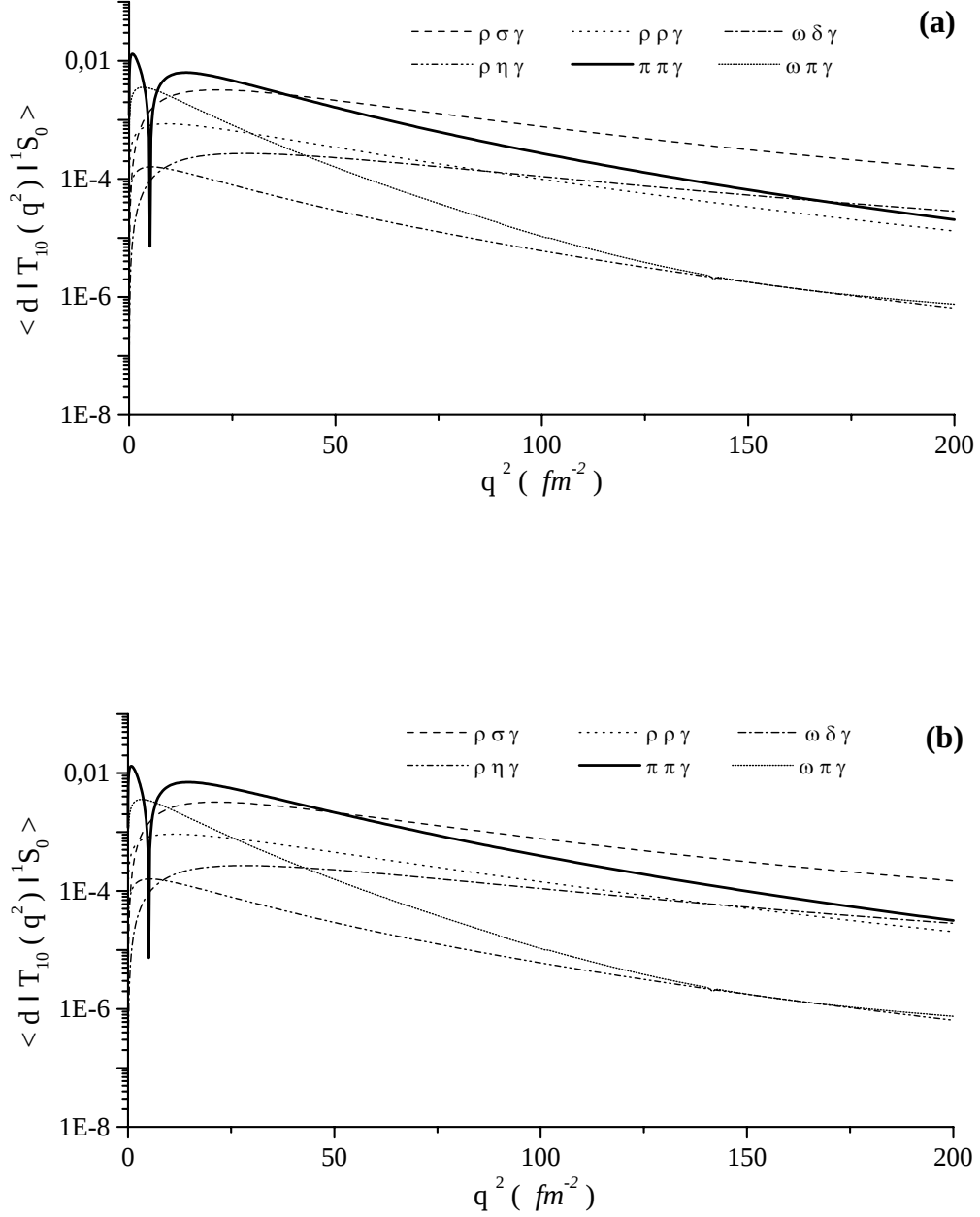


Figure 4. 5 – *Eléments de matrice pour les contributions self invariant de Jauge avec le potentiel de Paris pour les différentes paramétrisations : (a) – paramétrisation de Gari Krümpelmann, (b) – paramétrisation M. M. D.*

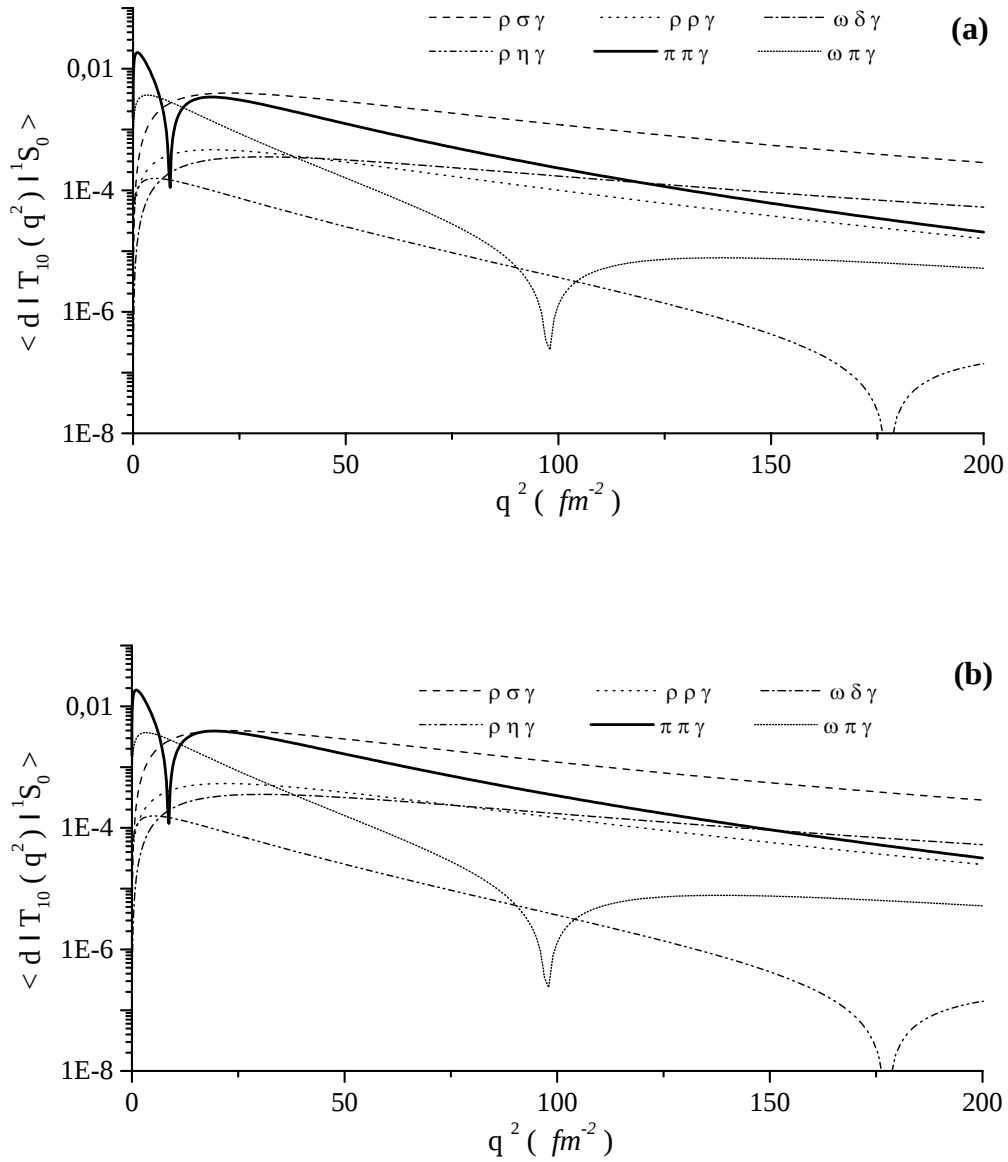


Figure 4. 6 – *Eléments de matrice pour les contributions self invariant de Jauge avec le potentiel de Bonn QB pour les différentes paramétrisations : (a) – paramétrisation de Gari Krümpelmann, (b) – paramétrisation M. M. D.*

Lors des calculs des courants d'échange self invariant de Jauge on a considéré la contribution $\delta\delta\gamma$ et qui n'apparaît pas sur les figures précédentes. Ceci est dû au faite que sa contribution, élément de matrice qui lui correspond, est nulle à cause du spin (eq. 4. 40).

Les figures (4. 5) et (4. 6) représentent les éléments de matrice dus aux contributions des courants self invariant de Jauge $\omega\delta\gamma$, $\rho\sigma\gamma$, $\rho\eta\gamma$ nouvellement considérés dans cette étude pour deux paramétrisations: M. M. D. et Gari Krümpelmann, comparés aux anciennes contributions $\pi\pi\gamma$, $\omega\pi\gamma$ et $\rho\rho\gamma$ qui ont été déjà considérées par d'autres auteurs [4, 5].

Pour des transferts de moment allant jusqu'à $q^2 \approx 12,6 \text{ fm}^{-2}$ pour le potentiel Paris et $q^2 \approx 14,44 \text{ fm}^{-2}$ pour le potentiel de BonnQB, la contribution $\rho\sigma\gamma$ renforce les anciennes contributions (courant de paire du pion, $\pi\pi\gamma$, $\omega\pi\gamma$ et $\rho\rho\gamma$). Cette contribution devient plus importante que ces dernières pour des transfert de moment supérieur à 40 fm^{-2} pour le potentiel de Paris et pour des bas transferts de moment pour le potentiel de BonnQB. Ceci va nous permettre de nous rapprocher plus des résultats expérimentaux, ce qui donne une meilleure description de l'électrodésintégration du deuton dans ce domaine de moment transférer.

Pour un transfert de moment allant de minimum de l'élément de matrice dans l'approximation d'impulsion jusqu'à $q^2 \approx 20 \text{ fm}^{-2}$, on trouve que toutes les anciennes contributions interviennent d'une manière destructive. Les deux contributions $\rho\eta\gamma$ et $\omega\delta\gamma$ même un peu faible améliorent la cohérence entre les résultats théoriques et expérimentaux. Ceci en contribuant dans le remplissage du minimum que apparaît dans la section efficace de l'électrodésintégration du deuton dans l'approximation d'impulsion. A cause des masses élevées des particules ρ , ω et δ , les contributions $\rho\sigma\gamma$, $\rho\eta\gamma$ et $\omega\delta\gamma$ ne deviennent importantes qu'à des transferts de moment élevés; ce qui correspond aux effets de courte portés dans l'interaction NN .

La discussion est faite pour la paramétrisation MMD, mais elle reste valable pour l'ensemble des autres paramétrisations sauf pour la paramétrisation de Gari Krümpelmann où il faut remplacé uniquement $q^2 \approx 20 \text{ fm}^{-2}$ par $q^2 \approx 22,5 \text{ fm}^{-2}$. On remarque aussi que la position des pics, éléments de matrice changent de signe, change avec la paramétrisation considérée et avec le type de potentiel utilisé.

5. Composantes $N\Delta$ et $\Delta\Delta$ dans l'électrodésintégration du deuton

Depuis quelques années, il y a un développement important de l'étude des réactions nucléaires avec des particules de plusieurs centaines de MeV . On ne peut pas parler du nucléon sans avoir à faire à ses états excités. Pour le deuton par exemple, qui est l'objet de notre étude, la description naïve de l'approximation d'impulsion qui le considère comme étant constitué seulement d'un proton et d'un neutron, est dépassée par l'inclusion de mésons qui est indispensable pour relier les deux nucléons dans le deuton. Et lorsqu'on sonde cet objet à des énergies très élevées, des degrés de liberté non nucléoniques apparaissent qui représentent en fait les états excités du nucléon, dont le premier, dans le spectre d'énergie de ce dernier est la résonance Δ . Lorsque les deux nucléons sont proche l'un de l'autre, ils se polarisent mutuellement et s'excitent vers des états d'énergie supérieure ce qui donne l'apparition de la résonance Δ . Ce baryon a reçu une attention particulière par les théoriciens pour sa forte probabilité de présence dans les noyaux et en particulier dans le deuton, comparée aux autres excitations d'énergies plus élevées.

Lors de l'électrodésintégration du deuton, ces degrés de liberté apparaissent. Ils donnent lieu à de nouveaux courants d'échange, à priori nécessaires pour satisfaire la conservation du courant électromagnétique (équation de continuité). Si on se limite à l'étude de l'électrodésintégration du deuton à bas et à moyen transfert de moment, ces courants d'échange se résument essentiellement à ceux dû aux excitations de résonance $\Delta(1232)$. Cette dernière peut être importante parceque la résonance Δ dans un modèle de quarks, constituant simple, n'est rien d'autre qu'un nucléon dont l'un des quarks a subi un retournement à la fois de son spin et de son isospin [61]. Les autres excitations, d'énergie plus élevée ont un effet réduit à cause de leur faible probabilité de présence dans le deuton. Elles pourraient contribuer à des transferts de moment plus élevés (quelque GeV/c). Les contributions que nous allons considérer dans notre travail sont: $N\Delta$, $\Delta\Delta$, $\pi(\Delta\Delta)$ et $\pi\pi\gamma(\Delta\Delta)$. Ces contributions sont représentées par les diagrammes de Feynmann de la figure ci-dessous (fig. 5. 1). Afin de pouvoir calculer les éléments de matrice correspondant aux opérateurs de transition entre l'état initial qui est celui du deuton vers l'état final qui est soit l'état $N\Delta$ ou $\Delta\Delta$ il faut déterminer les fonctions d'onde correspondantes aux états $N\Delta$ et $\Delta\Delta$. La détermination de ces fonctions d'onde a été déjà faite par [5, 53, 61] au premier ordre des perturbations, en considérant uniquement le potentiel de transition. Par contre dans notre travail nous allons prendre en considération en plus du potentiel de transition, le potentiel d'interaction entre le nucléon et la résonance Δ d'une part et entre Δ et Δ d'autre part.

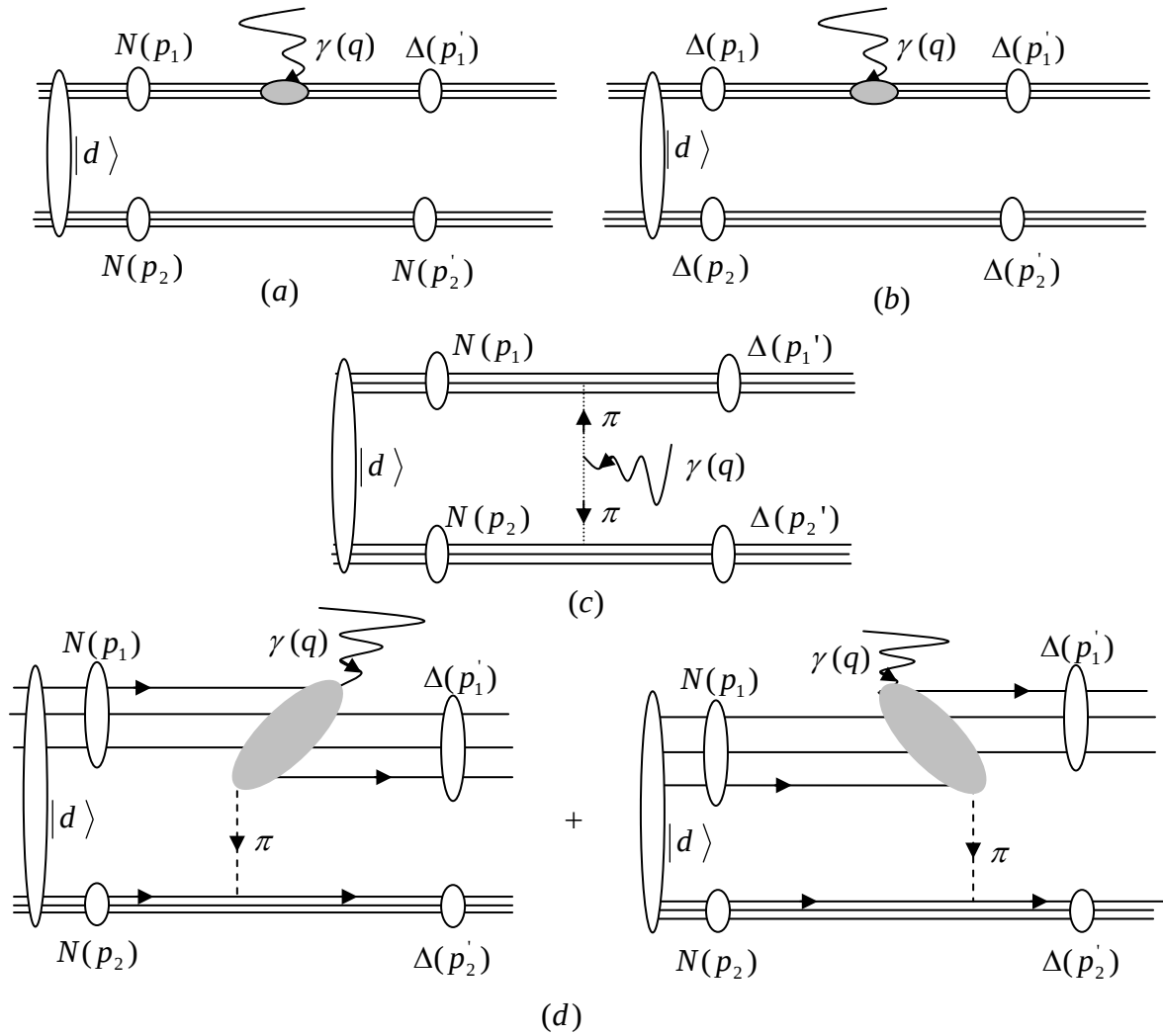


Figure 5. 1 - Diagrammes de Feynman des courants d'échange isobariques: a – Courant $N\Delta$ dans l'approximation d'impulsion, b – Courant $\Delta\Delta$ dans l'approximation d'impulsion, c – Courant $\pi\pi\gamma(\Delta\Delta)$, d - Courant $\pi(\Delta\Delta)$.

5. 1. Fonctions d'onde $N\Delta$

Le premier état excité du nucléon est la résonance $\Delta(1232\text{ MeV})$. Elle a été mise en évidence dans la diffusion pion-nucléon à $T_\pi = 195\text{ MeV}$.

La fonction d'onde doit en principe tenir compte de cette composante isobarique qu'on désigne par $N\Delta$, en plus des deux nucléons NN du système np . Cette fonction d'onde est solution de l'équation de Schrödinger qui s'écrit:

$$H\psi = E\psi \quad (5.1)$$

Avec
$$H = \begin{pmatrix} \frac{P^2}{M_N} + V_{NN \rightarrow NN} & V^T \\ V^T & \frac{P^2}{\mu} + V_{N\Delta \rightarrow N\Delta} + \delta M \end{pmatrix}, \quad \psi = \begin{pmatrix} \psi_{NN} \\ \psi_{N\Delta} \end{pmatrix},$$
 E - énergie du système np (soit

$E = 1,5 \text{ MeV}$), $(\delta M = M_\Delta - M_N)$ - énergie d'excitation de NN en $N\Delta$. $V_{NN \rightarrow NN}$ et $V_{N\Delta \rightarrow N\Delta}$ sont respectivement les potentiels d'interaction NN et $N\Delta$, V^T est le potentiel de transition de l'état $N\Delta$ à l'état NN , $\mu = \frac{2M_N M_\Delta}{M_N + M_\Delta}$ - masse réduite.

Après l'électrodésintégration du deuton, son état NN est parfaitement décrit par la fonction d'onde 1S_0 . En vertu de l'invariance de la parité et du moment cinétique total il existe un seul état de la composante $N\Delta$ qu'on désigne par $^5D_0^{N\Delta}$. Les deux composantes de la fonction d'onde ψ sont données:

$$\begin{cases} \psi_{NN} = |^1S_0^{NN}\rangle = \sum_{l=0, m_s} \frac{u_{lS}^{NN}(r)}{r} \langle 0M | l 0 (M - m_s) m_s \rangle y_l^{M-m_s}(\Omega_r) \chi_{S=0}^{m_s=0} \chi_{T=1}^{m_T=0} \\ \psi_{N\Delta} = |^5D_0^{N\Delta}\rangle = \sum_{l=2, m_s} \frac{u_{lS}^{N\Delta}(r)}{r} \langle 0M | l 2 (M - m_s) m_s \rangle y_l^{M-m_s}(\Omega_r) \chi_{S=2}^{m_s} \chi_{T=1}^{m_T=0} \end{cases} \quad (5.2)$$

En insérant les deux fonctions d'ondes précédentes dans l'équation de Schrödinger (eq. 5. 1), nous avons obtenu un système d'équations différentielles couplées dont celle qui nous permet de calculer la fonction d'onde $N\Delta$ est donnée par:

$$\left\{ -\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{r^2} + \mu[(M_\Delta - M_N) - E] \right\} u_{lS}^{N\Delta}(r) + \mu \sum_{l', S'} V_{lS, l'S'}^{N\Delta}(r) u_{l'S'}^{N\Delta}(r) = -\mu \sum_{l', S'} V_{lS, l'S'}^T(r) u_{l'S'}^{NN}(r) \quad (5.3)$$

Avec

$$\begin{cases} V_{lS, l'S'}^T(r) = \langle j^\pi = 0^+(lS)T=1 | V^T | j^\pi = 0^+(l'S')T=1 \rangle \\ V_{lS, l'S'}^{N\Delta}(r) = \langle j^\pi = 0^+(lS)T=1 | V^{N\Delta} | j^\pi = 0^+(l'S')T=1 \rangle \end{cases} \quad (5.4)$$

(Voir l'appendice C pour les résultats numériques de ces éléments de matrice).

Nous allons suivre la même procédure que dans [12] pour résoudre l'équation différentielle (eq. 5. 3), par la méthode des perturbations au premier ordre. L'interaction NN sera décrite par les potentiels de Paris et BonnQB, qui forme normalement des bases théoriques solides surtout à longue et à moyenne portée de l'interaction.

Donc, comme nous l'avons dit ci-dessus, nous allons résoudre l'équation (5. 3) par la méthode des perturbations au premier ordre, mais en tenant compte des termes $V_{N\Delta \rightarrow N\Delta}$

contrairement à ce qui a été fait dans [5], où l'auteur l'avait négligé devant l'énergie d'excitation δM . La première étape consiste à calculer l'intégrale suivante:

$$u_{lS}^{N\Delta(0)}(r) = -\mu \sum_{l'S'} \int d\vec{r}' G_l(r, r', E) V_{lS, l'S'}^T(\vec{r}') u_{l'S'}^{NN}(\vec{r}') \quad (5.5)$$

Or $l' = S' = 0, l = S = 2$

$$u_{22}^{N\Delta(0)}(r) = -\mu \int d\vec{r}' G_2(r, r', E) V_{22,00}^T(\vec{r}') u_{00}^{NN}(\vec{r}') \quad (5.6)$$

Avec $G_l(r, r', E)$ - fonctions de Green données dans l'appendice C.

La prise en compte du potentiel d'interaction $N\Delta$ dans l'équation (5.3), nous a permis d'obtenir une fonction d'onde au premier ordre des perturbations de la forme:

$$u_{lS}^{N\Delta}(r) = u_{lS}^{N\Delta(0)}(r) - \mu \sum_{l'S'} \int d\vec{r}' G_l(r, r', E) V_{lS, l'S'}^{N\Delta}(\vec{r}') u_{l'S'}^{N\Delta(0)}(\vec{r}') \quad (5.7)$$

Or $l' = S' = l = S = 2$

$$u_{22}^{N\Delta}(r) = u_{22}^{N\Delta(0)}(r) - \mu \int d\vec{r}' G_2(r, r', E) V_{22,22}^{N\Delta}(\vec{r}') u_{22}^{N\Delta(0)}(\vec{r}') \quad (5.8)$$

5.1.1. Potentiel de transition V^T

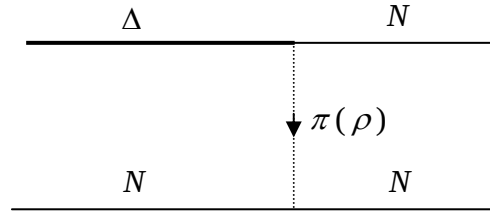


Figure 5.2 - Potentiel de transition de la composante $N\Delta$.

Le couplage $N\Delta$ se produit par l'échange de mésons vectoriels π et ρ . Le potentiel de transition dans l'échange d'un seul boson π et ρ : $V^T = V_\pi^T + V_\rho^T$, prend une forme similaire au potentiel NN [7, 13, 23, 65], où les matrices de Pauli du spin et de l'isospin $\vec{\sigma}$ et $\vec{\tau}$ de l'un des nucléons sont respectivement remplacées par les matrices de transition $\vec{\sigma}^{N\Delta}$ et $\vec{\tau}^{N\Delta}$ de l'état N ($S = 1/2, T = 1/2$) à l'état Δ ($S = 3/2, T = 3/2$). Les contribution du π et du ρ au potentiel de transition sont donnés par:

$$\begin{cases} V_{\pi}^T(\vec{k}) = -\frac{g_{\pi NN}}{2M_N} \frac{f_{\pi N\Delta}}{m_{\pi}} \frac{K_{\pi NN}(k_{\pi}^2) K_{\pi N\Delta}(k_{\pi}^2)}{k_{\pi}^2 + m_{\pi}^2} (\vec{\sigma}_1^{N\Delta} \vec{k}_{\pi}) (\vec{\sigma}_2^{NN} \vec{k}_{\pi}) \vec{\tau}_1^{N\Delta} \vec{\tau}_2^{NN} + 1 \leftrightarrow 2 \\ V_{\rho}^T(\vec{k}) = -\frac{g_{\rho NN}}{2M_N} \frac{f_{\rho N\Delta}}{m_{\rho}} \frac{K_{\rho NN}(k_{\rho}^2) K_{\rho N\Delta}(k_{\rho}^2)}{k_{\rho}^2 + m_{\rho}^2} (\vec{\sigma}_1^{N\Delta} \wedge \vec{k}_{\rho}) (\vec{\sigma}_2^{NN} \wedge \vec{k}_{\rho}) \vec{\tau}_1^{N\Delta} \vec{\tau}_2^{NN} + 1 \leftrightarrow 2 \end{cases} \quad (5.9)$$

$$K_{\alpha NN}(\vec{k}_{\alpha}^2) = \frac{\Lambda_{\alpha NN}^2 - m_{\alpha}^2}{\Lambda_{\alpha NN}^2 + k_{\alpha}^2}, \quad K_{\alpha N\Delta}(\vec{k}_{\alpha}^2) = \frac{\Lambda_{\alpha N\Delta}^2 - m_{\alpha}^2}{\Lambda_{\alpha N\Delta}^2 + k_{\alpha}^2}, \quad \alpha \equiv \pi, \rho$$

Le modèle de quarks constituant, relie les constantes de couplage $f_{\pi N\Delta}$ et $f_{\rho N\Delta}$ à $g_{\pi NN}$ et $g_{\rho NN}$ par les relations suivantes [66]:

$$\frac{f_{\pi N\Delta}}{m_{\pi}} = \sqrt{\frac{72}{25}} \frac{g_{\pi NN}}{2M_N}, \quad \frac{f_{\rho N\Delta}}{m_{\rho}} = \sqrt{\frac{72}{25}} (1 + \kappa_v) \frac{g_{\rho NN}}{2M_N}$$

Après avoir calculé les transformés de Fourier des formules de l'équation (5.9) nous avons pu trouver l'expression de V^T dans l'espace des coordonnées et qui est donnée par:

$$V_{(\pi+\rho)}^T(\vec{r}) = \left\{ (\vec{\sigma}_1^{N\Delta} \vec{\sigma}_2^{NN}) V_0(\vec{r}) + S_{12}^{(1)}(\hat{r}) V_2(\vec{r}) \right\} \vec{\tau}_1^{N\Delta} \vec{\tau}_2^{NN} \quad (5.10)$$

Avec $S_{12}^{(1)}(\hat{r})$ - opérateur tenseur donné dans l'appendice C et $V_0(\vec{r})$ - partie scalaire en spin, $V_2(\vec{r})$ - partie tenseur en spin qui sont donnés par:

$$\begin{cases} V_0(\vec{r}) = \frac{m_{\pi}}{3} \frac{g_{\pi NN} f_{\pi N\Delta}}{(4\pi)} \left(\frac{m_{\pi}}{2M_N} \right) Y_0(r) + \frac{2m_{\rho}}{3} (1 + \kappa_v) \frac{g_{\rho NN} f_{\rho N\Delta}}{(4\pi)} \left(\frac{m_{\rho}}{2M_N} \right) Y_0(r) \\ V_2(\vec{r}) = \frac{m_{\pi}}{3} \frac{g_{\pi NN} f_{\pi N\Delta}}{(4\pi)} \left(\frac{m_{\pi}}{2M_N} \right) Y_2(r) - \frac{2m_{\rho}}{3} (1 + \kappa_v) \frac{g_{\rho NN} f_{\rho N\Delta}}{(4\pi)} \left(\frac{m_{\rho}}{2M_N} \right) Y_2(r) \end{cases} \quad (5.11)$$

Où les expressions de $Y_0(r)$ et $Y_2(r)$ dépendent de la prise en compte du cut-off au niveau des vertex.

Dans nos calculs nous avons pris en considération les cut-off au niveau des vertex qui sont de la forme: $\frac{(\Lambda_{\pi NN}^2 - m_{\pi}^2)(\Lambda_{\pi N\Delta}^2 - m_{\pi}^2)}{(\Lambda_{\pi NN}^2 + k_{\pi}^2)(\Lambda_{\pi N\Delta}^2 + k_{\pi}^2)}$ pour le pion et qui prend la même forme pour ρ , en changeant l'indice π par l'indice ρ . Dans ce cas nous avons aboutis aux expressions suivantes pour $Y_0(r)$ et $Y_2(r)$:

$$\begin{cases} Y_0(r) = y_0(m_\pi r) - \left(\frac{\Lambda_{\pi NN}}{m_\pi}\right)^3 \frac{\Lambda_{\pi N\Delta}^2 - m_\pi^2}{\Lambda_{\pi N\Delta}^2 - \Lambda_{\pi NN}^2} y_0(\Lambda_{\pi NN} r) + \left(\frac{\Lambda_{\pi N\Delta}}{m_\pi}\right)^3 \frac{\Lambda_{\pi NN}^2 - m_\pi^2}{\Lambda_{\pi N\Delta}^2 - \Lambda_{\pi NN}^2} y_0(\Lambda_{\pi N\Delta} r) \\ Y_2(r) = y_2(m_\pi r) - \left(\frac{\Lambda_{\pi NN}}{m_\pi}\right)^3 \frac{\Lambda_{\pi N\Delta}^2 - m_\pi^2}{\Lambda_{\pi N\Delta}^2 - \Lambda_{\pi NN}^2} y_2(\Lambda_{\pi NN} r) + \left(\frac{\Lambda_{\pi N\Delta}}{m_\pi}\right)^3 \frac{\Lambda_{\pi NN}^2 - m_\pi^2}{\Lambda_{\pi N\Delta}^2 - \Lambda_{\pi NN}^2} y_2(\Lambda_{\pi N\Delta} r) \end{cases} \quad (5.12)$$

Avec $y_0(x) = \frac{e^{-x}}{x}$ et $y_2(x) = \left(1 + \frac{3}{x} + \frac{3}{x^2}\right)y_0(x)$

5.1.2. Potentiel d'interaction $V^{N\Delta}$

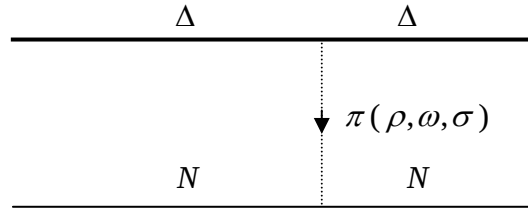


Figure 5.3. Potentiel d'interaction de la composante $N\Delta$.

Dans ce cas en plus des deux mésons π et ρ , on va rajouter les contributions dues à l'échange des deux mésons ω et σ , étant donné que cela est possible entre un nucléon dans l'état N et un autre dans l'état Δ (fig. 5.3).

L'expression du potentiel $V_{(\pi+\rho)}^{N\Delta}$, prend une forme similaire à celle du potentiel de transition $V_{(\pi+\rho)}^T(\vec{r})$ (eq. 5.10), où les matrices de transition $\vec{\sigma}^{N\Delta}$ et $\vec{\tau}^{N\Delta}$ sont remplacées respectivement par $\vec{\sigma}^{\Delta\Delta}$ et $\vec{\tau}^{\Delta\Delta}$, matrices de transition de l'état Δ ($S = 3/2, T = 3/2$) à l'état Δ ($S = 3/2, T = 3/2$). Les contributions du π et ρ à l'interaction sont données par:

$$\begin{cases} V_{\pi}^{N\Delta}(\vec{k}) = -\frac{g_{\pi NN}}{2M_N} \frac{f_{\pi\Delta\Delta}}{m_\pi} \frac{K_{\pi NN}(k_\pi^2) K_{\pi\Delta\Delta}(k_\pi^2)}{k_\pi^2 + m_\pi^2} (\vec{\sigma}_1^{\Delta\Delta} \vec{k}_\pi) (\vec{\sigma}_2^{NN} \vec{k}_\pi) \vec{\tau}_1^{\Delta\Delta} \vec{\tau}_2^{NN} + 1 \leftrightarrow 2 \\ V_{\rho}^{N\Delta}(\vec{k}) = -\frac{g_{\rho NN}}{2M_N} \frac{f_{\rho\Delta\Delta}}{m_\rho} \frac{K_{\rho NN}(k_\rho^2) K_{\rho\Delta\Delta}(k_\rho^2)}{k_\rho^2 + m_\rho^2} (\vec{\sigma}_1^{\Delta\Delta} \wedge \vec{k}_\rho) (\vec{\sigma}_2^{NN} \wedge \vec{k}_\rho) \vec{\tau}_1^{\Delta\Delta} \vec{\tau}_2^{NN} + 1 \leftrightarrow 2 \end{cases} \quad (5.13)$$

$$\text{Avec } K_{\alpha NN}(\vec{k}_\alpha^2) = \frac{\Lambda_{\alpha NN}^2 - m_\alpha^2}{\Lambda_{\alpha NN}^2 + k_\alpha^2}, \quad K_{\alpha\Delta\Delta}(\vec{k}_\alpha^2) = \frac{\Lambda_{\alpha\Delta\Delta}^2 - m_\alpha^2}{\Lambda_{\alpha\Delta\Delta}^2 + k_\alpha^2} \quad \alpha \equiv \omega, \sigma$$

Les constantes de couplage correspondant aux vertex méson-delta-delta, sont déterminées par le modèle de quarks [23, 67]:

$$\frac{f_{\pi\Delta\Delta}^2}{4\pi} = \frac{1}{25} \frac{f_{\pi NN}^2}{4\pi}, \quad \frac{f_{\rho\Delta\Delta}^2}{4\pi} = \frac{1}{25} \frac{f_{\rho NN}^2}{4\pi}, \quad f_{\pi NN} = \frac{m_\pi}{2M_N} g_{\pi NN}, \quad f_{\rho NN} = \frac{m_\rho}{2M_N} g_{\rho NN} (1 + \kappa_v)$$

Après avoir calculé la transformée de Fourier des deux formules de l'équation (5. 13) nous avons obtenu une forme du potentiel d'interaction dans l'espace des coordonnées de la forme:

$$V_{(\pi+\rho)}^{N\Delta}(\vec{r}) = \left\{ (\vec{\sigma}_1^{\Delta\Delta} \vec{\sigma}_2^{NN}) V_0(\vec{r}) + S_{12}^{(3)}(\hat{r}) V_2(\vec{r}) \right\} \vec{\tau}_1^{\Delta\Delta} \vec{\tau}_2^{NN} \quad (5. 14)$$

Avec $S_{12}^{(3)}(\hat{r})$ - opérateur tenseur donné dans l'appendice C et

$$\begin{cases} V_0^{N\Delta}(\vec{r}) = \frac{m_\pi}{3} \frac{g_{\pi NN} f_{\pi\Delta\Delta}}{(4\pi)} \left(\frac{m_\pi}{2M_N} \right) Y_0(r) + \frac{2m_\rho}{3} (1 + \kappa_v) \frac{g_{\rho NN} f_{\rho\Delta\Delta}}{(4\pi)} \left(\frac{m_\rho}{2M_N} \right) Y_0(r) \\ V_2^{N\Delta}(\vec{r}) = \frac{m_\pi}{3} \frac{g_{\pi NN} f_{\pi\Delta\Delta}}{(4\pi)} \left(\frac{m_\pi}{2M_N} \right) Y_2(r) - \frac{2m_\rho}{3} (1 + \kappa_v) \frac{g_{\rho NN} f_{\rho\Delta\Delta}}{(4\pi)} \left(\frac{m_\rho}{2M_N} \right) Y_2(r) \end{cases} \quad (5. 15)$$

Etant donné que l'échange d'un ω et σ est possible entre un nucléon dans l'état N et un autre dans l'état Δ , le potentiel d'interaction $V^{N\Delta(\omega+\sigma)}$ est donné par:

$$V^{N\Delta(\omega+\sigma)} = -g_{\omega NN} g_{\omega\Delta\Delta} \frac{K_{\omega NN}(k_\omega^2) K_{\omega\Delta\Delta}(k_\omega^2)}{(k_\omega^2 + m_\omega^2)} + g_{\sigma NN} g_{\sigma\Delta\Delta} \frac{K_{\sigma NN}(k_\sigma^2) K_{\sigma\Delta\Delta}(k_\sigma^2)}{(k_\sigma^2 + m_\sigma^2)} \quad (5. 16)$$

Le potentiel $V^{N\Delta(\omega+\sigma)}$ est indépendant du spin et de l'isospin, son expression dans l'espace de configuration, après avoir calculé sa transformée de Fourier, est donnée par:

$$\begin{aligned} V^{N\Delta(\omega)}(\vec{r}) = -m_\omega \frac{g_{\omega NN} g_{\omega\Delta\Delta}}{4\pi} & \left\{ y_0(m_\omega r) - \left(\frac{\Lambda_{\omega NN}}{m_\omega} \right)^3 \frac{(\Lambda_{\omega\Delta\Delta}^2 - m_\omega^2)}{\Lambda_{\omega\Delta\Delta}^2 - \Lambda_{\omega NN}^2} y_0(\Lambda_{\omega NN} r) \right. \\ & \left. + \left(\frac{\Lambda_{\omega\Delta\Delta}}{m_\omega} \right)^3 \frac{(\Lambda_{\omega NN}^2 - m_\omega^2)}{\Lambda_{\omega\Delta\Delta}^2 - \Lambda_{\omega NN}^2} y_0(\Lambda_{\omega NN} r) \right\} \end{aligned} \quad (5. 17)$$

Le potentiel $V^{N\Delta(\sigma)}$ est obtenu en remplaçant dans l'équation précédente: $m_\omega \rightarrow -m_\sigma$, $g_{\omega NN} \rightarrow g_{\sigma NN}$, $g_{\omega\Delta\Delta} \rightarrow g_{\sigma\Delta\Delta}$ ce qui nous donne:

$$\begin{aligned} V^{N\Delta(\sigma)}(\vec{r}) = m_\sigma \frac{g_{\sigma NN} g_{\sigma\Delta\Delta}}{4\pi} & \left\{ y_0(m_\sigma r) - \left(\frac{\Lambda_{\sigma NN}}{m_\sigma} \right)^3 \frac{(\Lambda_{\sigma\Delta\Delta}^2 - m_\sigma^2)}{\Lambda_{\sigma\Delta\Delta}^2 - \Lambda_{\sigma NN}^2} y_0(\Lambda_{\sigma NN} r) \right. \\ & \left. + \left(\frac{\Lambda_{\sigma\Delta\Delta}}{m_\sigma} \right)^3 \frac{(\Lambda_{\sigma NN}^2 - m_\sigma^2)}{\Lambda_{\sigma\Delta\Delta}^2 - \Lambda_{\sigma NN}^2} y_0(\Lambda_{\sigma NN} r) \right\} \end{aligned} \quad (5. 18)$$

Les constantes de couplage correspondant aux vertex méson-delta-delta, sont déterminées par le modèle de quarks [23, 67]:

$$\frac{g_{\omega\Delta\Delta}^2}{4\pi} = \frac{f_{\omega NN}^2}{4\pi} = \frac{g_{\omega NN}^2}{4\pi}$$

$$\frac{g_{\sigma\Delta\Delta}^2}{4\pi} = \frac{f_{\sigma NN}^2}{4\pi} = \frac{g_{\sigma NN}^2}{4\pi}$$

5. 2. Fonctions d'onde $\Delta\Delta$

La fonction d'onde doit en principe tenir compte de la composante isobarique $\Delta\Delta$, en plus des deux nucléons NN du système np . Cette fonction d'onde est solution de l'équation de Schrödinger (eq. 5. 1). Tel que dans l'hamiltonien on remplace le potentiel d'interaction $V_{N\Delta \rightarrow N\Delta}$ par $V_{\Delta\Delta \rightarrow \Delta\Delta}$ qui est le potentiel d'interaction $\Delta\Delta$. Dans ce cas V^T est le potentiel de transition de l'état NN à l'état $\Delta\Delta$, de même $\delta M = 2(M_\Delta - M_N)$ qui est l'énergie d'excitation de NN en $\Delta\Delta$ et $\psi_{N\Delta}$ va être remplacé par $\psi_{\Delta\Delta}$, $\mu = M_\Delta$. Pour le reste des paramètres ils ont la même définition que dans le cas de la fonction d'onde $N\Delta$.

En vertu de l'invariance de la parité et du moment cinétique total, il existe deux états de la composante $\Delta\Delta$ qui sont désignés par $^1S_0^{\Delta\Delta}$ et $^5D_0^{\Delta\Delta}$. Les deux composantes de la fonction d'onde ψ sont solution de l'équation (5. 1).

La composante $\psi_{N\Delta}$ est donnée par la même formule que dans le cas de la composante $N\Delta$ (eq. 5. 2). Tandis que $\psi_{\Delta\Delta}$ est donnée par:

$$\psi_{\Delta\Delta} = |^1S_0^{\Delta\Delta}\rangle + |^5D_0^{\Delta\Delta}\rangle = \sum_{\substack{l=0,2,m_s \\ S=0,2}} \frac{u_{lS}^{\Delta\Delta}(r)}{r} \langle 0M | lS(M-m_s)m_s \rangle y_l^{M-m_s}(\Omega_r) \chi_S^{m_s} \chi_{T=1}^{m_T=0} \quad (5. 19)$$

De la même manière que dans le cas de la fonction d'onde $N\Delta$, en insérant les deux fonctions d'ondes précédentes dans l'équation de Schrödinger (eq. 5. 1), nous avons obtenu un système d'équations différentielles couplées dont la formule nous permet de calculer la fonction d'onde $\Delta\Delta$, et est donnée par:

$$\left\{ -\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{r^2} + M_\Delta [2(M_\Delta - M_N) - E] \right\} u_{lS}^{\Delta\Delta}(r) + M_\Delta \sum_{i',S'} V_{lS,i'S'}^{\Delta\Delta}(r) u_{i'S'}^{\Delta\Delta}(r) = -M_\Delta \sum_{i'S'} V_{lS,i'S'}^T(r) u_{i'S'}^{NN}(r) \quad (5. 20)$$

Avec

$$\begin{cases} V_{lS,i'S'}^T(r) = \langle j^\pi = 0^+(lS)T=1 | V^T | j^\pi = 0^+(l'S')T=1 \rangle \\ V_{lS,i'S'}^{\Delta\Delta}(r) = \langle j^\pi = 0^+(lS)T=1 | V^{\Delta\Delta} | j^\pi = 0^+(l'S')T=1 \rangle \end{cases} \quad (5. 21)$$

(Voir l'appendice C pour les résultats numériques de ces éléments de matrice).

Nous allons suivre la même procédure que dans le cas de la fonction d'onde $N\Delta$ pour résoudre l'équation différentielle (5. 20), par la méthode des perturbations au premier ordre en utilisant les deux types de potentiel: Paris et BonnQB.

Donc, comme nous l'avons dit ci-dessus, nous allons résoudre l'équation (5. 20) par la méthode des perturbations au premier ordre, en tenant compte du terme $V_{\Delta\Delta \rightarrow \Delta\Delta}$. La première étape consiste à calculer l'intégrale suivante:

$$u_{l'S'}^{\Delta\Delta(0)}(r) = -M_{\Delta} \sum_{l'S'} \int d\vec{r}' G_l(r, r', E) V_{lS, l'S'}^T(\vec{r}') u_{l'S'}^{NN}(\vec{r}') \quad (5. 22)$$

Or $l' = S' = 0$, $l, S \in \{0, 2\}$

$$u_{lS}^{\Delta\Delta(0)}(r) = -M_{\Delta} \int d\vec{r}' G_l(r, r', E) V_{lS, 00}^T(\vec{r}') u_{00}^{NN}(\vec{r}') \quad (5. 23)$$

Pour tenir compte du potentiel d'interaction $\Delta\Delta$, on injecte l'équation (5. 23) dans l'équation suivante:

$$u_{lS}^{\Delta\Delta}(r) = u_{lS}^{\Delta\Delta(0)}(r) - M_{\Delta} \sum_{l'S'} \int d\vec{r}' G_l(r, r', E) V_{lS, l'S'}^{\Delta\Delta}(\vec{r}') u_{l'S'}^{\Delta\Delta(0)}(\vec{r}') \quad (5. 24)$$

Où $l', S', l, S \in \{0, 2\}$

5. 2. 1. Potentiel de transition V^T

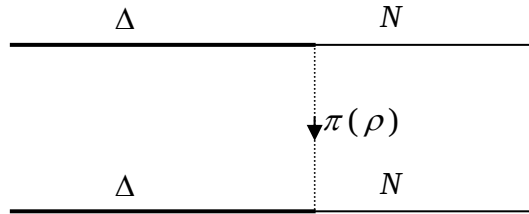


Figure 5. 4 - Potentiel de transition de la composante $\Delta\Delta$.

Même dans ce cas le potentiel de transition dans l'échange d'un seul boson π et ρ : $V^T = V_{\pi}^T + V_{\rho}^T$, prend une forme similaire au potentiel NN [7, 13, 23, 65], où les matrices de Pauli du spin et de l'isospin des deux nucléons $\vec{\sigma}$ et $\vec{\tau}$ sont respectivement remplacées par les matrices de transition $\vec{\sigma}^{N\Delta}$ et $\vec{\tau}^{N\Delta}$.

$$\begin{cases} V_{\pi}^T(\vec{k}) = -\frac{f_{\pi N\Delta}^2}{m_{\pi}^2} \frac{K_{\pi N\Delta}^2(k_{\pi}^2)}{k_{\pi}^2 + m_{\pi}^2} (\vec{\sigma}_1^{N\Delta} \vec{k}_{\pi}) (\vec{\sigma}_2^{N\Delta} \vec{k}_{\pi}) \vec{\tau}_1^{N\Delta} \vec{\tau}_2^{N\Delta} + 1 \leftrightarrow 2 \\ V_{\rho}^T(\vec{k}) = -\frac{f_{\rho N\Delta}^2}{m_{\rho}^2} \frac{K_{\rho N\Delta}^2(k_{\rho}^2)}{k_{\rho}^2 + m_{\rho}^2} (\vec{\sigma}_1^{N\Delta} \wedge \vec{k}_{\rho}) (\vec{\sigma}_2^{N\Delta} \wedge \vec{k}_{\rho}) \vec{\tau}_1^{N\Delta} \vec{\tau}_2^{N\Delta} + 1 \leftrightarrow 2 \end{cases} \quad (5.25)$$

La transformée de Fourier des formules de l'équation (5.25) nous donne l'expression de V^T dans l'espace des coordonnées:

$$V_{(\pi+\rho)}^T(\vec{r}) = \left\{ (\vec{\sigma}_1^{N\Delta} \vec{\sigma}_2^{N\Delta}) V_0(\vec{r}) + S_{12}^{(2)}(\hat{r}) V_2(\vec{r}) \right\} \vec{\tau}_1^{N\Delta} \vec{\tau}_2^{N\Delta} \quad (5.26)$$

Avec $S_{12}^{(2)}(\hat{r})$ - opérateur tenseur donné dans l'appendice C et

$$\begin{cases} V_0(\vec{r}) = \frac{m_{\pi}}{3} \frac{f_{\pi N\Delta}^2}{(4\pi)} Y_0(r) + \frac{2m_{\rho}}{3} \frac{f_{\rho N\Delta}^2}{(4\pi)} Y_0(r) \\ V_2(\vec{r}) = \frac{m_{\pi}}{3} \frac{f_{\pi N\Delta}^2}{(4\pi)} Y_2(r) - \frac{2m_{\rho}}{3} \frac{f_{\rho N\Delta}^2}{(4\pi)} Y_2(r) \end{cases} \quad (5.27)$$

Dans nos calculs numériques du potentiel de transition nous avons pris en considération les cut-off au niveaux des vertex qui sont de la forme: $\frac{(\Lambda_{\pi N\Delta}^2 - m_{\pi}^2)^2}{(\Lambda_{\pi N\Delta}^2 + k_{\pi}^2)^2}$ pour le pion et qui prend la même forme pour ρ , en changeant l'indice π par l'indice ρ . Dans ce cas nous avons obtenu les expressions suivantes pour $Y_0(r)$ et $Y_2(r)$:

$$\begin{cases} Y_0(r) = y_0(m_{\pi}r) - \left(\frac{\Lambda_{\pi N\Delta}}{m_{\pi}} \right)^3 y_0(\Lambda_{\pi N\Delta}r) + \Lambda_{\pi N\Delta} \frac{\Lambda_{\pi N\Delta}^2 - m_{\pi}^2}{2m_{\pi}^3} (2 - \Lambda_{\pi N\Delta}r) y_0(\Lambda_{\pi N\Delta}r) \\ Y_2(r) = y_2(m_{\pi}r) - \left(\frac{\Lambda_{\pi N\Delta}}{m_{\pi}} \right)^3 y_2(\Lambda_{\pi N\Delta}r) - \Lambda_{\pi N\Delta} \frac{\Lambda_{\pi N\Delta}^2 - m_{\pi}^2}{2m_{\pi}^3} (1 + \Lambda_{\pi N\Delta}r) y_0(\Lambda_{\pi N\Delta}r) \end{cases} \quad (5.28)$$

5.2.2. Potentiel d'interaction $V^{\Delta\Delta}$

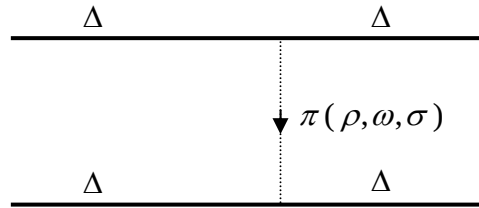


Figure 5.5. Potentiel d'interaction de la composante $\Delta\Delta$.

L'expressions du potentiel $V_{(\pi+\rho)}^{\Delta\Delta}(\vec{r})$, prend une forme similaire à celle du potentiel de transition $V_{(\pi+\rho)}^T(\vec{r})$ (eq. 5. 26), où les matrices de transition $\vec{\sigma}^{N\Delta}$ et $\vec{\tau}^{N\Delta}$ sont remplacées respectivement par $\vec{\sigma}^{\Delta\Delta}$ et $\vec{\tau}^{\Delta\Delta}$.

$$\begin{cases} V_{\pi}^{\Delta\Delta}(\vec{k}) = -\frac{f_{\pi\Delta\Delta}^2}{m_{\pi}^2} \frac{K_{\pi\Delta\Delta}^2(k_{\pi}^2)}{k_{\pi}^2 + m_{\pi}^2} (\vec{\sigma}_1^{\Delta\Delta} \vec{k}_{\pi}) (\vec{\sigma}_2^{\Delta\Delta} \vec{k}_{\pi}) \vec{\tau}_1^{\Delta\Delta} \vec{\tau}_2^{\Delta\Delta} + 1 \leftrightarrow 2 \\ V_{\rho}^{\Delta\Delta}(\vec{k}) = -\frac{f_{\rho\Delta\Delta}^2}{m_{\rho}^2} \frac{K_{\rho\Delta\Delta}^2(k_{\rho}^2)}{k_{\rho}^2 + m_{\rho}^2} (\vec{\sigma}_1^{\Delta\Delta} \wedge \vec{k}_{\rho}) (\vec{\sigma}_2^{\Delta\Delta} \wedge \vec{k}_{\rho}) \vec{\tau}_1^{\Delta\Delta} \vec{\tau}_2^{\Delta\Delta} + 1 \leftrightarrow 2 \end{cases} \quad (5. 29)$$

Après avoir calculé la transformée de Fourier des deux formules de l'équation (5. 29), nous avons obtenu l'expression de $V_{(\pi+\rho)}^{\Delta\Delta}(\vec{r})$ dans l'espace des coordonnées:

$$V_{(\pi+\rho)}^{\Delta\Delta}(\vec{r}) = \left\{ (\vec{\sigma}_1^{\Delta\Delta} \vec{\sigma}_2^{\Delta\Delta}) V_0(\vec{r}) + S_{12}^{(4)}(\hat{r}) V_2(\vec{r}) \right\} \vec{\tau}_1^{\Delta\Delta} \vec{\tau}_2^{\Delta\Delta} \quad (5. 30)$$

Avec $S_{12}^{(4)}(\hat{r})$ - opérateur tenseur donné dans l'appendice C et

$$\begin{cases} V_0^{\Delta\Delta}(\vec{r}) = \frac{m_{\pi}}{3} \frac{f_{\pi\Delta\Delta}^2}{(4\pi)} Y_0(r) + \frac{2m_{\rho}}{3} \frac{f_{\rho\Delta\Delta}^2}{(4\pi)} Y_0(r) \\ V_2^{\Delta\Delta}(\vec{r}) = \frac{m_{\pi}}{3} \frac{f_{\pi\Delta\Delta}^2}{(4\pi)} Y_2(r) - \frac{2m_{\rho}}{3} \frac{f_{\rho\Delta\Delta}^2}{(4\pi)} Y_2(r) \end{cases} \quad (5. 31)$$

Aux contributions du π et du ρ , nous avons considéré aussi les contributions des mésons ω et σ pour avoir une meilleure description des courtes distances. La contribution de ces deux dernières est donnée par:

$$V^{\Delta\Delta(\omega+\sigma)} = -g_{\omega\Delta\Delta}^2 \frac{K_{\omega\Delta\Delta}^2(k_{\omega}^2)}{(k_{\omega}^2 + m_{\omega}^2)} + g_{\sigma\Delta\Delta}^2 \frac{K_{\sigma\Delta\Delta}^2(k_{\sigma}^2)}{(k_{\sigma}^2 + m_{\sigma}^2)} \quad (5. 32)$$

Dans l'espace de configuration l'expression de $V^{\Delta\Delta(\omega)}$ est donnée par:

$$V^{\Delta\Delta(\omega)}(\vec{r}) = -m_{\omega} \frac{g_{\omega\Delta\Delta}^2}{4\pi} \left\{ y_0(m_{\omega}r) - \left(\frac{\Lambda_{\omega\Delta\Delta}}{m_{\omega}} \right) y_0(\Lambda_{\omega\Delta\Delta}r) - \frac{(\Lambda_{\omega\Delta\Delta}^2 - m_{\omega}^2)}{2\Lambda_{\omega\Delta\Delta}m_{\omega}} \Lambda_{\omega\Delta\Delta}r y_0(\Lambda_{\omega\Delta\Delta}r) \right\} \quad (5. 33)$$

Le potentiel $V^{\Delta\Delta(\sigma)}$ est obtenu en remplaçant dans l'équation précédente: $m_{\omega} \rightarrow -m_{\sigma}$, $g_{\omega NN} \rightarrow g_{\sigma NN}$, $g_{\omega\Delta\Delta} \rightarrow g_{\sigma\Delta\Delta}$ ce qui nous permet d'écrire.

$$V^{\Delta\Delta(\sigma)}(\vec{r}) = m_\sigma \frac{g_{\sigma\Delta\Delta}^2}{4\pi} \left\{ y_0(m_\sigma r) - \left(\frac{\Lambda_{\sigma\Delta\Delta}}{m_\sigma} \right) y_0(\Lambda_{\sigma\Delta\Delta} r) - \frac{(\Lambda_{\sigma\Delta\Delta}^2 - m_\sigma^2)}{2\Lambda_{\sigma\Delta\Delta} m_\sigma} \Lambda_{\sigma\Delta\Delta} r y_0(\Lambda_{\sigma\Delta\Delta} r) \right\} \quad (5.34)$$

Pour le calcul numérique de $V_{(\pi^+\rho)}^{\Delta\Delta}(\vec{r})$, nous avons remplacé le facteur de forme $\frac{q^2}{q^2 + m_\pi^2}$ qui apparaît dans l'interaction par $-\frac{m_\pi^2}{q^2 + m_\pi^2}$, afin de diminuer la forte répulsion entre nucléons à courte distance. Ce qui nous donne une expression de $Y_0(r)$ de la forme:

$$Y_0(r) = y_0(m_\pi r) - \left(\frac{\Lambda_{\pi N\Delta}}{m_\pi} \right) y_0(\Lambda_{\pi N\Delta} r) - \Lambda_{\pi N\Delta} \frac{\Lambda_{\pi N\Delta}^2 - m_\pi^2}{2m_\pi \Lambda_{\pi N\Delta}^2} \Lambda_{\pi N\Delta} r y_0(\Lambda_{\pi N\Delta} r) \quad (5.35)$$

Les fonctions d'onde des composantes $N\Delta$ et $\Delta\Delta$ sont calculées au premier ordre des perturbations en tenant compte du potentiel de transition et d'interaction. Leurs variations en fonction du rayon d'interaction sont représentées sur les figures (5. 6) et (5. 7) respectivement.

5. 3. Résultats numériques et discussion

Les calculs de ces fonctions d'onde ont été fait avec deux potentiels d'interaction NN différents: potentiel de Paris et BonnQB. Afin de faire ces calculs on a été obligé d'utiliser un ensemble de paramètres qui ne sont pas complètement déterminés (cut-offs et constantes de couplage). Dans le cas de la diffusion élastique électron-deuton, lors du calcul de la composante $\Delta\Delta$ du deuton [12, 68], ces paramètres ont été fixés afin d'avoir une probabilité de présence dans le deuton en accord avec les résultats expérimentaux qui fixent la limite supérieur à 0,4%. Dans [12] l'auteur a négligé le potentiel d'interaction $\Delta\Delta$, ce qui lui a permis d'obtenir une probabilité de présence de la composante $\Delta\Delta$ dans le deuton plus de deux fois plus grande, 0,88%, que la limite supérieure expérimentale. Par contre dans les calculs de [68] l'auteur a pris en considération la contribution du potentiel d'interaction $\Delta\Delta$ ce qui lui a permis de trouver une probabilité de présence $\Delta\Delta$ qui varie entre 0,34% et 0,37% qui est en accord avec les résultats expérimentaux. Mais dans notre cas on ne peut pas parler de probabilité de présence.

L'effet des différentes corrections portées pour les fonctions d'onde est représenté sur les figures (5. 6) et (5. 7) pour les deux types de potentiels. On remarque que la fonction d'onde $N\Delta$, complètement défini par la fonction ${}^5D_0^{N\Delta}$, est négative. Les corrections qu'on lui a porté en considérant le potentiel d'interaction diminue la pente de la courbe au voisinage de zéro ce qui signifie la diminution de l'effet de répulsion entre les deux nucléons.

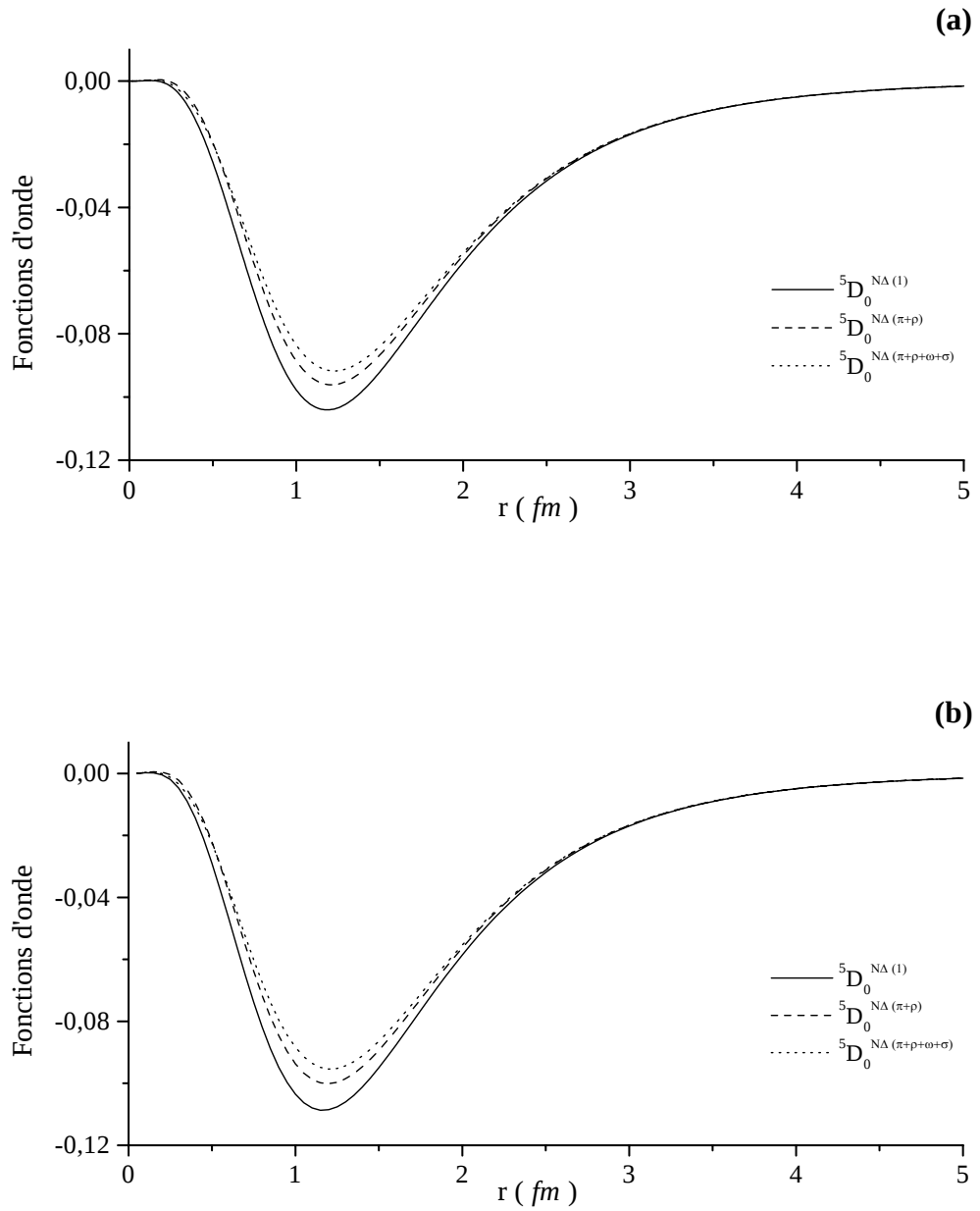


Figure 5. 6 – Fonctions d’onde radiales de la composante $N\Delta$ pour: (a) – potentiel de Paris, (b) – potentiel de Bonn QB. L’indice (1) signifie que la Fonction d’Onde Radiale (FOR) est déterminée en considérant uniquement le potentiel de transition, l’indice $(\pi + \rho)$ signifie que la FOR est calculée en prenant en considération le potentiel d’interaction avec uniquement échange de π et ρ , l’indice $(\pi + \rho + \omega + \sigma)$ signifie que la FOR est calculée en prenant en considération le potentiel d’interaction avec échange de π , ρ , ω et σ .

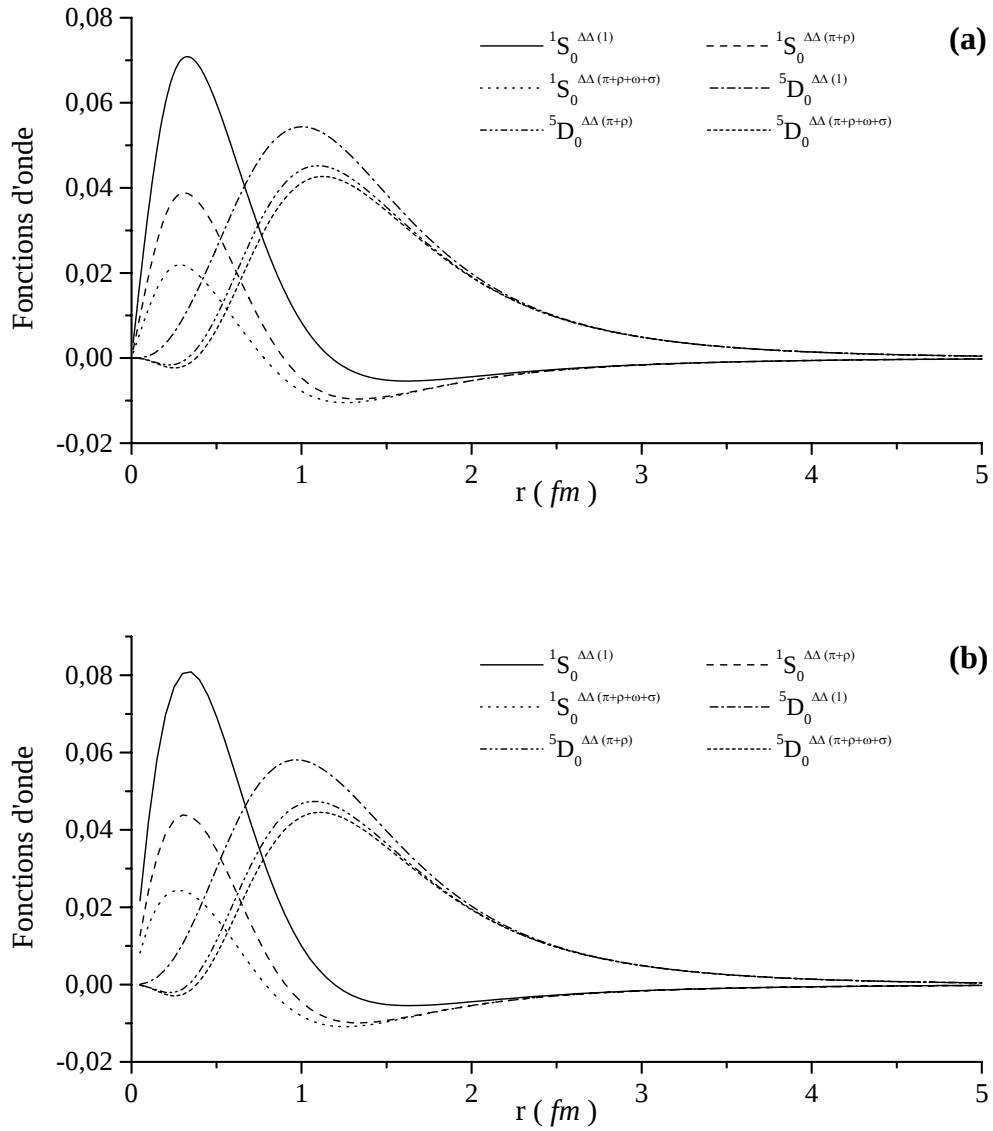


Figure 5. 7 – Fonctions d’onde de la composante $\Delta\Delta$ pour: (a) – potentiel de Paris, (b) – potentiel de Bonn QB. Mêmes notations que **Figure 5. 6**.

La fonction d’onde de la composante $\Delta\Delta$ est la somme de deux ondes $1S_0^{\Delta\Delta}$ et $5D_0^{\Delta\Delta}$, qui change de signe avec l’augmentation du rayon d’interaction. En prenant en considération uniquement le potentiel de transition, seul l’onde $1S_0^{\Delta\Delta}$ change de signe en $r \approx 1,2$ fm pour Paris et en $r \approx 1,25$ fm pour BonnQB. Tandis que lorsqu’on prend en considération le potentiel d’interaction on remarque que même l’onde $5D_0^{\Delta\Delta}$ change de signe, ce qui est valable pour les deux types de potentiels. A des petits rayons d’interaction on remarque que la pente des fonctions d’onde radiales $1S_0^{\Delta\Delta}$, $5D_0^{\Delta\Delta}$ diminue en prenant en compte le potentiel d’interaction donc on a une diminution de l’effet de répulsion entre les deux nucléons.

Pour les fonctions d'onde des composantes $N\Delta$ et $\Delta\Delta$, on remarque une diminution dans l'intensité des ondes $^5D_0^{N\Delta}$ et $^1S_0^{\Delta\Delta}$, $^5D_0^{\Delta\Delta}$ en tenant compte du potentiel d'interaction avec échange de π et ρ , elle diminue plus en considérant aussi l'échange de ω et σ .

5. 4. Courants d'échange isobariques

Les nucléons dans un noyau peuvent subir des excitations vers des états d'énergie plus élevés, sous forme de résonances de largeur finie. Ces excitations sont connues sous le nom « d'excitations isobariques ». Certains modèles d'interaction NN ont inclus ces excitations ($N\Delta$, $\Delta\Delta$) qui se manifestent à courte portée [3, 66].

Après avoir calculé les fonctions d'onde radiales $N\Delta$ et $\Delta\Delta$ en considérant le potentiel de transition ainsi que le potentiel d'interaction, le calcul des courants d'échange isobariques $N\Delta$, $\Delta\Delta$, $\pi(\Delta\Delta)$ et $\pi\pi\gamma(\Delta\Delta)$ revient à considérer les contributions représentées sur les diagrammes de la figure (5. 1) où on a mis en évidence la structure en quarks du nucléon et de la résonance Δ .

L'utilisation du modèle des quarks est justifiée par le succès remporté par ce modèle dans la reproduction du spectre d'énergie des baryons.

On introduit la densité lagrangienne décrivant le couplage direct du pion et du γ au quarks [12, 28, 58]:

$$\mathcal{L}_{\pi qq}(x) = i g_{\pi qq} \bar{\psi}_q(x) \gamma^5 \vec{\tau}_q \psi_q(x) \vec{\phi}^\pi(x) \quad (5. 36)$$

$$\mathcal{L}_{\gamma qq}(x) = i \bar{\psi}_q(x) Q \gamma^\mu \psi_q(x) A_\mu(x) \quad (5. 37)$$

$\psi_q(x)$ - champ du quark, solution de l'équation de Dirac, $Q = \frac{1}{2}(\frac{1}{3} + \tau_z)$ - charge du quark.

Nous effectuons une réduction non relativiste du spineur de Dirac du quark. Les opérateurs de transition T relatifs aux vertex $\pi N\Delta$ et $\gamma\pi N\Delta$ en terme de quarks s'écrivent dans l'espace des moments [12] comme suit:

$$T^{\pi N\Delta} = -i g_{\pi qq} \sum_{i=1}^3 \frac{\vec{\sigma}_i \vec{q}}{2m_q} \vec{\tau}_i \quad (5. 38)$$

$$T^{\gamma\pi N\Delta} = (ie)(-i g_{\pi qq}) \sum_{i=1}^3 \frac{\vec{\sigma}_i \vec{q}}{(2m_q)^2} \{\vec{\tau}_i, Q_i\} \quad (5. 39)$$

La constante de couplage $g_{\pi qq}$ est reliée à $g_{\pi NN}$ et $f_{\pi N\Delta}$ par la relation suivante:

$$\frac{g_{\pi qq}}{2m_q} = \frac{3}{5} \frac{g_{\pi NN}}{2M_N} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{f_{\pi N\Delta}}{m_\pi} \quad (5. 40)$$

En utilisant les résultats obtenus ci-dessus nous avons calculé les opérateurs densité de courants $N\Delta$ et $\Delta\Delta$ donnés dans [5, 53, 61]. A ces deux contributions, nous avons rajouté deux nouveaux courants d'échange isobarique $\pi(\Delta\Delta)$ et $\pi\pi\gamma(\Delta\Delta)$. Les expressions de ces courants d'échange sont données par:

$$\vec{J}^{N\Delta} = \frac{6\sqrt{2}}{5} \frac{ie}{4M_N} G_M^V(q^2) (\vec{\sigma}_1^{N\Delta} \Lambda \vec{q}) \vec{\tau}_{1z}^{N\Delta} + 1 \leftrightarrow 2 \quad (5.41)$$

$$\vec{J}^{\Delta\Delta} = \frac{ie}{4M_N} \frac{1}{5} G_M^V(q^2) (\vec{\sigma}_1^{\Delta\Delta} \Lambda \vec{q}) \{1 + \vec{\tau}_{1z}^{\Delta\Delta}\} + 1 \leftrightarrow 2 \quad (5.42)$$

$$\vec{J}^{\pi(\Delta\Delta)} = \frac{-3ie}{2M_N} \left(\frac{f_{\pi N\Delta}}{m_\pi} \right)^2 \frac{K_{\pi N\Delta}^2(k_\pi^2)}{k_\pi^2 + m_\pi^2} G_E^V(q^2) \vec{\sigma}_1^{N\Delta} (\vec{\sigma}_2^{N\Delta} \vec{k}_\pi) (\vec{\tau}_1^{N\Delta} \Lambda \vec{\tau}_2^{N\Delta})_z + 1 \leftrightarrow 2 \quad (5.43)$$

$$\begin{aligned} \vec{J}^{\pi\pi\gamma(\Delta\Delta)} = & \frac{-ief_{\pi N\Delta}^2}{2m_\pi^2} F_1^V(q^2) \frac{K_{\pi N\Delta} \left[\left(\frac{q}{2} - k \right)^2 \right] K_{\pi N\Delta} \left[\left(\frac{q}{2} + k \right)^2 \right]}{\left[\left(\frac{q}{2} - k \right)^2 + m_\pi^2 \right] \left[\left(\frac{q}{2} + k \right)^2 + m_\pi^2 \right]} (\vec{\tau}_1^{N\Delta} \Lambda \vec{\tau}_2^{N\Delta})_z \vec{k} \\ & \{ (\vec{\sigma}_1^{N\Delta} \vec{q}) (\vec{\sigma}_2^{N\Delta} \vec{q}) + 2(\vec{\sigma}_1^{N\Delta} \vec{q}) (\vec{\sigma}_2^{N\Delta} \vec{k}) - 2(\vec{\sigma}_1^{N\Delta} \vec{k}) (\vec{\sigma}_2^{N\Delta} \vec{q}) - 4(\vec{\sigma}_1^{N\Delta} \vec{k}) (\vec{\sigma}_2^{N\Delta} \vec{k}) \} \end{aligned} \quad (5.44)$$

$\sigma^{N\Delta}$, $\tau^{N\Delta}$, $\sigma^{\Delta\Delta}$ et $\tau^{\Delta\Delta}$ sont les matrices de Pauli généralisées de spin et d'isospin intervenant ici respectivement pour les transitions de l'état N ($S=1/2, T=1/2$) à l'état Δ ($S=3/2, T=3/2$) et de Δ ($S=3/2, T=3/2$) à l'état Δ ($S=3/2, T=3/2$).

La partie isovecteur du courant $\Delta\Delta$, ne contribue pas a cause de l'isospin (eq. 5.42). Alors que les expressions des éléments de matrice des trois autres contributions isobariques sont données par:

$$\langle T_{10}^{N\Delta}(q^2) \rangle = \frac{iq}{5\sqrt{3}\pi} \frac{G_M^V(q^2)}{M_N} \left\{ \int_0^\infty dr u(r) u_2(r) j_2\left(\frac{qr}{2}\right) - \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^\infty dr w(r) u_2(r) \left[2j_0\left(\frac{qr}{2}\right) + j_2\left(\frac{qr}{2}\right) \right] \right\} \quad (5.45)$$

$$\begin{aligned} \langle T_{10}^{\pi(\Delta\Delta)}(q^2) \rangle = & \frac{-if_{\pi N\Delta}^2}{3M_N} \frac{\sqrt{5} F_1^V(q^2)}{m_\pi^2 (2\pi)^2 \sqrt{6}\pi} \int_0^\infty dk k^2 \left\{ \left[kJ_1(k, q) + \frac{q}{2} J_0(k, q) \right] \right. \\ & \left. \int_0^\infty dr \left[u(r) u_{00}(r) - \sqrt{2} w(r) u_{22}(r) \right] j_0(kr) - \sqrt{\frac{3}{5}} \left[kJ_1(k, q) + \frac{q}{2} J_2(k, q) \right] \right. \\ & \left. \int_0^\infty dr \left[u(r) u_{22}(r) - \frac{1}{\sqrt{2}} w(r) u_{00}(r) - \frac{1}{\sqrt{30}} w(r) u_{22}(r) \right] j_2(kr) \right\} \end{aligned} \quad (5.46)$$

$$\begin{aligned}
\langle T_{10}^{\pi\pi\gamma(\Delta\Delta)}(q^2) \rangle = & \frac{2i f_{\pi N\Delta}^2 F_1^V(q^2) q\sqrt{5}}{27m_\pi^2 (2\pi)^2 \sqrt{6\pi}} \int_0^\infty dk k^4 \{J_0(k, q) - J_2(k, q)\} \left\{ \int_0^\infty dr u(r) u_{00}(r) j_0(kr) \right. \\
& + \int_0^\infty dr u(r) u_{22}(r) j_2(kr) - \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^\infty dr w(r) u_{00}(r) j_2(kr) \\
& \left. - \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^\infty dr w(r) u_{22}(r) [2j_0(kr) + j_2(kr)] \right\}
\end{aligned} \quad (5.47)$$

5.4.2. Résultats numériques et discussions

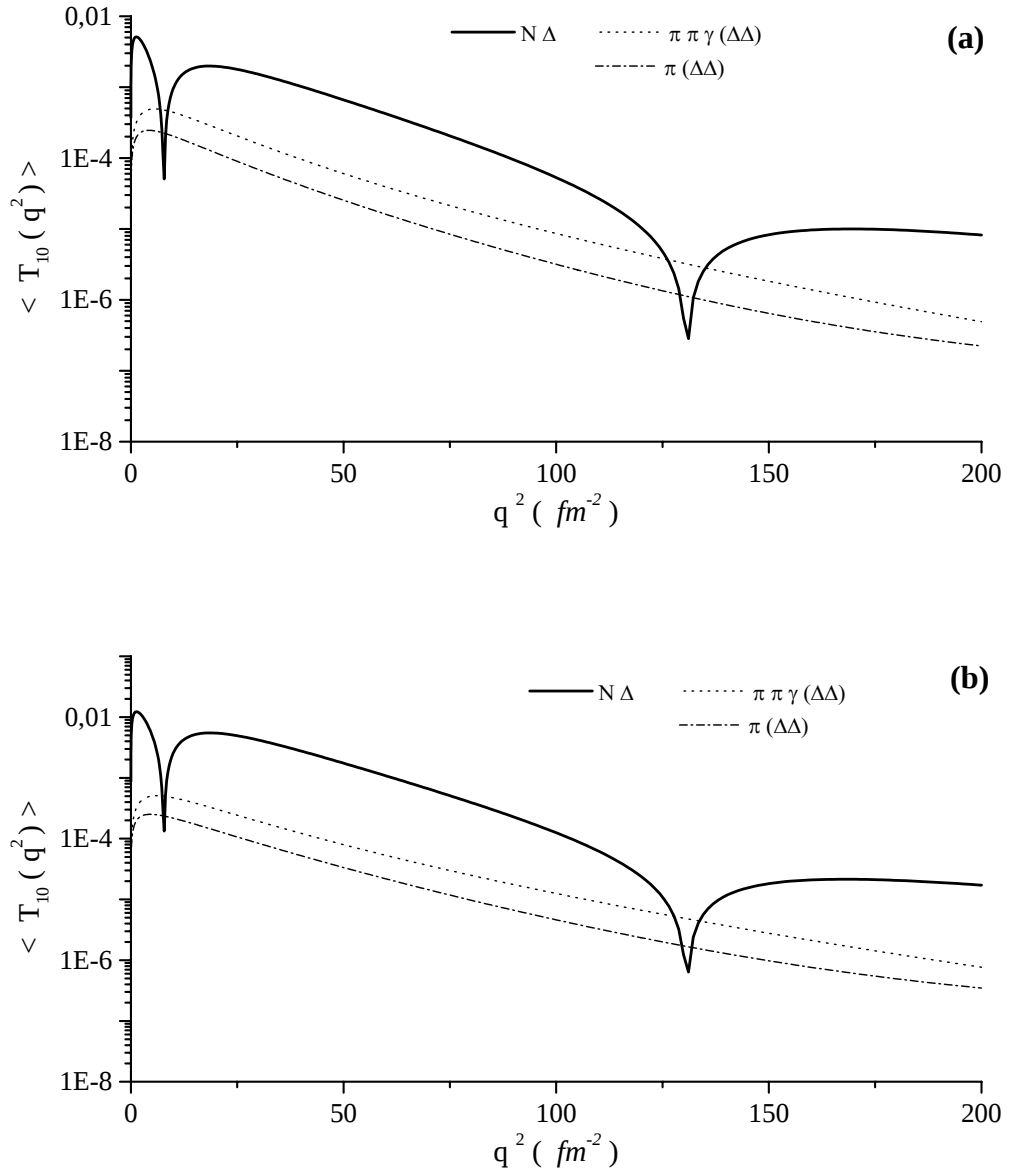


Figure 5.8 – Éléments de matrice pour les contributions isobariques avec le potentiel de Paris pour: (a) – paramétrisation de Gari Krümpelmann, (b) – paramétrisation M. M. D.

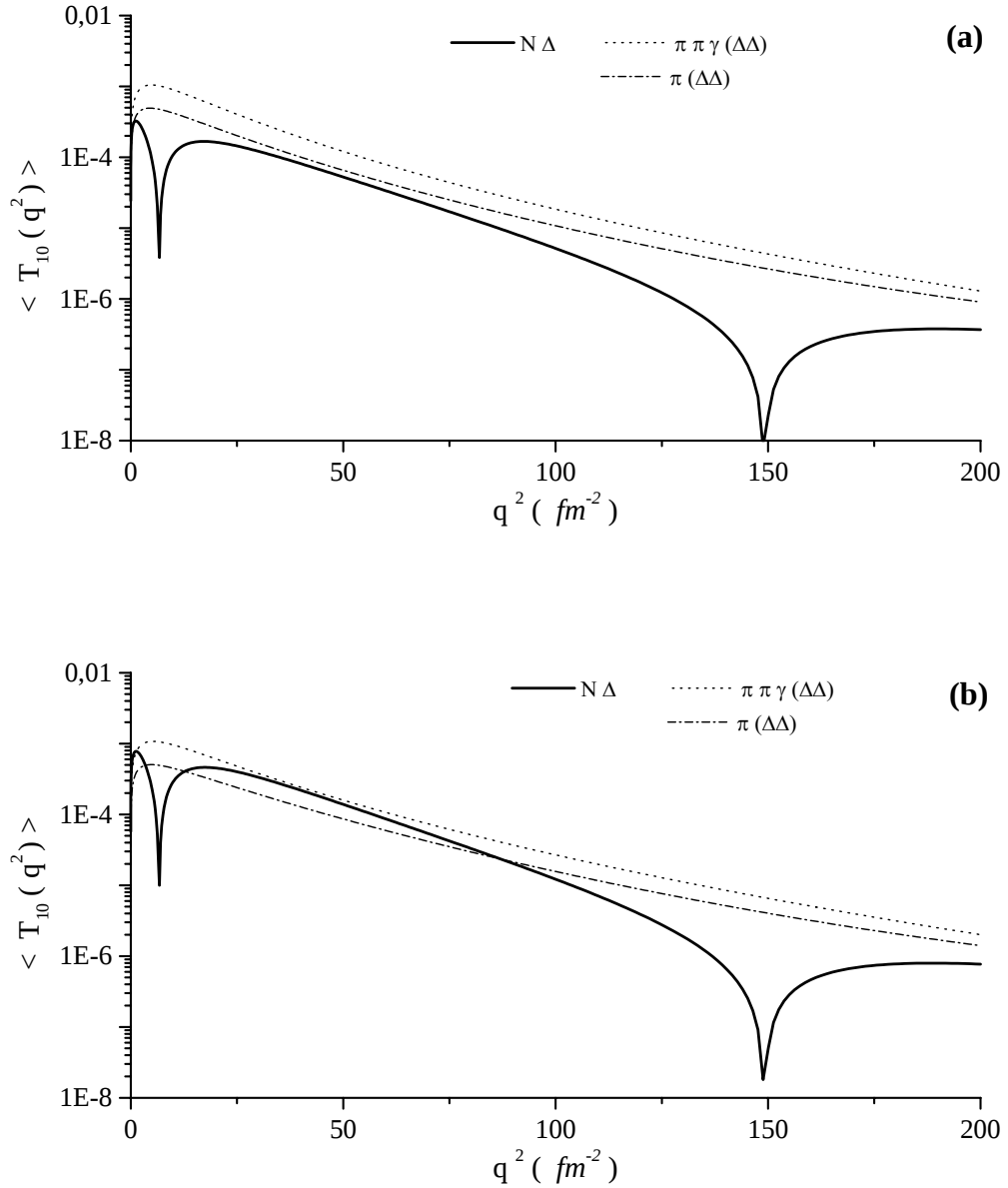


Figure 5.9 – Eléments de matrice pour les contributions isobariques avec le potentiel de BonnQB pour: (a) - paramétrisation de Gari Krümpelmann, (b) – paramétrisation M. M. D.

La contribution $N\Delta$ a été prise en considération par [4, 5], mais la fonction d'onde ${}^5D_0^{N\Delta}$ a été calculée au premier ordre des perturbations en tenant compte uniquement du potentiel de transition $N\Delta$ vers NN . Dans notre étude nous avons calculé toutes les fonctions d'onde radiales, ${}^5D_0^{N\Delta}$, ${}^1S_0^{\Delta\Delta}$ et ${}^5D_0^{\Delta\Delta}$ au premier ordre des perturbations, en tenant compte du potentiel de transition et du potentiel d'interaction. Lors du calcul des courants d'échange nous avons considéré la contribution $\Delta\Delta$ mais sur les figures précédentes on remarque son absence ceci est dû au fait que sa contribution, élément de matrice, est nulle à cause de l'isospin (eq. 5.42). Les figures (5.8) et (5.9) représentent la variation des éléments de

matrice dus aux contributions isobariques, $N\Delta$, $\pi(\Delta\Delta)$ et $\pi\pi\gamma(\Delta\Delta)$, nouvellement considérées, en fonction du moment transféré de l'électron vers le deuton.

Dans le cas du potentiel de Paris la contribution $N\Delta$ domine sur les deux autres contributions ce qui n'est pas le cas pour le potentiel de BonnQB où on trouve que $\pi\pi\gamma(\Delta\Delta)$ l'emporte sur les deux autres.

Pour des transferts de moment allant jusqu'à $q^2 \approx 12,6 \text{ fm}^{-2}$ pour le potentiel Paris et $q^2 \approx 14,44 \text{ fm}^{-2}$ pour le potentiel de BonnQB, on constate que les contributions $N\Delta$ et $\pi\pi\gamma(\Delta\Delta)$ renforcent les anciennes contributions (courant de paire du pion, $\pi\pi\gamma$, $\omega\pi\gamma$ et $\rho\rho\gamma$). Ceci nous a permis d'améliorer la cohérence entre les résultats théoriques et expérimentaux dans cette gamme de transfert de moment. Pour des transferts de moment compris entre la valeur qui correspond au minimum de l'élément de matrice dans l'approximation d'impulsion et $q^2 \approx 20 \text{ fm}^{-2}$, on trouve que la majorité des contributions déjà prises en considération par [4, 5, 6, 61] interviennent d'une manière destructive alors que les deux contributions $N\Delta$ et $\pi(\Delta\Delta)$ contribuent dans le remplissage du minimum qui apparaît dans la section efficace calculée dans l'approximation d'impulsion. Aux moyen et haut transferts de moment les contributions que nous avons considérées dans notre étude (les contributions $\pi\pi\gamma(\Delta\Delta)$ et $\pi(\Delta\Delta)$) renforcent les anciennes contributions.

La discussion reste valable pour toutes les autres paramétrisations, seul la paramétrisation de Gari Krümpelmann où il faut remplacer $q^2 \approx 20 \text{ fm}^{-2}$ par $q^2 \approx 22,5 \text{ fm}^{-2}$. En tient aussi attiré l'attention sur les positions des pics, où l'élément de matrice change de signe, qui change avec les paramétrisations et avec le type de potentiel utilisé.

A partir de cette étude on peut dire que les contributions $N\Delta$, $\pi\pi\gamma(\Delta\Delta)$ et $\pi(\Delta\Delta)$ apparaissent beaucoup plus pour des hauts transfert de moment comparé à la contribution du pion (fig. 4. 2 et 4. 3). Ceci correspond aux effets de courte portée dans l'interaction NN .

6. 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 1S_0 , domine la section efficace expérimentale pour les énergies relatives neutron-proton proche de zéro [31]. 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 [25, 31] qu'il faut se placer à des angles proches de 180° 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 $E_e = 300 \text{ MeV}$ [31]. On différencie très nettement le pic élastique du pic d'électrodésintégration, situé au seuil de cassure du deuton ($2,2 \text{ MeV}$). La largeur des pics est due à la résolution finie du système de détection [31]. La section efficace d'électrodésintégration du deuton a toujours été mesurée [55, 56] au même angle de diffusion ($\theta = 155^\circ$), mais à des énergies incidentes différentes. L'énergie la plus élevée est de (913 MeV) qui correspond à un moment transféré de $42,4 \text{ fm}^{-2}$ [56, 69].

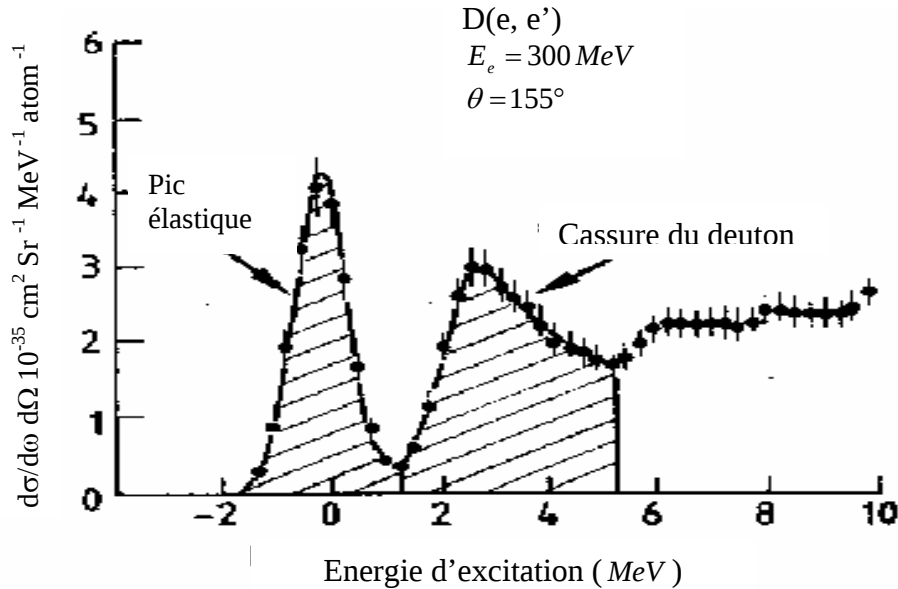


Figure 6. 1 – Spectre expérimentale de diffusion d'électrons sur le deutérium [55, 31].

Des calculs, de la section efficace tenant compte de certains courants d'échange ont été effectués par [4, 5, 7, 8, 9] pour le potentiel de Paris, mais aucune d'elles n'est complète. Prenant par exemple le calcul de [4] où l'auteur n'a tenu compte que des échanges de π et de ρ - Seagull, ainsi que de la contribution l'isobare $N\Delta$ où il a négligé le potentiel d'interaction

devant l'énergie d'excitation lorsqu'il a calculé la fonction d'onde $N\Delta$. Tandis que l'auteur [5] a pris en compte la contribution d'autres courants d'échange en plus de ceux pris par [4]: $\pi\pi\gamma$, $\omega\pi\gamma$, $\rho\rho\gamma$. L'auteur [5] a fait un calcul de la section efficace pour différentes valeurs de l'énergie au centre de masse du système np (100 MeV , 50 MeV , 15 MeV , 3 MeV) mais pas pour $1,5\text{ MeV}$. Les seuls résultats qu'il a pu comparer aux données expérimentales sont ceux qu'il a trouvé pour $E_{np} = 3\text{ MeV}$.

Dans notre étude de l'électrodésintégration du deuton près du seuil, le calcul de la section efficace a été fait pour une énergie au centre de masse du système np $E_{np} = 1,5\text{ MeV}$ 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 de matrice des différentes contributions que nous avons considéré.

Dans notre étude on a repris les calculs déjà fait par [4, 5] et on a considéré des nouvelles contributions: des courants de paire et des courants self invariant de Jauge (chapitre 4). Nous avons considéré aussi les contributions isobariques (chapitre 5). 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.

Comme on l'a vu dans les courbes des éléments de matrice la contribution dominante provient de l'échange de π . Mais toute fois les autres contribution qu'on a pris ne sont pas sans importance au contraire leur importance qui est indispensable apparaît très bien dans nos résultats. Même si la contribution de π est suffisante à très bas transfert de moment, mais dès que le moment transféré commence à s'élever il interfère destructivement avec l'approximation d'impulsion ce qui nous donne un désaccord très remarquable entre les résultats théoriques et expérimentaux.

Les calculs représentés sur les figures (6. 2) et (6. 3) contiennent, en plus de l'échange de pion et d'autres contributions considérées par d'autre auteurs [4, 5, 6], des contributions qui imposent leur existence surtout à des courtes portées. Dans cette étude, nous avons considéré des nouvelles contributions: des courants de paire σ , δ et η , des courants self invariant de Jauge $\omega\delta\gamma$, $\rho\sigma\gamma$, $\rho\eta\gamma$ et des courants isobariques $N\Delta$, $\pi(\Delta\Delta)$ et $\pi\pi\gamma(\Delta\Delta)$. Les contributions des courants de paire, self invariant de Jauge et la contribution isobarique $N\Delta$ ont été déjà présenté [70] pour la paramétrisation dipolaire avec deux types de potentiels: Paris et BonnQB.

Pour évaluer ces courants 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 ces 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. 6. 2) et BonnQB (fig. 6. 3).

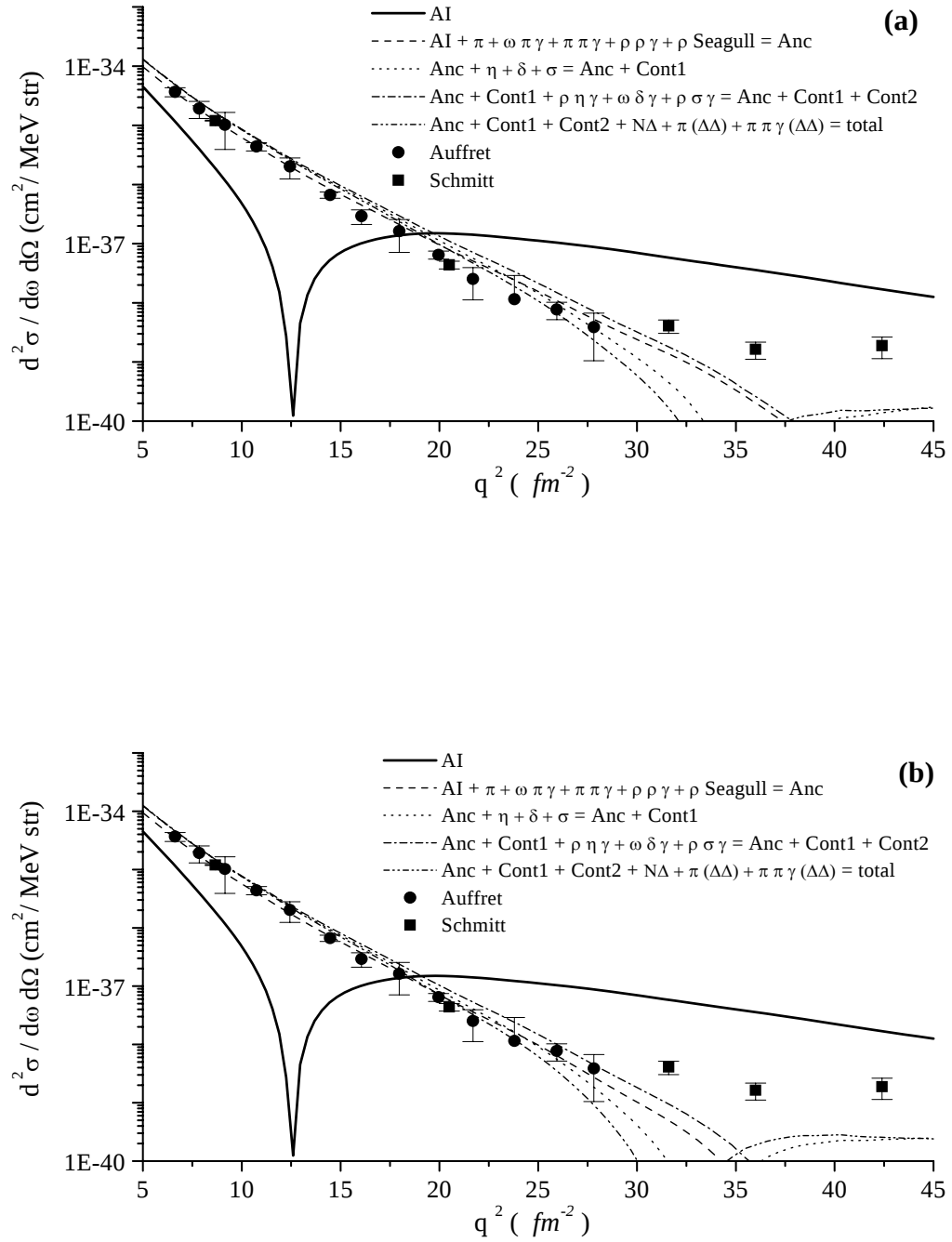


Figure 6. 2 – Section efficace avec le potentiel de Paris pour les différentes paramétrisations: (a) – paramétrisation dipolaire, (b) – paramétrisation de Galster.

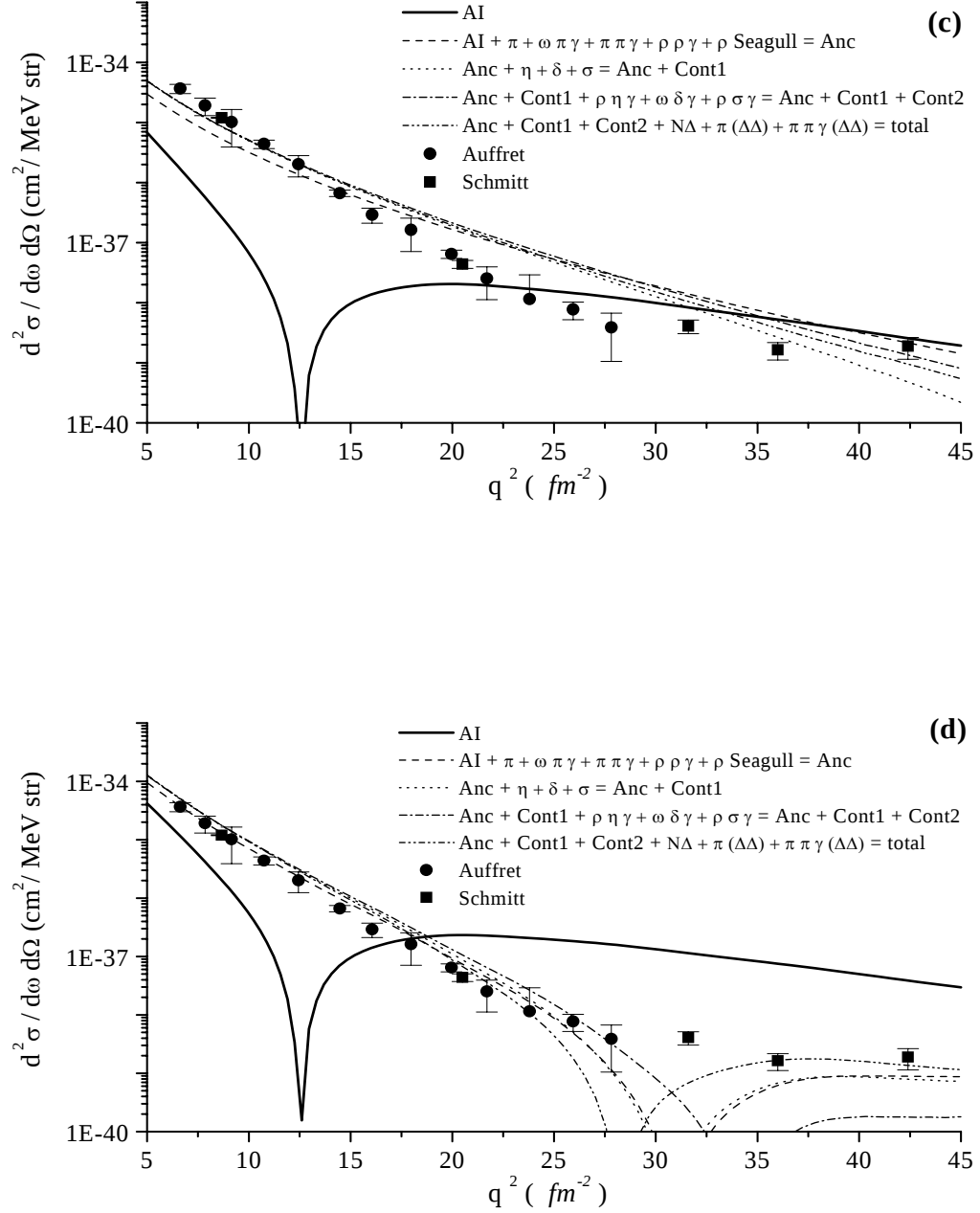


Figure 6. 2 – Section efficace avec le potentiel de Paris pour les différentes paramétrisations: (c) – paramétrisation de Gari Krümpelmann, (d) – paramétrisation I. J. L.

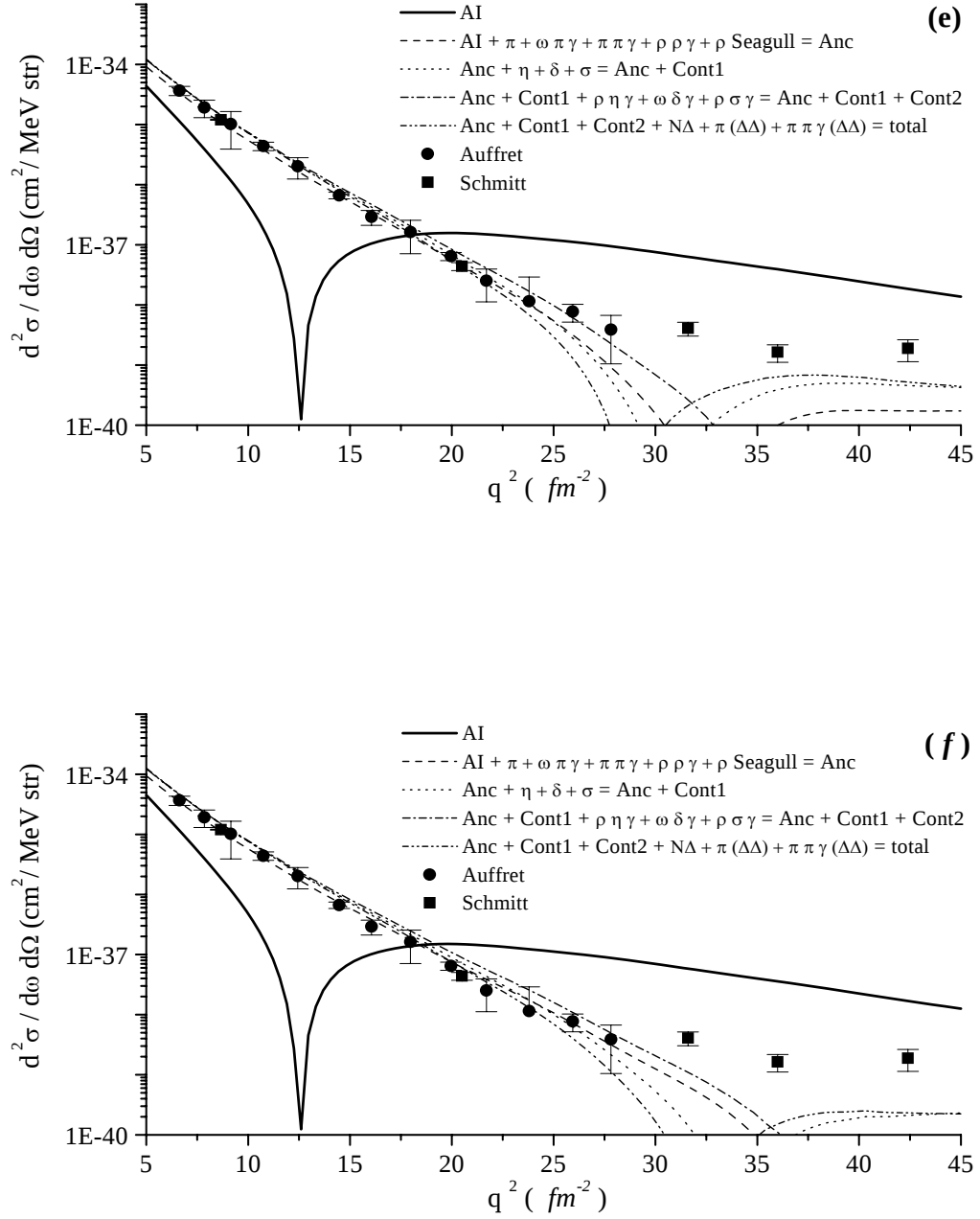


Figure 6. 2 – Section efficace avec le potentiel de Paris pour les différentes paramétrisations:
 (e) – paramétrisation M. M. D., (f) – paramétrisation de Platschkov.

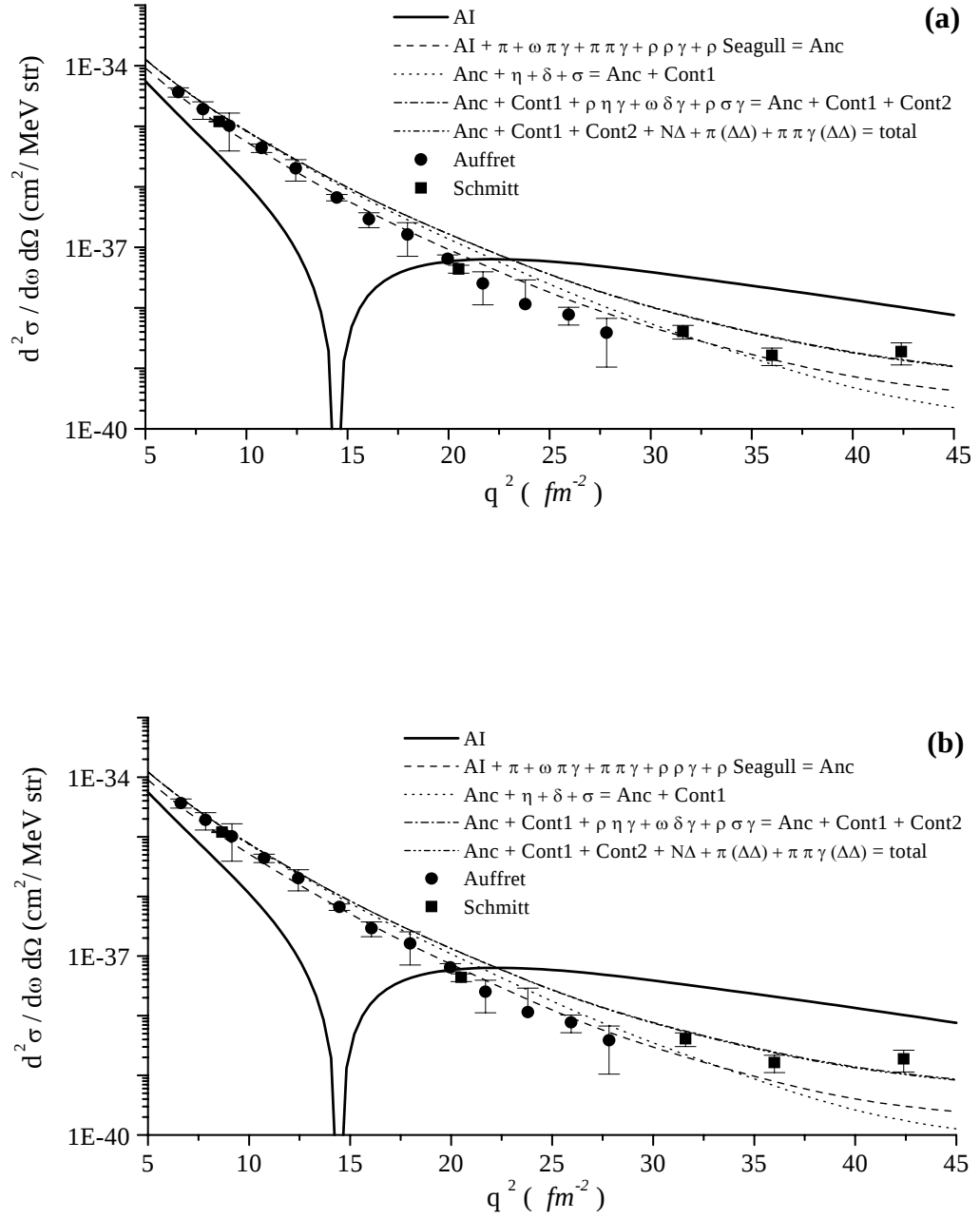


Figure 6. 3 – Section efficace avec le potentiel de Bonn QB pour les différentes paramétrisations: (a) – paramétrisation dipolaire, (b) – paramétrisation de Galster.

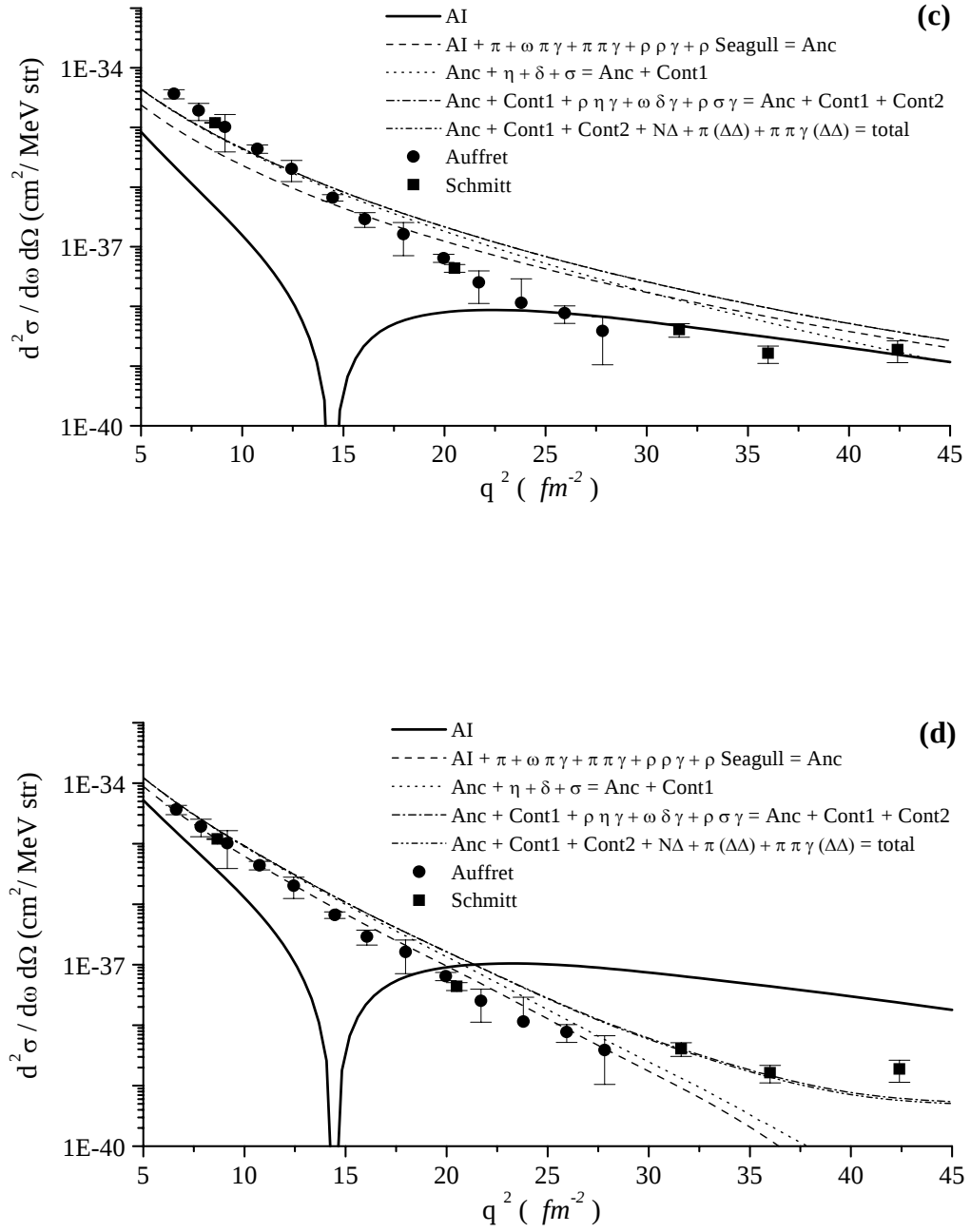


Figure 6.3 – Section efficace avec le potentiel de Bonn QB pour les différentes paramétrisations: (c) – paramétrisation de Gari Krümpelmann, (d) – paramétrisation I. J. L.

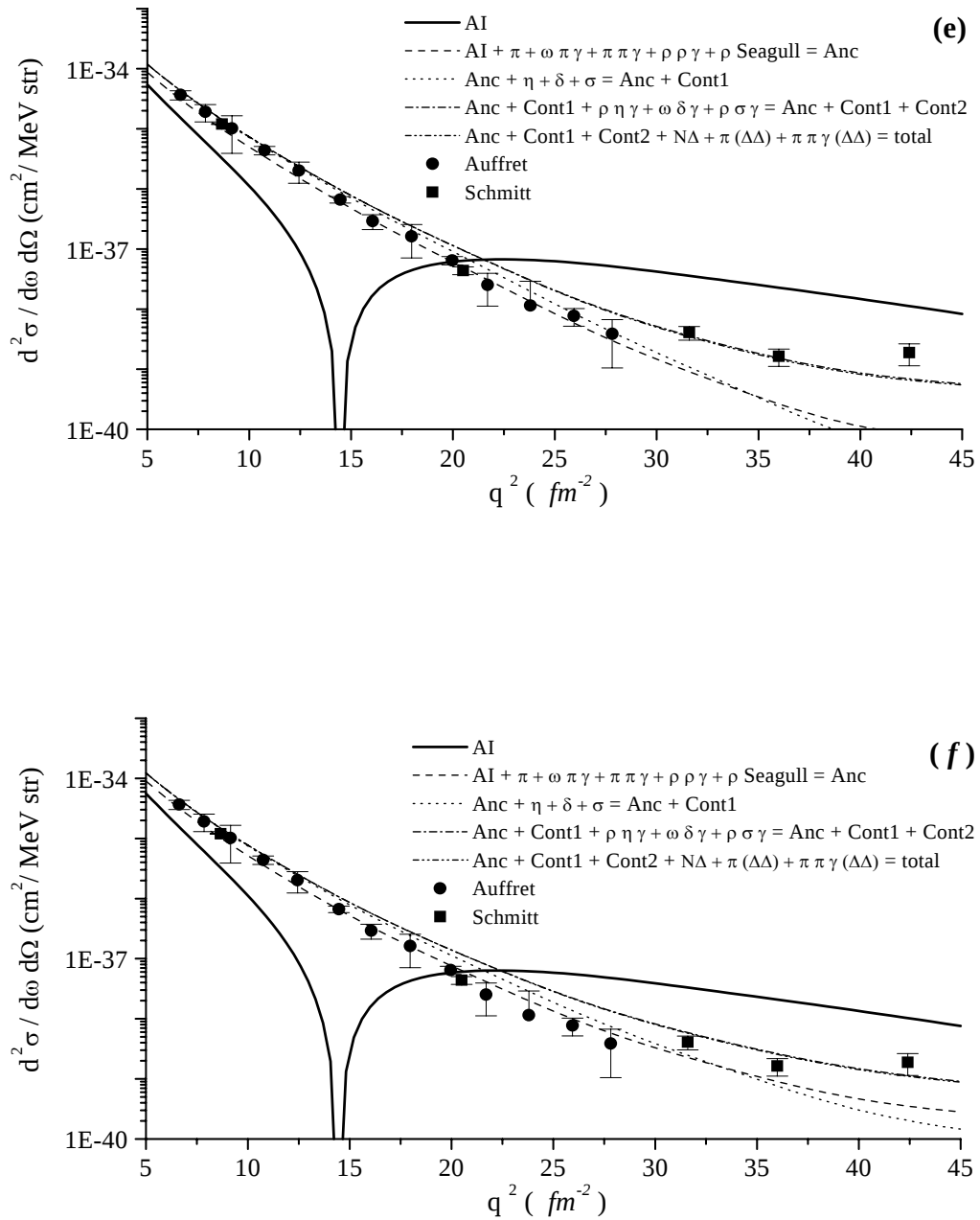


Figure 6.3 – Section efficace avec le potentiel de Bonn QB pour les différentes paramétrisations: (e) – paramétrisation M. M. D., (f) – paramétrisation de Platschkov.

Les opérateurs utilisés pour calculer la contribution due aux courants d'échange (ou courants 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 [4] l'auteur a utilisé le facteur de forme

$F_1^V(q^2)$ pour la contribution de pion pour qu'il parvienne à inclure plus ou moins les ordres supérieurs en $(1/M_N)$ alors que les auteurs de [8] prescrivent $G_E^V(q^2)$. Comme les deux facteurs de forme sont reliés par la relation donnée dans l'équation (2. 38), leur différence augmente avec q^2 . Il a été montré dans [8] que les sections efficaces calculées à l'aide de $G_E^V(q^2)$ s'écartent sensiblement des données expérimentales au delà de 15 fm^{-2} . Le même calcul effectué avec $F_1^V(q^2)$ [4] 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 les contributions: de π , $\pi\pi\gamma$, $\rho\rho\gamma$, $\pi(\Delta\Delta)$, $\pi\pi\gamma(\Delta\Delta)$. Les auteurs de [8] ont pris en considération les transitions vers des états finaux autre que l'état 1S_0 . Ces contributions bien que faibles expliquent une partie de la divergence dans le calcul de [4], 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. 2 c et 6. 3 c) reproduit mal les résultats expérimentaux même à très bas transfert de moment pour les deux types de potentiels. On peut relier ça au fait que le facteur de forme du nucléon a été surestimé dans cette paramétrisation [12, 45].

Lorsque nous avons utilisé les fonctions d'onde radiales de Paris, on remarque que la contribution des courants d'échange déjà considérée par les auteurs [4, 5] donnent un accord avec les données expérimentales [55, 56] jusqu'au transfert de moment ($q^2 \approx 20 \text{ fm}^{-2}$ pour la paramétrisation dipolaire et I.J.L., $q^2 \approx 24 \text{ fm}^{-2}$ pour Galster et M. M. D., $q^2 \approx 27,5 \text{ fm}^{-2}$ pour Platchkov). Au-delà de ces valeurs, caractérisant chaque paramétrisation, on remarque une divergence entre les deux résultats; théoriques et expérimentaux.

Lorsque nous avons rajouté les contributions des courants d'échange mésoniques σ , δ et η nous avons constaté une amélioration dans la cohérence entre les deux résultats au voisinage du minimum ainsi qu'aux moyens transferts de moment. Cette cohérence s'étend à environ $q^2 \approx 28 \text{ fm}^{-2}$ pour la paramétrisation dipolaire et $q^2 \approx 26 \text{ fm}^{-2}$ pour la paramétrisation de Galster, $q^2 \approx 20 \text{ fm}^{-2}$ pour la paramétrisation d'I. J. L., $q^2 \approx 24 \text{ fm}^{-2}$ pour la paramétrisation M. M. D., $q^2 \approx 26 \text{ fm}^{-2}$ pour la paramétrisation Platchkov). L'ajout des courants d'échange self invariant de Jauge fait augmenter la divergence au transfert de moment élevé. Ce qui n'est pas vrai lorsque nous avons rajouté des courants isobariques où nous avons constaté très bonne cohérence entre les théoriques et les résultats expérimentaux. Cet accord s'étend jusqu'à ($q^2 \approx 26 \text{ fm}^{-2}$ pour la paramétrisation dipolaire, et $q^2 \approx 24 \text{ fm}^{-2}$ pour le reste des paramétrisations). Pour des transferts de moments au delà de 30 fm^{-2} , les contributions que nous avons considérées ici, surtout les contributions isobariques, réduisent l'écart entre les prédictions théoriques et les résultats expérimentaux. Le reste de la différence peut être expliqué par l'inclusion des ordres supérieurs en $1/M_N$ que nous avons négligé dans notre étude.

Lorsque nous avons utilisé les fonctions d'onde radiales de BonnQB nous avons remarqué, pour les bas transferts de moment, que les anciennes contributions sont suffisantes pour reproduire les résultats expérimentaux. Par contre elles sont en désaccord avec l'expérience pour des transferts de moment supérieurs à 27 fm^{-2} . Lorsque nous tenons compte des nouvelles contributions que nous avons considéré dans notre étude, surtout les contributions isobariques, nous obtenons plus au moins un bon accord entre nos prédictions théoriques et les résultats expérimentaux. Cela est valable pour toutes les paramétrisations, le meilleur accord est obtenu en utilisant la paramétrisation M.M.D. Ceci s'explique par le fait que cette paramétrisation est celle qui reproduit le mieux les facteurs de forme du nucléon. Néanmoins, un léger désaccord est observé à bas transfert de moment lorsque on tient compte de ces nouvelles contribution, une chose que nous n'avons pas remarqué dans le cas du potentiel de Paris. Cette différence entre les prédictions, obtenues en utilisant les potentiels de Paris et BonnQB, peut être expliqué par les effets de non localité dans l'interaction NN [26, 71, 72].

En conclusion, nous avons vu qu'aux bas transfert de moment chacune des contributions σ , $\rho\sigma\gamma$ et $N\Delta$ renforce celle du pion. Ceci nous a permis d'améliorer la cohérence entre les résultats théoriques et expérimentaux à bas transfert de moment. Ce qui correspond aux effets à longue portée dans l'interaction NN . Comme les masses des mésons η , δ , ω et ρ ainsi que l'isobare Δ sont élevées par rapport à celle du pion, leurs contributions ne deviennent importantes qu'au transfert de moment élevé; ce qui correspond aux effets de courte portée dans l'interaction NN .

L'électrodésintégration du deuton près du seuil a été étudiée récemment par [69] avec un hamiltonien relativiste en incluant le potentiel relativiste d'échange d'un pion. Les résultats de ces calculs comparés aux résultats expérimentaux montrent une grande divergence même à bas transfert de moment.

Dans notre étude nous avons constaté que la majorité des contributions interviennent aussi à des transferts de moment élevés. Désormais, nous ne pouvons pas discuter nos résultats à des transferts 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 [73] pour des énergies de l'électron incident supérieure à $1,5 \text{ GeV}$.

Abstract

Key words: electrodisintegration, nucleon-nucleon interaction, deuteron, exchange currents, mesons, isobaric excitations, cross section.

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 nucleon-nucleon 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 momentum of the pair np, the deuteron dissociation can be sufficiently described by the transition towards the 1S_0 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: mesonic exchange currents, constrained by the continuity equation, and the Gauge 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 Δ ($m = 1232$ MeV). 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.

A. Courants d'échange

A. 1. Courants de paire

Les courants de paire qui ont été déjà considéré par d'autres auteurs :

- Contribution du pion (π)

$$\vec{J}^\pi = \frac{-ie g_{\pi NN}^2}{(2M_N)} \frac{K_{\pi NN}^2(k_\pi^2)}{k_\pi^2 + m_\pi^2} \left\{ (\vec{\tau}_1 \Lambda \vec{\tau}_2)_z \vec{\sigma}_1 G_E^V(q^2) - \frac{\vec{\tau}_{2z}}{(2M_N)^2} G_M^V(q^2) (\vec{k}_\pi \Lambda \vec{q}) \right\} (\vec{\sigma}_2 \vec{k}_\pi) + 1 \leftrightarrow 2$$

- Contribution de (ρ)

$$\vec{J}^\rho = \frac{-ie g_{\rho NN}^2}{(2M_N)^2} \frac{K_{\rho NN}^2(k_\rho^2)}{k_\rho^2 + m_\rho^2} G_E^V(q^2) (1 + \kappa_\nu) \left\{ \vec{\tau}_{2z} (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \Lambda \vec{k}_\rho + (\vec{\tau}_1 \Lambda \vec{\tau}_2)_z \vec{k}_\rho \right\} + 1 \leftrightarrow 2$$

- Contribution de (ω)

$$\vec{J}^\omega = \frac{-ie g_{\omega NN}^2}{(2M_N)^2} \frac{K_{\omega NN}^2(k_\omega^2)}{k_\omega^2 + m_\omega^2} G_E^V(q^2) (1 + \kappa_S) \vec{\tau}_{2z} (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \Lambda \vec{k}_\omega + 1 \leftrightarrow 2$$

A. 2. Courants self invariants de jauge

Les courants self invariants de jauge qui ont été déjà considéré par d'autres auteurs:

- Contribution $\pi\pi\gamma$

$$\vec{J}^{\pi\pi\gamma} = \frac{-ie g_{\pi NN}^2}{2(2M_N)^2} \frac{K_{\pi NN} \left[\left(\frac{q}{2} - k \right)^2 \right] K_{\pi NN} \left[\left(\frac{q}{2} + k \right)^2 \right]}{\left[\left(\frac{q}{2} - k \right)^2 + m_\pi^2 \right] \left[\left(\frac{q}{2} + k \right)^2 + m_\pi^2 \right]} (\vec{\tau}_1 \Lambda \vec{\tau}_2)_z \vec{k} \left\{ (\vec{\sigma}_1 \vec{q})(\vec{\sigma}_2 \vec{q}) + 2(\vec{\sigma}_1 \vec{q})(\vec{\sigma}_2 \vec{k}) - 2(\vec{\sigma}_1 \vec{k})(\vec{\sigma}_2 \vec{q}) - 4(\vec{\sigma}_1 \vec{k})(\vec{\sigma}_2 \vec{k}) \right\}$$

- Contribution $\omega\pi\gamma$

$$\vec{J}^{\omega\pi\gamma} = -\frac{ie g_{\omega NN} g_{\pi NN} g_{\omega\pi\gamma}}{(2M_N)} \frac{K_{\omega NN}(k_\omega^2) K_{\pi NN}(k_\pi^2)}{(k_\omega^2 + m_\omega^2)(k_\pi^2 + m_\pi^2)} \frac{K_{\omega\pi\gamma}(q^2)}{m_\omega} \vec{\tau}_{2z} (\vec{q} \Lambda \vec{k})(\vec{\sigma}_2 \vec{k}_\pi) + 1 \leftrightarrow 2$$

B. Eléments de matrice

B. 1. Contribution des courants de paire

➤ Contribution du pion (π)

$$\begin{aligned} \langle T_{10}^\pi(q^2) \rangle = & \frac{2i g_{\pi NN}^2}{(2M_N)^2} \frac{1}{(2\pi)^2 \sqrt{6\pi}} \int_0^\infty k^2 dk \left\{ \int_0^\infty dr u(r) u_0(r) j_0(kr) \left[G_E^V(q^2) (qJ_0^\pi(k, q) \right. \right. \\ & + 2kJ_1^\pi(k, q)) + \frac{G_M^V(q^2)}{(2M_N)^2} \frac{k^2 q}{3} (J_0^\pi(k, q) - J_2^\pi(k, q)) \Big] - \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^\infty dr w(r) u_0(r) j_2(kr) \\ & \left[G_E^V(q^2) (qJ_2^\pi(k, q) + 2kJ_1^\pi(k, q)) - \frac{G_M^V(q^2)}{(2M_N)^2} \frac{2kq}{3} (J_0^\pi(k, q) - J_2^\pi(k, q)) \right. \\ & \left. \left. + \frac{9q}{20} (J_1^\pi(k, q) - J_3^\pi(k, q)) \right] \right\} \end{aligned}$$

➤ Contribution de ρ – Seagull

$$\begin{aligned} \langle T_{10}^\rho(q^2) \rangle = & \frac{2i g_{\rho NN}^2}{(2M_N)^2} \frac{(1 + \kappa_v)^2 F_1^V(q^2)}{(2\pi)^2 \sqrt{6\pi}} \int_0^\infty k^2 dk \left\{ \int_0^\infty dr u(r) u_0(r) j_0(kr) (qJ_0^\rho(k, q) \right. \\ & \left. + 2kJ_1^\rho(k, q)) - \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^\infty dr w(r) u_0(r) j_2(kr) (qJ_2^\rho(k, q) + 2kJ_1^\rho(k, q)) \right\} \end{aligned}$$

Avec

$$J_l^\alpha(k, q) = \int_{-1}^1 dx \frac{K_{\alpha NN}^2(k_\alpha^2)}{k_\alpha^2 + m_\alpha^2} P_l(x), \quad \alpha = \pi, \rho ; \quad x = \frac{\vec{k} \cdot \vec{q}}{kq}$$

B. 2. Contribution des courants self invariant de jauge

➤ Contribution de $\pi\pi\gamma$

$$\begin{aligned} \langle T_{10}^{\pi\pi\gamma}(q^2) \rangle = & \frac{i g_{\pi NN}^2}{(2M_N)^2} \frac{4q F_1^V(q^2)}{3(2\pi)^2 \sqrt{6\pi}} \int_0^\infty k^4 dk \left\{ J_2^{\pi\pi\gamma}(k, q) - J_0^{\pi\pi\gamma}(k, q) \right\} \\ & \left\{ \int_0^\infty dr u(r) u_0(r) j_0(kr) - \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^\infty dr w(r) u_0(r) j_2(kr) \right\} \end{aligned}$$

➤ Contribution de $\omega \pi \gamma$

$$\begin{aligned} \langle T_{10}^{\omega \pi \gamma}(q^2) \rangle = & \frac{2i g_{\omega NN} g_{\pi NN} g_{\omega \pi \gamma}}{(2M_N)(2\pi)^2 \sqrt{6\pi}} \frac{K_{\omega \pi \gamma}(q^2)}{m_\omega} F_1^V(q^2) \frac{q}{3} \int_0^\infty k^3 dk \left\{ k \int_0^\infty dr u(r) u_0(r) j_0(kr) \right. \\ & \left[J_0^{\omega \pi \gamma}(k, q) - J_2^{\omega \pi \gamma}(k, q) \right] + \sqrt{2} \int_0^\infty dr w(r) u_0(r) j_2(kr) \left[k \left(J_0^{\omega \pi \gamma}(k, q) - J_2^{\omega \pi \gamma}(k, q) \right) \right. \\ & \left. \left. + \frac{9q}{20} \left(J_0^{\omega \pi \gamma}(k, q) - J_2^{\omega \pi \gamma}(k, q) \right) \right] \right\} \end{aligned}$$

➤ Contribution de $\rho \rho \gamma$

$$\begin{aligned} \langle T_{10}^{\rho \rho \gamma}(q^2) \rangle = & \frac{-2i g_{\rho NN}^2}{(2M_N)^2} \frac{4q F_1^V(q^2)(1 + \kappa_v)^2}{3(2\pi)^2 \sqrt{6\pi}} \int_0^\infty k^4 dk \left\{ J_0^{\rho \rho \gamma}(k, q) - J_2^{\rho \rho \gamma}(k, q) \right\} \\ & \left\{ \int_0^\infty dr u(r) u_0(r) j_0(kr) + \frac{1}{\sqrt{8}} \int_0^\infty dr w(r) u_0(r) j_2(kr) \right\} \end{aligned}$$

Avec

$$J_l^{\alpha \beta \gamma}(k, q) = \int_{-1}^1 dx \frac{K_{\alpha NN}(\vec{k}_\alpha^2) K_{\beta NN}(\vec{k}_\beta^2)}{(\vec{k}_\alpha^2 + m_\alpha^2)(\vec{k}_\beta^2 + m_\beta^2)} p_l(x), \quad \alpha \equiv \sigma, \eta, \delta, \quad x = \frac{\vec{k} \cdot \vec{q}}{k q}$$

B. 3. Constantes utilisées dans les calculs numériques**B. 3. 1. Masse des particules en (MeV)**

m_n	m_π	m_σ	m_ρ	m_ω	m_η	m_δ	M_Δ
939	138	550	768,3	782,6	548,8	983	1232

B. 3. 2. Cut-off en (MeV)

$\Lambda_{\pi NN}$	$\Lambda_{\sigma NN}$	$\Lambda_{\rho NN}$	$\Lambda_{\eta NN}$	$\Lambda_{\delta NN}$	$\Lambda_{\omega NN}$
1300	1700	1400	1500	2000	1500

$\Lambda_{\pi N\Delta}$	$\Lambda_{\rho N\Delta}$	$\Lambda_{\pi \Delta\Delta}$	$\Lambda_{\rho \Delta\Delta}$	$\Lambda_{\omega \Delta\Delta}$	$\Lambda_{\sigma \Delta\Delta}$
1000	1200	1100	1200	1700	1400

B. 3. 3. Constantes de couplage

$g_{\pi NN}$	$g_{\sigma NN}$	$g_{\rho NN}$	$g_{\eta NN}$	$g_{\delta NN}$	$g_{\omega NN}$	$g_{\rho \sigma \gamma}$	$g_{\omega \pi \gamma}$
13,5	8,45	2,63	6,14	5,59	7,89	0,58	0,758

$g_{\rho\eta\gamma}$	$g_{\omega\delta\gamma}$	$g_{\omega\Delta\Delta}$	$g_{\sigma\Delta\Delta}$	$f_{\pi N\Delta}$	$f_{\rho N\Delta}$	$f_{\pi\Delta\Delta}$	$f_{\rho\Delta\Delta}$
0,758	0,58	7,89	8,45	1,68	8,59	0,20	1,01

B. 3. 4. Autres constantes utiles

$$\mu_p = 2,7929 \quad \pi = 3,1415925635 \quad \kappa_v = 6.6 \quad E_{np} = 1,5 \text{ MeV} \quad \kappa_s = -0,12 \quad \mu_n = -1,91315$$

C. Potentiels de transition et d'interaction

C. 1. Fonction de Green

La fonction de Green est solution de l'équation:

$$(T - E) G(\vec{r}, \vec{r}', E) = \delta(\vec{r} - \vec{r}')$$

Après quelques étapes de calcul, on trouve:

$$G_l(r, r', E) = \frac{2}{\pi} r r' \int_0^\infty dk k^2 \frac{j_l(kr) j_l(kr')}{k^2 + E}$$

Avec $j_l(kr)$ fonction de Bessel sphérique.

$$G_0(r, r', E) = \frac{1}{k} e^{(-kr_>)} \sinh(kr_<)$$

$$G_1(r, r', E) = \frac{1}{k} \left(1 + \frac{1}{kr_>} \right) e^{(-kr_>)} \left(\cosh(kr_<) - \frac{\sinh(kr_<)}{kr_<} \right)$$

$$G_2(r, r', E) = \frac{1}{k} \left(1 + \frac{3}{kr_>} + \frac{3}{(kr_>)^2} \right) e^{(-kr_>)} \left\{ \left(1 + \frac{3}{(kr_<)^2} \right) \sinh(kr_<) - \frac{3}{kr_<} \cosh(kr_<) \right\}$$

$$G_3(r, r', E) = \frac{1}{k} \left(1 + \frac{6}{kr_>} + \frac{15}{(kr_>)^2} + \frac{15}{(kr_>)^3} \right) e^{(-kr_>)} \left\{ \left(1 + \frac{15}{(kr_<)^2} \right) \cosh(kr_<) - \left(\frac{6}{kr_<} + \frac{15}{(kr_<)^3} \right) \sinh(kr_<) \right\}$$

$$G_4(r, r', E) = \frac{1}{k} \left(1 + \frac{10}{kr_>} + \frac{45}{(kr_>)^2} + \frac{105}{(kr_>)^3} + \frac{105}{(kr_>)^4} \right) e^{(-kr_>)} \left\{ \left(1 + \frac{45}{(kr_<)^2} + \frac{105}{(kr_<)^4} \right) \sinh(kr_<) - \left(\frac{10}{kr_<} + \frac{105}{(kr_<)^3} \right) \cosh(kr_<) \right\}$$

Avec

$$r_> = \max\{r, r'\} \text{ et } r_< = \min\{r, r'\}$$

C. 2. Potentiel de transition

C. 2. 1. Electrodésintégration en $N\Delta$

$$V_{22,00}^{T(\pi+\rho)}(r) = 4V_2(r)$$

C. 2. 2. Electrodésintégration en $\Delta\Delta$

$$V_{00,00}^{T(\pi+\rho)}(r) = \frac{2\sqrt{5}}{3}V_0(r)$$

$$V_{22,00}^{T(\pi+\rho)}(r) = -\frac{2\sqrt{5}}{3}V_2(r)$$

C. 3. Potentiel d'interaction

C. 3. 1. Electrodésintégration en $N\Delta$

$$V_{22,22}^{N\Delta(\pi+\rho)}(r) = -15V_0(r) + 18V_2(r)$$

$$V_{22,22}^{N\Delta(\omega+\sigma)}(r) = 1$$

C. 3. 2. Electrodésintégration en $\Delta\Delta$

$$V_{00,00}^{\Delta\Delta(\pi+\rho)}(r) = 165V_0(r)$$

$$V_{00,22}^{\Delta\Delta(\pi+\rho)}(r) = 132V_2(r)$$

$$V_{22,00}^{\Delta\Delta(\pi+\rho)}(r) = 132V_2(r)$$

$$V_{22,22}^{\Delta\Delta(\pi+\rho)}(r) = 33V_0(r) + 132V_2(r)$$

$$V_{00,00}^{\Delta\Delta(\omega+\sigma)}(r) = 1$$

$$V_{22,22}^{\Delta\Delta(\omega+\sigma)}(r) = 1$$

C. 4. Opérateurs tenseurs

Les opérateurs tenseurs $S_{12}^{(i)}$ ($i = 1, 2, 3, 4$) sont définies d'une manière standard [60, 37]:

$$S_{12}^{(1)}(\hat{r}) = 3(\vec{\sigma}_1^{NN} \hat{r})(\vec{\sigma}_2^{N\Delta} \hat{r}) - (\vec{\sigma}_1^{NN} \vec{\sigma}_2^{N\Delta})$$

$$S_{12}^{(2)}(\hat{r}) = 3(\vec{\sigma}_1^{N\Delta} \hat{r})(\vec{\sigma}_2^{N\Delta} \hat{r}) - (\vec{\sigma}_1^{N\Delta} \vec{\sigma}_2^{N\Delta})$$

$$S_{12}^{(3)}(\hat{r}) = 3(\vec{\sigma}_1^{NN} \hat{r})(\vec{\sigma}_2^{\Delta\Delta} \hat{r}) - (\vec{\sigma}_1^{NN} \vec{\sigma}_2^{\Delta\Delta})$$

$$S_{12}^{(4)}(\hat{r}) = 3(\vec{\sigma}_1^{\Delta\Delta} \hat{r})(\vec{\sigma}_2^{\Delta\Delta} \hat{r}) - (\vec{\sigma}_1^{\Delta\Delta} \vec{\sigma}_2^{\Delta\Delta})$$

C. 5. Éléments réduits des matrices de transition

Les opérateurs de transition de spin et d'isospin $\sigma^{N\Delta}$ et $\tau^{N\Delta}$ sont définie par leur éléments de matrice réduit [60]:

$$\left\langle \frac{3}{2} \parallel \sigma^{N\Delta} \parallel \frac{1}{2} \right\rangle = \left\langle \frac{3}{2} \parallel \tau^{N\Delta} \parallel \frac{1}{2} \right\rangle = 2$$

Les opérateurs diagonaux du spin et d'isospin de l'isobare Δ : $\sigma^{\Delta\Delta}$ et $\tau^{\Delta\Delta}$ sont défini par leur éléments de matrice réduit [60, 37]

$$\left\langle \frac{3}{2} \parallel \sigma^{\Delta\Delta} \parallel \frac{3}{2} \right\rangle = \left\langle \frac{3}{2} \parallel \tau^{\Delta\Delta} \parallel \frac{3}{2} \right\rangle = 2\sqrt{15}$$

Bibliographie

- [1]. M. Lacombe et al., Physical Review **C21** N°3 (1980) 861.
- [2]. R. Vinh Mau, Meson in Nuclei, Eds. M. Rho and D. H. Wilkinson, North Holland Publishing company (1979).
- [3]. R. Machleidt et al., Advances in nuclear physics volume **19**, 1-89.
- [4]. J. F. Mathiot, Nuclear Physics **A412** (1984) 201-227.
- [5]. B. Sommer, Nuclear Physics **A308** (1978) 263-289.
- [6]. E. Hummel, Thèse de Doctorat de l'université d'Utrecht (1991).
- [7]. D. O. Riska, Physica Scripta. Vol. **31** (1985) 471-484.
- [8]. W. Leideman and H. Arenhövel, Nuclear Physics **A393** (1983) 385-398.
- [9]. J. Hockert and al., Nuclear Physics **A217** (1973) 14-28.
- [10]. E. Truhlik and K. M. Schmitt, Few Body Systems **11** (1992) 155-170.
- [11]. E. Truhlik and J. Adam, Nuclear Physics **A492** (1989) 529-555.
- [12]. A. Amghar, Thèse UJF- Grenoble, rapport ISN (1993) 93 - 78.
- [13]. J. Carlson, R. Schiavilla, Reviews of Modern Physics. Vol. **70**, N° 3 (1998).
- [14]. P. E. Bosted and al., Physical Review letters, Volume **68**, Number 26 (1992)
- [15]. Hrayr H. Matevosyan et al., Nucl.-th/05001044 v2 (2005); Phys. Rev. **C71** (2005) 055204.
- [16]. R. Schiavilla and I. Sick, Phys. Rev. **C64** (2001) Jefferson Lab 041002.
- [17]. A. Amghar, N. Aissat, B. Desplanques, Eur. Phys. J. A. **1** (1998) 85-90.
- [18]. M. Garçon and J. W. Van orden, Nucl.-th./0102049 V1 (2001); Adv. Nucl. Phys. **26** (2001) 293.
- [19]. J. Arvieux, J. M. Cameron, Advances in nuclear Physics, Vol. **18** (1987).
- [20]. D. W. L. Sptung, Hua Wu and J. Martorell, Phys. Rev., **C42** (1990) 863.
- [21]. David Pitz, Thèse de Doctorat, Caen (2000).
- [22]. R. K. Bhaduri et al., Phys. Rev. **C42** (1990) 1867.
- [23]. R. Machleidt, nucl-th/0006014 (2000); Phys. Rev. **C63** (2001) 024001.
- [24]. N. L. Roding and L. D. Knutson, Physical Review Letters, Volume **57**, N° 18, the American Physical Society (1986).
- [25]. Hachemi Hacen, Thèse de Doctorat Paris (1986).
- [26]. A. Amghar, B. Desplanque, Nuclear Physics, **A714** (2003) 502-534.
- [27]. R. Machleidt and G. Q. Li, invited talk preseted at “Realistic Nuclear Structure” a conference to mark the 60th birthday of T. T. S. Kuo, May 1992 Stony Brook.
- [28]. B. Castel, I. S. Towner, Modern Theories of Nuclear Moments, Clarendon Press oxford (1990).
- [29]. W. Jaus, Nuclear Physics, **A314** (1979) 287-316.

- [30]. A. R. Edmonds, Angular momentum in quantum mechanics, Princeton University Press, America (1957).
- [31]. S. Platchkov, Maubuisson, 6^{ème} session, 14-18 septembre 1987.
- [32]. S. K. Singh, W. Leidemann, and H. Arehövel, Z. Phys. Atomic Nuclei, **331** (1988) 509-518.
- [33]. F. Gross, Physical Review **142** N°4 (1966) 1025.
- [34]. R. Dymarz and F. C. Khanna, Nuclear Physics **A567** (1990) 560-598.
- [35]. Daniel R. Phillips, nucl-th/0304046 v1 (2003); Phys. Lett. **B567** (2003) 12-22.
- [36]. T. W. Allen, W. H. Klink, W. N. Polyzou, nucl-th/0005050 v2 (2000); Phys. Rev. **C63** (2001) 034002.
- [37]. G. G. Simon et al. Nuclear Physics **A333** (1980) 381-391.
- [38]. C. Cohen Tannoudji, B. Diu, et F. Laloe, Mécanique quantique, Hermann (1973).
- [39]. M. Gari et H. Hyuga, Nucl. Phys. **A264** (1976) 409-444.
- [40]. D. A. Varsalovich, Quantum theory of angular momentum (World scientific, 1988).
- [41]. J. A. Lock and L. L. Foldy. Annals of physics **93**, (1975) 276-334.
- [42]. Franz Gross and R. Gilman, Nucl-th/0110015 v1 (2001); AIP conf. Proc. **603** (2001) 55-68.
- [43]. J. E. Elias et al., Physical Review **117** N°5 (1969) 2075-2091.
- [44]. S. Platchkov et al., Nuclear Physics **A510** (1990) 740-758.
- [45]. M. Gourdin, Physics Reports (Section C of Physics Letters) **11** N°2 (1974) 29-98.
- [46]. Hartmuth Arenhövel, Progress of theoretical Physics Supplement N° 91 (1987).
- [47]. S. Galster et al., Nuclear Physics **B32** (1971) 221-237.
- [48]. F. Iachello, A. D. Jackson et A. Lande, Phys. Lett. **B43** (1973) 191.
- [49]. M. Gari et al., Z. Phys. A-Atoms and Nuclei **322** (1985) 689-693.
- [50]. M. F. Gari et W. Krumpelmann, Phys. Lett. **B274** (1992) 160, et correction ibid 282, (1992) 483.
- [51]. A. Messiah, Mécanique quantique, tome 2, Dunod (1995).
- [52]. P. Mergell, Ulf-GMeißner, et D. Drechsel, Nucl. Phys. **A596** (1996) 367.
- [53]. Werner Fabian and Harmuth Arenhövel, Nuclear Physics **A314** (1979) 253-286.
- [54]. A. Amghar, B. Desplanques, V. A. Karmanov, Nucl. phys. **A567** (1994) 919-936.
- [55]. S. Auffret et al., Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1362.
- [56]. W. M. Schmitt et al., Phys. Rev. **C56**, N°4 (1997) 1687-1699.
- [57]. B. Desplanque, Bombanne, 3^{ème} session, 17-21 Septembre 1984.
- [58]. S. Huber, J. Aichelin, Nuclear Physics **A573** (1994) 587-625.
- [59]. U. Kaulfuss and M. Gari, Nuclear Physics **A408** (1983) 507-524.
- [60]. M. Chemtob and M. Rho, Nucl. Phys. **A163** (1971) 1-55.
- [61]. H. Arenhövel, Chinese Journal of Physics, Vol. **30**, N° 1 (1992).
- [62]. O. Dumbrajs et al., Nucl. Phys. **B216** (1983) 277-335.

- [63]. A. Gokalp and, O. Yilmaz, nucl-th/0103033 v1 (2001); Eur. Phys. J. **C24** (2002) 117-120.
- [64]. D. E. Groom et al., The European Physical Journal **C15** (2000) 1.
- [65]. B. Desplanques, A. Amghar, Z. Phys. A. Hadron and Nuclei 000.000-000 (1992).
- [66]. R. B. Wiringa et al., Phys. Rev. **C29** (1984) 1207.
- [67]. R. Dymarz, et al., Nuclear Physics **A507** (1990) 531-559.
- [68]. S. Garidi, Mémoire de Magister, ENS Kouba, Algérie (2001).
- [69]. A. Arriaga, R. Schiavilla, Nucl-th/0704.2514v1 (2007).
- [70]. A. Rahli, A. Amghar, Conférence Nationale sur les Rayonnements et leurs applications (CNRA 2006), COMENA, Alger 14-16 novembre 2006.
- [71]. F. Bouaziz, A. Amghar et B. Desplanques, Conférence Nationale sur les Rayonnements et leurs applications (CNRA 2006), COMENA, Alger 14-16 novembre 2006.
- [72]. F. Bouaziz, thèse de Magister, ENS de Kouba (2005).
- [73]. J. Jourdan et al: Deuteron Electrodisintegration at Threshold at Large Momentum Transfers, J. Lab experiment research proposal, PR-00-103.
- [74]. F. Ritz et al., Nucl-th/9611026 v1 (1996); Phys. Rev. **C55** (1997) 2214-2233.