

UNIVERSITE DE CAEN/BASSE-NORMANDIE
U.F.R DE SCIENCES
ECOLE DOCTORALE STRUCTURE,
INFORMATION, MATIERE ET MATERIAUX

THESE

présentée par

Mr David Pitz

et soutenue

le vendredi 7 janvier 2000

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN
Spécialité : Constituants élémentaires

(Arrêté du 30 mars 1992)

Titre :

**Étude de la structure électromagnétique du deuton par
diffusion d'électrons**

(diffusion élastique et production cohérente de pions)

JURY

Directeur de thèse : Bernard Tamain

Henk Blok

Bertrand Desplanques

Hélène Fonvieille

Rapporteur

Michel Garçon

Stéphane Platchkov

Rapporteur

Avant Propos

What I am going to tell you about is what we teach our physics students in the third or fourth year of graduate school... It is my task to convince you not to turn away because you don't understand it. You see my physics students don't understand it... That is because I don't understand it. Nobody does.

Richard P. Feynman, QED, The Strange Theory of Light and Matter, Penguin Books, London, 1990, p 9. (1)

Contrairement à une publication dans un journal scientifique, une thèse ne comporte qu'un seul nom d'auteur. Pourtant comme tout travail scientifique, il s'agit d'un travail d'équipe et c'est pourquoi ces quelques lignes se proposent de remercier, au moins un peu, tous ceux qui m'ont aidé lors de ces trois ans.

A tout seigneur, tout honneur, je commencerai par mon directeur de thèse à Saclay, Michel Garçon sans qui cette thèse n'aurait certainement pas vu le jour. Je te remercie donc Michel, pour tes conseils, ta disponibilité et ta patience pour Kawtar et moi. A Saclay, je voudrais également remercier toute l'équipe t_{20} pour leurs aides et pour m'avoir donné le meilleur d'eux même : à Jean-Eric qui a su maintenir ma forme physique, à Jacques et ses conseils musicaux et à Kawtar Hafidi avec son énergie débordante. Mon univers au CEA ne s'est nullement limité à mon seul groupe de travail et il serait injuste d'oublier les autres : le chef de service Jacques Martino et son adjoint Bijan Saghai qui m'ont accueilli dans le laboratoire, Pascal Vernin que j'ai longuement ennuyé avec Snake et Mudifi, Pierre-Francois qui m'a aidé à faire fonctionner les outils informatiques, l'équipe VCS et l'équipe du Hall B dans leur ensemble pour leurs conseils d'analyse, l'équipe "exotiques" pour leurs repas enjoués, le groupe des grimpeurs et particulièrement David pour m'avoir fait découvrir ce merveilleux sport. Enfin je pense aussi à tous mes collègues, les anciens, actuels et futurs thésards, compagnons de galère de trois ans, aux conseils souvent utiles : alors merci à Julie, Eric, Maud, Vanessa, Pascal 1 et 2 et les autres.

Pendant mon année aux États-Unis j'ai aussi pu compter sur toute l'équipe de l'expérience. En particulier je tiens à remercier Betsy Beise pour m'avoir accepté en CSN là bas, Steve Wood pour m'avoir encadré et toute l'équipe de Grenoble et de Clermont pour avoir apporté la *french touch* indispensable pour garder son identité culturelle pendant les 15 longs mois de coopérant.

Enfin je finirai par remercier tous ceux qui ont su m'aider à maintenir un équilibre acceptable entre ma thèse et ma vie personnelle. En tout premier je pense à Olivier qui m'a évité de dormir sous les ponts pendant la fin de ma rédaction, à Laurent pour le côté magique, à mes amis spinaliens (Jérôme, Cyrille, Mamat, Arnaud et Arnaud, Xavier et Marion), à mes amis caenais (Arnaud, QDV et Aurélien), à mes colocataires français et américains (Geraud, Baub, Alex et Kathy) et bien sûr à toute ma famille pour leur soutien de tous les instants.

Nul n'est parfait et j'ai sûrement oublié beaucoup de monde dans cette liste, je suis sûr que ceux qui manquent sauront s'y trouver malgré mes oublis.

Table des matières

1	Le deuton et la diffusion d'électrons	7
1.1	Le deuton	7
1.2	La diffusion d'électrons	8
1.2.1	Introduction	8
1.2.2	Section efficace classique	8
1.2.3	L'équation de Dirac	9
1.2.4	Diffusion de deux particules ponctuelles	9
1.2.5	Diffusion d'électrons par des nucléons	10
1.2.6	Les multipôles électromagnétiques	11
1.3	Diffusion élastique d'électrons par des deutons	12
1.3.1	Sections efficaces et facteurs de forme	12
1.3.2	Polarisation	14
1.4	Mesure de diffusion élastique électron deuton	15
1.4.1	Les données antérieures à notre expérience	15
1.4.2	Les données de notre expérience	15
2	Ensemble expérimental	19
2.1	L'accélérateur et sa ligne de faisceau	19
2.1.1	Le Jefferson Laboratory et le Hall C	19
2.1.2	La ligne de faisceau	20
2.1.3	La mesure de charge	22
2.2	Les cibles	24
2.2.1	Les cibles cryogéniques	24
2.2.2	Composition des cibles	25
2.2.3	Le balayage du faisceau	26
2.2.4	Les cibles solides	27
2.3	Le spectromètre HMS	27
2.3.1	L'optique magnétique	28
2.3.2	Le collimateur	28
2.3.3	Le système de détection	30
2.3.4	La reconstruction des trajectoires	30
2.3.5	Etude d'optique	33
2.4	La détection du deuton	36

2.4.1	Principe de fonctionnement	36
2.4.2	La partie optique: le canal deuton	36
2.4.3	Dispositif de détection	38
2.4.4	La reconstruction des trajectoires	38
2.4.5	La détection test	39
2.4.6	Utilisation	39
2.5	L'électronique de déclenchement et d'acquisition	39
2.5.1	Le déclenchement	39
2.5.2	L'acquisition	42
3	L'analyse	43
3.1	Principe de l'analyse	43
3.2	Identification des événements	44
3.2.1	Les soustractions	47
3.3	La calibration des moniteurs de courant	48
3.4	La cible	48
3.4.1	La longueur de la cible	48
3.4.2	La densité	50
3.4.3	La composition de la cible	50
3.4.4	Erreurs dues à la cible	51
3.5	L'angle solide électron	51
3.5.1	Méthodes géométriques	51
3.5.2	La simulation de HMS	52
3.6	Les efficacités	53
3.6.1	L'efficacité de déclenchement	53
3.6.2	L'efficacité des chambres de HMS	55
3.7	Le temps mort	56
3.8	L'angle solide de coïncidence	57
3.9	L'absorption	58
3.10	Les corrections radiatives	59
4	Résultats et Erreurs	63
4.1	Estimation des erreurs	63
4.1.1	Les erreurs sur la détermination de l'impulsion transférée	63
4.1.2	Récapitulatif des erreurs sur les sections efficaces	65
4.2	Sections efficaces élastique électron-proton	66
4.2.1	Comparaison avec les données existantes et quelques paramétrisations	66
4.3	Sections efficaces élastiques électron-deuton	68
4.3.1	Les résultats et l'extraction de $A(Q)$	68
4.3.2	Comparaison avec les données existantes	68
4.3.3	Les résultats de t_{20} et les facteurs de forme du deuton	71

5	Interprétations...	79
5.1	L'approximation d'impulsion non relativiste	79
5.2	Les corrections à l'approximation d'impulsion	81
5.2.1	Les corrections relativistes	82
5.2.2	Les courants d'échange indépendants du modèle	83
5.2.3	Les courants d'échange dépendants du modèle	84
5.2.4	Deux calculs complets	88
5.3	L'équation de Bethe-Salpeter	88
5.3.1	Généralités	88
5.3.2	Le modèle de Van Orden, Devine et Gross	90
5.3.3	Le modèle de Tjon et Hummel	91
5.3.4	Le modèle de Phillips et Wallace	91
5.4	Les calculs sur le cône de lumière	92
5.4.1	Les calculs de Chung	92
5.4.2	Les calculs de Carbonell, Karmanov, Desplanques et Mathiot	92
5.5	Des quarks dans le deuton	93
5.5.1	Un modèle hybride	93
5.5.2	La chromodynamique quantique perturbative	94
5.6	Que conclure sur les modèles théoriques?	95
6	Au delà de l'élastique...	99
6.1	Introduction	99
6.1.1	Motivations	99
6.1.2	Formalisme	100
6.1.3	Les données	101
6.2	L'analyse	102
6.2.1	Identification des événements $ed \rightarrow ed\pi^0$	102
6.2.2	Détermination de l'espace de phases	104
6.2.3	Autres corrections	105
6.3	La reconstruction dans le canal deuton	106
6.3.1	Normalisation des cartes de champs	106
6.3.2	Calculs de trajectoire dans le canal deuton	106
6.3.3	Recherche de fonctions de reconstruction	107
6.3.4	Tests de la reconstruction des deutons	108
6.4	La simulation	110
6.4.1	Etapes de calcul	110
6.4.2	Le calcul de transmission	111
6.5	Résultats	112
6.6	Erreurs	112
6.7	Futur de l'électroproduction de π^0 sur le deuton	113

Conclusion	123
A Section efficace deuton-noyau	125
A.1 La matière traversée	125
A.2 Le modèle de Glauber	125
A.3 Application aux sections efficaces totales deuton-noyau	127
A.4 Comparaison avec des mesures	129
A.5 Calcul de la perte par réaction nucléaire	132
B Facteurs de forme des nucléons	133
B.1 La paramétrisation dipolaire	133
B.2 La paramétrisation de Iachello, Jackson et Lande	134
B.3 La paramétrisation de Höhler	134
B.4 La paramétrisation de Gari et Krümpelmann	135
B.5 La paramétrisation de Bosted	135
B.6 La paramétrisation de Mergell <i>et al.</i>	136
C Contrôle du canal magnétique deuton	139
C.1 Le matériel	139
C.2 Le système de contrôle: EPICS	140
C.3 Les programmes	140
D Différences entre Hall A et Hall C	143
E Résultats complets de l'analyse π^0	143
Références	151
Liste des figures	159
Liste des tableaux	163

Chapitre 1

Le deuton et la diffusion d'électrons

1.1 Le deuton

Le noyau de deutérium ou deuton 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, facteurs de forme) 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.

Dès 1940 Rabi et ses collaborateurs ont démontré que le deuton n'était pas sphérique en mesurant le moment quadrupolaire. Cette mesure a eu des conséquences théoriques dès l'année suivante en étant interprétée par Rarita et Schwinger qui introduisirent un terme tenseur dans l'interaction nucléon-nucléon. Le deuton n'a cessé d'être étudié depuis.

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 l'inverse à 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 démontré 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'échanges de mésons entre les deux nucléons.

Pour des échelles encore plus petites, une description "standard" du deuton par l'intermédiaire de l'équation de Schrödinger, ne devrait plus suffire et des modèles relativistes ont été développés (à petite échelle, l'impulsion relative entre les deux nucléons doit être grande et les effets relativistes deviennent importants).

Enfin à de très petites distances, la description de l'interaction forte en termes de

nucléons et de mésons devrait devenir insuffisante et les degrés de libertés de la description du deuton seraient les quarks et les gluons. La chromodynamique quantique perturbative prévoit alors un comportement asymptotique des facteurs de forme (définis plus loin) sous la forme de lois d'échelle.

1.2 La diffusion d'électrons

1.2.1 Introduction

L'objet de cette partie est de présenter brièvement les éléments permettant d'introduire la mesure de la fonction de structure $A(Q)$. Une description plus complète de l'utilisation de la sonde leptonique en physique nucléaire pourra être trouvée dans le cours de V. Breton et H. Fonvieille [1] ou dans les articles de revue de J.D. Walecka et collaborateurs [2, 3].

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. Comparativement à la sonde hadronique (faisceau de protons par exemple), elle permet plus facilement d'accéder à l'intérieur des nucléons. 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 autres le rayon des noyaux (dont celui du deuton).
- la mise en évidence des fonctions de structure en diffusion profondément inélastique (DIS) qui fut la première preuve expérimentale de l'existence des quarks (Friedmann, Kendall et Taylor 1968).
- la mise en évidence des courants d'échange mésonique par l'étude de l'électrodésintégration du deuton au seuil (années 80).

1.2.2 Section efficace classique

La façon la plus simple de traiter l'interaction entre un électron et un noyau de charge Z est de considérer la diffusion d'un électron non relativiste et classique (sans spin) dans un champ en $-Z\alpha/r$. On obtient alors la section efficace différentielle de Rutherford (1911) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (Z\alpha)^2 \frac{1}{16 E^2 \sin^4(\theta_e/2)} \quad (1.1)$$

où E est l'énergie de l'électron incident et θ_e l'angle de diffusion, α est la constante de structure fine ($\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c = 1/137.036$).

1.2.3 L'équation 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 :

$$(i \gamma^\mu \partial_\mu - M) \psi = 0. \quad (1.2)$$

Les solutions de cette équation s'écrivent sous la forme

$$\psi(x) = e^{ikx} U(k) \quad (1.3)$$

où k est l'impulsion de la particule (par la suite k désignera l'impulsion de l'électron) et on obtient deux couples de solutions d'énergie positive (électron) $u(k)$ et négative (positron) $v(k)$. On peut prendre comme représentation celle des spineurs de Pauli :

$$\chi^1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \chi^2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

ce sont les états propres de la projection du spin σ_z . Les solutions de l'équation de Dirac s'écrivent dans cette base :

$$u(k) = \sqrt{|k_0| + M} \begin{pmatrix} \chi \\ \frac{\sigma \cdot k}{|k_0| + M} \chi \end{pmatrix}, v(k) = \sqrt{|k_0| + M} \begin{pmatrix} \frac{-\sigma \cdot k}{|k_0| + M} \chi \\ \chi \end{pmatrix}. \quad (1.5)$$

Nous noterons u^\dagger le conjugué hermitique de u et $\bar{u} = u^\dagger \gamma^0$ l'adjoint de u ; γ^0 et par la suite γ^μ sont les matrices de Dirac.

1.2.4 Diffusion de deux particules ponctuelles

C'est un cas d'école qui possède de nombreuses applications comme :

- la diffusion Møller ($e^- e^- \rightarrow e^- e^-$)
- la diffusion Bhabha ($e^- e^+ \rightarrow e^- e^+$)

Nous nous intéresserons à la diffusion élastique d'un électron sur une particule ponctuelle.

A partir des règles de Feynman, on écrit alors l'amplitude invariante en fonction des courants de l'électron et de la particule :

$$\mathcal{M} = -ie^2 j_\mu^1 \left(-\frac{1}{q^2} \right) j_2^\mu \quad (1.6)$$

avec $j_\mu^1 = -e \bar{u}_e \gamma_\mu u_e$ le courant électronique, $j_2^\mu = -e \bar{u}_p \gamma^\mu u_p$ le courant de la particule et $q = k_e - k'_e$ le quadri-vecteur énergie impulsion du photon virtuel échangé. L'usage chez les physiciens expérimentateurs est plutôt de travailler avec la variable $Q^2 = -q^2$. Dans le cas de l'électron, lorsqu'on néglige la masse M_e par rapport à ses énergies E (incidente) ou E' (diffusée), on a :

$$Q^2 = -q^2 \simeq 4EE' \sin^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \quad (1.7)$$

La section efficace s'obtient alors en sommant sur les états de spins finaux, en moyennant sur les états initiaux et en prenant le carré du module de \mathcal{M} :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{Mott} = \left(\frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta_e}{2}} \right) \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \quad (1.8)$$

Cette section efficace, dite section efficace de Mott, se retrouve dans l'expression de toute section efficace de diffusion d'électrons sur une particule. Elle explique le caractère fortement piqué vers l'avant de celle-ci. Pour une particule de masse finie, on doit y inclure le recul de la particule en ajoutant un terme cinématique :

$$\frac{E'}{E} = \frac{1}{1 + 2E/M_{particule} \times \sin^2(\theta_e/2)} \quad (1.9)$$

et donc :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{Point} = \frac{E'}{E} \cdot \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{Mott} \quad (1.10)$$

1.2.5 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 devant être invariante dans les transformations de Lorentz, elle doit être un scalaire de Lorentz. Le courant électromagnétique a, lui, 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 :

$$J^\mu = e \bar{u}(p') (\gamma^\mu \cdot A + (p'^\mu + p^\mu) \cdot B + (p'^\mu - p^\mu) \cdot C) u(p) \quad (1.11)$$

avec p le quadri-vecteur 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 .

L'identité de Gordon permet d'écrire le courant sous la forme :

$$J^\mu = e \bar{u}(p') \left[F_1(Q) \gamma^\mu + \frac{\kappa}{2M} F_2(Q) i \sigma^{\mu\nu} q_\nu \right] u(p) \quad (1.12)$$

où F_1 est le facteur de forme de Dirac et F_2 celui de Pauli, M est la masse du nucléon, κ le moment magnétique anormal du nucléon, p et p' notent respectivement

l'impulsion du nucléon incident et diffusé, $q = p' - p$ et $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu)$. Ces deux facteurs de forme contiennent l'information sur le vertex photon virtuel nucléon. Ils apparaissent naturellement dans une écriture covariante mais on préfère souvent travailler avec les facteurs de forme de Sachs G_E et G_M qui sont définis comme :

$$G_E(Q) = F_1(Q) - \frac{Q^2}{4M^2}F_2(Q) \quad (1.13)$$

et

$$G_M(Q) = F_1(Q) + F_2(Q) \quad (1.14)$$

Ces facteurs de forme ont l'avantage d'être reliés à la transformée de Fourier des densités de charge et d'aimantation dans le repère de Breit (où $\vec{k}'_e = -\vec{k}_e$).

La section efficace s'écrit sous la forme dite de Rosenbluth

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{Point} \times \left(A(Q) + B(Q) \tan^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \right) \quad (1.15)$$

avec $A(Q) = \frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau}$, $B(Q) = 2\tau G_M^2$ et $\tau = Q^2/4M_N^2$. En considérant la section efficace comme une fonction linéaire de $\tan^2(\theta_e/2)$, on peut extraire $A(Q)$ qui en est l'ordonnée à l'origine (par des mesures à angle avant) et $B(Q)$ la pente (mesures à angle arrière) : c'est la méthode de séparation de Rosenbluth.

En fait l'équation (1.15) 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 transverse).

1.2.6 Les multipôles électromagnétiques

Pour une particule ou noyau de spin ou de forme quelconque, toute l'information électromagnétique le concernant peut être formulée statiquement dans les moments multipolaires (voir [4]). On peut également étendre cette notion aux facteurs de forme, en considérant les moments multipolaires comme des fonctions de Q . On introduit alors les opérateurs [5] :

- de type charge (ou Coulomb) :

$$M_{JM}^C(|\vec{q}|) = \frac{1}{e} \int j_J(|\vec{q}|, |\vec{x}|) Y_{JM}(\Omega_x) \rho(\vec{x}) d^3\vec{x} \quad (1.16)$$

- de type électrique :

$$T_{JM}^{el}(|\vec{q}|) = \frac{1}{e|\vec{q}|} \int \vec{J}(\vec{x}) \cdot \vec{\nabla} \times j_J(|\vec{q}|, |\vec{x}|) Y_{JM}^M(\Omega_x) d^3\vec{x} \quad (1.17)$$

- de type magnétique :

$$T_{JM}^{mag}(|\vec{q}|) = \frac{1}{e} \int \vec{J}(\vec{x}) \cdot j_J(|\vec{q}| \cdot |\vec{x}|) \vec{Y}_{JJ_1}^M(\Omega_x) d^3\vec{x} \quad (1.18)$$

Avec ρ la densité et \vec{J} le courant dans le noyau, $j_J(|\vec{q}| \cdot |\vec{x}|)$ la fonction de Bessel d'ordre J , $Y_{JM}(\Omega_x)$ les harmoniques sphériques et $\vec{Y}_{JJ_1}^M(\Omega_x)$ les harmoniques sphériques vectorielles [6].

Les règles de sélection des harmoniques sphériques résultent de la conservation de la parité et du moment angulaire, elles s'appliquent donc aux facteurs de forme comme aux moments multipolaires.

1.3 Diffusion élastique d'électrons par des deutons

1.3.1 Sections efficaces et facteurs de forme

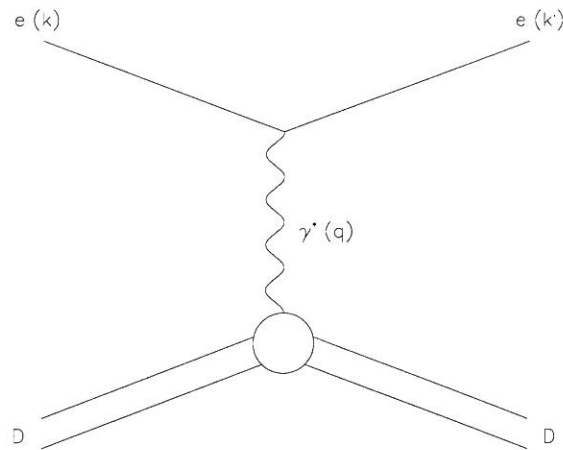


FIG. 1.1 - Diffusion élastique électron-deuton (terme de Born d'échange d'un photon).

La diffusion élastique électron-deuton dans l'approximation de Born de l'échange d'un photon, est représentée figure 1.1. Le cas du deuteron est un peu plus compliqué que celui du proton car c'est une particule de spin 1 (et de parité +), il possède donc

$2 \times J + 1 = 3$ facteurs de forme électromagnétiques :

– un facteur de forme monopolaire de charge

$$G_C = \sqrt{4\pi} \langle J = 1 \ m = 1 | M_{00}^C(q) | 1 \ 1 \rangle \quad (1.19)$$

– un facteur de forme quadrupolaire

$$G_Q = \frac{12\sqrt{5\pi}}{q^2} \langle 1 \ 1 | M_{20}^C(q) | 1 \ 1 \rangle \quad (1.20)$$

– un facteur de forme magnétique

$$G_M = \frac{2\sqrt{6\pi}M_N}{iq} \langle 1 \ 1 | T_{10}^{mag}(q) | 1 \ 1 \rangle \quad (1.21)$$

La limite statique, i.e. $Q \rightarrow 0$, de ces facteurs de forme correspond aux moments électromagnétiques usuels. Les facteurs de forme sont définis sans dimension. On a donc :

$$G_C(0) = 1 \quad (1.22)$$

qui correspond à la charge du deuton (normalisée à e),

$$G_Q(0) = Q_d \times M_d^2 = 0.2859 \times \left(\frac{1875.6}{\hbar c} \right)^2 = 25.83 \quad (1.23)$$

avec Q_d le moment quadrupolaire du deuton, M_d sa masse, et

$$G_M(0) = \mu_d \frac{M_d}{M_p} = 0.8574 \times 1.999 = 1.714 \quad (1.24)$$

avec μ_d le moment dipolaire du deuton et M_p la masse du proton.

On peut également exprimer A et B en fonction des facteurs de forme électromagnétiques du deuton G_C , G_Q , G_M et du facteur cinématique $\tau = Q^2/4M_d^2$ (voir [7]) :

$$A(Q) = G_C^2(Q) + \frac{8}{9}\tau^2 G_Q^2(Q) + \frac{2}{3}\tau G_M^2(Q) \quad (1.25)$$

$$B(Q) = \frac{4}{3}\tau(1 + \tau)G_M^2(Q) \quad (1.26)$$

Expérimentalement, le problème de la détermination des facteurs de forme élastique du deuton provient de la présence de 3 facteurs de forme. La section efficace de diffusion élastique ne fournissant que deux fonctions de structure, il est nécessaire d'effectuer une troisième mesure. Pour cela il faut passer par une mesure de polarisation.

1.3.2 Polarisation

L'amplitude de diffusion \mathcal{M} dans une réaction $a + b \rightarrow c + d$ est naturellement fonction des spins des particules dans l'état initial et dans l'état final. Dans le cas d'une réaction non polarisée (*n.p.*) on fait la somme sur tous les états de spin dans l'état final et la moyenne dans l'état initial : la section efficace ne dépend donc pas du spin.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{n.p.} = Tr(\mathcal{M}\mathcal{M}^\dagger) \times \frac{1}{(2S_a + 1)(2S_b + 1)} \quad (1.27)$$

Par contre, si l'on souhaite accéder à des informations complémentaires concernant cette amplitude, il est possible de sélectionner certaines combinaisons de cette matrice en imposant des états de spin. Pour notre expérience nous avons aussi mesuré la polarisation du deuton de recul et en particulier la polarisation tensorielle t_{20} . Si l'étude de toutes les polarisations sort du cadre de ce travail, on peut cependant interpréter le terme t_{20} en fonction des probabilités pour le deuton d'être dans un état de spin donné après la réaction. En définissant la section efficace de diffusion électron deuton où le deuton se trouve à l'état final avec un spin de projection m'_d :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{m'_d} = \frac{1}{(2S_e + 1)(2S_d + 1)} \sum_{m'_e, m_e, m_d} |\langle m'_d m'_e | \mathcal{M} | m_d m_e \rangle|^2 \equiv \sigma_{m'_d} \quad (1.28)$$

Ici m_d représente la projection du spin initial du deuton, m_e celle de l'électron et les m' marquent l'état final. On a $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{n.p.} = \sigma_{+1} + \sigma_0 + \sigma_{-1}$ et t_{20} s'exprime alors comme [8]

$$t_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sigma_{+1} + \sigma_{-1} - 2\sigma_0}{\sigma_{+1} + \sigma_{-1} + \sigma_0} \quad (1.29)$$

t_{20} s'interprète donc comme une mesure des probabilités relatives pour les deutons d'être dans une état de spin donné (+1, -1, 0) et $-\sqrt{2} < t_{20} < \sqrt{2}/2$.

On peut relier les polarisations aux facteurs de forme [7], ce qui nous donne le moyen d'extraire ces derniers.

$$t_{20} = -\frac{1}{\sqrt{2} (A(Q) + B(Q) \tan^2(\theta_e/2))} \times \left[\frac{8}{3} \tau G_c G_Q + \frac{8}{9} \tau^2 G_Q^2 + \frac{1}{3} \tau (1 + 2(1 + \tau) \tan^2(\theta_e/2)) G_M^2 \right] \quad (1.30)$$

La mesure de la polarisation se fait par l'intermédiaire d'une deuxième réaction, dite d'analyse (*Ana*), après la diffusion élastique. Dans notre cas cette réaction est l'échange de charge $d + p \rightarrow n + 2p$ [9]. Elle est sensible à t_{20} et sa section efficace s'écrit

$$\frac{d\sigma^{Ana}}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{n.p.}^{Ana} (1 + t_{20} T_{20} + 2 \cos(\phi) i t_{11} i T_{11} + 2 \cos(\phi) t_{21} T_{21} + 2 \cos(2\phi) t_{22} T_{22}) \quad (1.31)$$

Les T_{ij} sont les pouvoirs d'analyse caractéristiques de la réaction de mesure de la polarisation et les t_{ij} sont les polarisations caractéristiques de la réaction de diffusion de l'électron. ϕ est l'angle entre les deux plans de réaction (e,e') et (d,(pp)).

1.4 Mesure de diffusion élastique électron deuton

1.4.1 Les données antérieures à notre expérience

Il existe de nombreuses études de la diffusion élastique électron-deuton dont les premières datent des années 50. Au total plus de 300 mesures de sections efficaces ont été effectuées.

Ces études se divisent sensiblement en trois :

- les mesures de sections efficaces à angle avant qui permettent l'extraction de $A(Q)$. Ce sont les plus nombreuses car les plus faciles à réaliser, la section efficace étant plus grande.
- les mesures de sections efficaces à angle arrière qui permettent l'extraction de $B(Q)$.
- les mesures de polarisation, principalement de t_{20} qui sont peu nombreuses car plus difficiles expérimentalement.

Les cinématiques des différentes mesures de section efficace sont présentées sur la figure 1.2.

Dans le domaine cinématique de notre expérience, c'est-à-dire pour des transferts Q supérieurs à 3 fm^{-1} , on trouve les mesures [10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19]. Concernant $A(Q)$, il est particulièrement intéressant de comparer les mesures de Platchkov [18], Arnold [13], Elias [11] et Cramer [16]. On remarque alors qu'il existe une différence relative pouvant atteindre 40 % entre ces différentes expériences (voir figure 1.3).

Or pour l'extraction des facteurs de forme, une erreur de 1% sur A induit une erreur d'environ 0.5% sur G_C et G_Q . De plus si on ne possède pas de mesures de $A(Q)$ et t_{20} au même Q^2 il faut ajouter une erreur due à l'extrapolation de A ou de t_{20} (observables qui dépendent assez fortement de Q^2). Pour ces deux raisons une nouvelle mesure de $A(Q)$ était souhaitable.

1.4.2 Les données de notre expérience

La prise de données s'est effectuée au laboratoire Jefferson Lab (ou TJNAF pour Thomas Jefferson National Accelerator Facility) de mars à septembre 97.

Le but principal de l'expérience était la mesure de la polarisation tensorielle t_{20} .

TAB. 1.1 - Liste des cinématiques pour $d(e, e'd)$ et $p(e, e')p$, $p(e, e'p)$. On note que la cinématique C n'est disponible que pour $p(e, e'p)$.

Cinématique	Angle spectromètre électron (degrés)	Energie nominale incidente (MeV)
1	35.82	1411
2	33.60	1645
C	23.62	1645
3	29.83	2100
4	27.63	2445
5	23.35	3245
6	20.33	4045

Aussi le temps de données consacré à $A(Q)$ a été limité à quelques jours, en s'efforçant d'obtenir une précision statistique de 1 % et dans des conditions expérimentales spécifiques pour minimiser les erreurs systématiques.

Ces données correspondent à 6 énergies de faisceau différentes de 1.4 GeV à 4.0 GeV. Il s'agit de diffusion élastique pour six cinématiques en coïncidence sur une cible de deutérium et pour sept cinématiques dont une en coïncidence sur une cible d'hydrogène. Ces dernières mesures permettent une vérification sur des sections efficaces élastiques électron-proton bien connues. Elles sont choisies aux mêmes énergies et angles de diffusion (sauf cinématique C) que les mesures sur le deutérium, pour se placer dans les conditions les plus proches possibles de ces mesures.

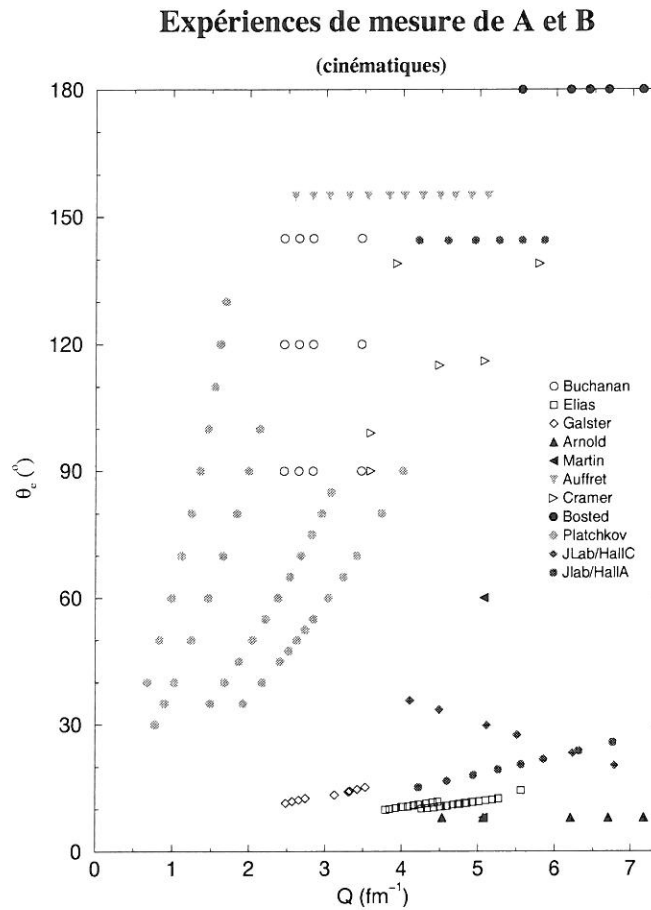


FIG. 1.2 - Cinématiques utilisées pour les mesures de sections efficaces élastique électron-deuton (mesures de A et B) dans les expériences précédentes, dans l'expérience réalisée dans le Hall A de Jefferson Lab et dans notre expérience. Les expériences à bas transfert sont omises, ainsi que quelques points au dessus de 7.5 fm^{-1} .

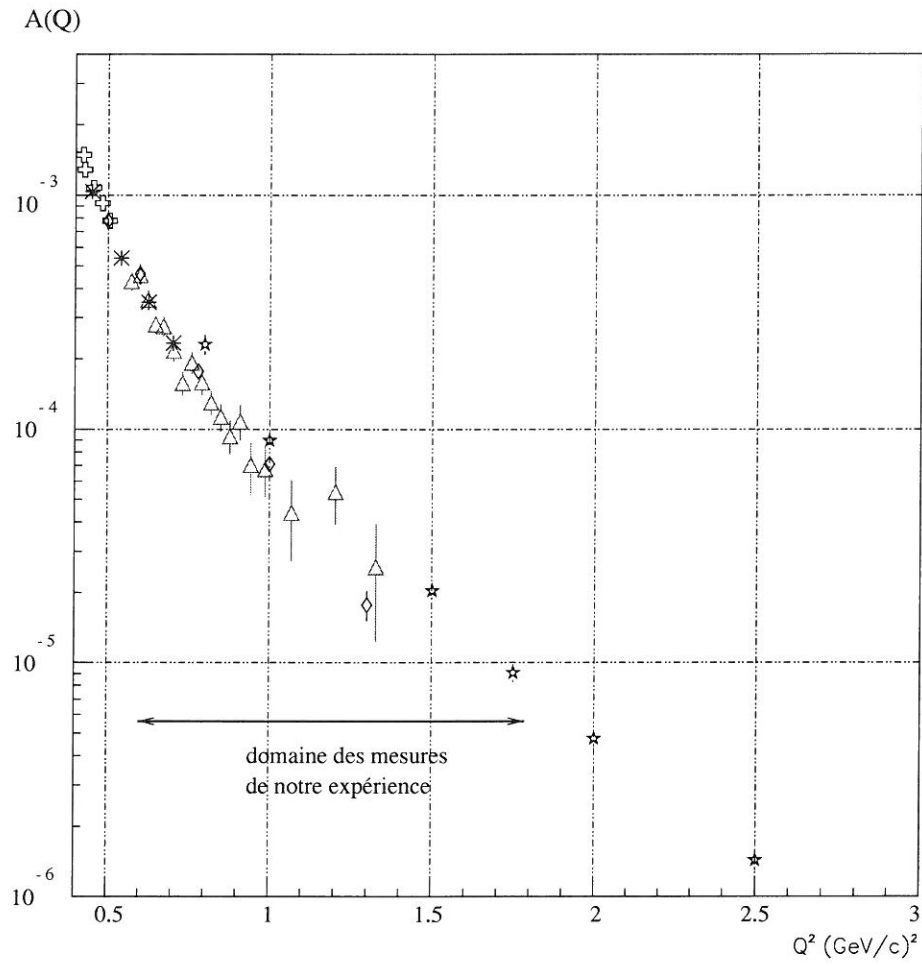


FIG. 1.3 - Les données $A(Q)$ antérieures à notre expérience. Arnold [13]: \star , Platchkov [18]: $*$, Cramer [16]: \diamond , Elias [11]: \triangle ,

Chapitre 2

Ensemble expérimental

2.1 L'accélérateur et sa ligne de faisceau

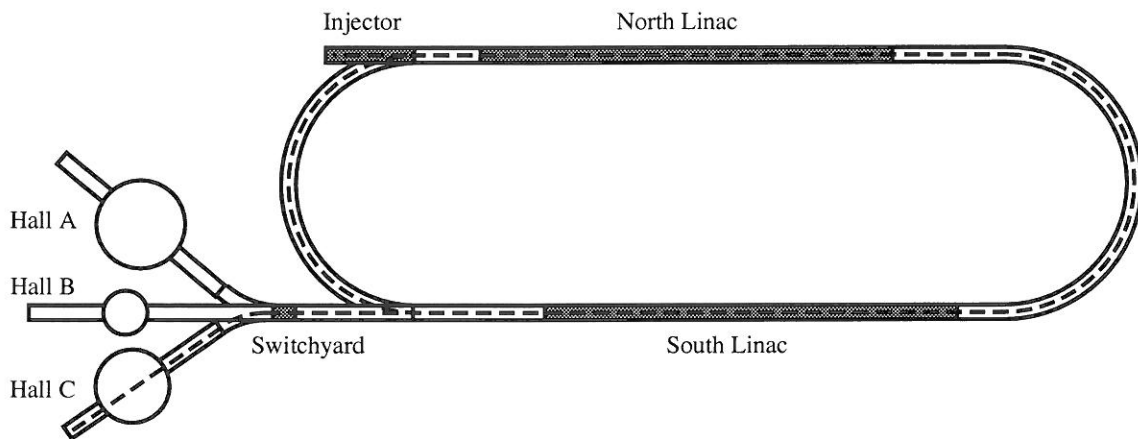
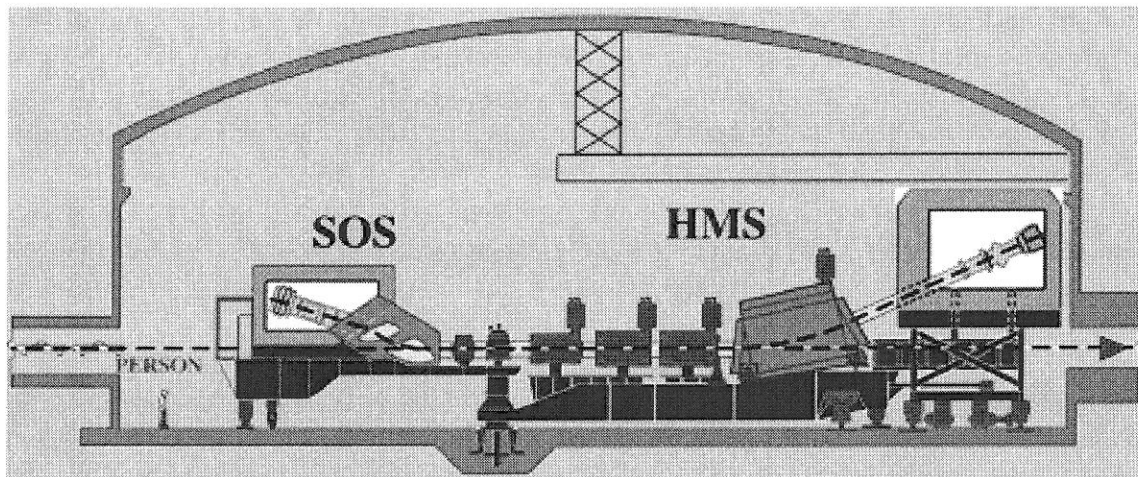
2.1.1 Le Jefferson Laboratory et le Hall C

Situé à Newport News (Etats Unis), Jefferson Laboratory ou JLAB est un laboratoire dédié à la recherche fondamentale et appliquée utilisant des faisceaux d'électrons et de photons. Il est doté d'un accélérateur unique au monde, le CEBA (*Continuous Electron Beam Accelerator*). Grâce à ses cavités HF supraconductrices, celui-ci est capable d'accélérer des faisceaux d'électrons jusqu'à 5.5 GeV, avec une intensité de plus de 100 μA et un cycle utile de 100%.

Comme indiqué sur la figure 2.1, l'accélérateur est constitué de deux accélérateurs linéaires de 400 MeV parallèles reliés par des arcs de recirculation. Le faisceau est injecté à 45 MeV et peut recirculer jusqu'à 5 fois dans chaque linéaire. Il est envoyé dans trois Halls expérimentaux dits A, B et C .

Contrairement à ce qu'indique son nom, le faisceau du CEBA n'est pas strictement continu, mais est constitué de paquets de 1.67 ps avec une période de répétition de 2/3 ns. Chaque Hall reçoit un tiers de ces paquets et donc un faisceau de période 2 ns. Cette structure plus courte que le temps d'occupation des détecteurs et le faisceau, pour la majorité des expériences, peut donc être considéré comme continu.

Nous avons travaillé dans le Hall C (figure 2.2) doté de deux spectromètres, un HMS (*High Momentum Spectrometer*) de grande impulsion et bonne résolution et un SOS (*Short Orbit Spectrometer*) doté d'une longueur optique très courte pour détecter des particules de faible durée de vie comme les kaons. De plus le Hall C étant capable d'accueillir des équipements provisoires, nous en avons profité pour remplacer SOS par un canal magnétique d'une plus grande acceptance et par le polarimètre POLDER. Les autres expériences entreprises dans le Hall C comprennent, par exemple, la mesure du facteur de forme du pion, des facteurs de forme électrique et magnétique du neutron, de l'électroproduction de kaons, des facteurs de forme faibles du proton...

FIG. 2.1 - *Le CEBA*FIG. 2.2 - *Le hall C*

2.1.2 La ligne de faisceau

Comme on le voit sur la figure 2.1, après l'accélérateur linéaire sud, le faisceau est amené dans le Hall C par la ligne magnétique représentée figure 2.3. Cette ligne est composée d'un aimant qui extrait le faisceau destiné au Hall C, suivi d'un arc de huit dipôles qui le courbe pour l'amener dans le Hall et permet de mesurer son énergie, et enfin d'une section droite qui aboutit à la cible. Les électrons qui n'ont pas interagi sont finalement arrêtés dans un puits de faisceau qui en dissipe l'énergie

et limite les rayonnements.

Cette ligne est équipée de moniteurs de position (dits BPM pour *Beam Position Monitor*) qui sont décrits dans [20]. Ce sont des cavités radio-fréquence qui permettent de mesurer la position du faisceau avec une résolution de 1.23 mm et ainsi de suivre ses fluctuations éventuelles.

Il est aussi possible de mesurer l'énergie à partir de la méthode décrite dans [21] qui repose sur la déviation des électrons dans l'arc. On n'utilise alors que les dipôles de la ligne. Dans ces conditions, l'impulsion de l'électron, k est relié à sa déviation Θ dans l'arc par la relation (2.1) où e est la charge de l'électron et $\int Bdl$ l'intégrale du champ magnétique le long de sa trajectoire.

$$k = \frac{e}{\Theta} \int Bdl \quad (2.1)$$

On connaît $\int Bdl$ grâce aux mesures de cartes de champs des dipôles et Θ par des mesures de position du faisceau entre l'entrée et la sortie de l'arc.

Les BPMs n'étant pas assez précis pour cette tâche, on doit utiliser d'autres moniteurs de position, dits *Superharps*. Ces derniers sont constitués d'une fourche sur laquelle est monté un fil de tungstène. L'interaction du fil avec les électrons génère un signal électrique détecté par un amplificateur ainsi qu'une gerbe électromagnétique, détectée simultanément par un photomultiplicateur. Ces moniteurs ont l'inconvénient d'être partiellement destructifs mais possèdent une résolution en position de 20 μm . La précision relative ainsi obtenue sur l'énergie est inférieure ou égale à 10^{-3} [21].

Pour notre expérience, des mesures ont été effectuées systématiquement avant toutes les prises de données $A(Q)$, sauf pour la cinématique 2. Elles ont ensuite été analysées et ces résultats [22] sont donnés dans le tableau 2.1. Par rapport à la mesure brute, deux corrections ont été apportées : une première pour tenir compte de la déviation angulaire du faisceau à l'entrée de l'arc et la deuxième pour tenir compte des effets d'hystérésis dans les dipôles [23].

TAB. 2.1 - *Mesures d'énergie du faisceau*

cinématique	énergie (GeV)
1	1.412
2	1.642
3	2.097
4	2.447
5	3.252
6	4.050

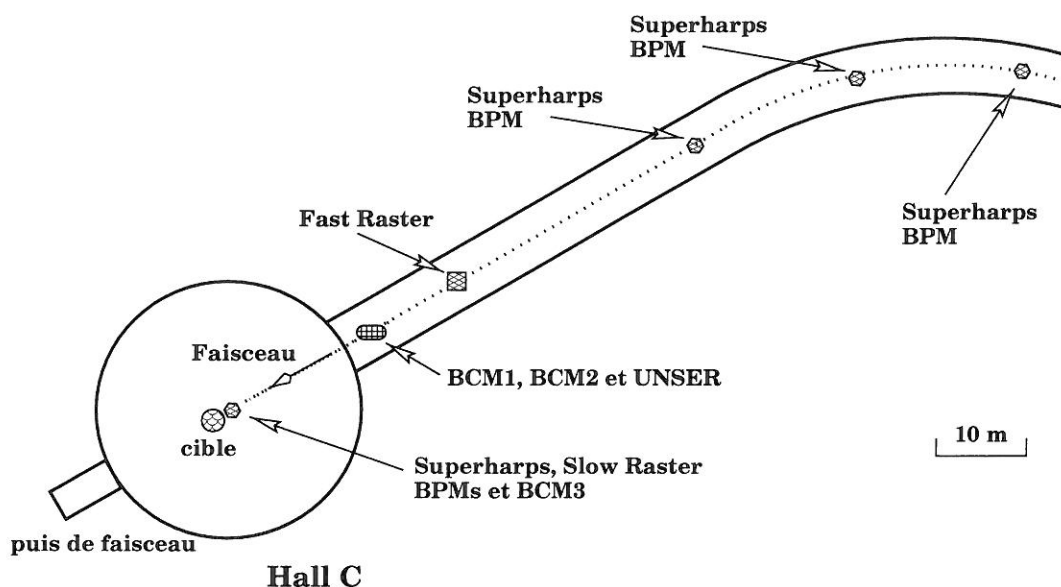


FIG. 2.3 - La ligne de faisceau du hall C

2.1.3 La mesure de charge

Pour la détermination de la section efficace, la mesure précise du nombre d'électrons incidents est indispensable. Dans le Hall C nous avons utilisé deux instruments à cet effet.

- Les cavités BCM

Les cavités BCM (pour *Beam Current Monitor*, voir figure 2.4 et références [24, 25, 26]) sont des cavités radio-fréquence accordées à une harmonique de la fréquence du faisceau. A Jefferson Lab., la fréquence du faisceau est de 499 MHz et les BCMs sont sensibles à sa troisième harmonique à 1497 MHz. Ces cavités se présentent sous la forme d'un cylindre en acier coaxial au faisceau. Les électrons passant dans le cylindre excitent les modes électriques et magnétiques de la cavité. Une antenne sert de capteur. La position de l'antenne permet d'être sensible à une résonance transverse magnétique spécifique dite TM_{010} choisie pour sa faible sensibilité à la position du faisceau. Le signal mesuré est proportionnel à l'intensité du faisceau et au coefficient de qualité Q de la cavité. Par définition $Q = f/\Delta f$ où f est la fréquence de résonance et Δf la largeur de la bande au dessus de 3 dB. Q dépend du rapport volume/surface de la cavité et varie donc avec la température. Pour ces cavités $Q \approx 3000$.

Dans le Hall C on dispose de trois BCMs différents. Ceux-ci diffèrent par l'électronique de lecture du signal et n'ont donc pas les mêmes possibilités. Pour la mesure de $A(Q)$, le BCM1 était plutôt adapté à la mesure de courants faibles, le BCM2 à la mesure de courants élevés. Le BCM3, moins linéaire que les deux précédents, sert

au contrôle de la machine.

Il faut noter que les BCMs ne fournissent qu'un signal de courant relatif. Pour avoir une mesure absolue, il est nécessaire de faire une calibration en utilisant un autre moniteur : le UNSER.

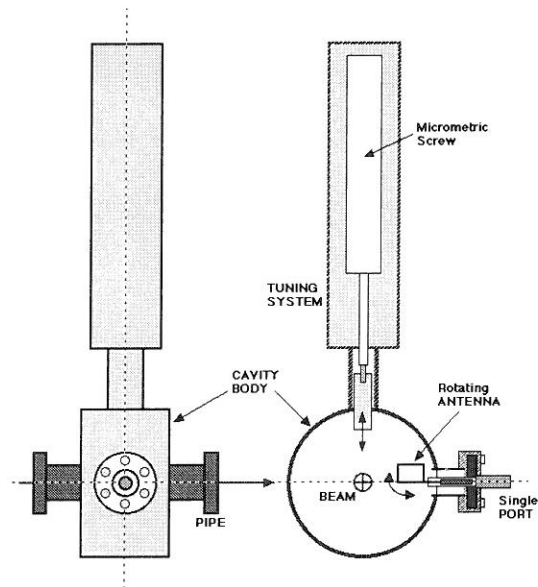
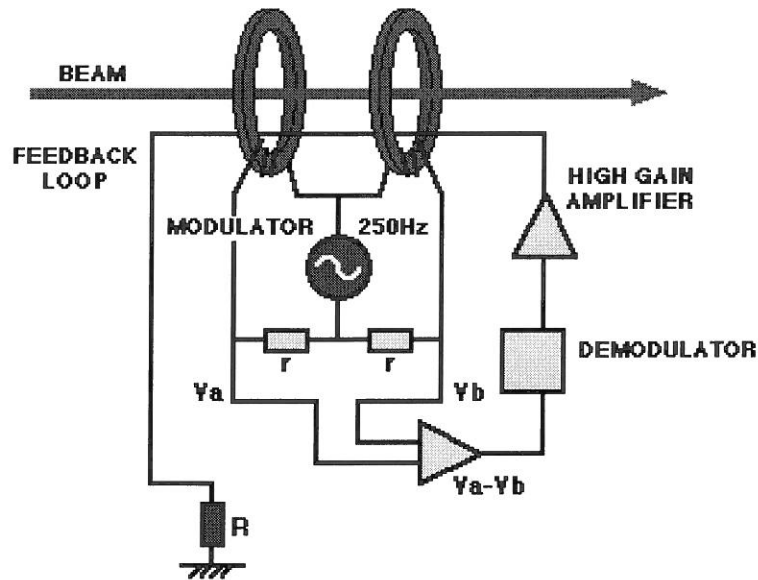


FIG. 2.4 - Cavité BCM

- Le moniteur UNSER

Le moniteur UNSER (voir figure 2.5 et référence [27]) peut être schématisé par deux transformateurs dont le primaire serait constitué par une spire à un seul tour, le faisceau.

Le premier transformateur n'est sensible qu'aux fluctuations macroscopiques du faisceau alors que le second est sensible en plus à la partie à 499 MHz. Un système de contre-réaction permet de forcer la somme des deux à zéro. On mesure ainsi un signal très linéaire, proportionnel au courant vu par le second transformateur. De plus la grande stabilité de ce système permet une calibration sur plusieurs mois, à l'aide d'un simple fil conducteur passé dans les bobinages et simulant le faisceau. Contrairement à son gain, le zéro du UNSER est sujet à d'importantes variations au cours du temps. Pour cette raison, il ne peut être utilisé directement pour la mesure de courant : il sert uniquement à une calibration des BCMs.

FIG. 2.5 - *Moniteur UNSER*

2.2 Les cibles

2.2.1 Les cibles cryogéniques

Pour les mesures $H(e,e')$ et $D(e,e'd)$, nous avons utilisé un ensemble de cibles cryogéniques représenté sur la figure 2.6. Celui-ci est constitué de deux cibles d'hydrogène et de deux cibles de deutérium liquide (de 4.45 cm et 12.46 cm). Les cibles longues sont visibles entièrement par les spectromètres à petit angle uniquement alors que les cibles courtes le sont aussi à grand angle. Pour $A(Q)$, nous n'avons utilisé que les cibles courtes. Une échelle reliée à un moteur pas à pas permet de passer d'un appendice à l'autre.

Les caractéristiques complètes de toutes les cibles cryogéniques sont décrites dans le rapport [28].

Le principe de fonctionnement des quatre cibles est identique. Le liquide est refroidi par l'intermédiaire d'hélium à 12 K qui circule au travers des trois boucles cryogéniques. Un système de trois valves Joule Thompson permet de contrôler le flux global dans les trois boucles et séparément pour l'hydrogène et le deutérium. Chaque boucle comprend outre l'échangeur thermique avec l'hélium, deux appendices de cible en série (court et long) et une pompe interne assurant la circulation du liquide.

La température dans chaque boucle est contrôlée par des thermistances (résistances cernox).

L'apport en fluide cryogénique étant relativement constant, on refroidit en excès. Un système simple de résistance chauffante (une résistance de 2 Ω et un générateur de tension) asservi par un contrôle à action proportionnelle, dérivée et intégrale (PID)

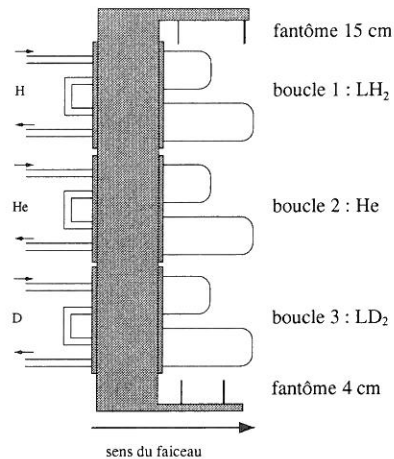


FIG. 2.6 - L'échelle cryogénique. La boucle 2 sert en principe à contenir de l'hélium. Elle n'a pas été utilisée pour nos mesures. La cible fantôme de 15 cm n'était pas utilisable.

permet de contrôler en permanence la température dans chaque boucle. Cela revient à établir un équilibre de puissances thermiques :

$$P_{résistance} + P_{faisceau} + P_{dégagée\ par\ la\ pompe} = P_{dissipée\ par\ le\ fluide} \quad (2.2)$$

Typiquement pour 100 μA à 4 GeV, la puissance dissipée par le faisceau dans la cible de deutérium de 12 cm est de :

$$P_{faisceau} = I_f \times \frac{dE}{dx} \times \rho \times t \approx 500\ \text{W} \quad (2.3)$$

où I_f est le courant du faisceau, $\frac{dE}{dx}$ la perte d'énergie dans le liquide par unité de courant, ρ la densité du liquide et t la longueur de la cible.

Tous les paramètres cryogéniques (température et pression en différents points, courant dans les résistances) ont été stockés toutes les trente secondes dans les données de l'expérience. Ce stockage et le contrôle sont réalisés par un châssis VME contrôlé sous EPICS.

2.2.2 Composition des cibles

Il est important de déterminer avec précision la composition de la cible pour des mesures de sections efficaces. Pour contrôler ce paramètre, une analyse d'échantillons a été effectuée après l'expérience. Les résultats sont résumés dans le tableau 2.2.

Les fenêtres des cibles sont composées d'aluminium de 71 μm en entrée et de 120 μm en sortie de la cible de LD_2 et 105 μm en sortie de LH_2 .

TAB. 2.2 - Composition des cibles cryogéniques (en fin d'expérience)

boucle	H ₂	HD	D ₂	N ₂	O ₂	Ar	CO ₂	H ₂ O
en masse	%	%	%	ppm	ppm	ppm	ppm	ppm
boucle 1 (hydrogène)	> 99.9	< 0.001	< 0.001	< 4	< 4	< 4	< 4	< 1
boucle 2 (deutérium)	1.26	0.78	97.9	< 4	< 4	< 4	< 4	< 1

2.2.3 Le balayage du faisceau

Afin de limiter le dépôt d'énergie en un seul point de la cible, le faisceau d'électrons décrit un carré de 1 mm de côté. Pour ce faire, la ligne de faisceau est équipée de deux dipôles, l'un pour le balayage vertical et l'autre horizontal, placés respectivement à 20.71 et 21.11 m en amont de la cible. Pour chaque événement, le courant dans les dipôles est mesuré par un ADC et enregistré. Ce dispositif constitue le *fast raster* (voir sur la schéma 2.3).

Il existe également un *slow raster* qui balaie le faisceau sur le puits de faisceau pour éviter que celui-ci ne surchauffe localement. Il n'a pas été utilisé pour la mesure de $A(Q)$, car l'intensité du faisceau a été volontairement réduite.

Des études de perte de densité de la cible ont été effectuées (voir la figure 2.7 et référence [29]). Il s'agit d'ébullition locale et légère le long de la trajectoire du faisceau.

Elles sont compatibles avec une perte de densité dans la cible, malgré le balayage,

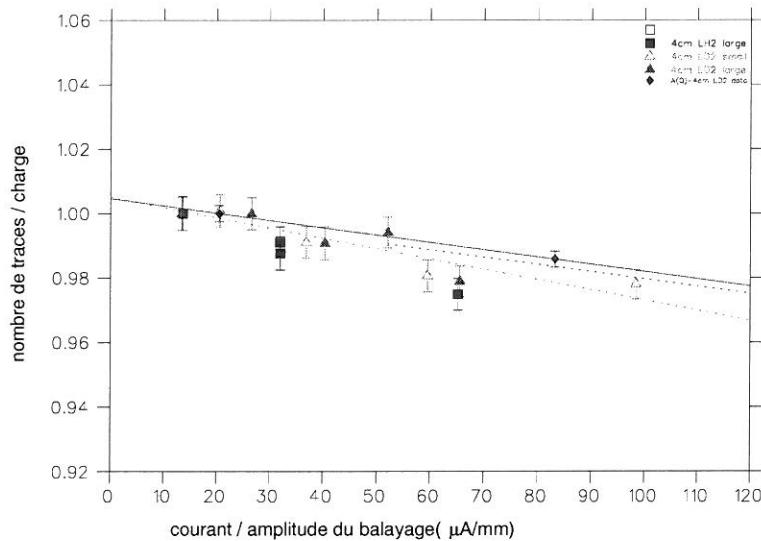


FIG. 2.7 - Etude de la réduction de densité. Les losanges correspondent aux points mesurés pendant l'expérience. La droite en trait plein passe par ces deux points et est compatible avec une perte de $1\% \pm 1\%$ à $80 \mu\text{A}$. Les autres points proviennent d'anciennes analyses moins précises et sont globalement compatibles avec cette valeur. Les barres d'erreur sont statistiques uniquement.

égale à $1\% \pm 1\%$ (à $80\ \mu\text{A}$).

La différence de position entre les deux points extrêmes du balayage modifie légèrement l'optique du spectromètre HMS et peut être prise en compte dans la reconstruction des trajectoires. Après une étude de la corrélation entre le courant et les angles et positions sur les chambres à fils de HMS, on a pu conclure que cet effet était trop faible dans notre expérience pour être pris en compte.

2.2.4 Les cibles solides

- La cible fantôme :

En plus des appendices cryogéniques, sur l'échelle cryogénique, nous disposons d'une cible fantôme (dite *dummy*) de 4 cm pour mesurer l'effet des parois. Celle-ci est constituée de deux parois d'aluminium de 0.96 ± 0.003 mm plus épaisses que les parois de la cible cryogénique pour assurer un taux de comptage raisonnable.

- La cible de carbone :

Pour les études d'optique où il est important d'utiliser une cible ponctuelle, nous avons utilisé une cible de ^{12}C inclinée, d'une épaisseur de 1 mm, faisant un angle de 30° par rapport au faisceau. Celle-ci est reliée à une échelle et à un moteur pas à pas. Ce dispositif permet de faire varier la position du vertex le long de l'axe du faisceau.

2.3 Le spectromètre HMS

HMS (*High Momentum Spectrometer*) est le spectromètre à grande impulsion du Hall C.

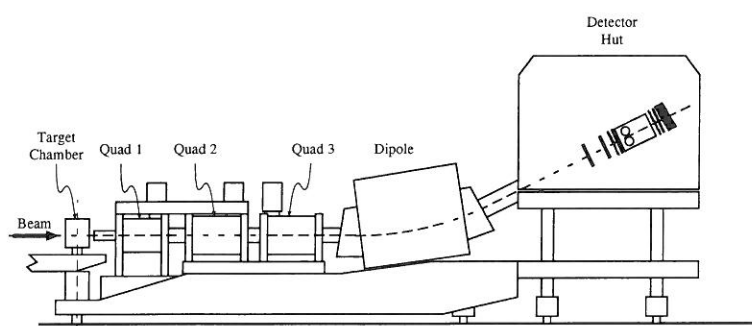


FIG. 2.8 - Schéma du spectromètre HMS

2.3.1 L'optique magnétique

HMS est constitué de trois quadrupôles et d'un dipôle (QQQD) supraconducteurs qui fonctionnent à la température de l'hélium liquide. Les quadrupôles servent à la focalisation et le dipôle sépare les particules d'impulsions différentes. Toute la partie optique magnétique du spectromètre, c'est-à-dire du premier quadrupôle à la fin du dipôle est sous vide pour limiter la diffusion multiple et les réactions nucléaires secondaires. Son plan dispersif est vertical, ce qui permet une meilleure résolution en impulsion car la taille de la cible est donnée dans ce plan uniquement par l'extension du faisceau. Dans ce plan, la cible a donc la dimension du *raster*, soit ± 1 mm. HMS possède deux optiques possibles parallèle-point ou point-point. Pour $A(Q)$ nous n'avons utilisé que cette dernière qui permet une meilleure résolution de reconstruction du vertex, car c'est l'optique qui a été la mieux étudiée. Pour cette optique, les performances de HMS sont résumées dans le tableau 2.3.

TAB. 2.3 - *Caractéristiques principales du spectromètre HMS*

angle solide maximum	8.6 msr
impulsion maximale	7.5 GeV/c
acceptance en impulsion	$\pm 12\%$ (max), $\pm 10\%$ (sans perte)
résolution en impulsion	5.10^{-4}
résolution en angulaire	1 mr
résolution en position (transverse à l'axe optique)	1 mm

En fait ces résolutions de reconstruction dépendent aussi des études d'optique spécifiques à chaque expérience.

Il existe une simulation complète de HMS développée en section 3.5.2.

2.3.2 Le collimateur

Pour la mesure de $A(Q)$, c'est à dire pour une mesure de section efficace absolue, l'acceptance de HMS est un facteur déterminant. En particulier, il faut comprendre l'angle solide en coïncidence (voir partie 3.8). Aussi avons nous restreint l'acceptance de HMS par un petit collimateur en tungstène (voir figure 2.9). Pour la mesure de l'électroproduction de π^0 au contraire, les taux de comptage étant trop faibles, nous avons utilisé toute l'acceptance de HMS et travaillé sans collimateur. L'angle solide de la détection des électrons est alors uniquement défini par les champs et les pôles des aimants.

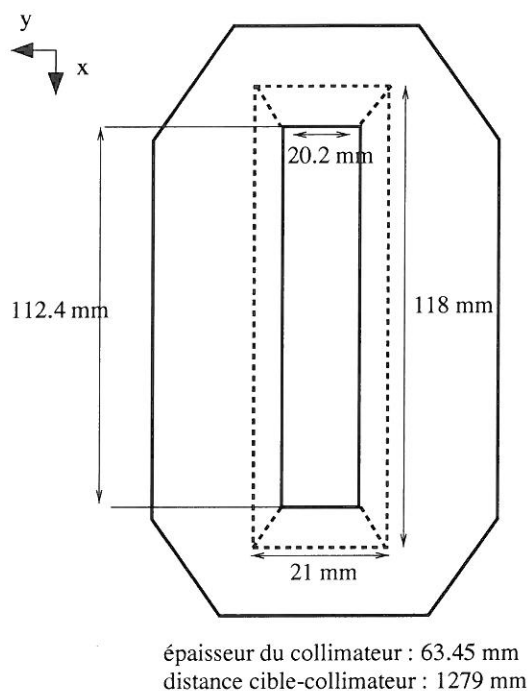


FIG. 2.9 - Le collimateur spécial pour les données $A(Q)$. L'ouverture arrière est plus grande que l'ouverture avant pour avoir un angle solide constant sur la face avant et sur la face arrière et ainsi minimiser les effets de diffusion sur les bords.

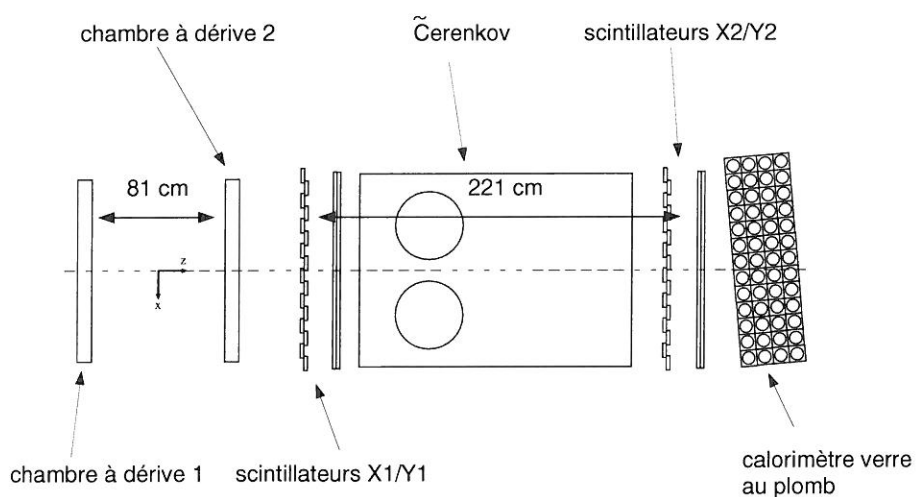


FIG. 2.10 - Les détecteurs de HMS

2.3.3 Le système de détection

Le système de détection est représenté figure 2.10. Il est constitué de :

- Deux hodoscopes qui fournissent une information en temps de vol et dans une moindre mesure en position. Ils sont constitués de deux plans de lattes de scintillateurs en BC404 de 1cm d'épaisseur et 8 cm de large. Les plans X (lattes horizontales) comptent 16 scintillateurs de longueur 75 cm et les plans Y (lattes verticales) 9 de longueur 120.5 cm. Ces hodoscopes permettent de mesurer le temps de vol entre HMS et POLDER, ainsi que un temps de vol entre les deux hodoscopes, qui donne une mesure de la vitesse β de la particule.
- Deux chambres à dérive de 6 plans, 2x, 2y, un u et un v ces deux derniers sont des plans inclinés de ± 15 degrés par rapport à l'horizontale. Par convention, on appelle x le plan dispersif du spectromètre ; ici il s'agit de la verticale. Les chambres ont une surface active de 113×80 cm². L'espacement entre les fils est de ≈ 1 cm. Le temps de dérive entre le passage de la particule (déclenchement des hodoscopes) et l'arrivée du signal sur un fil donne la position du passage. La calibration de cette position en fonction du temps se fait en utilisant des données réparties uniformément dans l'espace ; les paramètres de calibration sont alors ajustés pour avoir une distribution en position effectivement uniforme. Cela permet d'obtenir la résolution optimale qui est de ± 140 μ m.
- Un détecteur Čerenkov à gaz. On collecte la lumière produite par effet Čerenkov à l'aide de miroirs et de deux photomultiplicateurs suivis d'ADC. Le détecteur est rempli de Perfluorobutane à 79 kPa pour un indice de $n = 1.0011$. Dans ces conditions les électrons émettent un rayonnement Čerenkov alors que les pions n'en émettent pas (le seuil pour les pions est d'environ 3 GeV/c).
- Un calorimètre électromagnétique composé de 4 rangées de 13 barres de verre au plomb. La lumière émise dans les barres est collectée par des photomultiplicateurs, puis intégrée sur un ADC. On distingue le signal sur toutes les barres, et sur le premier plan (le préradiateur). Un pion arrêté dans le calorimètre laissera moins d'énergie qu'un électron et préférentiellement dans le préradiateur. Au contraire un électron laissera la quasi-totalité de son énergie à l'arrière du calorimètre.

2.3.4 La reconstruction des trajectoires

L'algorithme de reconstruction est résumé sur la figure 2.11 et un exemple simple (une trace) est donné sur la figure 2.12 . Il impose d'avoir au moins cinq plans touchés sur les six que compte chaque chambre, dont au moins un plan y. Cette dernière condition est rendue obligatoire par le peu de précision en coordonnée verticale

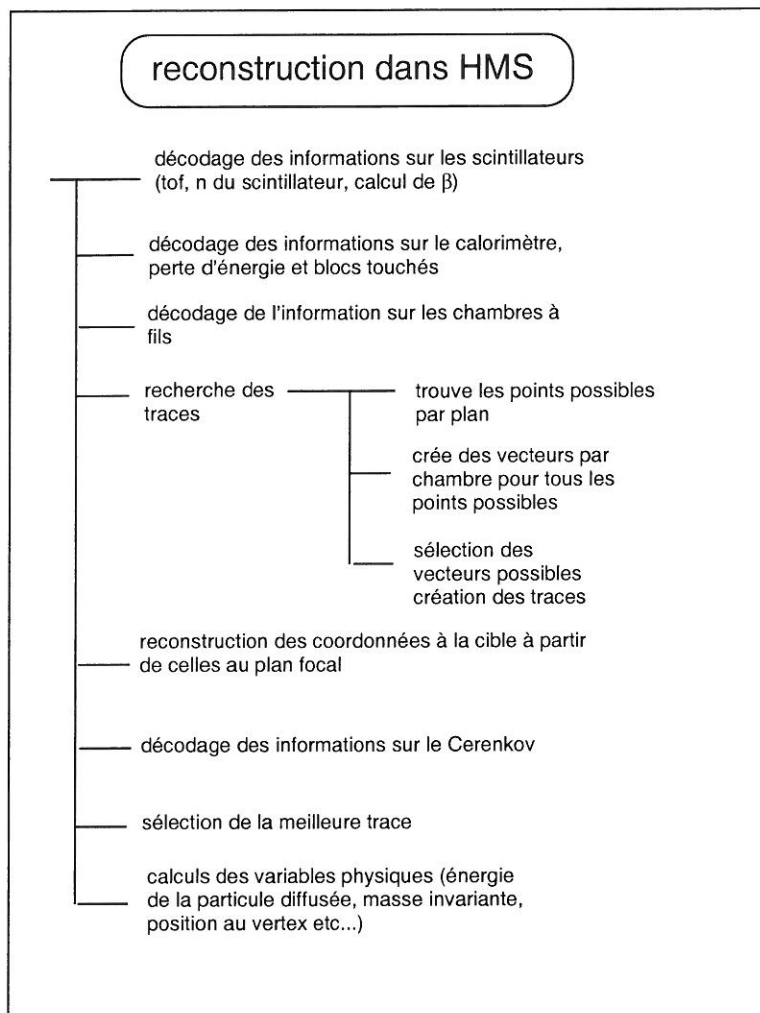


FIG. 2.11 - *Algorithme simplifié de la reconstruction dans HMS. Malgré sa position dans l'algorithme, la sélection de la meilleure trace s'effectue uniquement à partir des vecteurs reconstruits dans chaque chambre.*

qu'apportent les plans u et v .

A chaque coup dans un plan de chambre, on essaie d'associer d'autres coups de la même chambre dans les autres plans en sélectionnant ceux placés à moins de 1.3 mm. Le programme forme alors des couples de points (*combo*) puis pour chaque groupe de couples construit un vecteur (*stub* en anglais) par une minimisation de khi carré. Cela nous donne deux ou plus vecteurs par événement (un par chambre minimum). Enfin une deuxième minimisation associe ces vecteurs par 2 à 2 et obtient une ou plusieurs traces dans le spectromètre.

L'algorithme initial demandait un maximum de 15 coups par chambre. Cela peut sembler beaucoup (une particule donne 6 coups en principe) mais en pratique il a fallu augmenter cette valeur à 30 coups par chambre à cause de fils bruyants ou de cartes bruyantes.

De plus le programme se limite à cinq traces au maximum et il arrête de chercher de nouvelles traces après la cinquième. Expérimentalement plus de 75 % des événements non reconstruits (ce qui constitue une faible fraction du total des événements) avaient plus de 15 coups par chambre (souvent des fils voisins). Ce changement a permis de gagner jusqu'à 10 % de statistique à 4.0 GeV. On peut observer les événements comptant entre 25 et 30 coups dans les chambres et estimer qu'ils sont bien reconstruits dans 75 % des cas. Ce changement ne modifie pas le résultat d'un calcul de section efficace car l'augmentation du nombre d'événements reconstruits se traduit par une augmentation équivalente de l'efficacité de reconstruction.

A partir de ces traces on connaît la position verticale et horizontale (x_{fp} , y_{fp}) et les angles (dx/dz_{fp} et dy/dz_{fp}) dans le plan focal (en fait un plan incliné par rapport au plan focal car les détecteurs ne sont pas parallèles à ce plan). Au premier ordre tout système magnétique¹ est décrit par la forme :

$$\begin{pmatrix} x_{ini} \\ \phi_{ini} \\ y_{ini} \\ \theta_{ini} \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|x) & (x|\phi) & (x|y) & (x|\theta) & (x|\delta) \\ (\phi|x) & (\phi|\phi) & (\phi|y) & (\phi|\theta) & (\phi|\delta) \\ (y|x) & (y|\phi) & (y|y) & (y|\theta) & (y|\delta) \\ (\theta|x) & (\theta|\phi) & (\theta|y) & (\theta|\theta) & (\theta|\delta) \\ (\delta|x) & (\delta|\phi) & (\delta|y) & (\delta|\theta) & (\delta|\delta) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} x_{fp} \\ \phi_{fp} \\ y_{fp} \\ \theta_{fp} \\ \delta \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

où δ représente l'écart de l'impulsion de la particule p par rapport à l'impulsion centrale du spectromètre p_{HMS} ,

$$\delta = \frac{p - p_{HMS}}{p_{HMS}} \times 100 \quad (2.5)$$

$\theta = dy/dz$ est la déviation horizontale et $\phi = dx/dz$ est la déviation verticale. Pour HMS, x_{ini} est donné par le faisceau. Le spectromètre ne mélange pas les variables horizontales et verticales au moins au premier ordre ; on peut à partir des

1. voir par exemple le cours référence [30]

mesures de x_{fp} , y_{fp} , dx/dz_{fp} et dy/dz_{fp} en déduire les variables à la cible

$$\begin{pmatrix} \phi_{ini} \\ y_{ini} \\ \theta_{ini} \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\phi|x) & (\phi|\phi) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (y|y) & (y|\theta) \\ 0 & 0 & (\theta|y) & (\theta|\theta) \\ (\delta|x) & (\delta|\phi) & 0 & 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} x_{fp} \\ dx/dz_{fp} \\ y_{fp} \\ dy/dz_{fp} \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

En fait pour la reconstruction on utilise une optique jusqu'à l'ordre 5 qui est paramétrisée à partir de données spécifiques (voir 2.3.5). Une variable à la cible V_{ini} s'exprime à partir des variables dans le plan focal sous la forme 2.7:

$$V_{ini} = \sum_{i=0}^5 \sum_{j=0}^5 \sum_{k=0}^5 \sum_{l=0}^5 A_{ijkl}^V x_{fp}^i y_{fp}^j (dx/dz_{fp})^k (dy/dz_{fp})^l, \quad i + j + k + l \leq 5 \quad (2.7)$$

A partir de ces informations, on peut calculer la position au vertex et les quantités cinématiques telles que l'énergie de l'électron diffusé, l'angle de diffusion θ_e , la masse invariante du système de recul, le moment transféré Q^2 etc ...

On dispose également d'autres informations :

- la vitesse de la particule (calculée à partir du temps de vol entre les scintillateurs).
- l'énergie déposée dans le calorimètre, par bloc et dans l'ensemble.
- le nombre de photo-électrons récoltés par le Čerenkov.

2.3.5 Etude d'optique

L'optique du spectromètre a été étudiée intensivement au cours de l'expérience. En effet la position des aimants ou des chambres à fils peut changer au cours du temps et le fait d'amener notre propre détecteur en coïncidence, a légèrement modifié l'optique (la position du point cible est différente). Au cours de l'expérience des incohérences dans les spectres expérimentaux ont été constatées : en particulier sur le centrage des distributions et sur les cinématiques élastiques (voir aussi 4.1.1). Cela nous a amenés à effectuer une série de mesures dédiées uniquement à l'étude de l'optique.

A l'aide d'un collimateur spécial percé de trous comme un poivrier, on étudie la reconstruction du spectromètre dans le plan objet pour des objets ponctuels (y_{ini} , ϕ_{ini} et θ_{ini} fixés). Cela donne (voir figure 2.13) une idée de la résolution angulaire sur la cible. Pour ces données, on utilise la cible spéciale de carbone inclinée qui permet en la déplaçant verticalement de faire varier la position du vertex y_{ini} , le long de l'axe du faisceau. On peut ainsi, avec une cible ponctuelle, étudier l'effet d'une cible

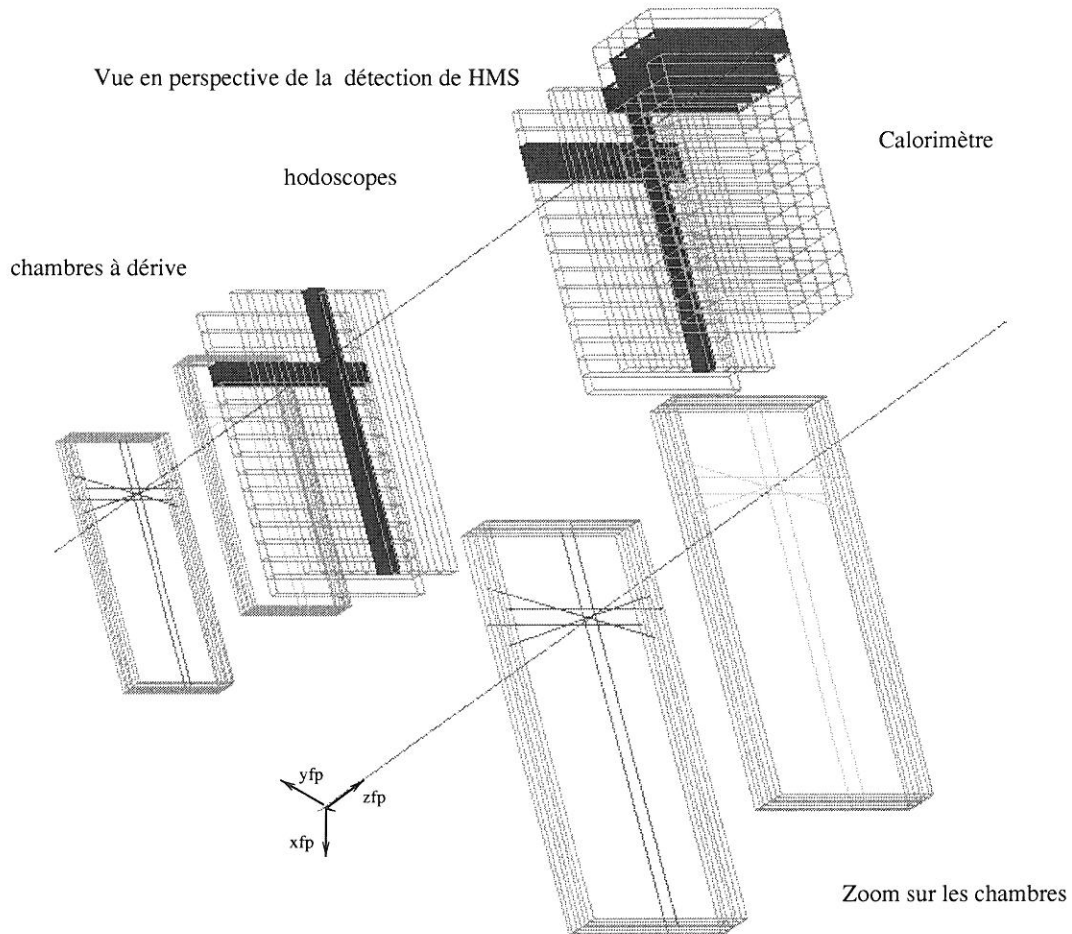


FIG. 2.12 - Exemple de reconstruction dans HMS. On voit clairement la trace reconstruite à partir des fils touchés dans les chambres à dérive, les 4 lattes de scintillateurs touchées, et les blocs du calorimètre.

étendue. Une autre série de mesures permet, à partir de la diffusion élastique sur carbone et ses premières résonances, d'étudier la reconstruction en impulsion du spectromètre.

A partir de ces informations [31], on peut raffiner la modélisation théorique de l'optique obtenue à partir des cartes de champs et ainsi faire un ajustement des 500 coefficients de l'équation (2.7) qui servent à la reconstruction.

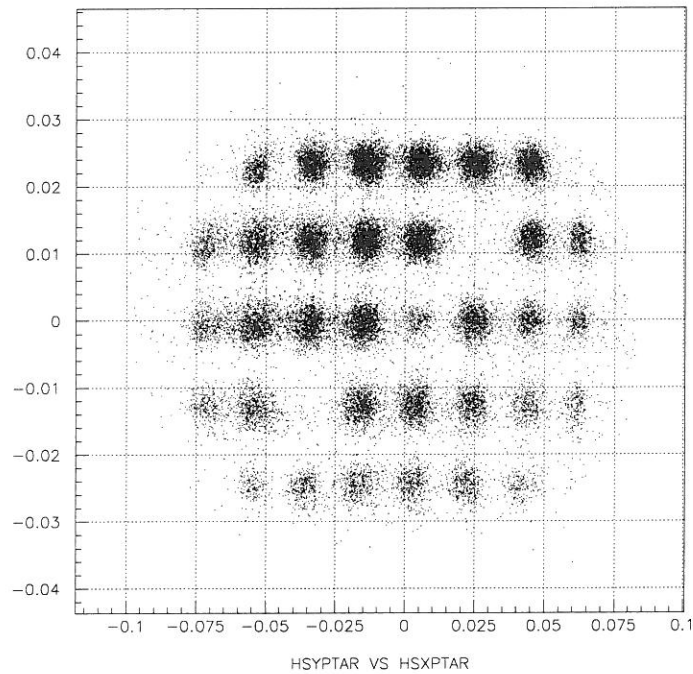


FIG. 2.13 - *Exemple de données avec le collimateur spécial poivrier. On a ici θ_{ini} (HSYPTAR) en fonction de ϕ_{ini} (HSXPTAR), les angles à la cible en mr reconstruit par l'optique. En connaissant la position des différents trous sur le collimateur, on peut détecter des décalages ou des aberrations. On peut noter que le trou central qui est deux fois plus petit, est légèrement décalé vers le bas (HSXPTAR) ce qui correspond au décalage de 6.2 mm du collimateur. Il manque deux trous ce qui permet de repérer la position et le sens du collimateur.*

Finalement, en recoupant les informations d'optique et les mesures effectuées par les géomètres, nous avons constaté un certain nombre de décalages. Ainsi la boîte portant les différents collimateurs était décalée de 6.2 mm vers le bas. Cela a permis de mettre en évidence un décalage de 5 mr sur la reconstruction de l'angle vertical. D'autres décalages ont également été mis en évidence pendant l'analyse (voir la partie 4.1.1).

2.4 La détection du deuton

La détection du deuton est assurée par le détecteur POLDER (POLarimètre tensoriel à DEuton de Recul) couplé à un canal magnétique (DC). POLDER est un polarimètre original développé à l'ISN Grenoble en collaboration avec le SPhN et le LNS pour mesurer la polarisation tensorielle du deuton.

2.4.1 Principe de fonctionnement

Le fonctionnement de POLDER est basé sur la réaction d'échange de charge :



On exprime la section efficace sous la forme de l'équation (1.31). Les T_{ij} ont été calibrés à partir d'un faisceau de deutons de polarisation connue au laboratoire SATURNE au printemps 96. Il est alors possible de mesurer les t_{ij} .

2.4.2 La partie optique : le canal deuton

Entre la cible primaire de deutérium et POLDER se trouve un spectromètre appelé le canal deuton (abrégé en DC pour *deuteron channel*). Cet ensemble QQ_sQD est composé de trois aimants quadrupôlares et d'un dipôle. Il est fixe et détecte les deutons diffusés à 60.5 degrés par rapport à l'axe du faisceau. En reprenant les notations pour les spectromètres introduites en 2.3.4 (ici x est horizontal car le dipôle courbe les particules dans ce plan), le DC a été conçu [32] tel que au premier ordre :

- $(x|x) = 0$: la position finale ne dépend pas de la position initiale dans le plan horizontal (dispersif).
- $(x|\theta) + \frac{1}{p_d} \frac{dp_d}{d\theta_d}(x|\delta_d) = 0$: l'impulsion des deutons dépend de leur angle de diffusion à cause de la cinématique élastique à deux corps. Ce terme permet de compenser cette dépendance par l'optique et ainsi de rendre au premier ordre la position sur POLDER indépendante de l'impulsion p_d et de l'angle horizontal θ_d .
- $(y|\phi) = 0$: focalisation point-point dans le plan vertical (non dispersif).

Le DC possède une faible résolution en impulsion mais une grande acceptance angulaire qui lui permet d'amener le maximum de deutons de la cible au polarimètre. Cette optique particulière est en partie permise par le deuxième quadrupôle "Sara-jevo" [33] qui possède une très grande acceptance horizontale, ainsi qu'un terme sextupolaire pour corriger des aberrations.

Des études d'optique avec des termes jusqu'au deuxième ordre (dans l'équation 2.7) ont été effectuées à l'aide du programme TRANSPORT pour étudier l'enveloppe des trajectoires.

Ensuite l'optique complète du canal deuton a été intensivement étudiée grâce à des cartes de champs des aimants et des programmes de calcul de trajectoires comme ZGOUBI et SNAKE. Cette étape a permis de comprendre l'acceptance et d'optimiser les transmissions [34].

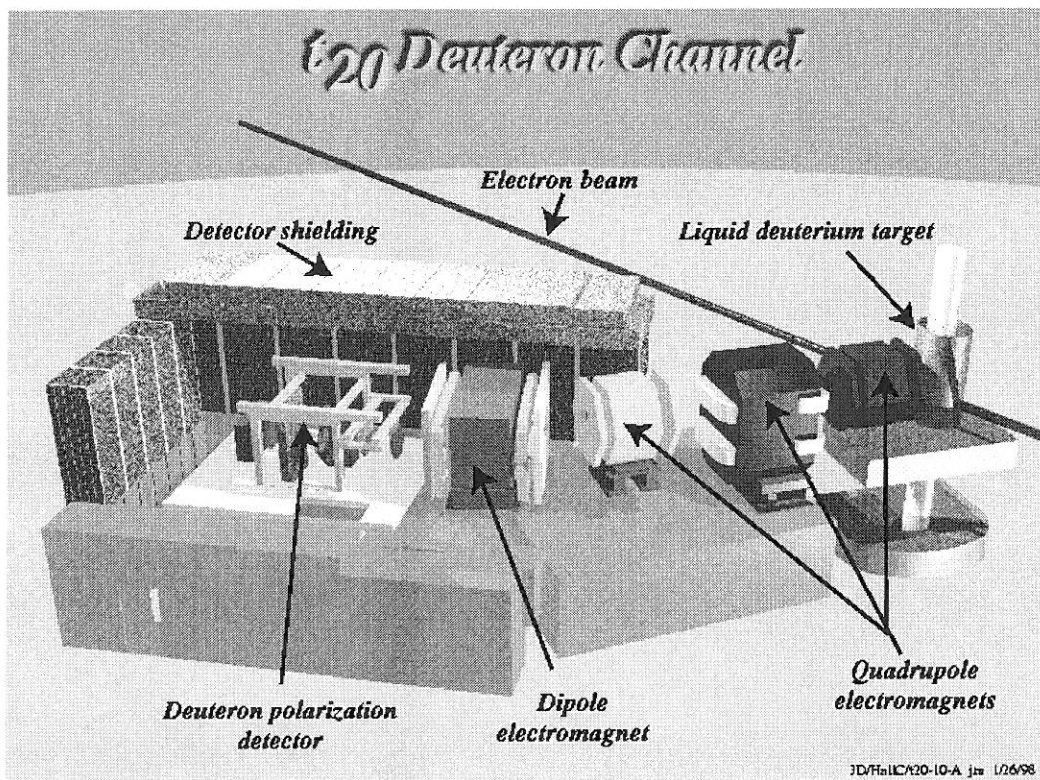


FIG. 2.14 - Représentation du canal deuton

Il convient également de noter que contrairement à HMS, le canal deuton n'a pas été mis sous vide. Pour limiter la diffusion, une baudruche remplie d'hélium a été placée à l'intérieur sur la trajectoire des particules.

2.4.3 Dispositif de détection

Le détecteur, POLDER [35, 36], est représenté sur la figure 2.15. Il est composé de deux scintillateurs S1 et S2 chargés de fournir une information en temps de vol et de discriminer au moins partiellement les protons et les deutons par la perte d'énergie dans les scintillateurs (méthode dite de "dE/dx"). Le premier scintillateur S1 est un parallélépipède de 20 cm de largeur sur 15 de haut et d'épaisseur 1 mm. Le deuxième scintillateur S2 est un cylindre de rayon 6 cm et de 2 mm d'épaisseur. Comme il est plus épais, sa résolution en dE/dx est meilleure.

POLDER comprend également deux chambres à fils pour déterminer la position des particules incidentes. Ce sont des hexagones de 19.94 cm de côté avec un pas de fils de 1.27 mm sur trois plans par chambre.

Ensuite vient une cible d'hydrogène de 20 cm de longueur où s'effectue la réaction d'échange de charge proprement dite.

Enfin se trouvent deux hodoscopes qui détectent les protons émis vers l'avant, après la réaction avec une impulsion relative très faible.

Pour compléter cet ensemble expérimental, une troisième chambre à fils permet de vérifier l'alignement du détecteur.

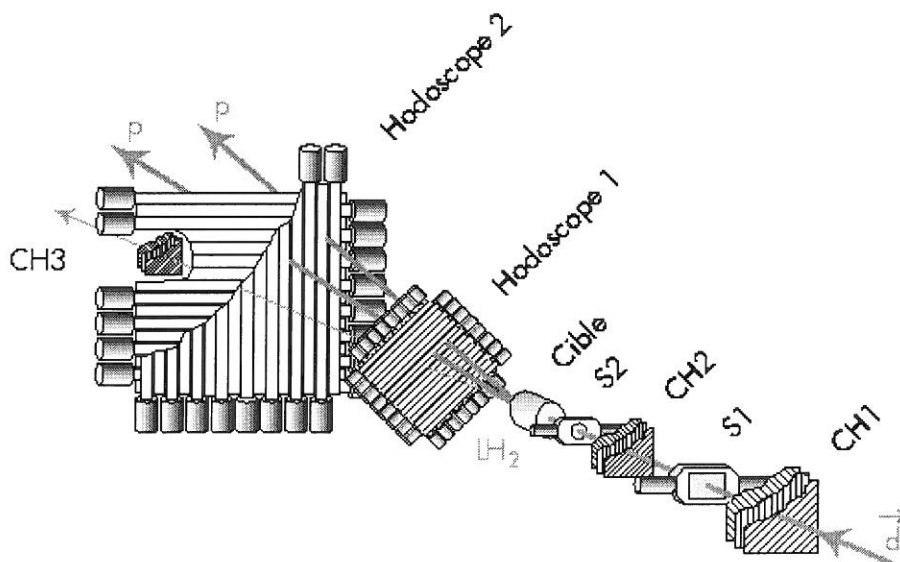


FIG. 2.15 - Représentation du polarimètre POLDER

2.4.4 La reconstruction des trajectoires

Bien que l'optique très spécifique du canal deuton ne soit pas prévue pour effectuer une reconstruction précise, il est possible de paramétrer les angles θ_d , ϕ_d et

l'impulsion p_d du deuteron en fonction de la position au vertex mesurée par HMS et des coordonnées (position et angle) dans POLDER (voir section 6.3).

2.4.5 La détection test

Pour étudier l'optique dans le canal deuton nous disposons d'un ensemble de détection test développé à l'université de Rutgers et à IUCF (USA). Il est constitué de deux scintillateurs T1 et T2 et de deux chambres à paille de grandes dimensions. Cet ensemble initialement prévu uniquement pour le réglage de l'optique a également été utilisé pour étudier l'efficacité géométrique des scintillateurs de POLDER à haute énergie (voir section 3.8).

2.4.6 Utilisation

Pour la mesure de $A(Q)$, la partie échange de charge de POLDER n'est pas utile, aussi tous les éléments à partir de la cible d'hydrogène n'ont pas été utilisés.

Par contre nous avons utilisé le temps de coïncidence entre les deutons détectés dans POLDER et les électrons dans HMS et les possibilités d'identification des deutons par les scintillateurs.

Les différents éléments de POLDER utilisés pour les différentes mesures de l'expérience sont résumés dans le tableau 2.4.

TAB. 2.4 - Utilisations des différents éléments de POLDER et de la détection test.

mesures	$A(Q)$	t_{20}	π^0
S1S2 (temps de vol & dE/dx)	oui	oui	oui
CH1-CH2	non	oui	oui
T1-T2	pour vérif.	non	non
reconstruction DC	non	non	oui

2.5 L'électronique de déclenchement et d'acquisition

2.5.1 Le déclenchement

Le déclenchement général de l'acquisition des données du Hall C est représenté figure 2.17 et la partie spécifique à HMS est détaillée figure 2.16. Cette dernière repose principalement sur les hodoscopes et permet d'obtenir une efficacité de déclenchement de 100 % malgré une inefficacité de quelques pourcents du calorimètre

et du Čerenkov (ceci a été vérifié sur des rapports de comptages). Pour cela le déclenchement associé aux hodoscopes un ou logique du Čerenkov et du calorimètre :

- la partie ELLO (*ELectron LOw*) exige un signal dans 3 plans de scintillateurs (SCIN), un signal dans le Čerenkov et, ou un signal minimum dans le préradiateur du calorimètre (PRLO), ou un signal dans une quatrième plan de scintillateurs (STOF).
- la partie ELHI (*ELectron HIgh*) exige un signal sur 3 barres de scintillateurs (SCIN) associé à une perte d'énergie minimale dans l'ensemble du calorimètre (SHLO) dont un signal important dans la première partie (PRHI).

La partie POLDER comporte une coïncidence entre les deux scintillateurs S1 et S2 de POLDER (ou S1 seul pour certaines données ou T1 et T2 pour les données qui utilisent la détection test). Les seuils de déclenchement sont suffisamment bas pour ne rejeter aucun évènement. La référence en temps est donnée par le signal sur un côté de S2 (S2.1) qui est retardé de 8 ns par rapport aux autres. Les évènements intéressants pour $A(Q)$ sont les évènements dits *ed* (*ed events*) qui ont déclenché la coïncidence entre POLDER et HMS. Ils sont sélectionnés par un module électronique programmable, le 8LM, puis étiquetés par le *Trigger Supervisor* (ou TS) qui prend en compte le temps mort de l'acquisition. Quelques données avec un déclenchement "simple bras" sur HMS ou sur POLDER sont enregistrées (1/40000 pour HMS et 1/1000 pour POLDER) pour vérifier, au besoin, le bon fonctionnement individuel des deux détecteurs.

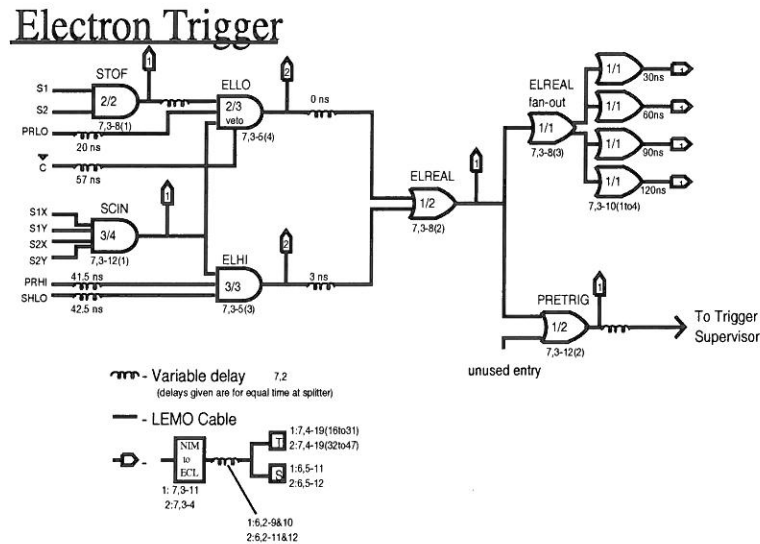


FIG. 2.16 - Logique de décision de HMS

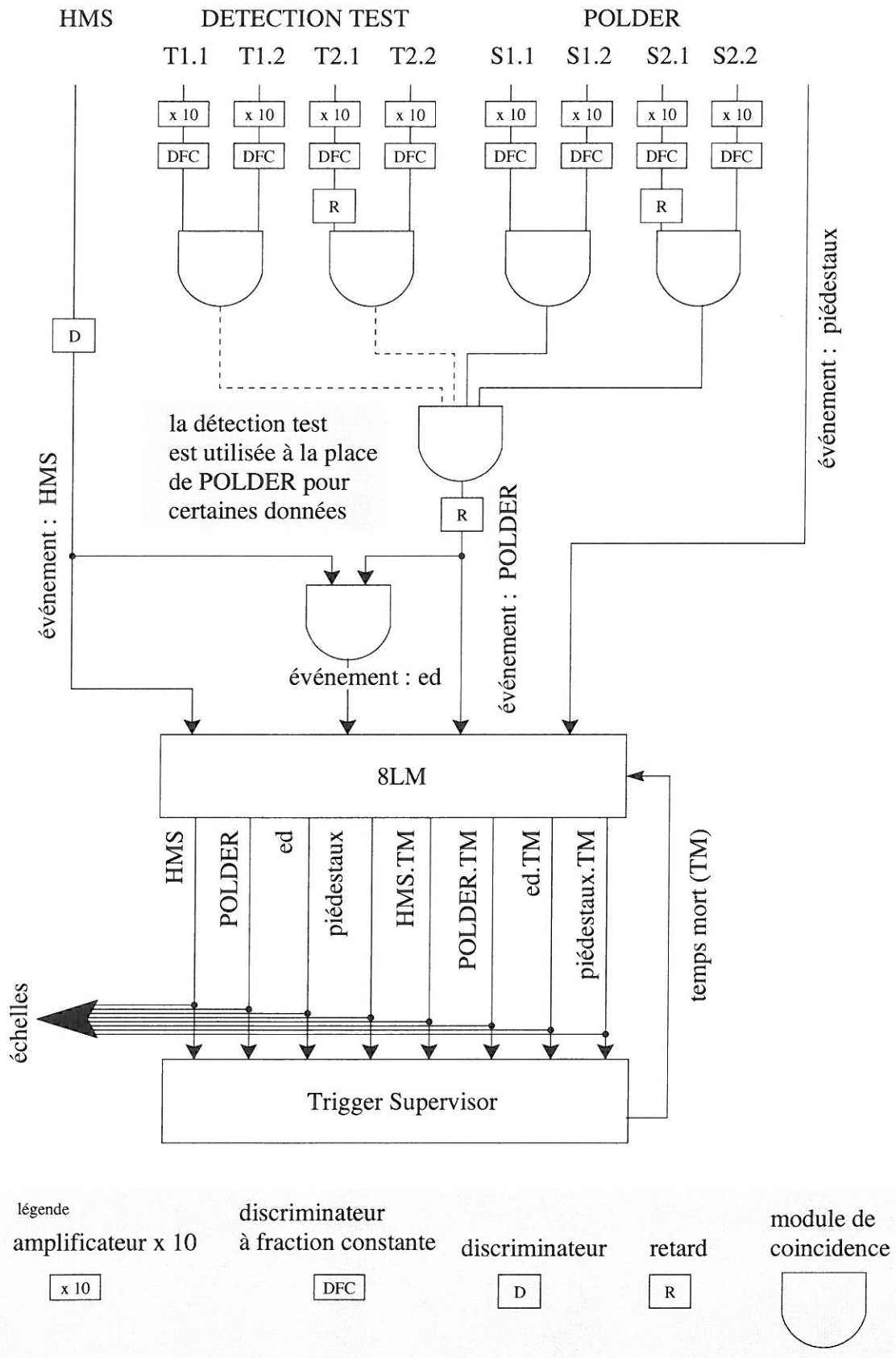


FIG. 2.17 - Logique de décision pour POLDER et l'acquisition.

2.5.2 L'acquisition

L'acquisition des données se fait grâce au système CODA 1.4 (Cebaf Online Data Acquisition). Ce système fonctionne sur une station de travail HP 9000/735 et va lire les différentes informations des détecteurs sur des châssis FASTBUS, VME et CAMAC par l'intermédiaire d'une liaison ETHERNET. Il se charge de collecter les informations, d'indiquer le type d'évènement tel qu'il est donné par le *Trigger Supervisor* et de le sauvegarder sur un ensemble de disques durs SCSI RAID (*Redundant Array of Independent Disks*). C'est cette étape qui conditionne principalement le temps mort de l'acquisition (voir à ce sujet la partie 3.7).

Les informations codées les plus importantes pour la mesure sont des informations de temps de vol à partir des scintillateurs de HMS et de POLDER (TDC haute résolution Lecroy 1872 ou 1875), des informations de temps de dérive dans les chambres de HMS et de passage dans les chambres de POLDER (TDC multihits Lecroy 1877) et des informations de charge dans les scintillateurs, le Čerenkov et le calorimètre (ADC Lecroy 1881).

Au démarrage de chaque prise de données, le système d'acquisition enregistre 1000 évènements décorrélés de toute physique, les piédestaux. Ceux-ci servent à régler automatiquement le seuil des modules ADC.

Enfin les informations liées au contrôle des instruments du Hall, comme les paramètres de fonctionnement des cibles ou des spectromètres, sont elles aussi enregistrées toutes les 2 secondes dans le flux de données.

Chapitre 3

L'analyse

3.1 Principe de l'analyse

Le calcul de la section efficace fait intervenir le rapport du nombre d'événements identifiés comme issus de la diffusion élastique sur le nombre d'électrons incidents, l'épaisseur de cible et l'angle solide. Il faut également tenir compte des différentes inefficacités.

En pratique la section efficace différentielle se calcule à partir de :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{\text{élastique}}}{N_{\text{faisceau}} \times N_{\text{cible}} \times \Delta\Omega_e} \times \frac{PS}{\text{eff}_d \times \text{eff}_c \times (1 - TM) \times F_{\text{opt}} \times F_{\text{abs}} \times F_{\text{rad}}} \quad (3.1)$$

où :

- $N_{\text{élastique}}$ est le nombre d'événements identifiés comme élastiques après coupures.
- N_{faisceau} est le nombre d'électrons déposés par le faisceau, c'est à dire la charge totale Q_{faisceau} déposée, mesurée par les BCMs, divisée par la charge de l'électron.
- N_{cible} est le nombre de noyaux dans la cible par cm^2 . Il s'écrit comme :

$$N_{\text{cible}} = \frac{\mathcal{N} \times N_{\text{mol}} \times \rho \times L_{\text{cible}}}{A_{\text{mol}}} \quad (3.2)$$

avec \mathcal{N} le nombre d'Avogadro

N_{mol} : le nombre d'atomes par molécule (2 pour D_2 et 2 pour H_2)

ρ : la densité $\rho_{\text{LH}_2}(19\text{K}) = 0.07230 \text{ g cm}^{-3}$ et $\rho_{\text{LD}_2}(22\text{K}) = 0.167 \text{ g cm}^{-3}$

A_{mol} : la masse molaire (4 pour D_2 et 2 pour H_2).

L_{cible} : la longueur de cible.

- $\Delta\Omega_e$ est l'angle solide du spectromètre HMS (tel qu'il est calculé par la simulation).

- PS est le facteur de *prescale*, c'est à dire l'échantillonnage avec lequel on enregistre les événements. Nous n'avons échantillonné que les événements $p(e,e')p$.
- eff_d est l'efficacité du déclenchement.
- eff_c est l'efficacité des chambres dans HMS.
- TM est le temps mort de l'acquisition.
- F_{opt} est la perte due à l'angle solide du canal deuton par rapport à HMS.
- F_{abs} est la perte due à l'absorption des deutons ou protons dans la matière traversée avant la détection.
- F_{rad} est la correction due au rayonnement de l'électron (corrections radiatives).

Pour caractériser une expérience, il est commode d'utiliser la luminosité \mathcal{L} définie comme suit :

$$\mathcal{L} = n_{electrons/s} \times n_{centres\ dif\ fuseurs/cm^2} = Q_{faisceau}/(Temps) \times N_{cible}$$

Cette quantité entre en effet dans le calcul de la section efficace en prenant en compte l'intensité du faisceau et l'épaisseur de la cible.

Pour la mesure de $A(Q)$ la luminosité était de l'ordre de $1.1 \cdot 10^{38} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et pour les données π^0 de $4.4 \cdot 10^{38} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Le travail d'analyse consiste à évaluer chacun de ces facteurs avec la plus grande précision possible, puis à évaluer les erreurs faites. Les méthodes utilisées sont décrites ci-dessous.

L'analyse utilise le programme "replay" qui est le standard du Hall C. Une partie spécifique a été ajoutée pour lire les informations provenant de POLDER.

3.2 Identification des événements

L'identification des événements de diffusion élastique (le facteur $N_{élastique}$ de la formule (3.1)) est simplifiée par le fait que nous sommes en présence d'une réaction à deux corps. Connaissant l'énergie du faisceau incident et l'angle du deuton diffusé (qui sont fixés), la cinématique élastique impose toutes les autres variables. On peut par exemple se servir de la masse invariante W de la réaction qui est la masse du système hadronique reculant après réaction avec l'électron :

$$W^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2 \quad (3.3)$$

où P est le quadrivecteur impulsion initiale du deutérium et $\nu = k_0 - k'_0$ l'énergie transférée. Pour une réaction élastique, cette masse invariante doit être égale à la masse du deuton.

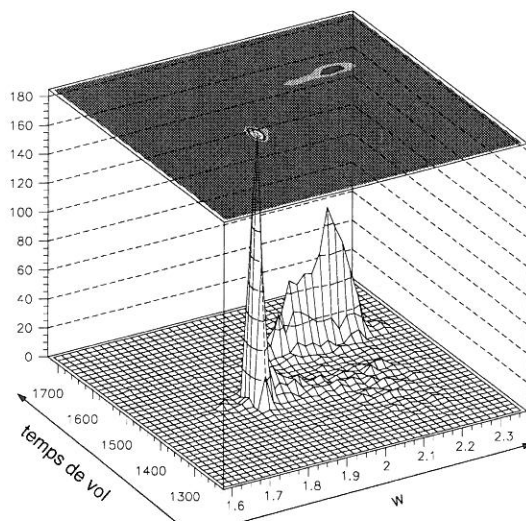


FIG. 3.1 - Exemple de reconstruction à la cinématique à 4 GeV. L'utilisation du temps de vol et W permet d'identifier les deutons en un pic fin (ici à $W = 1.875$ GeV et $TOF = 1500$). La deuxième bosse plus large correspond aux événements de cassure du deuton.

Une variable équivalente que nous avons utilisée de préférence est l'impulsion de l'électron diffusé, corrigée de sa dépendance angulaire, k'_{corr} :

$$k'_{corr} = k' \times \frac{1 + 2 \times E/M_d \sin^2(\theta_e/2)}{1 + 2 \times E/M_d \sin^2(\theta_{HMS}/2)} \quad (3.4)$$

Il est également possible d'utiliser la variable δ^{HMS} définie par l'équation (2.5) et son équivalent corrigé :

$$\delta_{corr}^{HMS} = \frac{k'_{corr} - k_{HMS}}{k_{HMS}} \times 100 \quad (3.5)$$

L'effet de la correction est visible sur la figure 3.2

Cette variable permet d'obtenir un pic fin autour de la valeur centrale de l'énergie de l'électron diffusé au milieu de l'acceptance. Elle permet également d'appliquer facilement les corrections radiatives qui seront abordées dans la partie 3.10.

Une autre façon efficace d'identifier les événements de diffusion élastique est d'appliquer une coupure sur le temps de coïncidence entre les deux bras. La coupure en temps de vol et celle sur δ_{corr}^{HMS} sont les principaux moyens de sélection des événements élastiques (voir figure 3.1) .

Une coupure a également été appliquée sur la perte d'énergie dans les scintillateurs S1 et S2 de POLDER. En effet celle-ci s'effectue par ionisation dans le plastique et dépend de la vitesse des particules. Cette dépendance est donnée par la formule

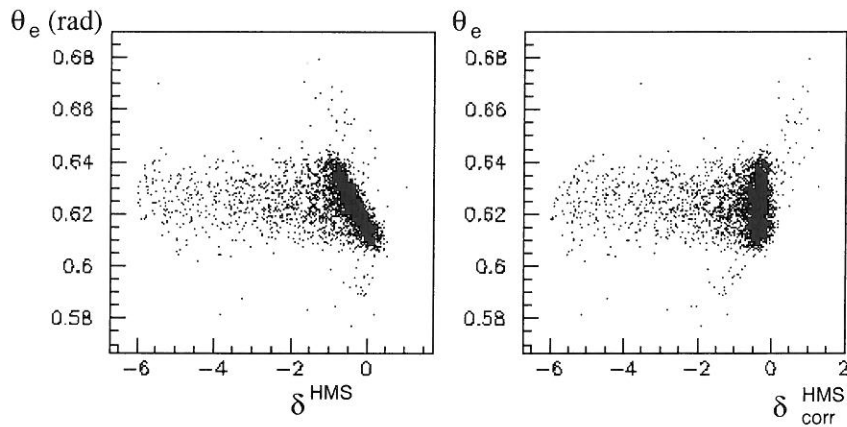


FIG. 3.2 - Correction de la dépendance angulaire : à gauche δ^{HMS} (%) dépend de θ_e , à droite δ_{corr}^{HMS} n'en dépend plus.

de Bethe-Bloch [37] et elle peut s'approximer en $\frac{dE}{dx} \propto \beta^{-2}$, où β note la vitesse de la particule (en unité c).

En sortie du dipôle du canal deuton, protons et deutons ont en moyenne la même impulsion. Donc, entre la cinématique basse énergie et la cinématique haute énergie (voir tableau 1.1), le β des deutons varie entre $0.39 < \beta_d < 0.59$ et celui des protons entre $0.64 < \beta_p < 0.82$. Comme illustré sur la figure 3.3, les deutons perdent plus d'énergie que les protons dans les scintillateurs mais cette différence diminue avec l'énergie cinétique incidente rendant cette condition moins efficace.

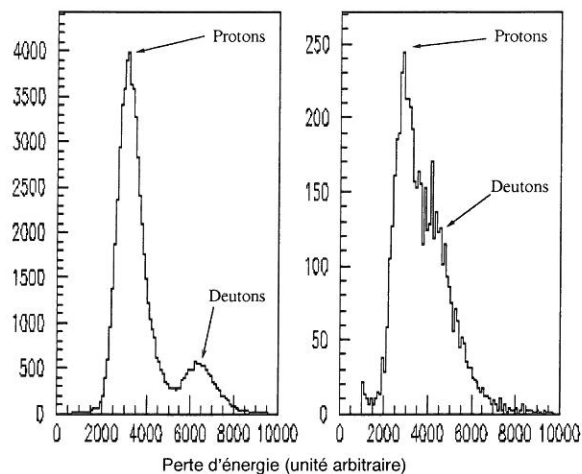


FIG. 3.3 - Perte d'énergie dans le deuxième scintillateur de POLDER. A gauche à basse énergie ($p_d = 0.83$ GeV/c), on distingue clairement les deutons des protons. A droite à haute énergie ($p_d = 1.42$ GeV/c), il ne reste qu'un vague épaulement.

Nous avons également éliminé les événements qui ne donnent pas de signal simultanément dans le Čerenkov et le calorimètre électromagnétique de HMS. Ce ne sont pas des électrons même si le déclenchement n'est pas assez sélectif pour les rejeter. Cette coupure exige de prendre en compte l'inefficacité du déclenchement de HMS car ces deux détecteurs ne sont pas efficaces à 100 %. Cette inefficacité est inférieure à 0.1 % pour les données $A(Q)$; par contre, elle doit être prise en compte pour les événements $p(e,e')p$.

3.2.1 Les soustractions

- La soustraction de cible vide :

Les parois de la cible sont susceptibles de perturber les mesures. En effet les électrons peuvent diffuser quasi-élastiquement sur l'aluminium des parois et entrer dans notre acceptation. Pour éviter ce problème, nous avons effectué des prises de données avec la cible fantôme de 4 cm à la place d'une cible cryogénique. Puis nous avons soustrait le nombre de coups obtenu en normalisant par le courant, les efficacités, le temps mort et l'épaisseur d'aluminium dans les cibles cryogéniques par rapport à l'épaisseur de la cible fantôme.

Cette correction est très faible dans le cas des données en coïncidence et n'a été appliquée que lorsqu'elle était supérieure à 10^{-3} . Toutefois elle peut atteindre quelques pour cents pour les données en $p(e,e')p$ (voir tableau 3.1 et figure 3.4).

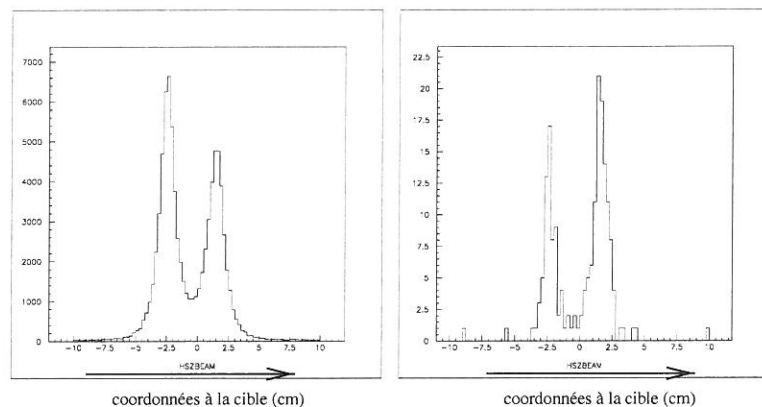


FIG. 3.4 - Données sur cible fantôme en coïncidence à 1.4 GeV : spectres de position de vertex reconstruite sur l'axe du faisceau. A gauche sans coupure, à droite après les coupures de l'analyse. Le nombre de coups du spectre de droite, normalisé, est retranché aux données $A(Q)$.

- La soustraction des coïncidences fortuites :

Après toutes les coupures expliquées dans la partie 3.2, il reste dans le spectre en temps de vol quelques événements qui correspondent à des coïncidences fortuites

TAB. 3.1 - *Tableau récapitulatif de la soustraction de la contribution des parois de la cible*

cinématique	1	2	C	3	4	5	6
$A(Q)$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	N.A.	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	2.10^{-3}	5.10^{-3}
$p(e,e')$	$3.1 \cdot 10^{-2}$	$3.3 \cdot 10^{-2}$	$< 10^{-3}$	$3.2 \cdot 10^{-2}$	$4.0 \cdot 10^{-2}$	$4.2 \cdot 10^{-2}$	$5.4 \cdot 10^{-2}$

(voir figure 3.5). Pour s'en affranchir, nous avons utilisé une fenêtre de largeur moitié à celle des événements élastiques, mais située à un endroit où ne se trouve pas de signal physique. Puis, nous avons soustrait le double du nombre de coups dans cette fenêtre aux événements que nous avons mesurés (voir tableau 3.2).

TAB. 3.2 - *Tableau récapitulatif des soustractions des coïncidences fortuites*

cinématique	1	2	3	4	5	6	$p(e,e'p)$
$A(Q)$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	$< 10^{-3}$	1.10^{-3}	5.10^{-3}	$< 10^{-3}$

3.3 La calibration des moniteurs de courant

La calibration des BCMs consiste à acquérir des données spécifiques où le faisceau est incrémenté toutes les 5 minutes d'environ $20 \mu A$, suivi d'une période sans faisceau. Cette méthode est décrite dans [38]. Le moniteur UNSER mesure le courant absolu du faisceau et on procède ensuite à une régression linéaire pour connaître le gain et le zéro de chaque cavité (voir figure 3.6).

La principale incertitude est la calibration du UNSER, par rapport à la précision des ajustements ou à la mesure des BCMs. La calibration s'effectue en faisant passer un fil alimenté par une source de courant très précise dans les transformateurs du UNSER. La mesure de ce dernier est précise à 1 %.

3.4 La cible

Plusieurs paramètres de la cible influent sur la détermination de la section efficace.

3.4.1 La longueur de la cible

Elle a été mesurée à chaud par les géomètres avec une précision de quelques dixièmes de millimètres. Une correction due à la rétractation de la cible à basse température, est incluse dans le tableau 3.3 ($\approx 0.4\%$ à 20 K).

Il a également fallu tenir compte du fait que le faisceau ne frappait pas le centre de

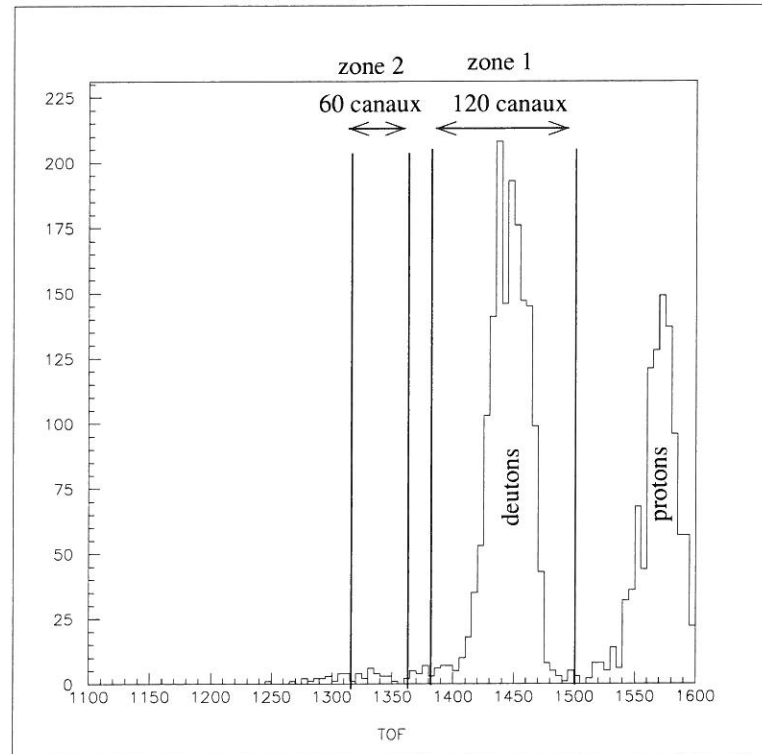


FIG. 3.5 - La soustraction des coïncidences fortuites pour les données $A(Q)$ à 4.0 GeV (la seule cinématique où cette contribution est supérieure à 10^{-3}). On voit ici un spectre en temps de vol où sont représentées deux zones. La zone 1 d'une largeur de 120 canaux TDC (12 ns) contient les deutons. La zone 2 d'une largeur moitié est placée à un endroit où ne se trouve que le bruit. On soustrait donc deux fois le nombre d'événements se trouvant dans la zone 2 à ceux se trouvant dans la zone 1 pour corriger du bruit résiduel.

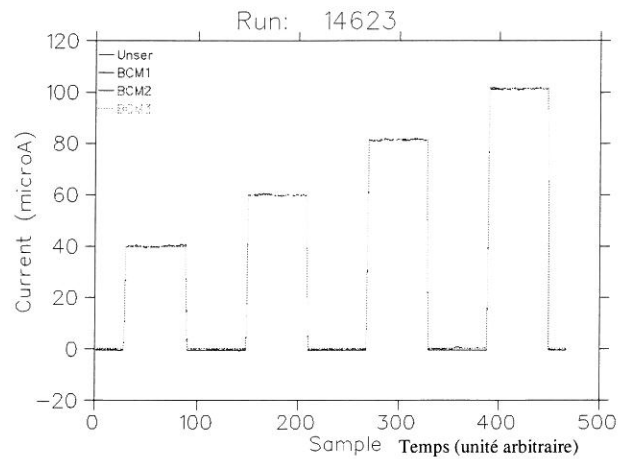


FIG. 3.6 - Calibration des BCMs à partir du UNSER. On voit la structure que l'on impose au faisceau et le résultat du courant calculé après un ajustement des trois BCMs sur le UNSER.

la cible. En effet, les fenêtres de sortie de la cible sont légèrement bombées (voir [28]) et pour, un faisceau décalé de 3 mm, on a une réduction de la longueur de $5 \cdot 10^{-3}$. Au final nous avons utilisé pour l'analyse :

$$L_{cible} (LD_2) = 4.43 \text{ cm}$$

$$L_{cible} (LH_2) = 4.50 \text{ cm}$$

3.4.2 La densité

Les valeurs de densité utilisées sont données dans le tableau 3.3 [28].

TAB. 3.3 - Point de fonctionnement des cibles

liquide	pression psi/atm	température K	densité g/cm ³	épaisseur nominale cm
hydrogène	24/1.63	19	0.07230 ± 0.00036	4.53 ± 0.01
deutérium	20/1.36	22	0.1670 ± 0.0008	4.45 ± 0.01

3.4.3 La composition de la cible

La composition des cryogènes a été mesurée à partir d'échantillons des gaz, avant et après l'expérience, par Atlantic Analytical Laboratory.

La composition totale en deutérium est celle en D₂ + la moitié de celle en HD, soit d'après le tableau 2.2 :

$97.9 + 0.5 \times 0.78 = 98.29\%$ après l'expérience et 99.6% avant. Connaissant les dates

et les volumes de gaz ajoutés, nous avons estimé la composition en deutérium à l'instant de chaque mesure.

TAB. 3.4 - Composition en deutérium de la cible à chaque mesure. On peut remarquer que les cinématiques ne sont pas numérotées chronologiquement.

cinématique	1	2	3	4	5	6
% de LD ₂	98.8	98.7	98.8	98.6	98.5	98.4

3.4.4 Erreurs dues à la cible

On fait la somme quadratique des effets suivants :

- 1. - Densité 0.5 %
- 2. - Mesure de longueur 0.2 % + correction de température 0.2 % .. 0.4 %
- 3. - Position du faisceau (à 3 mm) 0.3 %
- 4. - Composition (négligeable) 0 %
- 5. - Ebullition (cf. 2.2.3) 1 %
- Somme quadratique d(e,e'd)/p(e,e'p) 1.3 % / 0.7 %

Pour les données p(e,e'p), il n'y a pas d'effet dû à l'ébullition car les mesures ont été prises à bas courant (20 μ A).

3.5 L'angle solide électron

L'angle solide est particulièrement important à connaître pour toute mesure de section efficace différentielle. Pour la mesure de $A(Q)$, il est déterminé uniquement par l'acceptance de HMS à cause du collimateur spécial utilisé.

3.5.1 Méthodes géométriques

Une première approche consiste à calculer directement l'angle solide géométrique à partir des données fournies par les géomètres de TJNAF. Le collimateur est représenté figure 2.9. Si l'on suppose que la cible est ponctuelle, un calcul rapide permet d'évaluer l'angle solide comme :

$$\Delta\Omega_{géo_point} = \Delta\theta \times \Delta\phi = \frac{20.2 \times 112.4}{1279^2} = 1.388 \text{ msr} \quad (3.6)$$

Cette estimation doit être revue pour permettre un calcul précis. En effet la cible et le collimateur sont de taille finie et il faut considérer l'angle solide moyen intégré

sur la longueur de la cible et le collimateur. On calcule alors un angle solide moyen, prenant la moyenne d'angles solides pour une cible ponctuelle, calculés le long de la cible. Chaque angle solide pour une cible ponctuelle est lui-même la somme sur l'ensemble du collimateur, d'angles solides calculés pour une petite portion du collimateur.

L'acceptance varie grandement en fonction de la position sur la cible. Pour un vertex en amont de la cible, l'angle $\Delta\phi$ (vertical) est plus petit car le collimateur est un peu plus loin. Plus on s'approche de la sortie de la cible et plus cette acceptance augmente, de façon linéaire. L'acceptance en $\Delta\theta$ (horizontal), elle, est maximale au centre de la cible car c'est à cet endroit que vise le spectromètre. Elle diminue vers l'aval et vers l'amont.

$$\Delta\Omega_{géo_int} = 1.386 \text{ msr} \quad (3.7)$$

3.5.2 La simulation de HMS

Une autre manière de procéder a été retenue ici pour effectuer le calcul définitif. Elle consiste à utiliser un programme de simulation par méthode de Monte Carlo. Cette méthode a l'avantage de tenir compte de l'optique de HMS. Elle repose sur la connaissance de l'optique fournie grâce à des cartes de champ des différents aimants du spectromètre, ainsi que sur la position des différents détecteurs mesurée par les géomètres. Il faut noter que les cartes de champ ont été calculées par le programme TOSCA et n'ont pas été mesurées.

Dans cette simulation on génère aléatoirement un spectre d'événements sans dépendance angulaire ou énergétique sur une zone angulaire plus grande que l'acceptance. L'acceptance ne dépend pas de l'impulsion de l'électron lorsqu'elle est proche de l'impulsion centrale ($|\delta^{HMS}| < 8\%$). Les événements aléatoires sont tirés dans une zone de $|\delta^{HMS}| < 4\%$ qui correspond aux coupures d'identification des deutons (voir partie 3.2).

Ces événements sont ensuite suivis par le programme d'optique qui vérifie que les particules ne se perdent pas sur les pôles des aimants.

On obtient finalement l'angle solide en multipliant le rapport du nombre d'événements générés sur le nombre d'événements qui atteignent effectivement les détecteurs de HMS, par l'angle solide dans lequel on a généré les événements :

$$\Delta\Omega_{simul} = \frac{N_{succès}}{\underbrace{(N_{succès} + N_{échecs})}_{=N_{générés}}} \times \Delta\Omega_{génération} \quad (3.8)$$

L'angle solide s'avère finalement constant à toutes les cinématiques et égal à 1.386 msr constant à mieux que 0.1 % pour toutes les cinématiques. L'optique de HMS n'influe pas sur l'angle solide car la transmission des électrons traversant le petit collimateur est de 100 %. L'angle solide est totalement géométrique et donné par

l'équation (3.7).

Une bonne partie du travail sur la simulation a consisté à vérifier les différents décalages existants :

- La cible de deutérium est décalée de -2.2 mm selon l'axe du faisceau ; celle d'hydrogène de -0.6 mm (mesures des géomètres).
- Le collimateur est, lui aussi, décalé de 6.2 mm vers le bas et de 0.08 mm vers la droite (données et mesures des géomètres).
- Le faisceau lui même est décalé de 3 mm vers le haut et de 3 mm vers la droite (visualisation de l'impact du faisceau sur la cible).

La simulation est validée, une fois les décalages pris en compte, par une comparaison entre les distributions expérimentales et simulées (voir exemple figure 3.7).

Les erreurs sur l'angle solide ont été estimées en faisant varier les différents paramètres de la géométrie et en les combinant quadratiquement. A savoir

- précision statistique (≈ 70000 événements simulés) :0.3 %.
- variation de la largeur de tirage en impulsion (0.05 %) :0.15%.
- variation de l'angle du spectromètre (2 mrd) : 0.2%.
- variation de la taille du faisceau (± 1 mm) : 0.2%.
- variation de l'impulsion du spectromètre (6 MeV) : 0.4%.
- variation de position de la cible (0.3 mm) : 0.2%.
- variation de la taille du collimateur (0.2 mm) :0.1%.
- variation de la position (verticale et horizontale du collimateur) : négligeable
- variation de la distance du collimateur (3 mm) : 0.1%.
- Somme quadratique : 0.7 %

Par prudence, nous avons finalement choisi d'arrondir à 1 %.

3.6 Les efficacités

Il faut tenir compte de deux effets différents : l'efficacité de déclenchement dont il a été question en 2.5.1 et l'efficacité de reconstruction qui dépend de l'efficacité physique des chambres et de l'algorithme décrit en 2.3.4.

3.6.1 L'efficacité de déclenchement

Elle provient principalement des hodoscopes de HMS. Elle est déterminée à partir du déclenchement de HMS (figure 2.16). En effet celui-ci impose de détecter au minimum une particule dans 3 plans d'hodoscopes sur 4. On peut alors estimer l'efficacité f_i^H (ou l'inefficacité \bar{f}_i^H) de chaque plan i en regardant le nombre de fois

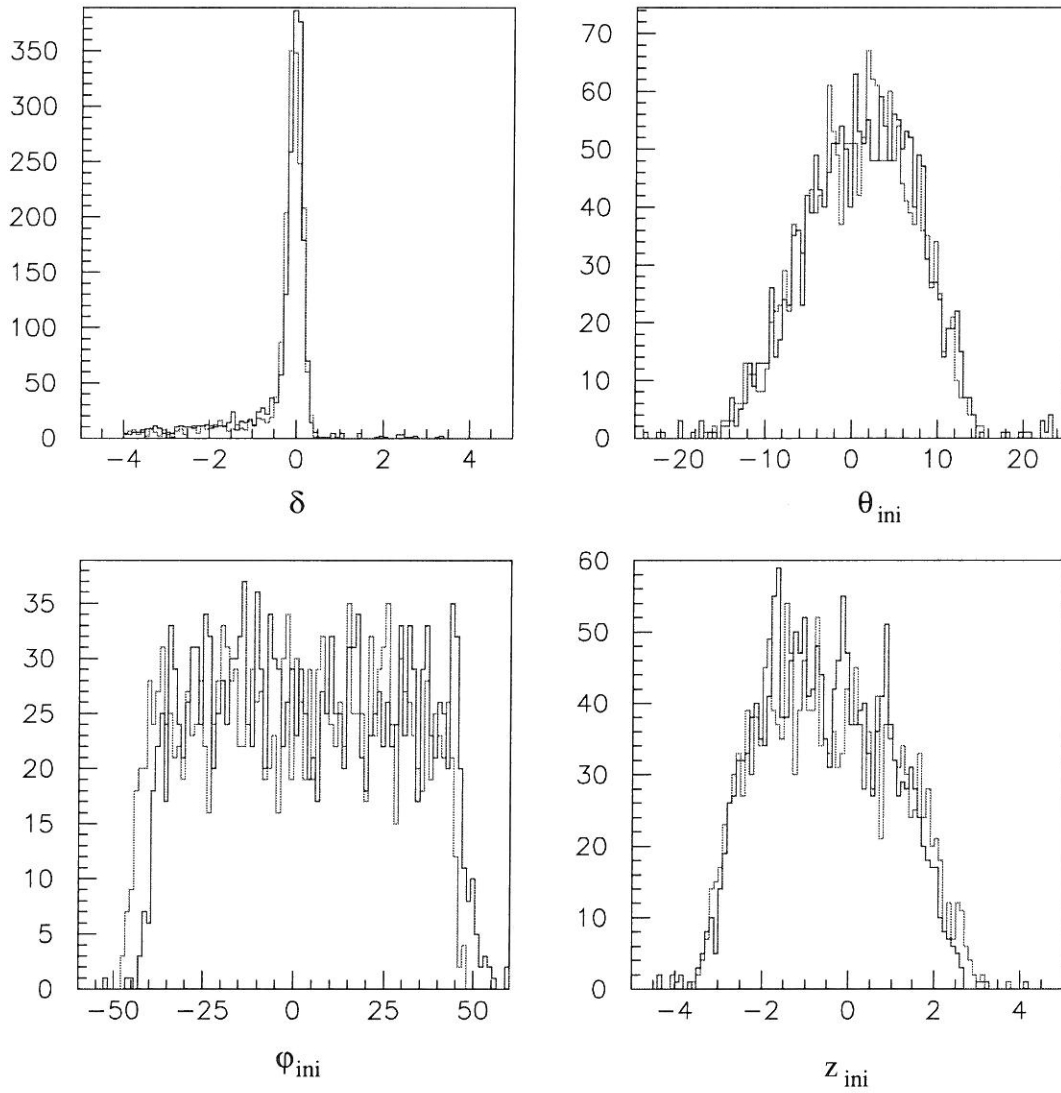


FIG. 3.7 - Exemple de simulation (en trait plein la simulation, en trait pointillé les données). Distributions des variables reconstruites à partir de HMS (δ en %, θ_{ini} en mr , ϕ_{ini} en mr et z_{ini} en cm). Pour la cinématique à 4.0 GeV sur les deutons, on arrive avec une forme de section efficace réaliste à un bon accord entre simulation et expérience.

où ce plan a été inefficace $N_{i\text{ inefficace}}$ alors que les autres ont déclenché sur le nombre total de déclenchements $N_{trigger}$.

$$f_i^H = 1 - \frac{N_{i\text{ inefficace}}}{N_{trigger}} \quad (3.9)$$

Puis connaissant l'efficacité individuelle, on peut calculer l'efficacité globale d'un déclenchement 3/4, $F_{3/4}$.

$$F_{3/4} = f_1^H f_2^H f_3^H f_4^H + \sum_{i \neq j \neq k \neq l} f_i^H f_j^H f_k^H f_l^H \quad (3.10)$$

L'efficacité des plans d'hodoscopes de HMS est typiquement de 99 % et ne descend pas en dessous de 97 % (pour le 4ème plan à basse énergie). L'efficacité globale des hodoscopes est donc toujours supérieure à 99.5 %.

3.6.2 L'efficacité des chambres de HMS

L'efficacité de détection des chambres peut être estimée comme pour les hodoscopes de HMS avec une condition en 5/6. Sauf quelques cas particuliers qui ne concernent pas les données $A(Q)$, l'efficacité typique d'un plan de chambre est de $f_i > 0.99$ et donc l'efficacité totale de la chambre $F > 0.995$. Il est toutefois plus direct de calculer l'efficacité combinée de reconstruction et de détection. Elle est déterminée à partir de l'algorithme de reconstruction. Pour ce faire, on considère une zone qui concerne la partie centrale des scintillateurs (lattes 5 et 6 horizontalement et 6 à 11 verticalement) que l'on appelle zone fiduciale. Toutes les particules qui passent par cette zone doivent passer par les chambres et donner une trace dans l'analyseur *replay*, si l'efficacité des scintillateurs et des chambres est proche de 100 %.

L'efficacité fiduciale des chambres, notée eff_c est donc donnée par l'équation 3.11 :

$$eff_c = \frac{N_{traces}^{fid}}{N^{fid}} \quad (3.11)$$

où N_{traces}^{fid} est le nombre de traces avec une particule dans la zone fiduciale et N^{fid} le nombre de coups dans cette même zone.

L'erreur sur cette quantité est estimée par une loi binomiale :

$$\sigma = \sqrt{N_{traces}^{eff_c} \times eff_c \times (1 - eff_c)} \quad (3.12)$$

Le niveau de bruit dans HMS étant élevé, nous avons aussi imposé une condition supplémentaire sur le temps de vol HMS-POLDER (identique à celle décrite dans 3.2) afin de s'assurer que l'on mesure l'efficacité pour les seuls événements de diffusion élastique. Cette condition ne s'applique pas aux mesures avec un seul bras et, là, nous avons demandé pour N^{fid} et N_{traces}^{fid} qu'il n'y ait pas de barres de scintillateurs

touchées en même temps hors de la zone fiduciale.

Dans le tableau 3.5 sont rassemblées les différentes valeurs de l'efficacité de reconstruction ainsi que la dispersion constatée sur les différentes séries de données. Nous avons finalement adopté, par prudence, une erreur égale à deux fois l'erreur théorique de la loi binomiale.

TAB. 3.5 - *Tableau récapitulatif des efficacités de reconstruction. Pour la cinématique 2, le faible nombre de séquences d'acquisition ne permet pas d'évaluer la dispersion.*

cinématique	eff_c (%) (moyenne)	dispersion (%)	erreur (%) théorique	erreur (%) acceptée
1	99.	0.3	0.1	0.2
2	99.		0.1	0.2
3	99.	0.25	0.13	0.3
4	96.	1.2	0.3	0.6
5	96.	1.1	0.5	1.
6	94.	2	0.6	1.2

3.7 Le temps mort

Il faut distinguer deux types de temps mort :

- un temps mort d'électronique qui correspond à la durée pendant laquelle, après le passage d'une particule, les détecteurs et le déclenchement sont insensibles à une nouvelle particule. Il est appliqué en VETO sur le module 8LM (voir figure du déclenchement 2.17). Ce temps mort est toujours inférieur à 0.1 % pendant la mesure de $A(Q)$ et est négligé.
- un temps mort d'acquisition qui correspond à la limitation d'enregistrement des données sur disque. Il est plus important que le premier pour nos mesures et c'est lui qui est pris en compte (voir les tableaux 3.6 et 3.7). L'erreur sur ce terme se calcule comme pour l'efficacité de reconstruction. Le grand nombre de déclenchements fait que cette erreur est toujours très faible.

cinématique	taux de comptage (Hz)	temps mort (%)	erreur (%)
1	70	9.	$< 10^{-3}$
2	29	5.	$< 10^{-3}$
3	13	2.	$< 10^{-3}$
4	6(S1.S2) ou 12 (S1)	1 ou 2	$< 10^{-3}$
5	6	1	$< 10^{-3}$
6	3	0.5	$< 10^{-3}$

TAB. 3.6 - Temps mort typique pour les données $A(Q)$

cinématique	taux de comptage (Hz)	temps mort (%)	erreur
1	137	8.0	$< 10^{-3}$
2	700	39.1	$< 10^{-3}$
3	233	13.1	$< 10^{-3}$
4	460	26.6	$< 10^{-3}$
5	970	54.1	0.1
6	360	20.3	0.1
coinc	241	14.5	$< 10^{-3}$

TAB. 3.7 - Temps mort typique pour les données $p(e,e')p$

3.8 L'angle solide de coïncidence

Nous avons besoin de connaître très exactement notre angle solide de coïncidence (dans la formule (3.1) celui-ci se retrouve par le terme F_{opt} qui est le rapport entre l'angle solide de coïncidence et l'angle solide HMS). En principe celui-ci doit être entièrement déterminé par HMS car l'acceptance du canal deuton lui est très supérieure. De ce fait, à bas transfert, on s'attend à une transmission proche de 1. A plus haut transfert le canal deuton possède une transmission plus faible (pour une même acceptance en θ_e et ϕ_e , la cinématique augmente la dispersion en θ_d et ϕ_d) et nous avons alors effectué des mesures pour les points 4,5 et 6. La transmission pour les points 1,2 et 3 ne peut être que supérieure à ces mesures. Nous avons donc admis une transmission de 99 % avec une erreur de ± 1 %. Sauf pour le point 1 où la diffusion multiple dans l'hélium doit limiter un peu l'acceptance et nous avons utilisé 98.5 ± 1 %.

Pour les trois cinématiques à plus haute énergie, nous avons préféré mesurer directement la transmission. En exigeant une coïncidence entre HMS et le seul scintillateur S1 dans la logique de déclenchement, nous profitons de la taille supérieure de S1. Nous avons vérifié grâce aux chambres de POLDER que S1 est plus grand que l'enveloppe des deutons, même à la cinématique 6. L'étude des trajectoires montre que les pertes de deutons dans les éléments magnétiques en amont de S1 sont négligeables. De la même façon nous avons utilisé T1 comme déclencheur pour le point 6 où la transmission dans le canal deuton est la plus faible.

$$transmission = \frac{N_v^{S2}}{N^{S2} + N_v^{S2}} \quad (3.13)$$

N_v^{S2} est le nombre de deutons sur S2, $N_v^{S2} = N^{S2} - F^{S2}$ le nombre total de coups moins les fortuites sur S2 et N_v^{S2} est le nombre de deutons détecté par S1 (ou T1) mais pas par S2. On soustrait systématiquement le bruit de fond des fortuites.

A la cinématique 4, des fluctuations sur le temps de coïncidence rendent la soustraction du bruit de fond difficile et seulement une partie de la statistique a pu être utilisée. L'erreur sur N_v est égale à :

$$(\Delta N_v)^2 = \left(\frac{\partial N_v}{\partial N}\right)^2 \Delta N^2 + \left(\frac{\partial N_v}{\partial F}\right)^2 \Delta F^2 = N + F \quad (3.14)$$

La plus grande erreur sur la mesure de la transmission a été trouvée pour le point 6 avec 0,5 %. Nous avons adopté cette erreur sur les trois mesures.

Les réductions d'angle solide dues à la coïncidence sont résumées dans le tableau 3.8.

TAB. 3.8 - *Résumé des études sur l'angle solide en coïncidence*

cinématique	transmission mesurée	transmission simulation	transmission admise (F_{opt})
1	-	0.973 ± 0.010	0.985 ± 0.010
2	-	0.970 ± 0.010	0.990 ± 0.010
3	-	-	0.990 ± 0.010
4	0.983 ± 0.002	-	0.983 ± 0.005
5	0.984 ± 0.001	0.980 ± 0.010	0.984 ± 0.005
6	0.962 ± 0.006	0.964 ± 0.010	0.962 ± 0.006

3.9 L'absorption

Sur leur passage entre la cible de LD₂ et POLDER une partie des deutons peut être perdue par réaction nucléaire (cassure, diffusion élastique ou inélastique). Nous avons donc calculé les sections efficaces deuton + X où X est un des matériaux traversé par le deuton et ainsi estimé ces pertes comme expliqué dans l'annexe A. Le résultat de ces calculs est donné dans le tableau 3.9.

TAB. 3.9 - Perte des deutons par réactions nucléaires (%)

T_d (MeV)	175.6	209.7	271.9	315.9	405.3	478.8
cible	4.2	3.6	2.9	2.6	2.2	2.1
fenêtre	0.2	0.2	0.1	0.1	0.1	0.1
kevlar	0.	0.	0.	0.	0.	0.
air	0.3	0.3	0.2	0.2	0.2	0.2
Hélium	1.0	0.9	0.7	0.6	0.5	0.5
totale	5.9	5.2	4.3	3.8	3.3	3.1

3.10 Les corrections radiatives

Lorsque l'on étudie la diffusion par un potentiel électromagnétique, on se limite généralement au terme du premier ordre d'un développement perturbatif (le terme de Born) qui correspond à l'échange d'un seul photon. Pourtant physiquement, on mesure la somme des contributions de tous les ordres. Cela se traduit principalement par un étirement de la distribution de l'énergie de l'électron diffusé vers les basses énergies, qu'on appelle la queue radiative (on peut la voir sur les figures 3.2 par exemple). Pour la diffusion électron-deuton, $A(Q)$ est défini seulement pour l'échange d'un photon aussi faut-il corriger des effets d'ordre supérieur. C'est ce que l'on appelle les corrections radiatives.

Chaque vertex électromagnétique introduit une puissance de $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ supplémentaire dans la section efficace. La petitesse de cette constante $\alpha = 1/(137)$ permet un développement perturbatif et en général on se limite aux termes du deuxième ordre pour les corrections. Les termes considérés sont représentés figure 3.8.

Pour mémoire nous pouvons citer les termes de *self energy* (où le photon est réabsorbé par l'électron ou le hadron rapidement) et qui n'interviennent pas dans le facteur F_{rad} .

Nous avons négligé (ce qui est fait usuellement) les corrections dues au bremsstrahlung du hadron, ainsi que la correction de vertex du hadron. En effet la masse de celui-ci qui intervient au numérateur dans l'amplitude, est très supérieure à celle de l'électron.

Pour tenir compte des corrections radiatives de Schwinger (polarisation du vide, bremsstrahlung interne, correction de vertex et échange de deux photons) nous avons utilisé le travail de Mo et Tsai [39] qui donne une correction simple à la section efficace de Born.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{Born} = \frac{d\sigma}{d\Omega}_{mesure} / F_{rad} \quad (3.15)$$

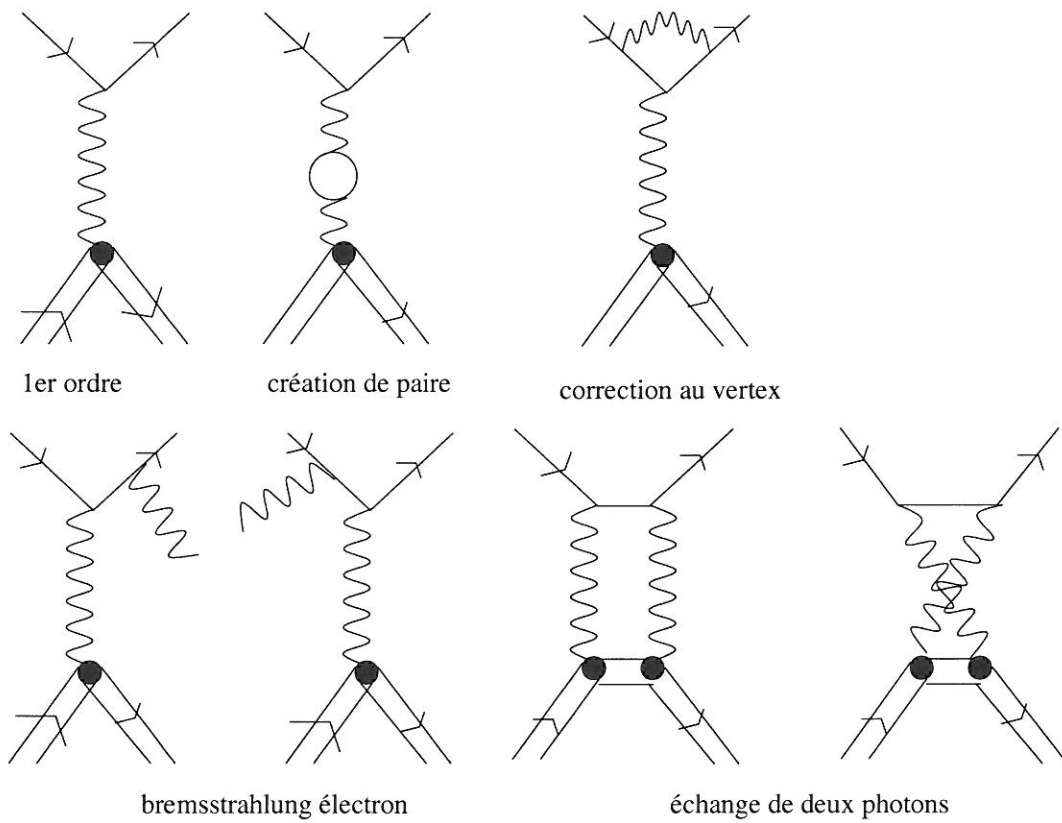


FIG. 3.8 - Représentation de tous les graphes de Feynman du second ordre intervenant dans la diffusion élastique.

où F_{rad} dépend du hadron considéré, de l'énergie de l'électron E et de ΔE , l'intervalle en énergie sur lequel on intègre la queue radiative.

La largeur sur laquelle on intègre le pic élastique ΔE est un paramètre important. En effet pour ΔE petit on perd une partie de la statistique et le facteur $1/F_{rad}$ est grand : la précision avec laquelle on le connaît aura donc plus d'importance. Mais pour ΔE grand l'identification des événements élastiques devient complexe, des processus inélastiques pouvant intervenir. Par ailleurs il faut vérifier que ΔE est grand devant la résolution expérimentale. A la cinématique 6, cas le plus défavorable, le seuil de production de π^0 correspond à $\delta = -5\%$. Après avoir vérifié que les coïncidences fortuites étaient peu nombreuses pour cette acceptation en énergie, nous avons choisi comme limite d'intégration $\delta = -4\%$.

Si les événements sont bien sélectionnés et que le facteur F_{rad} est correct, on peut vérifier que la section efficace est constante quel que soit l'intervalle ΔE comme sur la figure 3.9.

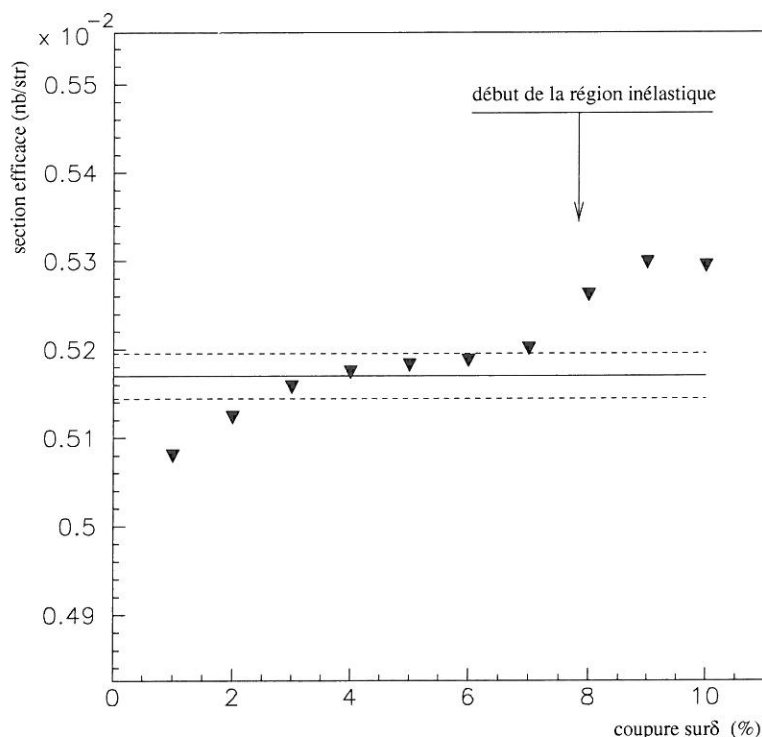


FIG. 3.9 - Etude de la variation de la section efficace en fonction de l'intervalle d'intégration $\Delta\delta$ (en %).

Pour la cinématique 5, on regarde la variation de la section efficace en fonction de l'intervalle d'intégration ΔE en %. Les traits pointillés correspondent à $\pm 0.5\%$ autour de la valeur retenue pour l'analyse à $\Delta\delta = -4\%$, afin d'estimer la précision des corrections radiatives.

Si les calculs de Mo et Tsai que nous avons utilisés, prennent en compte les effets dus à l'échange de deux photons sur le même nucléon, dans le cas du deuton on peut imaginer un processus d'échange d'un photon sur un nucléon et d'un deuxième photon sur un deuxième nucléon. Ces effets sont sujets à caution. Il n'existe à ce jour aucun calcul complet de ces termes pour les deutons et certaines études semblent indiquer qu'ils pourraient être importants [40].

L'erreur théorique sur les corrections radiatives est assez délicate à estimer. Nous avons utilisé un calcul plus récent [41] pour vérifier le facteur associé aux corrections radiatives internes : les résultats de ces deux calculs sont en accord à mieux que 1 %. Il existe également une erreur due à notre analyse expérimentale. En effet, l'intervalle ΔE est pris par rapport à l'énergie d'un électron qui n'a pas rayonné. Cette valeur, expérimentalement, est donnée par HMS et est le sommet du pic élastique. Pour une acceptation étendue en θ_e , cette origine varie et il faut donc utiliser δ_{corr}^{HMS} . Même ainsi nous avons déterminé le sommet du pic élastique soit à l'oeil soit en ajustant une gaussienne. La position du centre est déterminé à 0.2 % près ce qui donne une erreur de 0.4 % sur la section efficace.

Il existe une autre correction radiative qui vient de la perte d'énergie de l'électron par Bremsstrahlung externe dans la cible. En effet l'électron peut rayonner avant ou après le vertex et ainsi perdre un peu d'énergie modifiant la cinématique. Nous avons calculé ce terme en utilisant la fonction ELOSS extraite du programme GEANT [42]. Celle-ci nous donne jusqu'au milieu de la cible une perte d'énergie de 0.65 MeV dans le deutérium et dans l'hydrogène, qui doit donc être retranchée de l'énergie du faisceau. Elle génère aussi une queue radiative environ 5 fois plus petite que celle due aux effets radiatifs internes.

TAB. 3.10 - Terme de corrections radiatives (F_{rad})

cinématique	sur $A(Q)$	sur $p(e,e')p$
1	0.825	0.827
2	0.823	0.826
3	0.822	0.824
4	0.821	0.822
5	0.819	0.820
6	0.818	0.819

Chapitre 4

Résultats et Erreurs

Dans ce chapitre sont énumérés les résultats des mesures de sections efficaces élastiques électron deuton ("ed") et électron proton ("ep") et les erreurs qui y sont associées. A partir de ces résultats et d'une paramétrisation de $B(Q)$ il est possible d'extraire $A(Q)$. Ces nouveaux résultats sont présentés ainsi que les mesures antérieures de $A(Q)$ et de t_{20} . Pour finir, à partir de $A(Q)$, $B(Q)$ et t_{20} , il est possible de déterminer les trois facteurs de forme élastiques du deuton.

4.1 Estimation des erreurs

L'incertitude sur la section efficace vient de l'incertitude sur les différents paramètres de l'équation (3.1). Les erreurs sur ces différents termes ont été détaillées dans le chapitre précédent et dans ce chapitre sera traitée seulement l'erreur sur la détermination de Q et un récapitulatif donné dans le tableau 4.3.

4.1.1 Les erreurs sur la détermination de l'impulsion transférée

La dépendance de $A(Q)$ en fonction de la norme du quadrivecteur impulsion transférée Q étant approximativement exponentielle, il est important de tenir compte de l'erreur sur la détermination de Q . Q est fonction de l'énergie du faisceau E et de l'angle de diffusion de l'électron θ_e (voir formules 1.7 et 1.9).

De plus, lors de l'extraction de $A(Q)$, il faut diviser par la section efficace de Mott qui elle aussi dépend de Q et de θ_e . En conséquence, plutôt que d'ajouter une erreur sur Q dans la présentation des données, nous avons préféré utiliser la paramétrisation de Platchkov [43] pour estimer l'erreur induite sur la section efficace par des erreurs sur les deux seules variables indépendantes, E et θ_e .

L'incertitude relative $\delta\sigma^{rel}$ due à θ_e en %/mr est donc :

$$\delta\sigma_{\theta_e}^{rel} = \frac{\sigma(\theta_e + 1\text{mr}) - \sigma(\theta_e - 1\text{mr})}{2 \times \sigma(\theta_e)} \times 100 \quad (4.1)$$

Et de même pour l'énergie, en %/MeV :

$$\delta\sigma_E = \frac{\sigma(E + 2\text{MeV}) - \sigma(E - 2\text{MeV})}{4 \times \sigma(E)} \times 100 \quad (4.2)$$

TAB. 4.1 - Dépendance de la section efficace élastique "ed" en fonction de θ_e et E .

cinématique	$\delta\sigma_{\theta_e}^{param}$ (%/mr)	$\delta\sigma_E^{param}$ (%/MeV)
1	1.6	0.60
2	1.7	0.52
3	1.9	0.40
4	2.1	0.35
5	2.7	0.29
6	3.4	0.26

Pour les protons on utilise la même méthode à partir de la paramétrisation de Gari et Krümpelmann [44].

TAB. 4.2 - Dépendance de la section efficace élastique "ep" en fonction de θ_e et E .

cinématique	dépendance de σ_{GK} (%/mr)	dépendance de σ_{GK} (%/MeV)
1	1.0	0.32
2	1.1	0.28
C	1.4	0.25
3	1.3	0.25
4	1.5	0.22
5	1.8	0.18
6	2.2	0.15

Il faut donc connaître les erreurs sur θ_e et sur E . L'angle de diffusion θ_e est mesuré par HMS. L'énergie E est mesurée par le transport dans l'arc magnétique à l'entrée du Hall (partie 2.1.2). Pour vérifier ces deux paramètres, il est intéressant de considérer les cinématiques élastiques. En effet il s'agit d'une réaction à deux corps et les variables E , E' et θ_e vérifient la relation :

$$E' = \frac{E}{1 + 2 \times E/M_d \times \sin^2(\theta_e/2)} \quad (4.3)$$

Ceci est complètement équivalent à dire que le pic élastique, en masse invariante W , se trouve centré à la masse du deuton, 1875 MeV. Aux premières phases de l'analyse, nous avons pu constater une incompatibilité entre E , E' et θ_e , qu'il a fallu

comprendre.

L'examen de la cible a permis de constater que la tache due à la brûlure du faisceau se trouvait 3 mm trop haut et 3 mm sur la droite. Le décalage vertical affecte la reconstruction de l'impulsion dans HMS de 0.24 % (et donc la mesure de E') et le décalage horizontal modifie l'angle de diffusion de $\simeq 2$ mr (correction prise en compte dans les matrices d'optique de HMS, formule 2.7).

Nous avons estimé qu'une erreur sur l'angle pouvait venir de ces deux décalages. La reconstruction angulaire telle qu'elle peut être testée par les études d'optique, est précise à 1 mr. Nous avons estimé à partir des mesures des *Superharps*, que nous ne connaissions pas l'angle du faisceau sur la cible avec une précision meilleure que 1 mr. En combinant quadratiquement ces deux erreurs nous avons obtenu une erreur systématique sur l'angle moyen de 1.4 mr.

L'erreur relative sur l'énergie a été estimée à partir de la méthode de mesure par l'arc à 0.1 %.

4.1.2 Récapitulatif des erreurs sur les sections efficaces

Nous combinons ici les erreurs discutées aux chapitres 2, 3 et section 4.1.1. Il faut noter que certaines erreurs ne s'appliquent qu'aux mesures en coïncidence (angle solide en coïncidence, absorption des deutons/protons), d'autres ne s'appliquent qu'aux mesures en simple (efficacité du calorimètre et du Čerenkov).

Les erreurs systématiques sont ajoutées quadratiquement. Les erreurs statistiques sont ajoutées séparément linéairement.

TAB. 4.3 - *Les sources d'erreur et les erreurs associées (en %), par ordre d'importance décroissante, pour les mesures $d(e, e'd)$. Les sections où sont traitées ces erreurs sont indiquées entre parenthèses.*

Cinématique	1	2	3	4	5	6
θ_e (4.1.1)	2.2	2.4	2.7	3.0	3.8	4.8
Corr. rad. (3.10)	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5
Cible (3.4.4)	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3
Absorption (3.9)	1.2	1.1	0.9	0.8	0.7	0.6
Courant (3.3)	1.	1.	1.	1.	1.	1.
$\Delta\Omega_{\text{électron}}$ (3.5.2)	1.	1.	1.	1.	1.	1.
$\Delta\Omega$ coïncidence (3.8)	1.	1.	1.	0.5	0.5	0.5
Energie du faisceau (4.1.1)	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	1.1
Recons. HMS (3.6)	0.2	0.2	0.3	0.6	1.0	1.1
Total erreurs syst.	3.8	3.9	4.0	4.1	4.8	5.6
Erreurs statistiques	0.6	0.8	0.9	0.8	0.9	1.1

TAB. 4.4 - Les sources d'erreur pour les mesures $p(e, e')p$.

Cinématiques	1	2	3	4	5	6	Coinc
θ_e (4.1.1)	1.4	1.5	1.8	2.0	2.6	3.1	2.
Corr. rad.(3.10)	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5
Cible (3.4.4)	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7
Absorption (3.9)	-	-	-	-	-	-	0.2
Courant (3.3)	1	1	1	1	1	1	1
$\Delta\Omega_{\text{électron}}$ (3.5.2)	1	1	1	1	1	1	1
Recons. HMS (3.6)	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3
E faisceau (4.1.1)	0.3	0.3	0.3	0.3	0.2	0.2	0.3
$\Delta\Omega$ coïncidence (3.8)	-	-	-	-	-	-	0.5
sous. fond (3.2.1)	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	-
Č + Cal. (3.2)	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	-
Total erreurs syst.	3.1	3.2	3.4	3.6	3.9	4.3	3.4
Erreurs statistiques	0.3	0.2	0.3	0.4	0.4	0.4	0.3

4.2 Les sections efficaces de diffusion élastique électron-proton

La section efficace élastique électron-proton $\sigma_{p(e, e')}$ a été intensivement étudiée par le passé dans le but d'en extraire les facteurs de forme du proton. Ces sections efficaces n'apportent pas d'information sur $A(Q)$, mais permettent de vérifier notre méthode d'analyse. On peut remarquer que le fait de modifier le calcul de l'efficacité fiduciale comme cela est expliqué dans la partie 3.6, introduit une différence par rapport à l'analyse de $A(Q)$. Toutefois ce problème est atténué par les valeurs élevées d'efficacité.

Les résultats sont présentés dans le tableau 4.5 et le graphe 4.1.

4.2.1 Comparaison avec les données existantes et quelques paramétrisations

On peut comparer ces résultats avec les données de sections efficaces existantes et avec les paramétrisations des facteurs de forme du proton. La différence entre ces méthodes donne une idée de la dispersion des mesures.

J. Jourdan a effectué une paramétrisation locale des sections efficaces $\sigma_{p(e, e')}$ [45] à laquelle nous avons comparé nos résultats. Dans cette paramétrisation, il prend une forme dipolaire pour $G_E^P = (1 + Q^2/p_E^2)^{-2}$ et $G_M^P = \mu_p(1 + Q^2/p_M^2)^{-2}$. Il ajuste alors séparément les deux paramètres p_E et p_M aux sections efficaces sur une largeur en Q de $\pm 0.5 \text{ fm}^{-1}$ avec la formule 1.15.

TAB. 4.5 - Résultats des sections efficaces élastique électron proton. Le deuxième point à 1.6 GeV correspond à des données en coïncidence ("C"). Les autres données ont été prises avec HMS seulement.

Energie GeV	θ_c degrés	Q^2 (GeV/c) ²	GK nb/sr	fit local nb/sr	MMD nb/sr	données nb/sr	$\frac{\text{données}}{\text{MMD}}$	$\frac{\text{données}}{\text{GK}}$
1.412	35.72	0.584	41.64	40.81	42.18	41.50	0.98	1.00
1.642	33.52	0.694	30.88	30.19	31.41	31.74	1.03	1.05
1.642 C	23.59	0.393	272.1	266.3	272.3	277.7	1.02	1.02
2.097	29.86	0.899	19.64	19.70	20.08	20.54	1.02	1.05
2.447	27.52	1.045	15.22	15.46	15.59	15.70	1.01	1.03
3.252	23.32	1.345	10.12	10.31	10.37	10.49	1.01	1.04
4.050	20.31	1.606	7.72	7.86	7.90	8.08	1.02	1.05

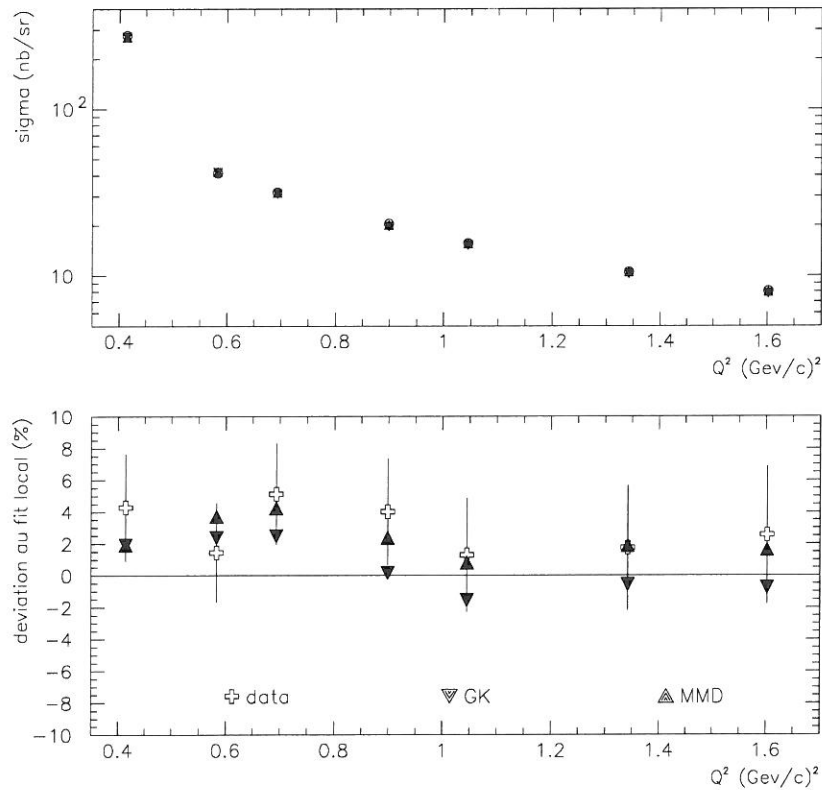


FIG. 4.1 - Comparaison entre les données et les paramétrisations des facteurs de forme du proton. En haut les sections efficaces en fonction de Q^2 et en bas leur déviation par rapport aux paramétrisations locales de Jourdan [45].

cinématique	1	2	3	4	5	6
Q^2 (GeV/c) ²	0.654	0.782	1.014	1.180	1.510	1.791
θ_e (deg.)	35.67	33.53	29.83	27.52	23.29	20.27
$d\sigma/d\Omega_{Mott}$ (nb/sr)	268.0	253.6	251.0	255.3	283.0	320.0
$d\sigma/d\Omega$ (pb/sr)	76.6	43.1	19.25	12.12	5.17	2.75
$B(Q) \times 10^{+8}$	5090	2030	441	148	22.	3.6
$A(Q) \times 10^{+6}$	321	193	87.8	54.4	20.8	9.76
ΔA stat. (%)	0.6	0.8	0.9	0.8	0.9	1.1
ΔA sys. (%)	3.8	3.9	4.0	4.1	4.8	5.6

TAB. 4.6 - *Résumé des valeurs de $A(Q)$, des erreurs et des valeurs de $B(Q)$ utilisées pour la soustraction*

Nous avons aussi comparé nos données avec deux paramétrisations des facteurs de forme, celle de Gari et Krümpelmann [44] (GK85) et celle de Mergell, Meißner et Drechsel [46] (MMD).

D'une façon générale on constate que nos données sont systématiquement plus élevées d'environ 3.5 % que les paramétrisations de Jourdan et GK, et d'environ 1.5 % que celle de MMD. Cette différence est compatible avec la précision des paramétrisations (2 %) et les erreurs systématiques de nos données.

4.3 Les mesures de sections efficaces élastiques électron-deuton

4.3.1 Les résultats et l'extraction de $A(Q)$

Les sections efficaces $d(e,e'd)$ sont utilisées pour extraire $A(Q)$. Pour cela il faut les diviser par $E'/E \cdot \sigma_{Mott}$ et soustraire $B(Q) \tan^2(\theta_e/2)$. Pour cette dernière étape nous avons utilisé une paramétrisation des données (dont la forme est donnée en 4.3.3) et nous avons estimé les erreurs sur $B(Q)$ à partir des erreurs sur les points expérimentaux. La contribution de $B(Q)$ à la section efficace dans les cinématiques de cette expérience étant toujours inférieure à 1.6 %, l'erreur due à cette soustraction est négligeable (voir tableau 4.6).

4.3.2 Comparaison avec les données existantes

En plus des données antérieures présentées figure 1.3, il existe une série de données aux mêmes transferts qui a été mesurée par la collaboration du Hall A du Jefferson Lab par Alexa et collaborateurs [47], également en 1997. Sur les figures 4.2 et surtout 4.3, on peut voir que nos données sont en bon accord à bas transfert

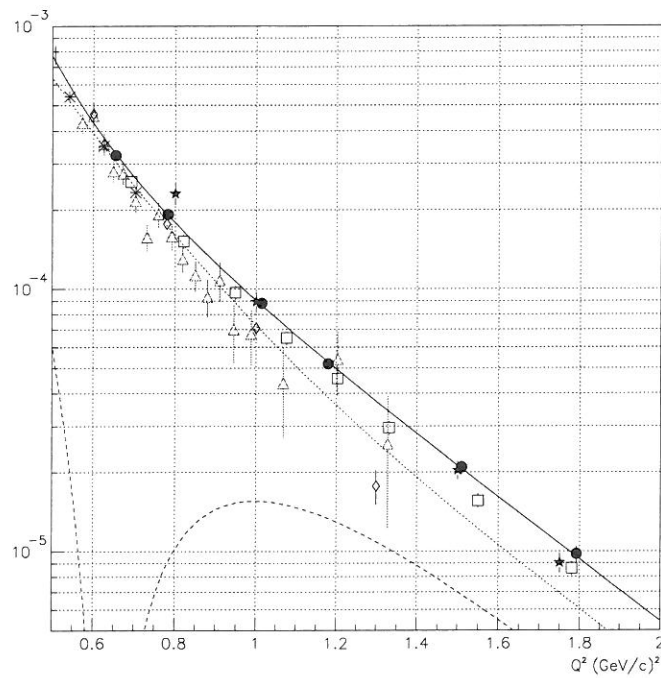


FIG. 4.2 - Mesures de $A(Q)$ dans le domaine en Q^2 de notre expérience. Les mesures d'Arnold [13] sont représentées par des \star , d'Elias [11] par des Δ , de Platchkov [18] par des \square , de Cramer [16] par des \diamond , d'Alexa [47] par les \square et les nôtres [48] par des \bullet . Le trait continu est la paramétrisation que nous avons utilisée pour extraire les facteurs de forme du deuton (partie 4.3.3), le trait pointillé représente la contribution de G_Q à A et le trait tireté celle de G_C .

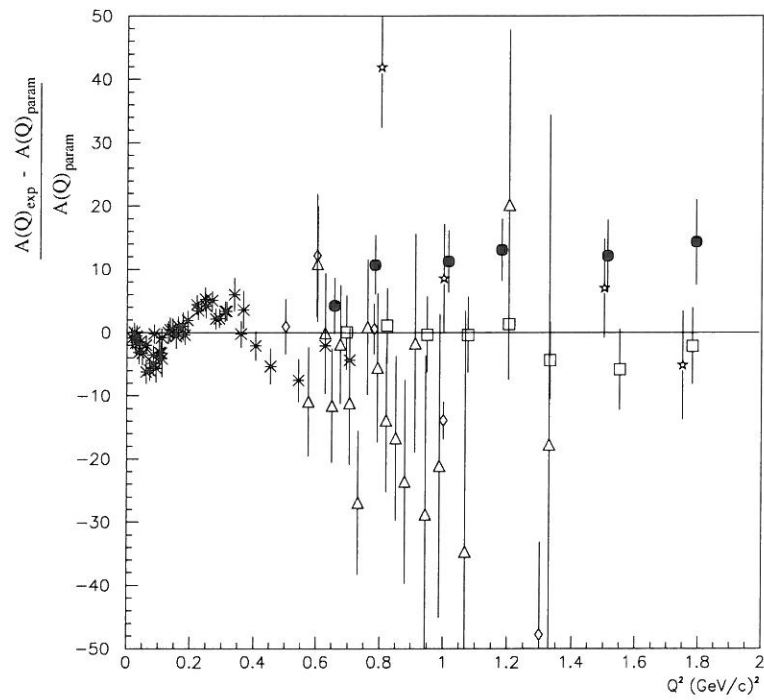


FIG. 4.3 - Déviation de $A(Q)$ (en %) par rapport à une paramétrisation des données mondiales antérieures à l'expérience [11, 13, 16, 18]. Même légende que la figure 4.2

avec les points de Platchkov [18] et à haut transfert nous nous raccordons bien avec ceux d'Arnold [13]. La tendance basse donnée par les points d'Elias et de Cramer n'est pas confirmée.

Si on cherche à comprendre cette différence, on peut faire l'hypothèse d'un problème de soustraction du bruit de fond dans l'analyse que fait Elias. Les points de Cramer ont été mesurés dans le but d'extraire G_M et donc relativement à angle arrière. Pour extraire $A(Q)$, Cramer s'est servi des points d'Elias à angle avant. Seul le point au plus haut Q^2 a fait l'objet d'une mesure indépendante. En regardant les données (figure 4.5), on voit que le dernier point de Cramer est trop haut pour B et trop bas pour A ce qui semble indiquer que la mesure de section efficace pourrait être correcte mais la séparation de Rosenbluth erronée.

Par rapport aux points de Alexa qui sont également très précis, nous avons un décalage systématique d'environ 10 %. A ce jour, malgré des échanges entre les deux collaborations, cette différence n'a pas pu être comprise (voir aussi l'annexe D).

Signalons enfin que les résultats présentés dans ce tableau sont une mise à jour de notre publication [48].

4.3.3 Les résultats de t_{20} et les facteurs de forme du deuton

L'analyse de la mesure t_{20} a fait l'objet de plusieurs thèses [49, 50, 51]. Ces données sont présentées ici sur la figure 4.6 simplement pour référence. Elles permettent d'extraire les facteurs de forme du deuton G_C et G_Q en utilisant également $A(Q)$, comme cela a été discuté dans le chapitre 1.

Extraction des facteurs de forme par une paramétrisation

Une première méthode possible pour extraire les facteurs de forme est de paramétrer les mesures de polarisation et de sections efficaces en fonction des trois facteurs G_C , G_Q et G_M . Cette méthode a été utilisée par J. Ball [52] avec l'ensemble des données modiales y compris nos données. L'expression des facteurs de forme choisie est :

$$G_x = \left(1 - \frac{Q^2}{Q_0^2}\right) \left(\frac{1}{1 + \sum_{i=1}^5 a_i^x Q^{2i}} \right) \text{ avec } x = C, Q \text{ ou } M \quad (4.4)$$

Cette forme permet d'obtenir le premier passage à zéro des différents facteurs de forme. On peut ensuite calculer les fonctions de structure $A(Q)$ et $B(Q)$ ou les variables de polarisation t_{20} , t_{21} et t_{22} avec les expressions (1.25), (1.26) et (1.29). Cette paramétrisation nous a également servi à effectuer les figures de déviations 4.3 et 5.12.

Extraction directe des facteurs de forme

Pour une valeur de Q^2 donnée, on extrait ici les facteurs de forme à partir des mesures de A , B et t_{20} (voir équations 1.25 1.26 1.30 et références [53, 54]). G_M est déterminé uniquement par $B(Q)$ et sa contribution peut être soustraite sans ambiguïté de $A(Q)$ et t_{20} . On obtient alors

$$A_0 = A - \frac{B}{2(1 + \tau)} = G_C^2 + (8/9)\tau^2 G_Q^2 \quad (4.5)$$

$$\tilde{t}_{20} = \frac{(A + B \tan^2(\theta_e/2)) t_{20} + (1/3)\sqrt{2}\alpha G_M^2}{A_0} = -\sqrt{2} \frac{(4/3)\tau G_C G_Q + (4/9)\tau^2 G_Q^2}{A_0} \quad (4.6)$$

A_0 et \tilde{t}_{20} sont des variables équivalentes à $A(Q)$ et t_{20} dont on a soustrait la contribution de G_M . On peut noter que \tilde{t}_{20} ne dépend plus de θ_e . On a introduit $\tau = Q^2/(4M_d^2)$ comme dans la partie 1.3.1 et $\alpha = \frac{1}{2} + (1 + \tau) \tan^2(\theta_e/2)$. En éliminant G_C on obtient alors

$$\left(\frac{2}{3}\tau G_Q/\sqrt{A_0}\right)^4 - 9 \left(\frac{2}{3}\tau G_Q/\sqrt{A_0}\right)^2 (4 - \sqrt{2}\tilde{t}_{20}) + \frac{\tilde{t}_{20}}{\sqrt{2}} = 0 \quad (4.7)$$

Cette dernière équation admet des solutions si

$$\Delta' = \left(\frac{\tilde{t}_{20}}{\sqrt{2}} + 1\right)\left(1 - \frac{2\tilde{t}_{20}}{\sqrt{2}}\right) > 0 \quad (4.8)$$

ce qui est équivalent à $-\sqrt{2} < \tilde{t}_{20} < \frac{\sqrt{2}}{2}$ et qui correspond aux limites physiques de la définition de t_{20} (cf. eq 1.29).

On a alors deux solutions pour G_Q^2 :

$$\left(\frac{2}{3}\tau G_Q/\sqrt{A_0}\right)^2 = \frac{2 - \sqrt{2}/2 \tilde{t}_{20} \pm \sqrt{\Delta'}}{9} \quad (4.9)$$

Donc la résolution de $G_C^2 = f(A_0(Q), \tilde{t}_{20}(Q), Q)$ et $G_Q^2 = f(A_0(Q), \tilde{t}_{20}(Q), Q)$ donne deux solutions pour G_Q^2 et deux solutions pour G_C^2 . Connaissant les normalisations des moments à $Q^2 = 0$, on peut sélectionner une solution, mais ces solutions ne sont pas continûment dérivables. Pour restaurer cette continuité, on passe d'une solution à l'autre à chaque fois que \tilde{t}_{20} passe par un extrémum ($-\sqrt{2}$ ou $1/\sqrt{2}$, voir aussi la figure 4.4). La difficulté revient à sélectionner une solution dans les zones de l'extrémum où rien ne permet de choisir une solution plutôt que l'autre. Aux erreurs de mesure s'ajoute alors une erreur due à l'incertitude sur la solution de l'extraction. A noter cependant que la paramétrisation et la plupart des modèles théoriques sont en faveur de la solution + sur tout le domaine cinématique de notre expérience.

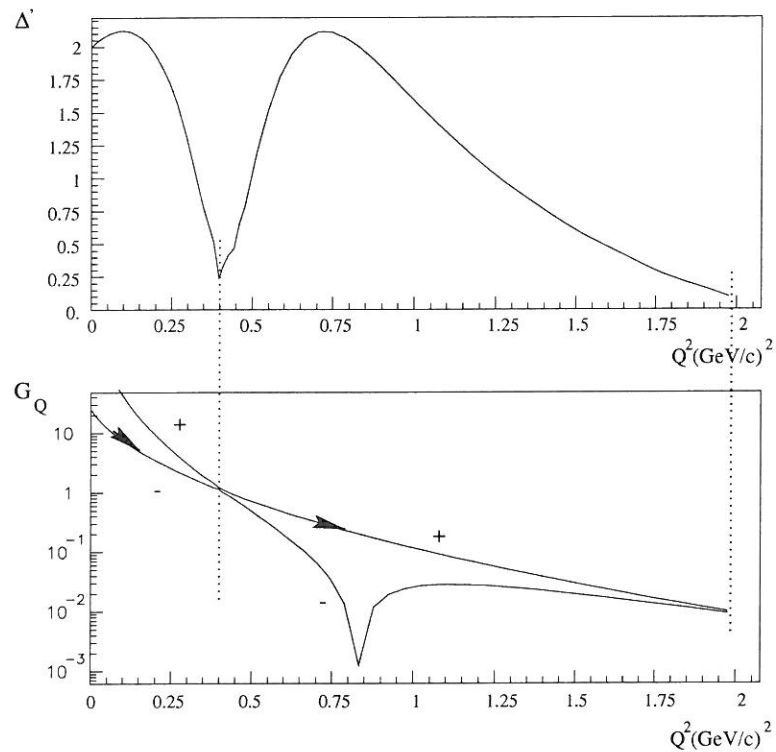


FIG. 4.4 - Etude de Δ' dans l'extraction des facteurs de forme : en haut Δ' en fonction de Q^2 (GeV/c)². En bas les deux solutions de G_Q en fonction de Q^2 à la même échelle, calculées à partir du modèle de Wiringa et al. [55]. On voit qu'à chaque fois que Δ' s'annule on peut changer de solution. Le signe indiqué correspond à celui de la solution de l'équation 4.9. Δ' ne passe pas exactement par 0 à cause d'approximations numériques.

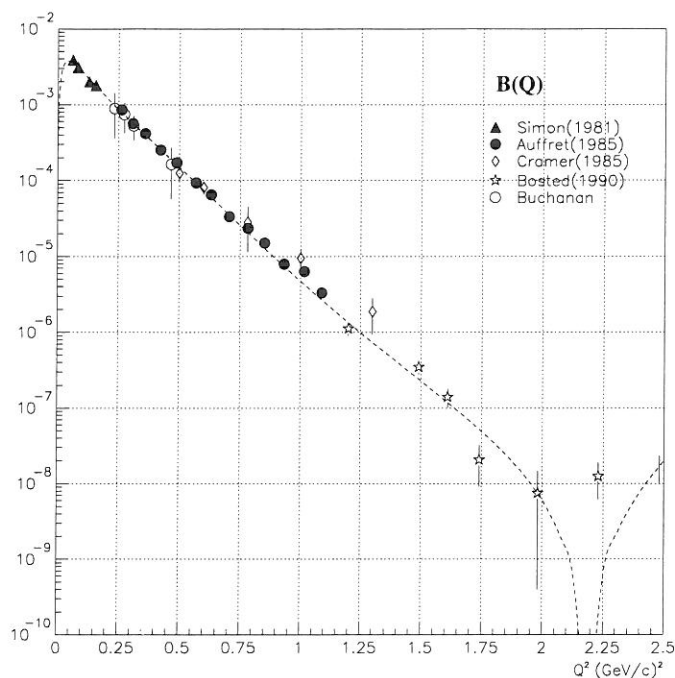


FIG. 4.5 - Mesures de $B(Q)$ par les expériences de Auffret [15], Cramer [16], Bosted [17], Buchanan [10] et Simon [56] ainsi que la paramétrisation utilisée pour la soustraction (trait pointillé).

Le tableau 4.8 résume les dépendances de G_C , G_Q et G_M en fonction des trois observables A , B et t_{20} . Ces dépendances ont été calculées en faisant varier les observables dans les phases de l'extraction ci-dessus.

Par ailleurs même pour notre expérience avec des dispositifs expérimentaux identiques, il n'est pas possible d'avoir $A(Q)$ et t_{20} exactement aux mêmes Q^2 . C'est pourquoi il faut faire une interpolation de $A(Q)$ pour extraire les facteurs de forme. Pour l'extraction présentée ici, les 6 points de $A(Q)$ sont paramétrés par la fonction : $A(Q) = e^{-2.74-1.29 \times Q}$ ce qui donne $\chi^2 = 0.1$ par degré de liberté. Les résultats correspondants sont présentés dans le tableau 4.7. Pour les cinématiques 5 et 6, les deux solutions + et - sont indiquées. A plus bas transfert on peut choisir la solution +. Sur les figures 4.7 et 4.8, seule cette solution apparaît.

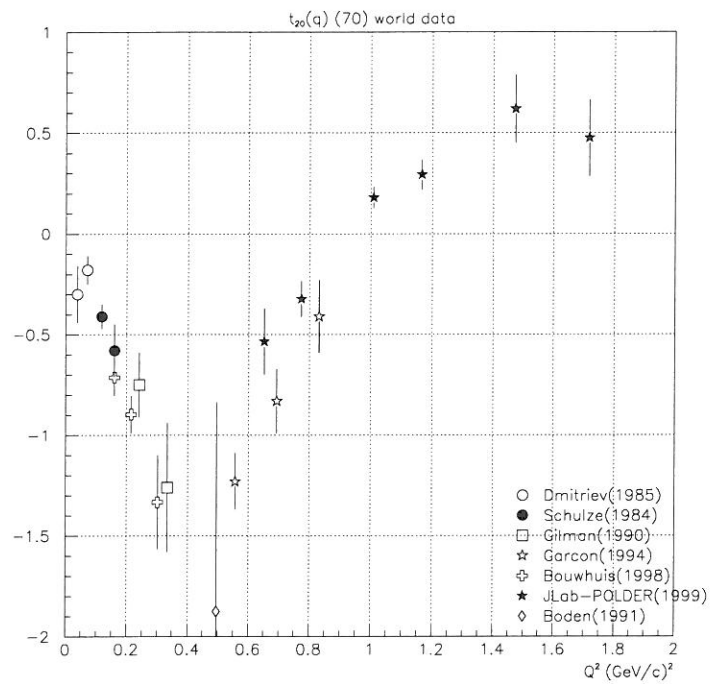


FIG. 4.6 - Mesures de t_{20} par les expériences de Dmitriev [57, 58], Schulze [59], Gilman [60], Bouwhuis [61, 62], Boden [63], Garçon [19] et notre expérience indiquée ici par Jlab-POLDER.

Q^2 (GeV/c) ²	0.651	0.775	1.009	1.165	1.473	1.717
$A(Q) \times 10^4$	3.23	2.05	0.909	0.557	0.232	0.123
$\Delta A(Q) 10^4$	0.16	0.10	0.045	0.027	0.011	0.0059
$B(Q) \times 10^6$	53.4	22.1	4.14	1.52	0.264	0.077
$\Delta B(Q) 10^6$	6.2	3.0	0.76	0.43	0.109	0.032
$t_{20} (\theta_e = 70)$	-0.535	-0.323	0.180	0.293	0.620	0.475
\tilde{t}_{20}	-0.566	-0.320	0.205	0.310	0.631	0.479
Δt_{20}	0.193	0.099	0.055	0.075	0.17	0.190
$G_C \times 10^3$	-1.19	-2.58	-4.08	-3.61	-3.33 -4.38	-2.04 -3.36
$\Delta G_C \times 10^3$	+1.65 -0.79	+0.72 -0.71	+0.37 -0.36	+0.40 -0.37	+0.70 -0.65 +0.37 -0.55	+0.59 -0.42 +0.18 -0.34
G_Q	0.39	0.264	0.126	0.0829	0.0351 0.0200	0.0247 0.0085
ΔG_Q	+0.013 -0.016	+0.009 -0.011	+0.52 -0.0054	+0.0040 -0.0043	+0.0058 -0.0077 +0.009 -0.007	+0.0028 -0.0051 +0.0060 -0.0039

TAB. 4.7 - Résultats de G_C et G_Q à partir des valeurs de $A(Q)$, $B(Q)$ interpolées et de t_{20} .

Q^2	$\frac{\Delta G_C}{G_C}$	$\frac{\Delta G_Q}{G_Q}$	$\frac{\Delta G_M}{G_M}$
0.641	$0.7 \frac{\Delta A}{A} - 0.2 \frac{\Delta B}{B} + 7.8 \Delta t_{20}$	$0.5 \frac{\Delta A}{A} - 0.04 \frac{\Delta B}{B} - 0.04 \Delta t_{20}$	$0.5 \frac{\Delta B}{B}$
0.772	$0.5 \frac{\Delta A}{A} - 0.02 \frac{\Delta B}{B} + 2.7 \Delta t_{20}$	$0.5 \frac{\Delta A}{A} - 0.03 \frac{\Delta B}{B} - 0.09 \Delta t_{20}$	$0.5 \frac{\Delta B}{B}$
1.008	$0.5 \frac{\Delta A}{A} + 0.006 \frac{\Delta B}{B} + 1.2 \Delta t_{20}$	$0.5 \frac{\Delta A}{A} - 0.02 \frac{\Delta B}{B} - 0.3 \Delta t_{20}$	$0.5 \frac{\Delta B}{B}$
1.172	$0.5 \frac{\Delta A}{A} + 0.005 \frac{\Delta B}{B} + 1.1 \Delta t_{20}$	$0.5 \frac{\Delta A}{A} + 0.0 \frac{\Delta B}{B} - 0.4 \Delta t_{20}$	$0.5 \frac{\Delta B}{B}$
1.483	$0.5 \frac{\Delta A}{A} + 0.004 \frac{\Delta B}{B} + 1.2 \Delta t_{20}$	$0.5 \frac{\Delta A}{A} - 0.008 \frac{\Delta B}{B} - 0.9 \Delta t_{20}$	$0.5 \frac{\Delta B}{B}$
1.727	$0.5 \frac{\Delta A}{A} + 0.001 \frac{\Delta B}{B} + 1.1 \Delta t_{20}$	$0.5 \frac{\Delta A}{A} - 0.002 \frac{\Delta B}{B} - 0.5 \Delta t_{20}$	$0.5 \frac{\Delta B}{B}$

TAB. 4.8 - Incertitudes sur les facteurs de forme provenant des erreurs sur les fonctions de structure et t_{20} .

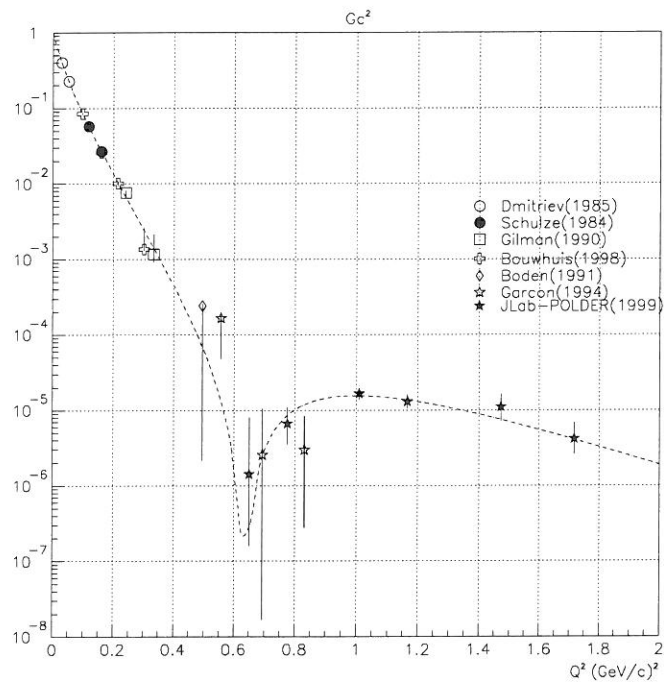


FIG. 4.7 - Résultats de l'extraction de G_C^2 par les différentes expériences de mesure de t_{20} (mêmes notations que sur la figure 4.6). La courbe est le résultat de la paramétrisation. On peut comparer l'extraction directe et la paramétrisation [52, 54].

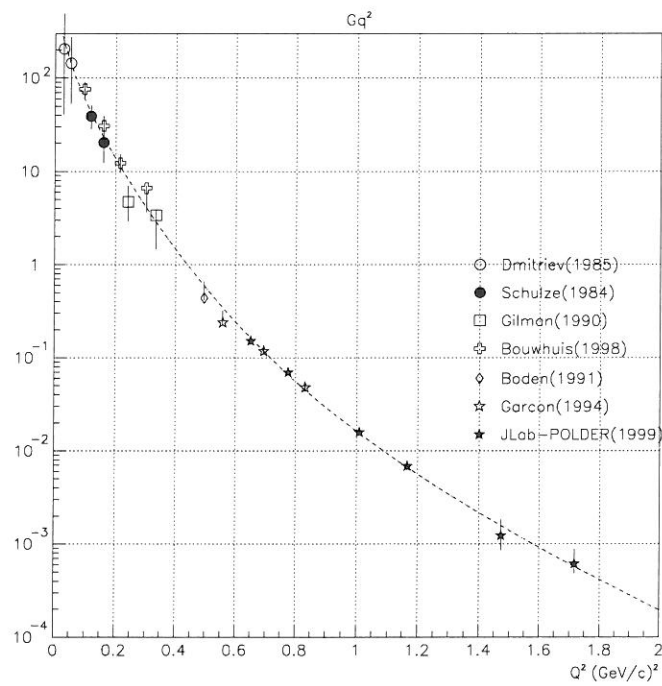


FIG. 4.8 - Résultats de l'extraction de G_Q^2 par les différentes expériences de mesure de t_{20} (mêmes légendes que figure 4.6).

Chapitre 5

Interprétations : comparaison avec les modèles du deuton

Le deuton a fait l'objet de nombreux travaux théoriques. Plutôt qu'une revue exhaustive des modèles qui cherchent à en décrire la structure, nous présentons dans ce chapitre différents types de calculs de façon synthétique et essayons de mettre en relief leurs particularités.

5.1 L'approximation d'impulsion non relativiste

La façon la plus simple de traiter la diffusion d'électrons par des deutons 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. Elle apparaît d'autant plus raisonnable, pour de faibles impulsions transférées, que l'énergie de liaison du deuton est faible et donc que les deux nucléons sont globalement éloignés.

Dans le cadre de cette approximation on peut mettre le courant hadronique $J^\mu = (\rho, \vec{j})$ sous une forme semblable à la diffusion sur un nucléon (1.12) :

$$J^\mu = e\bar{u}(p') \left[\left(\frac{F_1^S}{2} + \frac{F_1^V}{2} \tau^z \right) \gamma^\mu + \left(\frac{F_2^S}{2} + \frac{F_2^V}{2} \tau^z \right) \frac{i\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{2M} \right] u(p) \quad (5.1)$$

Les notations sont identiques au chapitre 1. On a introduit ici la matrice d'isospin 1/2 de Pauli τ^z , ainsi que les facteurs de forme isoscalaires $F_i^S(q^2) = F_i^p(q^2) + F_i^n(q^2)$ et isovectoriels $F_i^V(q^2) = F_i^p(q^2) - F_i^n(q^2)$ ($i=1$ ou 2). On peut également définir des facteurs de forme de Sachs isoscalaires G_E^S, G_M^S et isovectoriels G_E^V, G_M^V .

Dans le cas de la diffusion élastique, on conserve l'isospin et seuls les facteurs de forme isoscalaires restent dans l'équation. L'expression (5.1) est relativiste et comprend des spineurs de Dirac à quatre composantes. Afin de poursuivre le calcul, on utilise une réduction de Foldy-Wouthuysen [64] qui permet de faire un développement du courant en puissance de $1/M_N$. On s'arrête alors à l'ordre 1.

La fonction d'onde du deuton est calculée grâce à un potentiel nucléon-nucléon. Le deuton étant une particule de spin 1 et de parité paire, cette fonction d'onde comporte deux parties : une partie 3S_1 que l'on notera $u(r)$ et une partie 3D_1 notée $w(r)$ [65].

Ces deux parties sont normalisées par :

$$\int_0^\infty [u^2(r) + w^2(r)] d^3r = 1 \quad (5.2)$$

La fonction d'onde totale du deuton est alors

$$|\Phi_d^m\rangle = \left\{ \frac{u(r)}{r} + \frac{w(r)}{r} \sqrt{1/8 S_{12}} \right\} \chi_1^m \quad (5.3)$$

avec m la projection du moment angulaire sur l'axe z , $S_{12} = 3 \frac{(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r})}{r^2} - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$ et χ_1^m le spineur de moment angulaire 1.

Les deux densités $\langle \Phi_d^m | \Phi_d^m \rangle$ sont présentées sur la figure 5.1

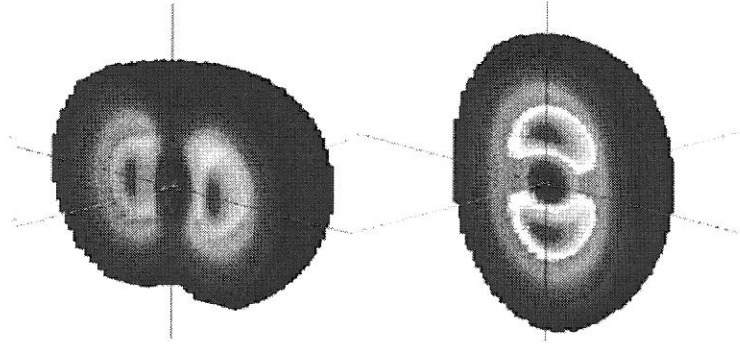


FIG. 5.1 - Densité du deuton dans l'espace des configurations calculées avec le potentiel de Paris. A gauche la partie $m = 0$ de la fonction d'onde a une forme légèrement aplatie, à droite la partie $m = 1$ à une forme oblongue (l'axe z de projection du moment cinétique est vertical sur la figure).

A partir des opérateurs multipolaires, on peut trouver les expressions des facteurs de forme en fonction de $u(r)$ et $w(r)$ [7].

$$G_C(Q^2) = G_E^S(Q^2) \int_0^\infty dr [u^2(r) + w^2(r)] j_0\left(\frac{Qr}{2}\right) \quad (5.4)$$

$$G_Q(Q^2) = G_E^S(Q^2) \frac{M_d^2}{Q^2} 6\sqrt{2} \int_0^\infty dr \left[u(r)w(r) - \frac{1}{2\sqrt{2}} w^2(r) \right] j_2\left(\frac{Qr}{2}\right) \quad (5.5)$$

$$G_M(Q^2) = G_E^S(Q^2) \frac{M_d}{M} \frac{3}{4} \int_0^\infty dr w^2(r) \left[j_0\left(\frac{Qr}{2}\right) + j_2\left(\frac{Qr}{2}\right) \right] + G_M^S(Q^2) \frac{M_d}{M} \int_0^\infty dr \left\{ \left[u^2(r) - 1/2 w^2(r) \right] j_0\left(\frac{Qr}{2}\right) + \frac{1}{\sqrt{2}} \left[u(r)w(r) + 1/2 w^2(r) \right] j_2\left(\frac{Qr}{2}\right) \right\} \quad (5.6)$$

où j_0 et j_2 sont les fonctions de Bessel sphériques d'ordre 0 et 2 respectivement. Il est intéressant de remarquer sur ces dernières équations que la densité de charge du deuton ne dépend que de la densité de charge des nucléons. Par contre la densité d'aimantation dépend à la fois de la densité d'aimantation des nucléons (couplage au spin) et de leur densité de charge (couplage aux charges en mouvement). En résumé, dans le cadre de l'approximation d'impulsion, lorsque l'on choisit un potentiel nucléon-nucléon et une paramétrisation de la structure électromagnétique des nucléons, on peut calculer les facteurs de forme du deuton. De là on peut par la formule (1.25) déduire $A(Q)$.

Les calculs de l'approximation d'impulsion effectués par différents théoriciens diffèrent généralement par leur choix d'un potentiel NN et d'une paramétrisation des facteurs de forme des nucléons (voir annexe B). Sur les figures 5.2 et 5.3 est représentée la dépendance des calculs de $A(Q)$ en fonction de différents potentiels NN et facteurs de forme des nucléons réalisés par Christian et le groupe de Graz [66, 67]. Les variations de $A(Q)$ suivant ces différents ingrédients peuvent atteindre un facteur 2 à 2 (GeV/c)² (figures 5.2 et 5.3).

5.2 Les corrections à l'approximation d'impulsion

Pour ces corrections on peut suivre la décomposition de Mathiot [73]. Il classe les corrections en fonction de leur puissance en $1/M_N$ et de leur contribution à la charge ρ et au courant \vec{J} comme sur la figure ci-dessous. Les différents termes sont décomposés de la façon suivante :

- ρ_{IA}^0 et \vec{J}_{IA}^0 sont issus de l'approximation d'impulsion, ils sont dominants en $1/M_N$.
- ρ_{rel}^0 et \vec{J}_{rel}^0 sont les corrections relativistes qui sont développées dans la partie 5.2.1.
- ρ^{MEC} et \vec{J}^{MEC} les corrections liées aux courants d'échange ainsi nommés car ils proviennent d'opérateurs à 2 corps dans l'expression du courant. Ils ont été calculés par Gari et Hyuga [5] et leurs expressions servent généralement de base aux calculs postérieurs (par exemple ceux du groupe de Graz).

		$\frac{\vec{J}_{rel}^0, \vec{J}^{MEC}}{1/M^3}$
$1/M^2$	$\frac{\rho_{rel}^0, \rho^{MEC}}{1/M}$	
		$\frac{\vec{J}_{IA}^0, \vec{J}_{isovecteur}^{MEC}}{1/M}$
1	$\frac{\rho_{IA}^0}{1/M}$	
termes temps		termes espace

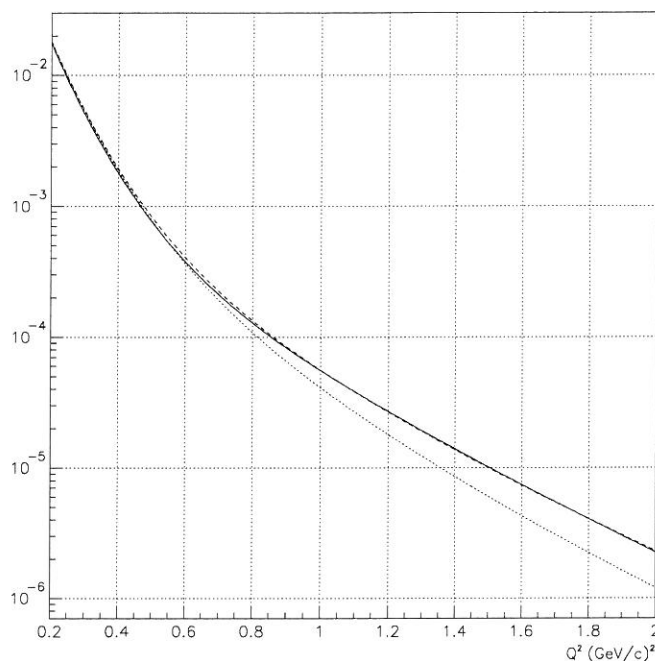


FIG. 5.2 - *Etude de la dépendance de $A(Q)$ en fonction des différents potentiels NN. Ces calculs ont été réalisés par le groupe de Graz dans le cadre de l'approximation d'impulsion non relativiste, avec les facteurs de forme des nucléons de MMD et en trait plein, le potentiel de Paris [68, 69], en pointillés le potentiel de Bonn B [70], en tirets celui de Nijmegen 93 [71, 72].*

5.2.1 Les corrections relativistes

Dans le cadre de l'approximation d'impulsion, seuls les termes en $1/M_n$ ont été conservés. Lorsque le développement du courant en $1/M_N$ ne paraît plus suffisant l'étape la plus naturelle est d'inclure les termes d'ordre supérieur en $\frac{1}{M_N^2}$. On ajoute alors :

- Le terme de spin orbite : cette correction provient d'un terme de couplage entre le spin des nucléons et le champ électromagnétique engendré par le photon.
- Le terme de Darwin Foldy : ce terme provient d'un flou dans la position des nucléons du noyau (*zitterbewegung*).
- Le terme de Lorentz : ce terme provient du fait que les calculs sont effectués dans le repère de Breit. Dans ce repère, le deuton a un moment initial $q/2$ et final $-q/2$. Il subit donc une contraction de Lorentz et il faut remplacer la

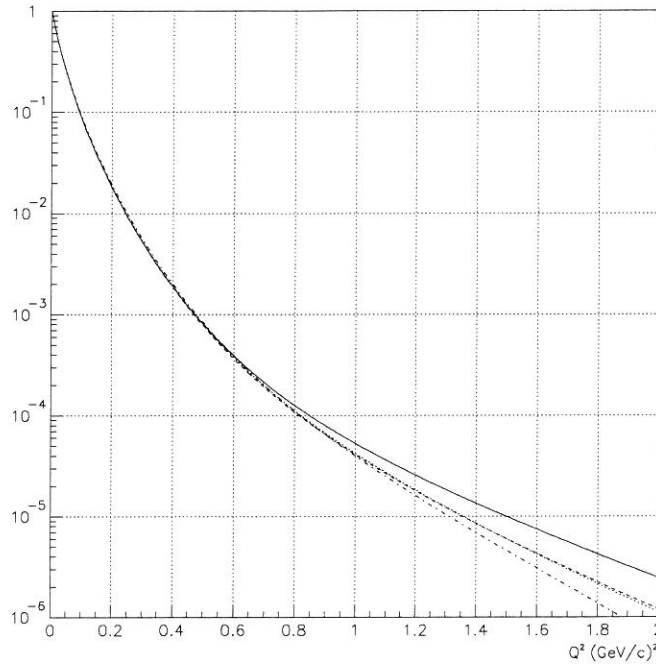


FIG. 5.3 - Etude de la dépendance de $A(Q)$ en fonction des différents facteurs de forme des nucléons. Ces calculs ont été réalisés par le groupe de Graz dans le cadre de l'approximation d'impulsion non relativiste, avec le potentiel Bonn-B, les facteurs de forme des nucléons sont MMD (trait tireté), GK92 (trait plein), Hölher (trait pointillé) et IJLG (trait mixte).

composante z longitudinale dans la fonction d'onde du deuton par Γz ($\Gamma = E/M$).

Les deux premiers termes se retrouvent également dans la structure fine de l'atome d'hydrogène. Ils sont bien établis et sont donc traités de façon identique par tous les auteurs. Le terme de Lorentz est lui un peu plus délicat à traiter rigoureusement, mais possède un effet faible.

5.2.2 Les courants d'échange indépendants du modèle

Avec le seul ajout des corrections relativistes, le courant obtenu n'est plus conservé. Ceci indique qu'il manque des termes en $1/M_n^2$ qui ont été abusivement négligés et qu'il faut alors considérer. Ces corrections sont liées au potentiel par l'équation de continuité :

$$\text{div} \vec{J} - \frac{\partial \rho}{\partial t} = \text{div} \vec{J} + i[H, \rho] = 0, \quad (5.7)$$

où H est l'Hamiltonien du système. Donc si on considère un potentiel donné, ces courants d'échange sont fixés ; c'est pour cela qu'ils sont dits indépendants du modèle.

Les courants d'échange sont comme les facteurs de forme des nucléons contraints par la structure en isospin du deuton. Dans le cadre de la diffusion élastique, seuls les courants d'échange isoscalaires sont présents. Dans la décomposition de Mathiot, les termes en $1/M_N$ qui peuvent entrer dans le courant \vec{J} sont isovectoriels (il s'agit d'un couplage direct du photon au pion) et ne contribuent pas à l'amplitude de diffusion élastique.

Les autres contributions sont d'ordre supérieur par rapport à l'approximation d'impulsion, elles proviennent principalement du graphe de création de paire 5.4, où on considère la création d'une paire nucléon-anti nucléon virtuelle. Gari et Hyuga les ont considérés avec l'échange du π , du ρ et du ω . L'influence des courants décroît fortement en sens inverse de la masse des mésons considérés.

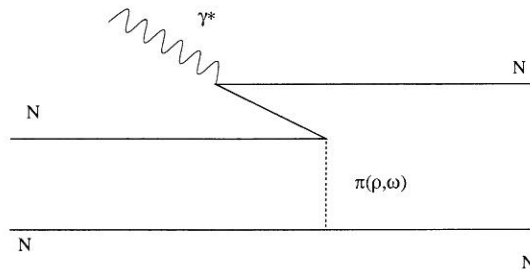


FIG. 5.4 - Graphe associé à la création de paire

Les effets de recul et de normalisation de la fonction d'onde (voir figure 5.5) ont également été considérés. Toutefois Gari et Hyuga [74] ont démontré que dans la limite non relativiste, pour un potentiel qui ne dépend pas de l'énergie, ces deux contributions s'annulaient exactement. De plus les termes de renormalisation de la fonction d'onde sont en principe inclus dans la fonction d'onde des nucléons par l'intermédiaire du potentiel.

Les deux approches relativistes (Bethe-Salpeter, section 5.3 et cône de lumière, section 5.4) incluent des états d'énergie négative et prennent donc naturellement en compte certains courants d'échange comme le courant de création de paires.

5.2.3 Les courants d'échange dépendants du modèle

- Le terme de $\rho\pi\gamma$:

Il a été introduit par Adler et Drell [75] pour expliquer l'incohérence observée entre le moment magnétique et la probabilité d'onde D du deuton. Il est représenté figure 5.6. C'est un terme qui est transverse et il conserve donc le courant de façon intrinsèque.

Il a été calculé par Gari et Hyuga [5] qui donnent une expression de sa contribution au courant. Hummel et Tjon [76] ont également calculé ce terme dans un formalisme relativiste. En effectuant une réduction non relativiste, ils constatent la persistance d'un terme dû à l'interaction tenseur dans le couplage ρNN . Ce terme augmente G_M de 50 % environ à grand Q^2 .

Une des difficultés du courant $\rho\pi\gamma$ vient de l'incertitude sur sa constante de couplage. Celle-ci est déterminée à partir de la décroissance radiative du ρ [77]:

$$\Gamma(\rho^- \rightarrow \pi^- + \gamma) = \frac{\alpha}{24} g_{\rho\pi\gamma}^2 m_\rho \left(1 - \frac{m_\pi^2}{m_\rho^2}\right) \quad (5.8)$$

Γ représente la largeur de la réaction, m_π et m_ρ sont respectivement les masses du π et du ρ .

La largeur de cette décroissance a été déterminée par plusieurs expériences [78, 79] mais les résultats sont incompatibles. Les calculs les plus modernes utilisent la valeur de Berg [78], $g_{\rho\pi\gamma} = 0.56$. Il existe des données plus récentes [37] qui ne semblent pas avoir été prises en compte mais qui changent assez peu cette valeur.

- Le terme de $\omega\sigma\gamma$:

C'est un autre terme transverse équivalent au $\rho\pi\gamma$. Il intervient dans certains calculs mais est encore plus sujet à caution que ce dernier; en effet, sa constante de couplage n'est pas connue. Elle a été estimée par un modèle de quarks relativistes $g_{\omega\sigma\gamma} = -g_{\rho\pi\gamma} \simeq -1.1$ [80]. De plus l'existence du σ en tant que particule n'est pas démontrée et sa masse n'est donc pas connue ($m_\sigma = 400 - 1200$ MeV [37]). Des calculs ont été effectués par Amghar [81] dans un cadre non relativiste et Hummel et Tjon [76] dans un cadre relativiste (avec $g_{\omega\sigma\gamma} = -g_{\rho\pi\gamma} \simeq -0.56$). Les effets peuvent être importants pour des transferts plus grands que 1.5 (GeV/c)².

- Les excitations isobariques:

On considère dans ce cas les contributions des excitations individuelles des nucléons dont un exemple est donné figure 5.7. En général on se limite à deux types d'excitations, Δ (1232) qui est de plus basse énergie et N^* (1440) qui est la première excitation radiale. La conservation de l'isospin interdit d'avoir un état à un seul Δ . De plus, on applique les règles de conservation du moment angulaire et de la parité et finalement on peut identifier les contributions des six ondes partielles suivantes ${}^3S_1^{\Delta\Delta}$, ${}^3D_1^{\Delta\Delta}$, ${}^7D_1^{\Delta\Delta}$, ${}^7G_1^{\Delta\Delta}$, ${}^3S_1^{NN^*}$ et ${}^3D_1^{NN^*}$. Les différentes ondes partielles sont traitées dans une approche par voies couplées.

Sitarski, Blunden et Lomon [82, 83] ont effectué des calculs en partant du potentiel de Feshbach Lomon et en considérant 3 ondes partielles parmi ${}^3S_1^{\Delta\Delta}$, ${}^3D_1^{\Delta\Delta}$, ${}^7D_1^{\Delta\Delta}$ et ${}^3S_1^{NN^*}$. Ils font varier les constantes de couplages entre les différentes voies pour reproduire le rayon du deuton r_d et le minimum de $B(Q)$. Certains de leurs modèles contiennent une contribution importante du $\Delta\Delta$ qui peut atteindre 7 %.

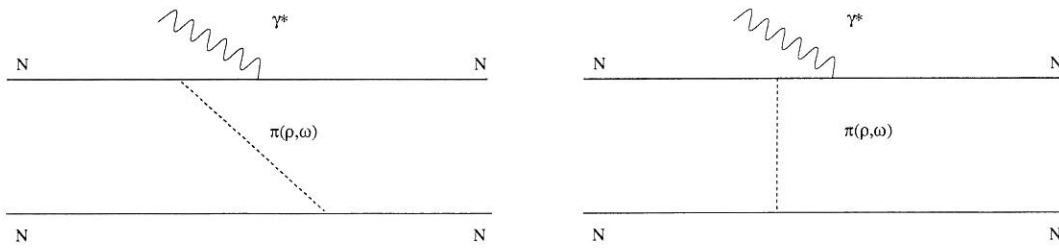


FIG. 5.5 - Graphes associés au recul (à gauche), et à la renormalisation de la fonction d'onde (à droite).

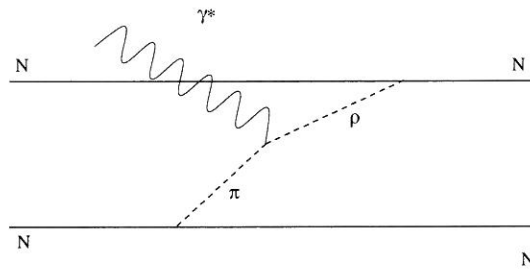


FIG. 5.6 - Graphe de la contribution du processus $\rho\pi\gamma$.

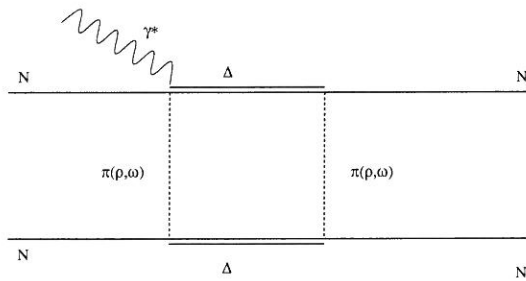


FIG. 5.7 - Graphe de la contribution des termes isobariques : ici la contribution du $\Delta\Delta$.

Dymarz et ses collaborateurs [84, 85] ne prennent en compte que les termes $\Delta\Delta$. Ils construisent complètement un potentiel NN en voies couplées, avec l'approximation d'échange d'un seul boson (*OBE*). Ce potentiel ressemble apparemment au potentiel de Bonn M0 [86] (*OBE* non relativiste). Ce potentiel peut ensuite être utilisé pour effectuer des calculs sur la diffusion élastique électron deuton. Ces calculs incluent le courant de paire du pion, et le $\rho\pi\gamma$ mais apparemment pas d'autres corrections. Finalement la contribution des $\Delta\Delta$ à la fonction d'onde du deuton est de l'ordre de 0.4 %. Leurs résultats ne reproduisent pas bien, ni $A(Q)$ qui est systématiquement surestimé avec les courants d'échange, ni le minimum de $B(Q)$.

Amghar et Desplanques [81, 87] ont ajouté la contribution des six ondes partielles à leurs calculs comprenant déjà de nombreux courants d'échange. Le potentiel NN utilisé est celui de Paris, la transition $N\Delta$ se fait directement par un couplage du pion ou du photon aux quarks. La contribution due au N^* est négligeable (0.13 % de la fonction d'onde) et ses effets sont négligeables, tout comme l'ajout d'un courant d'échange lié à la contribution du $\rho\pi\gamma$ à la formation d'une paire $\Delta\Delta$ [88]. Celle du terme $\Delta\Delta$ est plus importante (0.88 %), mais ces effets détériorent l'accord avec les données.

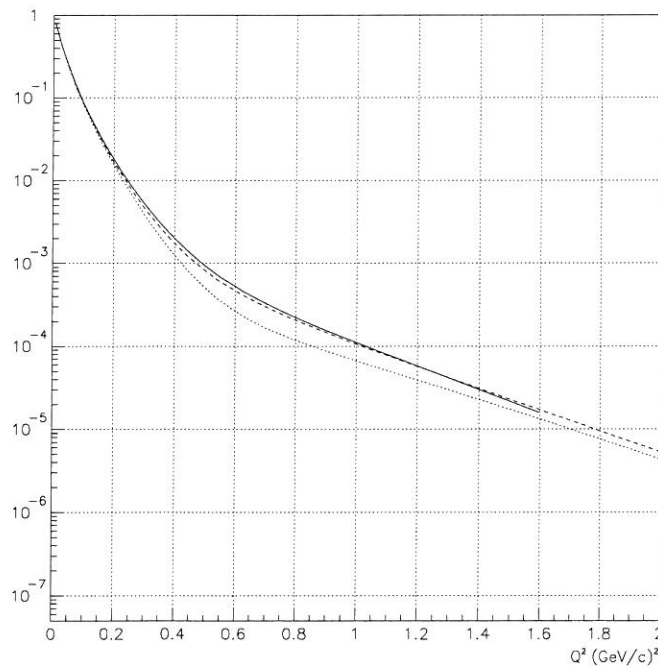


FIG. 5.8 - Calcul de $A(Q)$ par les modèles de Dymarz (trait plein), Sitariski modèle C (où $r_d = 0.74$ fm), trait tireté et modèle D trait pointillé (où $r_d = 1.05$ fm).

5.2.4 Deux calculs complets

Les calculs non relativistes suivants sont parmi les plus complets et les plus récents sur le deuton.

Mosconi et Ricci [89] ont effectué des calculs avec le potentiel de Paris et différents facteurs de forme des nucléons. Ils incluent les corrections relativistes. Pour les courants d'échange, ils considèrent l'échange du pion avec un couplage πNN pseudo-vectoriel, l'échange du ρ ainsi que le terme de $\rho\pi\gamma$ avec $g_{\rho\pi\gamma} = 0.4$.

Wiringa et ses collaborateurs [55] utilisent le potentiel d'Argonne V18 et les facteurs de forme des nucléons de Hölher. Leurs calculs sur le deuton servent d'ailleurs de test à ce potentiel. Celui-ci comporte une part phénoménologique importante à courte distance et n'inclut comme boson que l'échange d'un pion. Ils calculent [90] les corrections relativistes, les courants d'échange du π avec un couplage pseudo-scalaire, du ρ et du ω , ainsi que la contribution des termes phénoménologiques du potentiel (un terme spin orbite $\vec{L}\cdot\vec{S}$, un terme quadratique spin orbite $(\vec{L}\cdot\vec{S})^2$ et un terme L^2), et enfin le $\rho\pi\gamma$ avec $g_{\rho\pi\gamma} = 0.58$.

Ces deux calculs sont pratiquement identiques dans l'approximation d'impulsion. Cependant après inclusion des courants d'échange, ils diffèrent de façon significative. Ceci illustre le besoin d'une clarification de tous les ingrédients de ces calculs (voir aussi les figures 5.11 et 5.12).

5.3 L'équation de Bethe-Salpeter

5.3.1 Généralités

Introduite dans les années 50, l'équation de Bethe-Salpeter [91] est utilisée initialement pour traiter les systèmes quantiques à deux corps dans un formalisme relativiste. A l'origine cette équation est développée pour résoudre des problèmes d'électromagnétique quantique. Elle découle directement de la théorie quantique des champs et s'écrit :

$$\mathcal{M}(p', p, P) = V(p', p, P) - \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} V(p, k, P) G_0(k, P) \mathcal{M}(k, p, P), \quad (5.9)$$

où P est le quadrimoment total de la paire de nucléons, p' , k et p sont les moments relatifs des nucléons respectivement après, pendant et avant l'interaction. Ici \mathcal{M} est la matrice de diffusion, V est le noyau de l'interaction qui s'écrit comme la somme infinie de tous les diagrammes irréductibles d'interaction à deux corps et G_0 est le propagateur relativiste à deux particules. Cette équation est représentée graphiquement figure 5.9.

Comme il est impossible de prendre en compte cette somme infinie, la première

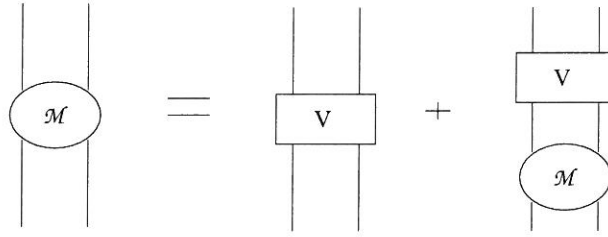


FIG. 5.9 - Diagramme représentant l'équation de Bethe-Salpeter

approximation consiste à se limiter à l'échange d'un seul boson. C'est l'approximation dite d'échelle. Toutefois des calculs effectués dans des cas simples montrent que certains termes à 2 bosons peuvent en annuler d'autres à un boson, et les limites à petit Q^2 obtenues à partir de ces calculs sont peu satisfaisantes (voir par exemple le cours de Van Orden [92]).

L'équation de Bethe-Salpeter étant particulièrement difficile à résoudre dans le cas général, il est possible de la réduire de quatre à trois dimensions. Pour cela on peut remplacer le propagateur G_0 par un nouveau propagateur incluant une fonction de Dirac sur les états intermédiaires.

$$g_0 = \frac{\pi}{E_p} \delta(p_0 - x(E_p - W/2)) \hat{g}_0(p, P) \quad (5.10)$$

où $\hat{g}_0(p, P)$ est un propagateur et x un paramètre qui dépend du modèle, $E_p = \sqrt{p^2 + M_n^2}$ l'énergie d'un nucléon sur couche de masse, $W^2 = P^2$ le carré de la masse invariante, p_0 le terme temps de quadrivecteur p . Grâce à cette approximation on obtient un système de deux équations dont l'une définit un nouveau noyau U appelé quasipotentiel.

$$\mathcal{M} = U - \int U g_0 \mathcal{M} \quad (5.11)$$

$$U = V - \int V (G_0 - g_0) U \quad (5.12)$$

Ce nouveau noyau est alors calculé par itération en tronquant à un nombre limité d'échange de bosons (en général un seul).

Une autre solution consiste à faire une intégration sur la composante temps de l'interaction, ce qui revient à fixer le temps relatif entre les deux particules (approximation *equal time*). D'après Phillips et Wallace [93], cette méthode qui n'introduit pas directement de fonction δ permet de s'affranchir de singularités dans l'équation (5.12) lorsqu'on tronque le quasipotentiel.

Une fois le deuton construit, il faut assurer le couplage du photon virtuel aux particules.

Théoriquement les modèles relativistes doivent respecter différentes contraintes avant même leur comparaison avec des données :

- Après les différentes approximations, le modèle doit avoir conservé sa covariance.
- Le courant doit être conservé. D'après Gross et Riska [94] cette condition est particulièrement délicate lorsque l'on inclut des facteurs de forme aux vertex.
- La limite à un corps (c'est à dire lorsque l'on fait tendre la masse d'une des particules vers l'infini) doit être équivalente à l'équation de Dirac dans le cas de particules échangées neutres et sans spin.

5.3.2 Le modèle de Van Orden, Devine et Gross

Différents types de quasipotentiels ont été utilisés pour le deuton. Pour l'interaction électromagnétique, on peut préférer le modèle de Gross ou spectateur qui laisse un des deux nucléons sur sa couche de masse (le paramètre $x = 1$), ce qui rappelle l'approximation d'impulsion non relativiste.

$$\hat{g}_0(p, P) = \frac{1}{W(2E_p - W) - i\eta} \quad (5.13)$$

Van Orden, Devine et Gross [95] ont appliqué cette approximation pour calculer les facteurs de forme du deuton. Leur calcul utilise l'approximation d'impulsion complète CIA (voir figure 5.10). Des facteurs de forme particuliers sont utilisés pour les nucléons qui ne sont pas sur couche de masse.

Ils utilisent leur propre version de l'interaction nucléon-nucléon qui est directement ajustée sur les déphasages jusqu'à 350 MeV dans le laboratoire. Cette interaction utilise 6 mésons (le π , le ω , le η , le ρ et deux pseudo-mésons, le σ et le σ_1) dont les constantes de couplages servent de paramètres. On peut noter la particularité suivante: dans ce modèle le pion possède un couplage au nucléon mixte pseudo-scalaire et pseudo-vectoriel. Le potentiel donne des déphasages en bon accord avec les données mais le moment quadrupolaire du deuton est trop bas d'environ 10 %. Les paramétrisations des facteurs de forme des nucléons utilisées sont dipôlares sauf celle de G_E^N due à Galster.

Dans l'expression du courant :

$$J^\mu(p', p) = e\bar{u}(p') \left\{ F_1(Q^2) f_0(p'^2, p^2) \gamma^\mu + \frac{F_2(Q^2)}{2m} h_0(p'^2, p^2) (p'^\mu + p^\mu) + F_3(Q^2) l_0(p'^2, p^2) \frac{(\not{p}' - m)}{2m} \gamma^\mu \frac{\not{p}' - m}{2m} \right\} u(p) \quad (5.14)$$

un troisième facteur de forme F_3 et les fonctions f_0 , h_0 et l_0 (avec la contrainte $f_0(m^2, m^2) = h_0(m^2, m^2) = 1$) traduisent le couplage à un nucléon hors couche de masse.

Ces auteurs complètent leurs calculs en incluant la contribution du courant d'échange $\rho\pi\gamma$ dont la fonction de vertex provient de différents modèles. Globalement la reproduction des données est bonne même si comme tous les modèles

relativistes, le minimum de $B(Q)$ est prédit à un Q^2 un peu trop faible (voir figures 5.11 et 5.12).

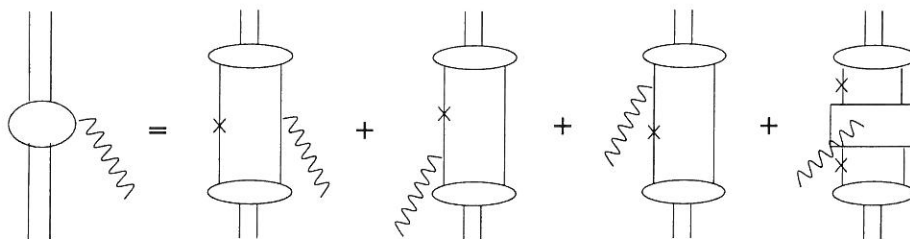


FIG. 5.10 - Diagrammes représentant l'approximation d'impulsion complète relativiste CIA. Les particules sur couche de masse sont représentées par une croix. Le carré représente le noyau irréductible de l'interaction.

5.3.3 Le modèle de Tjon et Hummel

Tjon et Hummel [96] ont utilisé une équation quasipotentiel du type Blankenbecker-Sugar où l'excitation est partagée également entre les deux nucléons ($x = 0$) et où :

$$\hat{g}_0(p, P) = \frac{1}{2(E_p^2 - W^2/4) - i\eta} \quad (5.15)$$

Ils ajoutent deux courants d'échange modèle dépendant, le $\rho\pi\gamma$ mais aussi le terme $\omega\sigma\gamma$, ce dernier a une contribution plus faible à nos transferts. Les facteurs de forme élastiques utilisés sont ceux de Hölher [97].

La fonction d'onde nucléon-nucléon est relativiste et bâtie à partir d'un potentiel ajusté sur les déphasages de Arndt [98].

Dans un deuxième temps [99], ils ont effectué des calculs *equal time*, mais ils n'utilisent cette approximation que pour le courant alors que les fonctions d'onde sont identiques à leur calcul précédent.

5.3.4 Le modèle de Phillips et Wallace

Phillips et Wallace développent depuis 1996 [100] un modèle complètement *equal time*, dont ils ont amélioré la covariance [93].

Pour les facteurs de forme des nucléons ils utilisent ceux de MMD et comme potentiel directement les paramètres de Bonn B dont ils modifient la constante de couplage du σ pour avoir un deuton lié à la bonne masse.

Ces calculs, bien qu'assez élaborés théoriquement, reproduisent mal les données. Une fois le terme dû au $\rho\pi\gamma$ [101] ajouté, ils ne reproduisent pas la position du minimum de G_M et surestiment $A(Q)$ à grand transfert (voir figures 5.11 et 5.12). Assez curieusement ces auteurs en déduisent que l'accord des modèles non relativistes avec

les données est fortuit [93].

5.4 Les calculs sur le cône de lumière

La quantification sur le cône de lumière vient de l'idée de Dirac [102], selon laquelle on peut exprimer une dynamique quantique et relativiste selon plusieurs méthodes. Usuellement on utilise un référentiel où les variables dynamiques sont prises à un temps fixé. C'est ce qu'on appelle *instant form*. Toutefois on peut aussi considérer une dynamique qui se réfère au cône de lumière $t - z = 0$. C'est la *front form*. Les autres types de quantification sont plus exotiques.

L'avantage de la quantification sur le cône de lumière est qu'elle limite le nombre de générateurs du groupe de Poincaré qui dépendent de la dynamique à 3 contre 4 dans le cas de l'*instant form*. De plus dans un repère de moment infini, on peut appliquer les règles de Weinberg [103] qui annulent les graphes correspondant aux fluctuations du vide.

5.4.1 Les calculs de Chung

Chung et ses collaborateurs [104] utilisent le cône de lumière classique $t - z = 0$, avec un formalisme hamiltonien à deux particules. Ils calculent les fonctions d'onde du deuton dans leur repère à partir des fonctions d'onde données par des potentiels non relativistes (Bonn, Argonne V14, Reid Soft Core, Paris) et d'une simple transformation cinématique. Le courant est lui estimé à partir de différentes paramétrisations des facteurs de forme des nucléons (dipolaire, Gari Krümpelmann 85, Hölher,...).

Aucun courant d'échange n'est inclus explicitement dans la théorie, mais le modèle doit satisfaire la conservation du courant (cette approche ne reproduit pas les données d'électro-désintégration du deuton par exemple).

Cette approche possède également l'inconvénient de ne pas être explicitement covariante. Le résultat présenté figure 5.11, correspondant au meilleur accord avec les données, est calculé avec le potentiel de Argonne V14 et les facteurs de forme de Gari et Krümpelmann 85.

5.4.2 Les calculs de Carbonell, Karmanov, Desplanques et Mathiot

Carbonell et ses collaborateurs [105] appliquent une généralisation de la quantification sur le cône de lumière qui permet de rester explicitement covariant : *covariant light front dynamics*. Au lieu d'utiliser le plan $t - z = 0$, ils utilisent le plan $\omega \cdot x = cste$

avec la condition $\omega^2 = 0$, mais où le quadrivecteur ω reste quelconque. Ce quadrivecteur ω se traduit dans les calculs sous la forme de particules fictives, les spurions qui représentent les effets hors couche. Les termes dépendants de ω doivent s'éliminer dans le calcul des observables. En pratique une procédure bien définie permet de les isoler. Des termes de contact (interaction instantanée) sont inclus dans la théorie pour conserver la covariance après cette élimination.

Dans le courant, depuis une référence plus récente [106], les facteurs de forme des nucléons sont donnés par la paramétrisation de MMD. L'interaction nucléon-nucléon est bâtie sur la base d'un noyau irréductible comme dans le cas de l'équation de Bethe-Salpeter, et calculée graphe par graphe. Comme point de départ, les auteurs utilisent les paramètres (constantes de couplage) du potentiel de Bonn Q.

La fonction d'onde du deuton contient 6 termes f_{1-6} dont deux, f_1 et f_2 , peuvent être facilement reliés à basse impulsion, aux fonctions d'onde u et w introduites dans la partie 5.1. Cela permet une comparaison facile avec les calculs non relativistes. Les autres termes sont d'origine purement relativistes mais seul f_5 apporte une contribution non négligeable correspondant approximativement au courant de paire dans l'approximation non relativiste.

Les courants d'échange dus aux termes de recul et au $\rho\pi\gamma$ ont été considérés par la suite [50] (voir aussi les calculs de Frederico et Schulze [107] pour une étude détaillée des termes de recul dans le formalisme du cône de lumière).

5.5 Des quarks dans le deuton

5.5.1 Un modèle hybride

Bien que certains calculs présentés ci-dessus, relativistes ou non, décrivent raisonnablement les données en termes de nucléons et de mésons, une description en termes de champs plus élémentaires (les quarks) a été envisagée. Buchmann, Yamauchi et Faessler [108] ont essayé de construire un modèle où le deuton est constitué d'un ensemble de deux clusters de trois quarks. Ces quarks sont des quarks effectifs dits constituants et non les champs élémentaires de QCD. Leur modèle prévoit un potentiel qui comporte un terme de confinement, un terme dû à l'échange des gluons et un terme dû à l'échange de pions. Ils justifient la présence des pions comme étant des bosons prévus par QCD via la brisure de la symétrie chirale. Les pions sont donc considérés comme "suffisamment" élémentaires pour entrer dans le modèle et ils peuvent se coupler directement aux quarks. Un méson σ est lui aussi ajouté sans justification théorique pour reproduire l'énergie de liaison du deuton. La présence des clusters de quarks permet de considérer aussi bien des nucléons que des deltas dans le deuton. Ce modèle inclut ensuite les courants d'échange : les termes de création de paire dus à l'échange d'un pion, mais aussi à l'échange d'un gluon. La particularité du calcul étant de permettre des échanges de quarks entre les deux clusters aussi bien dans le cadre de courant à un corps qu'à deux corps (voir figure 5.13).

De l'avis même des auteurs ce modèle n'est pas fortement prédictif. Il vise davantage à mettre en évidence des courants d'échange spécifiques à la présence de six quarks dans le deuton, présence qui renforcerait les courants déjà inclus à partir de 1 (GeV/c)². Au regard des résultats des calculs de Wiringa, il paraît possible de reproduire les résultats existants sans ces nouvelles contributions.

5.5.2 La chromodynamique quantique perturbative

Les expériences de diffusion profondément inélastique sur les nucléons indiquent que les degrés de liberté fondamentaux de l'interaction forte ne sont pas les nucléons et les mésons mais les quarks et les gluons. Toutefois la théorie de la chromodynamique quantique (QCD) n'est pas calculable à bas transfert. Les choses se simplifient à plus haut transfert, car l'interaction forte est asymptotiquement libre, on peut alors utiliser un développement perturbatif de QCD (PQCD).

L'approche la plus simple du deuton en terme de quarks consiste donc à se placer à très grand transfert. Sans se servir directement de QCD mais de considérations générales sur la distribution de l'énergie parmi les différents partons, Brodsky et Farrar [109] ont déduit des lois asymptotiques pour les amplitudes. Celles-ci appliquées à des sections efficaces différentielles donnent :

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{t^{n-2}} f(t/s) \quad (5.16)$$

Ici t et s sont les variables de Mandelstam, n est le nombre de champs élémentaires avant et après la réaction. Cette formule a pu être appliquée avec succès pour $p+p \rightarrow p+p$ ou $\gamma+p \rightarrow p+\pi$, elle semble être très bien établie.

Dans le cas de la diffusion élastique électron deuton [110] on a $t = -Q^2$ et $n = 14$ (ce qui correspond à 6 quarks + 1 électron = 7 champs élémentaires dans l'état initial et dans l'état final) d'où

$$A(-t) \propto \frac{d\sigma}{dt} \times t^2 \sim t^{-10} \quad (5.17)$$

Cette loi d'échelle n'est pas vérifiée pour nos données mais à plus haut transfert les données de Alexa [47] semblent suivre cette tendance.

Une autre façon de considérer $A(Q)$ asymptotiquement est de se ramener à un facteur de forme réduit f_d [111]:

$$f_d(Q) = \frac{\sqrt{A(Q)}}{F_{1n}(Q/2)F_{1p}(Q/2)} \sim Q^{-2} \left(\log \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right)^{-1+\epsilon} \quad (5.18)$$

où le terme logarithmique vient principalement de la constante de couplage de QCD, $\Lambda_{QCD} (\simeq 0.2 \text{ GeV}/c)$ est l'échelle de QCD et $\epsilon \ll 1$ est une correction qui dépend du nombre de saveurs de quarks.

On peut constater ce comportement asymptotique des données dès 2 (GeV/c)^2 . Brodsky et Hiller [112] ont aussi décomposé les facteurs de forme en fonction des éléments de matrices $G_{hh'}^\mu = \langle p'h' | J^\mu | ph \rangle$ dans une base d'hélicité (J^μ est le courant électromagnétique et h l'hélicité). D'après PQCD, pour $Q \gg 2 M_d \Lambda_{QCD}$ l'amplitude dominante est celle où le deuton a une hélicité 0 à la fois dans l'état final et dans l'état initial, G_{00}^+ et chaque changement d'hélicité voit son amplitude réduite d'un facteur Λ_{QCD}/Q . En ne considérant que le terme dominant, Brodsky prévoit

$$\frac{B}{A} \simeq \frac{4\tau(\tau+1)}{\tau^2 + \tau + 3/4} \quad (5.19)$$

En partant de ces travaux, Kobushkin et Syamtomov [113] ont conservé le terme d'ordre supérieur G_{+0}^+ en le paramétrisant sous la forme

$$G_{+0}^+ \approx a \left(\frac{\Lambda_{QCD}}{Q} \right) G_{00}^+ \quad (5.20)$$

Le paramètre a est ajusté de façon à reproduire le zéro de $B(Q)$. Ils arrivent alors à reproduire les données de B/A dès $Q^2 = 1 \text{ (GeV/c)}^2$.

Toutefois au transfert de nos données la mesure de t_{20} ne présente pas de comportement asymptotique ce qui montre clairement que PQCD n'est pas encore applicable au sens où G_{00}^+ n'est pas l'amplitude dominante.

5.6 Que conclure sur les modèles théoriques?

Comme on a pu le voir dans ce chapitre, les approches théoriques de la structure électromagnétique du deuton sont variées. De plus, dans chaque type d'approche, des calculs utilisant différentes approximations ou différents ingrédients ont été proposés.

Nos données de $A(Q)$ ont une précision probablement meilleure que celle à laquelle prétendent les différents modèles. Toutefois $A(Q)$ seul ne suffit pas à valider une approche théorique. Les observables $B(Q)$ et t_{20} doivent également être considérées. De façon équivalente, la comparaison entre théorie et expérience peut et devrait se faire sur les trois facteurs de forme G_C , G_Q et G_M .

Les calculs non relativistes de Wiringa décrivent les trois observables de façon satisfaisante, même jusqu'à 2 (GeV/c)^2 , ce qui peut être considéré comme surprenant. Les calculs relativistes de Van Orden et ceux de Carbonell sont également en bon accord avec les données de cette expérience (A et t_{20}), mais reproduisent moins bien $B(Q)$ en particulier pour Carbonell. Il est important de souligner que ces trois calculs ont été réalisés avant l'expérience.

Enfin, il convient de noter que les mêmes ingrédients (facteurs de forme des nucléons, potentiels NN, courants d'échange) peuvent être utilisés pour décrire les facteurs de forme de systèmes à trois nucléons (tritium et ${}^3\text{He}$) (voir par exemple [114]).

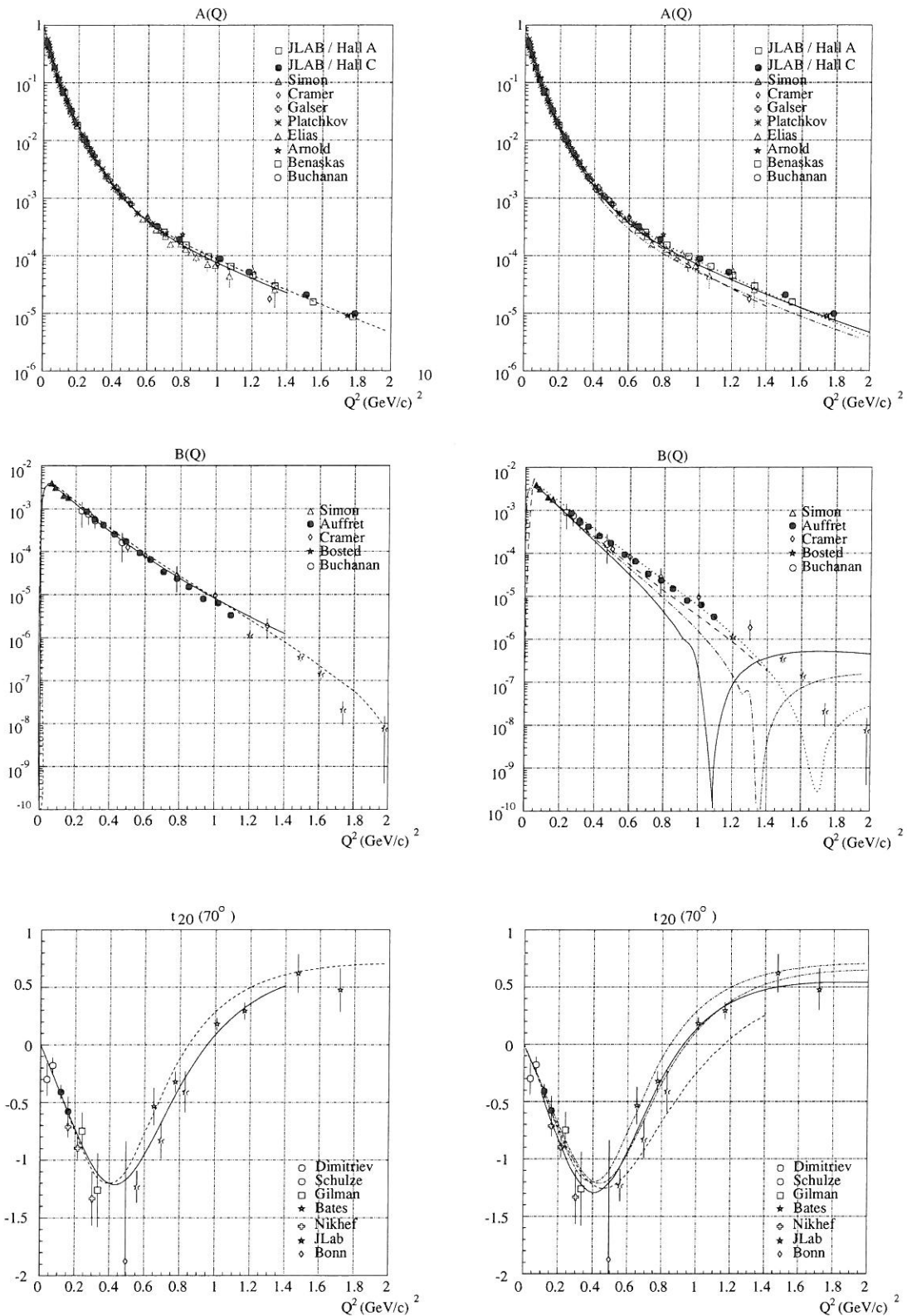


FIG. 5.11 - A gauche : calculs non relativistes de Mosconi (trait plein) et de Wiringa (trait tireté). Malgré leurs différences sur les courants d'échange, les deux calculs reproduisent assez bien $A(Q)$. Pour t_{20} , le calcul de Mosconi est en meilleur accord avec les données. A droite : calculs relativistes de Chung (tireté), Carbonell (trait plein), Van Orden (pointillé) et Phillips (trait mixte). Les points expérimentaux sont identiques aux figures 4.2, 4.5 et 4.6.

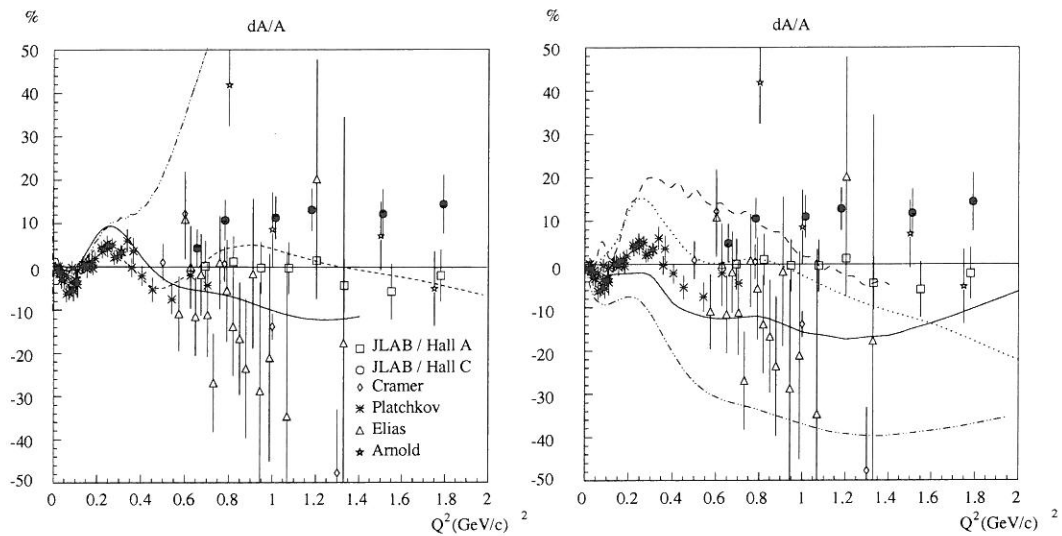


FIG. 5.12 - Déviation par rapport à la paramétrisation de $A(Q)$ de la partie 4.3.3. La légende est identique à la figure 5.11 plus à gauche en trait mixte, les calculs du groupe de Graz IA + corrections relativistes + MEC, avec le potentiel de Nijmegen et les facteurs de forme des nucléons de MMD

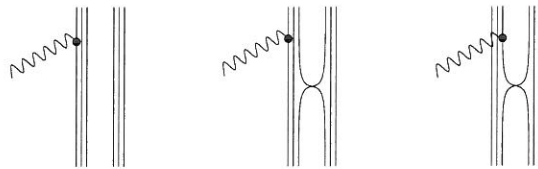


FIG. 5.13 - Graphes associés à l'approximation d'impulsion dans le cadre du modèle de Buchmann; au couplage du photon à un nucléon, s'ajoute l'effet d'échange de quarks.

On peut constater ce comportement asymptotique des données dès 2 (GeV/c)^2 . Brodsky et Hiller [112] ont aussi décomposé les facteurs de forme en fonction des éléments de matrices $G_{hh'}^\mu = \langle p'h' | J^\mu | ph \rangle$ dans une base d'hélicité (J^μ est le courant électromagnétique et h l'hélicité). D'après PQCD, pour $Q \gg 2 M_d \Lambda_{QCD}$ l'amplitude dominante est celle où le deuton a une hélicité 0 à la fois dans l'état final et dans l'état initial, G_{00}^+ et chaque changement d'hélicité voit son amplitude réduite d'un facteur Λ_{QCD}/Q . En ne considérant que le terme dominant, Brodsky prévoit

$$\frac{B}{A} \simeq \frac{4\tau(\tau+1)}{\tau^2 + \tau + 3/4} \quad (5.19)$$

En partant de ces travaux, Kobushkin et Syamtomov [113] ont conservé le terme d'ordre supérieur $G_{\pm 0}^+$ en le paramétrisant sous la forme

$$G_{\pm 0}^+ \approx a \left(\frac{\Lambda_{QCD}}{Q} \right) G_{00}^+ \quad (5.20)$$

Le paramètre a est ajusté de façon à reproduire le zéro de $B(Q)$. Ils arrivent alors à reproduire les données de B/A dès $Q^2 = 1 \text{ (GeV/c)}^2$.

Toutefois au transfert de nos données la mesure de t_{20} ne présente pas de comportement asymptotique ce qui montre clairement que PQCD n'est pas encore applicable au sens où G_{00}^+ n'est pas l'amplitude dominante.

5.6 Que conclure sur les modèles théoriques?

Comme on a pu le voir dans ce chapitre, les approches théoriques de la structure électromagnétique du deuton sont variées. De plus, dans chaque type d'approche, des calculs utilisant différentes approximations ou différents ingrédients ont été proposés.

Nos données de $A(Q)$ ont une précision probablement meilleure que celle à laquelle prétendent les différents modèles. Toutefois $A(Q)$ seul ne suffit pas à valider une approche théorique. Les observables $B(Q)$ et t_{20} doivent également être considérées. De façon équivalente, la comparaison entre théorie et expérience peut et devrait se faire sur les trois facteurs de forme G_C , G_Q et G_M .

Les calculs non relativistes de Wiringa décrivent les trois observables de façon satisfaisante, même jusqu'à 2 (GeV/c)^2 , ce qui peut être considéré comme surprenant. Les calculs relativistes de Van Orden et ceux de Carbonell sont également en bon accord avec les données de cette expérience (A et t_{20}), mais reproduisent moins bien $B(Q)$ en particulier pour Carbonell. Il est important de souligner que ces trois calculs ont été réalisés avant l'expérience.

Enfin, il convient de noter que les mêmes ingrédients (facteurs de forme des nucléons, potentiels NN, courants d'échange) peuvent être utilisés pour décrire les facteurs de forme de systèmes à trois nucléons (tritium et ${}^3\text{He}$) (voir par exemple [114]).

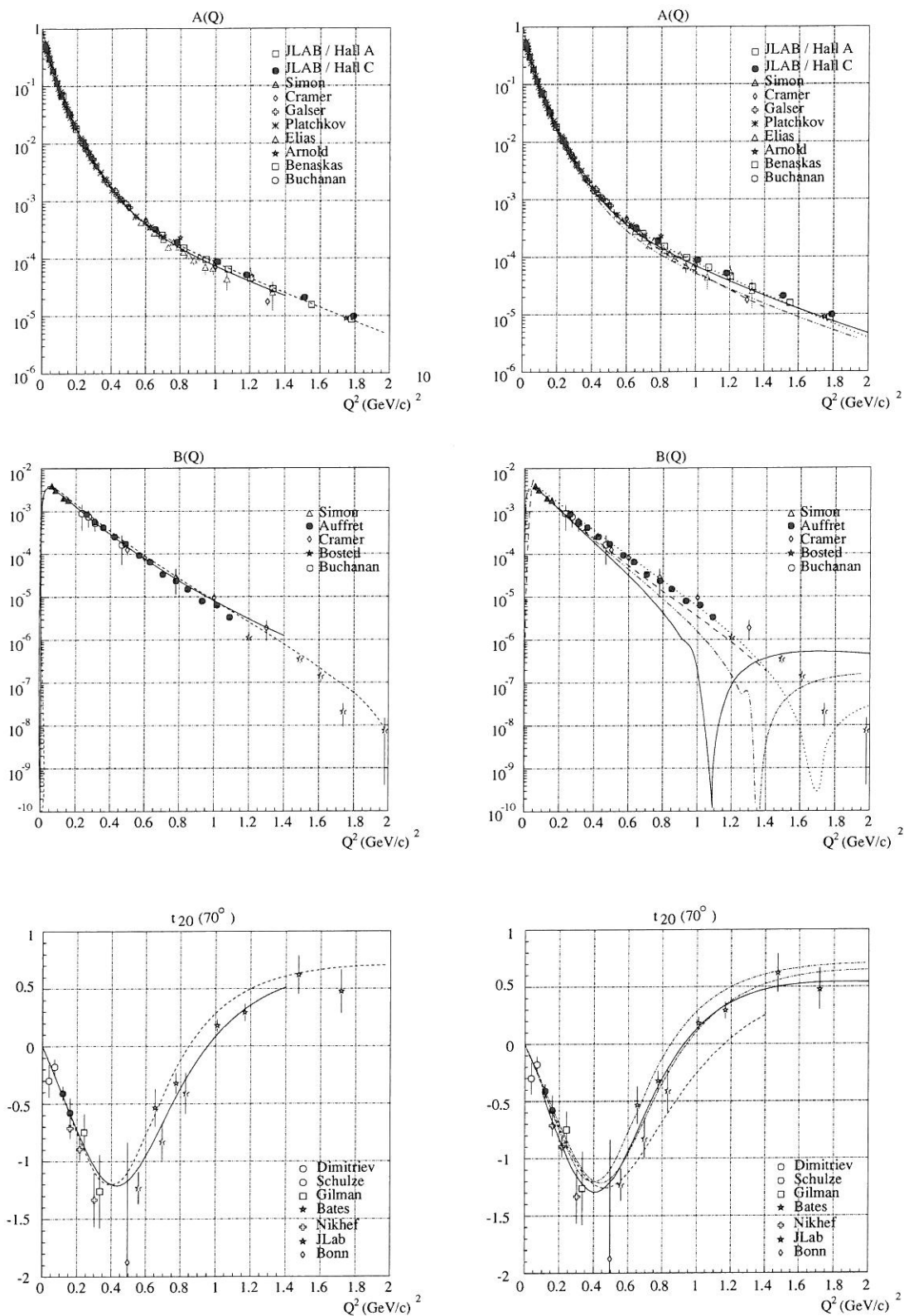


FIG. 5.11 - A gauche : calculs non relativistes de Mosconi (trait plein) et de Wiringa (trait tireté). Malgré leurs différences sur les courants d'échange, les deux calculs reproduisent assez bien $A(Q)$. Pour t_{20} , le calcul de Mosconi est en meilleur accord avec les données. A droite : calculs relativistes de Chung (tireté), Carbonell (trait plein), Van Orden (pointillé) et Phillips (trait mixte). Les points expérimentaux sont identiques aux figures 4.2, 4.5 et 4.6.

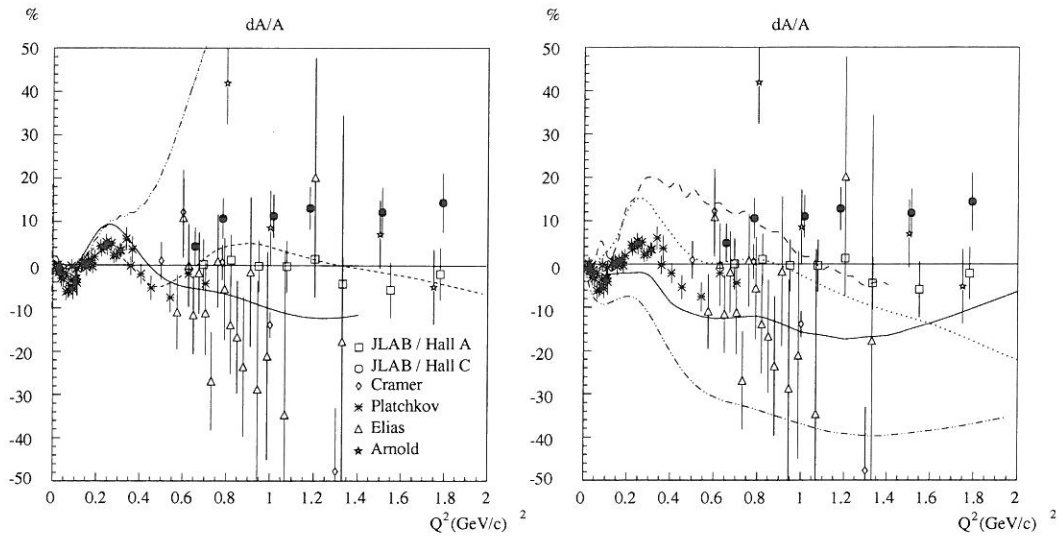


FIG. 5.12 - Déviation par rapport à la paramétrisation de $A(Q)$ de la partie 4.3.3. La légende est identique à la figure 5.11 plus à gauche en trait mixte, les calculs du groupe de Graz IA + corrections relativistes + MEC, avec le potentiel de Nijmegen et les facteurs de forme des nucléons de MMD

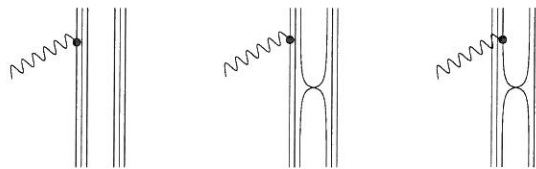


FIG. 5.13 - Graphes associés à l'approximation d'impulsion dans le cadre du modèle de Buchmann; au couplage du photon à un nucléon, s'ajoute l'effet d'échange de quarks.

Chapitre 6

Au delà de l'élastique : l'électroproduction de π^0 sur le deuton

6.1 Introduction

6.1.1 Motivations

Si l'étude de la diffusion élastique électron-deuton fournit des informations intéressantes sur la structure du noyau de deutérium, on peut également considérer d'autres réactions pour compléter notre compréhension de ce système à deux nucléons. Par exemple la réaction d'électroproduction cohérente de pions



est une réaction inélastique intéressante : sa structure en spin et en isospin est plus complexe que la diffusion élastique mais elle apporte de nouvelles observables. Elle est dite cohérente car le deuton se retrouve dans l'état final.

Expérimentalement cette réaction est difficile à mesurer, aussi a-t-elle été négligée jusqu'à maintenant et aucune donnée n'a été publiée. Elle peut toutefois se rattacher aux études de production de mésons pseudoscalaires qui ont été effectuées intensivement depuis les années 70. Celles-ci ont pris deux formes : la photoproduction sur les noyaux légers et l'électroproduction sur le proton. Avec les nouveaux accélérateurs à grand cycle utile, l'augmentation de luminosité permet d'accéder à des sections efficaces plus faibles et l'électroproduction de pions sur les noyaux légers devient accessible. Par exemple, cette réaction vient d'être étudiée sur l'hélium à NIKHEF [115].

Sur le plan théorique également, la plupart des travaux sont consacrés à la réaction en photons réels $\gamma d \rightarrow d \pi^0$ [116, 117, 118]. Ces travaux distinguent deux zones cinématiques où les calculs se simplifient : la région du seuil (faible énergie relative

entre le pion et le deuton dans l'état final : $W \approx M_d + M_{\pi^0}$) et la région de l'excitation du Δ ($W \approx M_d + M_\Delta - M_N$). Dans la région du seuil, il serait très intéressant de pouvoir extraire des données le processus élémentaire $\gamma n \rightarrow n \pi^0$ et la longueur de diffusion $\pi^0 n$, mais ce processus est au moins en partie masqué par un autre en deux étapes : $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$ (ou $n n \pi^+$) $\rightarrow d \pi^0$. Dans la région d'excitation du Δ , l'approximation d'impulsion (excitation du Δ sur un des nucléons du noyau) connaît plus de succès. On y est donc plus sensible à la structure du deuton.

Les mêmes considérations devraient pouvoir s'appliquer au cas de l'électroproduction [119, 120]. Dans un calcul récent, Ebertshäuser et Arenhövel [121] considèrent la réaction dans la région du Δ pour des moments transférés $Q^2 \approx 0.4$ (GeV/c)² et dans le cadre strict de l'approximation d'impulsion. D'autres calculs sont en cours [122, 123]. A bas Q^2 on devrait être capable d'effectuer une connection avec la photoproduction mais les corrections dues aux courants d'échange et aux interactions dans l'état final doivent être maîtrisées.

Au cours de la prise de données, nous avons mesuré dans des conditions spécifiques des événements d'électroproduction de π^0 sur le deuton. Nous en présentons ici l'analyse ainsi que les résultats. Il convient toutefois de souligner que ces données sont très partielles et pour des raisons expérimentales qui apparaîtront par la suite, d'une précision très modeste. Les transferts en impulsion Q^2 sont élevés (de 1.1 à 1.6 (GeV/c)²) rendant encore plus difficile leur interprétation. Nous ne prétendons donc pas apporter une réponse aux questions soulevées ci-dessus, mais simplement donner une preuve de la faisabilité de ces mesures et extraire des sections efficaces qui pourront servir de guides pour de futurs calculs et expériences.

6.1.2 Formalisme

Les notations employées ici seront identiques à celles du chapitre 1.

La cinématique de la production de π^0 est une cinématique à 3 corps. Cela introduit de nouvelles variables comme ϕ^* , l'angle entre le plan contenant les électrons incident et diffusé et le plan contenant le deuton diffusé et le π^0 et l'angle θ^* entre la direction du photon virtuel et le π^0 dans le repère du centre de masse $\gamma^* d$. Ces angles sont définis figure 6.1.

La section efficace est 5 fois différentielle et s'écrit sous la forme

$$\frac{d^5\sigma}{dE' d\Omega d\Omega^*} = \frac{d^5\sigma}{dE' d(\cos\theta_e) d\phi_e d(\cos\theta^*) d\phi^*} = \frac{4M_d E E' d^5\sigma}{dW dQ^2 d\phi_e d(\cos\theta^*) d\phi^*} \quad (6.2)$$

C'est la dernière expression qui sera utilisée ici.

La section efficace d'électroproduction d'une particule dans l'approximation d'échange d'un seul photon s'écrit [1, 124, 125] :

$$\frac{d^5\sigma}{dE' d\Omega^2 d\Omega^{*2}} = N \left[\sigma_T + \epsilon\sigma_L + \cos(2\phi^*)\epsilon\sigma_{TT} + \cos(\phi^*)\sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)}\sigma_{TL} \right] \quad (6.3)$$

où ϵ est le taux de polarisation du photon virtuel. Si on néglige la masse des électrons, on a $\epsilon = (1 + 2\bar{q}^2/Q^2 \tan^2(\theta_e/2))^{-1}$ et N est un terme de normalisation qui peut être

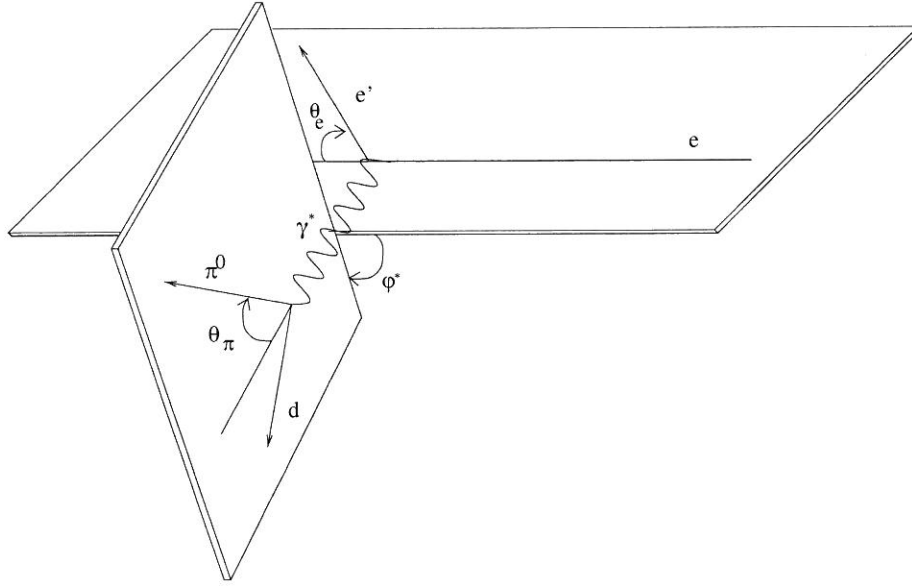


FIG. 6.1 - La réaction $e d \rightarrow e d \pi^0$ et les différents angles utilisés. Dans le système du centre de masse ($\gamma^* d$), θ_π devient θ_π^* .

vu comme le flux de photons virtuels :

$$N = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E'}{E} \frac{|\vec{q}|}{Q^2} \frac{1}{1 - \epsilon} \quad (6.4)$$

avec \vec{q} la partie espace du quadrivecteur q , impulsion du photon virtuel.

Pour obtenir cette expression, on a décomposé la polarisation du photon virtuel sur la base des états propres d'hélicité. Cette forme à l'intérêt de faire apparaître quatre termes :

- σ_T correspondant aux photons polarisés transversalement,
- σ_L aux photons polarisés longitudinalement,
- σ_{TT} à l'interférence transverse-transverse,
- σ_{TL} à l'interférence transverse-longitudinale.

Dans le cas où la réaction est symétrique autour de la trajectoire du photon virtuel (d et π^0 dans la même direction), les termes d'interférence s'annulent et seuls subsistent les termes longitudinaux et transverses. On peut alors se ramener à la formule de Rosenbluth (1.15).

6.1.3 Les données

Les données ont été prises en deux fois huit heures à deux énergies de faisceau différentes (voir tableau 6.1). La cinématique a été choisie pour que le seuil de

production soit dans l'acceptance, en diminuant l'angle de l'électron diffusé et l'impulsion dans le canal deuton par rapport aux cinématiques élastiques aux mêmes énergies. Pour augmenter le taux de comptage, nous avons utilisé la cible de 12.4 cm de deutérium et HMS a été utilisé sans collimateur ce qui porte son acceptance, à environ 8.6 msr. Cependant l'intensité a due être ramenée à 40 μA pour conserver des taux de comptage raisonnables au niveau de POLDER.

TAB. 6.1 - *Cinématiques des prises de données π^0 [126].*

énergie électron E (GeV)	4.050	1.642
θ_{HMS} (degrés)	18.5	32
p_{HMS} (GeV/c)	3.5	1.3
θ_{DC} (fixe) (degrés)	60.5	60.5
p_{DC} (GeV/c)	1.226	0.820

6.2 L'analyse

L'analyse est schématisée sur la figure 6.2. Nous n'en détaillerons ici que les aspects différents de ceux de l'analyse des événements élastiques.

Une première analyse de ces données a été effectuée par E. Tomasi-Gustafsson et L. Bimbot [127, 128]. Le travail de cette thèse a principalement consisté à développer la reconstruction des deutons et à apporter des corrections d'acceptance, conditions nécessaires pour l'extraction de sections efficaces. Celles-ci sont calculées par :

$$\frac{d^5\sigma}{dW dQ^2 d\phi_e d(\cos\theta^*) d\phi^*} = \frac{N_{ed \rightarrow ed\pi^0}}{N_{faisceau} \times N_{cible} \times \Delta W \Delta Q^2 \Delta \phi_e \Delta(\cos\theta^*) \Delta \phi^*} \times \frac{PS}{eff_d \times eff_c \times eff_P \times (1 - TM) \times F_{opt} \times F_{abs} \times F_{rad}} \quad (6.5)$$

une formule équivalente à l'équation (3.1) Les facteurs sont identiques à ceux du chapitre 3, sauf les termes d'espace de phases, de transmission F_{opt} qui sont décrits dans la partie 6.4, l'efficacité de détection de POLDER, eff_P , décrite dans la partie 6.2.3 et les corrections radiatives que nous n'avons pas considérées ($F_{rad} = 1$).

6.2.1 Identification des événements $ed \rightarrow ed\pi^0$

On applique des coupures sur le temps de vol électron-deuton, l'énergie déposée dans le scintillateur S2 de POLDER et la masse invariante $2.015 < W < 2.350$ GeV. Ces trois critères permettent d'identifier les événements $ed \rightarrow edX$ (voir 6.3), le seuil de création de deux pions étant à $W = M_d + 2M_\pi = 2.125$ GeV.

D'autres coupures moins importantes interviennent également. Afin de s'assurer

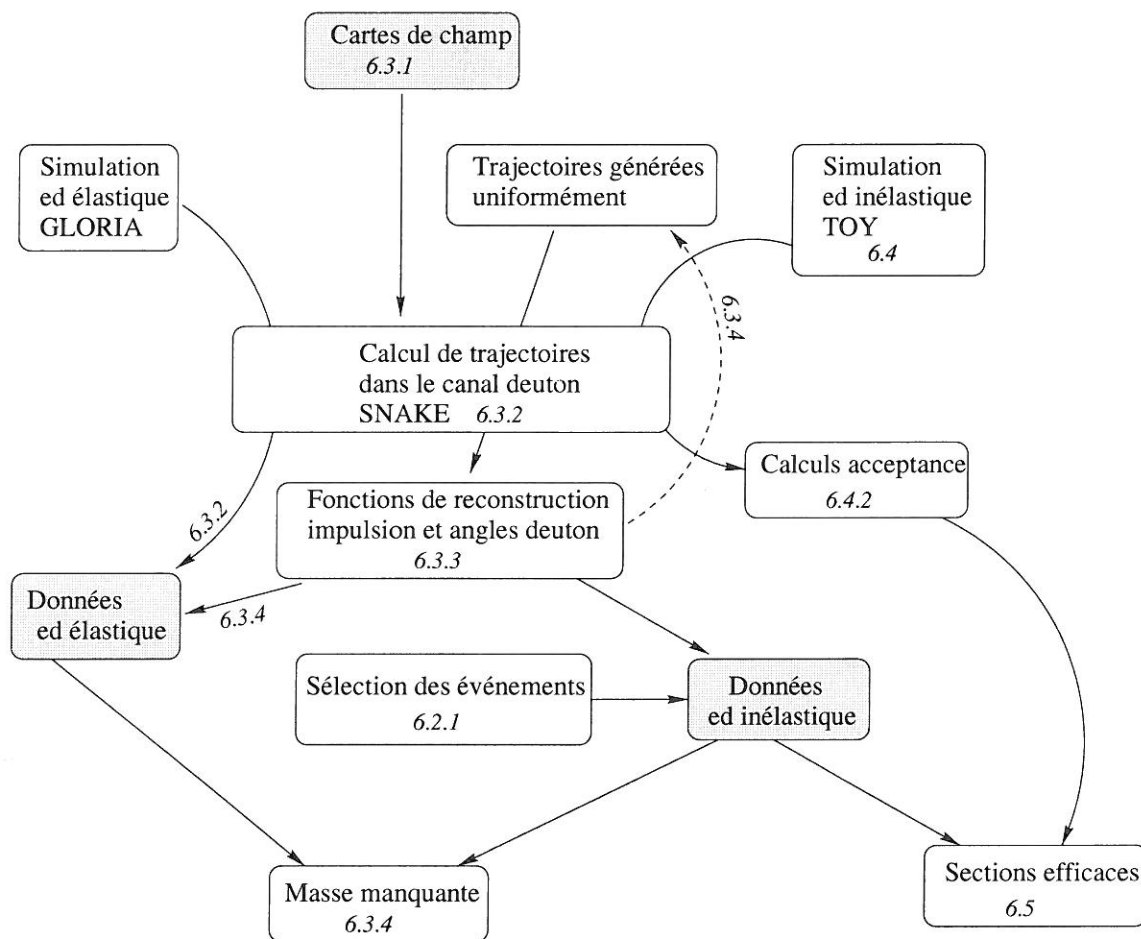


FIG. 6.2 - Diagramme représentant l'analyse des événements d'électroproduction de π^0 . Les numéros indiqués renvoient aux différentes parties de ce chapitre.

qu'on est bien en présence d'un électron, on fait une coupure sur l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique de HMS. De plus, nous avons besoin de l'information des chambres de POLDER. Celles-ci ne peuvent reconstruire une trace que si elles détectent une seule particule par chambre. Enfin on élimine les quelques événements qui sont détectés dans les chambres de POLDER mais dont la trajectoire reconstruite ne passe pas par les scintillateurs.

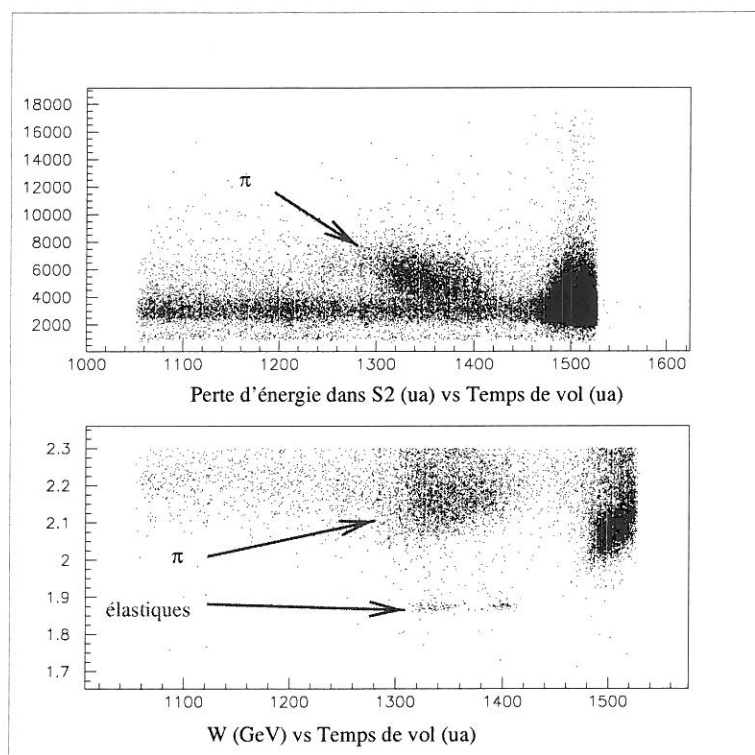


FIG. 6.3 - Identification des événements $ed \rightarrow ed\pi^0$. Le pic à droite correspond à des coïncidences $ed \rightarrow epX$; sur la figure en bas, la plupart des fortuites qui sont des protons, ont été éliminés par la coupure $ADC S2 > 4000$. Les événements fléchés par la lettre π sont identifiés comme de la production de π^0 .

6.2.2 Détermination de l'espace de phases

Les événements doivent être placés dans un espace de phases à 5 dimensions. Q^2 , W et ϕ_e (ce dernier n'intervenant que comme variable muette, car il y a symétrie de la réaction autour de l'axe du faisceau) sont mesurés par le spectromètre HMS. Par contre $\cos\theta^*$ et ϕ^* doivent être déterminés à partir des variables cinématiques du deuton (voir aussi 6.3).

$\cos \theta^*$ est relié à l'énergie du deuton par la relation [129, 130] :

$$\begin{aligned}
& 2 \cos \theta^* \sqrt{\left[\frac{(W^2 - Q^2 - M_d^2)^2}{4W^2} + Q^2 \right] \cdot \left[\frac{(W^2 + M_\pi^2 - M_d^2)^2}{4W^2} - M_\pi^2 \right]} \\
& = 2M_d^2 - 2M_d E_d + Q^2 - M_\pi^2 + \frac{(W^2 - Q^2 - M_d^2)(W^2 + M_\pi^2 - M_d^2)}{2W^2} \quad (6.6)
\end{aligned}$$

L'angle ϕ^* peut être calculé directement à partir de sa définition d'angle entre le plan leptonique et le plan hadronique

$$\cos \phi^* = - \frac{(\vec{k} \times \vec{k}') \cdot (\vec{q} \times \vec{d}')}{|\vec{k} \times \vec{k}'| |\vec{q} \times \vec{d}'|}. \quad (6.7)$$

Ici \vec{d}' représente le vecteur impulsion du deuton diffusé. ϕ^* étant défini sur l'intervalle $[0, 2\pi]$, on regarde si le deuton est émis au dessus ($\phi^* < \pi$) ou en dessous du plan leptonique ($\phi^* > \pi$).

6.2.3 Autres corrections

Efficacité de localisation dans POLDER : L'algorithme qui localise les particules dans les chambres de POLDER exige d'avoir un seul agrégat par chambre à chaque événement. Un événement qui comporte un deuton et une autre trace dans POLDER est donc rejeté. Cette condition ne s'appliquait pas pour les événements $A(Q)$ car l'information sur les chambres de POLDER n'était pas utilisée. Cet effet fait perdre les 6.6 % de deutions qui sont détectés avec une autre particule dans notre cinématique π^0 à 4 GeV.

Coupure ADC S2 : La coupure sur la perte d'énergie des deutions dans S2 est un peu trop haute pour conserver tous les événements, mais l'abaisser signifierait accepter davantage de coïncidences fortuites. En supposant que pour une coupure basse et une soustraction de bruit de fond maîtrisée, le nombre de bons événements soit constant en fonction de la coupure sur S2, on estime la perte due à la condition $\text{ADC S2} > 4000$ à 5 %.

Le produit de ces deux corrections donne le facteur eff_P dans l'équation 6.5.

Soustraction des coïncidences fortuites : Pour chaque élément d'espace de phases considéré, nous avons soustrait aux événements $ed \rightarrow ed\pi^0$ identifiés, des événements repondant aux mêmes coupures mais acquis dans une fenêtre en temps de vol différente et de même largeur. Cette soustraction est équivalente à celle effectuée dans la partie 3.2.1, pour les événements élastiques. A 4.0 GeV, la proportion de coïncidences fortuites est d'environ 5 %.

6.3 La reconstruction dans le canal deuton

Conçu pour amener le maximum de deutons de la diffusion élastique (cf. 2.4.2) sur la cible de POLDER, le canal deuton n'est pas un spectromètre dispersif et son optique n'est pas adaptée à une mesure des impulsions et des angles des particules issues de la cible primaire de deutérium.

De plus cette cible est étendue dans le plan dispersif horizontal. Aussi, dans ce plan et en raisonnant au premier ordre, une seule mesure de la position x_P et de l'angle θ_P dans POLDER ne peut permettre de calculer l'impulsion p_d , l'angle θ_d ainsi que la position du vertex x_c . Nous utilisons donc la détermination de x_c par la trajectoire de l'électron (reconstruction par HMS). La résolution sur cette donnée, pour une cible infiniment mince, est de $\sigma_{x_c} \simeq 1 \text{ mm} / \sin \theta_e = 3.15 \text{ mm}$ à $\theta_{HMS} 18.5^\circ$. Enfin dans le canal deuton, la diffusion multiple dans le sac d'hélium et le scintillateur S1 limite la résolution en impulsion à $\sigma_{p_d}/p_d > 1.1\%$, suivant des estimations préliminaires [131].

Nous disposons de mesures précises des cartes de champ des quatre aimants du canal deuton. La simulation des événements de diffusion élastique (voir référence [34] et aussi la figure 6.4) donne des résultats compatibles avec l'expérience pour les données $A(Q)$ et aussi pour les données t_{20} au moins pour la cinématique 5 (optique identique à la configuration à 4 GeV pour $ed \rightarrow ed\pi^0$). Cependant l'acceptance du canal deuton est plus grande que celle couverte par les événements élastiques (voir 6.3.3). Ceci induit une imprécision sur le terme F_{opt} qui sera traduite dans les erreurs (section 6.6).

6.3.1 Normalisation des cartes de champs

Nous disposons de cartes de champ mesurées des quatre aimants du canal deuton à des champs proches des conditions d'utilisation pour les données π^0 . Nous avons normalisé les cartes pour reproduire les champs mesurés pendant la prise de données.

Dans un premier temps [34], les cartes de champ mesurées à un courant I_{cc} sont normalisées pour les conditions de la cinématique élastique 5. Puis un facteur additionnel de normalisation, $f = B(I_5)/B(I_{cc})$, est appliqué avant utilisation dans la simulation et la reconstruction (voir tableau 6.2).

6.3.2 Calculs de trajectoire dans le canal deuton

Dans un premier temps nous avons utilisé un générateur d'événements de diffusion élastique (programme GLORIA) pour générer un ensemble de trajectoires de deutons avant le DC. Ensuite ces deutons sont propagés par le programme de calcul de trajectoires SNAKE dans le canal deuton. Au niveau de POLDER, le programme vérifie que les trajectoires passent par S1 et S2 et calcule les coordonnées sur les chambres de POLDER. Il ne reste plus qu'à comparer avec les données et

TAB. 6.2 - Normalisation des champs dans le DC.

aimant	carte de champs	cinématique 5	cinématique π^0 (4 GeV)	
	$I_{cc}(A)$	$I_5(A)$	$I(A)$	f
Q1	1000	909.1	860.5	0.952
Q2	960	960.1	910.0	0.950
Q3	300	310.1	293.6	0.947
D	615	615.0	582.0	0.965

vérifier que nous avons des distributions semblables (voir figure 6.4). Des différences en position horizontale de l'ordre de 5 mm impliquent une erreur systématique sur l'impulsion reconstruite de l'ordre de 0.5 %.

6.3.3 Recherche de fonctions de reconstruction

Dans un deuxième temps nous avons utilisé des trajectoires totalement aléatoires en entrée de SNAKE (spectre blanc). Avec un échantillon de 2000 trajectoires, nous avons essayé de paramétrer p_d l'impulsion du deuton, θ_c et ϕ_c comme trois fonctions des coordonnées sur la première chambre à fils de POLDER $x_P, \theta_P, y_P, \phi_P$ et de la position à la cible x_c . Signalons qu'à la limite $y_c = 0$, ϕ_P et y_P ne sont pas des variables indépendantes. Ici $\theta = \frac{dx}{dz}$ (resp. $\phi = \frac{dy}{dz}$) représente la déviation horizontale (resp. verticale) décrite par le deuton lorsqu'il parcourt la distance dz sur sa trajectoire.

$$X = \sum_{ijklm} C_{ijklm}(X) x_P^i \theta_P^j x_c^k y_P^l \phi_P^m, \quad (6.8)$$

avec $X = p_d, \theta_c, \phi_c$. Pour des raisons de symétrie, les contraintes complémentaires suivantes sont appliquées : pour p_d et θ_c , $l + m$ est pair et pour ϕ_c , $i + j + k$ est pair.

Les angles reconstruits sont reliés aux angles de diffusion du deuton dans le laboratoire par les relations suivantes :

$$\cos \theta_d = \frac{\theta_c \sin(\theta_d^0) + \cos(\theta_d^0)}{\sqrt{1 + \theta_c^2 + \phi_c^2}} \quad (6.9)$$

$$\tan \phi_d = \frac{\phi_c}{\theta_c \cos(\theta_d^0) + \sin(\theta_d^0)} \quad (6.10)$$

avec θ_d^0 l'angle central du canal deuton, soit 60.5 degrés.

Les coefficients $C_{ijklm}(X)$ sont calculés par un programme de minimisation, MUDIFI [132, 133], conçu pour des paramétrisations par des polynômes de plusieurs

variables (équation 6.8). MUDIFI donne une estimation de la qualité de la paramétrisation obtenue par la valeur moyenne des résidus ($E(X - \bar{X})$) et la variance des résidus ($\sigma(X - \bar{X})$) (voir dans le tableau 6.3).

TAB. 6.3 - Résultats des minimisations obtenus par MUDIFI. La ligne $\sigma(X)$ représente la dispersion initiale des données ; la comparaison entre cette ligne et la ligne $\sigma(X - \bar{X})$ indique le gain obtenu par la reconstruction. Unités : GeV/c et rd.

variable (X)	p_d	θ_c	ϕ_c
nombre de paramètres	15	12	15
$E(X - \bar{X})$	$-0.2 \cdot 10^{-4}$	$-0.1 \cdot 10^{-4}$	$-0.3 \cdot 10^{-4}$
$\sigma(X)$	0.08	0.02	0.06
$\sigma(X - \bar{X})$	0.006	0.003	0.002

Une complication complémentaire vient de l'optique. Comme on peut le voir sur la figure 6.5, la simulation prévoit en effet la transmission de particules d'impulsion beaucoup plus basse que l'impulsion nominale, par le jeu de trajectoires très excentrées. Ces particules qui passent globalement près des pôles des aimants, sont sensibles aux contributions de termes d'ordre élevé des champs magnétiques. Elles se sont révélées totalement impossibles à reconstruire. Nous avons donc éliminé ces événements, en coupant après le canal deuton sur l'angle horizontal dans POLDER ($\theta_P > 0$). Cette sélection permet de ne retenir que les particules de plus haute impulsion qui, elles, peuvent être reconstruites.

Pour des données réelles, les impulsions obtenues par (6.8) sont corrigées de l'effet de la perte d'énergie (principalement dans la cible de LD₂). Cette correction est de 9 MeV/c.

6.3.4 Tests de la reconstruction des deutons

Une première vérification concerne la cohérence de la méthode. La reconstruction est testée sur des événements $e d \rightarrow e d \pi^0$ simulés (voir partie 6.4). Les résultats sont comparables avec ceux du tableau 6.3.

Dans une deuxième étape, nous avons effectué une comparaison avec des données élastiques (données prises pour l'expérience t₂₀ avec une cible étendue de 12.4 cm). Grâce à la cinématique à deux corps, on peut calculer les angles et l'impulsion des deutons à partir de l'électron (en négligeant les corrections radiatives). On a alors θ_d en fonction de θ_e :

$$\sin^2(\theta_d) = \frac{\cos^2(\theta_e/2)}{1 + (\mu + \mu^2/4) \sin^2(\theta_e/2)} \quad (6.11)$$

avec $\mu = 2E/M_d$ et ϕ_d en fonction de ϕ_e :

$$\phi_d = \phi_e + \pi \quad (6.12)$$

Ces comparaisons sont illustrées sur la figure 6.6 et résumées dans le tableau 6.4.

TAB. 6.4 - *Comparaison entre les reconstructions avec HMS et avec DC sur une cinématique à deux corps. On peut comparer ces résultats au tableau 6.3 et voir l'effet de la résolution dans le cas expérimental.*

variable(X)	$p_d(\text{GeV}/c)$	$\theta_c(\text{rad})$	$\phi_c(\text{rad})$
$E(X - X)$	$-0.4 \cdot 10^{-2}$	$0.6 \cdot 10^{-2}$	$-0.4 \cdot 10^{-3}$
$\sigma(X)$	0.047	0.013	0.03
$\sigma(X - X)$	0.014	0.008	0.02

Par ailleurs la masse manquante M_X de la réaction $ed \rightarrow edX$:

$$\begin{aligned} M_X^2 = & (E + M_d - E' - E_d)^2 - (E - E' \cos \theta_e - p_d \cos \theta_d)^2 \\ & - (E' \sin \theta_e \cos \phi_e + p_d \sin \theta_d \cos \phi_d)^2 \\ & - (E' \sin \theta_e \sin \phi_e + p_d \sin \theta_d \sin \phi_d)^2 \end{aligned} \quad (6.13)$$

doit être nulle pour des événements élastiques.

Enfin, dans une troisième phase, nous avons utilisé les données réelles de production de π^0 . Celles-ci nous donnent un dernier moyen de vérification par l'intermédiaire d'événements de diffusion élastique présents en bordure d'acceptance (on peut les voir sur la figure 6.3). Ces événements ressortent dans un spectre en masse manquante comme un pic à $M_X = 0$, alors que les événements d'électroproduction de π^0 forment un pic distinct à $M_X \simeq 0.140$ GeV (voir figure 6.7). En l'absence de reconstruction, si on utilise pour tous les événements l'impulsion et l'angle centraux du canal deuton, la dispersion du pic π^0 en masse manquante est de $\sigma = 0.01$ (GeV)². La reconstruction permet de réduire cette dispersion à $\sigma = 0.006$ (GeV)². Elle ne permet donc qu'une amélioration modeste de la détermination des trajectoires des deutons.

On peut également noter que la résolution en M_X n'est pas uniforme sur toute l'acceptance (figure 6.8).

La reconstruction de ϕ^* est particulièrement ardue. En effet cette variable est calculée par l'équation (6.7) qui utilise les trois variables reconstruites p_d , θ_d et ϕ_d . Il convient aussi de noter que plus le π^0 est émis près du seuil, plus l'impulsion relative entre le π^0 et le deuton est faible et donc moins la trajectoire du deuton dépend de l'angle ϕ^* .

6.4 La simulation

Pour étudier une réaction dans un espace de phases complexe, il est nécessaire de disposer d'une simulation. Mais sans prédiction théorique, il n'est pas possible de comparer la forme des distributions entre données et simulation. Toutefois la simulation permet de tester la cohérence de l'analyse (en particulier on peut vérifier qu'il n'y a pas d'événements à des endroits où la simulation n'en prévoit pas, voir les figures 6.9), et de corriger des effets d'acceptance.

6.4.1 Etapes de calcul

La simulation se décompose en trois programmes séparés :

- un programme en C++, TOY
 1. Tirage aléatoire de la position du vertex en tenant compte de la taille de la cible (12.4 cm) et du *raster* (± 2 mm verticalement, ± 1 mm horizontalement).
 2. Tirage aléatoire de l'énergie et des angles de l'électron diffusé : tirage uniforme dans ± 10 %, ± 50 mr (horizontal), ± 150 mr (vertical).
 3. Calcul de la masse invariante W , coupure à $W > M_d + M_{\pi^0}$.
 4. Calcul de quadrivecteur du $\gamma^* = (E - E', \vec{q})$.
 5. Tirage aléatoire des angles du π^0 dans le centre de masse ; $\cos \theta^*$ entre -1 et 1 et ϕ^* entre 0 et 2π .
 6. Calcul du quadrivecteur du deuton dans le centre de masse.
 7. Calcul des quadrivecteurs du deuton et du π^0 dans le référentiel du laboratoire.
 8. (Optionnel) Test sur la section efficace pour donner une forme aux distributions.
 9. Coupure sur le collimateur du DC ± 5.95 cm (H) et ± 5.6 cm (V) à 43 cm de la cible.
- un programme FORTRAN, *MC_HMS*
 10. transport des particules dans HMS, à partir d'une modélisation matricielle de l'optique, exactement de la même façon que dans la partie 3.5.2.
- un programme FORTRAN *SNAKE*
 11. transport des deutons par calcul de trajectoires (*raytracing*).

6.4.2 Le calcul de transmission

On utilise aussi la simulation pour effectuer le calcul de la transmission, ce qui revient à évaluer le coefficient $F_{opt}(W, Q^2, \phi_e, \cos \theta^*, \phi^*)$ dans l'équation (6.5). Cela s'effectue exactement comme à la section 3.5.2, simplement l'espace de phases considéré est plus complexe et découpé par l'analyse. On génère une distribution uniforme à la cible. Celle-ci est ensuite propagée dans le DC et dans HMS. L'espace de phases est ensuite divisé en petits éléments $\Delta W \times \Delta Q^2 \times \Delta \phi_e \times \Delta \phi^* \times \Delta(\cos \theta^*)$. La largeur des éléments d'espace de phases a été ajustée pour avoir une statistique minimale avec les données (voir tableau 6.5). Pour $\Delta \phi_e$ la taille est limitée par l'acceptance de HMS et la valeur donnée ici correspond à celle utilisée à la génération par le Monte Carlo. Pour ϕ^* l'acceptance est fortement limitée par le canal deuton et seuls les deutons émis d'un coté du γ^* sont transmis. La distribution d'acceptance est donc piquée sur $\phi^* = 0 [2\pi]$. La reconstruction sur ϕ^* étant médiocre, nous avons considéré un seul élément d'espace de phases sur cette variable. Sa taille est choisie telle que la simulation prévoit que pratiquement tous les événements y soient inclus.

TAB. 6.5 - Nombre d'éléments d'acceptance et leur largeur

Variable	Largeur	Nombre	Coupure
ΔW	40. MeV	5	à l'analyse
ΔQ^2	0.1 (GeV/c) ²	6	à l'analyse
$\Delta \phi_e$	0.3 rad	1	à la génération
$\Delta(\cos \theta^*)$	0.2	10	à l'analyse
$\Delta \phi^*$	$2\pi/3$ rad	1	par l'acceptance

Pour chaque élément on calcule une transmission F_{opt} ,

$$F_{opt} = \frac{N_{transmis}}{N_{générés}}, \quad (6.14)$$

ainsi qu'une erreur statistique de type binomiale sur la transmission ΔF_{opt} :

$$\Delta F_{opt} = \sqrt{\frac{F_{opt} \times (1 - F_{opt})}{N_{générés}}} \quad (6.15)$$

Typiquement le facteur F_{opt} est compris entre 0.2 et 0.02. Ce facteur est toujours sensiblement plus petit que 1 et ce, pour deux raisons: d'une part, les intervalles $\Delta \phi_e$ et $\Delta \phi^*$ de génération sont plus grands que l'acceptance réelle, d'autre part, pour tous les éléments d'espace de phases, l'acceptance décroît très vite sur les bords de la cible. La longueur effective de la cible n'est que d'environ la moitié de la longueur réelle. Rétrospectivement on peut dire qu'il aurait sans doute été plus favorable d'utiliser la cible de 4.4 cm de deutérium et un courant plus intense (la reconstruction aurait également été simplifiée).

L'effet de cette correction peut être vu par les différences entre les figures 6.10 et 6.11. Il n'est pas facile d'estimer une erreur rigoureuse sur ce facteur sans une calibration de l'acceptance. En considérant les points de la figure 6.11, nous avons estimé grossièrement qu'une erreur sur la section efficace de 20 %, permet d'avoir une cohérence entre les points de différents éléments d'espace de phases.

6.5 Résultats

Deux cinématiques (tableau 6.1) ont été mesurées de façon exploratoire pendant la prise de données. Les données à 1.6 GeV se sont révélées impossibles à analyser. En effet elles comprennent une forte proportion de coïncidences fortuites et, une fois les coupures nécessaires à la reconstruction effectuées (en particulier sur θ_P), seule une faible partie de la statistique reste disponible.

Pour les données à 4.050 GeV, les distributions de comptage sont présentées avec leurs erreurs statistiques sur la figure 6.10. Une fois normalisées et les corrections d'acceptance prises en compte, on obtient des sections efficaces intégrées sur les petits éléments d'espace de phases définis dans le tableau 6.5. Les résultats sont présentés figures 6.11 et 6.12. L'intégration sur une petite tranche de ϕ_e , ne doit pas poser de problème. En ϕ^* , les données sont intégrées sur $[-\pi/3, \pi/3]$.

Dans les 40 MeV au dessus du seuil, on mesure très peu d'événements alors que la transmission prévue par la simulation est non nulle, ce qui est une indication d'une section efficace faible (remarquons toutefois qu'à cause de la coupure en $\theta_P > 0$, la transmission est plus faible près du seuil). Au contraire, pour des masses invariantes de l'ordre de 2150 MeV, on constate une augmentation de la section efficace due au Δ . La dépendance en $\cos\theta^*$ qui permet de voir l'influence des différentes ondes partielles est marquée; les distributions sont décroissantes en $\cos\theta^*$ et cette dépendance paraît être moins forte à petit W et à grand Q^2 . On peut noter aussi (figure 6.12) que la dépendance en Q^2 s'inverse pour $\cos\theta^*$ passant par 0.

L'annexe E contient tous les résultats numériques.

6.6 Erreurs

Pour des mesures aussi approximatives, il n'est pas utile de faire le même type d'étude des erreurs que pour la mesure de $A(Q)$. L'estimation des erreurs est simplifiée par la grande incertitude sur certains facteurs de l'équation (6.5). Les facteurs provenant de l'étude de $A(Q)$ sont connus avec une précision de quelques pourcents au contraire de F_{opt} et F_{rad} qui possèdent une incertitude beaucoup plus grande. Ces derniers sont donc les facteurs limitants.

Pour connaître l'erreur sur la section efficace, nous avons tiré parti des événements de diffusion élastique $e + d \rightarrow e + d$ présents dans les données. En utilisant exactement la même méthode que pour les événements π^0 , nous avons calculé une section

efficace de diffusion élastique. Celle-ci est trouvée égale à 1.8 pb/sr, alors que la paramétrisation de la partie 4.3.3 nous donne 2.6 pb/sr, soit une erreur de 30 %. Cela nous donne une indication des limites de notre méthode. Celles-ci proviennent de façon dominante de l'incertitude sur la transmission dans les différents éléments d'espace de phases. En principe les événements de diffusion élastique dans les données π^0 étant situés en limite d'acceptance, l'erreur sur cette mesure devrait être maximisée.

Prudemment, nous avons estimé que l'erreur sur les mesures se décomposait comme suit :

- une erreur sur la normalisation de l'ensemble des données : 30 % (non représentée sur les figures).
- une erreur sur la correction d'acceptance relative (élément par élément) : 20 %.
- une erreur statistique : variant de 10 % à 30 %.

6.7 Futur de l'électroproduction de π^0 sur le deuton

Pour exploiter plus avant les résultats de cette expérience, l'étape suivante consisterait à inclure une section efficace réaliste dans des calculs de Monte Carlo et à essayer de reproduire les distributions expérimentales. Etant données les incertitudes expérimentales et le fait que les modèles théoriques probables (du type lagrangien effectif) comportent quelques paramètres, nos données ne peuvent prétendre constituer un test définitif sur le sujet.

Des expériences spécifiques pourraient avoir lieu prochainement à Jefferson Lab [134] ou à MAMI [119] pour mesurer l'électroproduction de π^0 sur le deuton. A voir la petite portion d'espace de phases couverte par nos données, on peut penser qu'il importerait d'augmenter l'acceptance. Cela permettrait d'obtenir des distributions complètes en θ^* et de pouvoir intégrer sur ϕ^* et ainsi de contraindre plus fortement les modèles d'électroproduction de π^0 à venir.

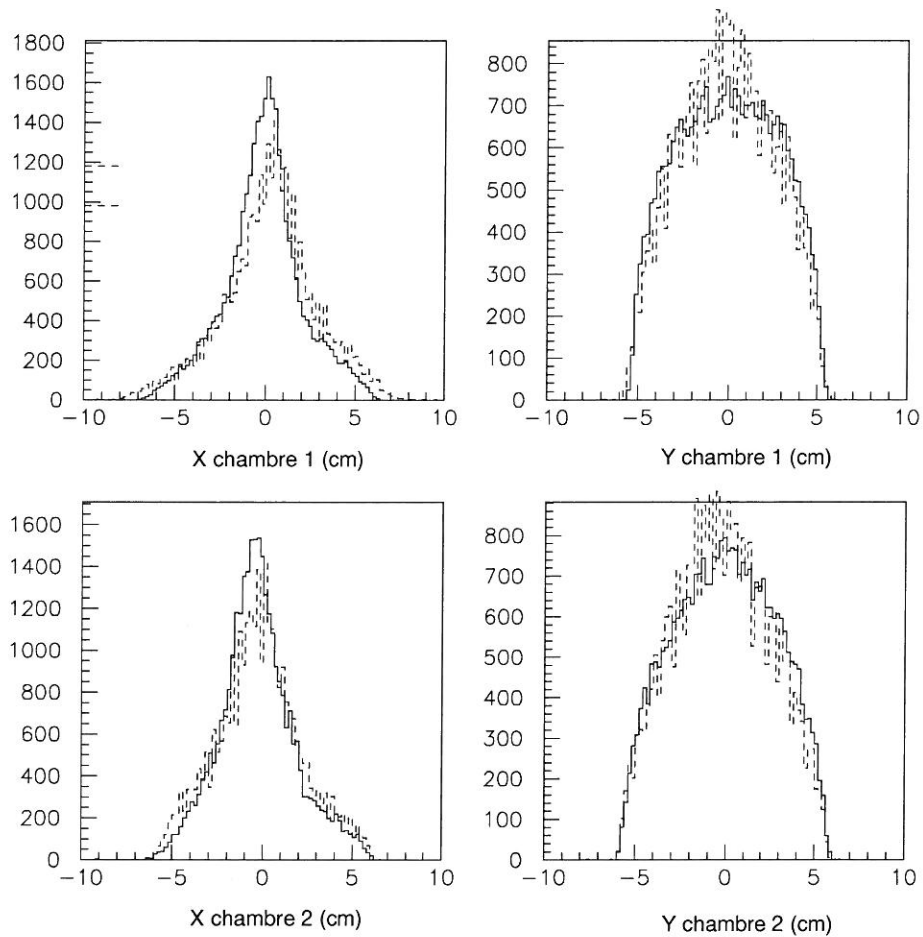


FIG. 6.4 - Simulation d'événements de diffusion élastique électron-deuton pour la cinématique 5 (optique la plus proche de celle utilisée pour les mesures de production de π^0). Les événements ont été générés par GLORIA, transportés dans HMS et le canal deuton. Les distributions simulées sont en trait plein et les distributions mesurées en trait pointillé.

En haut : les positions horizontale X et verticale Y sur la chambre 1 de POLDER.

En bas : même chose sur la chambre 2.

Les distributions sont normalisées au même nombre d'événements.

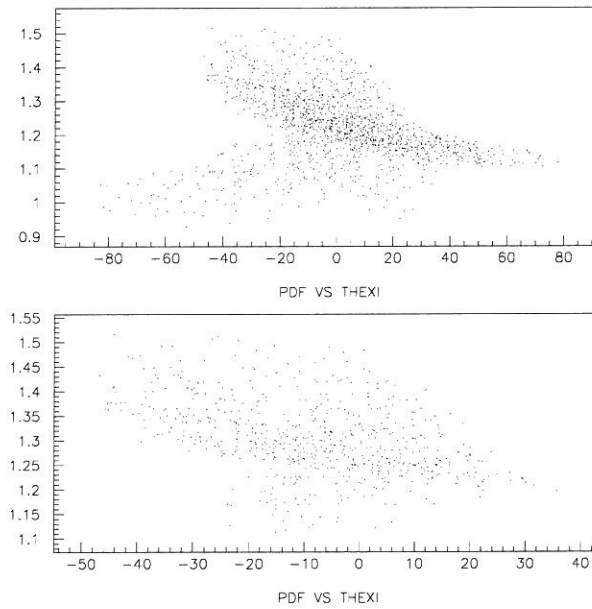


FIG. 6.5 - Simulation d'événements complètement aléatoires dans le canal deuton, graphe de p_d (PDF en GeV/c sur la figure) en fonction de $\frac{dx}{dz_c}$ (THEXI, angle horizontal sur la figure).

En haut tous les événements sont acceptés et il existe une queue d'événements de basse énergie qui rend impossible toute reconstruction.

En bas, la même chose après une coupure sur $\theta_P > 0$. Dans ces conditions il est possible de paramétrer les trajectoires dans le canal deuton.

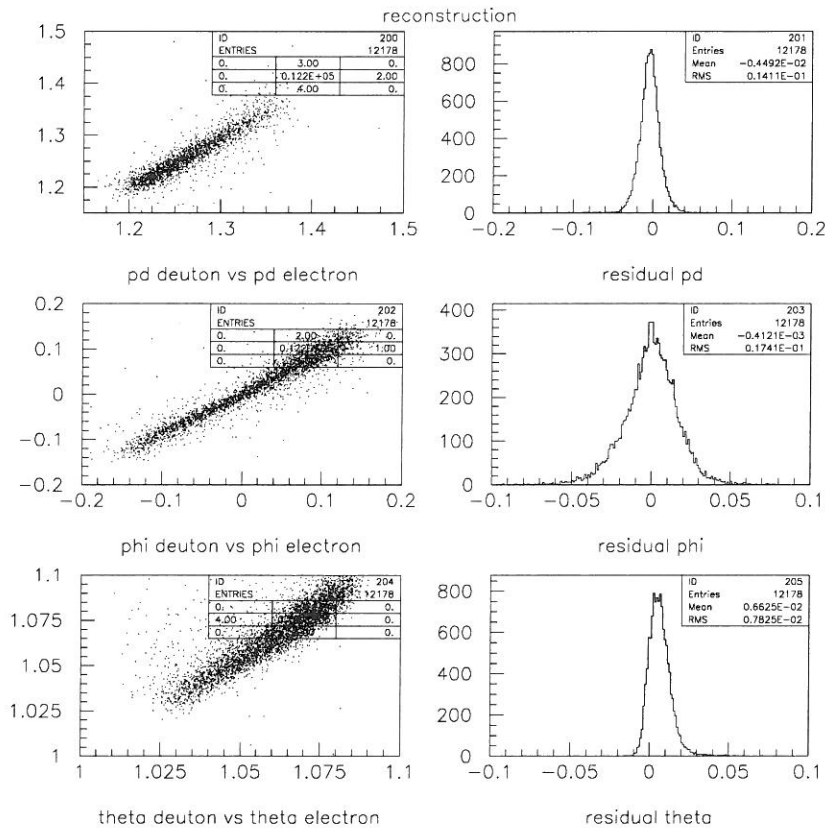


FIG. 6.6 - Reconstruction des données élastiques à 3.2 GeV (optique magnétique la plus proche de celle utilisée pour les données π^0).

A gauche comparaison entre l'impulsion (**pd** en GeV/c), l'angle vertical ϕ_d (**phi** en rd) et l'angle horizontal θ_d (**theta** en rd) calculé à la fois par le canal deuteron et HMS.

A droite la différence entre ces deux reconstructions (**residual**).

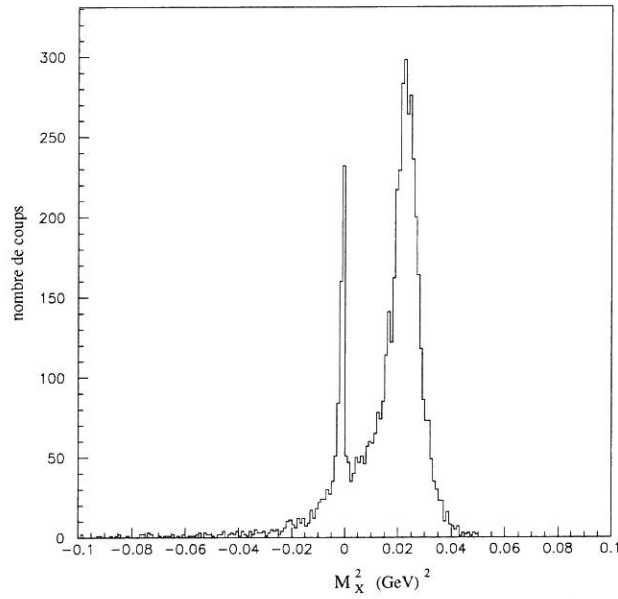


FIG. 6.7 - Carré de la masse manquante calculé sur les données π^0 . On distingue clairement le pic élastique (état final d), ainsi que celui plus large des π^0 (état final $d + \pi^0$), pour $M_X^2 \approx 0.140^2 \text{ GeV}^2$.

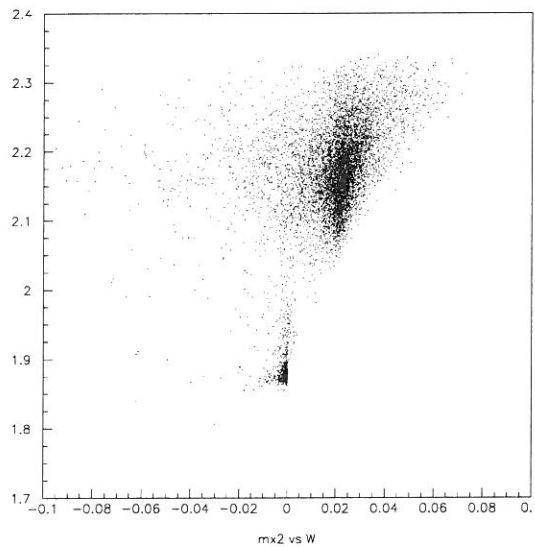


FIG. 6.8 - Masse invariante W (en GeV) en fonction du carré de la masse manquante (en GeV^2), calculés sur les données π^0 . La résolution en M_X se dégrade à grand W .

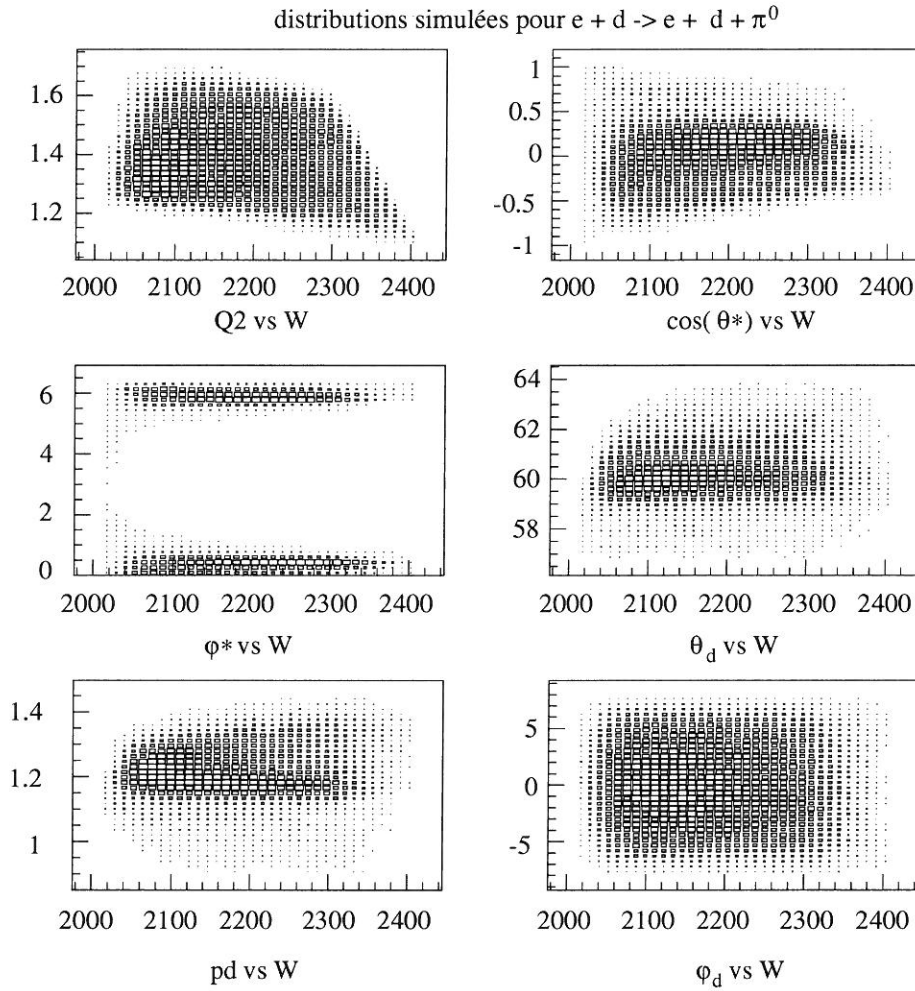


FIG. 6.9 - Exemple de simulation pour π^0 à 4.05 GeV. Les distributions sont indiquées en fonction de W en MeV, Q^2 en $(\text{GeV}/c)^2$, ϕ^* en rad, p_d en GeV/c, θ_d et ϕ_d en degrés. Les événements générés prennent en compte la section efficace "minimale" due au flux de photons (équation 6.4) et à un terme d'espace de phase proportionnel à l'impulsion du π^0 dans le système du centre de masse. On peut noter que l'acceptance en ϕ^* est piquée à $\phi^*=0$ [2π]

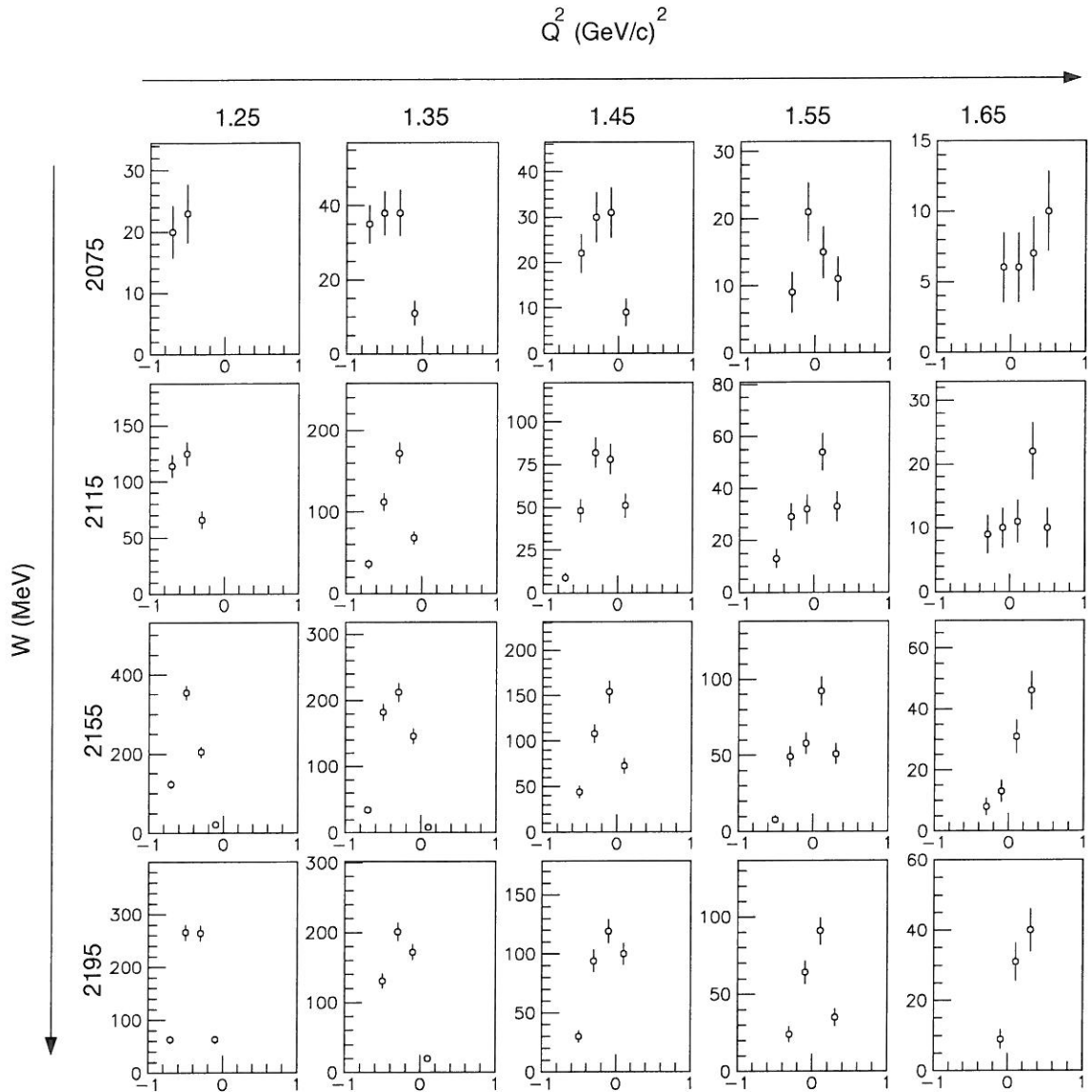


FIG. 6.10 - Nombre de coups mesurés pour $ed \rightarrow ed\pi^0$ en fonction de $\cos \theta^*$, pour différentes valeurs centrales de W (indiquées à gauche) et Q^2 (indiquées en haut). Les barres d'erreurs sont purement statistiques. Les distributions sont fortement modifiées par l'acceptance et doivent être corrigées pour pouvoir en extraire un information physique.

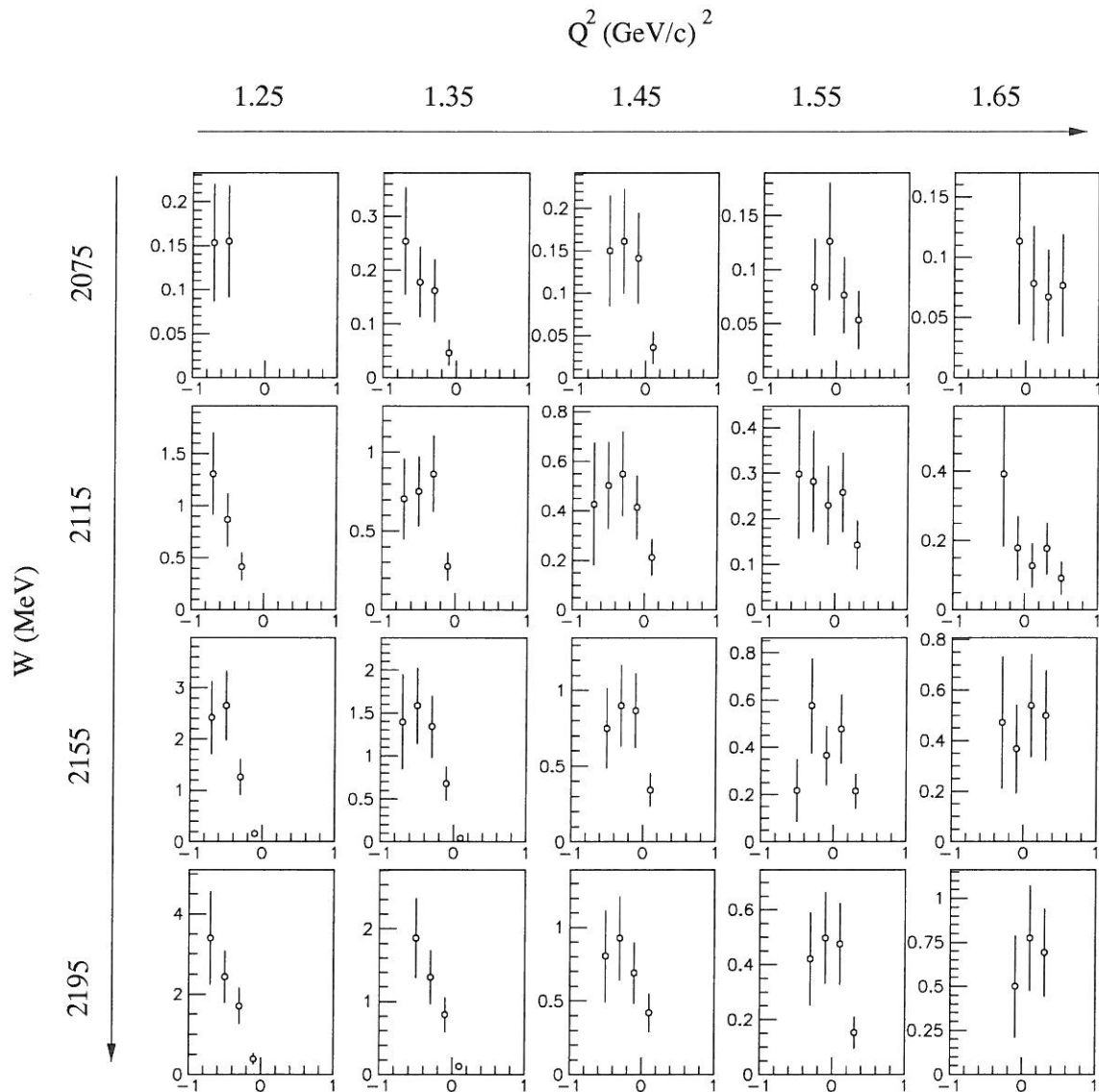


FIG. 6.11 - Sections efficaces 5 fois différentielle $e d \rightarrow e d \pi^0$ en $\text{pb}/\text{rad}/\text{sr}/(\text{GeV})^3$ en fonction de $\cos(\theta^*)$. Les barres d'erreurs représentent l'erreur statistique combinée linéairement avec les 20 % d'erreur d'acceptance, sinon même présentation que figure précédente.

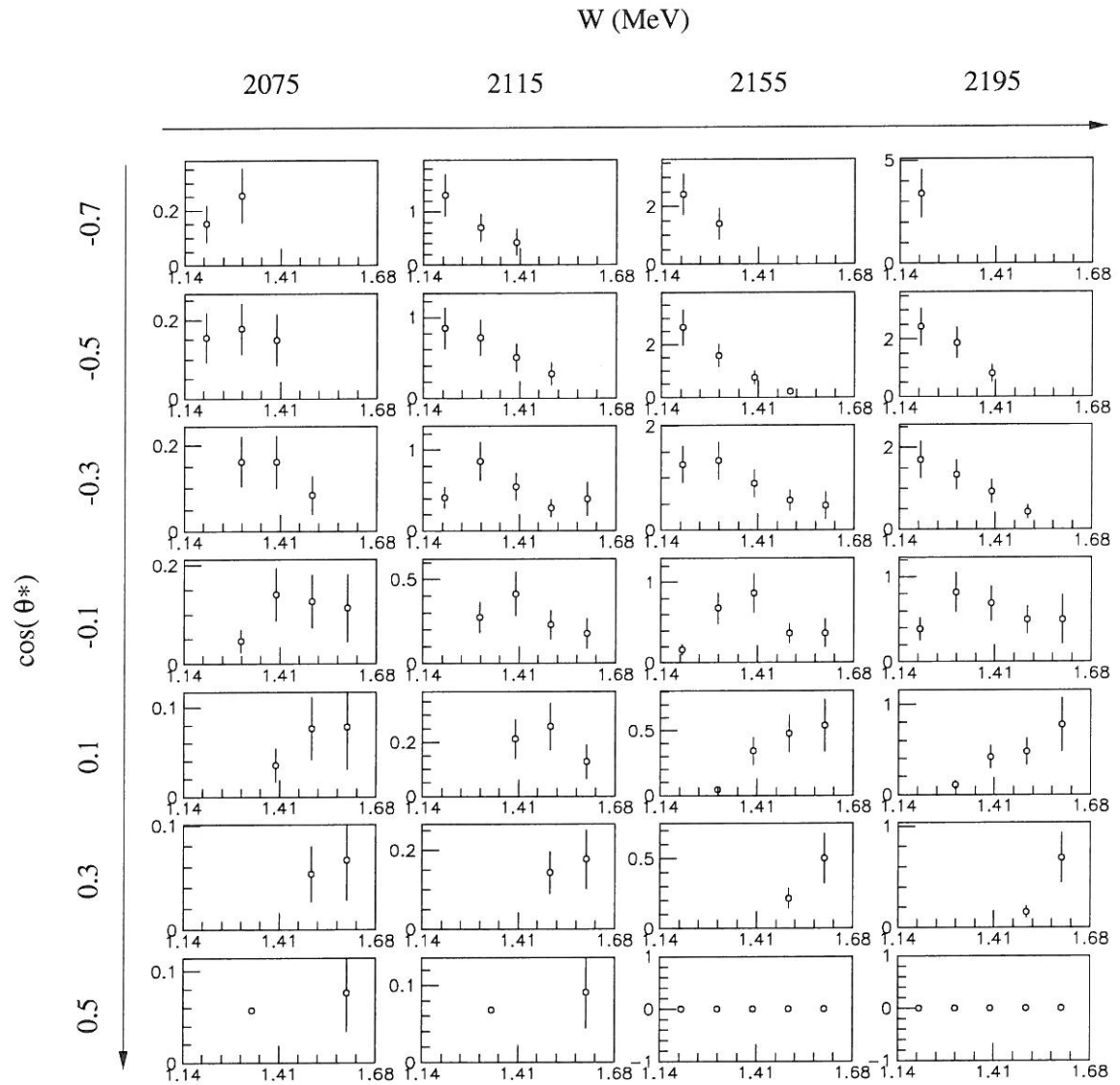


FIG. 6.12 - Sections efficaces 5 fois différentielle $e d \rightarrow e d \pi^0$ en $\text{pb/rad/sr}/(\text{GeV})^3$ en fonction de Q^2 (GeV/c)², pour différentes valeurs centrales de W (indiquées en haut) et $\cos\theta^*$ (indiquées à gauche). Sinon voir figure précédente.

Conclusion

Pour terminer ce travail, il convient de revenir sur les résultats obtenus et résumer les conclusions partielles présentées dans le texte.

Depuis les travaux pionniers de Hofstadter, le deuton est l'un des objets les plus étudiés, en physique nucléaire, avec la sonde électromagnétique. La mise en service du Jefferson Laboratory, de son faisceau d'électrons continu et de ses halls expérimentaux que nous avons décrits dans le chapitre 2, a permis de continuer l'étude de la structure du deuton. Dans ce cadre, nous avons effectué de nouvelles mesures de sections efficaces absolues de la diffusion élastique électron-deuton. Ces mesures permettent d'obtenir la fonction de structure élastique $A(Q)$ pour des transferts compris entre 0.66 et 1.80 GeV/c² et avec une précision d'environ 5 %. Le protocole expérimental a été décrit dans le chapitre 3 et les données elles-mêmes résumées dans le chapitre 4. Elles accèdent à une tendance "haute" de $A(Q)$ contrairement aux données de Cramer et Elias. D'autres mesures récentes de $A(Q)$ dans la même zone cinématique confirment la même tendance mais présentent un désaccord systématique d'environ 10 % qui n'a pas pu être compris. Nos mesures combinées avec celles de t_{20} permettent d'extraire les facteurs de forme G_C et G_Q avec une bonne précision. Au total ces nouvelles mesures étendent notre vision du système de deux nucléons liés jusqu'à des moments transférés de 1.8 (GeV/c)².

Dans le chapitre 5, nous avons vu que dans le même temps, les travaux théoriques, relativistes ou non, décrivant le deuton en terme de nucléons et de mésons ont continué à s'affiner. Les différences relatives entre les modèles récents sont faibles et ces modèles ont prédit avec une bonne précision nos données. Toutefois à cause des approximations utilisées et de la liberté laissée par le courant d'échange $\rho\pi\gamma$, il est difficile d'affirmer qu'il s'agit d'approches équivalentes. Par contre les prédictions de la chromodynamique quantique perturbative, qui semblent ne pas s'appliquer en dessous de 2 (GeV/c)² d'après les mesures de t_{20} , reproduisent assez bien la tendance de $A(Q)$ à partir de ce transfert.

Dans le chapitre 6, nous avons vu qu'une nouvelle voie d'étude du deuton pourrait s'ouvrir avec l'électroproduction cohérente de π^0 (où d'autres mésons pseudo-scalaires) sur le deuton. Comme nous l'avons montré, la mesure expérimentale de ce processus est désormais possible. Mais il n'existe à ce jour que peu de travaux

théoriques sur le sujet. A cause de la complexité du processus, toute interprétation physique exigera plus d'approximations que dans le cas de la diffusion élastique.

Annexe A

Calcul de la section efficace totale deuton-noyau

L'objet de cette étude est d'estimer les pertes des deutons dans le canal magnétique. En effet avant de parvenir jusqu'à POLDER, les deutons après diffusion élastique traversent un certain nombre de milieux, et pour une mesure précise de $A(Q)$, il est important de maîtriser avec précision cette absorption. Devant le manque de données expérimentales disponibles aux énergies qui nous concernent (entre 150 et 500 MeV d'énergie cinétique deuton), nous avons fait des estimations grâce au modèle microscopique de Glauber. Bien qu'appuyé sur des considérations physiques pour des énergies beaucoup plus élevées, ce modèle a été appliqué jusqu'à des énergies aussi basses que 30 MeV par nucléon.

A.1 La matière traversée

Dans un premier temps, il paraît intéressant de recenser toute la matière que traversent les deutons du vertex aux scintillateurs de POLDER (voir le tableau A.1).

Il faut remarquer que la dernière partie de 50 cm intervient peu dans l'absorption. En effet la réaction la plus probable y est la cassure du deuton (*breakup*). Si celle-ci se passe après le canal magnétique, elle produira un proton émis à angle avant avec la même vitesse. Dans les scintillateurs de POLDER qui servent à l'identification, ce proton aura la même perte d'énergie qu'un deuton. L'événement correspondant ne sera donc pas perdu.

A.2 Le modèle de Glauber

Le modèle de Glauber¹ est une approche de la diffusion multiple nucléon-nucléon ou noyau-noyau dans une approximation dite "eikonale", appliquée avec succès aux

1. voir par exemple les références [135] ou [136]

TAB. A.1 - *Liste des matériaux sur le passage des deutons.*

objet	matériau	épaisseur (cm)
liquide cryogénique	Deuterium liquide	3.648
paroi de la cible	Aluminium	0.0127
isolation	Aluminium	0.0038
paroi de la chambre à vide	Kevlar	0.015
(Jusqu'à 3.2 GeV inclus)	Mylar	0.0038
(Après 3.2 GeV)	Aluminium	0.002
espace avant le sac d'hélium	Air	50
fenêtre du sac d'hélium	Mylar	0.03
sac d'hélium	Hélium gaz	775
fenêtre du sac d'hélium	Mylar	0.03
air après le sac d'hélium	Air	50

données depuis les années 50. Il s'apparente à la diffusion de Fraunhofer en optique. Il s'appuie sur deux hypothèses fondamentales :

- d'une part, la longueur d'onde associée à la particule incidente est suffisamment petite par rapport au rayon du noyau cible pour qu'on puisse faire l'approximation d'un phénomène diffractif. On peut alors intégrer sur toutes les ondes partielles, ce qui, pratiquement, est fait en intégrant sur le paramètre d'impact.
- d'autre part, l'énergie de la particule incidente est suffisamment grande par rapport au potentiel entre le noyau cible c et le noyau projectile p , ce qui permet de négliger les mouvements des nucléons et les excitations.

Une façon simple de traiter le modèle de Glauber est de se placer à la limite optique. Dans ces conditions on peut négliger les termes du second ordre en $(a/R)^2$ (où a est la portée de l'interaction NN et R le rayon du noyau) et considérer que les noyaux sont constitués de particules indépendantes. Cela permet de s'affranchir du problème à N corps et d'utiliser l'amplitude nucléon-nucléon libre.

Les calculs de sections efficaces différentielles p+d élastique ou de réaction ont constitué un test important pour le modèle de Glauber dans les années 70. La structure en spin de l'interaction nucléon-nucléon et du deuton constitue ici une complication. Cependant, pour la seule description des sections efficaces totales, elle peut être ignorée.

Les calculs qui vont suivre demandent de bien connaître la densité de matière du deuton qui est extraite de la densité de charge du deuton. Cette dernière variable est directement reliée aux facteurs de forme de charge. En effet on définit en général le facteur de forme par la transformée de Fourier de la densité (approximation non relativiste) :

$$S(\vec{q}) = \int \rho_{charge}(\vec{x}) e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}} d\vec{x} \quad (\text{A.1})$$

et dans le cas du deuton

$$S(q) = \frac{\sqrt{A(2q)}}{G_E^p(2q) + G_E^n(2q)} \quad (\text{A.2})$$

Mais seule la partie déjà mesurée à bas transfert contribue.

A.3 Application aux sections efficaces totales deuton-noyau

Les calculs ci-dessous sont inspirés pour l'essentiel des références [137] et [138].

Dans le cadre du modèle de Glauber, on peut écrire l'amplitude de diffusion élastique sous la forme

$$F(q) = ik \int_0^\infty J_0(qb) [1 - e^{i\chi(b)}] b db \quad (\text{A.3})$$

où b est le paramètre d'impact, k le moment cinétique incident $q = |\vec{q}|$ le moment transféré dans le centre de masse et J_0 la fonction de Bessel sphérique d'ordre 0.

Le théorème optique la relie à la section efficace totale par :

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k} \text{Im}(F(0)) \quad (\text{A.4})$$

En décomposant la phase de $\chi(b)$ en sa partie réelle et sa partie imaginaire, on peut écrire

$$\sigma_{tot} = 4\pi \int_0^\infty [1 - \cos(\chi_r(b)) e^{-\chi_i(b)}] b db \quad (\text{A.5})$$

Bien que nous n'en ayons pas besoin pour extraire $A(Q)$, il est intéressant et assez immédiat de calculer également la section efficace de réaction σ_r ($\sigma_r = \sigma_{tot} - \sigma_{el}$) ce qui nous permettra de vérifier nos calculs :

$$\sigma_r = 2\pi \int_0^\infty [1 - e^{2\chi_i(b)}] b db \quad (\text{A.6})$$

Tout le problème revient alors à calculer la phase $\chi(b)$.

Pour ce faire, on se place à la limite optique du modèle de Glauber et en supposant une interaction de contact entre les nucléons, on a

$$\chi_{opt}(b) = \frac{2\pi}{k} f_{NN}(0) \int \int T_p(\vec{b} - \vec{\delta}) T_c(\vec{\delta}) d^2\vec{\delta} = \frac{2\pi}{k} f_{NN}(0) \times S(b) \quad (\text{A.7})$$

avec

$$T_i(\vec{b}) = \int_{-\infty}^\infty \rho_i(\sqrt{b^2 + z^2}) dz \quad (\text{A.8})$$

Pour notre approche simpliste nous modéliserons la densité des noyaux projectile (p) et cible (c) par des gaussiennes :

$$\rho_i(r) = \rho_i^0 \exp(-r^2/a^2) \quad (\text{A.9})$$

Charagi et Gupta [137] donnent les coefficients de cette paramétrisation pour un grand nombre de noyaux. Ils ont utilisé une paramétrisation de la distribution de Fermi à deux paramètres pour obtenir leurs valeurs et l'intégrale de leurs densités n'est donc pas normalisée au nombre de nucléons.

Pour les noyaux dont nous ne disposons pas de paramétrisation, qui sont essentiellement des noyaux légers, nous avons utilisé le rayon quadratique moyen qui est relié à a par la relation $a = \sqrt{2/3}R_{rms}$, puis déterminé la densité ρ_0 en normalisant au nombre de nucléons. Le tableau A.2 donne l'ensemble de ces paramètres.

Le cas du deuton est plus complexe et nous avons utilisé une paramétrisation à trois gaussiennes issue de [139] :

$$\rho_d(r) = 0.00118 \exp(-\frac{r^2}{4.69^2}) + 0.0260 \exp(-\frac{r^2}{2.016^2}) + 0.00767 \exp(-\frac{r^2}{1.553^2})$$

TAB. A.2 - Paramètres de la densité des noyaux (équation A.9).

noyau	ρ_0 (fm ⁻³)	a (fm)	référence
¹ H	0.6247	0.66	[140]
⁴ He	0.299	1.339	[139]
¹² C	0.354	1.829	[137]
¹⁴ N	0.310	2.010	[141]
¹⁶ O	0.349	2.010	[137]
²⁷ Al	0.507	2.249	[137]

D'après l'article de Charagi et Gupta [137] on peut exprimer,

$$S(b) = \frac{\pi^2 \rho_p \rho_c a_p^3 a_c^3}{(a_p^2 + a_c^2)} e^{-b^2/(a_p^2 + a_c^2)} \quad (\text{A.10})$$

les intégrales (A.7) et (A.8) étant analytiques.

Il nous faut alors l'amplitude nucléon-nucléon à 0° qui peut être exprimée par la paramétrisation classique

$$f_{NN}(0) = \frac{ik}{4\pi 10} \sigma_{NN} (1 - i\alpha) \quad (\text{A.11})$$

avec σ_{NN} en mb et k en fm⁻¹. Nous avons trouvé plus commode d'exprimer α et σ_{NN} en fonction du β de la particule incidente.

Nous avons pris pour σ_{NN} la paramétrisation [137] valable entre 10 MeV et 1 GeV :

$$\sigma_{np} = -70.67 - 18.18/\beta + 25.26/\beta^2 + 113.85\beta \quad (\text{A.12})$$

$$\sigma_{pp} = \sigma_{nn} = 13.73 - 15.04/\beta + 8.76/\beta^2 + 68.67\beta^4 \quad (\text{A.13})$$

La valeur moyenne nucléon-nucléon est pondérée par les nombres de protons et de neutrons sous la forme

$$\sigma_{NN} = \frac{N_p N_t \sigma_{nn} + Z_p Z_t \sigma_{pp} + (N_p Z_t + N_t Z_p) \sigma_{np}}{A_t A_p} \quad (\text{A.14})$$

Pour le rapport α , nous avons utilisé le programme de calcul des amplitudes nucléon-nucléon (SAID de Virginia Tech [98]) et nous avons effectué une paramétrisation entre 10 et 400 MeV par un polynôme de degré 4.

On trouve

$$\alpha_{pn}(\beta) = 0.23433 - 9.3247\beta + 66.297\beta^2 - 122.96\beta^3 + 66.555\beta^4 \quad (\text{A.15})$$

$$\alpha_{pp}(\beta) = 1.7192 - 19.124\beta + 113.99\beta^2 - 212.88\beta^3 + 122.49\beta^4 \quad (\text{A.16})$$

Nous pondérons le produit $\alpha\sigma$ de la même façon que pour σ seul. On a alors

$$\chi_{opt}(b) = \frac{\sigma_{NN}(\alpha_{NN} + i)}{2 \times 10} S(b) \quad (\text{A.17})$$

avec σ_{NN} en mb et $S(b)$ en fm^{-2} , d'où l'on déduit χ_r et χ_i . Il ne reste alors qu'à intégrer numériquement σ_{tot} par la méthode des trapèzes.

De plus, une correction due à la répulsion coulombienne entre les deux noyaux est introduite en modifiant la valeur du paramètre d'impact pour tenir compte de la déviation introduite par le champ électrique [137], comme on peut le voir sur la figure A.1. Dans l'intégration nous avons donc remplacé b par b' tel que :

$$b' = \frac{\eta + (\eta^2 + k^2 b^2)^{1/2}}{k} \quad (\text{A.18})$$

avec η le paramètre de Sommerfeld :

$$\eta = \frac{Z_p Z_c e^2}{\hbar v} \quad (\text{A.19})$$

(ici v est la vitesse dans le centre de masse).

A.4 Comparaison avec des mesures

Pour vérifier la précision de ces calculs, nous avons comparé nos résultats avec différentes mesures de sections efficaces totales et de réaction. Les références des articles dont elles sont extraites sont indiquées sur les tableaux A.3 et A.4. D'une façon générale l'accord est meilleur que 20 %. C'est la valeur que nous retiendrons pour l'erreur sur ce calcul.

Les sections efficaces de réaction sont plus médiocrement décrites et la différence peut aller jusqu'à 50 %.

Finalement nous avons calculé les différentes sections efficaces deuton-noyau aux énergies qui correspondent à l'expérience.

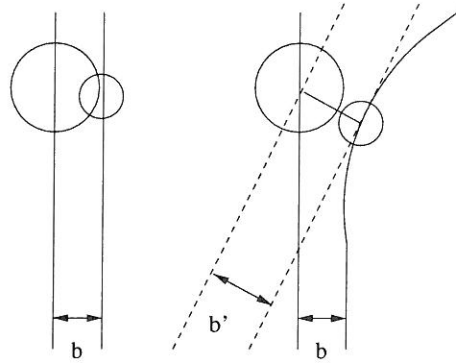


FIG. A.1 - Paramètre d'impact et répulsion coulombienne.

TAB. A.3 - Comparaison de sections efficaces totales expérimentales et calculées par le modèle de Glauber

projectile	cible	T_{lab} (MeV/A)	écart	expérience
2H	2H	32.5	11 %	[142]
1H	2H	77	17 %	[143, 144]
2H	1H	95	7 %	[145, 146]
1H	2H	227	17 %	[147]
1H	2H	275	12 %	[147]
1H	4He	224	1 %	[147]
1H	4He	273	4 %	[147]
2H	^{16}O	100	1 %	[136, 148, 149]
2H	^{16}O	200	4 %	[136, 148, 149]

TAB. A.4 - Comparaison de sections efficaces de réaction expérimentales et calculées par le modèle de Glauber.

projectile	cible	T_{lab} (MeV/A)	écart	expérience
1H	2H	77	17 %	[143, 144]
2H	1H	95	50 %	[145, 146]
1H	^{12}C	60	2 %	[150]
1H	^{12}C	100	22 %	[150]
1H	^{12}C	200	8 %	[150]
2H	^{16}O	100	16 %	[148]
2H	^{16}O	200	2 %	[148]
2H	^{16}O	350	1 %	[148]

TAB. A.5 - Sections efficaces totales deuteron-noyau (mb) calculées par le modèle de Glauber, aux énergies correspondantes à nos mesures e-d

T_d MeV	σ_{dp}	σ_{dd}	σ_{dHe}	σ_{dC}	σ_{dN}	σ_{dO}	σ_{dAl}
175.6	117	232	407	860	976	1023	1438
209.7	99	197	360	801	911	959	1366
271.9	79	157	296	709	809	860	1258
315.9	70	139	265	655	749	800	1195
405.3	60	120	227	574	658	709	1095
478.8	57	113	210	532	611	659	1035

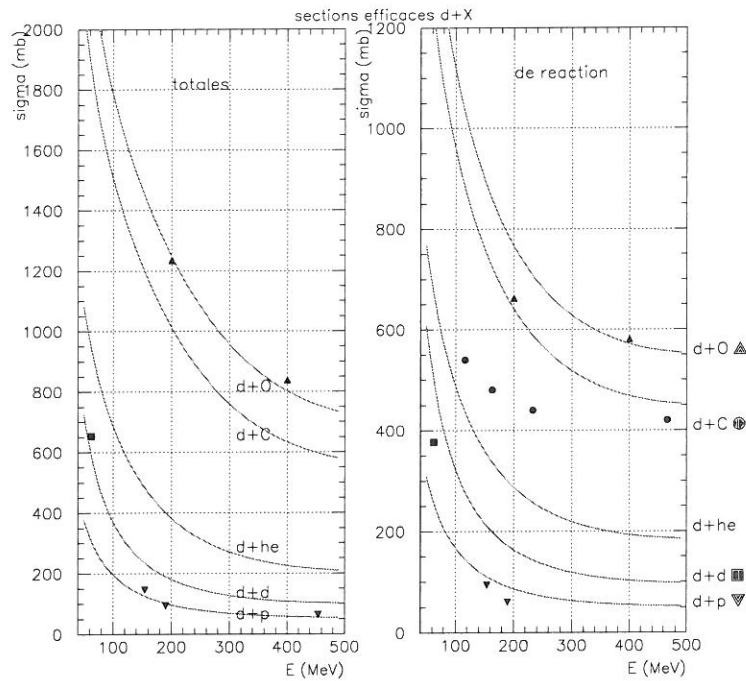


FIG. A.2 - Sections efficaces totales (à gauche) et de réaction (à droite) telles qu'elles sont exprimées dans les tableaux A.3 et A.4

A.5 Calcul de la perte par réaction nucléaire

D'une façon générale si l'on a N_0 deutons traversant un matériau, on exprime le nombre de deutons sortants N sous la forme :

$$N = N_0 \exp(-\sigma_{tot} \times l \times \rho \times \mathcal{N}_A/A) \quad (\text{A.20})$$

où ρ est la masse volumique, \mathcal{N}_A le nombre d'Avogadro, A la masse par môle l l'épaisseur de matériau et σ_{tot} est la section efficace totale deuton-matériau.

Dans le cas d'un matériau composite nous avons utilisé une somme des sections efficaces pondérée par le nombre d'atomes. Par exemple pour le Kevlar ($\text{C}_{65}\text{H}_{63}\text{O}_{12}\text{N}_3$), $\sigma = 65 \times \sigma_{dC} + 63 \times \sigma_{dH} + 12 \times \sigma_{dO} + 3 \times \sigma_{dN}$.

L'air est considéré comme composé de 80 % de N_2 et 20 % d' O_2 .

Les pertes en fonctions de l'énergie des deutons incidents, telles qu'elles ont été utilisées dans l'analyse d' $A(Q)$, sont données dans le tableau 3.9. L'erreur sur ces valeurs vient de l'erreur sur la section efficace totale et est donc estimée à 20 %.

Le calcul surestime légèrement (de quelques 10^{-3}) les pertes par réactions nucléaires car il inclut la diffusion élastique à petit angle ($< 5^\circ$) alors que ce processus n'aboutit pas forcément à la perte du deuton concerné. Cet effet est approximativement compensé par le fait que nous avons négligé les pertes par réactions nucléaires dans S1 et dans l'air entre S1 et S2.

Les résultats apparaissent dans le tableau 3.9.

Annexe B

Les paramétrisations des facteurs de forme des nucléons

S'il existe un certain nombre de modèles des nucléons, à base de quarks constituants ou de sac de quarks par exemple, 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, neutron électron à basse énergie et électron deuton. Ces paramétrisations servent dans les modèles du deuton pour décrire les nucléons. Elles ont aussi été utilisées pour comparer nos mesures de sections efficaces $H(e,e)$; dans ce dernier cas, c'est surtout G_M^P qu'il importe de bien connaître car il domine la section efficace.

B.1 La paramétrisation dipolaire

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

$$G_E^P = G_M^P/\mu_p = G_M^N/\mu_n = \frac{1}{(1 + Q^2/0.71)^2} = G_D \quad (\text{B.1})$$

où μ_p désigne le moment magnétique du proton et μ_n celui du neutron. Cette dépendance en Q^2 correspond à des distributions spatiales de charge et d'aimantation de forme exponentielle. Le facteur de forme de charge du neutron G_E^N est lui 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 (GeV/c)².

Pour améliorer la représentation du facteur de forme de charge du neutron, on

peut utiliser au lieu de $G_E^N = 0$ la paramétrisation de Galster [12] de la forme :

$$G_E^N = \frac{a\mu_N\tau G_D}{1 + b\tau} \quad (\text{B.2})$$

où a et b sont deux paramètres libres ajustés sur les données et $\tau = Q^2/4M_N^2$.

B.2 La paramétrisation de Iachello, Jackson et Lande

C'est la première paramétrisation [151] 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 isovectoriel et isoscalaire de Dirac et de Pauli, en supposant un couplage par trois mésons, le ρ isovecteur, et le ω et ϕ isoscalaires. Les paramètres libres sont les constantes de couplage entre mésons vecteurs et nucléons ainsi qu'un paramètre γ qui décrit ce couplage avec un facteur de forme dipolaire $g(Q^2) = [1 + \gamma Q^2]^{-2}$ (5 paramètres libres). Elle prend en compte la largeur expérimentale de la masse du ρ .

Cette paramétrisation date de 1972 et est donc ajustée uniquement sur les données disponibles à cette époque. En particulier, elle ne prétend pas décrire les facteurs de forme au dessus de 1 (GeV/c)² et ne possède pas une limite correcte à grand transfert. On appelle IJLG une paramétrisation utilisant IJL pour G_E^P , G_M^P et G_M^N et Galster pour G_E^N .

B.3 La paramétrisation de Höhler

Cette paramétrisation [97] repose elle aussi sur VMD mais comporte plus de données que la paramétrisation IJL. En particulier Höhler a revu la façon dont les corrections radiatives avaient été appliquées sur les anciens jeux de données et s'est efforcé de les traiter de façon consistante avec les travaux de Mo et Tsai [39].

Il existe en fait plusieurs paramétrisations suivant le nombre de mésons inclus dans le modèle. Höhler tente aussi de faire un ajustement sur le proton seulement, puis sur les facteurs de forme isoscalaire et isovectoriel. Le nombre de paramètres libres varie donc de 3 à 5 pour les facteurs de forme du proton et comprend les constantes de couplage du ω ainsi que les masses et constantes de couplage de mésons plus lourds. Pour les combinaisons isoscalaire et isovectorielle, les ajustements utilisent jusqu'à 17 paramètres (6 mésons).

B.4 La paramétrisation de Gari et Krümpelmann

La paramétrisation de Gari et Krümpelmann s'appuie toujours sur VMD mais impose un comportement à grand transfert compatible avec des lois d'échelle de QCD (voir aussi 5.5.2). En effet d'après Brodsky et Lepage [152], pour les facteurs de forme des nucléons, on doit avoir un comportement à grand transfert qui varie pour le facteur de forme de Dirac

$$F_1 \propto \left(\frac{1}{Q^2 \log(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \right) \quad (\text{B.3})$$

et pour le facteur de forme de Pauli

$$F_2 \propto \frac{F_1}{Q^2} \quad (\text{B.4})$$

Il y a en fait deux paramétrisations, l'une de 1985 [44, 153] et l'autre de 1992 [154, 155]. Dans la version de 85, seuls les mésons ρ et ω sont pris en compte. 7 paramètres libres ont été ajustés sur les données dont 2 constantes de couplage, 2 moments magnétiques pour les mésons ainsi que 3 paramètres (*cutoffs*) qui servent à assurer la transition entre la zone de dynamique des mésons et celle de dynamique des quarks.

Dans la version de 92, sont incluses des données de G_E^P à plus haut transfert ($Q^2 > 1 \text{ (GeV/c)}^2$). Un méson complémentaire, le ϕ , a été ajouté et l'expression des facteurs de forme dans le régime intermédiaire est légèrement modifiée. Le nombre de paramètres libres est ainsi porté à 11. Il est intéressant de noter que les données de G_E^P ajoutées dans la version 92 de la paramétrisation ne sont pas en accord avec des données récentes [156] et qu'ironiquement la version 85 est en meilleur accord avec le jeu de données actuel. La principale différence de cette paramétrisation par rapport aux autres apparaît dans les valeurs élevées prédites pour G_E^N .

B.5 La paramétrisation de Bosted

Cette paramétrisation [157] est simplement un ajustement de l'inverse d'un polynôme. Bosted a donc choisi comme forme pour G_E^P , G_M^P/μ_p et G_M^N/μ_n :

$$G(Q^2) = \frac{1}{1 + \sum_{i=1}^N a_i Q^i} \quad (\text{B.5})$$

avec $N = 4$ pour G_E^P et G_M^N et $N = 5$ pour G_M^P .

Pour G_E^N Bosted reprend la forme de Galster avec les paramètres issus de l'analyse de Platchkov [18]. Si cette paramétrisation est intéressante pour comparer des sections efficaces, elle présente l'inconvénient de n'avoir aucune base théorique et d'avoir des dérivées dG/dQ^2 (physiquement liées aux rayons quadratiques moyens) non définies pour $Q^2 \rightarrow 0$.

B.6 La paramétrisation de Mergell, Meißner et Drechsel

Cette paramétrisation récente [46] reprend une forme VMD avec une limite QCD correcte comme celle de Gari Krümpelmann. Elle inclut quatre mésons isovecteurs ρ , ρ'' , ρ''' , et ρ'''' , ainsi que trois mésons isoscalaires ω , ϕ et S . Les paramètres libres sont les constantes de couplage (2 par mésons) ainsi que le *cutoff* pour la transition vers QCD.

Afin de réduire le nombre effectif de degrés de liberté, Mergell, Meißner 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 paramétrisations qui sont représentées figure B.1 et B.2 sont celles dont l'effet a été étudié par le groupe de Graz (voir figure 5.3).

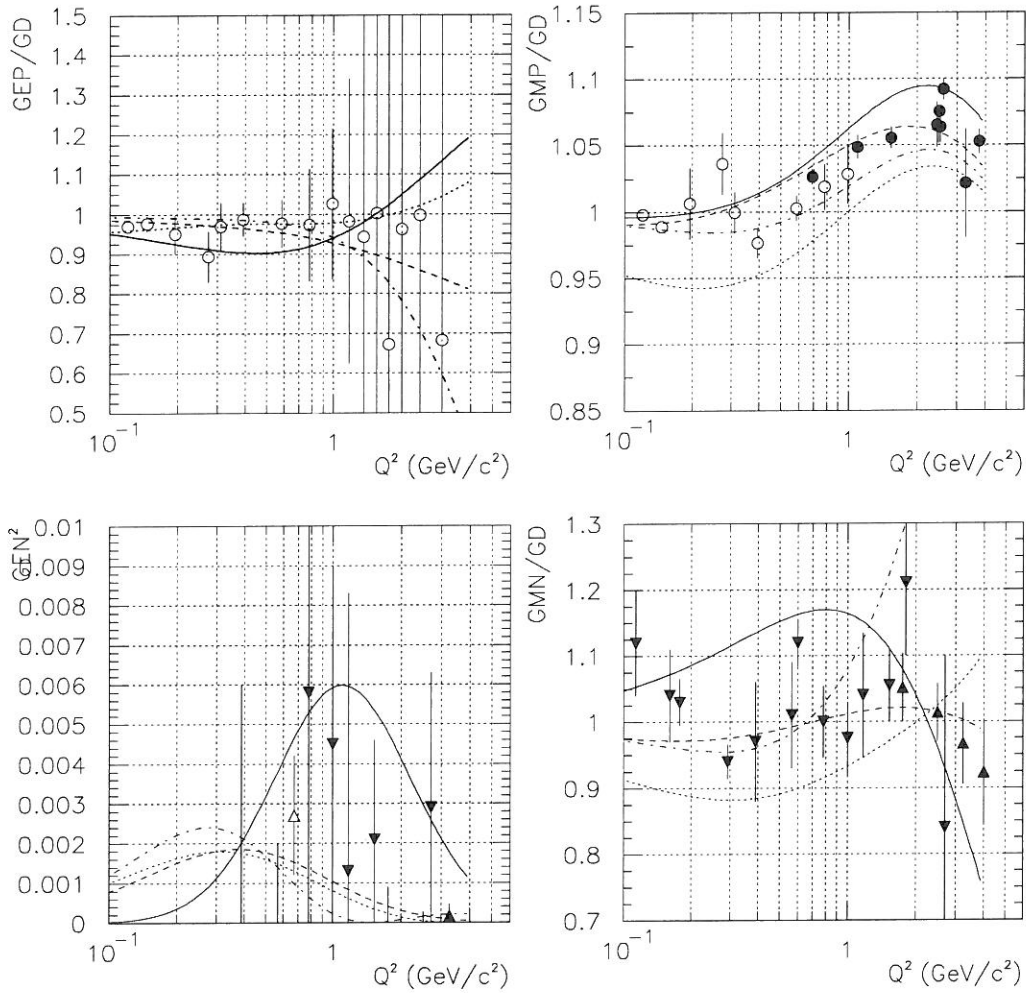


FIG. B.1 - Facteurs de forme des nucléons : G_E^P/G_D , $G_M^P/\mu_P G_D$, $(G_E^N)^2$, $G_M^N/\mu_N G_D$ des paramétrisations de IJL (mixte), Hölder (pointillé), GK 92 (trait plein) et MMD (tirets). Les données (collectées par J.S. Real) sont issues de Coward [158], Hölder [97], Lung [159], Bartel [160], Hanson [161], Rohe [162].

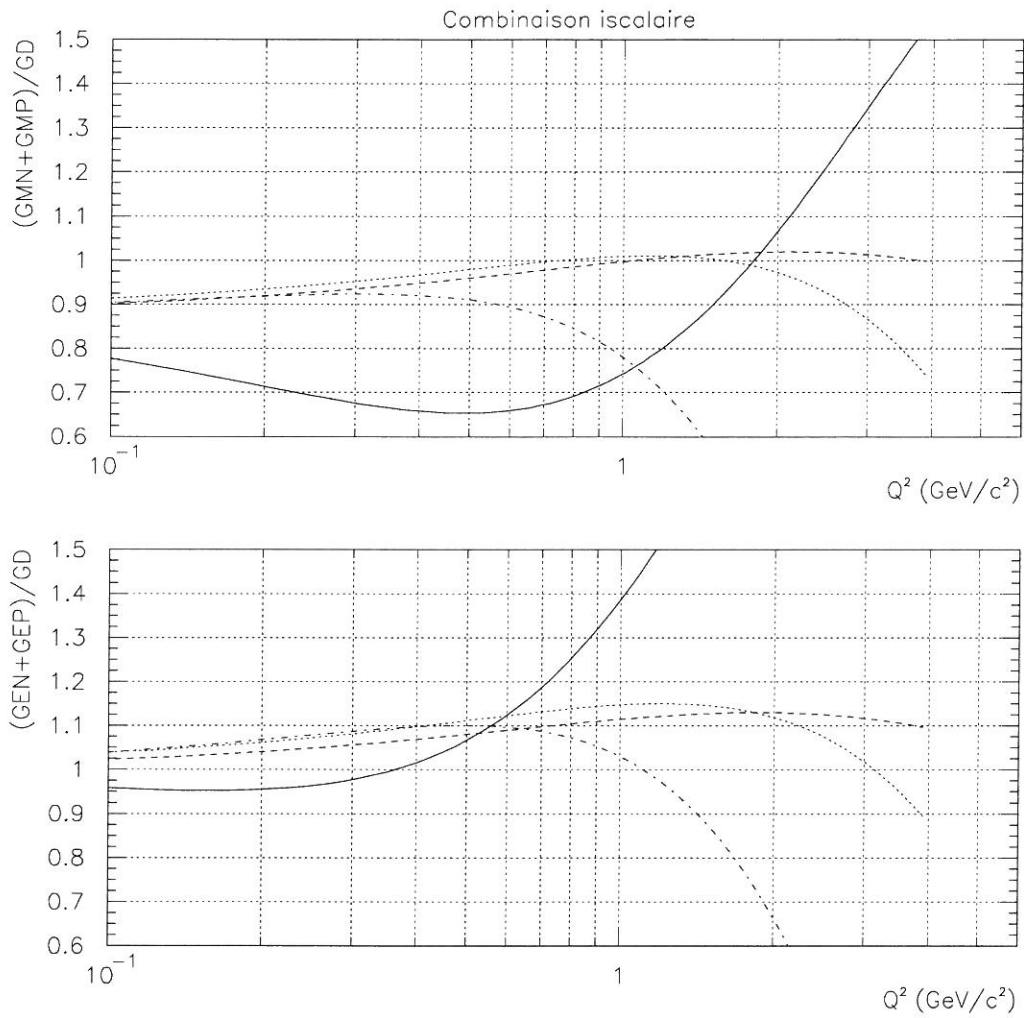


FIG. B.2 - Facteurs de forme isoclaire des nucléons $(G_M^P + G_M^N)/G_D$ et $(G_E^P + G_E^N)/G_D$ à partir des paramétrisations de IJL (mixte), Hölher (pointillé), GK 92 (trait plein) et MMD (tirets).

Annexe C

Le système de contrôle du canal magnétique deuton

L'expérience de mesure de t_{20} et de $A(Q)$ a nécessité l'installation dans le Hall C du Jefferson Lab d'un canal magnétique deuton (DC) se substituant au spectromètre SOS pour effectuer la focalisation sur POLDER (voir partie 2.4.2). Un système spécifique de contrôle-commande pour ce nouvel ensemble a donc dû être développé. Ce travail a constitué l'essentiel de ma contribution à la phase d'installation de l'expérience.

C.1 Le matériel

Comme expliqué au chapitre 2.4.2 le canal deuton, DC, est constitué de quatre aimants dont un, 'Sarajevo', possède une alimentation complémentaire et indépendante pour fournir un terme sextupolaire par l'intermédiaire d'une bobine correctrice. Les quatre alimentations principales que nous avons utilisées proviennent de SOS et de l'aimant du polarimètre Møller du Hall C (marque Inverpower). L'alimentation du sextupole a été rajoutée (marque Danfysik).

Les alimentations indiquent au système de commande le courant qu'elles débitent. Toutefois le plus important pour un aimant étant le champ, le canal magnétique a été équipé de deux sondes à effet Hall (marque Group 3 corporation, Model LPT-141-7s) connectées par liaison série (RS232) et bus GPIB. L'utilisation de deux sondes complémentaires sur Q1 et Q3 aurait pu être utile mais n'a pas pu être réalisée.

Le système de contrôle du Hall C est constitué d'un ensemble de châssis VME (dans le cas des aimants du DC il s'agit d'un MV167 architecturé autour d'un Motorola 68040) fonctionnant avec un système d'exploitation temps réel (VxWorks [163]) et appelés IOC (Input Output Controller). Ces châssis sont reliés entre eux par un bus Ethernet local (Lan) et communiquent par ce réseau avec les stations de travail du Hall C (des HP 9000 735) et avec les disques durs où sont stockés leurs programmes (voir la figure C.1).

C.2 Le système de Contrôle : EPICS

La cohérence de l'ensemble est assuré par EPICS (Experimental Physics and Industrial Control System [164]), un outil de contrôle de systèmes répartis développé initialement à l'ANL¹ et LANL² et dont le but est de faciliter la phase de développement.

EPICS est basé sur UNIX, un système de développement en C, le protocole TCP/IP pour les échanges sur réseaux, un matériel VME/VXI et des protocoles courants de bus de terrain. Il gère une base de données répartie sur les différents IOC et il permet de la contrôler par des programmes d'état (*state programs*), de gérer la synchronisation entre les différents processus et les alarmes.

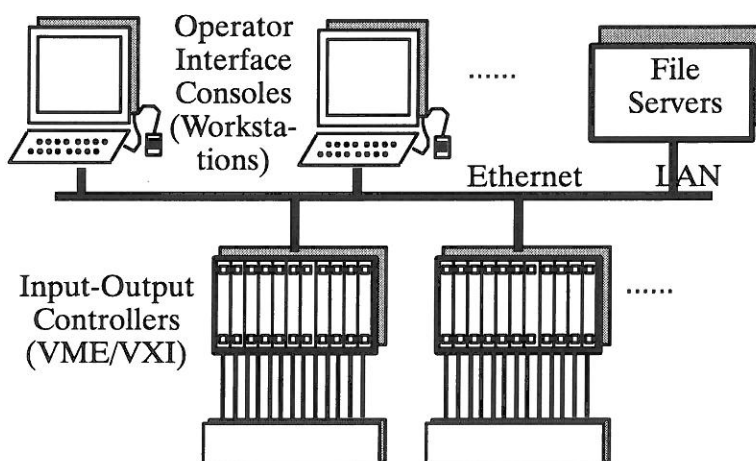


FIG. C.1 - Les différents sous-systèmes d'EPICS : les contrôleurs d'entrée sortie (IOC), les stations de travail (OIC) et le système de fichier déporté, reliés par un réseau local (LAN).

C.3 Les programmes

Les couches de plus bas niveau ou *drivers* sont adaptées à chaque instrument. Ecrites en langage C, elles envoient et lisent par liaison série des mots ASCII qui sont les commandes et les réponses d'un appareil. EPICS impose un standard pour les *drivers* qui simplifie la programmation. L'essentiel de la difficulté provient de la coordination des systèmes entre eux.

Au dessus des *drivers* se trouvent les programmes d'état. Ceux-ci s'occupent de gérer la logique de fonctionnement des différents instruments. Ainsi pour les

1. ANL : Argonne National Laboratory

2. LANL : Los Alamos National Laboratory

alimentations des aimants, les programmes d'états sont chargés d'effectuer un cycle du courant des aimants entre chaque commande. Ce cycle permet de saturer le fer de l'aimant avant toute modification pour toujours être placé de la même façon sur la courbe d'hystérésis champ/courant de l'aimant et ainsi d'avoir des champs reproductibles. Un exemple de fonctionnement est donné figure C.2.

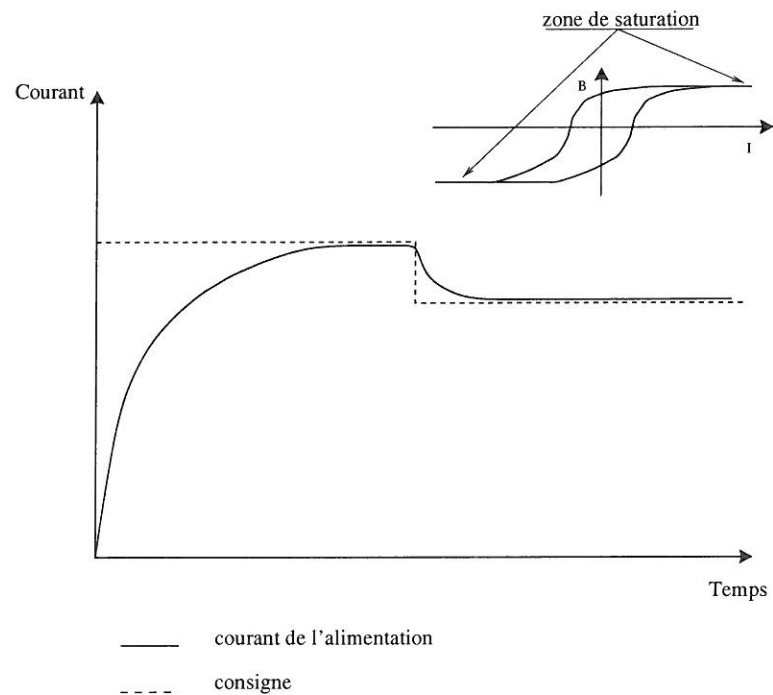


FIG. C.2 - *Principe de commande des aimants Q1, Q3 et du dipôle. Avant d'aller au courant choisi, on impose un courant maximum pour placer le champ dans la zone de saturation, puis on descend à la valeur voulue. Les courbes ici ne sont pas exactes, elles sont présentées uniquement pour explication.*

A la fin d'un cycle, les programmes d'état se chargent de vérifier avec les sondes de Hall disponibles que les aimants atteignent des valeurs de champs correctes.

Le cycle utilisé est différent pour Sarajevo, pour reproduire les conditions de mesure des cartes de champs.

Pour les sondes à effet Hall, les programmes d'état effectuent simplement une lecture périodique des valeurs des champs.

Fonctionnant au niveau des stations de travail se trouve une interface graphique (représentée figure C.3). Celle-ci écrite en Tcl/Tk permet de donner des ordres aux programmes d'état et d'accéder aux différents champs de la base de données EPICS. Il n'est possible de commander les alimentations qu'en courant, mais grâce à des mesures des cartes de champs des aimants, nous disposons de paramétrisation des

champs en fonction des courants, y compris pour le champ de 'Sarajevo'.

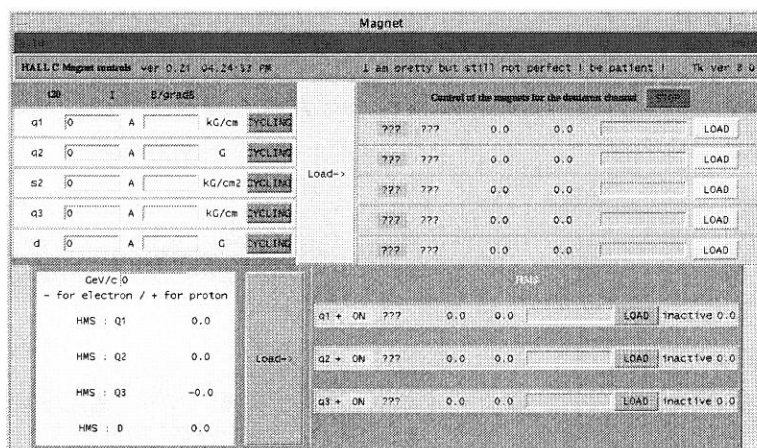


FIG. C.3 - Interface utilisateur pour le contrôle des aimants DC et HMS lors de l'expérience t_{20} .

Annexe D

Les différences avec l'expérience du Hall A de Jefferson Lab

Comme nous l'avons déjà mentionné, une expérience consacrée à la mesure de $A(Q)$ au plus haut transfert possible [47] a également eu lieu en 1997, dans le Hall A de Jefferson Lab. Elle conduit à une détermination indépendante de $A(Q)$ dans notre région cinématique. Les résultats des deux expériences sont incompatibles et différent de 5 à 18 % comme on peut le voir sur la figure 4.3 . Nos mesures sont systématiquement plus élevées.

Nous nous sommes efforcés de comprendre d'où venait cette différence¹, sans succès. Les méthodes d'analyse sont globalement identiques et dans le tableau D.1, nous récapitulons les différences expérimentales entre les deux halls.

De notre point de vue le fait d'utiliser une cible courte et une acceptation bien définie par un collimateur est important pour trois raisons :

1. les électrons voyagent par le centre de l'acceptation de HMS, qui en est la partie la mieux comprise.
2. l'angle solide $\Delta\Omega_e$ est très peu différent d'un calcul géométrique.
3. les pertes par coïncidence n'excèdent pas quelques % (angle solide de coïncidence très peu différent de $\Delta\Omega_e$).

De plus le Hall C bénéficiait d'une mesure d'énergie par l'arc, alors que le Hall A devait compter sur ses spectromètres.

Par contre, le fait d'utiliser deux spectromètres de haute résolution, permet de mieux contrôler la cinématique. La résolution angulaire du Hall A est aussi meilleure, limitant ainsi l'erreur sur la détermination de Q .

1. Il est important de souligner l'aide apportée par la collaboration du Hall A et en particulier par K. Mc Cormick pour ces comparaisons.

TAB. D.1 - *Comparaison entre Hall A et Hall C.*

	Hall A [47]	Ce travail
Coïncidence	deux spectromètres haute résolution	un spectromètre haute résolution un spectromètre grande acceptance
Perte de coïnc.	$\simeq 80. \%$	0.-4 %
Angle solide	déterminé par Monte Carlo, 6 msr	déterminé par Monte Carlo 1.4 msr
Cible	15 cm	4.4 cm
Ebullition	5 %	1. %
Courant	50-120 μA mesure par BCMs et UNSER	80 μA mesure par BCMs et UNSER
Energie Mesure d'énergie	énergie fixe à 3.2 GeV par mesure des angles de diffusion dans le cadre d'une diffusion ep	énergie variable par déviation dans l'ARC
Corrections radiatives	Mo et Tsai par Monte Carlo	Mo et Tsai coupures sur E'
Vérification électron-proton	chaque cinématique en coïncidence écart entre -3 % et + 1.5 %	cinématiques 1-6: HMS seul cinématique C en coïncidence écart entre +1 % et + 5%

Enfin signalons qu'à l'heure où nous achevons ce travail, une analyse indépendante de notre expérience est en cours à l'université de Bâle [165]. Bien que non terminée, celle-ci semble confirmer nos résultats, au moins pour les cinématiques 2 à 4. Pour la cinématique 1, la valeur de $A(Q)$ est d'environ 4 % plus grande que la nôtre (ce qui impliquerait une discontinuité avec les données de Platchkov [18]), tandis que pour les cinématiques 5 et 6, les valeurs de $A(Q)$ sont respectivement 6 et 9 % plus petites. Ce résultat est dû en partie à une estimation différente de eff_c (tableau 3.5). Il est à nos yeux contestable, mais est en cours de discussion au sein de notre collaboration.

Annexe E

Résultats complets de l'analyse π^0

Les résultats numériques de sections efficaces $d^5\sigma/dWdQ^2d\phi_e d\Omega^*$ (voir chapitre 6) sont présentés dans le tableau ci-dessous. Les valeurs de W , Q^2 et $\cos\theta^*$ sont les valeurs centrales des intervalles considérés, de largeur respective 40 MeV, 0.2 (GeV/c)² et 0.2. Rappelons que $\phi^* = 0$ et $\Delta\phi^* = 2\pi/3$.

W (GeV)	Q^2 (GeV/c) ²	$\cos \theta^*$	F_{opt}	N_{coups}	$d^5\sigma$ (pb/rad/sr/GeV ³)	$\Delta\sigma$
2.015	1.35	-0.7	0.197	6	0.03	.02
2.075	1.25	-0.7	0.126	18	0.15	.07
2.075	1.25	-0.5	0.162	23	0.16	.06
2.075	1.35	-0.7	0.111	27	0.25	.10
2.075	1.35	-0.5	0.231	36	0.18	.07
2.075	1.35	-0.3	0.263	38	0.16	.06
2.075	1.35	-0.1	0.254	11	0.05	.02
2.075	1.45	-0.5	0.130	18	0.15	.07
2.075	1.45	-0.3	0.205	30	0.16	.06
2.075	1.45	-0.1	0.232	31	0.14	.05
2.075	1.45	0.1	0.274	9	0.04	.02
2.075	1.55	-0.3	0.112	9	0.08	.04
2.075	1.55	-0.1	0.166	19	0.13	.05
2.075	1.55	0.1	0.211	15	0.08	.04
2.075	1.55	0.3	0.225	11	0.05	.03
2.075	1.65	-0.1	0.057	6	0.11	.07
2.075	1.65	0.1	0.092	6	0.08	.05
2.075	1.65	0.3	0.104	7	0.07	.04
2.075	1.65	0.5	0.118	8	0.08	.04
2.115	1.25	-0.7	0.080	100	1.31	.39
2.115	1.25	-0.5	0.147	111	0.87	.26
2.115	1.25	-0.3	0.160	62	0.41	.14
2.115	1.35	-0.7	0.057	36	0.70	.26
2.115	1.35	-0.5	0.160	112	0.75	.22
2.115	1.35	-0.3	0.198	164	0.86	.24
2.115	1.35	-0.1	0.243	60	0.27	.09
2.115	1.45	-0.7	0.020	7	0.43	.25
2.115	1.45	-0.5	0.100	46	0.50	.17
2.115	1.45	-0.3	0.175	78	0.55	.17
2.115	1.45	-0.1	0.210	78	0.41	.13
2.115	1.45	0.1	0.259	49	0.21	.07
2.115	1.55	-0.5	0.044	13	0.30	.14
2.115	1.55	-0.3	0.102	27	0.28	.11
2.115	1.55	-0.1	0.156	32	0.23	.09
2.115	1.55	0.1	0.214	52	0.26	.09
2.115	1.55	0.3	0.245	33	0.14	.05
2.115	1.65	-0.3	0.026	9	0.39	.21
2.115	1.65	-0.1	0.059	10	0.18	.09
2.115	1.65	0.1	0.098	11	0.13	.06
2.115	1.65	0.3	0.118	20	0.18	.07
2.115	1.65	0.5	0.118	10	0.09	.05

W (GeV)	Q^2 (GeV/c) ²	cos(θ^*)	F_{opt}	N_{coups}	$d^5\sigma$ (pb/rad/sr/GeV ³)	$\Delta\sigma$
2.155	1.25	-0.7	0.049	113	2.42	.71
2.155	1.25	-0.5	0.130	322	2.65	.68
2.155	1.25	-0.3	0.148	174	1.26	.35
2.155	1.25	-0.1	0.139	21	0.16	.07
2.155	1.35	-0.7	0.020	26	1.40	.55
2.155	1.35	-0.5	0.109	164	1.58	.44
2.155	1.35	-0.3	0.166	200	1.34	.36
2.155	1.35	-0.1	0.213	134	0.68	.19
2.155	1.35	0.1	0.194	8	0.04	.02
2.155	1.45	-0.5	0.059	44	0.75	.26
2.155	1.45	-0.3	0.127	102	0.90	.27
2.155	1.45	-0.1	0.192	148	0.87	.24
2.155	1.45	0.1	0.225	71	0.34	.11
2.155	1.55	-0.5	0.029	6	0.22	.13
2.155	1.55	-0.3	0.086	45	0.58	.20
2.155	1.55	-0.1	0.149	50	0.37	.12
2.155	1.55	0.1	0.203	88	0.48	.15
2.155	1.55	0.3	0.255	49	0.21	.07
2.155	1.65	-0.3	0.016	8	0.47	.26
2.155	1.65	-0.1	0.038	13	0.37	.178
2.155	1.65	0.1	0.067	31	0.54	.20
2.155	1.65	0.3	0.097	40	0.50	.18
2.195	1.25	-0.7	0.014	49	3.40	1.17
2.195	1.25	-0.5	0.105	230	2.43	.65
2.195	1.25	-0.3	0.144	220	1.71	.46
2.195	1.25	-0.1	0.137	51	0.39	.13
2.195	1.35	-0.5	0.071	119	1.87	.55
2.195	1.35	-0.3	0.142	175	1.33	.37
2.195	1.35	-0.1	0.173	132	0.82	.24
2.195	1.35	0.1	0.178	18	0.11	.05
2.195	1.45	-0.5	0.034	28	0.80	.31
2.195	1.45	-0.3	0.100	86	0.93	.29
2.195	1.45	-0.1	0.154	99	0.69	.21
2.195	1.45	0.1	0.205	80	0.42	.13
2.195	1.55	-0.3	0.059	24	0.42	.17
2.195	1.55	-0.1	0.121	54	0.50	.17
2.195	1.55	0.1	0.171	77	0.47	.15
2.195	1.55	0.3	0.225	31	0.15	.06
2.195	1.65	-0.1	0.017	7	0.50	.29
2.195	1.65	0.1	0.040	29	0.77	.30
2.195	1.65	0.3	0.061	38	0.69	.25

Références

- [1] H. Fonvieille et V. Breton, Ecole Joliot-Curie (1992).
- [2] T. de Forest et J.D. Walecka, Adv. Phys. **15** (1966) 1; *Errata: ibid.* **15** (1966) 491 et **17** (1968) 479.
- [3] T.W. Donnelly et J.D. Walecka, Ann. Rev. Nucl. Sci. **25** (1975) 329-405.
- [4] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, et F. Laloe, *Mécanique quantique*, Hermann (1973).
- [5] M. Gari et H. Hyuga, Nucl. Phys. A **264** (1976) 409.
- [6] H. Überall, *Electron scattering from complex nuclei*, Academic Press (1971).
- [7] M. Gourdin, Phys. Rep. **11** (1974) 29.
- [8] A. Boudard, Cours de l'école Joliot-Curie de physique nucléaire, Maubuisson (1988).
- [9] D.V. Bugg et C. Wilkin, Phys. Lett. **B152** (1985) 37, *ibid* Nucl. Phys. A556 (1993) 621.
- [10] C.D. Buchanan et M.R. Yearian, Phys. Rev. Lett. **15** (1965) 303.
- [11] J.E. Elias *et al.*, Phys. Rev. **177** (1969) 2075.
- [12] S. Galster *et al.*, Nucl. Phys. B **32** (1971) 221.
- [13] R.G. Arnold *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 776.
- [14] F. Martin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 1320.
- [15] S. Auffret *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 649.
- [16] R. Cramer *et al.*, Z. Phys. C **29** (1985) 513.
- [17] P.E. Bosted *et al.*, Phys. Rev. C **42** (1990) 38.
- [18] S. Platchkov *et al.*, Nucl. Phys. A **510** (1990) 740.

- [19] M. Garçon *et al.*, Phys. Rev. C **49** (1994) 2516.
- [20] P. Gueye, *Status of the actual beam position monitors in the hall C beamline*, CEBAF Internal Report (non publié).
- [21] C. Yen *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **365** (1995) 261-167.
- [22] P. Gueye, Communication privée.
- [23] P. Gueye, JLAB Rapport interne ref. JLab-TN-98-026, non publié.
- [24] G. Niculescu, *Resonant cavities used as beam current monitors*, CEBAF Internal Report (non publié).
- [25] C. Armstrong, *Beam current measurement in hall C*, CEBAF Internal Report (non publié).
- [26] G. Lavessière, Rapport de DEA, université de Clermont Ferrand (1996) (non publié).
- [27] K. Unser, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-28, No.3, June 1981.
- [28] J. Dunne, *Cryo and dummy target informations*, Rapport t₂₀ (1998) (non publié).
- [29] K. Gustafsson, *Results from the analysis of the luminosity scans*, JLAB rapport interne, (non publié).
- [30] W. Mittig, *Spectromètres magnétiques et électriques comme détecteurs de haute résolution et comme filtres sélectrifs*, Ecole Joliot Curie (1994).
- [31] A. Ahmidouch, Communication privée.
- [32] J.E. Ducret et M. Garçon, Rapport interne t₂₀ 19 juillet 1995.
- [33] O. Delferrière *et al.*, Proc. XV Magnet Technology Conference, Pekin (Chine) (1997).
- [34] J.E. Ducret, *Study of the optics of the t₂₀ deuteron magnetic channel*, Rapport interne t₂₀.
- [35] S. Kox *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A346** (1994) 527.
- [36] L. Eyraud, Thèse UJF-Grenoble (1998), Rapport ISN-98-101.
- [37] R.M. Barnett *et al.*, *Review of particle physics*, Phys. Rev. D **54** (1996) 1-720.
- [38] H. Anklin, JLAB rapport interne.

- [39] L.W. Mo et Y.S. Tsai, *Rev. Mod. Phys.* **41** (1969) 205.
- [40] F.M. Lev, *Sov. J. Nucl. Phys.* **21** (1975) 45.
- [41] M. Vanderhaeghen, Communication privée.
- [42] *Manuel geant*, CERN Program Library Long writup W5013 ou http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/geant_html3/geantall.html.
- [43] S. Platchkov, Communication privée.
- [44] M.F. Gari et W. Krümpelmann, *Z. Phys. A* **322** (1985) 689.
- [45] J. Jourdan, Communication privée.
- [46] P. Mergell, Ulf-G Meißner, et D. Drechsel, *Nucl. Phys.* **A59b** (1996) 367.
- [47] L.C. Alexa *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 1374-1378, (Jefferson Lab Hall A Collaboration).
- [48] D. Abbott et others (Jefferson Lab. t_{20} collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 1379-1382.
- [49] K. Gustafsson, Travail de thèse en cours, University of Maryland.
- [50] K. Hafidi, *Structure électromagnétique du deuton*, Thèse de doctorat, U. Orsay (1999) (non publié), rapport DAPNIA/SPhN-99-05T.
- [51] W. Zhao, *Tensor polarization of the deuteron at high momentum transfert in elastic (e,d) scattering*, thèse, M.I.T. (1999) (non publié).
- [52] J. Ball, Communication privée.
- [53] M. Garçon, *Considerations on form factors extraction*, Rapport interne t_{20} (non publié).
- [54] D. Abbott *et al.*, Rapport DAPNIA/SPhN-99-76, soumis à *Eur. Phys. J. A*.
- [55] R.B. Wiringa, V.G.J. Stoks, et R. Schiavilla, *Phys. Rev. C* **51** (1995) 38.
- [56] G.G. Simon, C. Schmitt, et V.H. Walther, *Nucl. Phys. A* **364** (1981) 285-296.
- [57] V.F. Dmitriev *et al.*, *Phys. Lett.* **157B** (1985) 143.
- [58] B.B. Voïtsekhovskii *et al.*, *JETP Lett.* **43** (1986) 733.
- [59] M.E. Schulze *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **52** (1984) 597.
- [60] R. Gilman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 1733.

- [61] M. Ferro-Luzzi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 2630.
- [62] M. Bouwhuis *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 3755.
- [63] B. Boden *et al.*, Z. Phys. C **49** (1991) 175.
- [64] J.D. Bjorken et S.D. Drell, *Relativistic quantum mechanics*, Mc Graw Hill Book 1964.
- [65] G.E. Brown et A.D. Jackson, *The nucleon nucleon interaction*, North Holland, American Elsevier (1976).
- [66] V. Christian, *Influence of nucleon structure on elastic electron-deuteron scattering observables*, Thèse de l'université de Graz (1996) (non publié) et <http://physik.kfunigraz.ac.at/voc/dipl/dipl.html>.
- [67] V. Christian W. Plessas et R.F. Wagenbrunn, Few-Body Systems Suppl. **9** (1995) 429.
- [68] M. Lacombe *et al.*, Phys. Rev. D **12** (1975) 1495.
- [69] M. Lacombe *et al.*, Phys. Rev. C **21** (1980) 861.
- [70] R. Machleid, Adv. Nucl. Phys. **19** (1989) 189.
- [71] M.M. Nagels, T.A. Rijken, et J.J. de Swart, Phys. Rev. D **17** (1978) 768.
- [72] V.G.J. Stoks, R.A.M. Klomp, C.P.F. Terheggen, et J.J. de Swart, Phys. Rev. C **49** (1994) 2950.
- [73] J.-F. Mathiot, Phys. Rep. **173** (1989) 63-172.
- [74] M. Gari et H. Hyuga, Z. Phys. A **277** (1976) 291.
- [75] R.J. Adler et S.D. Drell, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 349.
- [76] E. Hummel et J.A. Tjon, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 1788.
- [77] O. Dumbrajs *et al.*, Nucl. Phys. B **216** (1982) 277.
- [78] D. Berg *et al.*, Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 706.
- [79] B. Gobbi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1450.
- [80] M. Chemtob, E.J. Moniz, et M. Rho, Phys. Rev. C **10** (1974) 344.
- [81] A. Amghar, *La structure électromagnétique du deuton et le facteur de forme de charge du neutron*, Thèse de l'université de Grenoble (1993) (non publié).
- [82] W.P. Sitarski, P.G. Blunden, et E.L. Lomon, Phys. Rev. C **36** (1987) 2479.

- [83] P.G. Blunden, W.R. Greenberg, et E.L. Lomon, Phys. Rev. C **40** (1989) 1541.
- [84] R. Dymarz *et al.*, Nucl. Phys. A **507** (1990) 531.
- [85] R. Dymarz et F.C. Khann, Nucl. Phys. A **507** (1990) 560.
- [86] R. Machleid, K. Holinde, et Ch. Elster, Phys. Rep. **149** (1987) 1-89.
- [87] A. Amghar et B. Desplanques, Few-Body Systems Suppl.**10** (1999) 435.
- [88] A. Amghar, N. Aissat, et B. Desplanques, Eur. Phys. J. **A1** (1998) 85.
- [89] B. Mosconi et P. Ricci, Few-Body Systems Suppl.**6** (1989) 63.
- [90] R. Schiavilla et D.O. Riska, Phys. Rev. C **43** (1991) 437.
- [91] E.E. Salpeter et H.A. Bethe, Phys. Rev. **84** (1951) 1232.
- [92] J.W. Van Orden, Rapport interne JLAB CEBAF-TH-94-20 (non publié).
- [93] D.R. Phillips, S.J. Wallace, et N.K. Devine, Phys. Rev. C **58** (1998) 2261.
- [94] F. Gross et D.O. Riska, Phys. Rev. C **36** (1987) 1928.
- [95] N. Devine J.W. Van Orden et F. Gross, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 4369.
- [96] E. Hummel et J.A. Tjon, Phys. Rev. C **42** (1990) 423.
- [97] G. Höhler *et al.*, Nucl. Phys. **B114** (1976) 505-534.
- [98] <http://clsaid.phys.vt.edu/CAPS/>.
- [99] E. Hummel et J.A. Tjon, Phys. Rev. C **49** (1994) 21.
- [100] D.R. Phillips et S.J. Wallace, Phys. Rev. C **54** (1996) 507.
- [101] D.R. Phillips, S.J. Wallace, et N.K. Devine, nucl-th/9906086.
- [102] P.A.M. Dirac, Rev. Mod. Phys. **21** (1949) 392.
- [103] S. Weinberg, Phys. Rev. **150** (1966) 1313.
- [104] P.L. Chung *et al.*, Phys. Rev. C **37** (1988) 2000.
- [105] J. Carbonell *et al.*, Phys. Rep. **300** (1998) 215.
- [106] J. Carbonell et V.A. Karmanov, Eur. Phys. J. **A6** (1999) 9.
- [107] T. Frederico et R.W. Schulze, Phys. Rev. C **54** (1996) 2201.
- [108] A. Buchmann, Y. Yamauchi, et A. Faessler, Nucl. Phys. A **496** (1989) 621.

- [109] S.J. Brodsky et G.R. Farrar, Phys. Rev. Lett. **31** (1973) 1153.
- [110] S.J. Brodsky et G.R. Farrar, Phys. Rev. D **11** (1975) 1309.
- [111] S.J. Brodsky et C.R. Ji, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 83.
- [112] S.J. Brodsky et J.R. Hiller, Phys. Rev. D **46** (1992) 2141.
- [113] A. Kobushkin et A. Syamtomov, Phys. Rev. D **49** (1994) 1637.
- [114] H. Henning, J. Adam Jr., et P.U. Sauer, Few-Body Systems Suppl. **5** (1992) 133.
- [115] T. Botto, *Coherent π^0 electroproduction on ^4He in the delta region*, thèse de l'université libre d'Amsterdam (1999).
- [116] J. M. Laget, Phys. Rep. **69** (1981) 1.
- [117] M. Benmerrouche et E. Tomusiak, Phys. Rev. C **58** (1998) 1777.
- [118] S.S Kamalov, L. Tiator, et C. Bennhold, Phys. Rev. C **55** (1997) 98.
- [119] R. Neuhausen *et al.*, proposition d'expérience MAMI: A1/1-96.
- [120] M.R. Rekalo *et al.*, rapport LNS/Ph/97-20.
- [121] T. Ebertshauser et H. Arenhovel, Preprint nucl-th/9907057.
- [122] E. Tomasi-Gustafsson, Communication privée¹.
- [123] M.R. Rekalo *et al.*, rapport interne DAPNIA/SPHN-99-56, soumis à Few-Body Systems.
- [124] S.N. Berman, Phys. Rev. **135** (1964) 1249.
- [125] C.F. Jones, Nuovo Cim. **40** (1965) 1018.
- [126] E. Tomasi-Gustafsson, Note interne t_{20} , TJNAF, aout 97.
- [127] D. Abbott *et al.*, Jefferson Lab t_{20} Collaboration, rapport interne DAPNIA/SPhN 99-27.
- [128] E. Tomasi-Gustafsson *et al.*, Jefferson Lab t_{20} collaboration, INPC98, abstract of contributed papers.
- [129] M.P. Rekalo et E. Tomasi-Gustafsson, *Playing with kinematical invariants*, rapport interne: DAPNIA/SPhN-98-28 1998.

1. Conformément aux souhaits des auteurs, nous ne parlerons pas de leurs travaux.

- [130] E. Tomasi-Gustafsson, M.R. Rekaló, et L. Bimbot, Rapport interne t_{20} , 15 oct. 1998.
- [131] M. Garçon, Communication privée.
- [132] R. Brun, M. Hansroul, J. Kubler, P. Palazzi, et H. Wind, CERN-DD 75-23 Rev.1.
- [133] P. Vernin, Communication privée.
- [134] D. Prout *et al.*, Contribution to Hall A meeting, Few Body Workshop, Newport News, (1999).
- [135] R.J. Glauber, *Theory of high energy hadron nucleus collision in high energy physics and nuclear structure*, Devos (1970).
- [136] Y. Yanlin, *Diffusion élastique de deutons polarisés aux énergies intermédiaires.*, Thèse de l'université de Grenoble (1986) (non publié).
- [137] S.K. Charagi et S.K. Gupta, Phys. Rev. C **41** (1990) 1610.
- [138] F. Carstoiu et R.J. Lombard, Phys. Rev. C **48** (1993) 830.
- [139] V. Franco et Y. Yin, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 10.
- [140] F. Halzen et A.D. Martin, *Quarks and leptons*, Wiley (1984).
- [141] Collard *et al.*, *Nuclear radii*, Springer Verlag (1967).
- [142] J.C.A. Lys *et al.*, Nucl. Phys. **74** (1965) 261.
- [143] M. Davison *et al.*, Nucl. Phys. **45**(1963) 423.
- [144] S.N. Bunkerand others, Nucl. Phys. A **113** (1968) 461.
- [145] A. L. Bloom *et al.*, Phys. Rev. **94** (1954) 659.
- [146] O. Chamberlain *et al.*, Phys. Rev. **94**(1954) 666.
- [147] P. Schwaller *et al.*, 1972 CERN Rep. 72-13. (1972).
- [148] N. Van Sen *et al.*, Nucl. Phys. A **484** (1987) 717-739.
- [149] J. Van de Wiele, Communication privée.
- [150] R.M. de Vries et J.C. Peng, Phys. Rev. C **22** (1980) 1055.
- [151] F. Iachello, A.D. Jackson, et A. Lande, Phys. Lett. B **43** (1973) 191.
- [152] G.P. Lepage et S.J. Brodsky, Phys. Rev. D **22** (1980) 2157.

- [153] M.F. Gari et W. Krümpelmann, Phys. Lett. B **173** (1986) 10.
- [154] M.F. Gari et W. Krümpelmann, Phys. Rev. D **45** (1992) 1817.
- [155] M.F. Gari et W. Krümpelmann, Phys. Lett. B **274** (1992) 160. et corrections ibid **282**, (1992) 483.
- [156] G. Quéméner *et al.*, Nucl. Phys. A **654** (1999) 543c.
- [157] P.E. Bosted *et al.*, Phys. Rev. C **51** (1995) 409.
- [158] D.H. Coward *et al.*, Phys. Rev. Lett. **20** (1968) 292.
- [159] A. Lung *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 718.
- [160] W. Bartel *et al.*, Nucl. Phys. **B58** (1973) 429.
- [161] K.M. Hanson *et al.*, Phys. Rev. D **8** (1973) 753.
- [162] D. Rohe *et al.*, accepté pour publication dans Phys. Rev. Lett. .
- [163] *Vxworks programmers guide*, Wind River Systems, release 5.1 Beta.
- [164] voir en particulier : <http://epics.aps.anl.gov/asd/controls/epics/EpicsDocumentation/-WWWPages/EpicsFrames.html>.
- [165] A. Honegger, Travail de thèse en cours, Université de Bâle.

Liste des figures

1.1	Diffusion élastique électron-deuton (terme de Born d'échange d'un photon).	12
1.2	Cinématiques pour mesures $d\sigma/d\Omega(ed \rightarrow ed)$	17
1.3	Les données $A(Q)$ antérieures à notre expérience.	18
2.1	Le CEBA	20
2.2	Le hall C	20
2.3	La ligne de faisceau	22
2.4	Cavité BCM	23
2.5	Moniteur UNSER	24
2.6	L'échelle cryogénique	25
2.7	Etude de la réduction de densité.	26
2.8	Schéma du spectromètre HMS	27
2.9	Le collimateur spécial pour les données $A(Q)$	29
2.10	Les détecteurs de HMS	29
2.11	Algorithme simplifié de la reconstruction dans HMS. Malgré sa position dans l'algorithme, la sélection de la meilleure trace s'effectue uniquement à partir des vecteurs reconstruits dans chaque chambre.	31
2.12	Exemple de reconstruction dans HMS.	34
2.13	Exemple de données avec le collimateur spécial poivrier.	35
2.14	Représentation du canal deuton	37
2.15	Représentation du polarimètre POLDER	38
2.16	Logique de décision de HMS	40
2.17	Logique de décision pour POLDER et l'acquisition.	41
3.1	Exemple de reconstruction à la cinématique à 4 GeV.	45
3.2	Correction de la dépendance angulaire.	46
3.3	Perte d'énergie dans le deuxième scintillateur de POLDER.	46
3.4	Données sur cible fantôme en coïncidence à 1.4 GeV.	47
3.5	La soustraction des coïncidences fortuites.	49
3.6	Calibration des BCMs à partir du UNSER.	50
3.7	Exemple de simulation.	54
3.8	Graphes des corrections radiatives.	60
3.9	Etude de la qualité des corrections radiatives.	61

4.1	Comparaison entre les données et les paramétrisations du proton . . .	67
4.2	Mesures de $A(Q)$ dans la zone de notre expérience.	69
4.3	Déviaton de $A(Q)$ par rapport à une paramétrisation.	70
4.4	Etude de Δ' dans l'extraction des facteurs de forme.	73
4.5	Mesures de $B(Q)$ et paramétrisation utilisée pour la soustraction . . .	74
4.6	Mesures de t_{20}	75
4.7	Résultats de l'extraction de G_C^2	77
4.8	Résultats de l'extraction de G_Q^2	78
5.1	Densité du deuton	80
5.2	Etude de la dépendance de $A(Q)$ en fonction des différents potentiels NN.	82
5.3	Etude de la dépendance de $A(Q)$ en fonction des différents facteurs de forme des nucléons.	83
5.4	Contribution des termes de création de paire	84
5.5	Contribution des termes de recul et de renormalisation de la fonction d'onde	86
5.6	Contribution du terme $\rho\pi\gamma$	86
5.7	Contribution des termes isobariques (graphe).	86
5.8	Contribution des termes isobariques (calculs).	87
5.9	Diagramme représentant l'équation de Bethe-Salpeter	89
5.10	Diagrammes représentant l'approximation d'impulsion complète . . .	91
5.11	Calculs complets de A , B et t_{20}	97
5.12	Calculs complets de $\Delta A/A$	98
5.13	Approximation d'impulsion dans le cadre du modèle de Buchmann . .	98
6.1	Cinématique de la réaction $e d \rightarrow e d \pi^0$	101
6.2	Diagramme de l'analyse π^0	103
6.3	Identification des événements $e d \rightarrow e d \pi^0$	104
6.4	Simulation du DC pour des événements élastiques.	114
6.5	Simulation DC: p_d en fonction de $\frac{dx}{dz_{dcible}}$	115
6.6	Reconstruction du DC sur des événements élastiques.	116
6.7	Masse manquante reconstruite pour des π^0	117
6.8	W en fonction de la masse manquante.	117
6.9	Exemple de simulation pour π^0	118
6.10	Nombre d'événements mesurés pour $e d \rightarrow e d \pi^0$	119
6.11	Sections efficaces 5 fois différentielles $e d \rightarrow e d \pi^0$	120
6.12	Sections efficaces 5 fois différentielles $e d \rightarrow e d \pi^0$	121
A.1	Paramètre d'impact et répulsion coulombienne.	130
A.2	Comparaison données modèles des sections efficaces totales et de ré- action	131

B.1	Comparaison des différentes paramétrisations des facteurs de forme du nucléons.	137
B.2	Comparaison de combinaisons isoscalaires des différentes paramétrisations des facteurs de forme du nucléons.	138
C.1	Les différents sous-systèmes d'EPICS.	140
C.2	Principe de commande des aimants Q1, Q3 et du dipôle.	141
C.3	Interface utilisateur pour le contrôle des aimants DC et HMS lors de l'expérience t_{20}	142

Liste des tableaux

1.1	Liste des cinématiques pour $d(e,e'd)$ et $p(e,e')p$, $p(e,e'p)$	16
2.1	Mesures d'énergie du faisceau	21
2.2	Composition des cibles cryogéniques (en fin d'expérience)	26
2.3	Caractéristiques principales du spectromètre HMS	28
2.4	Utilisations des différents éléments de POLDER et de la détection test. 39	
3.1	Tableau récapitulatif de la soustraction de la contribution des parois de la cible	48
3.2	Tableau récapitulatif des soustractions des coïncidences fortuites . . .	48
3.3	Point de fonctionnement des cibles	50
3.4	Composition en deutérium de la cible à chaque mesure. On peut remarquer que les cinématiques ne sont pas numérotées chronologiquement.	51
3.5	Récapitulatif de l'efficacité de reconstruction.	56
3.6	Temps mort typique pour les données $A(Q)$	57
3.7	Temps mort typique pour les données $p(e,e')p$	57
3.8	Résumé des études sur l'angle solide en coïncidence	58
3.9	Perte des deutons par réactions nucléaires (%)	59
3.10	Terme de corrections radiatives (F_{rad})	62
4.1	Dépendance de la section efficace élastique "ed" en fonction de θ_e et E . 64	
4.2	Dépendance de la section efficace élastique "ep" en fonction de θ_e et E . 64	
4.3	Les sources d'erreur pour les mesures $d(e,ed)$	65
4.4	Les sources d'erreur pour les mesures $p(e,e')p$	66
4.5	Résultats des sections efficaces élastique électron-proton.	67
4.6	Résumé des valeurs de $A(Q)$, des erreurs et des valeurs de $B(Q)$ utilisées pour la soustraction	68
4.7	Résultats de G_C et G_Q à partir des valeurs de $A(Q)$, $B(Q)$ interpolées et de t_{20}	76
4.8	Incertitudes sur les facteurs de forme provenant des erreurs sur les fonctions de structure et t_{20}	76
6.1	Cinématiques des prises de données π^0 [126].	102
6.2	Normalisation des champs dans le DC.	107

6.3	Résultats des minimisations obtenus par MUDIFI.	108
6.4	Comparaison entre les reconstructions avec HMS et DC.	109
6.5	Nombre d'éléments d'acceptance et leur largeur	111
A.1	Liste des matériaux sur le passage des deutons.	126
A.2	Paramètres de la densité des noyaux (équation A.9).	128
A.3	Comparaison de sections efficaces totales expérimentales et calculées par le modèle de Glauber	130
A.4	Comparaison de sections efficaces de réaction expérimentales et cal- culées par le modèle de Glauber.	130
A.5	Sections efficaces totales deuton-noyau aux énergies des mesures e-d. .	131
D.1	Comparaison entre Hall A et Hall C.	144

Résumé:

Cette thèse a pour objet l'étude des propriétés électromagnétiques du noyau de deutérium, le deuton. Nous avons mesuré la section efficace de diffusion élastique d'électrons sur le deuton pour des transferts en quadri impulsion Q^2 compris entre 0,66 et 1,8 (GeV/c)². De cette section efficace, on extrait la fonction de structure $A(Q)$. La partie expérimentale de la thèse détaille l'expérience qui a eu lieu dans le hall C du laboratoire Jefferson (Etats-Unis): le faisceau d'électrons, d'énergie comprise entre 1,4 et 4 GeV, était incident sur une cible de deutérium liquide; les électrons diffusés et les deutons de recul étaient détectés en coïncidence dans deux spectromètres magnétiques. Puis sont abordées les différentes phases de l'analyse des données ainsi qu'une discussion des erreurs systématiques. Les résultats de $A(Q)$ sont associés aux données existantes de l'autre fonction de structure $B(Q)$, ainsi que de la polarisation tensorielle du deuton t_{20} , pour une extraction des facteurs de forme et une comparaison avec les différentes classes de modèles visant à décrire le deuton.

Dans une dernière partie, une analyse des données d'électroproduction cohérente de pions sur le deuton est présentée. Ces données ont été prises au cours de la même expérience et constituent les premières mesures de ce processus. Une attention particulière a été apportée aux corrections d'acceptance pour ce processus à trois corps.

Title and summary:

Study of the deuteron electromagnetic structure with scattered electrons
(elastic scattering and coherent production of pions)

The work described in this thesis is a study of the electromagnetic properties of the deuterium nucleus, the deuteron. We measured the elastic electron-deuteron cross section for momentum transfers Q^2 between 0.66 and 1.8 (GeV/c)². From this cross section the structure function $A(Q)$ is extracted. The experimental part of this work describes the experiment that took place in Hall C of Jefferson Lab (USA): the electron beam (from 1.4 to 4 GeV) was scattered from a liquid deuterium target; the scattered electrons and the recoil deuteron were detected in coincidence using two magnetic spectrometers. The different parts of the analysis as well as a discussion of the systematic errors are then presented. The results of $A(Q)$ are used with the already existing data of the other structure function $B(Q)$ and the tensor polarization of the deuteron, t_{20} , to extract the form factors and are compared to different classes of deuteron models.

Finally an analysis of the coherent electroproduction of pions on the deuteron is presented. These data have been taken during the same experiment and are the first measurements of this process. Special care has been given to the acceptance corrections in this three-body process.

Discipline: Physique nucléaire.

Mots-clés: deuteron, électrons, diffusion élastique, diffusion inélastique, pions, facteurs de forme, spectromètres magnétiques, interaction nucléon-nucléon.

Laboratoire: CEA/DSM/DAPNIA/SPhN-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France.