



Développement d'une cible polarisée de pur HD : Analyse et distillation du HD Diffusion compton virtuelle résonante sur le nucléon à TJNAF

Sylvain Bouchigny

► To cite this version:

Sylvain Bouchigny. Développement d'une cible polarisée de pur HD : Analyse et distillation du HD Diffusion compton virtuelle résonante sur le nucléon à TJNAF. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2004. Français. NNT : . tel-00008119

HAL Id: tel-00008119

<https://theses.hal.science/tel-00008119>

Submitted on 18 Jan 2005

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

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

N° d'ordre : 7517

U.F.R. PHYSIQUE - UNIVERSITE PARIS XI
INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE D'ORSAY

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Sylvain Bouchigny

pour obtenir le grade de docteur ès sciences
de l'université Paris-Sud XI, Orsay

Sujets :

Développement d'une cible polarisée de pur HD :
Analyse et Distillation du HD
Diffusion Compton Virtuelle Résonante sur le
Nucléon à TJNAF

soutenue publiquement le 23 avril 2004
devant la commission d'examen

M.	E. Augé	Président
M.	J-P Didelez	Directeur de Thèse
M.	C. M. Glashauser	Rapporteur
M.	M. Guidal	
M.	L. d'Hendecourt	Rapporteur
Mdm	F. Kunne	
M.	G. Rouillé	

à Sophie.

Les trois années de thèse passées à l'IPN furent pour moi particulièrement riches ; riches en événements, en contacts humains, riches en apprentissages scientifiques, en voyages... Que toutes les personnes qui furent présentes de près ou de loin en soient ici remerciées.

J'aimerais d'abord exprimer ma gratitude envers Sydney Gales et Nimet Frascaria, directeurs respectivement du laboratoire et de la Division de la Recherche quand je suis arrivé à l'IPN, ainsi que leur successeur, Dominique Guillemaud-Mueller et Bernard Berthier pour m'avoir chaleureusement accueilli au sein de leur laboratoire.

Je remercie tout particulièrement Jean-Pierre Didelez d'avoir accepté de diriger cette thèse ; merci d'y avoir consacré tout le temps nécessaire et de l'avoir relue avec cette belle rigueur qui te caractérise. Je remercie également Michel Guidal, qui fut celui par qui tout a commencé et dont l'imagination scientifique est un moteur permanent de ressources et de motivations et qui encadra avec passion la partie analyse de la thèse.

Je remercie très chaleureusement Charles M. Glashausser et Louis d'Hen-decourt qui ont accepté d'être rapporteur de la thèse. Je ne saurais leur être assez reconnaissant du temps qu'ils ont accordé à ce manuscrit et de la pertinence de leurs remarques. Merci à Etienne Augé d'avoir bien voulu présider le jury et d'avoir permis, le temps d'une soutenance, un salubre rapprochement entre deux communautés trop souvent éloignées, la physique hadronique et la physique des particules. Merci également à Fabienne Kunne et à Gérard Rouillé d'avoir accepté d'être membre du jury. Merci pour leurs nombreuses remarques et conseils.

Mes remerciements vont ensuite aux étudiants avec qui j'ai travaillé quotidiennement, dont la compagnie fut particulièrement salubre et dont l'aide fut précieuse : Cynthia Hadjidakis, Hayko Guler, Silvia Niccolai, Steven Morrow, Hyon-Suk Jo et Jason Lenoble. Merci également à Raymond Skowron pour ces nombreux coups de pouce, ainsi qu'à Lionel Fichen, et à l'ensemble du groupe Phase : Robert Frascaria Jacques Arvieux, Jacques Van de Wiele, Marcel Morlet, Saro Ong, Ronald Kunne, Louis Bimbot, Dominique Marchand et Monique Launay.

Je remercie le Service de Cryogénie de l'IPN d'Orsay de m'avoir accueilli si spontanément au sein de la "tour HYDILE". Merci à Christian Commeaux, Gérard Rouillé, Richard Martret et Basile Arapoglou pour leur conseil (riche d'enseignements), leur disponibilité (toujours là) et leur participation aux développements du spectromètre et du distillateur (car un travail technologique est toujours un travail d'équipe). Merci également à Didier Grolet pour avoir toujours été disponible au moment où une fuite nécessitait une soudure bien placée. Merci à Philippe Blache, Sébastien Blivet et François Galet, les dessinateurs, pour leurs études faites sur le le spectromètre et le distillateur, et les magnifiques épures qui illustrent la thèse.

Je n'oublie pas nos collègues du "plateau de Saclay" qui ont toujours été d'une gentillesse et d'une disponibilité à toutes épreuves. Merci à Michel Garçon, Diane Doré, Jean-Marc Laget, P.A.M. Guichon, Franck Sabatié et Ludylvine Morand. Merci également à Fabienne Kunne et à Gérard Audit de m'avoir ouvert, il y a déjà bien longtemps, les portes de la recherche au cours de deux passionnants stages.

J'aimerais remercier également tous les physiciens du Hall B qui travaillent de l'autre côté de l'atlantique, leur écoute a toujours été remarquable. Leur soutien et leur expertise se sont aussi avérés des aides indispensables : Volker Burket, Elton Smith, Will Brooks, Latifa Elouadrhiri, Stepan Stepanyan, Bernhard Mecking, Valeri Koubarovski et Harut Avagyan. Je salue aussi cordialement les étudiants qui ont partagé mon séjour à JLab : Pascal Girard, Matthieu Guillo, Costy Loukachine, Eric Anciant, Thierry Auger, Kathy McCormick, Maud Baylac, Joes Grames et Julie Roche.

Vient maintenant le moment de remercier ceux qui me sont si chers et qui furent le socle de mes études : ma mère qui fut un soutien indéfectible à toutes mes orientations et mon père qu'habite l'esprit des lumières et de la science, mon frère, Audrey et la petite Jeanne, et une pensée pour ma tante Marie-Sylvette qui aurait aimé assister à la soutenance. Finalement, Sophie, c'est à toi que j'envoie mes plus doux remerciement, pour ton amour, pour ton aide indispensable et ta patience dans les derniers mois de la thèse. A vous tous, je veux dédier cette thèse.

Table des matières

Introduction	i
I Développement d'une cible polarisée de pur HD : Analyse et Distillation du HD	1
1 Les cibles de pur HD	3
1.1 Préambule	3
1.2 Intérêt du HD polarisé	4
1.3 Etats rotationnels moléculaires de l'Hydrogène	5
1.4 Polarisation du HD	7
1.5 Temps de relaxation	8
2 Distillation du HD	11
2.1 Introduction	11
2.2 Campagne de distillation aux USA	13
2.3 Description du dispositif	14
2.3.1 Le réfrigérateur	14
2.3.2 Le Collecteur	16
2.3.3 Les pompes	19
2.3.4 Le Distillateur	20
2.3.5 Description de la distillation	24
2.3.6 Suivi des concentrations	26
2.4 Problèmes et conclusion	28
3 Développement du distillateur	29
3.1 Principe général de la distillation	30
3.1.1 La distillation simple	30
3.1.2 La rectification	30
3.2 Etude critique des Distillations US	31

3.2.1	Détermination du NET minimum	31
3.2.2	Distillation H_2/D_2	31
3.2.3	Distillation du HD	33
3.2.4	Distillation HD/D_2	34
3.2.5	Conclusions	34
3.3	Description du distillateur	35
3.4	Conclusion et perspectives	40
4	Description du Spectromètre	43
4.1	Introduction	43
4.2	Système d'introduction	44
4.2.1	Les Régimes d'introduction	44
4.2.2	Mise en place du système d'introduction à Orsay	48
4.3	L'analyseur de gaz : Le spectromètre de masse quadripolaire	51
4.3.1	Introduction	51
4.3.2	Principe de fonctionnement	52
4.4	La chambre d'ionisation	60
4.4.1	description	60
4.4.2	Phénomènes physiques liés à l'ionisation	61
4.5	Le détecteur	62
4.5.1	Phénomènes liés au détecteur	62
4.6	Les spectres	63
5	Etalonnage du spectromètre	67
5.1	Problématique et protocole	67
5.2	Mesure quantitative	68
5.2.1	Mesure de la fragmentation	68
5.2.2	Phénomène de recombinaison : mesure de la formation de molécule triatomique	71
5.2.3	Conclusion sur le spectre de HD pur	72
5.2.4	Caractérisation des échantillons utilisés pour l'étalonnage du spectromètre	73
5.3	Mesure de la concentration en fonction de l'amplitude des signaux	74
5.3.1	Méthode 1 : Etablissement d'une matrice d'étalonnage	76
5.3.2	Méthode 2 : Etablissement d'une droite d'étalonnage	78
5.4	Mesure des concentrations des gaz distillés aux USA	81
6	Conclusion de la première partie	83

II	N^*VCS : Diffusion Compton Virtuelle Résonnante sur le Nucléon	85
1	Motivations physiques	87
1.1	La sonde électromagnétique	87
1.1.1	Les réactions inclusives et les distributions de partons	90
1.1.2	Le DVCS et les distributions de partons généralisées	96
1.2	Le ΔVCS	105
2	Dispositif expérimental	109
2.1	Le laboratoire TJNAF et l'accélérateur CEBAF	109
2.2	Production du faisceau d'électrons à CEBAF	111
2.2.1	Injection du faisceau d'électrons	111
2.2.2	Transport et accélération	111
2.2.3	Extraction et Distribution du faisceau dans les halls expérimentaux	112
2.3	Le Détecteur CLAS	113
2.3.1	Caractéristiques du système de détection	115
2.3.2	Caractéristiques du champ magnétique	115
2.3.3	Les chambres à dérive	117
2.3.4	Mesure du temps de vol par les scintillateurs	118
2.3.5	Les compteurs Čerenkov	120
2.3.6	Les calorimètres électromagnétiques	121
2.4	L'expérience "e1-6"	124
3	Choix et sélection de la réaction	127
3.1	Introduction	127
3.2	Identification des particules chargées	128
3.2.1	L'électron	128
3.2.2	Le pion	133
3.2.3	Correction de l'impulsion des électrons et des pions	134
3.3	Identification des neutres	137
3.3.1	Généralités sur la detection des neutrons et des γ	137
3.3.2	De la détection des neutrons dans CLAS	140
3.3.3	Détection de la réaction $ep \rightarrow en\pi^+$	142
3.3.4	Correction de la détection des neutrons	144
3.3.5	Effet des corrections	150

4	Analyse de la réaction	155
4.1	Généralités	155
4.1.1	Première tentative	157
4.1.2	Méthode utilisée	158
4.2	Événements 2γ	159
4.2.1	Détection	159
4.2.2	Asymétrie associée aux événements 2γ	162
4.3	Simulations	164
4.3.1	Introduction	164
4.3.2	Développement d'un générateur d'événements	165
4.3.3	Distributions	170
4.4	Mesure de la contamination des π^0	178
4.4.1	Introduction	178
4.4.2	Densité d'événements en fonction de ϕ_{LH} des données	179
4.4.3	Distribution en ϕ_{LH} pour les simulations	182
4.4.4	Normalisation du nombre de π^0	189
4.4.5	Ajustement de la simulation sur les données réelles	190
4.4.6	Estimation des erreurs systématiques	190
4.5	Mesure alternative de la contamination π^0	191
4.6	Calcul de l'asymétrie	196
5	Conclusion de la deuxième partie	199
A	Propriétés physiques des molécules isotopiques de l'Hydrogène.	201
B	Rappel de théorie cinétique des gaz	203
C	Etude théorique d'une colonne de rectification	211
D	Facteurs de correction des paramètres du neutron	219
E	Detection des angles du neutron dans CLAS	223

Introduction

La mesure des observables de polarisation est fondamentale en physique nucléaire car elles révèlent les aspects microscopiques de la structure nucléaire. C'est ainsi que, lorsqu'en 1987-1988 la collaboration EMC (European Muon Collaboration) réalisa au CERN l'expérience de diffusion de muons polarisés (expérience de double polarisation), les résultats déclenchèrent la “Crise du Spin du Nucléon”, car il fallut bien admettre que les “quarks” ne portaient qu'environ 20% du spin du proton, contrairement aux croyances de l'époque basées sur les prédictions du modèle naïf des quarks constituants.

Bien que cette expérience ne soit pas très ancienne, elle constituait alors une véritable prouesse technologique. En effet, si l'intérêt des observables de polarisation est connu depuis longtemps par la communauté scientifique, la possibilité de mesures expérimentales systématiques n'est apparue que récemment. Le temps nécessaire à la réalisation d'une expérience comme celle de EMC, où interviennent à la fois un faisceau polarisé et une cible polarisée, est inversement proportionnel au produit des carrés des taux de polarisation de la cible et du faisceau.

Pour la sonde électromagnétique dont il est question dans ce travail, il faut rappeler que la barre des 50% pour le taux de polarisation des électrons émis par les sources à base de photocathodes n'a été franchie qu'il y a moins d'une dizaine d'années, grâce aux photocathodes de *GaAs* contraint. Cette avancée technologique récente, permet désormais à un accélérateur comme CEBAF de disposer de faisceaux d'électrons polarisés à plus de 80% et a notamment rendu possible l'expérience “ ΔVCS ” analysée dans ce travail.

Dans le cas des cibles polarisées, la polarisation des deutons n'a franchi la barre des 40% que l'année dernière, et le facteur de dilution des cibles conventionnelles réduit dans tous les cas la polarisation effective des protons ou des deutons à moins de 20%.

La première partie, essentiellement technique, de ce travail est une contribution au développement d'une cible polarisée de pur *HD* (Hydrogène Deutérium), pour laquelle tous les nucléons sont polarisables, ce qui permet d'accroître de façon déterminante la polarisation effective, notamment pour les neutrons polarisés.

Le travail consiste à mettre au point la distillation du HD afin de produire un matériau suffisamment purifié, adapté au processus de polarisation statique, et à contrôler précisément le degré de pureté.

La deuxième partie du travail est consacrée à l’analyse d’une expérience de Diffusion Compton Virtuelle induite par des électrons polarisés (dite DVCS pour “Deep Virtual Compton Scattering”). Ces expériences constituent la voie royale pour atteindre les “Distributions de Partons Généralisées” (GPD pour “Generalized Parton Distribution”), un formalisme théorique récent permettant de décrire les corrélations entre la position transverse des partons et leur vitesse longitudinale. Ces distributions, si elles étaient connues, réduiraient, grâce à une règle de somme due à Ji, la Crise du Spin du Nucléon mentionnée ci-dessus.

Il s’agit de déterminer l’observable d’asymétrie de faisceau dans la diffusion Compton résonante $N-\Delta$, qui est une prédiction du formalisme des GPDs. Cette démarche est exploratoire en ce qu’elle tente d’isoler un processus encore jamais observé. On verra au cours de ce travail que ce canal de faible section efficace ne pourra être isolé que grâce aux asymétries faisceau produites par interférence avec un processus beaucoup plus probable : le rayonnement Bethe Heitler.

Première partie

Développement d'une cible polarisée de pur HD : Analyse et Distillation du HD

Chapitre 1

Les cibles de pur HD

1.1 Préambule

Dans une expérience de Physique Nucléaire, la mesure des observables de polarisation joue souvent un rôle fondamental pour déterminer la dynamique de la réaction. Prenons l'exemple simple de la photo-production d'un méson pseudoscalaire sur le nucléon, présentement étudiée sur le faisceau de photons linéairement polarisés du poste expérimental GRAAL à l'ESRF de Grenoble. Il y a deux états de spin du photon et deux états de spin du nucléon dans la voie initiale, soit quatre combinaisons possibles. Le méson pseudoscalaire ayant un spin égal à zéro, on pourra décrire toute la réaction par quatre amplitudes d'hélicité complexes H_1 à H_4 , soit huit grandeurs réelles à déterminer par les mesures expérimentales. Notons par les symboles $N_\perp$, $N_\parallel$, les taux de comptage dans le plan de la réaction pour les orientations perpendiculaire ou parallèle de la polarisation du faisceau et $N^\uparrow$, $N^\downarrow$, ceux obtenus pour les orientations "up" ou "down" de la polarisation de la cible et finalement, N_0 le taux de comptage non polarisé. On obtient alors pour la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ et les observables de simple polarisation : Σ (asymétrie due au faisceau), $\mathcal{T}$ (asymétrie due à la cible) et $\mathcal{P}$ (polarisation du proton de recul) les expressions suivantes.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |H_1|^2 + |H_2|^2 + |H_3|^2 + |H_4|^2 \quad (1.1)$$

$$\Sigma = \frac{1}{P_\gamma} \frac{(N_\perp^\uparrow + N_\perp^\downarrow) - (N_\parallel^\uparrow + N_\parallel^\downarrow)}{4N_0} = -\Re(H_1 H_4^* - H_2 H_3^*) \quad (1.2)$$

$$\mathcal{T} = \frac{1}{P_T} \frac{(N_\perp^\uparrow + N_\parallel^\uparrow) - (N_\perp^\downarrow + N_\parallel^\downarrow)}{4N_0} = -\Im(H_1 H_2^* + H_3 H_4^*) \quad (1.3)$$

$$\mathcal{P} = \frac{1}{P_\gamma P_T} \frac{(N_\perp^\uparrow + N_\parallel^\downarrow) - (N_\perp^\downarrow + N_\parallel^\uparrow)}{4N_0} = -\Im(H_1 H_3^* + H_2 H_4^*) \quad (1.4)$$

Où P_γ et P_T sont les taux de polarisation respectifs du faisceau de photons et de la cible.

Les équations (1) à (4), montrent que les différentes observables de polarisation sont liées à des combinaisons bilinéaires différentes des quatre amplitudes d'hélicité ; tandis que la section efficace différentielle ne fait intervenir que la somme des carrés correspondants. C'est ainsi qu'une amplitude faible, ne sera pas révélée par la seule mesure de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, mais pourra être amplifiée par interférence avec une amplitude dominante et apparaître très clairement dans une asymétrie particulière. On conçoit également intuitivement, au simple examen des équations (1) à (4) que les mesures de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, Σ , $\mathcal{T}$ et $\mathcal{P}$ fournissent des relations linéairement indépendantes contribuant à déterminer les huit grandeurs intervenant dans les quatre amplitudes d'hélicité complexes. On peut montrer [1] que pour déterminer complètement celles-ci, à une phase arbitraire près, il faut trois mesures de double polarisation supplémentaires qui doivent venir de deux classes différentes parmi les trois possibles : [faisceau-cible], [faisceau-recul] et [cible-recul].

Il résulte des considérations générales développées ci-dessus, qu'un poste expérimental moderne comme celui de GRAAL, devrait être doté idéalement :

- d'un faisceau polarisé d'excellente qualité, ce qui est le cas pour des faisceaux de photons réels obtenus par rétrodiffusion de lumière laser ;
- de cibles polarisées (protons et neutrons) aussi pures que possible ayant des taux de polarisation élevés ;
- et même d'un polarimètre de recul permettant la mesure de la polarisation des particules émises à l'état final.

L'objet du travail présenté ici est une contribution au développement d'une cible polarisée de pur HD , une molécule isotopique de l'Hydrogène constituée uniquement de protons et de deutérons polarisables. Nous nous sommes intéressés à la purification du gas HD , plus précisément à sa distillation et à l'analyse quantitative des impuretés résiduelles de H_2 et de D_2 .

1.2 Intérêt du HD polarisé

Les cibles polarisées conventionnelles peuvent désormais être couramment produites et la technologie de fabrication est bien au point. Cependant, un de leurs inconvénients majeurs est qu'elles ne sont pas pures ; le nombre de nucléons polarisables ne représentant qu'une faible fraction du nombre de nucléons présents dans la cible. De plus, pour atteindre des temps de relaxation suffisamment longs, il est

nécessaire de maintenir la cible à très basse température, bien au dessous de 0,3 degré K, dans un champ de maintien supérieur à 1 Tesla. Tout ceci n'est possible qu'en équipant la ligne de faisceau d'une machinerie complexe, comprenant au moins un réfrigérateur à dilution et une bobine supraconductrice souvent encombrante.

Comme on le verra, avec le HD , il est possible de développer une cible pure dont tous les nucléons soient polarisables, avec des taux de polarisation de l'ordre de 80% pour les protons et supérieurs à 30% pour la polarisation vectorielle des deutérons, ayant de surcroît des temps de relaxation de plusieurs jours à des températures élevées de l'ordre de quelques degrés K dans un champ magnétique de maintien relativement faible ($\leq 0,5$ T) [2].

1.3 Etats rotationnels moléculaires de l'Hydrogène

La Figure 1.1 donne une représentation schématique des états rotationnels des molécules isotopiques de l'Hydrogène H_2 , HD et D_2 . Les contraintes de symétrie imposées aux fonctions d'onde totales de H_2 (deux fermions) et D_2 (deux bosons) limitent les orientations des spins nucléaires à basse température, où le moment angulaire orbital doit être égal à zéro.

Pour H_2 , à la température ambiante, la variété la plus abondante appelée *ortho*- H_2 correspond au couplage des spins des protons à un spin total $S = 1$, avec un moment angulaire orbital "L" impair. Comme les spins nucléaires sont alignés, *o*- H_2 peut être polarisé. Cependant, l'état d'équilibre à basse température est le *para*- H_2 , ayant $L = 0$ et $S = 0$, comme l'exige l'antisymétrie de la fonction d'onde. Dans ce cas, les moments magnétiques nucléaires sont antiparallèles et par conséquent, le pur H_2 ne peut être polarisé sous forme solide.

Dans le cas du Deutérium, c'est le *para*- D_2 ($S = 1$, "L impair") qui disparaît à basse température, ne laissant que les *ortho*- D_2 ($S = 0,2$; $L = 0$). Bien que 5/6 des *o*- D_2 aient leurs spins alignés ($S = 2$), le petit moment magnétique du deutéron et le moment angulaire orbital $L = 0$, rend la polarisation du D_2 pur très difficile.

Par contre, la configuration de la molécule hétéro-nucléaire HD (un fermion et un boson) n'est pas contrainte par une symétrie particulière et de ce fait peut se trouver dans l'état rotationnel moléculaire $L = 0$ indépendamment de l'orientation des spins de H et de D . A basse température, toutes les molécules de HD sont donc dans leur état fondamental $L = 0$.

Au cours d'un processus de refroidissement, les états *o*- H_2 et *para*- D_2 doivent décroître vers leurs états fondamentaux $L = 0$. Pour les raisons de symétrie évoquées plus haut, cette décroissance implique un changement simultané du moment angulaire orbital et du spin total. En physique du solide, on considère ces transitions comme interdites au premier ordre. Les états $L = 1$ sont donc métastables et leur dé-

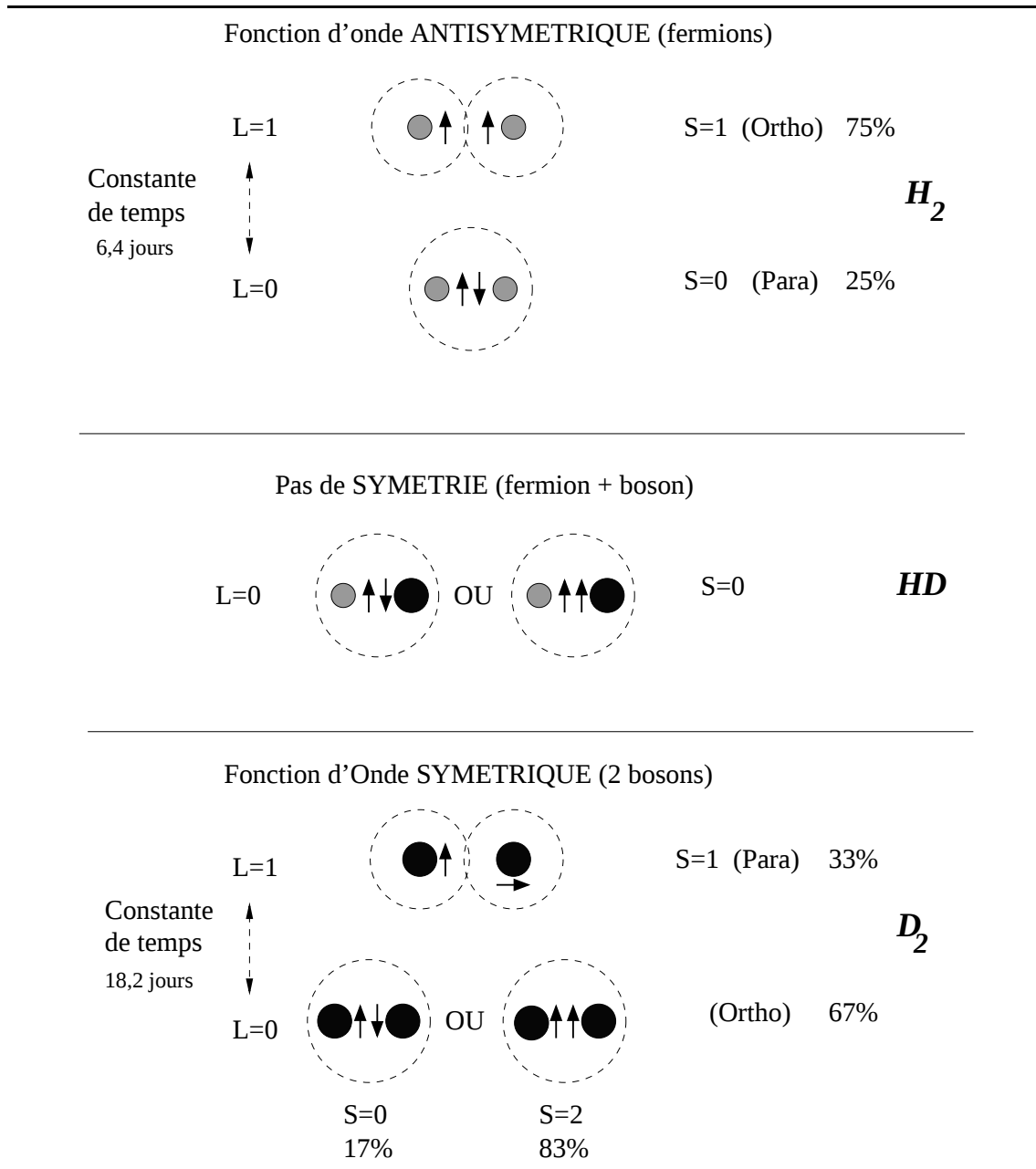


FIG. 1.1 – Représentation schématique des états rotationnels des molécules isotopiques de l'Hydrogène. L est le moment angulaire orbital de la molécule et S , le spin total. Les constantes de temps données correspondent à celles des équilibres ortho – $H_2 \leftrightarrow$ para – H_2 et para – $D_2 \leftrightarrow$ ortho – D_2 . Les pourcentages donnés sont les populations relatives des différents états à température ambiante. A basse température les molécules décroissent vers leur état fondamental $L = 0$.

croissance est relativement lente. Dans le HD solide les transitions $o-H_2 \rightarrow p-H_2$ et $para-D_2 \rightarrow o-D_2$ ont des constantes de temps de 6,4 et 18,2 jours respectivement. Ces constantes de temps ne dépendent ni de la température, ni du champ magnétique, aux basses températures considérées ici. Elles conditionnent tout le processus de polarisation du HD décrit ci-dessous.

1.4 Polarisation du HD

La polarisation d'une cible solide nécessite presque toujours une température aussi basse que possible et un champ magnétique important, typiquement 1°K et 2,5 Tesla pour la polarisation dynamique classique et 10 mK sous 15 Tesla pour la polarisation statique considérée ici. A ces basses températures, le HD est sous forme de glaçon à l'état solide. Comme le couplage entre les spins nucléaires et le réseau cristallin (couplage spin-réseau) se fait par l'intermédiaire du moment angulaire orbital de la molécule (égal à zéro pour le HD), il est très difficile d'apporter aux spins nucléaires l'énergie nécessaire à leur basculement. Dans ces conditions, le temps de relaxation spin-réseau est grand. Pour un HD parfaitement pur, on peut montrer qu'à $T = 4,2^\circ\text{K}$, le temps de relaxation intrinsèque du HD est de l'ordre de 10^{14} sec, soit $3 \cdot 10^6$ ans [3] ! Autrement dit, une fois polarisée, la cible de HD peut rester polarisée, même à champ faible et à la température de l'Hélium liquide, pendant un temps suffisant pour effectuer une expérience de physique nucléaire. Bien que ce temps de relaxation long soit avantageux pour l'expérimentateur, il rend la phase de polarisation également longue et difficile.

La solution à ce dilemme a été suggérée par Honig [4] en 1967. Le temps de relaxation (polarisation) peut être considérablement réduit en ajoutant au pur HD une faible concentration ($\approx 10^{-4}$) de $o-H_2$ et de $p-D_2$. Ces impuretés se relaxent vers le réseau par un mécanisme complexe faisant intervenir la modulation des interactions intramoléculaires spin-spin et spin-orbite (il s'agit ici du moment angulaire orbital de la molécule) par réorientations moléculaires. Ces réorientations moléculaires, quant à elle, sont induites par les interactions intermoléculaires des molécules possédant un moment angulaire orbital $L=1$ et qui ont de ce fait un moment quadripolaire électrique moléculaire. Ces réorientations permettent la polarisation des protons et des deutons des molécules de $o-H_2$ et de $p-D_2$. Comme il existe une interaction spin-spin entre ces noyaux et leurs homologues des molécules de HD , il y a échange de polarisation par interaction spin-spin adiabatique (diffusion de spin) et l'on peut ainsi polariser assez rapidement les molécules de HD , par ailleurs isolées du réseau cristallin. On comprend facilement que le temps de relaxation spin-réseau des protons et des deutons du HD sera d'autant plus court que les concentrations de $o-H_2$ et $p-D_2$ seront grandes. La Figure 1.2 résume schématiquement les

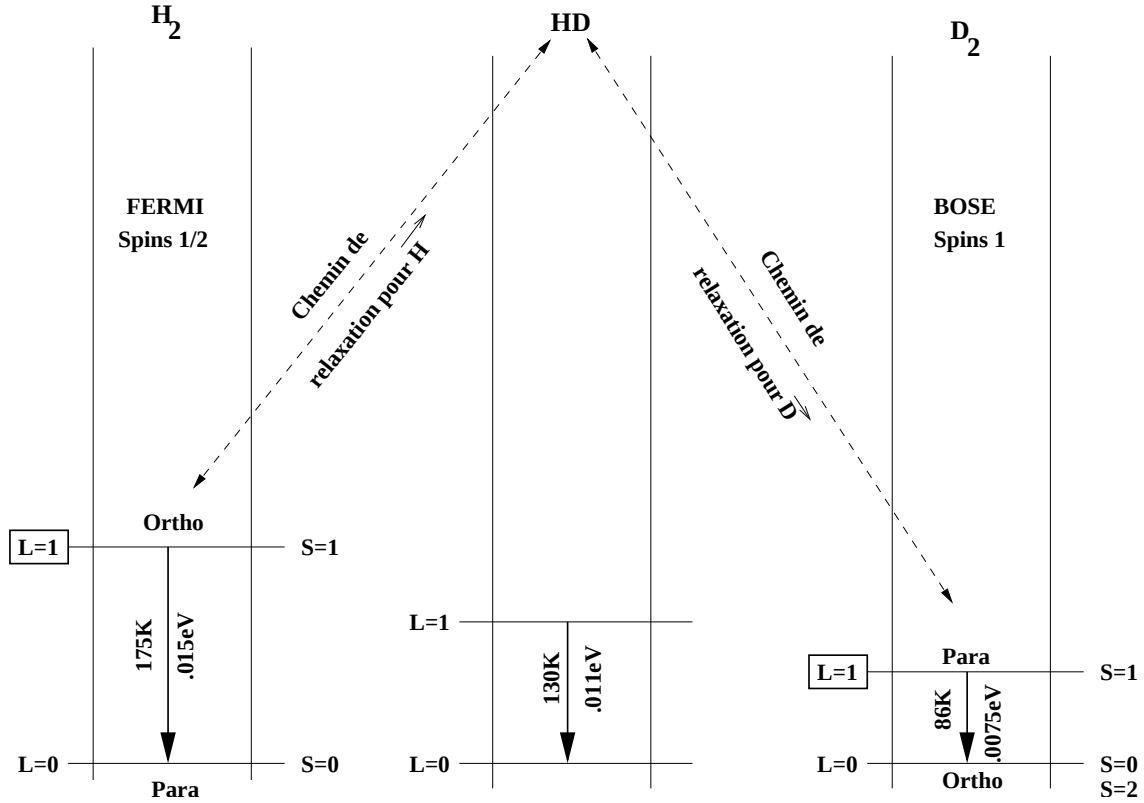


FIG. 1.2 – *Etats rotationnels moléculaires des molécules d'Hydrogène. A très basse température, $o-H_2$ et $p-D_2$ décroissent vers $p-H_2$ et $o-D_2$ suivant $\exp -t/T_0$. $T_0 = 6,4$ jours pour $o-H_2$ et $T_0 = 18,2$ jours pour $p-D_2$.*

mécanismes de polarisation décrits ci-dessus.

En pratique, les impuretés de H_2 et de D_2 déjà présentes dans le HD commercialement disponible sont de l'ordre de quelques %, le but du présent travail est de distiller le HD , afin de réduire autant que possible les concentrations de H_2 et de D_2 et surtout de déterminer précisément les concentrations correspondantes par spectrométrie de masse, afin d'optimiser les protocoles de distillation et de polarisation.

1.5 Temps de relaxation

Pour retrouver des temps de relaxation spin-réseau, appelés respectivement T_1^H et T_1^D , suffisamment longs, il suffit, après avoir polarisé le HD d'attendre la décroissance des impuretés de $o-H_2$ et de $p-D_2$ vers leurs états fondamentaux

magnétiquement inertes. Tous les spins nucléaires sont alors isolés du réseau et la cible peut rester polarisée plusieurs jours, même à “haute” température et à faible champ de maintien. On peut dès lors décrire le cycle de polarisation comme suit. Un échantillon de HD convenablement dopé en H_2 et en D_2 , est maintenu à très basse température dans un champ magnétique élevé (10 mK et 14 Tesla, en ce qui nous concerne), dans un réfrigérateur à dilution $^3He/^4He$ muni d’un solénoïde supraconducteur. Les protons et les deutons du HD se polarisent jusqu’à atteindre les polarisations d’équilibre. Dans les conditions décrites ci-dessus, on peut prétendre à 89% pour les protons et 27% pour la polarisation vectorielle des deutérons. Vient alors la phase de vieillissement. Le $o-H_2$ décroît exponentiellement avec une période de $6,4 \pm 0,3$ jours et le $p-D_2$ avec une période de $18,2 \pm 1$ jours [5], ce qui implique un vieillissement pouvant dépasser les deux mois pour atteindre des concentrations inférieures à 10^{-5} .

Les temps de relaxation dépendent des concentrations résiduelles en $o-H_2$ et de $p-D_2$, de la température et du champ magnétique. Ils sont d’autant plus longs que ces concentrations sont faibles, que la température est basse et que le champ magnétique est élevé. La Figure 2 tirée de la référence [6] montre les temps de relaxation T_1^H obtenus à l’IPN d’Orsay, en fonction de la durée du vieillissement, du champ magnétique et de la température. Au début du processus de vieillissement, T_1^H croît comme : $e^{d/5,5}$, ce qui suggère une évolution liée à la période de décroissance de 6,4 jours du ($o-H_2$) ; après 60 jours de vieillissement, le ($o-H_2$) a presque complètement disparu, mais le ($p-D_2$) qui a une période de décroissance plus longue est encore présent. De fait, entre 60 et 80 jours de vieillissement, T_1^H croît comme : $e^{d/17,8}$, ce qui suggère les 18,2 jours gouvernant la décroissance du ($p-D_2$). On conclut de cet examen que le dosage des concentrations de D_2 est crucial pour déterminer la durée optimum du conditionnement de la cible dans le réfrigérateur à dilution, dont la consommation d’Hélium liquide coûte très cher (2.500 Euros/semaine).

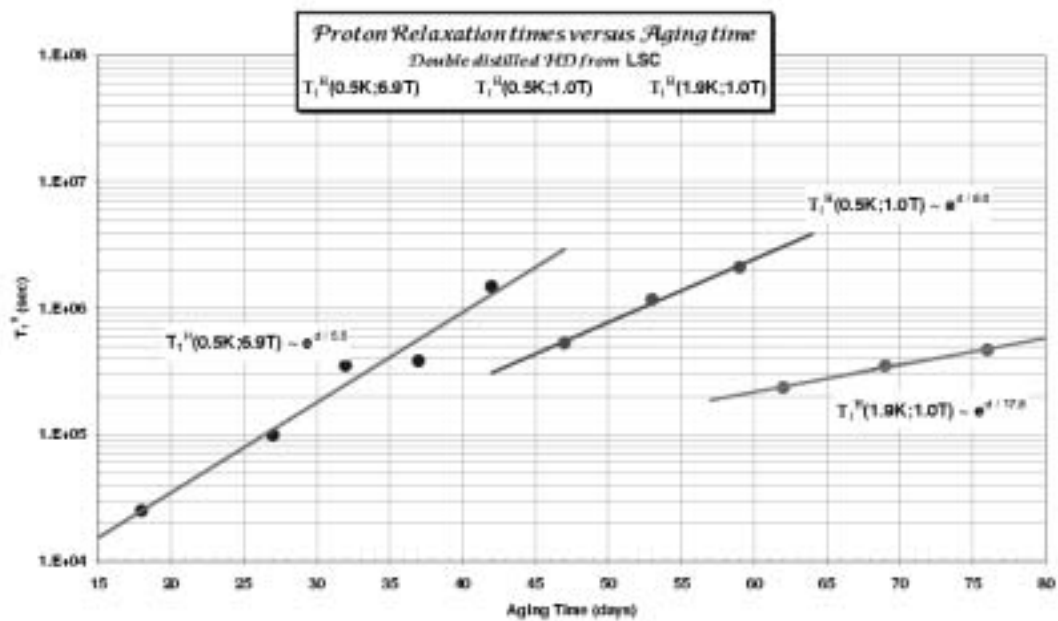


FIG. 1.3 – Evolution de T_1^H , en fonction du vieillissement, à différentes valeurs de la température et du champ de maintien.

Chapitre 2

Distillation du HD

2.1 Introduction

Comme on l’a vu au chapitre 1, la polarisation statique du HD nécessite la présence de petites quantités de $o-H_2$, pour que le processus de polarisation, qui requiert un échange d’énergie entre le “réservoir de spin” et le réseau cristallin, puisse avoir lieu.

La dépendance du temps de relaxation T_1^H des protons du HD en fonction de la concentration de $o-H_2$ (C_{H_2}) est connue depuis longtemps à champ faible (0,2 Tesla) et à 4,2°K. Déjà en 1966, au CEA Saclay, de telles mesures avaient été menées à bien et avaient montré que pour $C_{H_2} < 0,001$, T_1^H est inversement proportionnel à $C_{H_2}^3$ [7]. Lors d’une expérience de polarisation du HD , on sera donc tenté de partir avec des concentrations de H_2 et D_2 relativement grandes, afin d’atteindre sûrement les polarisations d’équilibre à très basse température et à champ élevé, et ce, en quelques heures seulement. Cependant, comme il faudra faire vieillir la cible d’autant plus longtemps que les concentrations de H_2 et de D_2 sont élevées au départ, on voudrait que celles-ci soient aussi faibles que possible. Les concentrations optimales ne sont pas connues précisément, mais on s’accorde à penser que 5.10^{-4} est une bonne approximation, à la fois pour le H_2 et pour le D_2 .

Le HD disponible dans le commerce possède généralement une contamination en H_2 et en D_2 de l’ordre du pourcent. Il s’avère donc indispensable de purifier le HD commercial, c’est-à-dire de le distiller.

Il s’agit ici d’une distillation particulière ; en effet, dans les processus de distillation conventionnels, utilisés depuis la nuit des temps, il faut généralement séparer deux composants formant un mélange dans des proportions comparables. Dans notre cas, on part de HD déjà très pur, formant plus de 95% du mélange et l’on peut extraire le H_2 et le D_2 afin que le HD restant soit pur à 99,95%. Ceci n’est possible

qu'en faisant appel à une double distillation, ce qui consiste en fait, comme on le verra plus tard, à une double rectification.

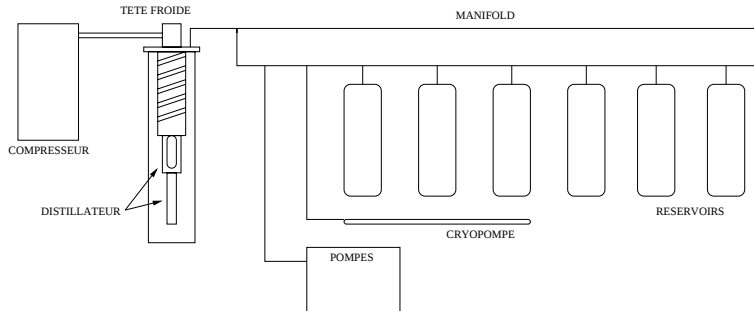
La rectification est décrite en détail au chapitre 3.1, mais en bref, dans une colonne de rectification, on fait bouillir le mélange au bas de la colonne et on condense les vapeurs au sommet de celle-ci. L'échange qui se produit entre les vapeurs montantes et le reflux du liquide, produit un enrichissement des composants les plus volatiles dans le haut de la colonne. On peut ainsi séparer les composants et, en ce qui nous concerne, purifier le HD pour atteindre des concentrations de H_2 et D_2 inférieures à 0,1%.

Avant l'émergence du projet de polarisation du HD , des études de l'évolution du temps de relaxation des protons en fonction de la concentration du $o-H_2$ dans le HD avaient déjà été menées à bien dans l'espoir de polariser dynamiquement les protons de la molécule HD [8]. Les colonnes de rectification utilisées alors étaient toutes basées sur une conception datant de 1951 [9], utilisant un dispositif entièrement constitué de verre. Ces véritables chefs-d'œuvre de verrerie, repris plus tard par différents projets [7, 10], étaient entièrement statiques, utilisant astucieusement les propriétés de chaleur latente de vaporisation de l' 4He et du H_2 . La partie froide du haut de la colonne (le condenseur) était constituée d'un réservoir important d'Hydrogène liquide (plusieurs litres), dont la condensation avait préalablement été obtenue à partir d' 4He liquide, produisant ainsi le gaz d'échange nécessaire à la liquéfaction du H_2 . Ce réservoir important de H_2 liquide servait alors à la liquéfaction de la petite quantité de HD à distiller (typiquement 50cc de HD liquide). Le HD étant liquéfié, on pouvait alors le faire bouillir par une résistance chauffante (la plupart du temps superflue à cause des entrées de chaleur naturelles) située au bas de la colonne, le réservoir de H_2 liquide situé au sommet de la colonne assurant la condensation des vapeurs de HD . Le processus de rectification était ainsi enclenché jusqu'à épuisement du H_2 liquide.

Ces dispositifs ont remarquablement bien fonctionné, permettant de contrôler "de visu" le déroulement du processus (ruissellement des gouttelettes), mais ils ne conviennent pas pour la purification du HD . En effet, pour les cibles polarisées de pur HD , il faut au moins une mole de HD distillée par cible et l'ambition est de polariser trois cibles simultanément. Par conséquent, dès l'origine du projet de polarisation du HD , élaboré dans les années 93, un nouveau distillateur de HD commun aux deux projets SPHICE¹ aux USA et HYDILE² en Europe, a été mis en chantier au Département de Physique de l'Université de Syracuse, "Syracuse University" (SU) et construit sur place par des représentants des deux projets [11]. Aux termes des conventions entre les deux projets, le distillateur américain devait

¹Strongly Polarized Hydrogen deuteride ICE

²Hydrogen Deuterium for Intersecting Laser Electron beams

FIG. 2.1 – *Dispositif général de la distillation*

fournir suffisamment de HD doublement distillé aux deux projets. La conception du dispositif garde l'idée d'une colonne de rectification en verre et d'un réservoir de H_2 liquide au sommet de la colonne pour assurer la condensation des vapeurs de HD , mais ici la liquéfaction du H_2 est entretenue par un cryogénérateur, ce qui permet des "runs" de distillation aussi longs que nécessaire. Typiquement, on distille 10 moles de HD par "run" pour ne garder que 5 moles de HD . Il y a eu quelques tentatives de distillation à Syracuse, résumées dans la référence [11], mais les campagnes de distillation productives ont été réalisées avec le dispositif mentionné ci-dessus à l'Université de Caroline du Sud (USC) et actuellement à "James Madison University" (JMU).

2.2 Campagne de distillation aux USA

J'ai participé de janvier à mars 2001 à une première campagne de distillation d'un mélange de molécules isotopiques de l'Hydrogène (H_2 , HD , D_2) à USC aux Etats-Unis où le distillateur avait d'abord été déplacé. Durant cette période, 12 moles d'un mélange ont été distillées et on estime avoir obtenu entre 6 et 7 moles de HD purifié en un peu plus d'une semaine de distillation ininterrompue.

Un an plus tard, c'est à JMU que l'on retrouve le dispositif que nous avons utilisé pour une nouvelle session de distillation effectuée durant le mois de février 2002. Une quantité équivalente de HD y a été distillée.

Les deux campagnes ont permis d'obtenir le HD utilisé à Orsay pour les premiers tests de la cible HYDILE. Bien sûr, ces déplacements aux Etats-Unis ne sont pas une solution à long terme pour le projet HYDILE et le développement d'un distillateur à Orsay reste absolument nécessaire. Ci-dessous, nous décrivons l'ensemble de ce dispositif ainsi que le processus de distillation, l'expérience acquise aux USA étant à la base du développement du distillateur d'Orsay.

2.3 Description du dispositif

Voyons de plus près le dispositif utilisé à USC pour mener à bien la distillation du *HD*. Nous dresserons dans la suite la liste de tous les éléments constitutifs accompagnés d'un descriptif général de leur mise en œuvre et des instruments utilisés. Ainsi pour distiller, il faut :

- Un réfrigérateur composé d'un compresseur et d'une tête froide .
- Un “Manifold” (ou collecteur en français) pour le stockage et la manipulation des gaz.
- Des pompes mécaniques et cryogéniques pour assurer le vide d'isolation, nettoyer les réservoirs, évacuer l'air de la tuyauterie et manipuler les gaz distillés.
- Un distillateur : essentiellement, une colonne de distillation et un condenseur associé au réfrigérateur.

Le schéma de la figure 2.1 représente une vue générale du dispositif.

2.3.1 Le réfrigérateur

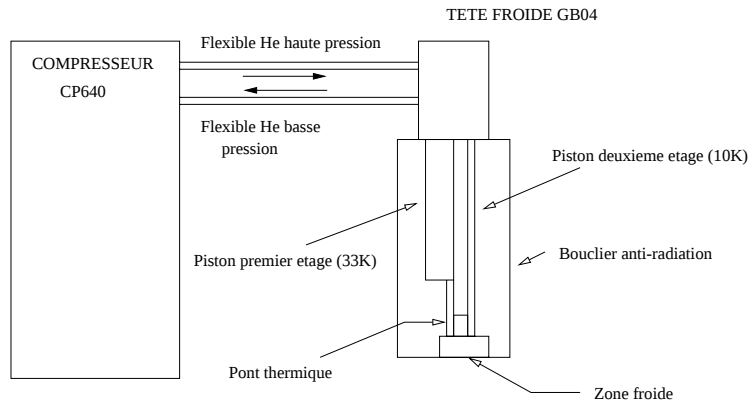
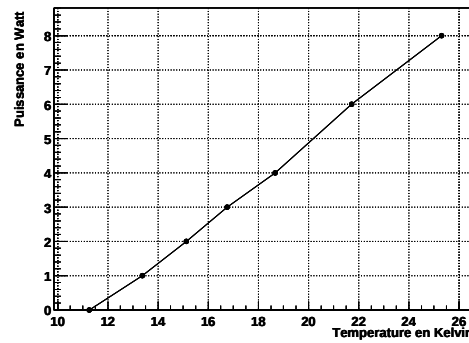
Le cryogénérateur est basé sur un cycle de Gifford-McMahon : un volume d'He gazeux, amené sous pression par le compresseur, est déplacé vers la partie froide du cryogénérateur, au travers d'un régénérateur, à l'aide d'un piston ; le gaz est ensuite détendu (toujours à l'aide du compresseur) et s'échappe alors de la zone froide au travers du régénérateur. On réalise ainsi un cycle réfrigérant. C'est une machine thermique fiable et facile à utiliser. On pourra en trouver une description plus détaillée chez [12].

Le modèle utilisé est un CRYOMECH GB04 à deux étages. L'un permet d'abaisser la température de l'ensemble du système et en particulier de l'écran thermique à 33°K. L'autre est utilisé pour obtenir un point froid de l'ordre de 10°K. Les deux étages sont reliés par un pont thermique en cuivre.

Le compresseur est un CRYOMECH CP640 d'une puissance de 1890 Watt. La figure 2.2 représente le système de refroidissement. Le compresseur est relié à la tête froide via des conduites flexibles en acier inoxydable.

Lors de la mise en froid initiale, on a pu mesurer la puissance de refroidissement du réfrigérateur. Celle-ci est de 5,5 Watt à 21°K. Cette puissance s'est avérée suffisante pour effectuer la distillation. La figure 2.3 donne la correspondance entre la température de fonctionnement et la puissance de refroidissement du système.

En pratique, le cryogénérateur est toujours utilisé au maximum de sa puissance. La température de fonctionnement est contrôlée à l'aide d'un thermocouple en carbone placé sur la partie froide du système, et régulée par des chaufferettes. Ils sont connectés à un contrôleur de température : Digital Temperature Controller Model 9650 fabriqué par SI-Scientific Instrument.

FIG. 2.2 – *Schéma de la tête froide*FIG. 2.3 – *Puissance de refroidissement du cryogénérateur GB04 CRYOMECH*

2.3.2 Le Collecteur

Il s'agit de l'ensemble du dispositif nécessaire pour gérer le stockage et le transfert de l'Hydrogène. Il contient un ensemble de vannes et de soupapes permettant d'assurer l'intendance du gaz mais également la sécurité des manipulations. Pour mieux se représenter les différents éléments décrits ci-dessous, se référer à la figure 2.4

Les réservoirs

Le *HD* est initialement contenu dans 5 réservoirs de 46 litres chacun (correspondant à 2 moles de gaz à température ambiante et à la pression atmosphérique). Ces réservoirs sont également destinés à recueillir le *HD* durant les différentes phases de la distillation. Un sixième réservoir est utilisé comme volume tampon pour recevoir l'Hydrogène en cas de problèmes (surchauffe du système par exemple). Il s'agit du réservoir 6 sur le schéma de la figure 2.4. En cas d'augmentation de la pression, le gaz s'échappe par les soupapes de 35 psi qui s'ouvrent alors vers le réservoir 6 (en fonctionnement normal le réservoir est ouvert et la vanne VE fermée).

On verra plus tard que la colonne de distillation a été fabriquée en verre et le risque de voir celle-ci se briser n'est absolument pas négligeable. Il faut donc prévoir d'autres réservoirs tampons directement connectés au vide d'isolation. On a utilisé pour cela deux bouteilles de 90 litres chacune. Elles ont été isolées du vide par une soupape de 1 psi, celle-ci restant fermée pendant l'utilisation normale du distillateur.

Le débitmètre

Le collecteur compte également un débitmètre permettant de contrôler l'extraction des gaz issus de la distillation. Ce dernier est un GFC Aalborg 017 permettant un débit compris entre 0 et 50 ml/min.

Le spectromètre de masse

En parallèle sur l'entrée des pompes, on dispose d'un spectromètre de masse SRS RGA 100 pour pouvoir analyser en temps réel l'évolution des concentrations relatives du mélange gazeux. Il est situé juste au dessus des pompes assurant le vide du système. Son utilisation est double.

D'une part il permet de caractériser le vide obtenu lorsqu'on purge le système, d'y détecter d'éventuelles fuites et de vérifier que le système n'est pas pollué en Hydrogène, en eau ou en tout autre élément indésirable. De ce point de vue là, le spectromètre a parfaitement fonctionné.



D'autre part, il permet de mesurer les concentrations relatives des constituants du gaz au cours de la distillation. Dans ce cas, lors de l'extraction des gaz, on ouvre très légèrement la vanne entre le spectromètre et le manifold (V.man sur la schéma 2.4) afin d'obtenir une pression de l'ordre de 10^{-6} Torr à l'entrée de la pompe. Il est alors possible, sans trop perturber le système, de procéder à l'analyse du mélange.

Malheureusement, comme on le verra dans la suite de l'exposé, cette utilisation a posé quelques problèmes. Nous disposions d'un système d'introduction (du gaz vers le spectromètre) rudimentaire susceptible de fausser de 10 à 20% à l'introduction même les concentrations à mesurer. Nous nous sommes d'ailleurs penchés par la suite sur la problématique des systèmes d'introduction et l'on trouvera une description des phénomènes physiques mis en jeu au chapitre 4. Ce problème n'est pas rédhibitoire. On peut en effet, pour contrôler le processus de distillation, se limiter à suivre l'évolution relative des concentrations ; néanmoins la détermination précise des valeurs absolues à 10^{-4} près s'est avérée nécessaire pour qualifier un échantillon de *HD* destiné à une cible polarisée.

En fait, la sensibilité du spectromètre de masse utilisé aux USA et commercialisé par la firme SRS, ne descend pas en dessous de 1%³. Nous avons donc été obligés pour décider de la fin de la distillation d'extrapoler les concentrations en fonction des premières mesures effectuées. La fin de la distillation s'est donc faite plus ou moins en aveugle. La limitation du spectromètre de masse est en grande partie responsable du succès très relatif de la première campagne de distillation à USC et de l'échec de celle de JMU. De même, il nous a été impossible de signer les concentrations des mélanges obtenus à la fin de la campagne.

C'est ainsi, à partir de cette expérience, que nous nous sommes intéressés au problème de la mesure précise des concentrations faibles et qu'il a été décidé en priorité de mettre en œuvre à Orsay un spectromètre de masse ayant la précision et la sensibilité souhaitable. On en trouvera une description détaillée aux chapitres 4 et 5.

³rappelons ici que les concentrations souhaitables de H_2 et de D_2 dans le *HD* sont de l'ordre de 0,01%

Les cryopompes

La manipulation de l'Hydrogène s'est faite à l'aide de 2 cryopompes ⁴. La première est munie d'une vanne et contient un volume relativement important (elle peut condenser jusqu'à une mole de gaz). On l'utilise essentiellement pour transvaser l'Hydrogène d'un réservoir à l'autre et pour vider le distillateur à la fin de la distillation. La deuxième, plus petite, est principalement utilisée pour vider la première et permet de minimiser les pertes de gaz lors des transferts. On a en outre utilisé pour ces pompes un réservoir standard de 90 litres d'Hélium liquide. La consommation globale d'*He* semble tourner autour d'un réservoir par mois (500\$ par mois).

Jauges de pression

Une série de points de mesure de la pression est également nécessaire. Chaque réservoir possède sa jauge et on a placé sur le collecteur trois jauges Oméga (avec une précision de l'ordre du millibar). Deux sont indispensables à la distillation : "P.still" qui fournit la pression dans le distillateur et "P.man" qui donne la pression dans le collecteur et les réservoirs.

2.3.3 Les pompes

Trois pompes en série sont utilisées pour assurer le vide d'isolation du distillateur et permettre de nettoyer le collecteur et les réservoirs.

- La pompe primaire est une VARIAN Diaphragm Vacuum Pump de chez Vacuum brand GmbH. Elle permet un débit de $2,5m^3/h$ et atteint une pression en entrée de l'ordre de 3,4 mbar.
- La seconde est une pompe moléculaire Alcatel CFV 10.
- Enfin, la troisième, placée entre le collecteur et les pompes précédentes est une turbo pompe de chez Pfeiffer Blazers. Elle est interfacée à l'aide d'une commande électronique du même constructeur.

Pour mesurer grossièrement les pressions en entrée et sortie de la turbo, on utilise deux jauges standards interfacées par un GP-Granville Phillips 270 Gauge Controller. Afin d'obtenir une mesure précise de la pression en entrée des pompes, on a également

⁴Le principe d'une cryopompe est simple : il s'agit d'un tube (en général en inox) dont une extrémité est fermée et l'autre directement connectée au volume que l'on désire vider. En plongeant le tube dans une bouteille d'hélium liquide (à la température de 4,2°K), on condense le gaz au fond du tube réduisant ainsi la pression du gaz. La puissance de pompage est alors fournie par l'évaporation de l'hélium. Ces pompes ont l'avantage d'être particulièrement propre dans la mesure où le gaz reste dans un volume isolé. Il n'y a aucun risque de voir par exemple de l'huile polluer le système comme dans le cas d'une pompe à palettes.

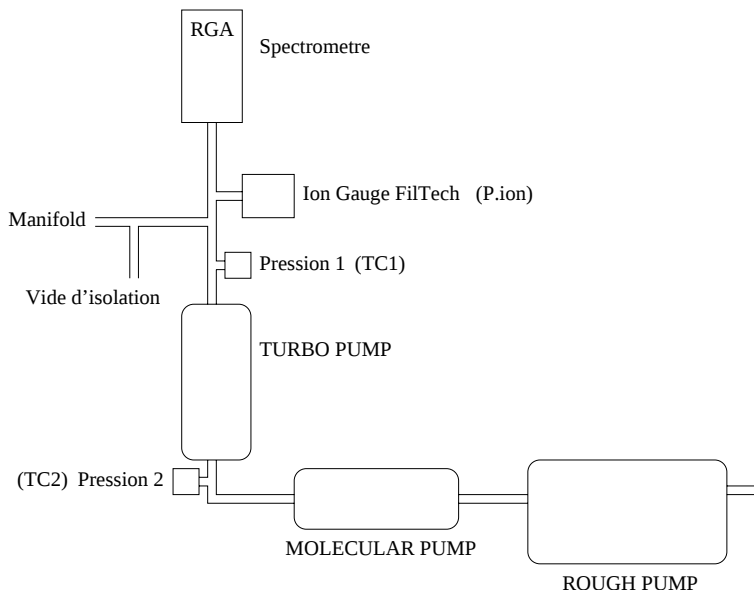


FIG. 2.5 – *Vue schématique de l'installation des pompes mécaniques.*

utilisé une jauge “Ion Gauge FilTech”. L’ensemble du système est résumé sur la figure 2.5

2.3.4 Le Distillateur

Il s’agit d’une colonne d’un peu plus d’un mètre de haut dans laquelle on fait circuler un mélange liquide-vapeur. Le *HD* liquide est porté à ébullition à la base de la colonne tandis que la vapeur est condensée dans la partie haute. Afin de maximiser les échanges liquide-vapeur, la colonne basse est remplie de grilles très fines en acier inoxydable jouant le rôle des paliers d’un distillateur classique (En anglais ce grillage est appelé “Stedman Packing”). La partie haute quand à elle est remplie de billes de verre d’un diamètre de l’ordre de 1 mm pour en minimiser le volume. Tout cela est représenté sur la figure 2.6.

Le distillateur est protégé des rayonnements thermiques par un écran thermique en contact avec le premier étage du cryogénérateur (c’est à dire à la température de 33°K) et plongé dans une enceinte à vide (pression à froid de 10^{-7} mbar) pour l’isoler au mieux du milieu extérieur.

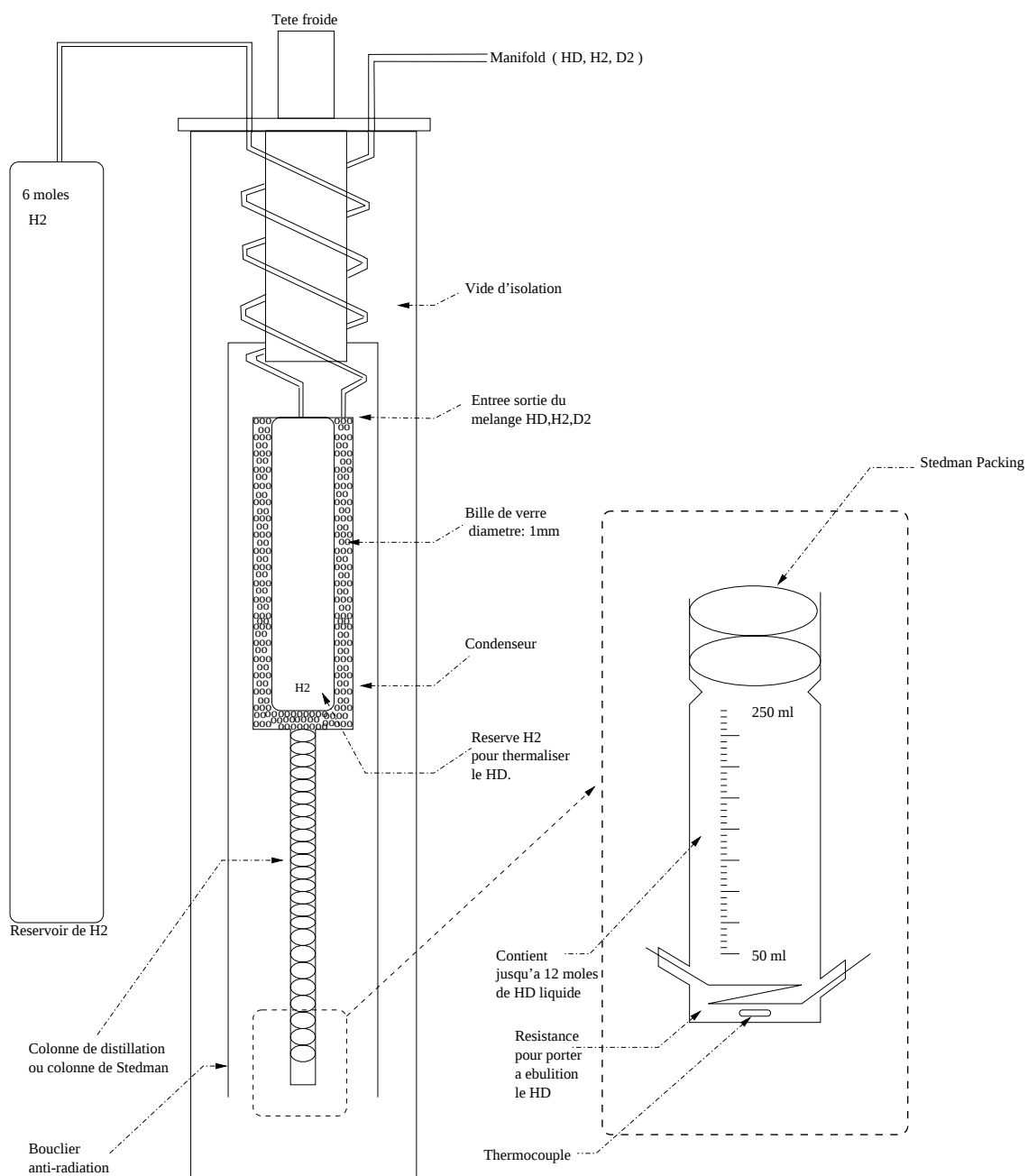


FIG. 2.6 – Schéma du distillateur.

La colonne de rectification

La colonne a été fabriquée en verre afin de pouvoir observer facilement le déroulement de la distillation (cf paragraphe 2.3.4). Elle mesure 47 centimètres de haut pour un diamètre de 5,1 cm et se compose de deux parties distinctes.

- *la partie basse* (magnifiée sur la figure 2.6) est destinée à recevoir jusqu'à 12 moles de HD liquide (ce qui correspond à un volume de 250 cc). Elle contient un fil résistif de 46 ohms enroulé autour d'un support en verre. Ce fil est utilisé pour porter à ébullition le HD . La puissance est fournie par un générateur TEMMA Laboratory DC Power Supply 72-2005 et s'échelonne de 0 à 54 Watts. Afin de connecter ce fil au générateur, des "cornes" de 25 mm ont été formées dans le verre de la colonne. Elles maintiennent des connecteurs en Nickel-Tungstène assurant l'étanchéité du contact mécanique avec le verre.

On a également placé sur un support en epoxy (déposé au fond de la colonne) un thermocouple permettant de mesurer la température du liquide. La résistance est connectée à l'extérieur de la même façon que le fil résistif.

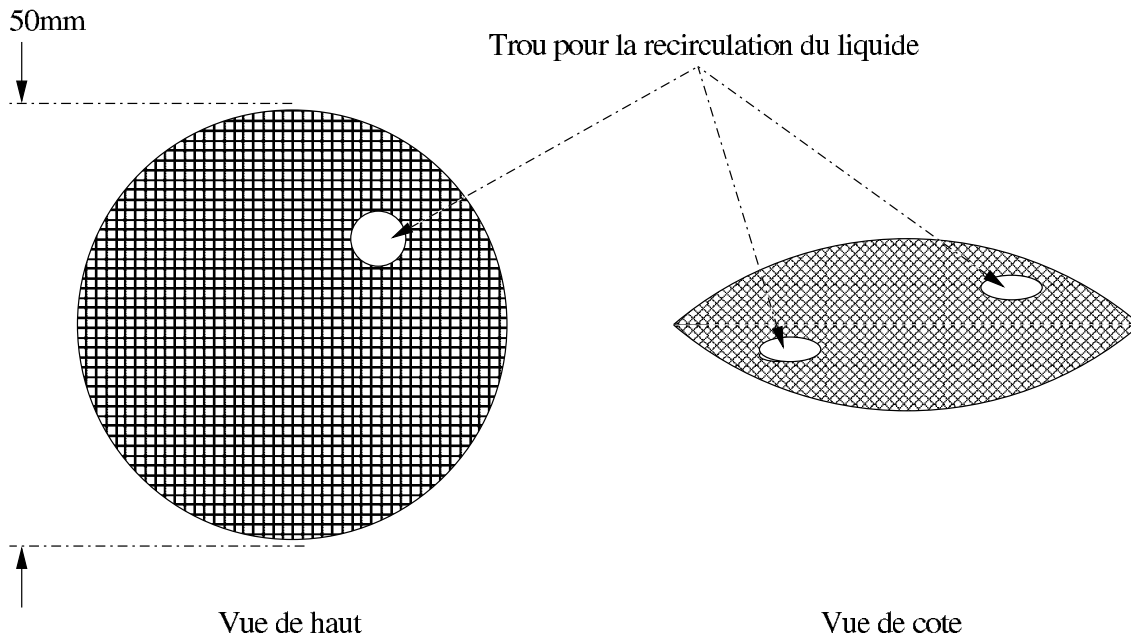
- *la partie haute* de la colonne est remplie d'une trentaine de pastilles en acier inoxydable découpées dans un grillage très fin. Ces pastilles sont creuses et percées de deux trous sur chaque face afin de permettre au liquide de redescendre. Elles sont représentées sur la figure 2.7.

C'est là qu'à lieu la distillation. La différence de température entre le bas et le haut de la colonne génère un flux montant de vapeur et un flux descendant de liquide que l'on appelle "reflux". S'instaure alors un équilibre entre la phase liquide et la phase gazeuse sur les grilles des paquets de Stedman ainsi qu'un gradient de température tout au long de la colonne. En pratique, plus on est haut et plus la phase gazeuse s'enrichit des molécules les plus volatiles. Au début de la distillation, on extrait une phase riche en H_2 . Vient ensuite une phase riche en HD puis une phase riche en D_2 .

Le condenseur

Le HD vaporisé dans la partie basse du distillateur est condensé dans la partie haute par un réservoir contenant 6 moles d'Hydrogène liquide. Cet Hydrogène est initialement (à température ambiante) contenu dans une bouteille placée à côté du distillateur. Lors de la mise en froid, il est pompé naturellement par le cryogénérateur et transféré dans le volume intérieur du condenseur. On bénéficie ainsi de l'inertie thermique du H_2 liquide pour thermaliser l'ensemble du distillateur.⁵

⁵La raison pour laquelle on a utilisé cet intermédiaire entre le HD et le cryogénérateur n'est pas clairement indiquée par les concepteurs de la machine. Il s'agit, en fait, d'une reproduction "moderne" des dispositifs anciens en verre, dans lesquels on condensait une grande quantité de

FIG. 2.7 – *Les pastilles de l'empilement de Stedman*

Le volume extérieur du condenseur, où se situe le HD , est rempli de billes de verre d'un diamètre de 1 mm permettant d'augmenter le volume occupé par la phase liquide et ainsi d'améliorer la thermalisation et la condensation du HD .

Dispositif destiné à contrôler “de visu” la distillation

Afin de voir comment se déroule la distillation, des trous d'observation ont été découpés dans l'écran thermique et deux hublots ont été symétriquement placés dans le caisson extérieur du dispositif. Les hublots et les trous font approximativement 2 cm de large et 40 cm de long. L'épaisseur de verre entre le milieu extérieur et le vide d'isolation est de l'ordre 3,2 mm. Ce dispositif permet d'observer à la fois la quantité de HD condensée au bas du distillateur et le reflux du liquide dans la colonne de Stedman.

H_2 liquide (destinée à liquéfier le HD) qui devait tenir pendant tout le processus de distillation. La qualité et la puissance des cryogénérateurs actuels devraient permettre de s'affranchir de cet intermédiaire.

2.3.5 Description de la distillation

La distillation à USC a eu lieu aux mois de février et mars 2001 à l'université de Caroline du Sud et celle de JMU, au cours du mois de février 2002 à l'université de Harrisonburg dans l'état de Virginie aux Etats-Unis. Le protocole suivi est le même dans les deux cas et nous nous proposons, ici, de décrire chronologiquement l'ensemble des opérations et mesures effectués.

Etats Initiaux

- *Composition du gaz* : Le gaz est donc un mélange de H_2 , HD et D_2 . Les concentrations estimées avant distillation sont de 98% pour le HD et de 1% pour le H_2 et le D_2 .
- *Etat du cryogénérateur* : La mise en froid du cryogénérateur est lancée la veille du début de la distillation. Il faut en effet compter presque 24 heures pour atteindre la température minimale du système. La température d'équilibre à vide (sans HD) est de 11,2°K. La pression dans le distillateur est alors inférieure à $10^{-6}mbar$.
- *Etat du collecteur* : Au départ, tous les réservoirs sont vides (pression inférieure à $10^{-5}mbar$). Le réservoir numéro 1 (cf figure 2.4) est alors remplacé par la bouteille contenant le HD à distiller. On remplit les réservoirs 2, 3, 4 et 5 avec le HD en s'aidant de la cryopompe pour vider complètement la bouteille. La pression dans le collecteur est de 1,5 bar. Les réservoirs faisant chacun 46 litres, le nombre de moles de HD présent est donc de $n = \frac{46.1,5.1,0132}{22,4136}.4 = 12,48moles$. Le réservoir numéro 6 est utilisé comme volume tampon de sécurité et, pour finir, on remet en place le réservoir 1.

Etape 1 : Condensation du HD

On ouvre l'ensemble des vannes entre les réservoirs et le distillateur. La température monte brutalement à 27,15°K, la pression est de 1250 mbar. Quatre heures plus tard, la température est redescendue à 11°K et la pression est alors de 4 mbar. Le HD a été naturellement cryopompé dans le distillateur et on observe des morceaux de glace de HD dans le bas et le haut de la colonne. Afin de vider complètement les réservoirs on utilise les deux cryopompes puis on ferme la vanne la plus proche du distillateur afin de minimiser le volume du collecteur par rapport à celui de la distillation.

Etape 2 : Circulation du HD

Deux journées complètes ont été nécessaires pour trouver un point de fonctionnement satisfaisant. La température de la tête froide est d'abord réglée à $21,5^{\circ}\text{K}$ ⁶, température typique de liquéfaction du *HD* à la pression où l'on a travaillé (810mbar)

Le point de fonctionnement s'obtient alors en réglant la température de condensation en haut de la colonne et la puissance fournie à la base du distillateur pour porter le mélange à ébullition.

Les critères pour obtenir un point de fonctionnement satisfaisant sont essentiellement visuels. On veut que le liquide soit intégralement au pied de la colonne ou en surface des paquets de "Stedman". Lors de l'ébullition, le niveau du liquide au bas de la colonne reste constant.

Cependant, dans un premier temps, avec une puissance de 1,5 Watt, on observe une accumulation de liquide au sommet de la colonne. Ce problème apparaît pour une ébullition trop forte du *HD*. Il faudra baisser la puissance jusqu'à 0,53 Watt pour la voir disparaître. D'une manière générale, il est important lors de la mise en place de la circulation d'augmenter les différents paramètres le plus doucement possible. Si on respecte cette consigne, l'équilibre s'installe sans difficulté.

Finalement, on fonctionne avec un condenseur à $21,5^{\circ}\text{K}$ pour une pression de 890mbar et une puissance au pied de la colonne tournant autour de 1 Watt. Compte tenu des coefficients de volatilité relatifs du H_2 , du D_2 et du *HD*, l'équilibre se caractérise par une augmentation de la concentration en H_2 (élément le plus léger) dans la partie supérieure du distillateur (on trouvera les températures d'ébullition du H_2 , du *HD* et du D_2 dans l'annexe A).

Etape 3 : Extraction du gaz

On extrait d'abord le H_2 . Le gaz est lentement aspiré par le haut en ouvrant le volume de distillation vers le réservoir 1 (figure 2.4). La vitesse d'extraction de la solution est contrôlée à l'aide du débitmètre décrit au paragraphe 2.3.2. Ce dernier est utilisé à une valeur de 15 ml/min. Cette valeur a été calculée pour que l'extraction ne perturbe pas l'équilibre du distillateur. Plus précisément, il faut que le flux de gaz sortant soit très inférieur au reflux de liquide dans le distillateur. Pour une puissance de 1 Watt, une extraction 15 ml/min et sachant qu'un Joule permet d'évaporer 0,001 mole de *HD*, le rapport entre le reflux et l'extraction est le taux de reflux "r" :

$$r = \frac{\text{reflux}}{\text{extraction}} = \frac{1.Js^{-1}.0,001\text{mole}.J^{-1}}{15\text{mlmin}^{-1}.(1/60s).(1/22400\text{mlmole}^{-1})} = 90 \quad (2.1)$$

⁶Le H_2 utilisé dans le condenseur est maintenu sous pression, la température de liquéfaction est donc supérieure à $20,4^{\circ}\text{K}$

La recirculation à l'intérieur du distillateur était donc 90 fois plus grande que l'extraction du mélange. On a estimé que cela suffisait pour que l'extraction soit une perturbation négligeable du système, mais on verra plus tard, à l'aide des diagrammes de McCabe et Thiele, que ce n'est pas assez, $r = 150$ aurait été plus satisfaisant.

2.3.6 Suivi des concentrations

Le débit est programmé sur 15 ml/min et le réservoir 6 ouvert 24 heures seulement après le début de l'ébullition du HD . Tout au long de l'extraction, on effectue une analyse du gaz à l'aide du spectromètre de masse. La concentration en H_2 du gaz extrait au début est de $20\% \pm 1\%$ (erreurs systématiques associées au transport du gaz vers le spectromètre et aux incertitudes concernant son étalonnage). La concentration est bien largement supérieure à ce qui a été mesuré pour le gaz initial contenant 98% de HD et 1% de H_2 et de D_2 . Il y a donc bien eu un enrichissement en H_2 de la phase gazeuse en tête de la colonne. Les points de mesure effectués sont représentés sur la figure 2.8. On voit que la concentration de H_2 du gaz extrait décroît progressivement vers 0.

Au dessous de 1%, après 56 heures d'extraction, le spectromètre a atteint le seuil de sa résolution. Il n'est alors plus possible de mesurer les concentrations de H_2 . Afin d'estimer au mieux l'instant où il faut s'arrêter, on effectue une extrapolation à l'aide d'une exponentielle sur le graphe de la figure 2.8. On pense alors atteindre la concentration voulue après 7 heures d'extraction supplémentaire.

L'extraction de la fraction riche en H_2 est arrêtée au bout d'une durée totale de distillation de 63 heures. La pression dans le réservoir 6 est alors de 720 mbar. L'intégration de la courbe de la figure 2.8 donne la quantité de H_2 effectivement extraite du mélange. On obtient $n_{H_2\text{extrait}} = 0,06$ moles (et $n_{HD\text{extrait}} = 1,48$ moles) ce qui correspond à 0,5% des 12 mole initiales. Il semble que cela ne soit pas suffisant, la concentration initiale tournant autour de 1%. Cependant, le spectromètre de masse dont nous disposons ne nous a pas permis de conclure. Encore une fois, la nécessité de posséder un système de mesure des concentrations suffisamment sensible se fait sentir ; ainsi faudra-t-il attendre l'exploitation du spectromètre d'Orsay pour avoir enfin une mesure précise des concentrations obtenues lors de ces campagnes (Les résultats définitifs seront donnés en conclusion de la description du spectromètre au paragraphe 5.4).

Une fois la fraction riche en H_2 extraite on commence à récupérer le HD "pur" dans les réservoirs 5,4 et 3 successivement. Cette étape prendra 8 jours⁷. Durant

⁷Cette durée peut sembler un peu longue mais l'extraction devait être interrompue en l'absence d'un opérateur pour éviter de polluer le HD avec la fraction suivante riche en D_2 .

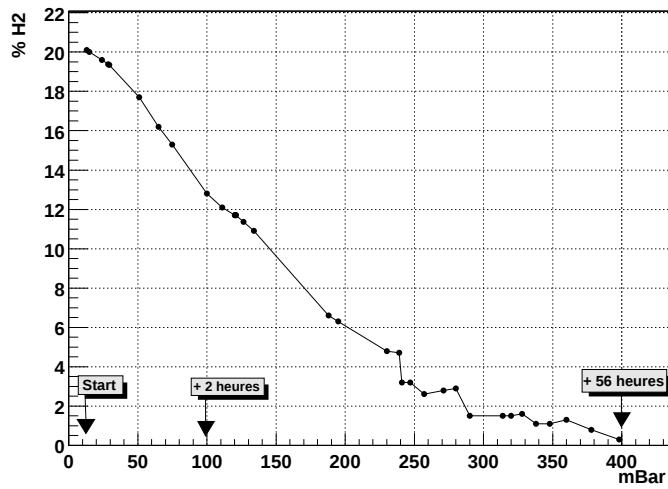


FIG. 2.8 – On représente ici l'évolution de la concentration du H_2 contenu dans le mélange extrait du distillateur et mesuré par le spectromètre de masse en fonction de la pression en mbar dans le réservoir 6 (46 litres). Le point Start (< 1 mbar) correspond à l'ouverture du débitmètre après 24 heures de recirculation dans le distillateur. On a également indiqué la correspondance entre la pression dans le réservoir et le temps écoulé.

toute la période, la concentration lue sur le spectromètre de masse donne un taux de HD égal à $99\% \pm 0.9\%$ et une concentration en H_2 et en D_2 compatible avec 0. Le dernier jour, il n'y plus assez de liquide en bas de la colonne pour assurer le reflux du HD dans le distillateur. On arrête donc la distillation. Nous n'avons pas alors observé d'augmentation de la concentration en D_2 .

La dernière étape consiste à réchauffer le système et à recueillir le mélange restant dans le réservoir numéro 2. On mesure alors dans cette dernière fraction à l'aide du spectromètre une concentration en D_2 de 3,2%. Le mélange résiduel au bas de la colonne était donc bien riche en Deutérium.

2.4 Problèmes et conclusion

Le principal problème que nous avons rencontré concerne, on l'a vu, le suivi des concentrations en H_2 et D_2 du HD . Il nous semble évident qu'il est absolument nécessaire d'améliorer la chaîne de distillation afin de mesurer les concentrations initiales avant distillation et de les contrôler après. Ce point est d'ailleurs considéré comme une priorité qui passera avant la mise en place du distillateur lui-même. Nous avons donc implanté à Orsay un spectromètre de masse dont les caractéristiques dépassent de loin celles du RGA utilisé aux USA et qui nous permettra de suivre l'évolution de la distillation jusqu'aux plus basses concentrations. La description en est donnée aux chapitres 4 et 5.

Par ailleurs, le réglage "à l'œil" du système au travers de la colonne en verre ne permet pas d'apprécier la qualité du fonctionnement de la colonne. À peine avons nous pu apprécier la quantité de HD liquide au bas de la colonne. Il n'a pas été possible notamment de *voir* si la colonne de Stedman était saturée ou non en liquide sur toute sa longueur, ou même si elle ne l'était que partiellement, les conditions d'observation étant trop mauvaises. Ainsi il semble que le distillateur n'ait pas fonctionné de façon optimale, on en jugera au vu des concentrations finales mesurées à la fin du chapitre 5. Nous voulons donc pouvoir contrôler plus efficacement la distillation et nous affranchir de la colonne en verre. Le distillateur d'Orsay devra donc permettre de faire varier les paramètres disponibles, y compris le niveau auquel on prélève le gaz, et de vérifier l'effet des variations sur le résultat final. C'est une véritable étude de la distillation que nous voulons pouvoir mener à Orsay. L'ensemble des améliorations et modifications effectuées sont proposées au chapitre suivant.

Chapitre 3

Développement du distillateur

Pour produire les cibles de pur HD il est souhaitable de posséder un système de purification du HD sur le site même de fabrication de la cible. Car d'une part le HD que l'on peut trouver dans le commerce n'est pas suffisamment pur et d'autre part il est particulièrement aléatoire de dépendre de sources extérieures. La collaboration décrite au chapitre 2 nous a certes permis d'obtenir quelques moles de gaz mais au prix de nombreux voyages aux Etats-Unis et de devoir importer l'Hydrogène en France. Il a donc été décidé dans le cadre du projet HYDILE de développer notre propre distillateur à l'IPN d'Orsay.

Le chapitre précédent a décrit l'expérience acquise durant les campagnes de distillations du HD aux Etats-Unis. Notamment, de nombreux problèmes ont été soulevés tant au niveau de la manipulation du dispositif que du contrôle et de la maîtrise de la distillation elle-même. Ce chapitre a pour but de présenter les solutions qui ont été envisagées pour développer le distillateur à Orsay.

Globalement, nous avons orienté notre réflexion autour de deux axes. Le premier concerne la simplification du dispositif afin de réduire les coûts de développement et d'accélérer la mise en place de la distillation car l'exploitation de la cible HYDILE par la collaboration GRAAL nécessitera des quantités de HD purifié appréciables. Le deuxième axe s'articule autour de l'étude de la distillation proprement dite. Nous voulons en effet pouvoir comprendre et appréhender le fonctionnement du distillateur afin d'en optimiser le fonctionnement, ce point ayant été le principal problème des campagnes américaines. Pour ce faire, nous allons grandement augmenter le nombre de points de mesure (pression, température, concentrations des constituants du gaz) sur le dispositif.

Voyons dans un premier temps une description très générale du principe de rectification sur lequel est basé notre distillateur. .

3.1 Principe général de la distillation

3.1.1 La distillation simple

La distillation est une technique de séparation basée sur les différences de volatilité (ou pression de vapeur saturante) entre les constituants d'un mélange liquide. Lorsque cette différence existe, condition sine qua non pour pouvoir procéder à une distillation, et pour une température donnée, la phase liquide et la vapeur qui s'en échappe n'ont pas la même composition. La phase gazeuse est en effet enrichie en éléments les plus volatils. L'idée est alors de porter à ébullition la phase liquide et de recondenser la vapeur afin d'obtenir un nouveau mélange (appelé distillat) plus riche en élément volatil. Il est alors possible de réutiliser le distillat pour faire une nouvelle distillation et, ainsi, d'améliorer encore la séparation. Cette technique permet en théorie de séparer totalement pour un mélange binaire les différents constituants, mais, malheureusement, avec un rendement quasiment nul.

3.1.2 La rectification

Afin d'accroître le rendement de la distillation, on utilise plus généralement une technique appelée rectification. On utilise dans ce cas une colonne verticale (dite "colonne à rectifier" ou "colonne de distillation") au pied de laquelle est porté à ébullition le mélange liquide dont on veut séparer les constituants. Une circulation du liquide (appelée reflux) est alors instaurée en condensant la vapeur en tête de la colonne. Dans le même temps, le reflux est contrarié à l'aide de plateaux ou d'un garnissage adéquat¹ placés tout au long de la colonne afin d'assurer un contact maximal entre la phase liquide et la phase gazeuse. A l'interface entre ces deux phases, un équilibre s'établit : le liquide s'appauvrit en composé le plus volatil qui se vaporise et la vapeur s'appauvrit en composé le moins volatil qui se condense. L'énergie provenant de la condensation de la vapeur fournit l'énergie nécessaire à la vaporisation du liquide. On observe alors un enrichissement en éléments volatils associé à une diminution de la température au fur et à mesure que l'on remonte la colonne.

La séparation étant issue d'une succession d'équilibre liquide-vapeur à différents niveaux de la colonne, on comprend que l'efficacité de la distillation est intimement liée aux nombres d'étages qui s'y trouvent (nombre de plateaux, nombre de paquets de Stedman etc...).

Le paragraphe suivant 3.2 présente une étude théorique du comportement du distillateur US. On y critique, notamment, la façon dont le distillateur a été conçu.

¹En ce qui nous concerne nous utilisons un garnissage appelé paquets de Stedman dont on trouvera une description page 23.

Les prévisions théoriques qui y sont faites, ont été directement prises en compte dans le développement du distillateur d'Orsay. L'ensemble des concepts théoriques utilisés pour cette analyse sont introduits dans l'annexe C.

3.2 Etude critique des Distillations US

3.2.1 Détermination du NET minimum

On se propose d'appliquer la relation de Fenske et d'utiliser la construction de Mac Cabe et Thiele (voir annexe C) au cas de la distillation du HD tentée aux USA, afin de se faire une opinion concernant le NET minimum (NET = Nombre d'étages Théoriques).

Le HD commercial contient typiquement 98% de HD , 1% de H_2 et 1% de D_2 . On s'impose, avant de commencer l'extraction du H_2 dans le distillat (ici, les vapeurs du haut de la colonne), d'obtenir une concentration en H_2 de 95%.

Avec les notations introduites en annexe C, on a, pour les concentrations de H_2 :

$$\begin{aligned}x_B &= 0,01 \\x_D &= 0,95 \\ \alpha &= 1,77\end{aligned}$$

$$N = \frac{\ln\left(\frac{x_D(1-x_B)}{x_B(1-x_D)}\right)}{\ln \alpha} = 13,2$$

$$NET = N - 1 = 12$$

Il faudra donc au moins 12 étages théoriques pour atteindre l'objectif ci-dessus décrit.

La question est désormais la suivante : à quel NET correspond l'empilement de Stedman utilisé dans le distillateur US ?

3.2.2 Distillation H_2/D_2

Dans la référence [11], une distillation binaire d'essai H_2/D_2 , partant d'un mélange de 1,4 mole de H_2 et 0,4 mole de D_2 a fourni une séparation H_2-D_2 dans le distillat : $H_2 \geq 99,5\%$ et $D_2 \leq 0,5\%$.

La figure 3.1 donne la construction de Mac Cabe et Thiele, correspondant au cas binaire ci-dessus. On obtient la courbe d'équilibre par la relation :

$$y_i = \frac{\alpha x_i}{1 + x_i(\alpha - 1)}$$

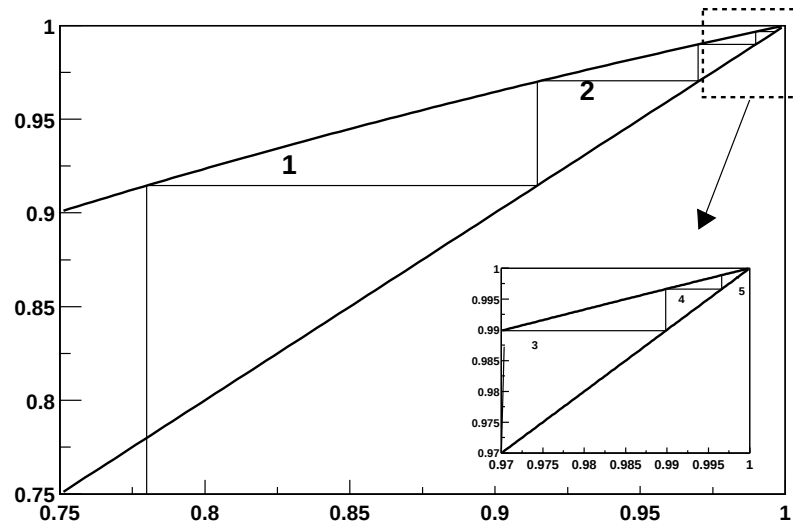


FIG. 3.1 – *Construction de Mac Cabe et Thiele pour une séparation d'un mélange H_2 - D_2 avec un concentration en H_2 égale à 0,78 dans le bouilleur. 5 étages théoriques sont nécessaires pour atteindre une concentration en H_2 dans le distillat de $\approx 0,995\%$.*

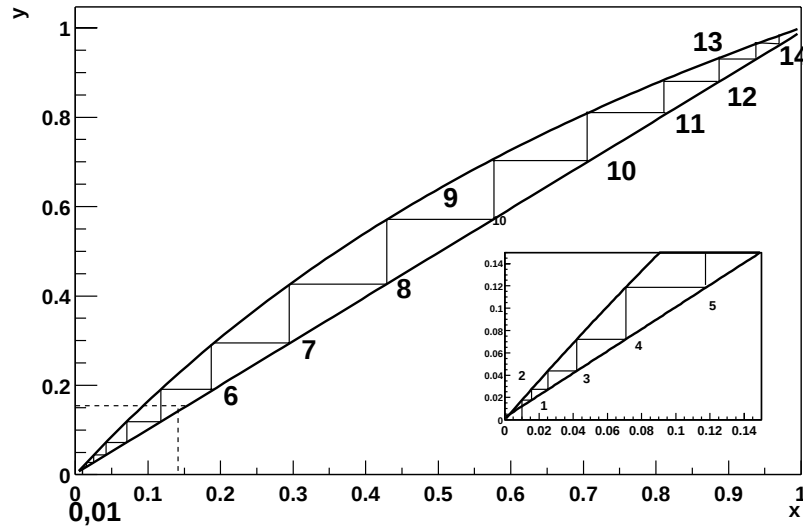


FIG. 3.2 – Construction de McCabe et Thiele pour une séparation d'un mélange H_2 - HD avec une concentration en H_2 égale à 0,01 dans le bouilleur. 5 étages théoriques sont nécessaires pour atteindre une concentration en H_2 dans le distillat de $\approx 0,2\%$. La droite opératoire est obtenue pour une taux de reflux $r = 90$ et une concentration dans le distillat, $x_D = 0,2$.

avec α_{H_2/D_2} à 20°K égal à 3,07.

Partant d'une concentration en H_2 de 0,78, on voit que l'on peut atteindre 0,995 en 5 étages, et que donc, l'empilement de Stedman US correspond au moins à 5 étages.

3.2.3 Distillation du HD

Des données quantitatives de références sont fournies par la distillation USC, où pour un reflux de 90, on a pu mesurer la concentration initiale en H_2 des gaz extraits qui était de 20% (cf figure 2.8). La figure 3.2 donne la construction de MCT pour le cas hypothétique binaire H_2/HD , il faut 13 étages, pour atteindre une concentration en H_2 des gaz à extraire de 95%. Ce nombre d'étages déterminé graphiquement est en accord qualitatif avec celui donné par la relation de Fenske (12 étages). Sachant que la meilleure concentration de sortie était de l'ordre de 20%, on peut dire que le NET US était au moins de 6 étages.

Sachant maintenant que le distillateur US comportait 60 cônes de Stedman (30

paquets), on en conclut qu'il faut au moins dix cônes de Stedman pour former un étage théorique. La figure 3.2 permet aussi de déterminer le reflux minimum pour garantir une concentration en H_2 des gaz prélevés de 90%. On trouve, en utilisant la relation C.4 :

$$r_{min} = \frac{0,9 - f_e(0,01)}{f_e(0,01) - 0,01} \approx 116.$$

Le r choisi de 90 n'aurait pas permis de dépasser 67,5% pour la concentration en H_2 des gaz prélevés et le nombre d'étages à finalement limité cette concentration à 20%.

3.2.4 Distillation HD/D_2

La phase finale de distillation, après suppression appréciable du H_2 , apparaît assez facile², tant en ce qui concerne la valeur du reflux minimum que la pureté du gaz HD extrait. Ce dernier peut atteindre, avec un NET égal à 8, une concentration de 0,9995, soit les 10^{-4} que nous nous étions assignés.

3.2.5 Conclusions

On peut considérer que pour le distillateur en construction à Orsay, on peut doubler sans crainte le nombre de pastilles de Stedman par rapport aux valeurs retenues pour la version US. Si, lors des manipulations, on double également la valeur du taux de reflux, pour minimiser le NET, on peut théoriquement atteindre les concentrations voulues en H_2 . En ce qui concerne la séparation du D_2 , la situation est très favorable et celle-ci ne devrait pas poser de problèmes. On pourra même réduire le taux de reflux afin d'accélérer l'extraction du HD pur.

Toutefois, il reste à mesurer précisément le nombre d'étages de Stedman équivalent à un étage théorique pour le cas du distillateur d'Orsay. Nous envisageons, pour cela, une première distillation simple d'un mélange H_2/D_2 ; partant de $x_B = 1\%$ de H_2 , nous mesurerons le NET pour arriver à $x_D = 99\%$ dans le distillat, avec un taux de reflux de 100. Nous adapterons ensuite les caractéristiques du distillateur en fonction des résultats de ce premier test.

²car la concentration en HD est très grande, $x_B = 0,99$

3.3 Description du distillateur

Voici dans un premier temps les différences conceptuelles entre notre distillateur et celui des Etats-Unis.

Différences essentielles avec le distillateur “US”

On abandonne la colonne en verre et donc la possibilité de contrôler “de visu” la distillation : une colonne en verre, c’est coûteux, fragile et la visibilité s’est révélée particulièrement limitée. On y voit guère plus que le niveau du *HD* liquide qui bout au pied du distillateur. Il existe d’autres techniques pour mesurer un niveau de liquide sans qu’on ait effectivement besoin de le voir. Nous utiliserons des résistances dont la valeur change suivant qu’elles sont plongées ou non dans le *HD* liquide.

⇒ Notre colonne sera faite en inox et en cuivre. Plus économique, celle-ci nous permettra un investissement plus conséquent dans les systèmes de contrôle et de mesure. Le schéma commenté du distillateur est représenté sur la figure 3.3. On pourra également se faire une idée du dispositif sur les vues en trois dimensions et la photo de la colonne figure 3.4.

La colonne est ainsi formée d’un corps tubulaire en inox, fixé dans sa partie supérieure au condenseur (en cuivre) et dans sa partie inférieure au pot (en cuivre également) qui recueillera le *HD* liquide. Pour porter à ébullition le *HD*, des fils résistifs chauffants seront soudés directement sur la partie extérieure du pot.

Par ailleurs, on observe en tête de la colonne sur la figure 2.6 du distillateur “US” un large volume dans lequel se déploie la vapeur issue de la distillation. Ce dernier avait posé problème lors des premiers tests notamment en ce qui concerne la condensation du *HD* gazeux afin d’assurer le reflux à l’intérieur de la colonne. Les concepteurs avaient corrigé ce défaut en réduisant le volume utile en remplissant la cavité de petites billes en verre.

⇒ En ce qui nous concerne nous avons décidé de supprimer ce volume. La vapeur entre en contact avec le condenseur directement en haut de la colonne.

De même, aux Etats-Unis, le condenseur était un réservoir d’Hydrogène liquide condensé à l’aide du cryogénérateur. Même si ce système présente l’avantage de maintenir le point le plus froid (l’Hydrogène liquide) au plus bas du condenseur, il s’avère être un système complexe que nous avons remplacé par un doigt froid en cuivre en contact thermique direct avec le cryogénérateur. La température y sera contrôlée à l’aide d’une chaufferette.

D’autre part, le distillateur américain se remplit par le haut de la colonne ce qui ralentit terriblement la thermalisation lors de la condensation initiale du gaz.

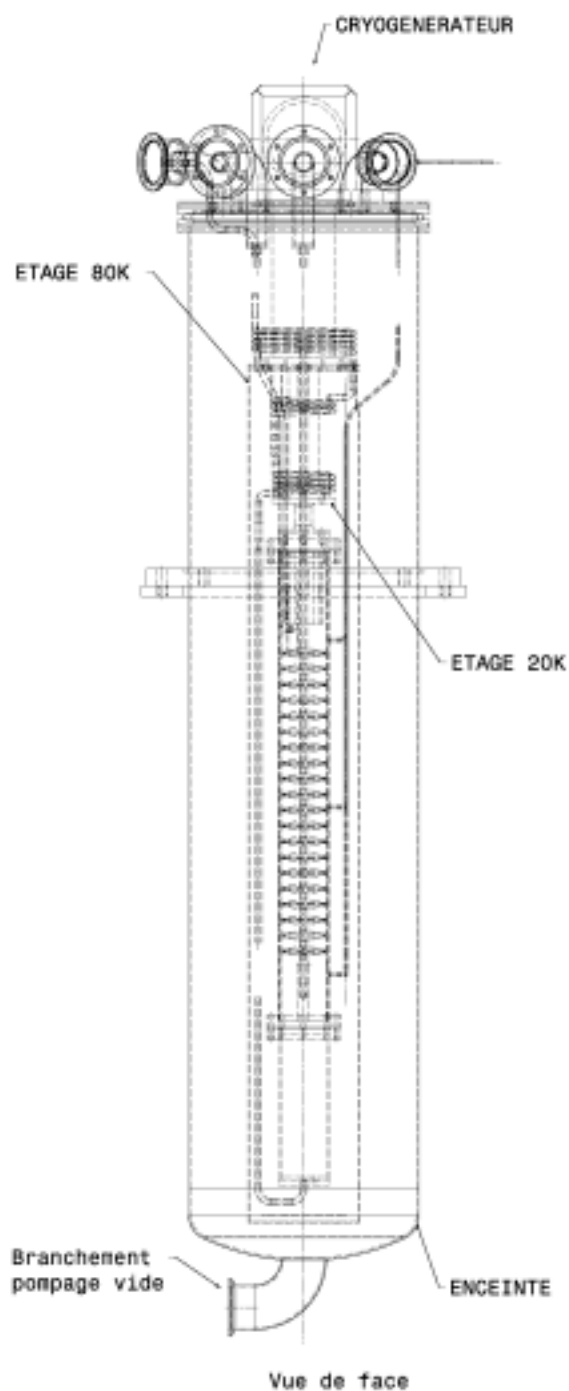


FIG. 3.3 – Vue du distillateur d'Orsay

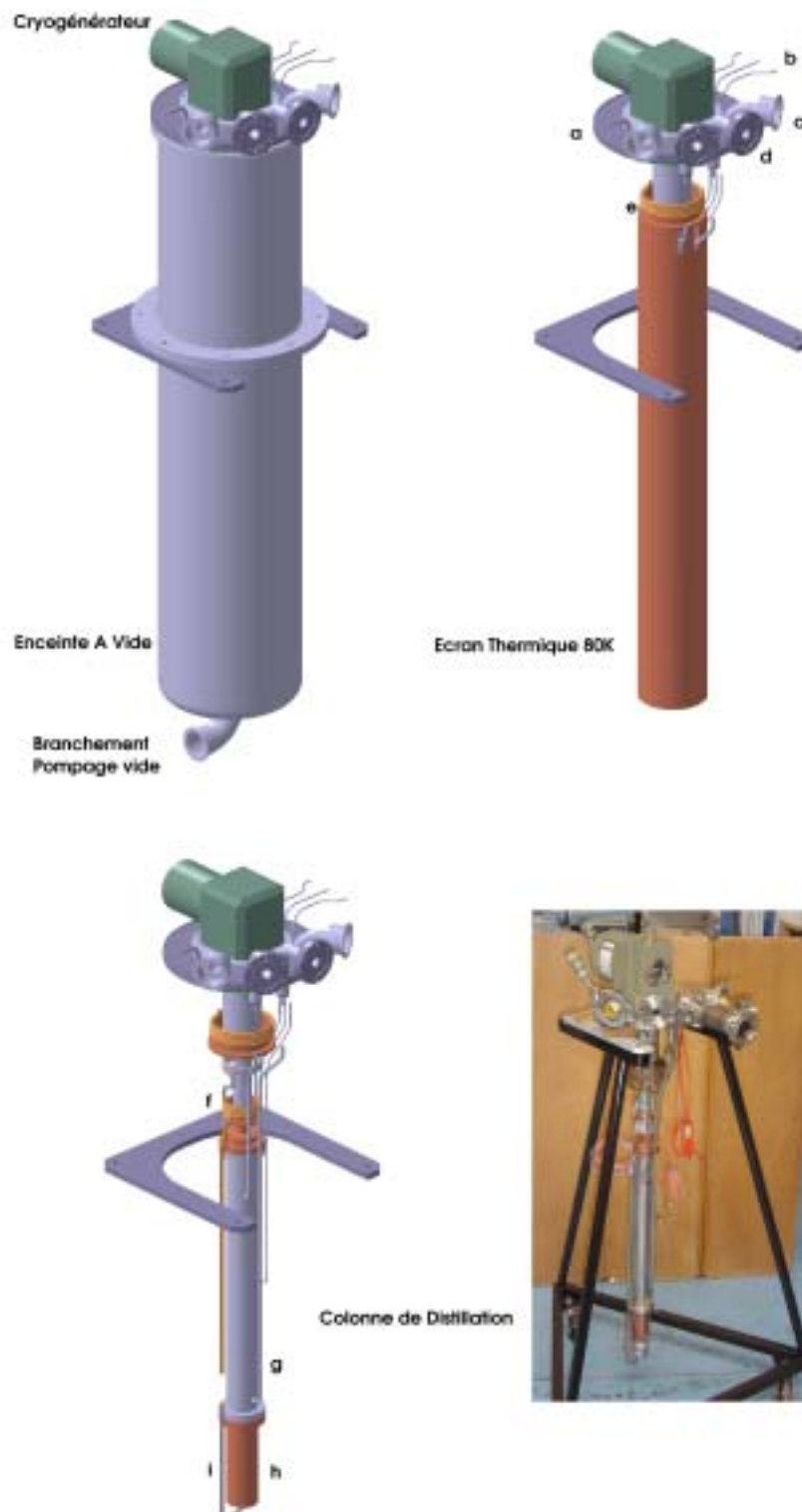


FIG. 3.4 – Vue du distillateur d'Orsay. Pour une description se reporter au texte

⇒ Le distillateur d’Orsay, lui, se remplira par le bas de la colonne. On récupérera ainsi l’enthalpie ³ du HD qui ira refroidir l’ensemble du distillateur en remontant la colonne après s’être vaporisé au contact des parois encore chaudes.

L’agencement intérieur de la colonne ne change pas. La colonne sera remplie des mêmes paquets de Stedman que ceux du distillateur “US” dont la figure 2.7 donne un schéma descriptif.

Voyons maintenant une description générale du distillateur.

Fonctionnement général du distillateur

Pour suivre la description de la distillation on se reportera à la figure 3.4. La source froide permettant de condenser le HD est fournie par un cryogénérateur à deux étages basé sur le cycle de Gifford McMahon. Le premier étage fonctionne à une température nominale de $80K$ tandis que le deuxième peut descendre jusqu’à $10K$. La colonne de distillation est protégée du rayonnement thermique par un bouclier en cuivre connecté au premier étage du cryogénérateur. L’ensemble du distillateur est plongé dans une enceinte à vide comme représenté sur la figure 3.4

Le HD est initialement introduit dans le distillateur par la voie d’entrée (a). Le gaz est d’abord refroidi sur le premier étage du cryogénérateur à l’aide d’un échangeur thermique (e) puis condensé au niveau du deuxième étage sur un autre échangeur (f). Le HD liquide remplit ensuite le pot en cuivre (h) via le tuyau (i). Une fois la voie d’entrée (a) fermée à l’aide d’une vanne, la distillation peut commencer.

Le HD est porté à ébullition en chauffant le pot (h) à l’aide de résistances soudées à même le pot sur sa partie extérieure. La vapeur monte le long de la colonne de distillation (g) et se recondense sur la partie froide en cuivre en contact thermique avec l’étage le plus froid du cryogénérateur (f). Un flux montant de vapeur croise alors un flux descendant de liquide au travers des “paquets de Stedman” dans la colonne (g) (ces derniers sont visibles sur le schéma de la figure 3.3 et l’on en trouvera une description page 23). Le gradient de température entre le bas et le haut de la colonne associé à l’équilibre liquide-vapeur réalisé à la surface des “paquets de Stedman” engendre une augmentation de la concentration des constituants les plus volatils (le H_2 en ce qui nous concerne) en tête du distillateur. On extrait alors la fraction riche en H_2 à travers les voies de sortie (b).

Points d’extraction du gaz

L’une des limitations principales lors des distillations “US” a été de ne pas pouvoir suivre les concentrations du gaz tout au long de la distillation. Le fait de travailler

³L’enthalpie est la quantité d’énergie absorbée ou fournie par un milieu donné lorsqu’on en change la température à pression constante.

en “aveugle” est en effet le principal obstacle à la compréhension des phénomènes en jeux lors du fonctionnement du distillateur. Nous avons donc décidé de doter l’IPN d’Orsay d’un spectromètre de masse quadripolaire dont la sensibilité et la résolution nous permettront de suivre les concentrations jusqu’à des facteurs de dilution de l’ordre de 10^{-4} . Ce projet n’est pas trivial et ce genre de spectromètre est rarement utilisé pour la mesure quantitative de concentrations aussi faibles des impuretés d’un gaz. Aussi avons nous consacré deux chapitres (4 et 5) complets à la description de son implantation.

Avec ce spectromètre nous voulons non seulement pouvoir suivre les concentrations en sortie du distillateur mais également étudier le fonctionnement de la colonne de Stedman en vérifiant le gradient de concentration qui doit s’instaurer le long de la colonne. Il sera donc possible de prélever un échantillon de gaz en bas, au milieu et en haut de la colonne (Les points d’extractions sont visibles figure (3.4.g) ainsi que sur la figure 3.3). Il y a donc trois voies de sortie possibles (3.4.b).

Points de mesure et de contrôle

Des jauges de températures sont disposées sur le pot (h) et sur le doigt froid (f) du cryogénérateur. Une résistance placée au fond du pot nous permettra de nous assurer de la présence de HD liquide au bas du distillateur. On mesure également la pression au pied et en tête de la colonne. Finalement des chaufferettes sont placées sur le doigt froid et (comme on l’a vu) sur le pot (h) pour en contrôler la température.

L’ensemble sera connecté à un ordinateur à l’aide d’interfaces spécialisées. La connectique entre l’intérieur du distillateur et le monde extérieur se fait au travers de contacts étanches (3.4.c) et (3.4.d) suivant que le dispositif à connecter est dans le vide d’isolation ou à l’intérieur même du distillateur. En effet, on préfère éviter tout contact du HD avec des joints synthétiques de type viton, ces derniers absorbant trop facilement l’Hydrogène ; on utilisera donc des joints métalliques (3.4.d) . En ce qui concerne les dispositifs situés dans l’enceinte à vide on utilisera sans problème des joints viton (3.4.c).

Manipulation des gaz : Le collecteur

Le collecteur des gaz a été simplifié par rapport à la version US. Il est représenté sur la figure 3.5. On dispose de 10 réservoirs destinés à recevoir les différentes fractions issues de la distillation, chacun pouvant contenir 1 mole de gaz à la pression atmosphérique, c’est donc 10 moles de gaz que l’on pourra distiller. Une voie d’entrée nous permettra d’introduire le HD dans le collecteur. Le gaz sera ensuite directement cryopompé à l’intérieur du distillateur à l’aide du cryogénérateur.

En ce qui concerne l’extraction du HD , un “sélecteur” permet de choisir entre

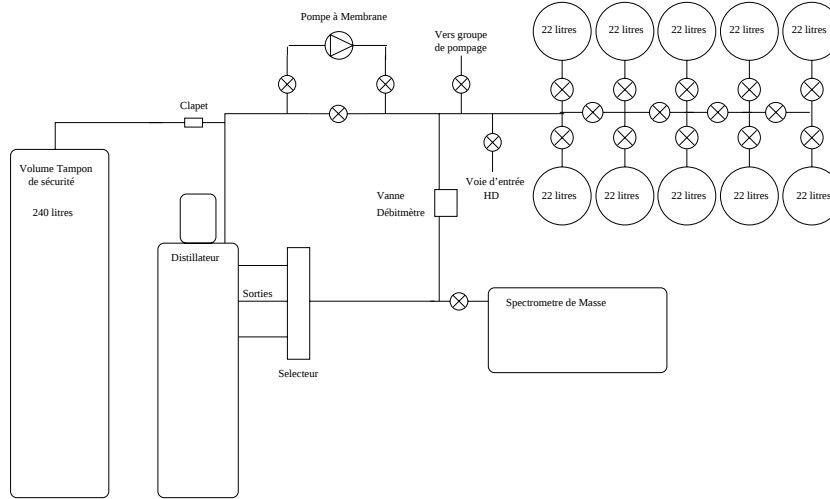


FIG. 3.5 – *Schéma de principe du système de manipulations des gaz.*

les trois sorties du distillateur, Le gaz choisi est dirigé soit vers le spectromètre pour analyse, soit vers les réservoirs (initialement vides) au travers d'une vanne de contrôle débit-métrique. En fin de distillation, on déplace la dernière phase de gaz vers les réservoirs à l'aide d'une pompe à membrane.

Afin de pouvoir purger le système, l'ensemble du collecteur est connecté à un groupe de pompage.

Enfin, on dispose d'un volume tampon de 240 litres destiné à permettre au gaz contenu dans la colonne de se détendre en cas d'augmentation de la température associée à un dysfonctionnement du système. En temps normal ce volume est isolé par un clapet ne s'ouvrant qu'à forte pression (2 bar).

3.4 Conclusion et perspectives

Les dimensions générales du distillateur conçu pour l'IPN d'Orsay s'inspire directement de celui réalisé à l'Université de Syracuse par la collaboration LSC. En effet, pour un mélange binaire classique, par exemple $H_2 + D_2$, le distillateur *US* a fonctionné relativement bien, avec des séparations dans le cas binaire approchant 99% de H_2 dans le gaz extrait, pour 1% de D_2 , à partir de concentrations initiales comparables (H_2 : 75% et D_2 : 25%) et ce, jusqu'à évaporation de 25% du mélange initial [11]. Les règles classiques concernant le nombre d'étages de Stedman, la hauteur et le diamètre de la colonne ont été dictées par les expériences de distillation industrielles [14] et de laboratoire [10]. Nous en avons conclu que la géométrie du

distillateur *US* n'était pas à remettre en cause fondamentalement.

En revanche, la rigidité d'un système utilisant une colonne en verre difficilement modifiable, mais permettant un contrôle du processus de distillation pratiquement par le seul examen visuel, s'est avéré rédhibitoire. Nous avons donc imaginé un système entièrement métallique, doté de nombreux points de mesure et surtout évolutif.

En effet, nous avons affaire ici à une distillation particulière : il s'agit d'un système ternaire (H_2, HD, D_2), dont les concentrations de départ sont typiquement (1%, 98%, 1%), devant devenir idéalement (0,05%, 99,9%, 0,05%).

Pour déterminer dans quelles conditions (températures, débits, pression, rapport de reflux etc...) un tel processus doit être optimisé, il est crucial de mesurer précisément le résultat de chaque protocole. D'où la nécessité de disposer d'un analyseur de gaz permettant ces mesures, jusqu'à des concentrations de l'ordre de 10^{-4} .

Pour le distillateur, la phase de conception est terminée, les pièces ont été commandées et l'assemblage a commencé. La priorité a cependant été à la réalisation d'un analyseur de gaz, que nous décrivons ci-dessous.

Chapitre 4

Description du Spectromètre

4.1 Introduction

Comme on l'a vu dans le chapitre 1, l'optimisation de la polarisation statique du HD requiert des concentrations d'impureté H_2 et D_2 de l'ordre de 10^{-4} . Il est donc important de pouvoir contrôler précisément ces faibles concentrations avant de démarrer un cycle de polarisation pouvant durer plusieurs mois ou une campagne de distillation du HD commercial.

Le développement d'un spectromètre de masse a ainsi pour but de doter le projet HYDILE d'un système performant d'étiquetage des molécules isotopiques de l'Hydrogène. A terme, le spectromètre sera couplé au distillateur et aura pour vocation le suivi des concentrations lors de la distillation du HD en plus du titrage systématique des échantillons de HD provenant d'autres sources.

Il convient de faire remarquer ici que les concentrations mises en jeu sont particulièrement petites au regard des applications courantes de ce genre de dispositif, ce qui confère au projet un caractère tout à fait expérimental. Une des problématiques sera d'ailleurs d'estimer les limites de détection du spectromètre et la précision avec laquelle on pourra mesurer des concentrations de l'ordre de 0,01%.

Dans un premier temps, il faut considérer le système d'introduction des produits à analyser. Ce point essentiel nécessite une attention toute particulière et comme nous le verrons ne doit pas être négligé. Le transfert de gaz se faisant à basse pression au travers de vannes micrométriques, il est impératif lors du transfert des gaz du point de prélèvement jusqu'au volume d'analyse de ne pas modifier les concentrations relatives des différents constituants. Il faut donc maîtriser les conditions de transport du gaz durant les différentes phases de l'introduction. Le dispositif correspondant a été intégralement développé et mise en œuvre à l'IPN d'Orsay.

Nous parlerons ensuite de la mise en œuvre du spectromètre de masse proprement

dit. Ce dernier a été fourni par la société MKS sous la forme d'un dispositif intégré comprenant :

- Une chambre d'ionisation, lieu de production des faisceaux d'ions à analyser.
- Un filtre quadripolaire pour l'analyse en masse de ces faisceaux d'ions.
- Un détecteur destiné à mesurer l'intensité du courant ionique ayant traversé le filtre quadripolaire
- Une électronique de contrôle.
- Un logiciel d'analyse pour produire les spectres et les analyser.

Nous allons décrire dans la suite de ce chapitre tous les aspects techniques que nous venons d'évoquer ainsi que les phénomènes physiques qui leur sont associés

4.2 Système d'introduction

4.2.1 Les Régimes d'introduction

La problématique associée à l'introduction des gaz peut s'énoncer ainsi : Comment transférer un échantillon gazeux de sa bouteille d'origine, en général à la pression atmosphérique, vers le volume d'analyse du spectromètre maintenu à très basse pression en garantissant l'intégrité des concentrations relatives des constituants du gaz ?

Pour répondre à cette question, nous aurons besoin de la théorie cinétique des gaz dont nous rappelons quelques notions fondamentales à l'annexe B. Cette annexe contient notamment une description des différents régimes d'écoulement d'un mélange de gaz au travers d'un capillaire ou d'un diaphragme.

Avant de passer à la description du système d'introduction que nous avons installé à Orsay et pour mieux comprendre les choix techniques que nous avons adopté, nous allons d'abord décrire, d'un point de vu théorique, les différents régimes possibles lors de l'introduction d'un gaz dans l'enceinte à vide contenant le spectromètre de masse. Ce qui nous importe ici est de bien caractériser les variations de concentration des différents constituants du gaz en fonction du système d'introduction utilisé.

Le gaz (mélange de deux constituants A et B) est contenu initialement dans un volume à une pression allant de 500 mbar à 1 bar puis est transféré via le système d'introduction vers l'enceinte du spectromètre dont la pression s'échelonne de 10^{-7} à 10^{-6} mbar, le vide étant maintenu par une pompe turbo directement connectée au volume d'analyse. La figure 4.1 représente un schéma du système.

Considérons d'abord le cas le plus simple où le système d'introduction est un capillaire connectant les deux volumes et voyons de quelle manière les concentrations relatives des constituants se comportent lors du transfert du gaz.

Dans la suite nous notons P_1 la pression dans le volume contenant l'échantillon,

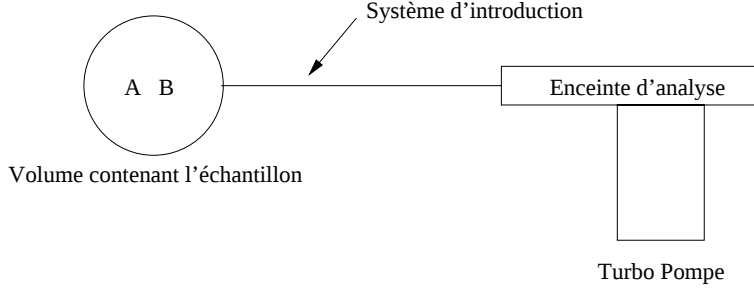


FIG. 4.1 – Schéma d'un système d'introduction élémentaire.

P_2 la pression à l'entrée de l'enceinte d'analyse et P_3 la pression à l'entrée de la turbo pompe. On note également P_{A_1} , P_{A_2} , P_{A_3} , P_{B_1} , P_{B_2} , P_{B_3} les pressions partielles de chacun des deux constituant en ces mêmes trois points.

Régime d'introduction visqueux

Dans ce premier cas on suppose que le transfert correspond à un écoulement visqueux jusqu'à l'enceinte d'analyse. Le flux gazeux du constituant A à travers le capillaire est alors exprimé par l'équation :

$$Q_1 = k \frac{P_1^2 - P_2^2}{2} \frac{P_{A_1}}{P_1} \quad (4.1)$$

qui correspond au flux total du gaz (équation B.11 de l'annexe B) pondéré par la fraction molaire de l'élément A : $\frac{P_{A_1}}{P_1}$ (fraction molaire qui, nous le rappelons, reste constante tout le long du capillaire en raison des interactions incessantes des molécules entre elles, cf annexe page 207). k est ici une constante du système. Par ailleurs une fois à l'intérieur du volume d'analyse, le gaz suit un écoulement évidemment moléculaire car la pression y est très faible. Chaque constituant se comporte indépendamment de l'autre et leur flux gazeux s'exprime à l'aide de l'équation

$$Q_2 = K' \frac{P_{A_2} - P_{A_3}}{\sqrt{M}} \quad (4.2)$$

qui correspond cette fois à l'équation B.13 de l'annexe B où l'on remplace les pressions totales par leurs pressions partielles. En régime d'équilibre, c'est à dire lorsque les pressions P_1 , P_2 et P_3 sont constantes, le bilan de matière stipule que le flux gazeux est conservé tout au long du transfert pour chaque espèce. Ainsi, en égalisant les équation des flux ($Q_1 = Q_2$), on a :

$$k \frac{P_1^2 - P_2^2}{2} \frac{P_{A_1}}{P_1} = k' \frac{P_{A_2} - P_{A_3}}{\sqrt{M_A}} \quad (4.3)$$

où M_A est la masse molaire du composé A . k et k' sont des constantes du système
De même pour le composé B :

$$k \frac{P_1^2 - P_2^2}{2} \frac{P_{B_1}}{P_1} = k' \frac{P_{B_2} - P_{B_3}}{\sqrt{M_B}} \quad (4.4)$$

soit en divisant les deux équations :

$$\frac{P_{A_2}}{P_{B_2}} = \frac{P_{A_1}}{P_{B_1}} \sqrt{\frac{M_B}{M_A}} \quad (4.5)$$

Les pressions partielles des constituants d'un gaz *sont donc modifiées* lors d'un transfert à travers un capillaire en régime d'écoulement *visqueux*. Les nouvelles fractions sont donnés pour un gaz binaire par l'équation 4.5.

Régime d'introduction moléculaire

Considérons maintenant le cas où la pression dans le volume échantillon est suffisamment basse pour que les molécules soient en régime d'écoulement moléculaire tout le long du capillaire. Les molécules s'ignorent mutuellement et les flux gazeux s'expriment à l'aide des pressions partielles et de l'équation 4.2. On a :

$$k'_1 \frac{P_{A_1} - P_{A_2}}{\sqrt{M_A}} = k'_2 \frac{P_{A_2} - P_{A_3}}{\sqrt{M_A}} \quad (4.6)$$

$$k'_1 \frac{P_{B_1} - P_{B_2}}{\sqrt{M_B}} = k'_2 \frac{P_{B_2} - P_{B_3}}{\sqrt{M_B}} \quad (4.7)$$

où k'_1 et k'_2 ne dépendent que des conditions géométriques (respectivement du capillaire et du vide d'analyse) et de la température.

On divisant 4.6 par 4.7 :

$$\frac{P_{A_2}}{P_{B_2}} = \frac{P_{A_1}}{P_{B_1}} \quad (4.8)$$

Les pressions partielles des constituants d'un gaz *ne sont donc pas modifiées* lors d'un transfert à travers un capillaire en régime d'écoulement *moléculaire*.

Régime d'introduction mixte

Il est en général impossible de se placer dans l'un des deux régimes précédents en utilisant un dispositif d'introduction tel que celui décrit par la figure 4.2. En effet, on ne dispose en pratique jamais d'échantillon dont la pression soit suffisamment faible pour que l'écoulement demeure moléculaire dans le capillaire. De même, pour une pression dans l'échantillon de l'ordre du bar et lors d'un écoulement visqueux, la pression engendrée dans le volume d'analyse est elle beaucoup trop grande pour que le spectromètre puisse fonctionner.

Une alternative élémentaire consiste à réduire fortement la section du tube à l'entrée du vide d'analyse. On forme alors ce que l'on appelle une restriction. A première vue, le régime est visqueux avant la restriction (ce qui permettrait de calculer les pressions partielles au niveau de la restriction à l'aide de l'équation 4.5) et moléculaire après (ce qui permettrait de garantir la conservation des pressions partielles). Mais est-ce aussi simple ?

En fait, ce système n'est pas satisfaisant pour contrôler le processus d'introduction. Le problème se situe au niveau de la restriction elle-même : autour de celle-ci le régime est en effet un régime mixte se situant entre le visqueux et le moléculaire. Il est difficile de prévoir le comportement du gaz et, en particulier, on montre (cf [20]) que l'évolution du rapport des pressions partielles dépend de la pression de l'échantillon dans le ballon. En tout état de cause, ce dispositif d'analyse est en général déconseillé pour l'analyse quantitative d'un gaz. Pour plus de détail sur les régimes d'écoulement mixte on pourra consulter la référence [18]

Régime d'introduction à travers une fuite moléculaire

Pour terminer ce paragraphe, examinons ce qui se passe dans le cas où l'on connecte directement le ballon de l'échantillon au volume d'analyse à l'aide d'une fuite moléculaire, c'est à dire un trou percé dans la paroi dont le diamètre est plus petit que le libre parcours moyen des molécules dans le ballon.

Il se produit alors un phénomène d'effusion que nous avons déjà décrit page 208. Le flux gazeux au travers de la fuite est alors décrit par les équations B.16 qui sont identiques aux équations B.11. A partir de là, en développant le même calcul que pour un régime d'écoulement moléculaire à travers un capillaire, c'est à dire en utilisant les équations 4.6 et 4.7, on déduit que *les pressions partielles sont les mêmes de part et d'autre du trou* (l'équation 4.8 est vérifiée).

En revanche, le flux des molécules au travers du trou dépend de leur masse (cf équation B.20 page 209). Ainsi, les concentrations relatives vont-elles changer durant l'analyse. Les concentrations mesurées à l'aide du spectromètre de masse ne sont donc juste que dans les premières minutes de l'analyse. C'est un point important

à considérer lorsque l'on effectue des mesures avec ce système .

4.2.2 Mise en place du système d'introduction à Orsay

La fin du paragraphe précédent nous indique la marche à suivre pour conceptualiser notre système d'introduction. Il faut utiliser autant que possible un transfert moléculaire. Soit à travers un capillaire soit à travers une fuite au diamètre bien calculé.

Pour se rendre compte à quel point il est difficile de connecter directement les deux volumes, rappelons que l'échantillon sera en général à la pression atmosphérique et que le spectromètre de masse devra pouvoir être utilisé dans la gamme correspondant à 10^{-7} mbar. A 1 bar le libre parcours moyen des molécules est de l'ordre du μm ce qui élimine la possibilité d'utiliser un capillaire. Qu'en est-il d'une fuite moléculaire : calculons le diamètre du trou pour pouvoir travailler à 5.10^{-7} mbar avec un échantillon à 1 bar :

Application numérique

En pratique, le vide d'analyse est obtenu à l'aide d'une pompe turbo dont le débit volumétrique est $\phi_V = 45$ l/s. On note P_1 la pression de l'échantillon et P_2 celle du volume d'analyse. $P_2 \ll P_1$, on peut donc estimer que l'échantillon se déverse dans un vide absolu. Le flux moléculaire par unité de temps de l'échantillon vers l'analyseur à travers un trou de diamètre D est (cf équation B.14) :

$$\phi_1 = \frac{P_1}{\sqrt{2\pi mkT}} \frac{\pi D^2}{4} \quad (4.9)$$

Le flux moléculaire à travers la pompe peut être obtenu à l'aide de l'équation des gaz parfaits $PV = nkT$:

$$\phi_2 = \phi_V \frac{P_2}{kT} \quad (4.10)$$

A l'équilibre : $\phi_1 = \phi_2$ et on a

$$D^2 = \frac{4}{\pi} \frac{P_2}{P_1} \sqrt{\frac{2\pi m}{kT}} \phi_V \quad (4.11)$$

où m est la masse d'une molécule d'Hydrogène. On obtient pour travailler à 5.10^{-7} mbar avec un échantillon à 1 bar : $D = 0,252 \mu m$

Il est évidemment assez délicat d'obtenir une fuite d'un diamètre aussi petit.

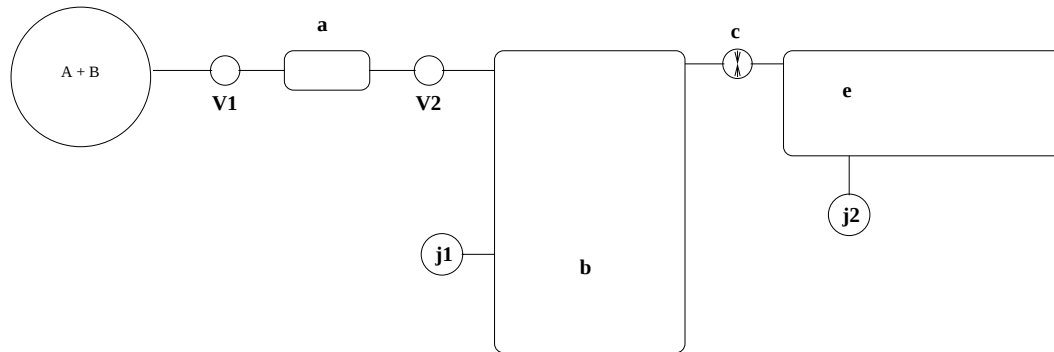


FIG. 4.2 – Schéma de principe du système d'introduction. (a) Ballon de faible volume pour prendre un échantillon du gaz (mélange A+B). (b) Ballon de détente. (c) Vanne micrométrique pour assurer une fuite moléculaire. (e) Enceinte d'analyse destinée à contenir le spectromètre. (j1) et (j2) sont des jauges de pression. (V1) et (V2) des vannes tout métal.

Notons que dans ces conditions la fuite est bien moléculaire puisque le libre parcours moyen d'une molécule d'Hydrogène à un bar est de l'ordre du μm .

On voit qu'il est nécessaire de réduire la pression avant introduction dans l'enceinte d'analyse. Cette réduction peut se faire de façon séquentielle ou en continu. Dans le cas qui nous occupe ici, nous n'aurons pas à quantifier une évolution rapide de la composition du mélange d'Hydrogène. Ainsi, nous bornerons-nous à décrire le cas d'un système d'introduction séquentiel où une petite partie de l'échantillon est extraite puis isolée avant d'être analysée par le spectromètre. Cette méthode s'oppose aux systèmes d'introduction continue qui, comme leur nom l'indique, transfèrent en continue vers l'analyseur le gaz à caractériser. Ces systèmes sont surtout utilisés pour observer l'évolution d'une réaction chimique en temps réel. On se reportera à la référence [18] pour une description des systèmes d'introduction continue.

Le schéma de la figure 4.2 donne un aperçu du système que nous avons installé à l'IPN-Orsay. Le gaz à analyser est à une pression proche de la pression atmosphérique. L'ensemble des volumes b, c et e sont vides (pression inférieure à $10^{-4} mbar$). Dans un premier temps il faut réduire la pression du gaz afin d'assurer une introduction en régime moléculaire vers le spectromètre de masse. Pour cela, on prélève par détente un échantillon du gaz dans le volume a pouvant contenir quelques cm^3 . Ce même échantillon est ensuite également détendu dans le volume b qui contient plusieurs litres. On a ainsi abaissé la pression à quelques $mbar$. Notons que ces détentes

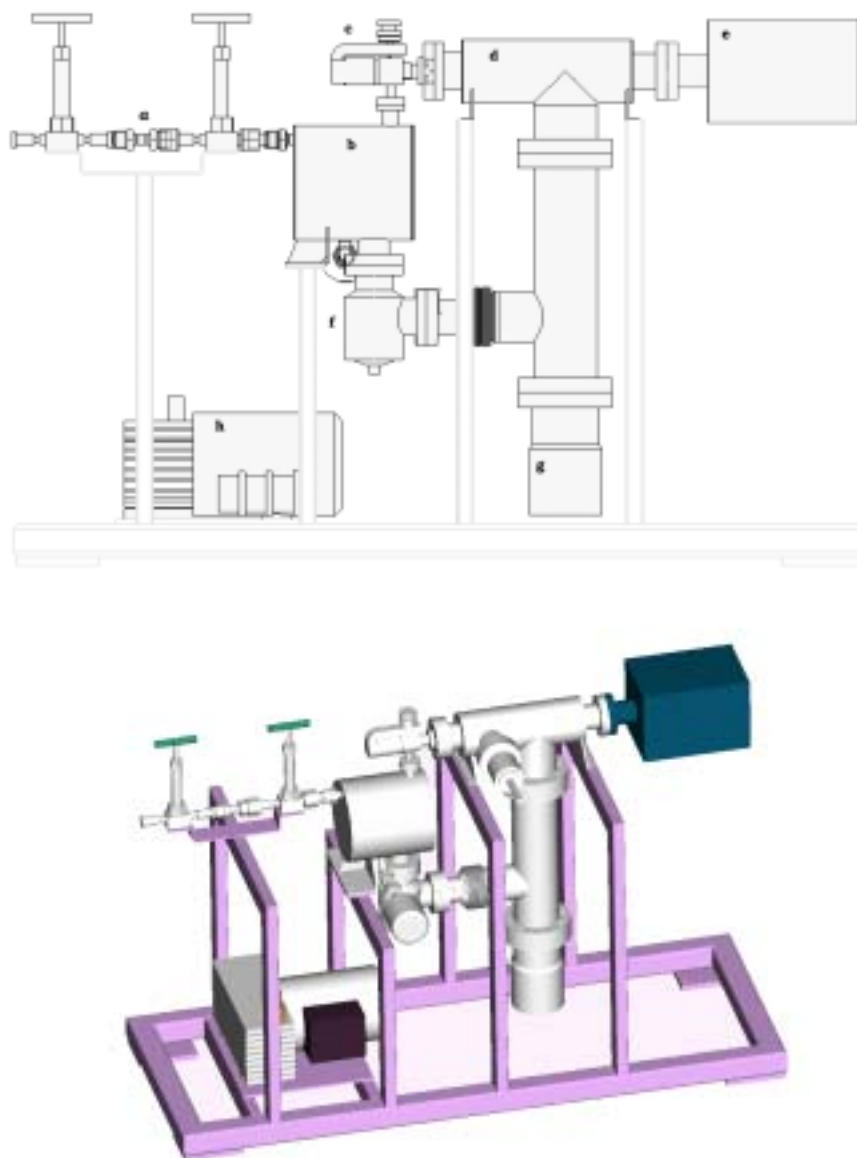


FIG. 4.3 – *Système d'introduction. (a) Premier volume (de quelques cm^3) pour prendre un échantillon du gaz à analyser. (b) Ballon de détente (8000cm^3). (c) Vanne micrométrique pour l'introduction par fuite moléculaire vers l'enceinte d'analyse (d). (e) Electronique de contrôle du spectromètre. (f) Vanne pour vider l'ensemble du dispositif après analyse. (g) Pompe turbo. (h) Pompe primaire à membrane connectée à la pompe turbo. Des jauges de pression sont connectées au volume (b) et (d).*

rapides de gaz suivies de l'équilibre des pressions ne modifient pas la composition du gaz.

Dans un deuxième temps on introduit le gaz dans le volume d'analyse à travers l'ouverture d'une vanne micrométrique que l'on règle afin d'obtenir la pression de travail désirée pour le spectromètre (de 5.10^{-7} à 5.10^{-6} mbar).

La figure 4.3 représente deux vues différentes du système d'introduction tel qu'il a été implanté à l'IPN d'Orsay.

4.3 L'analyseur de gaz : Le spectromètre de masse quadripolaire

4.3.1 Introduction

On distingue deux types de spectromètre de masse. Les premiers sont basés sur la déviation des ions par un champ magnétique constant ; on peut les caractériser comme des analyseurs "statiques". Ce sont les spectromètres "classiques", apparus dans les années 20. Ils se caractérisent tous par la présence d'un secteur magnétique pour produire le champ. Les ions y suivent des trajectoires différentes suivant leur masse et l'on sélectionne la masse voulue à l'aide d'une fente placée sur la trajectoire correspondante. Pour analyser toute une gamme en masse, il est nécessaire de modifier le champ magnétique ou de déplacer la fente. Dans les deux cas, la correspondance entre la masse et le champ (ou la position de la fente) n'est pas linéaire.

Ces caractéristiques (poids de l'aimant, non linéarité, mouvement mécanique de la fente) font des spectromètres à secteur magnétique des systèmes généralement chers et délicats à mettre en place. Ces défauts sont toutefois compensés par un très bon pouvoir de résolution et une très large gamme en masse.

Poussées par une demande croissante et un besoin évident de simplifier et d'alléger le dispositif, de nouvelles idées sont apparues dans les années 50 pour lesquelles la séparation des ions est basée sur la dépendance en temps d'un des paramètres du système. Il s'agit donc de ce que l'on peut appeler des analyseurs "dynamiques". En particulier, la possibilité d'utiliser un champ électrique quadripolaire pour une séparation en masse des ions a été pour la première fois envisagée par Paul et al [21] en 1953. Puis développée par les mêmes dans les années qui suivirent [22]. Le développement de ces spectromètres de masse connut un engouement certain et ils furent très vite un succès commercial. Il est facile de comprendre pourquoi au vu de leurs caractéristiques[23] :

- Ils sont léger et particulièrement compacts ; on s'affranchit grâce à eux de l'encombrante manipulation d'un aimant.

- Ils offrent une très bonne sensibilité si l'on peut tolérer une faible résolution et inversement. Un compromis entre résolution et sensibilité se trouve par un simple réglage de l'électronique.
- Le balayage de la plage de masse peut se faire très rapidement grâce à une réponse rapide du système.
- Leur échelle de masse est linéaire et offre une réponse identique pour toutes les masses.
- Le système est très tolérant en ce qui concerne les dispersions en direction et en énergie du faisceau d'ion.

Toutefois ils ne font pas double emploi avec les spectromètres magnétiques. Leur plage de masse et leur pouvoir de résolution sont en effet beaucoup plus modestes.

Ils trouvèrent leur application dans la caractérisation rapide des constituants d'un gaz et dans la détection du gaz résiduel d'une enceinte sous vide.

On trouvera un historique plus détaillé dans le premier chapitre de la référence [23].

4.3.2 Principe de fonctionnement

Un champ quadripolaire est généré par quatre barreaux (ou électrodes) de section idéalement hyperbolique disposés de telle sorte qu'ils forment un parallélépipède comme représenté sur la figure 4.4. On applique alors un potentiel opposé sur les électrodes prises deux à deux, les électrodes en vis à vis étant connectées au même potentiel.

Si le potentiel ϕ_0 est constant on obtient alors entre les barreaux le champ quadripolaire représenté sur la figure 4.5. On remarque de par la symétrie du système que le champ est indépendant de z , la figure 4.5 représente donc l'amplitude du potentiel dans le plan xy défini par la figure 4.4.

L'expression mathématique [23] de ce champ est :

$$\phi = \frac{\phi_0(x^2 - y^2)}{2r_0^2} \quad (4.12)$$

ϕ_0 est le potentiel appliqué sur les électrodes, et r_0 est défini sur la figure 4.4.

Les molécules de gaz préalablement ionisées sont envoyées avec une vitesse v suivant la direction z entre les électrodes. Voyons alors comment on peut envisager une certaine stabilité pour des ions d'une masse donnée.

Suivant l'expression du champ 4.12, on voit que la composante z de la vitesse d'un ion n'est pas affectée par le champ quadripolaire. Nous ne considérerons donc par la suite que les mouvements des ions dans le plan xy .

Examinons d'abord le cas où l'on applique un champ constant $\phi_0 = U$ sur les électrodes. On peut imaginer l'ion se comportant comme une bille posée sur la nappe

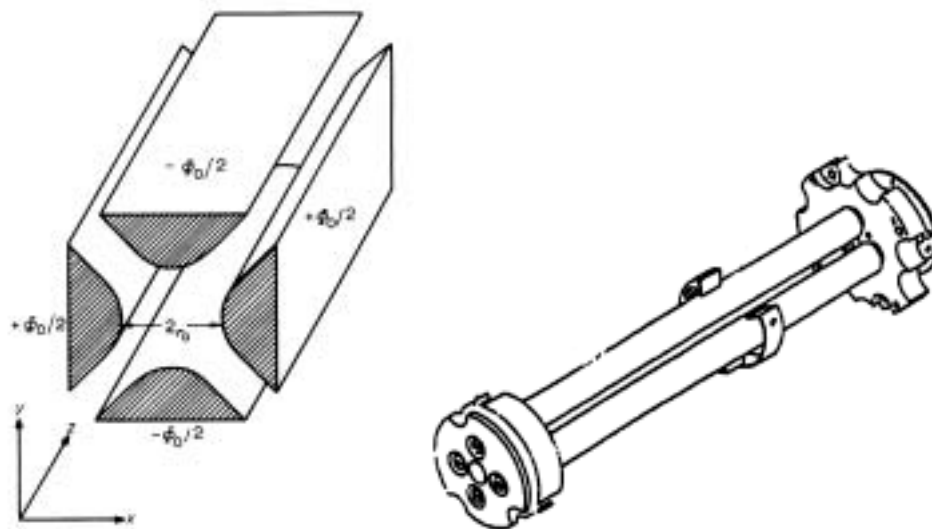


FIG. 4.4 – Représentation schématique d'un spectromètre de masse quadripolaire. Les électrodes ont la forme idéale d'une hyperbole. $\phi_0/2$ indique le potentiel auquel sont soumises chacune des électrodes. En pratique, les sections ne sont pas hyperboliques mais cylindriques. A droite est représenté le filtre quadripolaire que nous avons utilisé

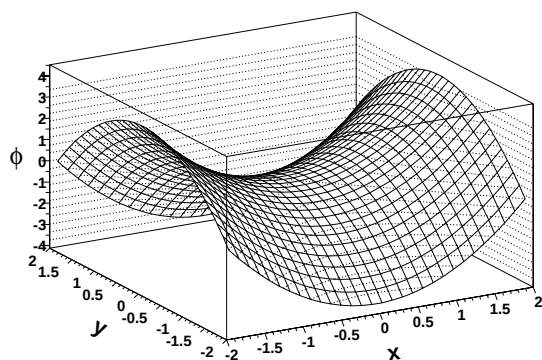


FIG. 4.5 – Potentiel électrostatique quadripolaire dans le plan xy généré par le dispositif représenté figure 4.4

en selle de cheval de la figure 4.5. En raison de leur charge positive, les ions ont, dans la direction x , un mouvement périodique stable d'un bout à l'autre du spectromètre, tandis que dans la direction y les ions divergent jusqu'à toucher les barreaux. D'un point de vu mathématique, les équations du mouvement s'écrivent à partir de l'équation fondamentale de la dynamique $m\vec{r} = e\vec{E}$ où m est la masse de l'ion, $\vec{r}$ sa position dans l'espace, e la charge de l'électron et $\vec{E}$ le champ électrostatique dont dérive le potentiel ϕ :

$$\begin{cases} \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{e}{mr_0^2}\phi_0x = 0 \\ \frac{d^2y}{dt^2} - \frac{e}{mr_0^2}\phi_0y = 0 \\ m\frac{d^2z}{dt^2} = 0 \end{cases} \quad (4.13)$$

La stabilité des ions peut alors être obtenue en ajoutant à ce potentiel constant, une composante alternative choisie en général de la forme :

$$\phi_0 = U - V\cos(\omega t) \quad (4.14)$$

V est alors l'amplitude de la composante alternative et ω sa fréquence.

Afin d'imaginer ce qui se passe dans le spectromètre avec un tel potentiel considérons le comportement d'un ion en fonction de sa masse.

Si cet ion est très lourd, et si ω est suffisamment grand, l'ion n'a pas le temps de suivre la composante alternative car son inertie est trop importante. Il ne *voit* qu'un champ moyen correspondant à la composante continue et comme on vient de le voir, celle-ci est défocalisante dans la direction y . Ainsi les ions de grande masse ont ils une trajectoire divergente selon y .

Par ailleurs, un ion très léger réagira tout de suite au variation de la composante alternative. Chaque fois que $U - V\cos(\omega t)$ présentera une valeur négative, la trajectoire de l'ion léger sera stabilisée dans la direction y et déstabilisée dans la direction x . En choisissant bien le couple (U, V) , on peut obtenir une focalisation suivant y et une défocalisation suivant x (la trajectoire est alors une oscillation avec une amplitude toujours croissante). Les ions de petites masses ont une trajectoire divergente selon x .

Finalement, pour un ion de masse intermédiaire, il est possible d'obtenir une trajectoire stable dans les deux directions x et y .

Les équations du mouvement sont connues sous le nom d'équations de Mathieu et s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{e}{mr_0^2}(U - V\cos(\omega t))x = 0 \\ \frac{d^2y}{dt^2} - \frac{e}{mr_0^2}(U - V\cos(\omega t))y = 0 \end{cases} \quad (4.15)$$

on fait généralement le changement de variable suivant :

$$\begin{cases} a_u = a_x = -a_y = \frac{4eU}{m\omega^2 r_0^2} \\ q_u = q_x = -q_y = \frac{4eV}{m\omega^2 r_0^2} \\ \xi = \omega t/2 \end{cases} \quad (4.16)$$

Et on obtient alors la forme canonique des équations de Mathieu :

$$\frac{d^2 u}{d\xi^2} + (a_u - 2q_u \cos(2\xi))u = 0 \quad (4.17)$$

où u représente soit x soit y . Dans la suite on notera $a_u = a$ et $q_u = q$.

Résoudre les équations de Mathieu n'est pas trivial et nous n'en détaillerons pas le développement ici. Pour une étude complète des propriétés de ces trajectoires, on pourra consulter les chapitre 2 et 3 de la référence [23].

Pour résumer, Il est possible de définir un diagramme de stabilité en fonction des deux variables a et q (4.16) représentées sur la figure 4.6 pour une masse M et une fréquence ω donnée. On voit que les conditions de stabilité suivant x rejoignent celles suivant y en plusieurs point de l'espace et en particulier forment un "triangle" proche de l'origine. Ce dernier est représenté sur la figure 4.7.

A présent, pour bien comprendre le fonctionnement du système, il faut remarquer que l'ensemble des points formés par les sommets du "triangle" de stabilité pour différentes masses M est une droite passant par l'origine, comme représenté figure 4.8.

On définit alors une droite de fonctionnement du spectromètre comme les points vérifiant : $\frac{a}{q} = \text{Constante}$. Ceci limite le domaine de stabilité au segment compris entre q_{low} et q_{high} figure 4.7 (D'un point de vue pratique cela correspond à maintenir électriquement le rapport U/V constant) Ainsi plus la droite de fonctionnement se rapproche du sommet du "triangle" plus on est sélectif et plus la résolution est bonne mais plus le domaine d'analyse est restreint ; la sensibilité du spectromètre est donc d'autant plus faible. Inversement, si la droite s'éloigne du sommet, la sensibilité augmente mais la résolution diminue.

Avec un spectromètre de masse quadripolaire, il est souvent nécessaire de trouver un compromis entre sensibilité et résolution en jouant sur la pente de la droite de fonctionnement (rapport U/V).

Pour résumer, l'analyse se fait à fréquence ω fixée en faisant varier les tensions U et V (par pas ou en continu) de sorte que le rapport U/V soit constant. A chaque couple (U, V) correspond une masse M transmise à travers le filtre. Le spectre de masse correspond alors à l'intensité du courant ionique transmis au cours du temps.

Pour finir, nous présentons à titre indicatif sur les figures 4.9 et 4.10 l'allure de différentes trajectoires stables et instables tirée de la référence [23].

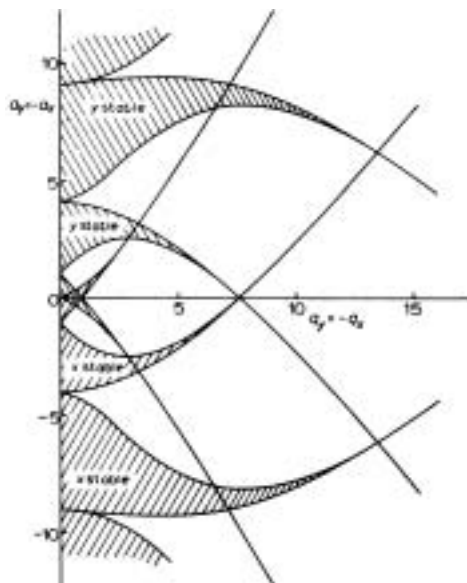


FIG. 4.6 – *Diagramme de stabilité des équations de Mathieu pour un ion de masse M donnée. Les axes sont les variables a_u et q_u des équations 4.16. Les zones grisées correspondent aux couples (a_u, q_u) pour lesquels la trajectoire de l'ion est stable soit suivant x soit suivant y . Ce graphe est extrait de [23]*

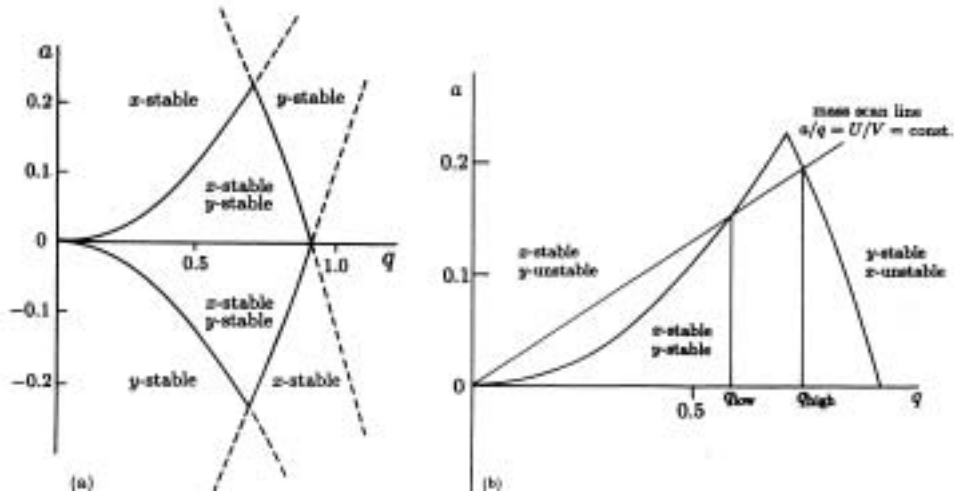


FIG. 4.7 – *Domaine de stabilité pour les petites valeurs de a et q . (a) Détail les axes suivant lesquels l'ion à une trajectoire stable. (b) Représentation de la droite de fonctionnement : en fixant la pente de la droite dont le rapport a/q (ce qui revient à fixer le rapport U/V) on restreint le domaine de stabilité au segment compris entre q_{low} et q_{high} . Extrait de [24].*

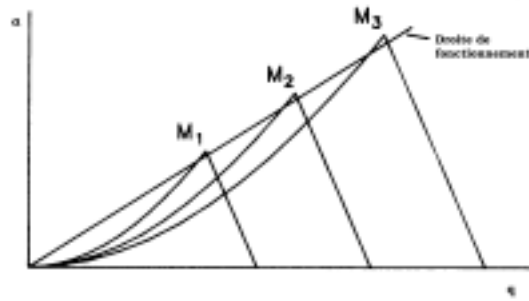


FIG. 4.8 – *Evolution du domaine de stabilité pour différentes masses de l'ion à filtrer. On peut "scanner" les différentes masses en ce déplacement le long de la droite de fonctionnement. Extrait de [25].*

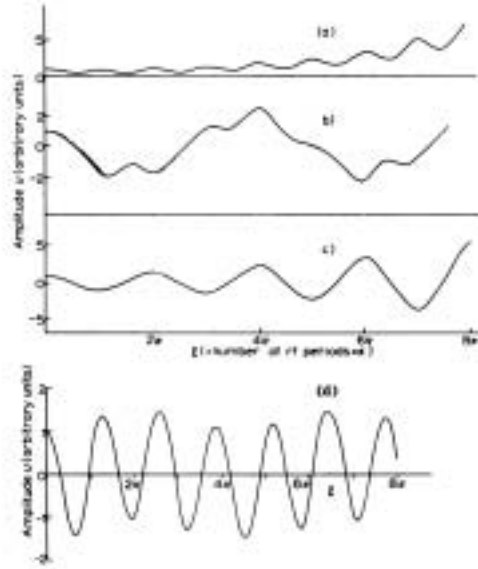


FIG. 4.9 – Trajectoire d'un ion pour différents points du diagramme de stabilité 4.6, u correspond ici à l'axe y et $\xi = \omega t/2$ où t représente le temps et ω la fréquence de fonctionnement du spectromètre. (a) $q = 0.55$, $a = -0.1625$, hors zone de stabilité de y ; (b) $q = 0.55$, $a = 0$, dans la zone de stabilité proche de zéro; (c) $q = 0.55$, $a = 0.425$, hors zone; (d) $q = 0.55$, $a = 2.5$ Trajectoire stable dans la deuxième région de y . Extrait de [23]

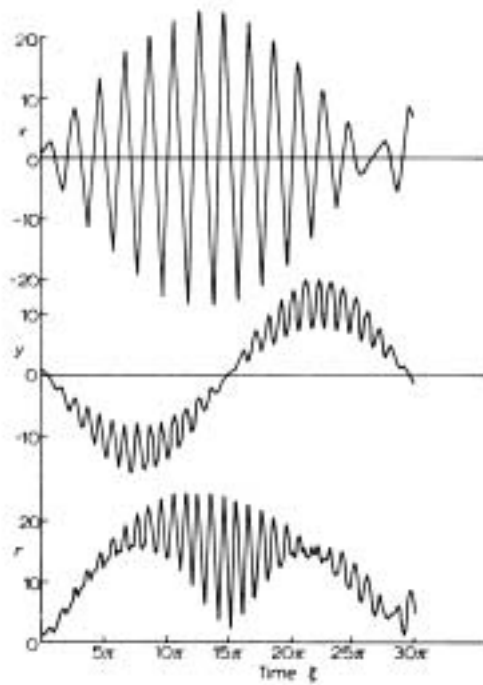


FIG. 4.10 – Trajectoire stable d'un ion pour un couple de point (a, q) proche de la pointe du “triangle” de la figure 4.7. On indique de haut en bas les trajectoires dans le plan xz , yz et suivant $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ et $\xi = \omega t/2$ où t représente le temps. Tiré de [23]

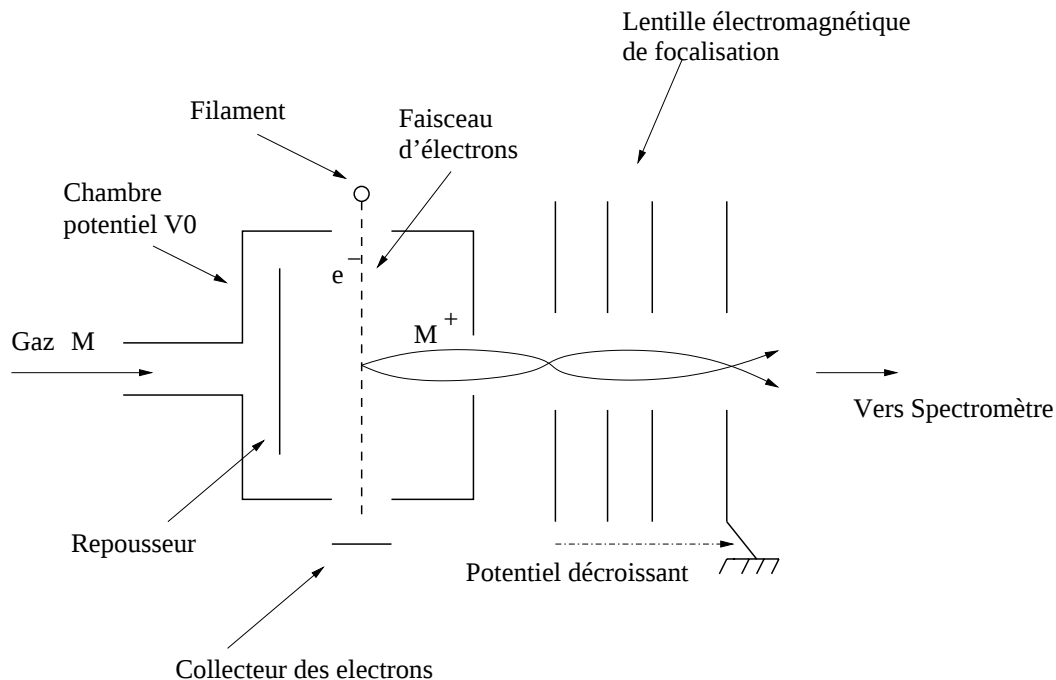


FIG. 4.11 – Schéma d'une source d'ion à impact d'électron

4.4 La chambre d'ionisation

4.4.1 description

La chambre d'ionisation est le lieu de production des ions. Nous utiliserons une chambre à impact électronique (figure 4.11). Le principe est de former un faisceau d'électrons à partir d'un filament de Tungstène (chauffé à l'aide d'un courant électrique) et d'un potentiel accélérateur qui confère aux électrons une énergie allant au choix de 10 à 80 eV (correspondant à l'énergie typique de première ionisation des molécules du gaz à analyser). Dans 99% des cas, l'impact d'un électron du faisceau avec une molécule du gaz arrache un électron à cette dernière générant ainsi un ion positif (dans 1% des cas c'est un ion négatif qui est produit). Les ions positifs sont par la suite accélérés et focalisés par des lentilles électrostatiques pour former un faisceau d'ions dirigé vers le spectromètre.

Les paramètres sont réglables directement à partir du programme de contrôle. On peut ainsi choisir de modifier

- l'intensité du courant du faisceau en réglant la température du filament de Tungstène (on modifie ainsi l'intensité du courant ionique).

- l'énergie des électrons ; on décide ainsi de la dureté du choc avec les molécules. Plus l'énergie est grande plus l'ionisation est probable et le faisceau d'ions est d'autant plus intense et stable mais plus on risque de briser la molécule en plusieurs fragments ou de former des ions multiplement chargés.
- l'énergie du faisceau d'ions ; c'est à dire leur vitesse d'introduction dans le spectromètre. Ce réglage est délicat et il est fait une fois pour toute en usine.

Le paragraphe suivant détaille les phénomènes physiques associés à la chambre d'ionisation qui ont leur importance lors de l'analyse des spectres.

4.4.2 Phénomènes physiques liés à l'ionisation

Fragmentation

La fragmentation correspond à la brisure des molécules lors du processus d'ionisation. Par exemple, une molécule de HD peut se dissocier de la façon suivante :



Les atomes neutres $D\cdot$ et $H\cdot$ resteront piégés dans la chambre d'ionisation tandis que les fragments ioniques H^+ et D^+ seront accélérés et analysés par le spectromètre, pour finalement contribuer respectivement aux signaux des masses 1 et 2. Ainsi, le pic de masse 2 généralement attribué à la présence de la molécule H_2 ayant produit des ions H_2^+ correspond aussi au pic du D^+ . Ces deux ions ont bien une masse différente mais la résolution du spectromètre est insuffisante pour les séparer.

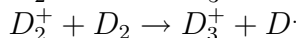
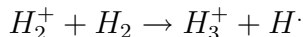
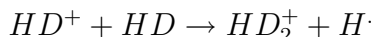
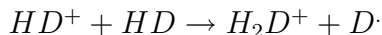
Ce phénomène est d'autant plus important que l'énergie des électrons du faisceau de la chambre d'ionisation est grande.

Il convient donc de correctement quantifier ces deux contributions. Ce sera l'objet du paragraphe 5.2.1.

Interaction dans la chambre d'ionisation : phénomène de recombinaison

A l'intérieur de la chambre d'ionisation les molécules peuvent également interagir entre elles. Cette interaction peut aboutir à une recombinaison moléculaire donnant lieu à l'apparition d'ions triatomiques ou diatomiques formés d'atomes d'Hydrogène et/ou de Deutérium. Ainsi même à des pressions très basses de l'ordre de $2 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ (pression de travail typique), on voit apparaître des pics à la masse 5 et 6 correspondant à des molécules de HD_2^+ et D_3^+ . Bien sûr, on doit s'attendre à ce que les pics de masse 3 et 4 soient pollués respectivement par les molécules H_3^+ et H_2D^+ . On quantifiera la contribution de ce processus au chapitre suivant. Mais d'abord détaillons le un peu.

Les réactions les plus probables sont :



Un simple calcul de libre parcours moyen d'une molécule d'Hydrogène à 2.10^{-6} mbar montre que la probabilité que deux molécules se rencontrent lors de leur trajet dans la chambre d'ionisation n'est pas négligeable (1 chance sur 75). Bien qu'il soit très difficile de connaître la probabilité qu'une de ces molécules soit un ion et que l'autre soit neutre, l'expérience montre que le phénomène de recombinaison ne peut être négligé et qu'à pression élevée ($5.10^{-5}mbar$) il dépasse très largement le pour cent du pic de base. Il est important de noter que l'apparition d'ions triatomiques dépend directement de la pression à laquelle on travaille. En particulier, il n'est pas recommandé d'augmenter la pression pour accroître les courants ioniques des éléments à faible concentration si ces derniers ont une masse susceptible d'être polluée par des ions triatomiques.

Il est également intéressant de noter que ces ions triatomiques sont stables [26],[27]. En particulier l'ion H_3^+ est aussi stable que la molécule H_2 (même énergie de liaison). En revanche la molécule neutre H_3 est métastable et ne vit que quelques femtosecondes. C'est pourquoi il n'y a pas de molécule H_3 dans l'atmosphère mais bel et bien des ions H_3^+ dans notre spectromètre.

4.5 Le détecteur

Les ions correspondant à la masse à analyser sont focalisés sur un détecteur destiné à mesurer l'intensité du courant correspondant. Celui-ci est amplifié par un amplificateur basé sur l'émission secondaire d'électrons (multiplieur d'électron). Il est également possible d'utiliser comme détecteur une simple cage de Faraday qui recueille les charges sans les amplifier.

4.5.1 Phénomènes liés au détecteur

Variation du gain en fonction de la masse

Contrairement à une cage de Faraday, le multiplieur ne donne pas la même réponse pour des molécules de masse différentes. Le phénomène est important et peut générer des différences de gain d'un facteur 2 ou 3. Nous observerons en partie ce phénomène lors des mesures quantitatives décrites au chapitre suivant. On se reportera par exemple à la figure 5.9 de la page 80 qui représente le rapport de l'amplitude des pics correspondant respectivement au D_2 et au HD en fonction du

pourcentage de D_2 dans le HD . La pente de cette droite n'est pas égale à l'unité ce qui signe le fait que la chaîne de détection n'a pas la même sensibilité pour les deux masses. Cette différence inclut également la probabilité d'ionisation respective des molécules, mais l'on attend pas de grands écarts comme le montre le tableau §§ porté en annexe. On attribue donc cette différence de gain aux variations de l'émission secondaire de la cathode en fonction de la masse des ions incidents.

Variation du gain en fonction du temps

La réponse du multiplieur varie également fortement d'une heure à l'autre (quelques pour cents sur une heure, 10 à 20 % sur quelques jours). Il est nécessaire de calibrer le gain avant chaque mesure par rapport à la cage de Faraday. Cette variation semble être systématiquement la même d'une masse à l'autre, du moins à court terme. Il convient de vérifier sur le long terme, c'est à dire d'une année à l'autre, que ces gains ne changent pas en s'aidant d'un mélange étalon dont on connaît les réponses absolues pour chaque masse.

On verra au paragraphe 5.3.2 quelle solution a été adoptée pour éviter une calibration systématique avant chaque mesure.

4.6 Les spectres

La figure 4.12 représente les spectres obtenus à l'aide du spectromètre de masse. Le signal pour une masse donnée correspond toujours à l'amplitude du pic. L'unité dans laquelle est exprimée cette amplitude reflète directement la pression partielle du composé. Ainsi, le constructeur caractérise-t-il ces valeurs en millibar. Cependant, d'un point de vue pratique, il est préférable de considérer ces échelles comme arbitraires et de les relier aux pressions partielles à l'aide d'un étalonnage adéquat. Ce sera le propos du chapitre suivant.

On remarque sur la figure 4.12 que l'on peut séparer le pic de l' H_e de celui du D_2 . Connaissant la différence en masse de ces deux éléments ($M_{H_e} = 4,002602$ uma et $M_{D_2} = 2.M_D = 4,02726$ uma) on peut se faire une idée de l'échelle en masse du graphe. Il est alors possible de calculer le pouvoir de résolution $R = \frac{M}{\Delta M}$ du spectromètre défini ici comme le rapport de la masse du pic sur la largeur de la base du pic.

On a

$$R = \frac{4 \text{ uma}}{0,025 \text{ uma}} = 160 \quad (4.18)$$

Dans la suite de l'exposé, lorsque nous parlerons du signal HD (ou de façon équivalente HD^+), nous ferons référence à l'amplitude du pic correspondant à l'ion

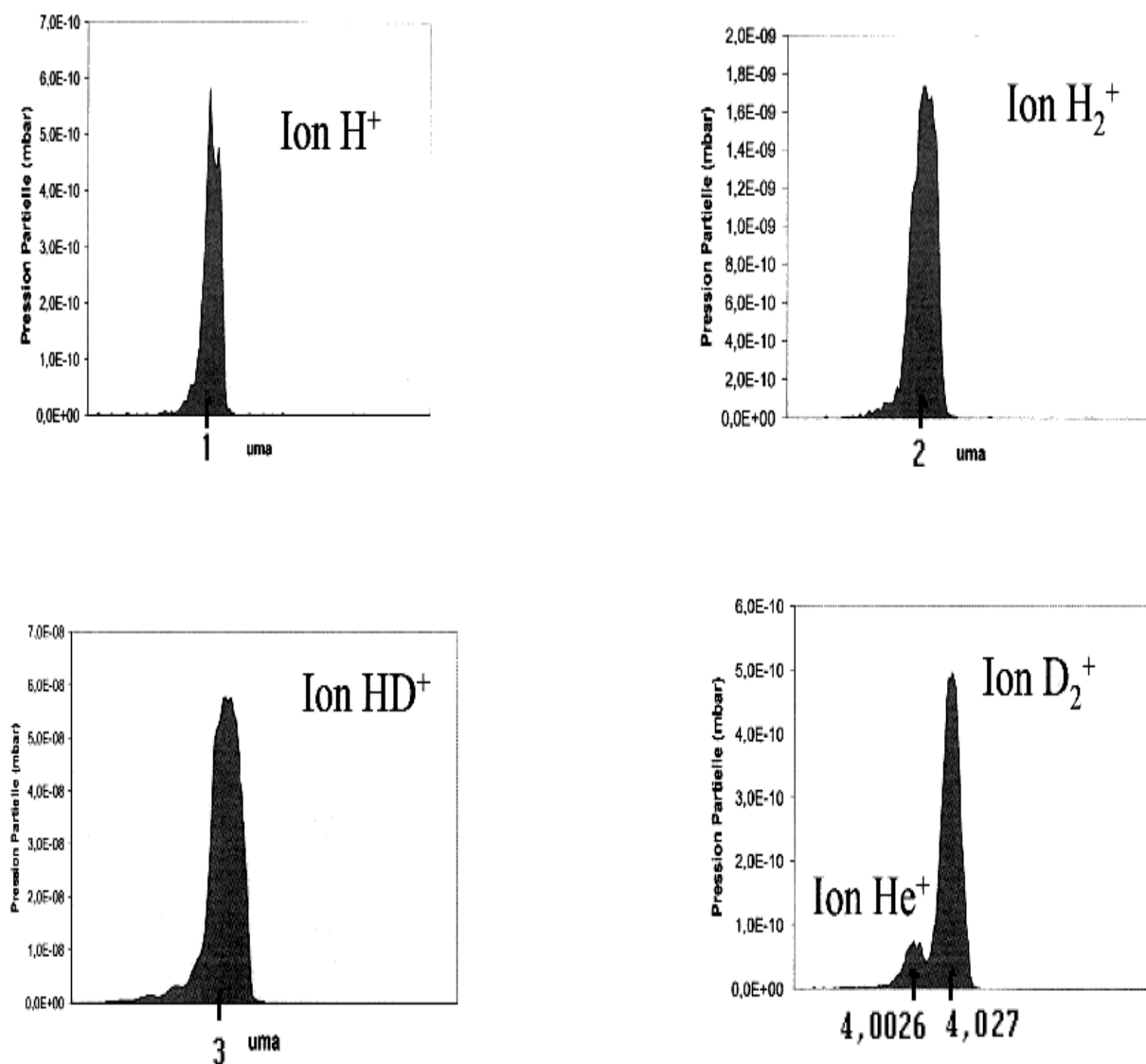


FIG. 4.12 – Spectres obtenus à l'aide du spectromètre de masse

(c'est à dire à la masse trois). Et lorsque nous parlerons *des* signaux du HD nous ferons alors référence à l'ensemble du spectre produit par le gaz pur sur l'ensemble de la gamme en masse, par le truchement des phénomènes de dissociation et de recombinaison qui peuvent produire toutes les masses de 1 à 6.

De même quand on rencontrera un rapport du type $\frac{H_2}{HD}$, il faudra lire : rapport de l'amplitude du pic correspondant à la masse 2 à celle du pic de la masse 3.

Chapitre 5

Etalonnage du spectromètre

5.1 Problématique et protocole

Pour faire l'étalonnage, nous devons prendre en considération l'ensemble des phénomènes physiques associés au spectromètre. Ainsi, dans un premier temps, nous avons vérifié son comportement général, c'est à dire ce qui est garanti par le constructeur et qui est absolument nécessaire à l'analyse quantitative d'un gaz. Il s'agit avant tout de vérifier que :

- Pour des conditions opératoires identiques, le spectre d'un composé chimique est invariable.
- L'intensité des pics de ce spectre est proportionnelle à la pression partielle du composé présent dans le gaz à analyser

Ceci a été effectué en utilisant de l'Hydrogène pratiquement pur dilué dans de l'Azote sec.

Il est également nécessaire d'énoncer le principe suivant :

- Pas ou peu d'interaction entre les molécules. C'est à dire que pour un mélange de gaz les spectres sont additifs.

A partir de là, la solution la plus directe serait de mesurer le spectre complet de chaque molécule prise séparément. Les principes généraux précédents permettraient alors de retrouver facilement la concentration de chaque composant du mélange. Mais ceci impliquerait pour nous de posséder des échantillons parfaitement purs des molécules isotopiques de l'Hydrogène (de l'ordre de la dizaine de partie par million). Or, en ce qui concerne le HD et le D_2 , il est impossible de trouver de tels échantillons dans le commerce. Le HD commercial que nous possédons à Orsay est pur à 98% seulement. Il en va de même pour le D_2 . Le H_2 , quant à lui, provient d'une bouteille sous pression dont la concentration en HD et en D_2 est proche de la concentration naturelle de ces isotopes dans l'atmosphère (de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4}$ en concentration

pour le HD , beaucoup moins pour le D_2 : 10^{-8}).

Il est donc nécessaire de reconstituer à partir de ces mélanges la réponse du spectromètre que l'on observerait si l'on disposait d'échantillons purs. Pour ce faire, nous allons d'abord quantifier des phénomènes associés à l'ionisation des molécules : d'une part la fragmentation (§5.2.1) qui pour un composé donné fait apparaître un pic à la masse des constituants eux-mêmes et d'autre part la recombinaison (§5.2.2) qui correspond à l'interaction des ions et des molécules présents dans la chambre d'ionisation. Ainsi on s'attend à ce qu'un échantillon de HD pur présente des signaux aux masses suivantes :

- masse 1 : ions H^+ (par fragmentation)
- masse 2 : ions D^+ (par fragmentation)
- masse 3 : ions HD^+ (par simple ionisation du HD)
- masse 4 : ions H_2D^+ (par recombinaison des ions HD^+ et H^+ avec les molécules de HD)
- masse 5 : ions HD_2^+ (par recombinaison des ions HD^+ et D^+ avec les molécules de HD)

Lorsque ces phénomènes seront connus, nous pourrons alors présenter une méthode simple pour déterminer la pollution initiale des différents échantillons utilisés pour l'étalonnage. Ceci sera l'objet du paragraphe 5.2.4.

Nous terminerons ce chapitre par une description du protocole utilisé pour mesurer la concentration d'un mélange inconnu d'isotope de l'Hydrogène adapté à notre problématique : la mesure des petites concentrations.

5.2 Mesure quantitative

5.2.1 Mesure de la fragmentation

Il s'agit ici de déterminer la contribution du HD lui-même aux signaux mesuré pour les masses correspondant au H_2 et au D_2 .

La fragmentation des molécules dépend directement de l'énergie des électrons traversant la chambre d'ionisation. A l'énergie seuil de 17 eV, les électrons fournissent juste assez d'énergie pour l'ionisation ; la fragmentation est négligeable mais le courant ionique très faible voire instable. Au delà du seuil, la probabilité d'ionisation augmente, le courant ionique se stabilise mais l'excès d'énergie des électrons peut alors dissocier la molécule : la fragmentation apparaît.

Voici ce que nous observons avec le spectromètre : le courant ionique augmente jusqu'à une énergie de 40 eV (voir figure 5.1). Au delà, On observe un plateau. La fragmentation, elle, apparaît vers 20 eV et se stabilise vers 80 eV. Ce phénomène est représenté sur la figure 5.2.

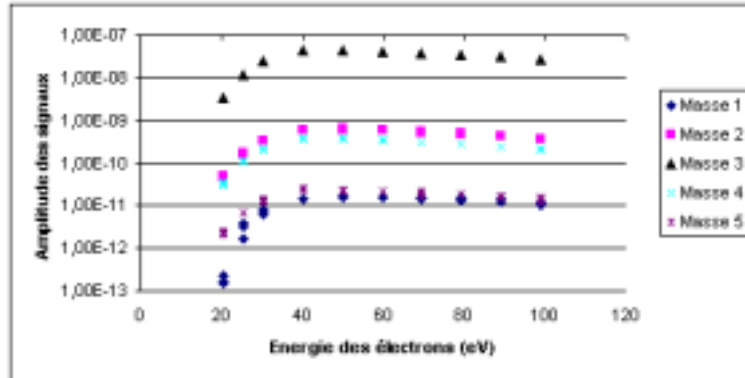


FIG. 5.1 – Amplitude des pics du spectromètre pour différentes masses en fonction de l'énergie des électrons dans la chambre d'ionisation. La hauteur des pics chute pour une énergie inférieure à 40 eV, l'ionisation y est de fait moins probable. De même le phénomène de fragmentation est illustré par la diminution brutale de la masse 1 correspondant aux ions H^+ issus principalement de la fragmentation du HD .

En pratique, on a quantifié l'importance de ce phénomène en jouant sur l'énergie des électrons et en observant les pics de masse 1 et 2 dont les signaux incluent une contribution respective des ions H^+ et D^+ provenant de la fragmentation (en particulier le pic du H^+ provient presque exclusivement de la fragmentation du HD). Ainsi, la figure 5.1 représente-t-elle l'amplitude du courant ionique dans le spectromètre pour les masses 1 à 5 en fonction de l'énergie des électrons pour du HD commercial (pur à 98%). Lorsque l'énergie des électrons passe de 40 à 20 eV le signal de H^+ chute plus rapidement que les autres...

La figure 5.2 montre le rapport H^+/HD en fonction de l'énergie des électrons d'ionisation. Comme on s'y attend, le rapport décroît fortement en raison de la disparition progressive du phénomène de fragmentation. Les électrons n'ont plus assez d'énergie pour briser la molécule de HD .

On peut estimer que la contribution au pic de masse 2 des ions D^+ provenant de la dissociation des molécules D_2 est négligeable en raison de la faible concentration du D_2 dans le mélange utilisé (cette contribution est estimée inférieure à 50ppm). Ainsi en comparant le rapport H_2/HD à 40 eV puis à 20,4 eV, on obtient une bonne estimation de la pollution due aux D^+ provenant de la dissociation du HD :

Energie e^-	H^+/HD	H_2/HD
20,4 eV	$3,97 \cdot 10^{-4}$	$2,11 \cdot 10^{-2}$
40 eV	$3,61 \cdot 10^{-3}$	$2,41 \cdot 10^{-2}$

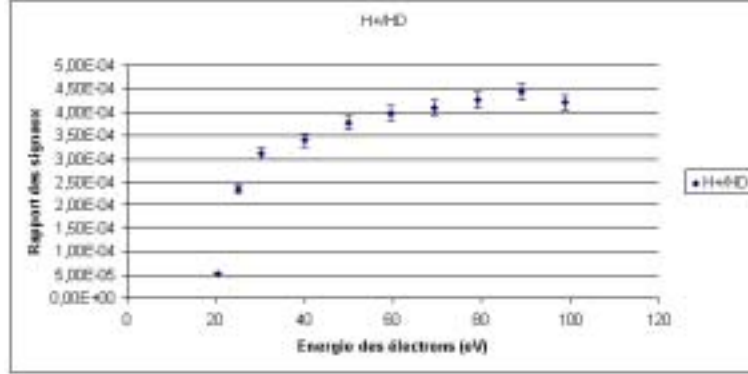


FIG. 5.2 – Rapport de l'amplitude des pics correspondant au H^+ (masse 1) et au HD (masse 3) en fonction de l'énergie E des électrons de la chambre d'ionisation. Le signal H^+ provient essentiellement de la fragmentation du HD . Ainsi observe-t-on la disparition progressive du phénomène au fur et à mesure que l'on réduit E . Les barres d'erreur proviennent des fluctuations sur la mesure du courant ionique par le multiplicateur d'électrons.

Remarquons qu'il était nécessaire de faire le rapport des signaux pour tenir compte de la perte de gain du système lorsque l'on diminue l'énergie des électrons. Si l'on suppose maintenant que le taux de dissociation des molécules H_2 et HD évolue dans les mêmes proportions entre 20,4 et 40 eV alors le taux de D^+ est simplement :

$$\alpha_f = \frac{H_2^{40\text{eV}}}{HD^{40\text{eV}}} - \frac{H_2^{20\text{eV}}}{HD^{20\text{eV}}} = 3 \cdot 10^{-3} \quad (5.1)$$

Ainsi un pic de HD d'une amplitude A_{HD} génère un pic d'amplitude $3 \cdot 10^{-3} \cdot A_{HD}$ à la masse 2.

On peut également, en négligeant la contribution du H_2 et en lisant directement l'intensité du pic de masse 1 obtenir l'amplitude pour la masse 1 : $4,3 \cdot 10^{-3} A_{HD}$ comme on le lit sur la figure 5.2.

Ce phénomène limite véritablement le système lorsque celui-ci est utilisé pour mesurer des traces de H_2 dans un environnement riche en HD ou en D_2 . Pour des concentrations inférieures à 0,1% les barres d'erreurs deviennent importantes car on décolle à peine du bruit de fond. Cependant, en réglant la sensibilité du spectromètre au maximum, en augmentant la pression d'analyse et en abaissant l'énergie des électrons on peut réduire ce bruit d'un facteur dix tout en conservant des amplitudes de signaux suffisantes pour analyser des petites concentrations. En contrepartie, l'augmentation de la pression s'accompagne d'une augmentation de la

recombinaison moléculaire ; il faudra veiller à bien quantifier ce phénomène mais celui-ci ne posera pas de limitation à la détection des H_2 .

5.2.2 Phénomène de recombinaison : mesure de la formation de molécule triatomique

Comme on l'a vu au chapitre précédent, la formation de molécules triatomiques dépend essentiellement de la pression totale à laquelle on travaille puisqu'il s'agit d'une interaction entre molécules à l'intérieur de la chambre d'ionisation. A forte pression ($> 5 \cdot 10^{-6}$ mbar) le phénomène est important ; à basse pression ($< 10^{-6}$ mbar) il devient négligeable. Ainsi le graphe suivant représente-t-il l'effet de la pression sur le rapport de l'intensité des pics de masse 4 et 3. La masse 4 inclut les contributions des ions D_2^+ provenant de l'ionisation des molécules de Deutérium et des ions H_2D^+ issus de la recombinaison des ions HD^+ avec les molécules de HD. La masse 3, quant à elle, provient presque exclusivement du signal des ions HD^+ . On néglige en effet la contribution des ions H_3^+ compte tenu de la faible concentration du H_2 (inférieur au pour-cent). Par ailleurs, on regarde également le comportement du pic de masse 5, particulièrement intéressant car seuls les ions HD_2^+ y contribuent. Ce pic permet ainsi de quantifier l'importance du phénomène de recombinaison en fonction de la pression.

On observe alors (cf figure 5.3) en fonction de la pression une diminution du rapport des pics de la masse 4 sur la masse 3 ; rapport qui se stabilise pour les pressions inférieures à 10^{-6} mbar. Par ailleurs le pic de masse 5, quant à lui, disparaît complètement à 10^{-6} mbar, indiquant par là que l'effet de recombinaison n'est plus détectable et donc négligeable à cette pression.

On peut donc comme dans le paragraphe précédent calculer la proportion d'ion H_2D^+ dans le pic de masse 4 :

$$\alpha_R = \frac{D_2^{2 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}}}{HD^{2 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}}} - \frac{D_2^{10^{-6} \text{ mbar}}}{HD^{10^{-6} \text{ mbar}}} = 1,4 \cdot 10^{-4} \quad (5.2)$$

Ce phénomène ne pose pas de problèmes quant à la mesure des concentrations du D_2 car comme on l'a vu il devient négligeable à 10^{-6} mbar. Toutefois, on continue à travailler à $2 \cdot 10^{-6}$ mbar car la stabilité des signaux est meilleure et les mesures plus précises.

Il est important de préciser que le problème est largement simplifié dans notre cas car nous nous limitons ici à mesurer de faibles concentrations de H_2 et de D_2 dans du HD. Ainsi les interactions entre différents composés du mélange sont négligeables. Seule l'interaction entre l'ion HD^+ et la molécule de HD entre en jeu de façon significative, les autres étant supprimées par au moins deux ordres de grandeur.

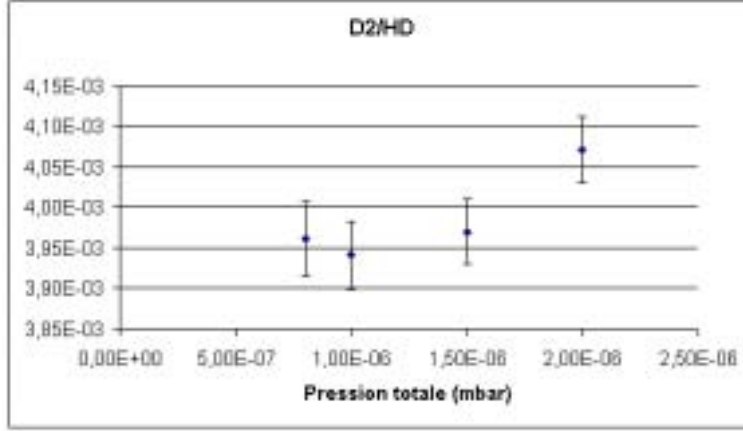


FIG. 5.3 – *Rapport des pics correspondant au D_2 (masse 4) et au HD (masse 3) en fonction de la pression de travail dans l'enceinte d'analyse. En augmentant la pression, on observe l'apparition du phénomène de recombinaison. C'est la contribution des ion H_2D^+ (masse 4) qui accroît l'amplitude du pic de masse 4.*

Dans le cas d'un mélange homogène de HD , H_2 , D_2 , la contribution aux différents pics due à la recombinaison est fonction des concentrations de chaque composé, à la différence de la fragmentation dont la contribution d'un composé à un pic donné ne dépend que de la concentration du composé en question. Cette interférence entre élément du mélange rend l'analyse particulièrement complexe et il n'est donc pas souhaitable de ce placer dans ces conditions là.

Notons, que si nous travaillons ici à relativement haute pression ($2 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$) c'est justement pour pouvoir mesurer de très faibles concentrations de H_2 et D_2 sans pour autant devoir traiter des courants ioniques trop faible. Dans le cas d'une concentration plus forte, cette contrainte disparaît et l'on peut alors sans problème travailler à des pressions plus basses, inférieures à 10^{-6} mbar , où la recombinaison devient totalement négligeable pour tous les composés du mélange.

5.2.3 Conclusion sur le spectre de HD pur

Les mesures des deux paragraphes précédents nous ont permis de quantifier en terme d'amplitude de pic les phénomènes de fractionnement et de recombinaison. Nous pouvons donc maintenant prédire l'allure d'un spectre de HD pur à $2 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$.

De la même façon on peut définir les spectres du D_2 et H_2 pur à partir des mesures représentées sur la figure 5.1. Ces trois tableaux nous permettront de définir la matrice d'étalonnage du spectromètre. Ces spectres sont récapitulés dans le tableau

Masse	1	2	3	4
HD pur	$4,3 \cdot 10^{-3} \cdot A_{HD}$	$3,0 \cdot 10^{-3} \cdot A_{HD}$	A_{HD}	$1,4 \cdot 10^{-4} \cdot A_{HD}$
H_2 pur	$5,4 \cdot 10^{-3} \cdot A_{H_2}$	A_{H_2}	$1,4 \cdot 10^{-4} \cdot A_{H_2}$	0
D_2 pur	0	$4,0 \cdot 10^{-3} \cdot A_{D_2}$	0	A_{D_2}

FIG. 5.4 – Amplitude des pics d'un spectre correspondant à un gaz pur de HD de H_2 et de D_2 . A_{HD} , A_{H_2} et A_{D_2} correspondent aux amplitudes des pics principaux.

5.4.

5.2.4 Caractérisation des échantillons utilisés pour l'étalonnage du spectromètre

Pour déterminer la courbe d'étalonnage donnant les concentrations d'un élément en fonction de l'amplitude du pic produit dans le spectromètre de masse, il suffirait d'ajouter à du HD pur, des quantités connues de l'élément à analyser et de déterminer ainsi la courbe d'étalonnage. Cependant, le HD disponible contient toujours quelques pourcents de H_2 et de D_2 . Nous nous proposons dans ce paragraphe de décrire la méthode utilisée pour déterminer les concentrations initiales des échantillons utilisés pour l'étalonnage du spectromètre.

On mesure l'intensité du signal pour différents mélanges de gaz en introduisant des quantités connues de H_2 ou de D_2 dans le HD . On soustrait alors le bruit de fond, puis on corrige ces signaux des phénomènes connus de fragmentation et de recombinaison (pour voir comment l'on a procédé en pratique se reporter aux paragraphes précédents). On observe alors les signaux s'aligner en fonction de la concentration sur une droite *ne passant pas par l'origine*. Ceci est la signature même du fait que les gaz utilisés ne sont pas purs. En première approximation, par exemple pour du D_2 dilué dans le HD , c'est la concentration initiale du D_2 dans le HD qui génère cette erreur. Quand à l'erreur induite par la concentration de HD dans le D_2 , elle est tout à fait négligeable (inférieur à $10^{-3}\%$ pour une dilution du D_2 de l'ordre du pour-cent).

Si l'on note $x_{D_2}^{HD}$ la concentration de D_2 dans la bouteille de HD et x le coefficient de dilution du mélange que l'on a préparé, alors la concentration réelle du D_2 s'écrit : $(x + \frac{x_{D_2}^{HD}}{100}(100 - x))$ où les concentrations sont des pourcentages. Il suffit alors de calculer $x_{D_2}^{HD}$ pour que ce changement de variable donne une droite passant par l'origine.

La droite initiale s'écrit $y = ax + b$. La nouvelle droite après changement de

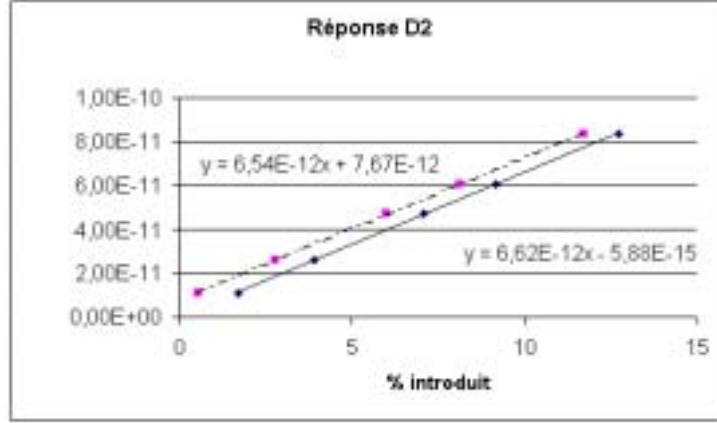


FIG. 5.5 – Amplitude du signal du D_2 en fonction de sa concentration dans du HD (Les pointillés correspondent à du HD commercial, la ligne pleine à du HD pur).

variable s'écrit : $y = a'(x + \frac{x_{HD}^{HD}}{100}(100 - x))$. En égalisant les deux équations on a :

$$a' = a + \frac{b}{100} \text{ (nouvelle pente de la droite)}$$

$$x_{D_2}^{HD} = \frac{b}{a + \frac{b}{100}} \text{ (concentration en } D_2 \text{ du } HD \text{ commercial)}$$

On peut alors corriger les données mesurées en tenant compte de $x_{D_2}^{HD}$. La figure 5.5 représente les données avant et après correction de la pollution initiale du HD par le D_2 . On constate que la droite corrigée passe bien par l'origine. Celle-ci est la droite que nous aurions obtenue si nous avions disposé dès le début de HD pur.

Le principe est ensuite exactement le même pour la mesure en concentration de la quantité de H_2 dans le HD .

Le tableau 5.7 suivant récapitule l'ensemble des mesures effectuées pour les échantillons de gaz commercial H_2 , HD et D_2 que nous avons utilisés.

5.3 Mesure de la concentration en fonction de l'amplitude des signaux

Nous commencerons par l'approche la plus classique du problème de mesure des concentrations d'un gaz. C'est la méthode la plus générale et probablement la plus communément utilisée.

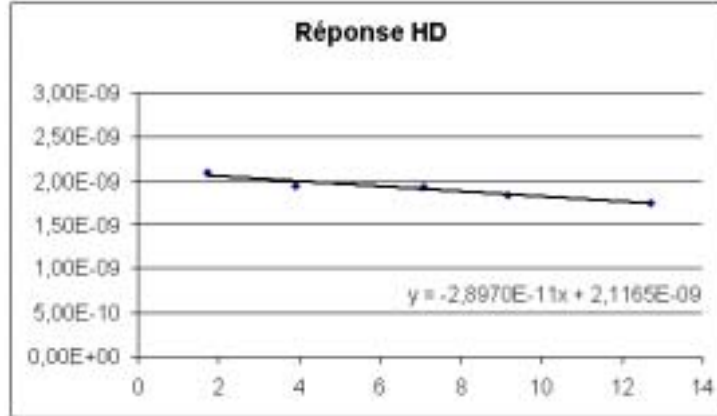


FIG. 5.6 – Amplitude du signal du au HD en fonction de la concentration de D_2 dans le mélange (HD commercial).

Echantillon	% H_2	% HD	% D_2	Amplitude du pic principal
HD	1,07%	97,77%	1,16%	$2,11 \cdot 10^{-9}$
H_2	99,95%	$5 \cdot 10^{-4}\%$	$< 10^{-7}$	$5,46 \cdot 10^{-9}$
D_2	1,1%	0,8%	98,1%	$6,6 \cdot 10^{-10}$

FIG. 5.7 – Concentration en molécules isotopiques des différents échantillons de gaz commercial (H_2 , HD et D_2) dont nous disposons à l'IPN d'Orsay. On remarque ici que les amplitudes des pics sont d'autant plus grandes que la molécule est légère.

Nous décrirons d'abord son principe général avant d'en discuter les avantages et les inconvénients. Dans le paragraphe suivant nous aborderons une approche alternative mieux adaptée à notre problématique : la mesure des faibles concentrations.

5.3.1 Méthode 1 : Etablissement d'une matrice d'étalonnage

Les différents principes énoncés aux début du chapitre se traduisent naturellement pour un mélange de n éléments par l'équation suivante :

$$H_i = \sum_{j=1}^n a_{ij} x_j$$

avec

H_i : la hauteur du pic mesuré pour la masse M_i corrigée du résiduel (bruit de fond)

a_{ij} : la hauteur du pic de masse M_i pour le composé j pur

x_j : la concentration du constituant j dans le mélange.

Dans le cas qui nous intéresse, il y a trois composés ($j = 1, 2$ ou 3 pour H_2 , HD et D_2) et nous considérerons quatre pic de masse (donc $i = 1, 2, 3$ ou 4 pour les masses allant de 1 à 4 uma). L'équation précédente peut s'écrire sous forme matriciel :

$$\begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \\ H_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix}$$

ou encore : $H = A.X$

En ce qui nous concerne, x_1 représente la concentration de H_2 , x_2 celle de HD et x_3 celle de D_2 .

Il suffit alors d'inverser la matrice A pour trouver les concentrations recherchées.

Dans le cas où le phénomène de recombinaison est négligeable (c'est à dire lorsque l'on travaille à des pressions inférieures à 10^{-6} mbar) on peut réécrire la matrice A en ne tenant compte que de la fragmentation :

$$A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & 0 \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ 0 & a_{32} & 0 \\ 0 & 0 & a_{43} \end{pmatrix}$$

La solution au problème est alors immédiate :

$$\begin{cases} x_1 = \frac{H_2 - x_2 a_{22} - x_3 a_{23}}{a_{21}} \\ x_2 = \frac{H_3}{a_{32}} \\ x_3 = \frac{H_4}{a_{43}} \end{cases} \quad (5.3)$$

Dans le cas où le phénomène de recombinaison n'est pas négligeable, tous les éléments et leurs produit de fractionnement sont susceptibles d'interagir entre eux. Envisager alors toutes les combinaisons et évaluer leur importance relative est un problème qui se révèle en pratique inextricable. Cependant, il est possible de contourner l'obstacle en envisageant deux cas particuliers :

- Si les concentrations de tous les éléments du mélange sont du même ordre de grandeur (entre 10 et 90%), on peut abaisser la pression de travail tout en gardant pour chaque masse des signaux détectables. Or comme on l'a vu au paragraphe 5.2.2, en dessous de 10^{-6} mbar , le phénomène de recombinaison est négligeable. Ce qui permet donc d'utiliser les équations 5.3 comme solution du problème.
- Inversement, si l'on s'intéresse à quantifier les impuretés d'un gaz donné. Les signaux mesurés des éléments dilués sont alors très faibles. Baisser la pression pour voir disparaître le phénomène de recombinaison est délicat car les courants ioniques trop faibles peuvent devenir instables, voire indécélabes. En revanche, On peut faire la remarque suivante : à notre pression de travail ($2 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$), les signaux issus de la recombinaison des fragments du composé principal (le HD) sont très faibles, de l'ordre de 10^{-4} du pic principal (cf paragraphe 5.2.2). On s'attend donc à ce que la contribution des composés secondaires (le H_2 et le D_2) soit encore plus petite (inférieur à 10^{-6}). C'est le cas en ce qui nous concerne puisque nos concentrations en H_2 et en D_2 sont typiquement inférieures au pourcent.

On simplifie donc le problème en considérant que seul le HD participe au phénomène de recombinaison. Le matrice A s'écrit alors :

$$A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & 0 \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ 0 & a_{32} & 0 \\ 0 & a_{42} & a_{43} \end{pmatrix}$$

où l'on a seulement rajouté la composante a_{42} qui correspond au pic généré par le HD sur la masse 4 par recombinaison : $HD + HD^+ \rightarrow H_2D^+ + D^+$.

La solution est alors :

$$\begin{cases} x_1 = \frac{H_2 - x_2 a_{22} - x_3 a_{23}}{a_{21}} \\ x_2 = \frac{H_3}{a_{32}} \\ x_3 = \frac{H_4 - x_2 a_{42}}{a_{43}} \end{cases}$$

D'un point de vue numérique en utilisant les résultats des paragraphes 5.2.1 et 5.2.2, on a la matrice :

$$A = \begin{pmatrix} 2,95 \cdot 10^{-11} & 9,07 \cdot 10^{-12} & 0 \\ 5,46 \cdot 10^{-9} & 6,33 \cdot 10^{-12} & 2,64 \cdot 10^{-12} \\ 0 & 2,11 \cdot 10^{-9} & 0 \\ 0 & 2,95 \cdot 10^{-13} & 6,6 \cdot 10^{-10} \end{pmatrix}$$

Dans l'ensemble, cette technique est intéressante si l'on veut mesurer des éléments dont la concentration n'est pas nécessairement faible par rapport au composé dominant ; elle inclut notamment directement toutes les corrections de gain entre pics de masse et de fragmentation. Toutefois, elle utilise directement une valeur absolue de l'amplitude des signaux. Or on sait que le gain du spectromètre varie sensiblement d'une heure à l'autre comme le montre la figure 5.8. Il est donc nécessaire avant chaque mesure de recalibrer le système avec un mélange étalon dont on connaît parfaitement la réponse et d'obtenir ainsi un facteur correctif. L'équation devient :

$$\begin{pmatrix} A_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & A_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & A_4 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \\ H_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix}$$

Où les A_i sont les facteurs de corrections : $A_i = \frac{he_i}{h_i}$

Avec :

he_i = Amplitude du mélange étalon lors de l'étalonnage.

h_i = Amplitude du même mélange étalon juste avant la mesure.

On s'attend à ce que les facteurs A_i soient égaux entre eux.

Ce réétalonnage systématique alourdit fortement le protocole de mesure lors du suivi des concentrations d'un mélange dans le cas où l'on utilise le distillateur par exemple. C'est la raison pour laquelle nous avons développé une approche différente permettant de s'affranchir de cette étape contraignante.

5.3.2 Méthode 2 : Etablissement d'une droite d'étalonnage

On a vu que le gain global du système pouvait poser problème dans la mesure où il peut varier de plus de 10% au cours d'une journée. Le graphe de la figure 5.8 représente des mesures de concentrations effectuées lors de l'étalonnage avec les mélanges de référence dont nous avons calculé les concentrations au paragraphe 5.2.2.

On observe une importante fluctuation des mesures. Cependant nous avons vérifié systématiquement sur plusieurs mois que cette variation ne dépendait pas du canal

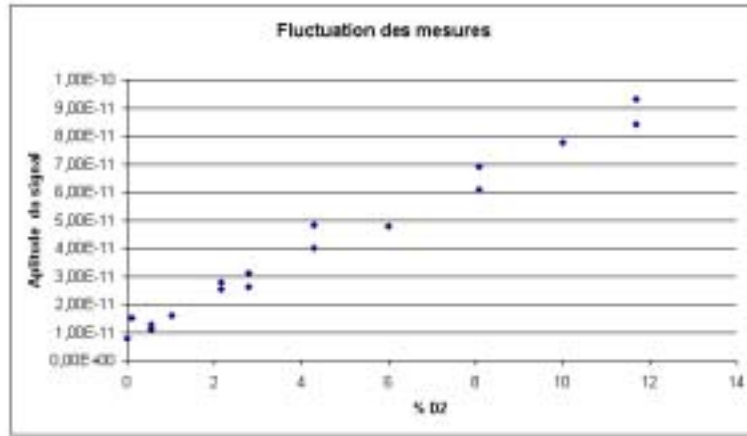


FIG. 5.8 – Amplitude du pic de masse 4 en fonction de la concentration de D_2 dans le HD . Plusieurs mesures ont été effectuées au cours d'une même demi-journée. On voit que les fluctuations peuvent atteindre 10%. Ce graphique est à rapprocher de celui de la figure 5.9 où l'on a fait pour les mêmes points de mesure le rapport du pic D_2 avec le pic HD . Dans les deux cas la droite ne passe pas par 0 car le HD utilisé pour la dilution contient également une faible concentration de D_2

analysé. Ainsi une alternative intéressante consiste à travailler non plus avec les valeurs absolues des pics mais en les normalisant par rapport à un pic de référence (ici le HD). On observe alors une disparition des fluctuations associées au gain du spectromètre au cours du temps :

On peut alors définir une courbe d'étalonnage donnant la concentration du composé en fonction du rapport de son pic de masse et du pic de référence. Dans le cas de faibles concentrations (inférieur à 3%), on montre que cette courbe est assimilable à une droite (cf figure 5.10). Il suffit alors d'appliquer un simple facteur multiplicatif (la pente de la tangente de la courbe à l'origine) pour trouver la concentration cherchée.

On trouve les valeurs suivantes pour la pente des droites dans le cas de H_2 dilué dans le HD :

- Pente de la droite du rapport H_2 sur $HD = 2,6$

Puis dans le cas de D_2 dilué dans le HD :

- Pente de la droite du rapport D_2 sur $HD = 0,31$

A partir de là, le protocole général est alors le suivant :

- On corrige pour chaque masse l'amplitude des signaux de la contribution asso-

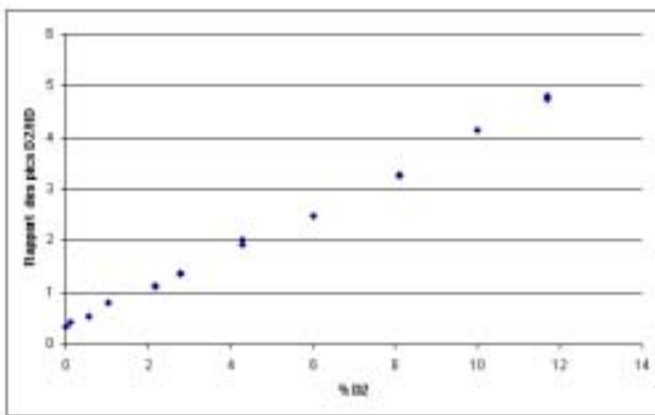


FIG. 5.9 – Rapport du pic du D_2 et de celui du HD en fonction de la concentration de D_2 dans le HD . Plusieurs mesures ont été effectuées au cours d'une même demi-journée. Ce graphique est à rapprocher de celui de la figure 5.8 où l'on porte pour les mêmes points de mesure l'amplitude absolue du pic de D_2 . On voit que les fluctuations au cours de la journée ont quasiment disparu.

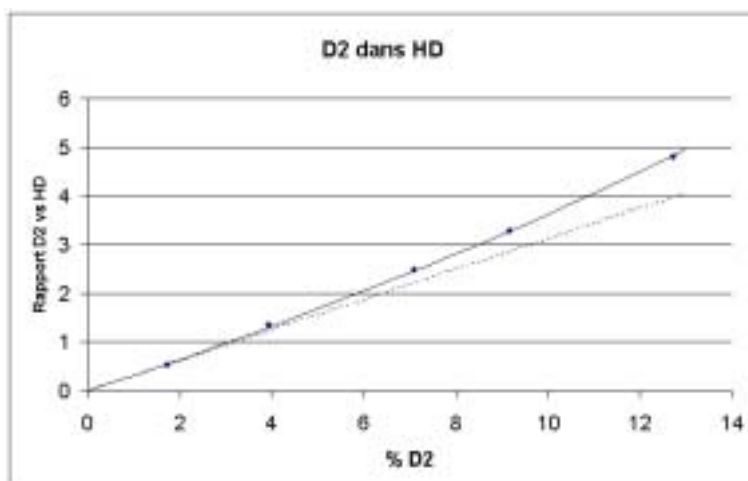


FIG. 5.10 – Signal du rapport de l'amplitude des pics du D_2 (masse 4) et du HD (masse 3). Les points correspondent aux mesures effectuées, la ligne pleine est la fonction attendue pour une réponse en concentration linéaire du spectromètre (corrigée des différences de gains entre les masses 3 et 4) et la ligne en pointillé est la pente à l'origine. Pour de très faibles concentrations, dire que le rapport de D_2 sur HD est linéaire est une bonne approximation.

ciée à la recombinaison et à la fragmentation du composé principal. On néglige la contribution de la fragmentation et de la recombinaison des composés dilués.

- On applique le coefficient d'étalonnage.
- On applique éventuellement un facteur correctif tenant compte du fait qu'il y a d'autres composés dilués dans l'échantillon autre que celui qu'on est en train de mesurer.

Notons maintenant $R_{HD}^{H_2}$ le rapport pour un mélange inconnu de l'amplitude du pic de masse 2 (correspondant au H_2) sur la masse 3 (correspondant au HD). En appliquant les valeurs numériques trouvées précédemment on a simplement :

$$x_{HD}^{H_2} = \frac{(R_{HD}^{H_2} - 3 \cdot 10^{-3})}{2,6} \quad (5.4)$$

Ce qui peut se lire : la concentration en H_2 du mélange est égale au rapport des pics H_2 sur HD moins la contribution de la fragmentation du HD et divisé par le coefficients de calibration.

On a de même :

$$x_{HD}^{D_2} = \frac{(R_{HD}^{D_2} - 1,4 \cdot 10^{-4})}{0,313} \quad (5.5)$$

On obtient ainsi directement les concentrations sans recalibrer entre chaque mesure. Le système est même stable sur plusieurs mois. Seule une session d'étalonnage une ou deux fois par an est nécessaire pour établir la droite d'étalonnage.

Les relations 5.4 et 5.5 fixent également la limite de sensibilité de notre système de mesure qui est de $3 \cdot 10^{-4}$ pour le H_2 et de 10^{-5} pour le D_2 . On estime, ici, que la limite de détection correspond à une variation de 10% par rapport aux pics issus du fractionnement et de la recombinaison du HD (respectivement d'amplitude $3 \cdot 10^{-3}$ et $1,4 \cdot 10^{-4}$).

Il est intéressant de remarquer ici que les coefficients d'étalonnage sont très différents de 1 (2,6 et 0,313). En effet, la sensibilité du spectromètre varie fortement d'une masse à l'autre. Il n'est donc pas prudent sur un spectromètre de masse quadripolaire de faire directement le rapport des pics pour se faire une idée de la concentration des composants d'un mélange. Une calibration est toujours nécessaire.

5.4 Mesure des concentrations des gaz distillés aux USA

On dispose à l'IPN de trois échantillons de HD : un échantillon commercial et deux distillés aux Etats-Unis. L'un est issu de la campagne de distillation menée à

USC en 2001 et l'autre à JMU en 2002 (cf chapitre 2).

Le *HD* commercial nous a été vendu pur à 98%. On s'attend donc à des concentrations de l'ordre du pour-cent. En revanche, le *HD* distillé n'a jamais été titré. L'efficacité des distillations "US" restait donc jusqu'à présent inconnue. Le tableau ci-dessous donne les concentrations mesurées à l'aide du spectromètre :

	% D_2	% H_2
Commercial	$1,17 \pm 0,09$	$1,07 \pm 0,09$
JMU	$0,86 \pm 0,07$	$0,74 \pm 0,05$
USC	$0,23 \pm 0,02$	$0,26 \pm 0,02$

On remarque tout de suite que les concentrations sont bien plus petites à USC qu'à JMU. Les distillations n'ont pas été de qualité comparable. En fait il y a visiblement eu un problème lors de la distillation à JMU mais comme il fut alors impossible de vérifier les concentrations sur place, ce point nous a naturellement échappé et aucune mesure n'a pu être prise pour améliorer le processus. Voilà qui illustre parfaitement la nécessité de développer un système de mesure précis et fiable.

Par ailleurs ces mesures sont particulièrement intéressantes car nous avons observé des temps de relaxation très courts pour l'échantillon de JMU. Cet échantillon s'est de fait révélé inutilisable pour la fabrication de la cible. En revanche, les temps de relaxation de l'échantillon de USC sont tout à fait adaptés à une utilisation sur ligne de faisceau (Ils sont donnés sur la figure 1.3). Ainsi, des taux d'impureté de l'ordre de 0,2% permettent-elles déjà de fabriquer une cible. Cela dit une concentration plus faible est préférable car on gagne alors sur le temps de vieillissement de la cible ce qui permet de limiter la consommation d'Hélium.

Le point essentiel ici est que nous pourrions à l'avenir corréler les temps de relaxation de la cible avec les concentrations en H_2 et en D_2 . On pourra donc avec plus de précision prévoir son comportement. En outre une telle étude n'a jamais été réalisée et les seules valeurs dont nous disposons proviennent de considérations empiriques [4].

Chapitre 6

Conclusion de la première partie

La présente contribution expérimentale au développement d'une cible polarisée de pur HD est consacrée à l'analyse et à la distillation du HD . On y fait d'abord le bilan des premières campagnes de distillation tentées aux USA. Les résultats obtenus se sont avérés modestes, voire décevants : en effet, les concentrations des impuretés de H_2 et D_2 contenues dans le HD commercial ont été réduites au mieux d'un facteur quatre (passant de 1% à 0,25%) en dépit d'une double distillation. La conception du distillateur ne semble pas en cause, par contre les contrôles au cours de la distillation et en particulier l'analyse quantitative précise des gaz extraits de la colonne de distillation se sont avérés nettement insuffisants.

Ensuite, la conception d'un système de distillation devant être implanté à l'IPN d'Orsay a été menée à bien. Elle s'inspire largement des caractéristiques du distillateur US, en revanche l'accent a été mis sur la capacité évolutive du système et sur la souplesse d'utilisation de celui-ci assurée par de nombreux points de contrôle et de mesure.

Finalement, comme l'importance de l'analyse de gaz s'est avérée déterminante pour optimiser tout le processus de distillation, l'effort a été dévolu à la mise au point d'un spectromètre de masse suffisamment sensible et précis.

A partir d'un spectromètre quadripolaire électrostatique, un banc de mesure a été conçu et étalonné, permettant in fine de mesurer rapidement des concentrations très faibles, avec une précision relative de l'ordre de 10% et une sensibilité pouvant atteindre couramment 10^{-4} , voire 10^{-5} . Ce résultat a permis de quantifier à posteriori la qualité des distillations effectuées aux USA et de confirmer leur relative médiocrité déjà révélée par les expériences de polarisations du HD "US".

Deuxième partie

N^*VCS : Diffusion Compton Virtuelle Résonnante sur le Nucléon

Chapitre 1

Motivations physiques

1.1 La sonde électromagnétique

La sonde électromagnétique est constituée par les faisceaux de photons ou de leptons chargés. Ces particules ont en effet la caractéristique d’interagir essentiellement par le truchement de la force électromagnétique ¹, c’est-à-dire le couplage d’un photon (“réel” s’il constitue le faisceau primaire lui-même ou “virtuel” s’il est rayonné par le lepton) à l’objet sondé. Il s’agit de l’outil le plus fin pour explorer la structure interne d’un objet complexe comme le nucléon. En effet, le photon n’a pas de structure interne. Par conséquent, si des effets de structure sont observés lors d’une réaction, ils ne peuvent provenir que de l’objet sondé. De plus, l’interaction électromagnétique est décrite exactement par la théorie de l’électrodynamique quantique (QED) qui est la mieux connue des quatre forces fondamentales de la Nature. Le couplage de cette force est proportionnel à la charge électrique élémentaire e (avec $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$). Ce couplage faible permet d’effectuer des calculs en développements perturbatifs (c’est-à-dire, où les effets de diffusion multiple avec l’échange de plusieurs photons sont de plus en plus faibles) et d’atteindre des résultats numériques d’une précision spectaculaire : pour le cas du moment magnétique de l’électron, Feynman disait : “Si on mesurait la distance de New York à Los Angeles avec la même précision, la différence ne dépasserait pas l’épaisseur d’un cheveu !” ².

Comparativement, à cause de leur structure interne, les faisceaux hadroniques mènent à une pléthore de canaux inélastiques différents et l’interprétation de la

¹les leptons peuvent aussi interagir via l’interaction faible dont l’intensité est près de quatre ordres de grandeur plus faible que l’interaction électromagnétique

²En effet, le moment magnétique de l’électron est mesuré expérimentalement à $1,001159652410(200) \mu_B$ (où μ_B est le magnéton de Bohr) et la QED prédit une valeur de $1,001159652578(155) \mu_B$, ce qui correspond à une précision de $1,7 \cdot 10^{-10}$, soit l’équivalent d’un cheveu de 1/10 de mm par rapport à une distance d’environ 4000 km

collision est bien plus difficile. La réaction fondamentale a lieu entre les constituants internes des hadrons, c'est-à-dire les quarks et les gluons, dont l'interaction est régie par la théorie de la Chromo-Dynamique Quantique (QCD en anglais). La constante de couplage de cette théorie n'est en général pas faible et les calculs perturbatifs sont, par conséquent, impossibles, sauf dans des régimes cinématiques très particuliers.

Cependant, le prix de cette “finesse” de la sonde électromagnétique se paie, justement à cause de la faiblesse de l'interaction, par des taux de comptage expérimentaux de près de trois ordres de grandeurs inférieurs à ceux des collisions purement hadroniques.

Ce nonobstant, une grande partie de notre connaissance de la structure interne du nucléon nous est venue de réactions induites par la sonde électromagnétique. Les premières expériences ont été menées, au début des années 70, au laboratoire du SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*) en Californie aux Etats-Unis, avec des faisceaux d'électrons ; l'avantage de faisceaux de leptons chargés par rapport aux faisceaux de photons “réels” réside dans la possibilité de varier indépendamment, comme on le verra plus loin, la quantité de mouvement et l'énergie du photon qui véhicule l'interaction. Ces premières expériences ont montré, en particulier, que les nucléons étaient composés de sous-constituants ponctuels. Ces composants, que l'on considère comme élémentaires à présent, ont été dénommés originellement par le terme “partons” et sont maintenant identifiés comme les quarks et les gluons.

A l'époque, seul l'électron diffusé était détecté ; on parle alors de réactions “inclusives” : l'état hadronique final reste indéterminé (voir figure 1.1). Ce type de réactions, qu'on appelle également “diffusion profondément inélastique” (DIS pour “Deep Inelastic Scattering”) est encore étudié de nos jours, de manière de plus en plus sophistiquée et précise, et a permis de recueillir quantité d'informations sur la structure interne du nucléon : à titre d'exemple, parmi les résultats les plus connus, il a été établi que les quarks portent $\approx 50\%$ de l'impulsion (le reste provenant des gluons) et $\approx 20\%$ du spin du nucléon (le reste étant partagé entre le moment orbital et le spin des gluons) ; plus spécifiquement, les distributions en impulsion et en spin par saveur de quarks ³ ont été extraites, des règles de somme fondamentales (Bjorken,...) vérifiées, etc...

Récemment, depuis l'émergence d'accélérateurs de grande luminosité, couplés à des détecteurs de grande acceptance et de haute résolution, il est devenu possible d'étudier de manière systématique ce qui est survenu au nucléon cible. On parle de réactions “exclusives”, c'est-à-dire, où, non seulement le lepton diffusé, est détecté, mais aussi l'ensemble (ou une partie, on parle alors en fait de réactions “semi-inclusives” ou “semi-exclusives”) de l'état hadronique final. ces réactions exclusives

³Il existe 6 saveurs de quark : *up* (u), *down* (d), *strange* (s), *charm* (c), *bottom* (b) et *top* (t) ; le nucléon est essentiellement formé de quarks u et d.

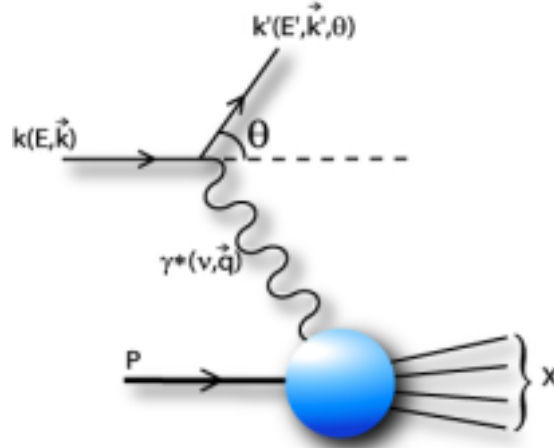
ne sont devenues accessibles qu’au cours des dernières années, car elles nécessitent la détection en coïncidence de plusieurs particule. Non seulement les sections efficaces sont petites, mais les efficacités de détection sont d’autant plus faibles que l’état final est complexe.

La réaction exclusive la plus élémentaire qui soit est, hormis la simple diffusion élastique ($eN \rightarrow e'N'$), la production d’une particule supplémentaire, en plus du nucléon cible -en particulier, la production d’un photon, ce qu’on peut aussi appeler “Diffusion Compton Virtuelle” (ou “DVCS” pour “*DeepVirtualComptonScattering*”) sur le nucléon (voir figure $eN \rightarrow e'N\gamma$). Au vu de la quantité d’informations que l’on avait pu extraire des réactions où seul l’électron diffusé était détecté, on peut déjà supputer, avant la description détaillée donnée dans le chapitre qui suit, que l’information sera encore bien plus riche lorsque l’on identifie et mesure complètement l’état final en coïncidence avec l’électron diffusé.

Les premières données de DVCS sur le proton ont été publiées l’année dernière, quasi simultanément, par les collaborations HERMES et CLAS. Les données sont encore très rares et imprécises et plusieurs programmes expérimentaux dédiés sont actuellement en cours. Ils devraient fournir, d’ici 2 ou 3 ans, une grande richesse de données (en statistique et en précision). L’objet de cette partie de la thèse est très proche du DVCS : il s’agit de l’analyse exploratoire d’une réaction légèrement différente et complémentaire que l’on dénommera par la suite ΔVCS , qui est une réaction où le proton a été excité au cours du processus (figure $eN \rightarrow e'\Delta\gamma$). Les données pour le DVCS étant déjà très rares, celles du ΔVCS le sont d’autant plus. Néanmoins, l’intérêt physique de ce processus, comme nous le ferons ressortir dans le chapitre suivant, est suffisamment large pour qu’une première investigation soit entamée. Le ΔVCS bénéficiera gratuitement des prochains programmes expérimentaux à venir engagés pour le DVCS ; pour ceux-ci la statistique et la précision des données seront moins limitées.

Depuis 1997, une description théorique unifiée des processus exclusifs s’est développée à travers le formalisme introduisant les distributions de partons généralisées (GPDs).

Dans le paragraphe qui suit, nous allons détailler le vocabulaire, la cinématique, le formalisme théorique et, successivement, l’intérêt du DIS, DVCS et ΔVCS . Nous introduirons ainsi les notions de fonctions de structure du nucléon et de Distributions de Partons Généralisées (“GPDs” pour “Generalized Parton Distributions”). Dans le chapitre (numero+1), nous présenterons ensuite l’accélérateur CEBAF (pour “Continuous Electron Beam Accelerator Facility”) et le Hall B du Jefferson laboratory, où s’est déroulée l’expérience dont nous avons analysé les données. Dans le chapitre (numero+2), nous décrirons l’analyse des données que nous avons effectuée en vue d’étudier le ΔVCS et, finalement, nous tenterons de tirer des conclusions de notre

FIG. 1.1 – *DIS*

analyse.

1.1.1 Les réactions inclusives et les distributions de partons

Cinématique des réactions inclusives

La figure 1.1 représente une diffusion profondément inélastique d'un électron sur le proton, où :

- k est la quadri-impulsion de l'électron incident,
- E est l'énergie de l'électron incident,
- k' est la quadri-impulsion de l'électron diffusé,
- E', θ sont l'énergie et l'angle de l'électron diffusé,
- $q = k - k', \nu = E - E'$ sont la quadri-impulsion et l'énergie du photon virtuel,
- p est la quadri-impulsion du nucléon.

La réaction est dite “inclusive”, car seul l'électron diffusé est détecté, l'état hadronique final (appelé X) n'est pas déterminé. Si on connaît les quadri-impulsions des particules incidentes (k et p), il n'y a que deux variables indépendantes (car, sans faisceau et cible polarisés, le processus est symétrique en fonction de l'angle azimutal de l'électron dans le laboratoire). Pour décrire la réaction, on peut choisir l'énergie et l'angle de l'électron diffusé dans le laboratoire, mais il est plus commode d'introduire les quantités invariantes de Lorentz :

$$Q^2 = -q^2 \stackrel{\text{labo}}{=} 4EE' \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (1.1)$$

et

$$x_B = \frac{-q^2}{2pq} \stackrel{\text{labo}}{=} \frac{Q^2}{2M_p\nu} \quad (1.2)$$

avec M_p la masse du proton. Le référentiel du laboratoire est le référentiel où le proton est au repos. La signification physique de ces variables, ainsi que la motivation de leur choix pour décrire le système deviendront clairs dans la prochaine section, page 92.

Définissons aussi les variables s et W , qui sont l'énergie de la réaction dans le centre de masse du système, que nous utiliserons fréquemment par la suite :

$$W^2 = s = (p + q)^2 \stackrel{\text{labo}}{=} M_p^2 + 2M_p\nu - Q^2 \quad (1.3)$$

Les domaines de valeurs des variables cinématiques sont :

$$W^2 \geq M_p^2 \quad (1.4)$$

$$0 \leq x_B \leq 1 \quad (1.5)$$

Section efficace

La section efficace de la réaction $ep \rightarrow e'X$ peut s'écrire :

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B} \sim L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (1.6)$$

où $L_{\mu\nu}$ est le tenseur leptonique décrivant la diffusion de l'électron et l'émission du photon virtuel. Il est exactement calculable par QED. On peut légitimement faire l'approximation de l'échange d'un seul photon, puisque la constante de couplage électromagnétique est faible et, dans ce cas, $L_{\mu\nu}$ vaut :

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu} &= \frac{1}{2} \sum_{s'} j_\mu j_\nu \quad \text{avec} \quad j_\mu = \bar{u}(k', s') \gamma_\mu u(k, s) \\ &= \frac{1}{2} \text{Tr} [(k' + m) \gamma_\mu (k + m) \gamma_\nu] \\ &= 2[k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - (kk' - m^2) g_{\mu\nu}] \end{aligned} \quad (1.7)$$

où $g_{\mu\nu}$ est le tenseur métrique, γ_μ sont les matrices 4x4 de Dirac, $u(k, s)$ est le spineur du nucléon, et $\bar{u}(k, s) = u^\dagger \gamma_0$. $W_{\mu\nu}$ est le tenseur hadronique : il décrit l'interaction du photon virtuel avec le proton. C'est lui qui contient l'information non connue de la structure du proton.

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= \sum_X \langle X | J_\mu(0) | p, s \rangle^* \langle X | J_\nu(0) | p, s \rangle \\ &\quad \delta(\sum_X p_X - p - k + k') \end{aligned} \quad (1.8)$$

où J_μ est l'opérateur local permettant de passer de l'état p du proton cible de spin s à l'état X . On décrit le tenseur hadronique de la façon la plus générale possible pour écrire un tenseur de rang 2 avec : $g_{\mu\nu}$, $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$, p_μ , q_μ . En appliquant la covariance de Lorentz, l'invariance de jauge de l'électrodynamique et l'invariance par parité, le tenseur hadronique peut s'écrire en fonction de deux fonctions de structure inconnues W_1 et W_2 , scalaires invariants de Lorentz :

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu} = & (g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2})W_1(x_B, Q^2) \\ & + (p^\mu - \frac{pq}{q^2}q^\mu)(p^\nu - \frac{pq}{q^2}q^\nu)W_2(x_B, Q^2) \end{aligned} \quad (1.9)$$

W_1 et W_2 sont deux fonctions de structure qui paramétrisent la structure interne du proton. Elles dépendent des deux variables indépendantes de la réaction : Q^2 et x_B . On utilise aussi couramment F_1 et F_2 , qui sont sans dimension :

$$\begin{aligned} F_1 &= W_1 \\ F_2 &= pqW_2 \end{aligned} \quad (1.10)$$

La section efficace s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B} &= \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} [F_1(x_B, Q^2)y^2 + \frac{F_2(x_B, Q^2)}{x}(1 - y - \frac{Mxy}{2E})] \\ \text{avec } y &= \frac{pq}{pk} \stackrel{\text{labo}}{=} \frac{\nu}{E} \end{aligned} \quad (1.11)$$

Les expériences de diffusion e-N menées au SLAC dès 1967, ont révélé que, pour Q^2 supérieur à 1 GeV², les fonctions de structure F_1 et F_2 ne dépendaient en fait pas de Q^2 à x_B fixe. Nous allons voir que cette invariance d'échelle est interprétée dans le modèle des partons comme la signature de la présence de sous-constituants ponctuels dans le nucléon.

Le modèle des partons

F_1 et F_2 décrivent la structure interne du nucléon. Q^2 est une des caractéristiques de la sonde électromagnétique : Q^2 représente la virtualité du photon virtuel ($Q \sim 1/\lambda$), où λ symbolise la longueur d'onde du photon virtuel : ainsi, à petit Q^2 , la sonde électromagnétique ne résout pas la structure du nucléon, tandis qu'à grand Q^2 , la sonde voit l'"intérieur" du nucléon. Si les fonctions de structure n'évoluent pas en fonction de Q^2 , à partir d'un certain Q^2 , cela signifie que, quelle que soit la résolution de la sonde, le nucléon apparaît identique à lui-même et que l'électron diffuse sur un des constituants ponctuels à l'intérieur du nucléon : le modèle des partons introduit

alors l'idée que la réaction au premier ordre est une diffusion élastique du photon virtuel sur un sous-constituant ponctuel et libre du nucléon : le parton. La section efficace peut alors se ré-écrire comme :

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B} = \sum_{\text{partons } a} \int_0^1 d\xi \left[\frac{d^2\sigma^{ea}}{dQ^2 dx_B}(\xi) \right] f_{a/N}(\xi) \quad (1.12)$$

où $f_{a/N}(\xi)$ est la probabilité pour que le parton a emporte la fraction d'impulsion ξ du nucléon N et σ^{ea} est la section efficace de la réaction élastique au niveau partonique $ea \rightarrow ea$. Si on suppose que la diffusion se fait entre le photon virtuel et un parton de spin $1/2$ du nucléon, on peut dériver le tenseur hadronique associé au parton a :

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^{ea} = & (g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}) \delta(1 - \frac{x}{\xi}) \frac{e_a^2}{2} \\ & + (\xi p^\mu - \frac{pq}{q^2} q^\mu) (\xi p^\nu - \frac{pq}{q^2} q^\nu) e_a^2 \delta(1 - \frac{x}{\xi}) \end{aligned} \quad (1.13)$$

où e_a est la charge du parton a . Après intégration sur ξ , et en utilisant les précédentes expressions, on obtient l'expression des fonctions de structure en fonction des distributions de partons :

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_a e_a^2 f_{a/N}(x) \quad (1.14)$$

$$F_2(x) = \sum_a e_a^2 x f_{a/N}(x) \quad (1.15)$$

Les fonctions δ de l'équation 1.13 imposent que la fraction d'impulsion ξ du parton soit égale à la variable x_B reliée au photon virtuel : le photon doit avoir la valeur x_B pour être absorbé par un quark de fraction d'impulsion ξ . Les fonctions de structure ne dépendent pas de Q^2 car une réaction élastique telle que $ea \rightarrow ea$ ne dépend que d'une variable, à énergie de faisceau donnée. Le modèle des partons permet ainsi d'expliquer l'invariance d'échelle observée. De plus, on a :

$$F_2(x) = 2xF_1(x) \quad (1.16)$$

C'est la relation de Callan-Gross. Elle reflète la nature fermionique des partons. Elle est vérifiée expérimentalement. L'image des partons est compatible avec celles des quarks de QCD. De plus, en intégrant sur x $F_1(x)$, la probabilité qu'un quark porte la fraction d'impulsion x du nucléon, on peut avoir accès à la fraction d'impulsion du nucléon portée par les quarks. Les expériences de diffusion inélastique non polarisée montrent ainsi que seulement 50% de l'impulsion du proton sont portés par les

quarks : les 50% restants sont alors attribués à des particules de charge nulle (qui n'interagissent pas avec la sonde électromagnétique) et qui sont identifiées aux gluons de QCD.

L'interprétation de l'invariance d'échelle en Q^2 , au premier ordre, dans le modèle des partons n'est valable que dans le régime de Bjorken. On définit le régime de Bjorken comme le régime pour lequel les partons sont asymptotiquement libres : $Q^2, \nu \rightarrow \infty$, $x_B = Q^2/2pq$ fixé, $P_p \rightarrow \infty$. Dans ce régime, x_B représente la fraction d'impulsion du proton portée par le quark qui interagit avec le photon. Le modèle des partons est basé sur une factorisation entre :

- un état perturbatif, décrit entièrement par pQCD, qui est un processus “dur” (hard) : il représente l'interaction entre le photon virtuel et un des quarks du nucléon d'impulsion $x_B P_p$,
- et un état non perturbatif, non calculable analytiquement par QCD et paramétrisé par les fonctions de structure, qui est un processus “mou” (soft) : il décrit la structure interne non perturbative du nucléon.

Des violations de l'invariance d'échelle en Q^2 apparaissent à grand Q^2 . On interprète ces effets comme une indication qu'à grand Q^2 la probabilité pour l'électron de diffuser sur un parton de basse impulsion augmente. Dans ce cas, une description plus complète de QCD est nécessaire où l'interaction entre les quarks et les gluons est prise en compte. La dépendance en Q^2 des fonctions de structure est décrite par les équations DGLAP (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli et Parisi).

Fonctions de structure polarisées

Avec un faisceau et une cible polarisés, on fait apparaître dans la section efficace de nouveaux termes, antisymétriques, que l'on peut extraire expérimentalement en mesurant la différence entre les sections efficaces où la polarisation de l'électron est respectivement parallèle et anti-parallèle à celle de la cible. Deux nouvelles fonctions de structure $g_1(x_B, Q^2)$ et $g_2(x_B, Q^2)$ apparaissent alors qui sont reliées à la structure en spin du proton. Le modèle des partons, dans le régime de Bjorken prédit que :

$$g_1(x) = \sum_a \frac{e_a}{2} \Delta f_{a/N}(x) \quad (1.17)$$

$$g_2(x) = 0 \quad (1.18)$$

où $\Delta f_{a/N}(x)$ est la différence entre les probabilités de trouver un parton a avec une impulsion x dont le spin soit respectivement parallèle et anti-parallèle au spin du proton. La fonction de structure polarisée $g_1(x)$ apporte l'information sur la distribution du spin du proton due aux quarks.

Règles de somme

Les moments des fonctions de structure permettent de comparer les prédictions théoriques aux mesures expérimentales. Ce sont des intégrations sur x et chaque n^{ieme} moment de la fonction $F(x)$ s'écrivent :

$$\Gamma_n = \int_0^1 dx x^{n-1} F(x) \quad (1.19)$$

Des prédictions basées sur la symétrie d'isospin et de couleur de SU(3) mènent à la règle de somme de Bjorken, qui relie la fonction de structure polarisée $g_1(x)$ du neutron et du proton aux constantes de couplage axial g_A et de couplage vecteur g_V du nucléon :

$$\begin{aligned} \int_0^1 dx (g_1^p(x) - g_1^n(x)) &= \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| (1 + \text{correction QCD}) \\ &\sim 0.21(1 + \text{correction QCD}) \end{aligned} \quad (1.20)$$

où g_A et g_V sont déterminées par la désintégration faible β du neutron. Cette règle de somme a été vérifiée expérimentalement au CERN [30] et à SLAC [31] avec une précision de 8%. C'est une importante vérification d'une prédiction de QCD, puisque celle-ci est simplement basée sur le principe d'invariance d'isospin.

On peut aussi montrer que le premier moment de $g_1(x)$ est relié à $\Delta\Sigma$, la fraction du spin total du nucléon provenant du spin intrinsèque des quarks. Les mesures sur $g_1(x)$ ont montré que, en fait, seuls 20-25% du spin du proton provenait du spin intrinsèque des quarks. Ce résultat, inattendu, a entraîné une série d'expériences sur la répartition du spin du proton parmi ses sous-constituants.

On peut exprimer le spin du nucléon comme la somme des contributions de ses sous-constituants :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_Z^q \quad (1.21)$$

où ΔG est la contribution totale au spin provenant des gluons et L_Z^q la contribution du moment angulaire orbital des quarks au spin du nucléon. Des expériences sont menées par les collaborations Hermes au laboratoire DESY ($E_e = 27$ GeV) et Compass au CERN ($E_\mu = 200$ GeV) pour la mesure de ΔG à travers la production de particules "charmées".

Par contre, le seul moyen disponible actuellement pour mesurer L_Z^q est de passer par une règle de somme impliquant les Distributions de Partons Généralisées (GPDs) que nous allons maintenant introduire.

1.1.2 Le DVCS et les distributions de partons généralisées

Cinématique des réactions exclusives

La figure 1.2 représente la diffusion d'un électron sur le proton avec production d'un photon (DVCS). Par rapport au cas inélastique, de nouvelles variables sont introduites pour décrire la réaction exclusive. En particulier, on introduit t , le carré du transfert d'impulsion du photon virtuel à la particule produite. Il s'écrit, dans le cas de la production de photon :

$$t = (p - p')^2 = (p_\gamma - q)^2 \quad (1.22)$$

où p , p' , q et p_γ sont les quadri-impulsions du proton de la cible, du proton de recul, du photon virtuel et du photon final produit. On introduit aussi Φ , l'angle entre le

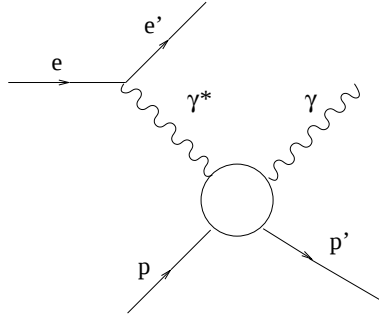


FIG. 1.2 – *Cinématique de la réaction exclusive pour la production de photon (DVCS).*

plan leptonique (défini par les électrons incident et diffusé) et le plan hadronique (défini par le photon virtuel et la particule produite). La figure 1.3 illustre les deux plans et la signification de l'angle Φ .

Le formalisme des distributions de partons généralisées (GPDs)

Ji [32], Radyushkin[33], Collins, Frankfurt et Strikman [34] ont montré que, pour l'électroproduction de photons et de mésons, pour des grands transfert d'énergie (grand Q^2 et dans le régime de Bjorken) et des diffusions à petit angle (correspondant à des petits t), l'amplitude de la réaction peut se factoriser en deux parties : une partie dite de diffusion "dure" exactement calculable avec pQCD (ou QED) et une partie dite "molle" qui représente la partie QCD non perturbative de la structure du nucléon.

La partie "dure" décrit l'interaction entre le photon virtuel et un des quarks du nucléon, tandis que la partie dite "molle" paramétrise la structure interne du nucléon

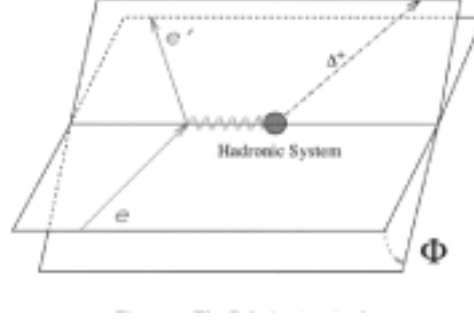


FIG. 1.3 – L’angle Φ est l’angle entre le plan leptonique (défini par les électrons incident et diffusé) et le plan hadronique (défini par le photon virtuel et la particule produite).

en terme de 4 distributions de partons généralisées (GPDs pour “Generalized Parton Distributions”) universelles H , $\tilde{H}$, E et $\tilde{E}$. Ces 4 fonctions correspondent aux 4 configurations possibles des valeurs de spin que peuvent prendre le nucléon et le quark actif (voir la figure 1.4).



FIG. 1.4 – A chacune des 4 configurations d’hélicité de la réaction correspond une distribution de partons généralisée pour décrire le nucléon.

Cette factorisation est illustrée sur la figure 1.5 à travers les diagrammes de “sac à main” : on observe en haut du diagramme la partie dure et, en bas, la partie molle. Dans le cas de l’électroproduction de mésons - (b) -, une seconde partie “molle” intervient : c’est la paramétrisation de la structure du méson en $q\bar{q}$ à travers la distribution d’amplitude $\Phi(z)$. Cette distribution représente la probabilité qu’un quark et un anti-quark d’impulsions respectives zp_M et $(1-z)p_M$ (où $0 < z < 1$) se combinent en un méson d’impulsion p_M).

Dans le cas du DVCS, la factorisation mentionnée ci-dessus s’applique seulement pour des photons initiaux transverses. En d’autres termes, il n’a pas été montré que ce diagramme de “sac à main” était dominant quand le photon initial est longitudinal (Pour la production de mésons, la factorisation s’applique seulement pour des

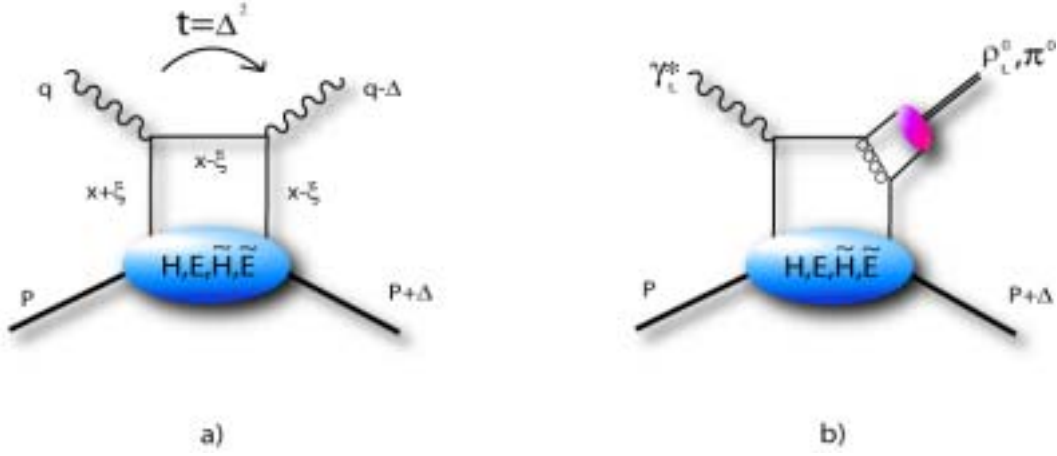


FIG. 1.5 – Diagramme du “sac à main” pour le DVCS (a) et la production de méson (b).

photons longitudinaux).

Techniquement, la partie “molle” (ellipsoïde) de la figure 1.5 s’exprime, dans le système du cône de lumière, en fonction des GPDs comme :

$$\begin{aligned}
 & \frac{P^+}{2\pi} \int dy^- e^{ixP^+y^-} \langle p' | \bar{\psi}(-\frac{y}{2}) \psi(\frac{y}{2}) | p \rangle \Big|_{y^+=\vec{y}_\perp=0} \\
 &= \frac{1}{4} \left\{ (\gamma^-) \left[H^q(x, \xi, t) \bar{N}(p') \gamma^+ N(p) + E^q(x, \xi, t) \bar{N}(p') i\sigma^{+\kappa} \frac{\Delta_\kappa}{2M_p} N(p) \right] \right. \\
 &+ \left. (\gamma_5 \gamma^-) \left[\tilde{H}^q(x, \xi, t) \bar{N}(p') \gamma^+ \gamma_5 N(p) + \tilde{E}^q(x, \xi, t) \bar{N}(p') \gamma_5 \frac{\Delta^+}{2M_p} N(p) \right] \right\}, \tag{1.23}
 \end{aligned}$$

où $\bar{\psi}(-\frac{y}{2})\psi(\frac{y}{2})$ est un opérateur bilocal (avec $y/2$ les coordonnées d’espace-temps) de création-annihilation de quark, N le spineur du nucléon et M_p la masse du nucléon. L’équation 1.23 est dérivée dans le repère où la quadri-impulsion du photon virtuel q^μ et P^μ , l’impulsion moyenne du nucléon ($P^\mu = (p + p')/2$) où $p(p')$ est l’impulsion du proton initial (final)), sont colinéaires le long de l’axe z et de directions opposées. On définit les quadri-impulsions selon les composantes de vecteurs de type temps le long de la direction de l’axe z : $\tilde{p}^\mu = P^+/\sqrt{2}(1, 0, 0, 1)$, et opposé à la direction de l’axe z : $n^\mu = 1/P^+ \cdot 1/\sqrt{2}(1, 0, 0, -1)$. Les composantes $+$ et $-$ des quadri-impulsions et des matrices γ sont définies par : $a^\pm \equiv (a^0 \pm a^3)/\sqrt{2}$.

Les GPDs $H^q, E^q, \tilde{H}^q, \tilde{E}^q$ sont définies pour une saveur de quark ($q = u, d$ et s). Les fonctions H et E sont indépendantes de l'hélicité des quarks contrairement à $\tilde{H}$ et $\tilde{E}$. Une particularité de la production de méson fait que, selon sa nature (vecteur ou pseudo-scalaire), on est sensible soit aux GPDs H et E (méson vecteur), soit aux GPDs $\tilde{H}$ et $\tilde{E}$ (méson pseudo-scalaire).

Les GPDs dépendent de 3 variables : x , ξ et t . La fraction d'impulsion x est définie par : $k^+ = xP^+$ où k^+ est l'impulsion du quark provenant du proton qui interagit avec le photon virtuel. La variable ξ est définie par $\Delta^+ = -2\xi P^+$ où Δ^+ est la composante $+$ du transfert d'impulsion. t est, comme nous l'avons vu dans l'équation 1.22, le carré du transfert d'impulsion $t = \Delta^2$. Dans le régime de Bjorken (c'est-à-dire à fixe x_B et grand Q^2), $2\xi \rightarrow x_B/(1 - x_B/2)$.

x varie entre -1 et 1 et ξ entre 0 et 1. Les fractions d'impulsion $x + \xi$ et $x - \xi$ peuvent donc prendre des valeurs négatives et positives. Des fractions d'impulsion positives décrivent des quarks, et des fractions d'impulsion négatives des antiquarks. Dans ce cas, on peut différencier deux régions pour les GPDs : lorsque $x \geq \xi$ ($x \leq -\xi$), les deux partons représentent des quarks (antiquarks) et les GPDs sont la généralisation des distributions de parton utilisées dans les réactions inclusives (DIS) à des distributions de partons "non-diagonales", c'est-à-dire avec interférence entre un quark d'impulsion $x + \xi$ et un autre d'impulsion $x - \xi$. Pour $-\xi \leq x \leq \xi$, un des partons connecté à la partie non perturbative est un quark et l'autre un antiquark. Dans cette région, les GPDs se comportent alors comme une distribution d'amplitude de méson et contiennent des informations nouvelles sur les composantes mésoniques du nucléon. Cette dernière région est en effet absente du DIS qui correspond à la limite $\xi \rightarrow 0$.

Finalement, remarquons que, dans l'équation 1.23, la contribution de E ($\tilde{E}$) à l'amplitude de la réaction est supprimée par un facteur cinématique $\Delta/2M_p$ par rapport à H ($\tilde{H}$).

Lien avec les distributions de partons du DIS et règle de somme

Les GPDs ne sont pas complètement inconnues et sont la généralisation des distributions de partons introduites dans le DIS. En effet, le théorème optique relie la section efficace totale d'une réaction avec la partie imaginaire de son amplitude aux angles avant (pour $t = 0$). Or la section efficace du DIS s'apparente à l'amplitude du DVCS aux angles avant ($\Delta \rightarrow 0$). La figure 1.6 illustre cette relation et on peut alors montrer que :

$$H^q(x, \xi = 0, t = 0) = q(x) , \quad (1.24)$$

$$\tilde{H}^q(x, \xi = 0, t = 0) = \Delta q(x) , \quad (1.25)$$

où q et Δq sont respectivement les distributions de partons non polarisée et polarisée. Par contre, les fonctions E et $\tilde{E}$ sont totalement inconnues et ne sont pas reliées aux distributions de parton du DIS car les facteurs cinématiques associés s'annulent pour $\Delta \rightarrow 0$, comme mentionné plus haut. E et $\tilde{E}$ sont donc de nouvelles fonctions, qui ne sont accessibles qu'avec les réactions exclusives.

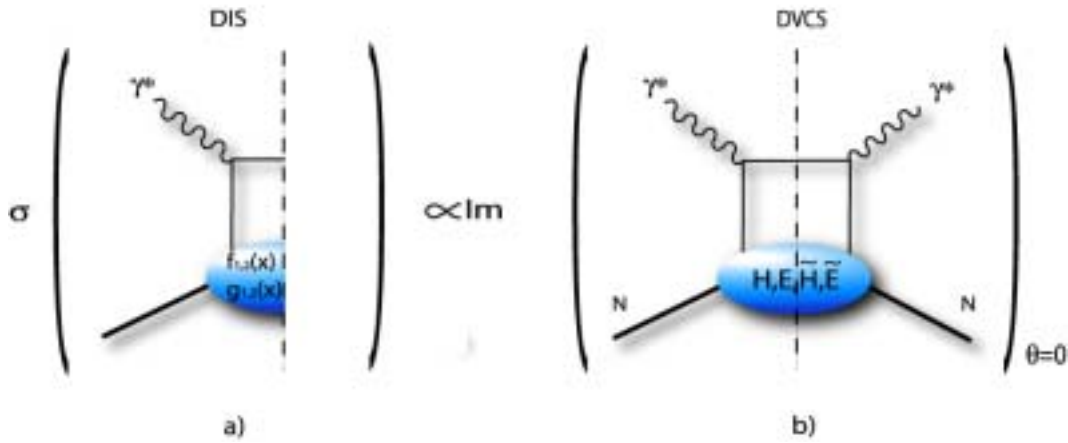


FIG. 1.6 – Relation via le théorème optique entre le DIS et le DVCS.

De plus, on peut montrer que les premiers moments des GPDs sont reliés au facteur de forme du nucléon [32]. En effet, en intégrant l'équation (1.23) sur la fraction d'impulsion x , on peut obtenir, pour chaque saveur de quark :

$$\int_{-1}^{+1} dx H^q(x, \xi, t) = F_1^q(t), \quad \int_{-1}^{+1} dx E^q(x, \xi, t) = F_2^q(t), \quad (1.26)$$

$$\int_{-1}^{+1} dx \tilde{H}^q(x, \xi, t) = g_A^q(t), \quad \int_{-1}^{+1} dx \tilde{E}^q(x, \xi, t) = h_A^q(t). \quad (1.27)$$

De plus, Ji [32] démontre que le second moment des GPDs est relié à la fraction de moment angulaire porté par les quarks de saveur q dans le nucléon :

$$J_q = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} dx x [H^q(x, \xi, t=0) + E^q(x, \xi, t=0)], \quad (1.28)$$

avec J_q lié au spin total du nucléon par la relation :

$$\frac{1}{2} = J_q + J_g, \quad J_q = \frac{1}{2} \Delta \Sigma + L_z^q \quad (1.29)$$

où $1/2 \Delta \Sigma$ est la contribution du spin intrinsèque des quarks. Nous avons vu que $\Delta \Sigma$ a été mesuré à partir des expériences de DIS et est de l'ordre de 20-25% ; une mesure des GPDs permettrait donc de déterminer L_z^q .

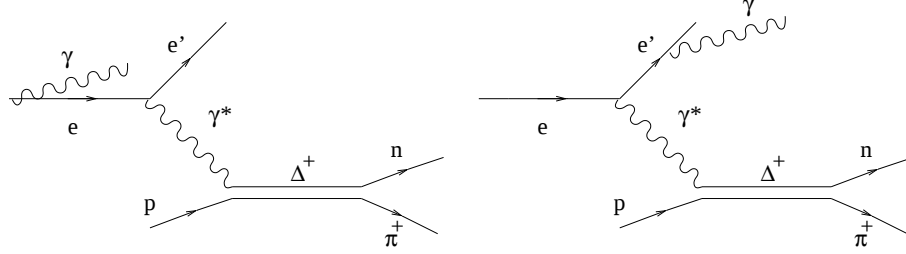


FIG. 1.7 – *Diagramme de la réaction du Bethe Heitler associée à la production de résonances Δ : à gauche, lorsque le γ est émis par l'électron incident, et à droite lorsque le γ est émis par l'électron diffusé.*

Le Bethe-Heitler et l'asymétrie de spin

Comme nous l'avons vu, le DVCS $ep \rightarrow ep\gamma$ est une des réactions privilégiées pour accéder aux GPDs. Dans ce processus, le photon final est émis par un des quarks du nucléon. Cependant, il existe une autre réaction qui mène au même état final $ep\gamma$, mais où le photon est rayonné par l'électron (soit celui du faisceau, soit celui qui est diffusé ; voir figure 1.7). Ce processus est appelé "Bethe-Heitler" (BH) et il n'est pas sensible aux GPDs : il s'agit en effet d'une réaction purement électromagnétique, qui se calcule de façon exacte en QED ("Quantum Electro Dynamics") si les facteurs de forme du nucléon sont considérés comme connus. En particulier, aux énergies de JLab, la section efficace du BH est de 2 à 3 ordres de grandeur supérieure à celle du DVCS, qu'on peut estimer à partir de modèles de GPDs (voir figure 1.8). Ainsi, si on mesure la section efficace $ep \rightarrow ep\gamma$ à JLab, ce qu'on va obtenir n'est pas le DVCS mais le BH ! Il existe cependant une technique qui permet d'accéder au DVCS : d'une façon générale, quand on veut accéder à une petite contribution dans une réaction, il est souvent très fructueux de s'intéresser aux observables de spin. Celles-ci sont en effet sensibles à des interférences entre amplitudes et permettent alors d'amplifier des phénomènes non-dominants.

C'est le cas dans la réaction $ep \rightarrow ep\gamma$ où l'interférence, entre le BH et le DVCS mène, aux énergies de l'ordre du GeV, à une asymétrie de spin quand le faisceau d'électrons incidents est polarisé. Dans le cas du DVCS, cette asymétrie de spin avait été prédite de l'ordre de 30% (par exemple [40]) et a été récemment observée par les collaborations expérimentales HERMES et CLAS [35, 36] (voir figures 1.9 et 1.10 et). Ceci a constitué la première preuve expérimentale du fait que le mécanisme de diffusion Compton au niveau des quarks était accessible aux énergies de l'ordre du GeV.

Est actuellement en cours au JLab, un programme de mesure systématique de

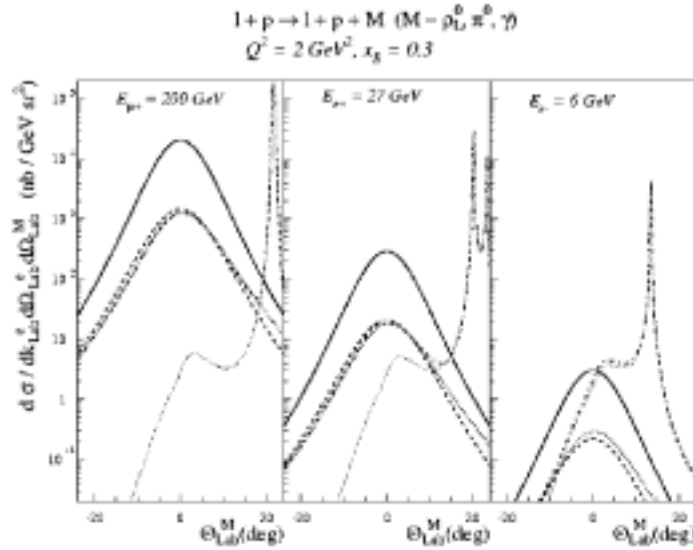


FIG. 1.8 – *Comparaison entre les sections efficaces de leptonproduction de ρ_L^0 (traits pleins), π^0 (traits tiretés), DVCS (traits pointillés), BH (traits pointillés fins) et γ total (traits tiretés-pointillés) dans le plan de diffusion à $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$, $x_B = 0.3$ et pour différentes énergies de faisceau : $E_{\mu^+} = 200 \text{ GeV}$ (COMPASS), $E_{e^+} = 27 \text{ GeV}$ (HERMES), $E_{e^-} = 6 \text{ GeV}$ (CEBAF).*

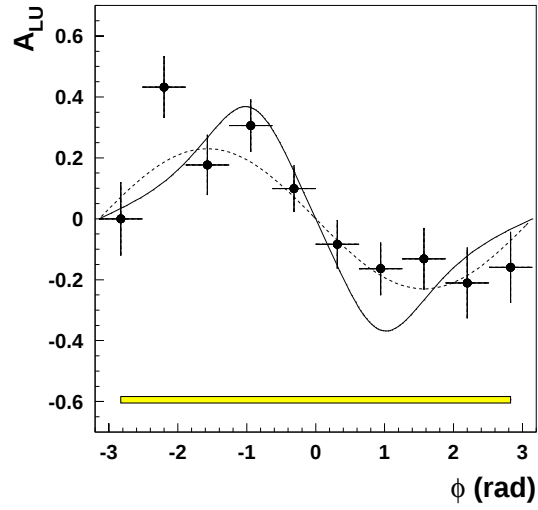


FIG. 1.9 – L’asymétrie faisceau DVCS en fonction de l’angle azimuthal Φ mesurée à HERMES [35]. La cinématique moyenne est : $\langle x \rangle = 0,11$, $\langle Q^2 \rangle = 2,6 \text{ GeV}^2$ et $\langle -t \rangle = 0,27 \text{ GeV}^2$. La courbe tiretée est un fit en $\sin\Phi$ alors que la courbe pleine est le calcul théorique en termes de GPDs de la référence [42].

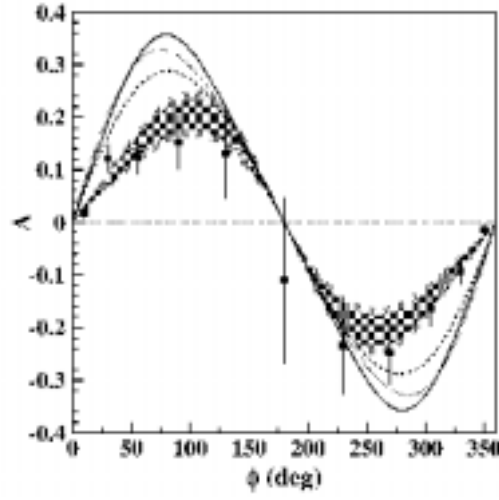


FIG. 1.10 – *L'asymétrie faisceau DVCS en fonction de l'angle azimuthal Φ mesurée à CLAS [36]. La cinématique moyenne est : $\langle x \rangle = 0,19$, $\langle Q^2 \rangle = 1,25 \text{ GeV}^2$ et $\langle -t \rangle = 0,19 \text{ GeV}^2$. La zone hachurée indique le domaine d'erreur des fits en $\sin\Phi$ et $\sin 2\Phi$. Les calculs sont : au leading twist sans dépendance en ξ [40] [41] (courbe tiretée), au leading twist avec dépendance en ξ [40] [41] (courbe pointillée) et au leading twist + twist-3 [42] (courbe pleine).*

cette asymétrie dont les dépendances en x_B , Q^2 et t porteront de fortes contraintes sur les modèles de GPDs.

1.2 Le ΔVCS

Le formalisme des GPDs a été originellement développé pour les réactions exclusives sur le nucléon, dans l'état initial comme dans l'état final. Il a été récemment étendu à des états finals baryoniques plus généraux et, en particulier, au cas où le nucléon est excité dans l'état final en un Δ , la plus simple et la plus connue des résonances du nucléon. On parle alors de GPDs de “transition” N- Δ , qui sont a priori différentes des GPDs “standards” du nucléon (voir figure... $ep \rightarrow e'X$).

Les GPDs N- Δ contiennent le même type d'information que les GPDs du nucléon, c'est-à-dire les distributions en impulsion longitudinale et la position transverse des quarks, leur distribution en spin, etc..., mais cette fois, dans le Δ . Plus précisément, puisqu'il s'agit d'une transition N- Δ , il faut parler d'interférences entre les amplitudes de distributions dans le nucléon et celles dans le Δ . Les GPDs N- Δ permettent de comprendre la transition N- Δ au niveau partonique.

Puisque la structure en spin de la transition N- Δ est plus complexe, du fait que le nucléon a un spin 1/2 et le Δ un spin 3/2, il y a, au premier ordre en QCD, plus de GPDs pour cette transition : on a de fait 3 GPDs de transition “vecteur” et 4 “pseudo-vecteurs”. Similairement à l'équation 1.23, on peut écrire :

$$\begin{aligned}
& \frac{P^+}{2\pi} \int dy^- e^{ixP^+y^-} \langle \Delta | \bar{\psi}(-\frac{y}{2}) \psi(\frac{y}{2}) | p \rangle \Big|_{y^+=\vec{y}_\perp=0} \quad (1.30) \\
&= \frac{1}{4} \left\{ (\gamma^-) \left[\sqrt{\frac{2}{3}} \bar{\psi}^\beta(\Delta) [H_M(x, \xi, t) \mathcal{K}_{\beta\mu}^M n^\mu + H_E(x, \xi, t) \mathcal{K}_{\beta\mu}^E n^\mu + H_C(x, \xi, t) \mathcal{K}_{\beta\mu}^C n^\mu] N(p) \right] \right. \\
&+ (\gamma_5 \gamma^-) \bar{\psi}^\beta(\Delta) [C_1(x, \xi, t) n_\beta + C_2(x, \xi, t) \frac{\Delta_\beta (n \cdot \Delta)}{M_N^2} + C_3(x, \xi, t) \frac{1}{M_N} \{n_\beta \not{\Delta} - \Delta_\beta \not{n}\} \\
&+ \left. C_4(x, \xi, t) \frac{1}{M_N^2} \{\bar{P} \cdot \Delta n_\beta - 2\Delta_\beta\} N(p) \right\},
\end{aligned}$$

où les tenseurs covariants $\mathcal{K}_{\beta\mu}^{M,E,C}$ (respectivement dipole magnétique, quadrupole électrique et quadrupole Coulomb) s'écrivent :

$$\mathcal{K}_{\beta\mu}^M = -i \frac{3(M_\Delta + M_N)}{4M_N((M_\Delta + M_N)^2 - \Delta^2)} \varepsilon_{\beta\mu\lambda\sigma} \bar{P}^\lambda \Delta^\sigma, \quad (1.31)$$

$$\mathcal{K}_{\beta\mu}^E = -\mathcal{K}_{\beta\mu}^M - \frac{3(M_\Delta + M_N)}{M_N Z(\Delta^2)} \varepsilon_{\beta\sigma\lambda\rho} \bar{P}^\lambda \Delta^\rho \varepsilon_{\mu\kappa\delta}^{\sigma} \bar{P}^\kappa \Delta^\delta \gamma^5, \quad (1.32)$$

$$\mathcal{K}_{\beta\mu}^C = -i \frac{3(M_\Delta + M_N)}{4M_N Z(\Delta^2)} \Delta_\beta (\Delta^2 \bar{P}_\mu - \Delta \cdot \bar{P} \Delta_\mu) \gamma^5 ,$$

où $Z(\Delta^2) = [(M_\Delta + M_N)^2 - \Delta^2][(M_\Delta - M_N)^2 - \Delta^2]$.

Dans l'équation 1.30, ψ^β est le spineur de Rarita–Schwinger qui décrit une particule de spin 3/2 et N le spineur standard du nucléon. Les sept GPDs N- Δ sont toujours fonctions des trois variables x , ξ et t avec des définitions similaires à celles du cas du DVCS.

Il est en fait possible de simplifier l'expression 1.30 dans le cadre de l'approximation “large N_c ” (grand nombre de “couleurs”, qui sont les “charges” dans QCD). Dans cette limite (valable à $\approx 30\%$), le nucléon et le Δ ne sont que des excitations rotationnelles du même objet (nucléon-soliton) et seules trois GPDs N- Δ sont alors non-nulles : H_M , C_1 et C_2 . Similairement au cas du DVCS, il existe des règles de somme qui relient ces GPDs de transition à des facteurs de forme connus. En particulier, dans le cas de la transition N- Δ , il est connu que la transition magnétique est dominante, et :

$$\int_{-1}^1 dx H_M(x, \xi, \Delta^2) = G_M^*(\Delta^2) , \quad (1.33)$$

où G_M est le facteur de forme de transition N- Δ . (On peut identiquement relier les premiers moments de C_1 et C_2 respectivement aux facteurs de forme de transition N- Δ axiaux et pseudoscalaires.)

Les relations “large N_c ” permettent aussi de relier les GPDs N- Δ à celles du nucléon. Ceci est particulièrement utile pour effectuer des estimations numériques pour des observables car il existe aujourd'hui de nombreuses paramétrisations des GPDs du nucléon dans la littérature. On a les relations suivantes :

$$\begin{aligned} H_M^{(3)}(x, \xi, \Delta^2) &= \frac{2}{\sqrt{3}} E^{(3)}(x, \xi, \Delta^2) (1 + O(1/N_c)) , \\ C_1^{(3)}(x, \xi, \Delta^2) &= \sqrt{3} \tilde{H}^{(3)}(x, \xi, \Delta^2) , \\ C_2^{(3)}(x, \xi, \Delta^2) &= \frac{\sqrt{3}}{4} \tilde{E}^{(3)}(x, \xi, \Delta^2) , \end{aligned} \quad (1.34)$$

Parallèlement au cas du DVCS, il existe un autre mécanisme de réaction qui mène au même état final $e'\Delta\gamma$ que le ΔVCS lui-même. Il s'agit du processus Bethe-Heitler associé, où le photon final est rayonné par l'électron incident ou final et non par le nucléon ou le Δ . L'interférence des deux processus produit une asymétrie de spin, dont une estimation numérique est présentée sur la fig. 1.12.

En conclusion, le ΔVCS présente de l'intérêt sur deux plans physiques :

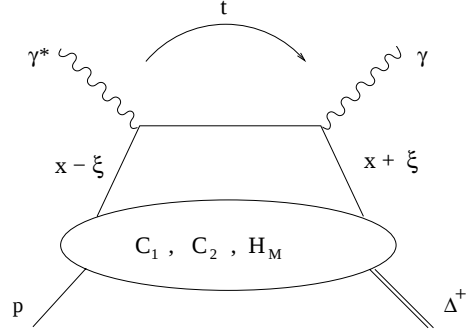


FIG. 1.11 – *Processus exclusif $ep \rightarrow e'\Delta\gamma$ exprimé en terme de trois GPD de transition $N - \Delta$, supposées dominantes à petit $|t|$: C_1, C_2 et H_M . La fraction longitudinale de l'impulsion des quarks (x, ξ) est indiquée sur la figure ainsi que la définition du transfert t .*

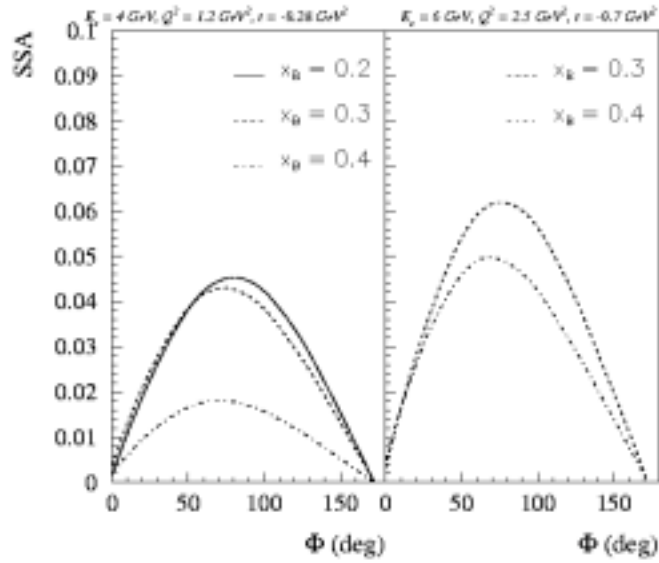


FIG. 1.12 – *Prédictions de l'asymétrie spin de faisceau qui provient de l'interférence entre le ΔVCS et le processus Bethe-Heitler associé pour une cinématique de JLab typique.*

- D’une part, il peut permettre de mieux comprendre les GPDs du nucléon : en effet, les relations “large N_c ”, bien que valides seulement à mesure de 30%, permettent d’interpréter le ΔVCS en termes de GPDs du nucléon et autorise par conséquent l’accès à une combinaison en saveurs différente des GPDs du nucléon. Par exemple, en général, dans le cas du DVCS, on accède à la combinaison $\frac{4}{9}\tilde{H}^u + \frac{1}{9}\tilde{H}^d$ alors que, dans le cas du ΔVCS , on peut atteindre la combinaison isovecteur $\tilde{H}^u - \tilde{H}^d$. On peut ainsi effectuer une décomposition en saveur des GPDs du nucléon.
- D’autre part, indépendamment des relations “large N_c ”, les GPDs permettent d’obtenir de nouvelles informations sur les résonances du nucléon au niveau partonique. On peut parler de “nouvelle spectroscopie”, où non seulement le profil spatial transverse des partons dans la résonance peut être extrait (à travers la dépendance en t des facteurs de forme de transition qui sont déjà actuellement mesurables et -partiellement- mesurés), mais également leur distribution en impulsion longitudinale.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

2.1 Le laboratoire TJNAF et l'accélérateur CEBAF

Les données de l'expérience Δ VCS ont été recueillies au centre de recherche "Thomas Jefferson National Accelerator Facility", dit aussi JLab ; ce laboratoire de Physique Nucléaire est situé à Newport News en Virginie (USA) et il est principalement dédié à l'étude de la dynamique des quarks au sein des nucléons (ou de la matière nucléaire) à l'aide de la sonde électromagnétique. Outre un laboratoire d'imagerie médicale et un centre de développement de laser à électrons libres, le centre abrite un accélérateur nommé CEBAF [44], pour "Continuous Electron Beam Accelerator Facility", capable de fournir un faisceau continu d'électrons dont l'énergie peut varier de 800 MeV à 6 GeV (ce dispositif est décrit au paragraphe 2.2). Le faisceau produit a pour destination trois halls expérimentaux, les Halls A, B et C, ayant chacun leur spécificité et leurs types d'expérience de prédilection. De par son faisceau continu d'électrons, le dispositif autorisant un cycle utile de presque 100 %, l'accélérateur CEBAF prodigue une intensité suffisante (jusqu'à 200 μ A, ce qui équivaut à $1,25 \cdot 10^{15}$ électrons par seconde) pour permettre l'étude de réactions exclusives à plusieurs particules dans l'état final. Le premier faisceau d'électrons a été délivré dans le Hall C en juin 1994 et les premières expériences sur la structure de la matière nucléaire aux énergies intermédiaires y ont débuté fin 1995, avec un faisceau limité à 4 GeV. Aujourd'hui, près de 1500 physiciens provenant de plus de 30 pays différents profitent du faisceau que fournit la machine CEBAF, en continu et simultanément dans les trois halls. Une seconde phase est envisagée, où CEBAF produirait un faisceau pouvant aller jusqu'à 12 GeV et desservirait, en plus des trois premiers, un quatrième hall destiné à des expériences de photoproduction de mésons exotiques [45].

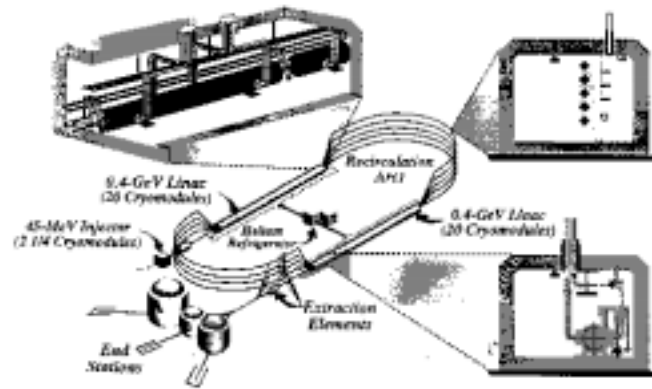


FIG. 2.1 – Représentation schématique de l'accélérateur où l'on distingue : l'injecteur d'électrons, les deux accélérateurs linéaires à cavités supraconductrices (les "linacs"), les arcs de recirculation, et les trois halls expérimentaux

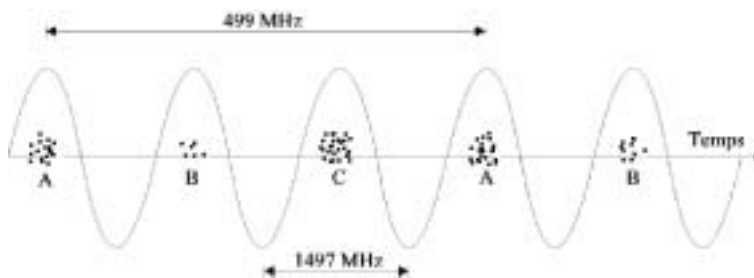


FIG. 2.2 – Les paquets d'électrons (points noirs) à la vitesse de la lumière sont accélérés de façon continue en suivant la crête de l'onde stationnaire présente dans les cavités. Chaque paquet est destiné à l'un des halls A, B ou C.

2.2 Production du faisceau d'électrons à CEBAF

Le dispositif CEBAF est un accélérateur d'électrons à cavités accélératrices supraconductrices composé de deux accélérateurs linéaires (LINAC pour LINear ACcelerator) reliés par neuf arcs de recirculation. Le faisceau d'électrons est injecté dans le premier LINAC (cf figure 2.1), qui peut fournir jusqu'à 600 MeV supplémentaires, puis il est dévié de 180° par un des arcs pour atteindre le deuxième accélérateur ; au bout de celui-ci, un deuxième arc de circulation le ramène au premier LINAC et ainsi de suite jusqu'à cinq fois, permettant aux électrons d'acquérir une énergie pouvant aller jusqu'à 6 GeV, puis d'être dispatché dans les trois halls simultanément et à des énergies et des intensités différentes. Les détails des étapes de la production du faisceau sont présentés dans les paragraphes suivants.

2.2.1 Injection du faisceau d'électrons

L'injecteur produit un faisceau d'électrons qui peuvent être polarisés ou non ; les électrons polarisés sont fournis par un cristal semi-conducteur d'Arséniure de Gallium (GaAs) illuminé par une source de photons polarisés circulairement. Cette technique permet d'obtenir en moyenne une polarisation de 40%, mais on peut atteindre une polarisation de 65% à $100 \mu\text{A}$ en utilisant du GaAs contraint. Produit de façon continue, le faisceau subit un renversement de polarisation selon une fréquence de 30 Hz [46], puis est pré-accélééré par un champ électrostatique ; il est ensuite séparé pour former trois faisceaux distincts au passage d'un interrupteur périodique dont la fréquence est de 499 MHz. Les trois paquets d'électrons ainsi obtenus sont donc espacés en temps de deux tiers de ns (puisque'ils ont une fréquence de $3 \times 499 = 1497$ MHz) et d'une distance de 20 cm dans l'accélérateur (figure 2.2). De ce fait, il arrive dans un hall donné un paquet d'électrons toutes les 2 ns, avec une largeur de 20 ps. Un avantage de cette façon de procéder est de proposer une intensité, réglée en faisant varier la taille des interrupteurs, spécifique à chaque hall ; ainsi, alors que l'intensité délivrée dans les Halls A et C va jusqu'à $200 \mu\text{A}$, elle doit être de quatre ordres de grandeur moindre dans le Hall B -lieu de notre expérience (e1-6), où les détecteurs, proches de la cible, sont noyés à grande intensité par le bruit de fond des électrons Möller de la cible.

2.2.2 Transport et accélération

Chaque LINAC mesure 240 m de longueur et se compose de 320 cavités accélératrices en Niobium rendues supraconductrices par leur refroidissement à 2 K dans de l'Hélium superfluide. La technologie supraconductrice permet ici de limiter les pertes par effet Joule dans les cavités et d'atteindre une fréquence d'accélération

aussi élevée que la fréquence délivrée par l'injecteur. Dans les LINAC, les électrons sont accélérés sur une longueur utile de 80 m : ils y voient leur énergie augmentée de façon ajustable de 400 à 600 MeV. Ils sont cependant ultra-relativistes dès leur sortie de l'injecteur, à 45 MeV. Leur vitesse restant constante quelle que soit l'augmentation de leur énergie, ils sont toujours en phase avec le champ accélérateur ; on peut ainsi faire se cotoyer simultanément cinq faisceaux d'électrons à cinq énergies différentes dans un même LINAC. Au terme d'un des accélérateur linéaire, les électrons sont déviés de 180° et séparés verticalement par un diviseur magnétique selon leur énergie, pour être dirigés vers l'arc de recirculation approprié. Ces arcs sont au nombre de 9 soit 5 pour passer du LINAC Nord au LINAC Sud et 4 pour revenir du LINAC Sud au LINAC Nord. A la fin de chaque arc, les électrons sont rassemblés puis envoyés dans le LINAC opposé. Cette opération pouvant être répétée jusqu'à cinq fois, les électrons passant à chaque fois dans un arc différent, le faisceau peut prétendre à une énergie maximale de 6 GeV. Lors de l'expérience e1-6, le faisceau a été stabilisé à 5,75 MeV. Pour le futur, il est envisagé d'augmenter l'énergie maximale du faisceau de CEBAF jusqu'à 12 GeV en ajoutant des cavités supraconductrices.

2.2.3 Extraction et Distribution du faisceau dans les halls expérimentaux

A la sortie de l'accélérateur Sud se trouve le dispositif d'extraction, en l'occurrence un séparateur radio-fréquence, qui sélectionne les paquets d'électrons d'après leur phase et peut ainsi envoyer dans les halls expérimentaux des faisceaux ayant l'énergie demandée, selon qu'ils auront effectué un, deux... ou cinq passages dans la boucle formée par la machine CEBAF. Chaque hall se trouve être, de par la spécificité de son instrumentation, plus particulièrement destiné à un type d'expériences donné. Ainsi, le Hall A, avec ses deux spectromètres identiques de très haute résolution ($\Delta P/P \leq 10^{-4}$) pour des particules d'impulsion allant jusqu'à 4 GeV/c, permet des expériences nécessitant une très grande précision sur la mesure des impulsions de l'électron diffusé et du hadron de recul, comme c'est le cas dans les expériences de Diffusion Compton Virtuelle. Le Hall C abrite lui aussi deux spectromètres, mais ayant des caractéristiques différentes : bien qu'ils présentent tous les deux une bonne résolution en impulsion ($\Delta P/P \leq 10^{-3}$), le premier est dédié à la détection de particules de très grande impulsion (jusqu'à 7 GeV/c), alors que le second l'est aux particules de courte durée de vie, qu'il faut détecter avant leur désintégration. Des expériences à géométrie variable, n'utilisant qu'une partie de l'instrumentation, peuvent également être prévues dans le Hall C. Actuellement, il est principalement occupé par l'expérience G^o . Enfin, le Hall B, où a eu lieu l'expérience e1-6, accueille le spectromètre CLAS (CEBAF Large Acceptance Spectrometer), qui,

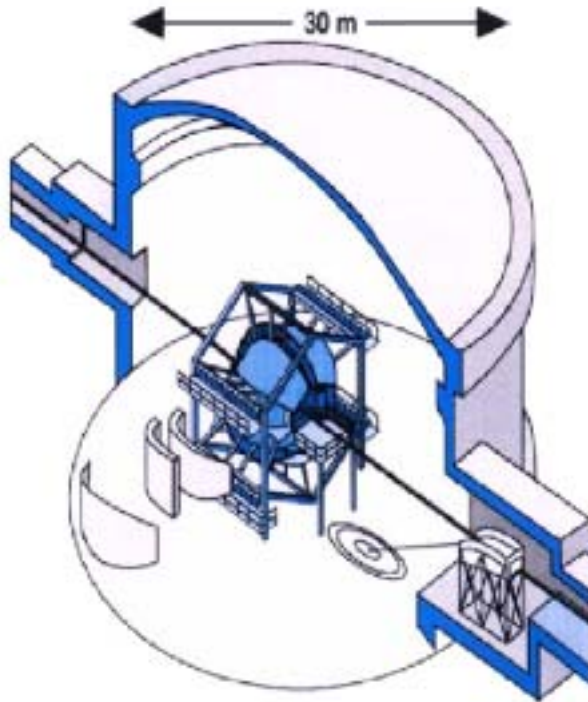


FIG. 2.3 – *Représentation du hall B. Le faisceau arrive dans le hall en bas à droite. Le détecteur CLAS est représenté au milieu du hall.*

comme son nom l'indique, se caractérise par sa grande acceptance ; il est voué aux expériences comprenant la détection d'états finals à plusieurs particules, ainsi l'étude des résonances du nucléon, mais aussi la mesure des facteurs de forme de transition des résonances, ou l'étude de la structure en spin du nucléon avec des faisceaux et des cibles polarisés. Le paragraphe qui suit décrit plus largement le détecteur CLAS.

2.3 Le Détecteur CLAS

Le détecteur 4π du nom de CLAS est situé dans le Hall B de JLab (cf figure 2.3). En son centre, se trouve une cible que vient frapper le faisceau d'électrons produit par l'accélérateur CEBAF (décrit au paragraphe 2.1). Dans le cadre de l'expérience e1-6, la cible utilisée était une cible d'Hydrogène liquide dans une cellule de Kapton de 5 cm de long et de 15.5 cm de diamètre. Les particules générées sont alors détectées par les différents groupes de détecteurs de CLAS. D'un diamètre d'environ 5 m, le

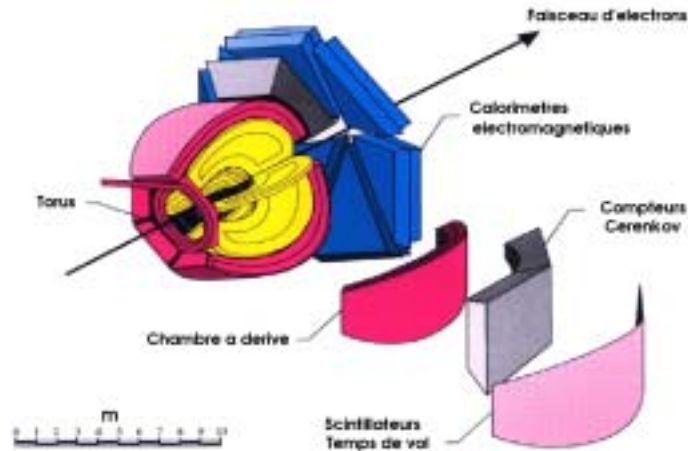


FIG. 2.4 – *Vue éclatée du détecteur CLAS.*

spectromètre CLAS est construit entre six bobines supraconductrices qui génèrent un champ magnétique toroïdal symétrique par rapport à la ligne du faisceau incident ; ce champ sera utilisé pour l'analyse en impulsion des particules chargées. Les six bobines définissent dans l'espace six secteurs symétriques. Chaque secteur est pourvu de (dans l'ordre en partant de la cible, voir figure 2.4) :

- sur une distance de quelque 2,50 m, trois régions de chambres à fils, dont le but est de déterminer les trajectoires des particules chargées,
- aux angles avant, un compteur Čerenkov à gaz, qui permettra de discriminer pions et électrons,
- entourant les chambres à fils, 48 scintillateurs plastiques, pour le déclenchement et la mesure du temps de vol,
- aux angles avant, un calorimètre électromagnétique, destiné à l'identification et la mesure de l'énergie des particules chargées, ainsi qu'à la détection des particules neutres.

De plus, à l'entrée du hall expérimental, on trouve un système radiateur/étiquetage nécessaire pour produire les faisceaux de photons : il permet, à partir du faisceau primaire d'électrons, d'obtenir un faisceau de photons réels par rayonnement de freinage et de connaître leur énergie.

2.3.1 Caractéristiques du système de détection

Etant plus particulièrement voué à l'étude de réactions exclusives, et donc à la détection de plusieurs particules dans l'état final, le spectromètre CLAS présente les caractéristiques suivantes :

- une large couverture angulaire pour les particules chargées : entre 8° et 140° , (pour les neutres, l'acceptance est de 8° à 45°),
- une bonne résolution en angle : $1 \leq \delta\theta \leq 1,5$ mrad et $2 \leq \delta\phi \leq 3$ mrad, comme en impulsion : $0.5\% \leq \delta p/p \leq 2\%$, pour pouvoir appliquer avec précision la technique de la masse manquante, ainsi qu'une bonne résolution en temps : $100 \leq \delta t \leq 250$ ps et en énergie du photon : $\delta E/E \approx 10\%/\sqrt{E}$,
- une bonne identification de particules : π/K pour $p \leq 1,5$ GeV/c, π/p pour $p \leq 3$ GeV/c et $\pi/e \leq 10^{-3}$,
- une acquisition de données rapide, en raison de sa grande acceptance : par exemple, pour une luminosité (intensité du faisceau $\times$ épaisseur de la cible) de $10^{34}.cm^{-2}.s^{-1}$, le taux d'événements est de 1.5 kHz et le taux d'acquisition de 10MB/s ; le système d'acquisition peut prendre des données jusqu'à 3-4 kHz. De plus, le système de déclenchement se doit d'être très sélectif sur les électrons, les pions identifiés malencontreusement comme des électrons étant une cause importante de bruit de fond dans toutes les expériences de ce type.

On trouvera une description complète du détecteur CLAS dans la référence [47].

2.3.2 Caractéristiques du champ magnétique

Le champ magnétique de CLAS, en déviant les particules chargées, a pour rôle de permettre leur identification et la mesure de leur impulsion. Il se présente sous une forme inhabituelle, à savoir : toroïdale. Voyons pourquoi. Dans le dispositif CLAS, la plupart des particules émises par la cible fixe vont l'être aux angles avant, à cause du "boost" de Lorentz ; il est donc nécessaire d'avoir une bonne résolution aux petits angles à l'avant (i.e. après la cible), ce qui, par exemple ne serait pas possible avec un champ longitudinal, où la trajectoire des particules émises vers l'avant serait dans la direction du champ, et par conséquent, peu déviée. Par ailleurs, un champ transverse, créé par des dipôles, qui, lui, autoriserait une bonne résolution aux angles avant, générerait hélas beaucoup de bruit de fond électromagnétique, essentiellement dû aux "électrons Möller" qui proviendraient alors de la cible et seraient émis dans le détecteur. Pour finir, il est souhaitable de préserver une région sans champ autour de la cible, pour les manipulations utilisant une cible polarisée. D'où la nécessité de concevoir un champ magnétique d'une forme nouvelle, qui résoudrait ces contradictions. Le champ toroïdal de CLAS, toujours perpendiculaire à l'impulsion des particules, répond à ces exigences : sa forme, générée par six bobines supraconduc-

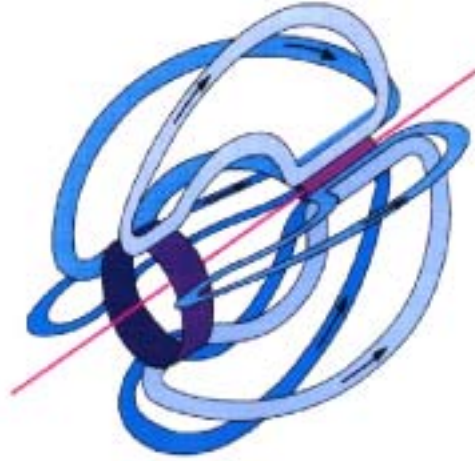


FIG. 2.5 – *Schéma des six bobines supraconductrices générant le champ magnétique de CLAS.*

trices de 5 m de long et 1,5 m de large, disposées de manière symétrique par rapport à l'axe du faisceau (voir figure 2.5), couvre tout l'espace en angle d'émission θ , et son intensité est la plus forte aux petits angles ($\sim 2\text{T.m}$), où les émissions de particules se font à grande impulsion, et décroît aux grands angles, où les particules ont une impulsion moindre : ainsi, les intégrales de champ sont différentes selon l'angle d'émission, ce qui permet la conservation de la haute résolution en impulsion quel que soit θ . Dans ce champ, les particules ont une trajectoire plane, pourvu qu'elles ne passent pas trop près des bobines, où le champ n'est pas parfaitement azimuthal. Par contre, l'acceptance géométrique est réduite dans la direction azimuthale par la présence des bobines ; de par la configuration de celles-ci, la coupure en ϕ est d'autant plus importante qu'on se place à l'avant. L'intensité du champ peut être modifiée en faisant varier le courant qui parcourt les bobines, de manière à s'adapter aux mesures qu'on veut effectuer : on choisira ainsi une intensité d'autant plus élevée que les particules à détecter ont une grande impulsion, ce qui aura pour effet de courber leur trajectoire davantage et d'améliorer par là la résolution en impulsion. En théorie, les bobines peuvent accepter un courant d'une intensité maximale de 3860 A, mais en pratique, on se limite généralement à un maximum de 3375 A, valeur choisie lors de l'expérience e1-6. On a également la liberté de dévier les particules d'une charge donnée soit vers l'avant, soit vers l'arrière, selon le sens du courant ; lors des expériences de diffusion Compton, on a choisi de diriger les charges négatives vers l'avant, poussant alors les électrons vers les Čerenkov et les calorimètres situés

en aval de la cible.

2.3.3 Les chambres à dérive

Dans chacun des six secteurs de CLAS, on trouve trois régions de chambres à fils (ou chambres à dérive) (représentées figure 2.4). Celles-ci ont pour but de permettre la reconstruction des trajectoires des particules chargées, ce qui est essentiel pour le calcul de leur impulsion. Quand l'impulsion en question est importante, les particules sont peu déviées, il est donc nécessaire de pouvoir mesurer cette déviation sur une distance suffisante. Pour ce faire, les régions de chambres à fils ont été espacées de la façon suivante qui présente également l'avantage de réduire les cas de diffusion multiple : la première région se situe à 70 cm de la cible, dans une zone où le champ magnétique est de faible intensité ; la seconde se trouve à 2 m de la cible, entre les bobines, emplacement sensible, car le champ magnétique plus intense y perturbe les trajets de dérive des ions dans les chambres à fils ; enfin, la troisième région est localisée au-delà des bobines, à 4 m de la cible. L'ensemble des chambres couvre un domaine angulaire de 8° à 142° . Chaque chambre est composée d'environ 1950 fils, constituant deux supercouches, en forme de quartier d'orange. Dans la première supercouche, les fils, dits alors "fils axiaux", sont orientés parallèlement au champ magnétique (et donc perpendiculairement au plan de courbure des particules), tandis que dans le deuxième ensemble de couches, les fils forment un angle de 6° par rapport aux premiers, et sont appelés "fils stéréos" ; cela rend possible la détermination de l'angle azimutal ϕ . Chaque supercouche comporte six couches de fils. Sur chacune d'entre elles, les fils, qu'on distingue en "fils de potentiel", portés à un potentiel de -700 V, et en "fils actifs" portés à +1500 V, forment des cellules hexagonales : pour chacune, six fils de potentiel sont disposés de façon hexagonale autour d'un fil actif ; celui-ci, relié à un TDC est chargé de collecter le signal renvoyé par les atomes ionisés par la particule à détecter. Les préamplificateurs discriminateurs reliés aux 35000 fils actifs sont situés derrière les bobines supraconductrices, en dehors de la zone d'acceptance du détecteur. La distance entre fil de potentiel et fil actif augmente comme on s'éloigne de la cible, et vaut 0,7 cm dans la région 1, 1,5 cm dans la région 2, et 2 cm dans la région 3. Le mélange gazeux utilisé dans les chambres est constitué à 90% d'Argon et à 10% de CO_2 . Il est fiable et permet une bonne durée de vie des détecteurs. Ce mélange confère aux chambres à dérives une bonne efficacité, une résolution acceptable et un temps de collection des ions d'environ 100 ns, ce qui est satisfaisant. Les risques de diffusion multiple sont limités par une épaisseur de matière des chambres à fils de moins de 1% de la longueur de radiation.

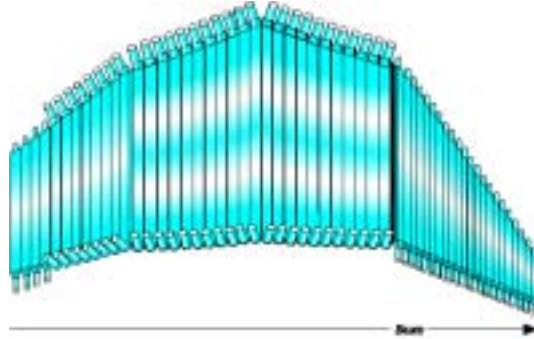


FIG. 2.6 – Les 48 scintillateurs de temps de vol pour un secteur de CLAS

2.3.4 Mesure du temps de vol par les scintillateurs

Une des techniques dont nous disposons pour identifier les particules, est la mesure de leur temps de vol, qui permet de remonter à leur vitesse, puis à leur masse. Les détecteurs dédiés à cette mesure sont des scintillateurs plastiques situés entre les compteurs Čerenkov et les calorimètres électromagnétiques. Ils déterminent le temps mis par les particules pour traverser la distance comprise entre eux et la cible, lieu de la réaction.

Ces scintillateurs sont au nombre de quarante-huit par secteur (cf figure 2.6), et occupent une surface totale de 200 m^2 . Aux angles avant, ils sont placés à 4,90 m de la cible, d'où ils couvrent presque totalement le domaine angulaire en ϕ (de -29° à $+29^\circ$ pour le secteur 1 par exemple) et un domaine en θ de 8° à 142° . A l'avant, chaque scintillateur forme un rectangle de 32 cm de long et 15 cm de large, ce qui autorise un découpage angulaire en θ fin, de l'ordre de 3° ; aux angles arrière, ils mesurent 450 cm de long et 22 cm de large. Leur épaisseur est de 5 cm, suffisante pour que les particules au minimum d'ionisation produisent un signal différentiable du bruit de fond.

Etant donné que les scintillateurs participent au déclenchement du signal et doivent mesurer précisément le temps de vol des particules, ils doivent nécessairement présenter une haute résolution en temps, et, en outre, une bonne résolution angulaire en θ . Le type de scintillateur est du Bicron³ (BC-408) qui présente une réponse en temps rapide et dans lequel la lumière s'atténue peu. La résolution en temps obtenue est d'environ 120 ps à l'avant, mais elle décroît à 250 ps à l'arrière, puisque les détecteurs sont plus longs; cette diminution ne pose pas vraiment de problème, dans la mesure où les particules qui atteignent la région arrière ont une impulsion moindre, et par conséquent un temps de vol supérieur à celui de particules émises vers l'avant.

Deux photomultiplicateurs situés aux extrémités de chaque scintillateur lisent le signal et le temps d'arrivée est calculé en faisant la moyenne des temps donnés par chaque discriminateur, afin de disposer d'une valeur indépendante de la position d'interaction le long du scintillateur. Cependant, les discriminateurs utilisés n'étant pas des discriminateurs à fraction constante, il faudra effectuer ultérieurement une correction de la dispersion due au temps de montée de l'impulsion. Par mesure d'efficacité, dans le cas où une particule de trajectoire courbée toucherait deux scintillateurs à la fois, les énergies déposées dans deux détecteurs adjacents sont additionnées. L'amplitude du signal est ainsi proportionnelle à l'énergie totale abandonnée par la particule.

Possédant la longueur de la trajectoire grâce à sa mesure dans les chambres à fils, on est en mesure de calculer la vitesse de la particule ; puis la masse s'obtient à partir de l'impulsion reconstruite. La détermination du temps au vertex, qui donne le temps de départ pour la mesure du temps de vol, se fait grâce à l'électron par la formule :

$$t_{vtx} = t_{SC}^e - l_{DC}^e / v^e, \quad (2.1)$$

où t_{SC}^e est le temps où l'électron touche les scintillateurs, l_{DC}^e la distance parcourue de la cible aux scintillateurs, et v^e la vitesse de l'électron (en l'occurrence, c). On peut encore améliorer la précision du temps de départ en se rappelant -(2.2)- que chaque paquet d'électron qui arrive sur la cible est large de 20 ps et que ces paquets sont espacés de 2,004 ns ; on corrige alors le temps au vertex en utilisant le fait que le temps de passage du paquet d'électron est égal au temps t_{RF} du signal donné par les cavités accélératrices des LINAC, modulo 2,004 ns :

$$t_{vtx}^{corr} = (t_{vtx} - t_{RF})[2,004] - 2,004/2. \quad (2.2)$$

On peut ainsi séparer les pions des kaons pour des impulsions allant jusqu'à 2 GeV/c.

Les scintillateurs plastiques servent aussi à la mesure de l'énergie (par temps de vol) des neutrons, nonobstant une faible efficacité de détection d'environ 5%. Cela permet d'avoir malgré tout une mesure d'énergie dans les régions qui ne sont pas couvertes par les calorimètres (c'est-à-dire pour $\theta > 45^\circ$) ou pour les particules de basse énergie (< 400 MeV), puisque les scintillateurs proposent parfois une meilleure résolution que les chambres à dérive, quand celles-ci produisent trop de diffusion multiple.

On trouvera de plus amples détails sur les mesures de temps de vol par les scintillateurs de CLAS dans les références [47] et [49].

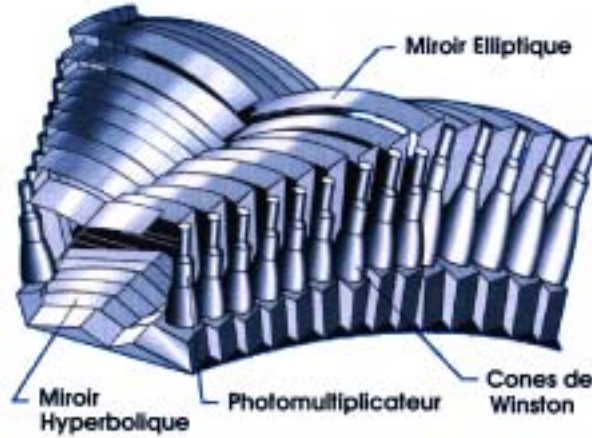


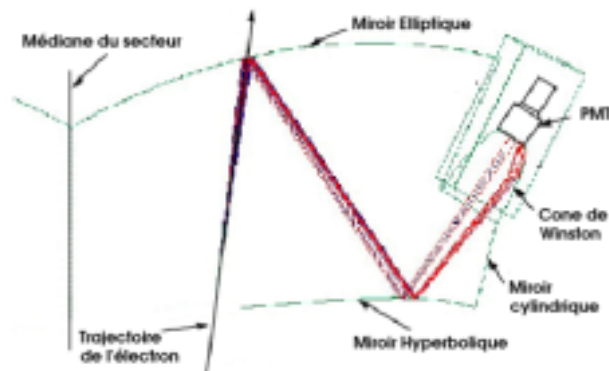
FIG. 2.7 – Les compteurs Čerenkov.

2.3.5 Les compteurs Čerenkov

Juste derrière les chambres à fils, se trouvent les détecteurs Čerenkov. Chaque secteur de CLAS comporte 18 régions de détection Čerenkov en θ , composées chacune de deux compteurs Čerenkov, et permettant de couvrir un maximum d'espace en ϕ (voir figure 2.7). Chacun des secteurs compte 36 Čerenkov, ce qui porte le nombre de détecteurs Čerenkov à 216 pour l'ensemble du spectromètre CLAS. Leur rôle dans l'analyse de notre expérience est vital. En effet, d'une part, ils tiennent lieu de trigger pour la détection des électrons et, d'autre part, ils sont chargés de discriminer ceux-ci des autres particules.

Le principe des compteurs Čerenkov (voir figure 2.8) est qu'une particule traversant un milieu donné avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu en question, émet un rayonnement d'intensité d'autant plus élevée que l'impulsion de la particule est grande. Cette lumière Čerenkov pourra être récupérée via trois miroirs et dirigée vers un photomultiplicateur qui produira alors des photoélectrons multipliés en cascade par les dinodes et dont le nombre sera fonction de l'intensité du rayonnement Čerenkov d'origine.

Compte tenu de l'indice de réfraction du perfluorobutane utilisé dans les détecteurs, en l'occurrence $n=1,00153$, ce principe fait qu'on est capable de séparer les électrons des pions autrement identifiés comme des électrons, et qui constituent une part importante du bruit de fond, à condition que ceux-ci ne dépassent pas 2,5 GeV/c. En fait, des pions de 2,5 GeV/c ont un β suffisamment grand pour produire

FIG. 2.8 – *Principe des compteurs Čerenkov.*

de la lumière Čerenkov dans un milieu d'indice $n = 1,00153$; pour les électrons, le seuil est à 9 MeV. Cependant, des pions de 600 MeV peuvent projeter des électrons δ (par interaction avec la matière) d'énergie supérieure à 9 MeV, qui eux produisent un peu de lumière Čerenkov. Cette dernière caractéristique est à la base d'une des coupures que nous utilisons pour réduire le bruit de fond, comme nous le verrons au paragraphe 3.2. Typiquement, un Čerenkov a un pouvoir de réjection de 100 :1 pour les pions d'impulsion inférieure à 2,5 GeV/c ; néanmoins, à grand angle, quand il y a beaucoup plus de pions que d'électrons, le rapport entre les pions mal identifiés comme des électrons et les vrais électrons a tendance à beaucoup augmenter. Dans ce cas, la présence des calorimètres électromagnétiques permet d'accroître la réjection des pions.

D'autre part, l'efficacité des Čerenkov doit être bien sûr la meilleure possible, or, celle-ci décroît massivement là où les deux compteurs d'une même région se rejoignent ($\Phi = 0$), ainsi qu'au bord de chaque détecteur. Cela s'explique par le fait que le rayonnement Čerenkov atteint alors les limites des miroirs : il en résulte que la lumière est moins bien collectée qu'ailleurs. Pour compenser cette insuffisance, on peut sommer les signaux des photomultiplicateurs des deux Čerenkov mitoyens (notamment à $\Phi = 0$) ou même ceux de quatre compteurs voisins. De cette manière, on est sûr de récupérer la plus grande partie de la lumière émise.

2.3.6 Les calorimètres électromagnétiques

Les calorimètres sont essentiels au fonctionnement de CLAS. Ils ont pour fonction :

- de participer au déclenchement de l’acquisition d’un événement de CLAS.
- d’identifier les électrons et en particulier de rejeter les pions pris pour des électrons.
- de mesurer l’énergie des électrons pour $E_e > 0,5$ GeV
- d’identifier les photons et les neutrons et de mesurer l’énergie des photons.

Ils sont au nombre de six (un par secteur) et l’on en trouvera une description dans la référence [48]. Ils sont disposés à l’avant du détecteur (en moyenne à 5 m de la cible), et présentent la forme d’un triangle de 4 m de côté afin de s’adapter à la géométrie des aimants de CLAS (cf figures 2.4 et 2.5). En épaisseur, ils sont composés de 39 couches de scintillateurs plastique de 1 cm alternées avec des plaques de plomb de 2,2 mm. On trouvera une vue “éclatée” du calorimètre figure 2.9.

Chaque couche de scintillateur est composée de 36 segments (ou tubes) de 10 cm de largeur et parallèles à un des côtés du triangle. On alterne, d’une couche à l’autre, l’orientation des segments afin de définir trois axes différents (ou vues) appelés U, V et W, séparés, l’un de l’autre, d’un angle de 120° . La combinaison de ces trois vues permet de localiser, en deux dimensions, sur la surface du triangle, la position de l’interaction de la particule. La figure 2.10 montre un événement détecté dans le calorimètre ; on reconnaît la forme triangulaire et les trois vues U,V,W. Remarquons que le fait qu’il y ait trois directions d’observation différentes permet de séparer des événements multiples sur une même couche ; si deux particules interagissent simultanément il y aura toujours une direction pour laquelle on aura un signal dans deux tubes différents.

Du point de vue de la récupération du signal, afin de limiter le nombre de photomultiplicateur, on ne recueille pas la lumière de chaque tube pris séparément. On sépare, au contraire, le calorimètre en deux unités de 15 et 24 couches (respectivement 18,3 et 29,28 cm). Nous les appellerons la partie “Inner” (car elle se situe vers l’intérieur) et “Outer” (pour extérieur) du calorimètre. Pour chacune de ces deux parties, et pour une même vue, les tubes correspondant à la même position sur le triangle sont reliés entre eux à l’aide de guide de lumière afin de diriger le signal provenant du phénomène de scintillation vers un même photomultiplicateur. Le signal est ensuite mesuré à l’aide de deux dispositifs électroniques : les ADC chargés d’enregistrer l’intensité du signal (l’énergie déposée dans le calorimètre) et les TDC qui mesure le temps t de l’interaction.

Ainsi, pour chaque direction (U,V,W), nous avons deux informations de position et deux de temps (correspondant à la partie “Inner” et à la partie “Outer” du calorimètre). L’intérêt de cette séparation en deux parties deviendra clair lorsque nous étudierons l’identification des électrons au paragraphe 3.2.

La résolution attendue des calorimètres dépend de la particule considérée. Pour les électrons et les photons, on mesure le dépôt d’énergie et on s’attend à une ré-

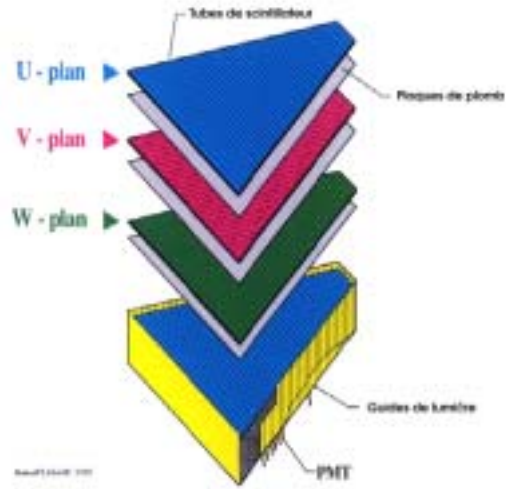


FIG. 2.9 – *Vue éclatée d'un calorimètre.*

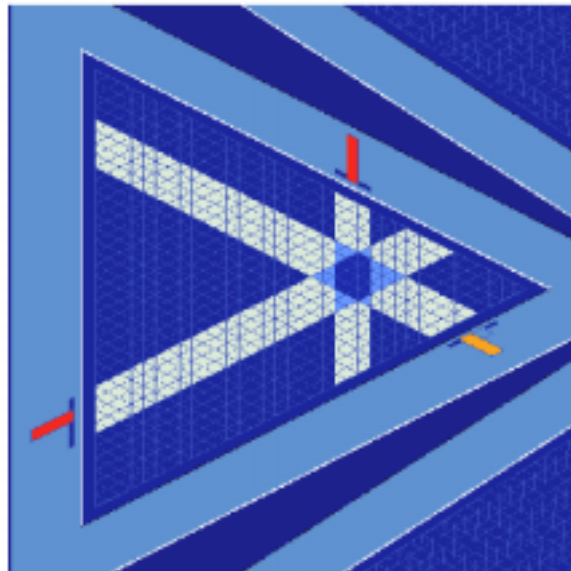


FIG. 2.10 – *Vue de face du calorimètre et localisation de l'événement grâce aux projections sur les couches U, V, W.*

solution de $\frac{\Delta E}{E} < \frac{0,1}{\sqrt{E}}$. Pour les neutrons, en revanche, l'énergie sera mesurée par le temps de vol. Or, les neutrons ont une probabilité égale d'interagir à n'importe quelle profondeur dans le calorimètre. La seule information dont on dispose est celle de savoir si la particule a interagi dans la partie "Inner" ou la partie *Outer* du calorimètre. Ainsi, on aura toujours une erreur systématique sur la distance de vol L de $\pm 9,15$ cm dans la cas d'une interaction dans la partie "Inner" et de 14,64 cm pour la partie "Outer". Cela représente une erreur de 1,8% et 2,8% sur la distance totale de vol (de 5 m).

2.4 L'expérience "e1-6"

Ce que nous appelons ici l'expérience e1-6, correspond à une période d'acquisition de données (ou *run*) qui regroupe, en fait, différentes expériences de physiques. L'une des expériences, dans laquelle le groupe de l'IPN d'Orsay a été directement impliqué, nommée E99-105, est la production de méson vecteurs ρ et ω sur le nucléon, [50] et [51]. Cependant, les conditions d'expérience permettent à d'autre analyses d'utiliser les mêmes données : E99-107 [52] et E99-108 [53] se proposent d'étudier la production de résonances à grand Q^2 ; E00-112 [55] étudie la production exclusive de kaons. Notre expérience, quant à elle, n'a pas fait l'objet d'une proposition d'expérience à proprement parler, elle correspond plutôt à une étude de faisabilité sur un domaine vierge, aussi bien d'un point de vue expérimental que théorique : la production de résonances Δ à travers un processus de diffusion Compton virtuel. Nous avons choisi le *run* e1-6 car les caractéristiques de ce dernier sont bien adaptées à l'expérience que nous voulons mener et que la quantité de données accumulées y est considérable. En effet, du mois d'octobre 2001 au mois de janvier 2002 (date à laquelle l'expérience a eu lieu), 1,25 milliards d'événements ont été enregistrés, ce qui représentent 11 To (Teraoctets) de données.

Par ailleurs, les conditions générales de fonctionnement de l'expérience ont été fixées pour optimiser l'expérience E99-105 (en veillant toutefois à ne pas limiter les autres expériences) et sont présentées dans le tableau ci-dessous :

Type de faisceau	électron
Energie du faisceau	5,754 GeV
Intensité du faisceau	7 nA
Matériau de la cible	Hydrogène liquide
Position cible	-4 cm
Longueur cible	5 cm
Courant dans l'aimant	3375 A

L'énergie de faisceau est simplement l'énergie maximale que l'accélérateur était en mesure de fournir pendant cette période. L'intensité du faisceau est optimisée pendant l'expérience afin de minimiser le temps mort (temps pendant lequel l'électronique est en attente d'un événement) et de s'assurer que les détecteurs (notamment les chambres à dérive) ne soient pas saturés par le nombre de particules incidentes (en particulier les électrons Möller). La cible, quant à elle, a été reculée de 4 centimètres suivant l'axe du faisceau pour des raisons purement mécaniques.

Par ailleurs, on déclenche l'acquisition d'un événement lorsque les trois conditions suivantes sont vérifiées :

- Un signal supérieur au seuil de 20 mV dans les détecteurs Čerenkov (ce seuil est supérieur au signal produit par un seul photoélectron).
- Un signal supérieur au seuil de 75 mV dans la partie "Inner" du calorimètre (ce qui correspond à 250 MeV).
- Un signal supérieur au seuil de 175 mV pour la somme des signaux "Inner" et "Outer" des calorimètres.

Ces conditions ont pour but d'identifier, autant que possible, la trace d'un électron dans CLAS. Il sera nécessaire, lors de l'analyse des données, d'améliorer cette identification, comme nous le verrons aux paragraphes 3.2.1.

Enfin, les performances du détecteur ont été suivies pendant toute la durée du *run*. Les chambres à dérive ont une résolution en impulsion ($\frac{\Delta P}{P}$) de 0,5% pour un angle polaire inférieur à 30° et de 1 à 2% pour un angle supérieur à 30°. La résolution de l'angle polaire est de 1 mrad et celle de l'angle azimutal de 4 mrad. Les scintillateurs des TOF offrent une résolution en temps de 142 ps pour les électrons et de 184 ps pour les pions. Les calorimètres électromagnétiques ont une résolution en énergie ($\frac{\Delta E}{E}$) de $10\%/\sqrt{E(GeV)}$. L'acquisition de données s'est faite à un taux de 1500 événements par secondes, ce qui correspond à 7,5 Mo/s. Le temps mort est resté inférieur à 7%.

Chapitre 3

Choix et sélection de la réaction

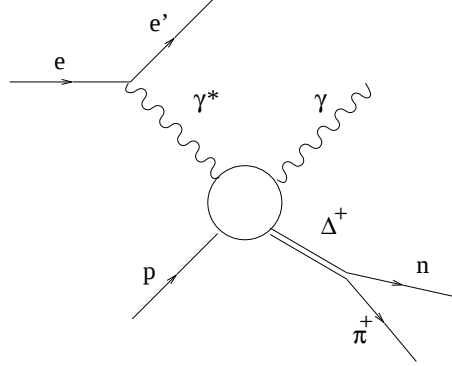
3.1 Introduction

L'objet de cette analyse porte sur la réaction de production de Δ^+ par diffusion Compton virtuelle sur le proton. C'est-à-dire que nous avons cherché à isoler la réaction $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$. Nous avons, par la suite, étendu notre étude à l'ensemble de la région des résonances du nucléon, et nous avons donc considéré plus généralement les réactions : $ep \rightarrow eN^*\gamma$ où la masse du N^* s'échelonne de 1,2 GeV à 1,7 GeV. Dans la suite, on appellera ΔVCS et N^*VCS l'étude de la production de résonances par diffusion Compton virtuelle respectivement dans la région du Δ (masse de la résonance formée inférieure 1,38 GeV) et dans les régions supérieures aux Δ (masse supérieure à 1,38 GeV). Qu'il s'agisse du Δ^+ ou d'une résonance de masse supérieure les canaux de décroissance principaux sont :

1. $N^* \rightarrow n\pi^+$
2. $N^* \rightarrow p\pi^0$

Dans le premier cas, il y a quatre particules dans l'état final : un électron, un neutron, un π^+ et un γ . Dans le deuxième cas, nous en avons cinq : un électron, un proton et trois γ (les π^0 décroissent à 98,8% en deux γ en $\approx 8,0 \cdot 10^{-17}$ s de vie moyenne). Comme on l'a vu dans le chapitre 1, le γ provenant du rayonnement de l'électron (processus dominant) est dirigé vers les angles avant et n'atteint pratiquement jamais les détecteurs. Nous pouvons donc considérer le γ comme la particule manquante du système. Il sera reconstruit à partir de la cinématique des autres particules. Ainsi, sommes-nous contraints de détecter, au choix :

1. un électron, un neutron et un π^+
2. un électron, un proton et 2 γ .

FIG. 3.1 – *Représentation de la réaction de ΔVCS .*

Dans le cadre de cette thèse, nous n'avons considéré que la première option. La seconde présente en effet le désavantage d'avoir à détecter une particule supplémentaire. La plus faible efficacité de détection de cinq particules, associée à la mauvaise résolution due à la reconstruction du π^0 , réduit en effet les espoirs de pouvoir l'utiliser pour l'analyse du ΔVCS ou du $N^* VCS$. La réaction ΔVCS est représentée à l'aide d'un diagramme de Feynman sur la figure 3.1.

La première étape de l'analyse consiste à identifier et à caractériser au mieux les particules qui nous intéressent, à savoir l'électron, le pion et le neutron. Par la suite nous décrirons la procédure de sélection des réactions, $ep \rightarrow eN^*\gamma$ et $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$.

3.2 Identification des particules chargées

3.2.1 L'électron

L'électron est identifié par le programme de reconstruction de CLAS comme une particule négativement chargée (c'est-à-dire défléchiée vers l'avant par le champ magnétique de CLAS) ayant interagi simultanément dans les compteurs Čerenkov et les calorimètres électromagnétiques. Rappelons que c'est ce signal qui déclenche l'acquisition et définit le temps d'origine t_{vtx} de la réaction. Il est nécessaire de bien identifier cette particule et des critères supplémentaires de correction sont indispensables. En effet, des pions négativement chargés (π^-) peuvent également interagir à la fois dans les calorimètres et les Čerenkov. Les coupures appliquées pour supprimer cette contamination utilisent le fait que ces deux particules, l'électron et le π^- , interagissent différemment dans les détecteurs. Nous allons décrire dans ce paragraphe les 4 coupures effectuées.

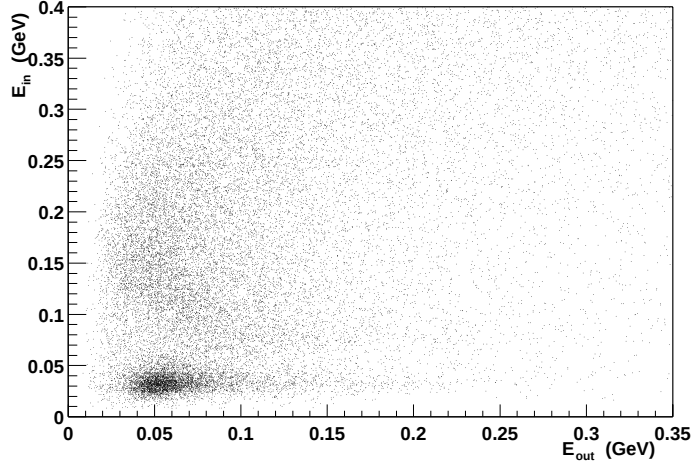


FIG. 3.2 – *Coupure 1.* Représente l'énergie déposée E_{in} dans la partie “Inner” du calorimètre en fonction de l'énergie déposée dans le partie “Outer” E_{out} . La coupure a été fixée à $E_{in} > 0,05 \text{ GeV}$

Par ailleurs, une fois l'électron identifié, son énergie est déduite de sa trajectoire, et reconstruite à partir des données fournies par les chambres à dérive.

Coupure 1

Les pions, qui polluent la détection de l'électron dans CLAS, ont une énergie telle qu'ils traversent les calorimètres électromagnétiques au minimum d'ionisation. Ils perdent alors une fraction constante d'énergie indépendante de leur impulsion initiale. Cette fraction d'énergie perdue ne dépend que du type de matériel utilisé et de l'épaisseur traversée. Dans les calorimètres, les pions perdent environ 2 MeV/cm . En revanche, les électrons forment une gerbe électromagnétique, et l'énergie déposée doit être proportionnelle à l'impulsion initiale de la particule.

La partie “Inner” du calorimètre mesure 15 cm et la partie “Outer” 24 cm. On s'attend donc, pour les pions, à un dépôt d'énergie, respectivement de 30 MeV et de 48 MeV. La figure 3.2 représente l'énergie déposée dans la partie “Inner” E_{in} en fonction de l'énergie déposée dans le partie “Outer” E_{out} , pour des particules sélectionnées comme des électrons lors

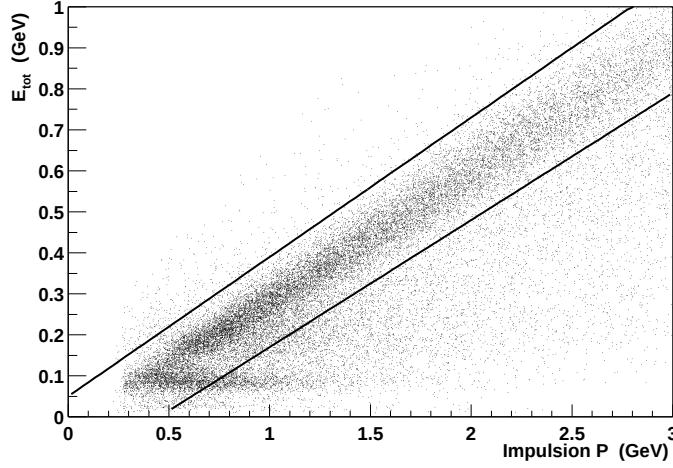


FIG. 3.3 – *Coupure 2. Impulsion P de la particule détectée comme un neutron en fonction de l'énergie totale déposée dans le calorimètre E_{tot} . La distribution horizontale en bas du graphe est formée par les pions. La coupure est représentée en traits pleins*

de la première identification. La tache pour $E_{in} \approx 30$ MeV et $E_{out} \approx 50$ MeV atteste bien de la présence de pions. On y distingue également les électrons pour E_{in} comprise entre 100 MeV et 300 MeV. On effectue donc une première coupure :

$$E_{in} > 0.05 GeV \quad (3.1)$$

Cette coupure a été calculée au plus juste de façon à ne pas pénaliser la statistique.

Coupure 2

La deuxième coupure utilise le fait que les électrons déposent une énergie proportionnelle à leur impulsion. La figure 3.3 représente l'énergie totale déposée E_{tot} en fonction de l'impulsion P_e de l'électron (mesurée à partir de sa trajectoire dans les chambres à dérive). On observe la trace des électrons pour $E_{tot} \propto P_e$ et celle des pions pour $E_{tot} \approx 75$ MeV (la coupure 1 n'ayant pas été effectuée sur cette figure). Nous sélectionnons les bons événements avec la coupure suivante (représentée en trait plein sur la figure) :

$$E_{tot} > -0,14 + 0,31 P_e \quad (3.2)$$

$$E_{tot} < 0,05 + 0,34 P_e \quad (3.3)$$

Coupure 3

Malgré les deux coupures précédentes, il reste encore une contamination importante de π^- pour les électrons de basse impulsion ($P_e < 1 GeV$). La troisième coupure se doit donc d'être indépendante de l'énergie. Pour cela, nous considérons le rapport entre l'énergie déposée et l'impulsion de l'électron ; ce rapport est, comme nous l'avons vu précédemment, une constante : $E_{tot}/P_e = 0,29$. Or, nous savons que le calorimètre est divisé en deux parties et que l'énergie déposée vérifie : $E_{tot} = E_{in} + E_{out}$. Nous avons donc la relation linéaire suivante :

$$\frac{E_{out}}{P_e} = 0,29 - \frac{E_{in}}{P_e} \quad (3.4)$$

En revanche, pour les pions, puisque le dépôt d'énergie est constant quelle que soit leur impulsion, on a :

$$\frac{E_{out}}{P_e} \propto \frac{24}{15} \frac{E_{in}}{P_e}, \quad (3.5)$$

où 24 et 15 sont les distances en cm de chaque partie du calorimètre.

La figure 3.4 représente E_{out}/P_e en fonction de E_{in}/P_e .

On y distingue la trace laissée par les électrons de celle laissée par les pions. La coupure est alors :

$$\frac{E_{out}}{P_e} > 0,23 - 1,1 \frac{E_{in}}{P_e} \quad (3.6)$$

Coupure 4

Enfin, une dernière coupure permet également de séparer les pions des électrons. Contrairement aux trois précédentes, celle-ci n'utilise pas les calorimètres mais les détecteurs Čerenkov. En effet, si les pions n'ont en général pas assez d'énergie pour produire directement un rayonnement

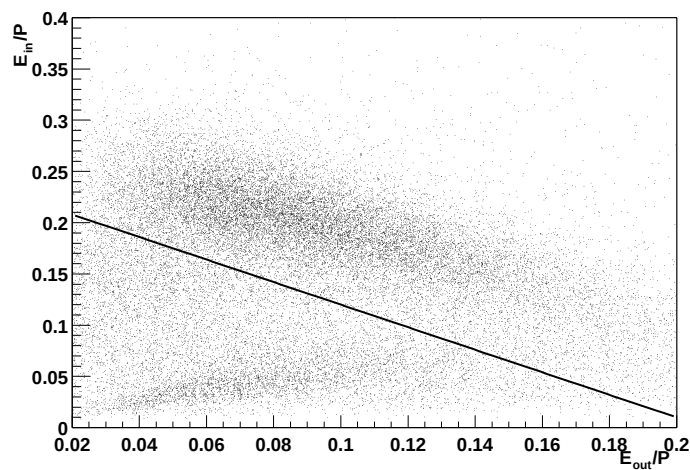


FIG. 3.4 – Coupure 3. Rapport E_{in}/P en fonction de E_{out}/P . La pollution des pions correspond à la distribution du bas. La coupure est en trait plein.

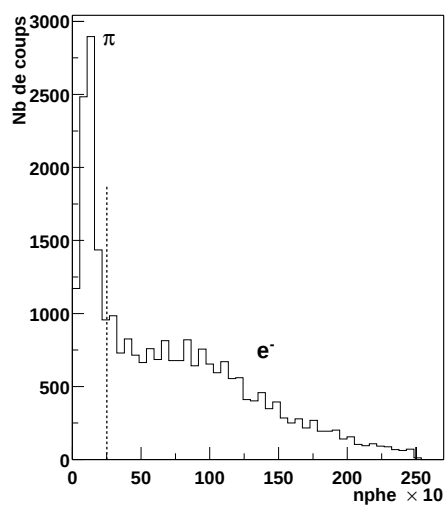


FIG. 3.5 – Coupure 4. Spectre du nombre de photoélectrons (multiplié par 10) des compteurs Čerenkov pour des particules identifiées comme des électrons. La coupure est : $nphe > 25/10$

Čerenkov (la valeur seuil est de 2,5 GeV), il peuvent, à partir de 400 MeV, produire, par interaction avec le gaz ou la structure du détecteur, des électrons (dits électrons δ) qui, eux, ont suffisamment d'énergie ($> 9\text{MeV}$) pour produire un signal. On s'attend à ce que l'intensité de ces signaux soit généralement faibles (de l'ordre de 1 à 2 photoélectrons dans les photomultiplicateurs). La figure 3.5 représente le nombre de photoélectrons $nphe$ pour des particules identifiées comme des électrons. Le pic de gauche est formé par les pions. On effectue donc la coupure :

$$nphe > 25/10. \quad (3.7)$$

3.2.2 Le pion

L'identification des pions est obtenue à l'aide de deux informations : d'une part la trajectoire de la particule dans les chambres à dérives (donne la distance parcourue et l'impulsion) et d'autre part son temps de vol (donne la vitesse) mesuré par les scintillateurs "TOF" ("Time Of Flight"). La figure 3.6 donne la vitesse β (normalisée à celle de la lumière) en fonction de l'impulsion P_{π^+} de la particule. Les coupures effectuées sont représentées sur la figure en trait plein et s'écrivent :

$$\beta < \frac{P_{\pi^+} + 0,05}{\sqrt{(P_{\pi^+} + 0,05)^2 + 0,134^2}} + 0,035 \quad (3.8)$$

$$\beta > \frac{(1 + 5,35(P_{\pi^+} - 0,07))(P_{\pi^+} - 0,07)}{(1 + 5(P_{\pi^+} - 0,07))\sqrt{(P_{\pi^+} - 0,07)^2 + 0,134^2}} - 0,1 \quad (3.9)$$

Ces coupures ont été calculées à partir de l'expression générale liant l'impulsion d'une particule et sa vitesse :

$$\beta = \frac{p}{\sqrt{p^2 + M^2}} \quad (3.10)$$

où M est la masse de la particule considérée et p son impulsion.

En fait, on identifie la particule en calculant sa masse à partir des informations fournies par l'ensemble des détecteurs : une fois le temps t_{vtx} de la réaction initiale obtenu à l'aide de l'électron (cf §2.3.4), notant t_{TOF} le temps fourni par les TDC des TOF, d la distance parcourue par la particule (déduite de la trajectoire dans les chambres à dérive) et p l'impulsion de la particule (obtenue en combinant la courbure de la trajectoire avec la valeur du champ magnétique de CLAS.), on a :

$$\beta = \frac{d}{(t_{TOF} - t_{vtx})c} \quad (3.11)$$

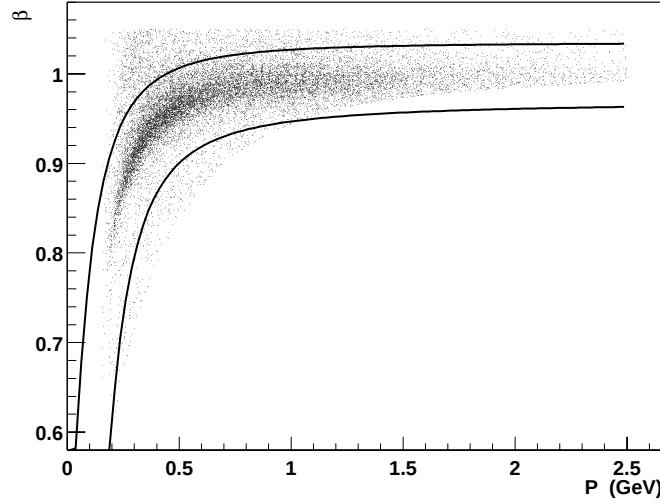


FIG. 3.6 – *Sélection des pions. β de la particule en fonction de son impulsion P . Les coupures sont en traits pleins*

et la masse s'écrit alors :

$$m = \frac{p}{\beta} \sqrt{1 - \beta^2} \quad (3.12)$$

La résolution obtenue dépend évidemment très fortement de la vitesse de la particule. Plus on s'approche de $\beta = 1$ plus la résolution se dégrade. La figure 3.7 représente la masse reconstruite à partir de l'équation 3.12 en fonction de l'impulsion de la particule. Le centre de la distribution donne une masse de 141 MeV¹. Pour des pions de faible énergie ($p < 800$ MeV), la résolution est de $\delta M/M = 0,15$.

3.2.3 Correction de l'impulsion des électrons et des pions

Pour déduire l'impulsion des particules chargées dans CLAS, à partir de leur trajectoire dans les chambres à dérives, on utilise une valeur du champ magnétique obtenue à partir de simulations. La valeur exacte de ce champ est inconnue car il n'est pas possible de la mesurer directement (en raison de contraintes mécaniques) et que la position des bobines supraconductrices n'est également pas parfaitement connue (cette position est notamment susceptible de bouger lorsque l'on fait passer le courant dans les bobines, en raison des forces magnétiques mises en jeu).

¹Masse théorique $m_{\pi^+} = 139,56995 \pm 0,00035$ MeV

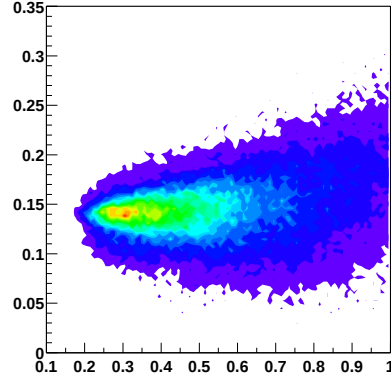


FIG. 3.7 – *Masse reconstruite des pions (en GeV) en fonction de leur impulsion (en GeV/c).*

Ces incertitudes entraînent une erreur systématique sur la mesure de l'impulsion des particules chargées. Cette erreur dépend de la trajectoire de la particule dans CLAS. Afin de la corriger, on a utilisé la réaction surcontrainte $ep \rightarrow e\pi^+(n)$ dont la cinématique couvre l'ensemble de l'espace de phase. L'idée est alors de faire un ajustement cinématique (par minimisation du χ^2) des paramètres de l'électron et du pion (impulsion, angle polaire et angle azimutal), en découpant l'espace de phase en intervalles réguliers en fonction de ces paramètres. L'ajustement est soumis à une seule contrainte : que la masse manquante $Mm_{ep \rightarrow e\pi^+X}^2$ soit centrée sur la masse du neutron. Le programme a été développé par Franck Sabatié et l'on trouvera une description détaillée de cette méthode dans la référence [56].

Le résultat de cet ajustement cinématique a permis de montrer que les corrections en angle pour l'électron et le pion sont négligeables et ne seront pas prises en compte. En revanche en ce qui concerne l'impulsion, les corrections sont de l'ordre de 0,8% et seront donc systématiquement appliquées dans la suite de l'exposé. La figure 3.8 donne le pic de masse manquante $Mm_{ep \rightarrow e\pi^+X}^2$, pour chaque secteur de CLAS, avant (à gauche) et après (à droite) la correction. Cette figure est extraite de la référence [56].

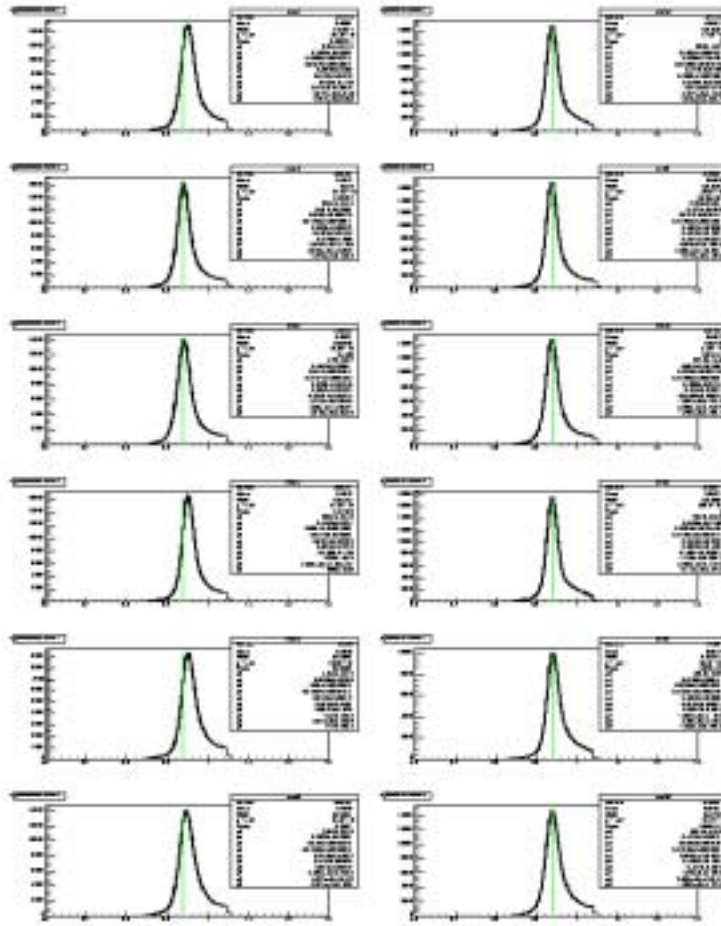


FIG. 3.8 – Pic de la masse manquante $Mm^2_{ep \rightarrow e\pi^+ X}$, avant (à gauche) et après (à droite) la correction, pour chaque secteur de CLAS : 1 à 6 de haut en bas.

3.3 Identification des neutres

3.3.1 Généralités sur la detection des neutrons et des γ

Une particule est identifiée comme neutre lorsque celle-ci a interagi dans les calorimètres sans donner de signal dans les chambres à dérive. Cette seule condition ne suffit pas à séparer les γ des neutrons. L'identification est alors faite à l'aide de l'information temporelle fournie par les calorimètres.

On peut, à partir de la trajectoire des particules chargées, déduire la position $\vec{v}$, par rapport au centre de référence de CLAS, de la réaction nucléaire dans la cible. Les bases de données des calorimètres fournissent, quant à elles, la distance $\vec{r}$ entre le centre de CLAS et la position d'entrée du neutron dans la partie "Inner" ou "Outer" du calorimètre suivant les cas :

- si l'on observe un signal uniquement dans la partie "Outer", $\vec{r}$ est la distance jusqu'à la face d'entrée de la partie "Outer".
- si l'on observe un signal uniquement dans la partie "Inner" ou dans les deux, $\vec{r}$ est la distance jusqu'à la face d'entrée de la partie "Inner".

Avec ces deux informations, on peut calculer la distance parcourue par le neutron avant son entrée dans le calorimètre : $L = |\vec{r} - \vec{v}|$.

Par ailleurs, les calorimètres sont munis de TDC capables de fournir l'instant de l'interaction, t_{calo} . Connaissant le temps t_{vtx} de l'événement (dédit de l'information temps de l'électron), on calcule le temps de vol du neutron : $T = t_{calo} - t_{vtx}$. On en déduit alors le β de la particule :

$$\beta = \frac{L}{Tc} \quad (3.13)$$

Le spectre de cette variable est représenté sur la figure 3.9. Les neutrons sont définis comme les particules de $\beta < 0.95$ et les γ comme celles de $\beta > 0.95$.

Reconstruction des propriétés du photon γ

La direction du photon est simplement donnée par le vecteur

$$\frac{\vec{r} - \vec{v}}{|\vec{r} - \vec{v}|}.$$

Quant à son impulsion p_γ , elle est déduite de l'énergie E_{tot} déposée dans le calorimètre suivant la relation :

$$p_\gamma = \frac{E_{tot}}{f} \quad (3.14)$$

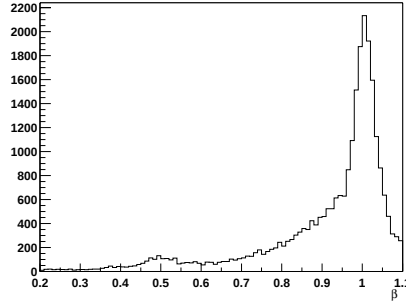


FIG. 3.9 – *Selection des neutrons. Spectre du β reconstruit des particules neutres (neutron et photon). Les neutrons sont identifiés par la coupure : $\beta < 0,95$*

où f est la fraction d'énergie transmise à la gerbe électromagnétique, produite par le photon, et qui est à l'origine du signal dans le calorimètre. Cette fraction est constante et vaut : $f = 0,272$.

L'énergie déposée étant au cœur de la reconstruction des photons, il est important de s'assurer que toute l'énergie déposée par la gerbe électromagnétique est contenue dans le calorimètre. En particulier, si le photon interagit trop près du bord du détecteur, il se peut qu'une partie de cette énergie se perde et que l'impulsion reconstruite du photon soit erronée. Pour éviter ce cas de figure, nous faisons systématiquement une coupure géométrique consistant à éliminer toutes les particules γ ayant interagit **à moins de 10 cm** du bord du détecteur. Ceci garantit une bonne détection de l'énergie des photons.

Reconstruction des propriétés du neutron

La direction du neutron, comme dans le cas du photon, est donnée par le vecteur

$$\frac{\vec{r} - \vec{v}}{|\vec{r} - \vec{v}|}.$$

En revanche, en ce qui concerne l'énergie du neutron, la situation est tout à fait différente. En effet, les neutrons interagissent sous forme d'une gerbe hadronique pour laquelle il n'est pas possible de définir une fraction d'énergie déposée proportionnelle à l'énergie initiale, comme c'était le cas pour le photon (fraction f). On ne peut donc pas utiliser l'amplitude du signal détecté dans le calorimètre pour remonter à l'énergie du neutron.

Pour obtenir l'impulsion p_n de la particule, nous allons utiliser le temps de vol du neutron mesuré grâce aux TDC des calorimètres. A partir du β du neutron (eq.

3.13), nous avons :

$$p_n = M_n \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.15)$$

ou M_n est la masse du neutron. Il est donc crucial de bien mesurer le β du neutron. Nous verrons, par la suite, que l'information temporelle fournie par les calorimètres peut poser problème, notamment lorsque le neutron interagit initialement dans la partie "Outer" du calorimètre. Il est essentiel de comprendre comment les calorimètres sont étalonnés en temps.

Étalonnage en temps des calorimètres

La structure géométrique des calorimètres a été décrite au paragraphe 2.3.6. On pourra s'y référer en ce qui concerne l'ensemble du vocabulaire utilisé ici.

Les calorimètres sont étalonnés en temps à l'aide des particules chargées, c'est un point important en ce qui nous concerne, la procédure n'utilise pas de particule neutre pour effectuer l'étalonnage. La raison en est simple : pour pouvoir étalonner, il nous faut un temps de référence et celui-ci nous est donné par les TOF, détecteurs sensibles essentiellement aux particules chargées. Nous utilisons donc les pions et les électrons.

Plus généralement, l'information en temps nous est donnée par les TDC des calorimètres. Nous noterons T_{TDC} ce temps "hardware". Le temps physique T_{EC} que nous devons calibrer est modélisé à partir de T_{TDC} de la façon suivante :

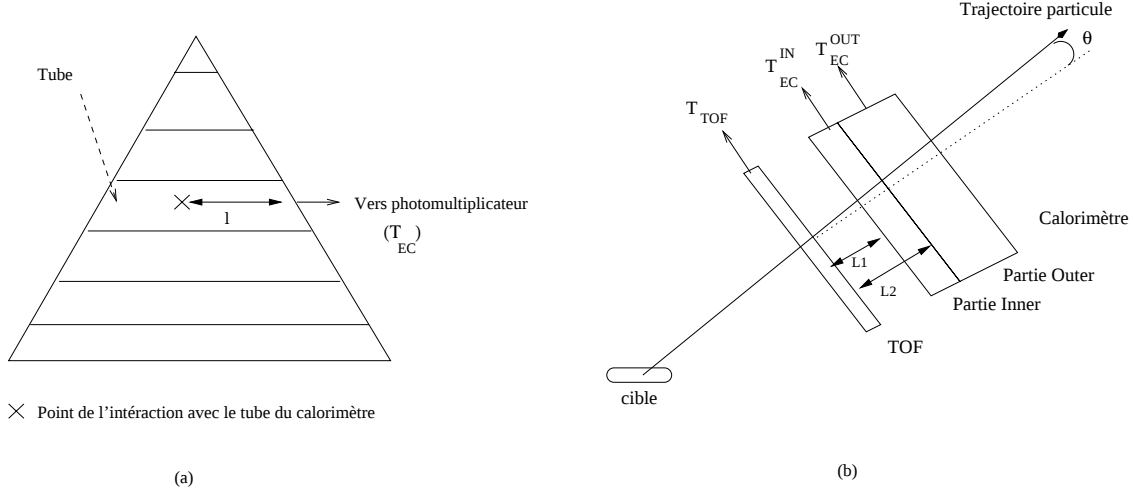
$$T_{EC} = a_0 + a_1 T_{TDC} + a_2 \frac{1}{\sqrt{A}} + a_3 l^2 + a_4 l^4 - \frac{l}{c'} \quad (3.16)$$

où A est l'énergie totale déposée, l la distance séparant le point d'impact au photomultiplicateur pour un tube donné (voir figure 3.10) et c' la vitesse de la lumière dans ce tube. a_0, a_1, a_2, a_3 et a_4 sont les paramètres à étalonner : a_0 est une constante de temps due au transport du signal électrique (câble, etc...), a_1 transforme l'information T_{TDC} en unité de temps, a_2, a_3 et a_4 sont des facteurs correctifs associés au "time walk" (temps de montée du signal vers la valeur seuil de déclenchement du TDC).

Par ailleurs, pour une particule chargée (pion ou électron), nous connaissons également la valeur T_{TOF} : instant où la particule a interagi dans les TOF.

L'étalonnage consiste à minimiser la valeur δT pour chaque vue (U, V et W, cf §2.3.6) de chaque partie ("Inner" et "Outer") des six calorimètres en ajustant les paramètres a_i :

$$\delta T = T_{EC} - (T_{TOF} + \frac{L}{v}) \quad (3.17)$$

FIG. 3.10 – *Etalonnage des Calorimètres.*

où L est la distance entre le point d'impact dans les TOF et la face d'entrée de la partie "Inner" ou de la partie "Outer" (cf figure 3.10) des calorimètres et v est la vitesse de la particule. Elle vaut 1 pour les électrons, mais sa valeur est inférieure pour les pions.

La distance L est de plus corrigée de l'angle d'attaque (θ) de la particule sur les détecteurs :

- Pour la partie "Inner" : $L = L_1 / \cos \theta$
- Pour la partie "Outer" : $L = L_2 / \cos \theta$

où L_1 , et L_2 sont les distances entre les TOF et les deux parties des calorimètres.

A noter que les pions et les électrons interagissent différemment dans le calorimètre. Comme on l'a vu au paragraphe 3.2, les électrons forment une gerbe électromagnétique qui se propage à travers le détecteur alors que les pions sont au minimum d'ionisation et forment une traîne tout au long de leur trajectoire. A cet égard la particule représentée sur la figure 3.10 est un pion ! (l'électron, lui, se perd dans le détecteur). Du fait de cette différence de comportement, les deux particules sont utilisées de façon complémentaire et permettent d'affiner l'étalonnage.

3.3.2 De la détection des neutrons dans CLAS

Comme on l'a vu au chapitre 3.1, la réaction $ep \rightarrow eN^*\gamma$ nécessite la détection d'un neutron de l'état final, pas seulement son identification ou sa reconstruction en tant que particule manquante, mais la mesure complète de son énergie et de sa direction dans le laboratoire. C'est un cas très particulier dans l'histoire de CLAS

car force est de constater que la détection des neutrons a toujours été évitée lors des analyses précédentes. On préfère, en effet, considérer la particule neutre comme la particule manquante du système, utilisant au minimum les informations qu'on peut en extraire.

C'est un fait : CLAS détecte avec beaucoup plus de précision et de fiabilité les particules chargées, les neutrons ayant toujours été traités en parents pauvres en terme d'efficacité et de résolution. D'une part, les calorimètres électromagnétiques (seul détecteur utilisable pour les neutres²) couvrent une fraction modeste de l'espace de phase : l'angle θ de la particule doit être compris entre 10° et 45° et la couverture en ϕ est également limitée par la présence des aimants du "Torus". D'autre part, en ce qui concerne les neutrons, ils sont détectés avec une efficacité limitée (30% pour des neutrons de 1 GeV par exemple [58]) et la résolution en impulsion, conditionnée par la mesure du temps de vol, est dégradée essentiellement à cause de l'incertitude sur la position d'interaction des neutrons dans le calorimètre (entraînant une erreur sur les distances de vol et donc sur l'énergie mesurée). En ce qui concerne les photons, l'efficacité de détection est de 100%, mais comme leur énergie est mesurée à partir de l'énergie déposée dans le calorimètre, on est obligé de supprimer les événements pour lesquels le photon a interagit sur les bords du calorimètre de peur de perdre une partie du signal ; ceci limite encore d'avantage l'espace efficace disponible.

En ce qui nous concerne, il n'est pas possible de s'affranchir de la détection du neutron car nous avons déjà une particule manquante, neutre de surcroît : le photon issu, soit du rayonnement de l'électron, soit du processus Compton. Ce photon échappe trop souvent à la détection et nous sommes donc contraints de déduire ses caractéristiques à l'aide des autres particules : l'électron, le pion et le neutron.

Ce fût donc, ici, l'occasion d'étudier, pour la première fois, la qualité de détection des neutrons dans CLAS. Nous allons montrer dans ce chapitre la nécessité de corriger à la fois l'énergie et la direction, obtenues par les algorithmes standards.

Pour ce faire, il faut pouvoir *isoler* le neutron au sein d'une réaction surcontrainte dans laquelle nous pourrions obtenir les informations sur la particule d'une part à l'aide des détecteurs et d'autre part en la reconstruisant à partir des autres particules. La comparaison de ces deux sources d'information permettra de vérifier la qualité de détection du neutron.

La réaction la plus simple impliquant un neutron est le canal de production de pion : $ep \rightarrow en\pi^+$. La détection de l'électron et du pion étant considérées comme bien meilleures que celle du neutron et leur impulsion étant de plus corrigée, on peut estimer que le neutron reconstruit aura des caractéristiques cinématiques très proches de celles du neutron réel.

²On a également utilisé avec succès, dans d'autres analyses [57], les scintillateurs de temps de vol mais avec des efficacités faibles (5%), incompatibles avec notre analyse.

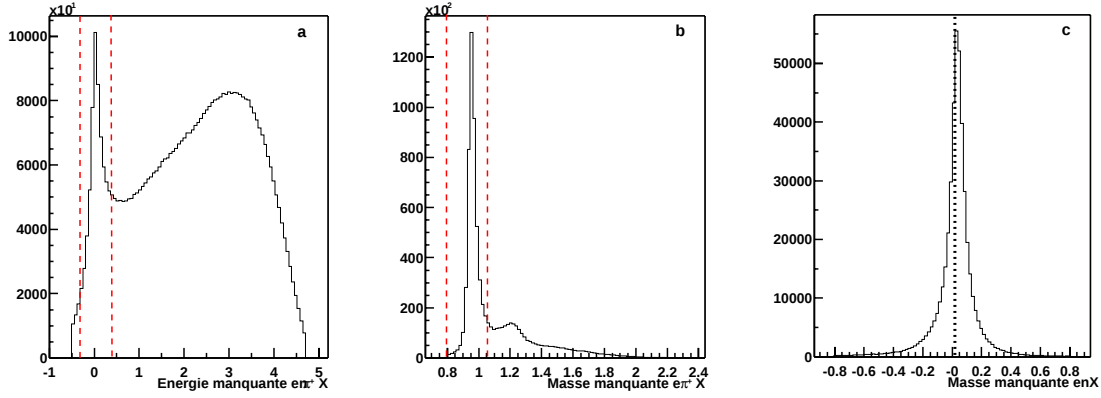


FIG. 3.11 – Sélection de la réaction $ep \rightarrow en\pi^+$. (a) Énergie manquante du système $en\pi^+X$. La sélection effectuée est indiquée par les tirés. (b) Masse manquante $Mm^2_{ep \rightarrow en\pi^+X}$, il s'agit donc d'un pic à la masse du neutron. (c) Masse manquante $Mm^2_{ep \rightarrow enX}$, les pointillés indiquent la masse au carré du pion.

3.3.3 Détection de la réaction $ep \rightarrow en\pi^+$

Pour détecter cette réaction, nous sélectionnons d'abord les événements comportant un électron, un π^+ , un neutron et aucune autre particule. Nous exigeons ensuite que l'énergie manquante du système (voir figure 3.11) soit inférieure à 400 MeV ce qui permet d'exclure la plupart des cas où une autre particule aurait échappé à la détection. Puis nous sélectionnons le pic du neutron par la masse manquante du système $en\pi^+X$. Nous avons ainsi isolé la réaction de façon exclusive.

Jusqu'ici, nous n'avons pas encore exploité l'information provenant de la détection du neutron. La figure 3.11.c donne la distribution de la masse manquante carré $Mm^2_{ep \rightarrow enX}$ pour laquelle nous observons un pic à la masse du pion. Il est clair que le pic est légèrement décalé mais surtout déformé par rapport à la distribution naturelle d'une gaussienne. Le pic est asymétrique ce qui laisse supposer que la détection du neutron n'est pas parfaite.

Pour se faire une idée du problème, on a représenté sur la figure 3.12 la différence des énergies du neutron détecté et du neutron reconstruit³ pour chaque secteur de CLAS. De même, la figure 3.13 reproduit la différence des angles θ en fonction du θ reconstruit. La détection du neutron n'est donc pas satisfaisante et il nous faudra corriger l'énergie et l'angle θ . En ce qui concerne le ϕ nous n'observons pas de dépendance significative en fonction de la direction ou de l'énergie du neutron. On

³Cette différence est équivalente à l'énergie manquante de la réaction $ep \rightarrow en\pi^+$

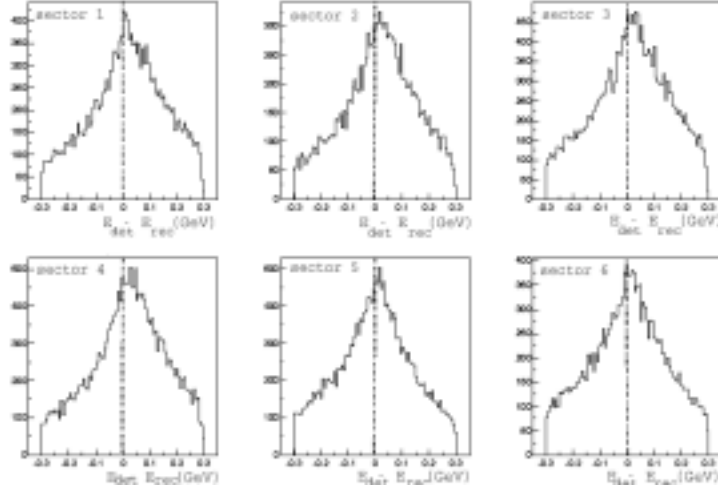


FIG. 3.12 – Différence entre l'énergie du neutron détecté et l'énergie du neutron reconstruit ($ep \rightarrow e\pi^+(n)$) pour chaque secteur de CLAS.

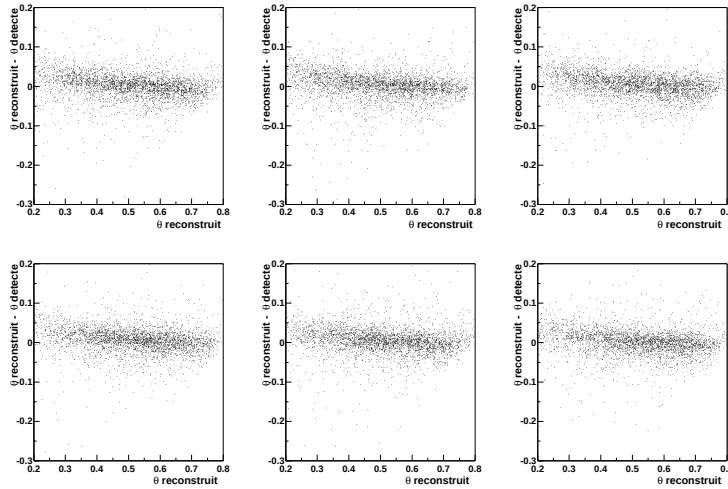


FIG. 3.13 – Différence entre le θ du neutron détecté (en radian) et le θ reconstruit ($ep \rightarrow e\pi^+(n)$) en fonction de θ reconstruit

pourra consulter l'annexe E pour une étude détaillée des différentes dépendances.

D'où peuvent provenir ces décalages ? Principalement d'une mauvaise calibration des détecteurs pour les neutres. Les calorimètres ont en effet été étalonnés en utilisant des réactions ne faisant pas intervenir de neutron (ni de photon) mais des électrons et des pions (voir paragraphe 3.3.1). Par ailleurs, la distance entre la position d'interaction dans le calorimètre et la cible (définissant la distance de vol) est fixée une fois pour toutes. Celle-ci correspond à une mesure ne dépendant que de la géométrie du détecteur.

Au vu de ces données, il semble que l'on puisse améliorer la résolution de la détection en corrigeant l'énergie et la direction des neutrons.

3.3.4 Correction de la détection des neutrons

Pour faire la correction, on utilise toujours la réaction $ep \rightarrow en\pi^+$. L'espace de phase de cette réaction est très proche du nôtre (figure 3.14 que l'on pourra rapprocher de la figure 4.1 pour notre réaction $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$).

En partant du principe que les caractéristiques du neutron reconstruit à l'aide des autres particules correspondent à celle du vrai neutron physique, on définit les corrections comme les différences en énergie et en angle de ce neutron avec le neutron effectivement détecté. Cette correction dépendra en outre de deux paramètres : les angles θ et ϕ . Afin de tenir compte de ces dépendances, nous avons découpé en intervalles réguliers l'espace de phase en θ et en ϕ , comme indiqué par le tableau suivant pour le secteur 1 (pour les autres secteurs, les intervalles en θ sont inchangés et ceux en ϕ sont obtenus par rotations successives de 60°); ce découpage reflète la structure triangulaire du calorimètre) :

Intervalle θ		Intervalle ϕ							
5°	18,33°	-28°	0°	0°	28°				
18,33°	25,21°	-28°	-8,2°	-8,2°	8,2°	8,2°	28°		
25,21°	32°	-28°	-8,2°	-8,2°	8,2°	8,2°	28°		
32°	38,96°	-28°	-11,46°	-11,46°	0°	0°	11,46°	11,46°	28°
38,96°	50°	-28°	-11,46°	-11,46°	0°	0°	11,46°	11,46°	28°

Pour simplifier le problème, nous allons séparer la correction en énergie de la correction en angle. Pour ce faire, on remarque que l'énergie manquante de la réaction $ep \rightarrow en\pi^+$ est indépendante des angles, et fonction seulement de l'énergie du neutron.

Correction en énergie.

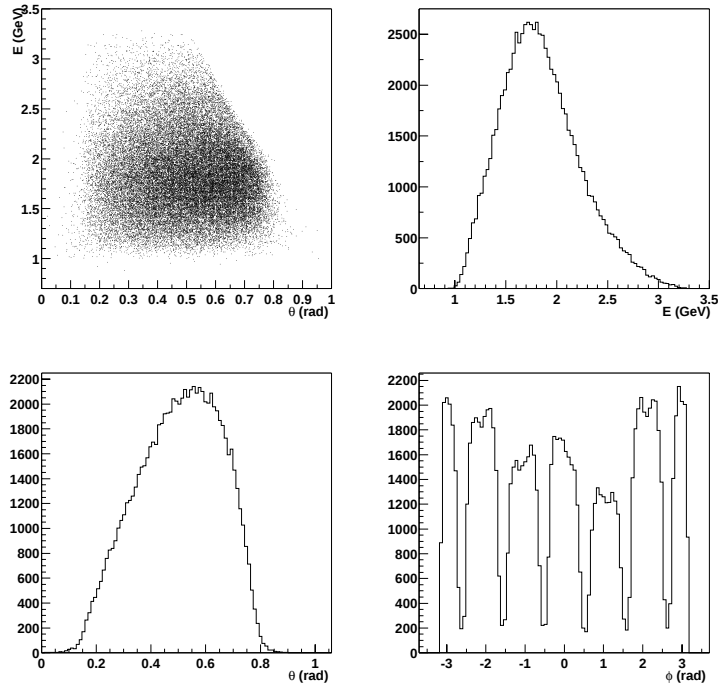


FIG. 3.14 – *Energie et angles du neutron pour la réaction $ep \rightarrow en\pi^+$. De gauche à droite et de haut en bas : Corrélation entre énergie et angle θ (en radian). Distribution en énergie. Distribution en θ . Distribution en ϕ (On remarque ici que l'efficacité de CLAS dépend du secteur considéré).*

Rappelons que l'énergie du neutron est mesurée dans CLAS à partir du temps de vol depuis la cible jusqu'au calorimètre. Ainsi, deux variables définissent l'énergie E_n du neutron (la distance de vol L et le moment T d'interaction dans le détecteur) suivant l'équation :

$$E_n = \sqrt{P_n^2 + M_n^2} \quad (3.18)$$

$$P_n = \frac{M_n}{\sqrt{\frac{c^2 T^2}{L^2} - 1}} \quad (3.19)$$

ou M_n est la masse du neutron, P_n le moment du neutron, et c la vitesse de la lumière. Il est donc possible d'avoir à corriger des erreurs sur le temps T (erreur d'étalonnage en temps du calorimètre), mais également sur la distance L (erreur de mesure sur la géométrie du détecteur). Cependant, le temps T ne devrait pas poser de problème, car ce dernier a été étalonné lors de la première phase d'analyse des données effectuées par la collaboration. En revanche, la distance L , fournie par les bases de données du détecteur, ont été mesurées une fois pour toutes, il y a plusieurs années, et correspondent à la distance entre la cible et la face d'entrée du calorimètre. Or, le neutron a une probabilité égale d'interagir à n'importe quelle profondeur dans le détecteur. Nous avons donc décidé de corriger l'énergie du neutron en recalculant correctement la distance L parcourue par ce dernier.

En pratique, nous disposons des informations suivantes :

- L'instant T de l'interaction, c'est l'information temporelle fournie par le calorimètre.
- La position $\vec{r}$ de l'interaction dans le détecteur, c'est à dire le point d'entrée du neutron dans la partie "Inner" du calorimètre ou dans la partie "Outer" suivant le lieu exacte de l'interaction.
- La position du vertex $\vec{v}$ de la réaction dans la cible déduite à l'aide des trajectoires des particules chargées.

On a : $L = |\vec{r} - \vec{v}|$

La procédure est alors simple : On recalcule l'énergie manquante ΔE de la réaction $ep \rightarrow en\pi^+$ en modifiant la distance L parcourue par le neutron afin d'obtenir un pic centré en zéro pour chaque intervalle en ϕ et en θ . On sépare également les cas où la particule a interagi dans la partie "Inner" du calorimètre des cas où celle-ci a interagi dans la partie "Outer".

$$\Delta E = E_{e_{in}} + E_p - E_{e_{out}} - E_n - E_{\pi^+} \quad (3.20)$$

où E_n est calculé selon l'équation 3.18 et les autres énergies sont connues (mesurées par les détecteurs de CLAS).

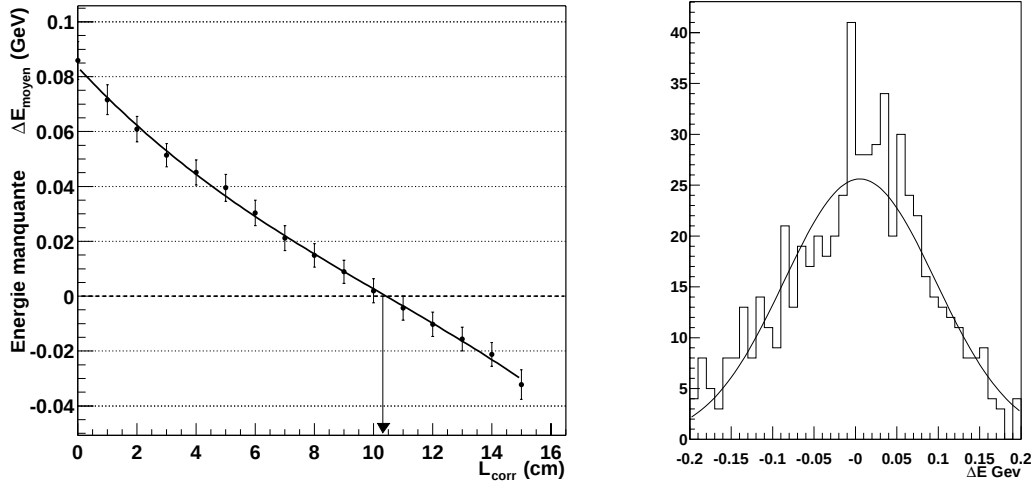


FIG. 3.15 – Evolution du centroïde de la distribution ΔE en fonction de la correction appliquée à la distance de vol du neutron L_{corr} pour une interaction dans la partie “Inner” du calorimètre et $18^\circ < \theta < 25^\circ$ et $-8^\circ < \phi < 8^\circ$ (secteur 1). A droite, on représente la distribution ΔE correspondant au cas $L_{\text{corr}} = 10\text{cm}$.

On teste les différentes valeurs possibles de L par pas de 1cm . A chaque fois nous évaluons la valeur moyenne ΔE_{moyen} de la masse manquante comme le centroïde d’une gaussienne tiré sur la distribution ΔE sur une fenêtre allant de $-0,2$ à $0,2$ GeV. La figure 3.15 représente l’évolution de ce centroïde en fonction de la distance de correction L_{corr} dans le cas où le neutron a touché le détecteur initialement dans la partie “Inner” et pour un bin particulier. Nous représentons également la distribution ΔE correspondant à la correction choisie. Pour obtenir cette correction nous avons approché le graphe 3.15 à l’aide d’un polynôme d’ordre trois et calculé la valeur L_{corr} pour laquelle ce polynôme est égal à zéro.

Nous obtenons alors une table donnant L_{corr} pour chaque intervalle en θ et ϕ . Cette table a été portée en annexe.

L’effet de cette correction sur l’énergie manquante est représenté sur la figure 3.16, où l’on donne également la distance moyenne rajoutée au parcours des neutrons, dans les cas où le neutron a interagi dans la partie “Inner” et la partie “Outer”. La figure 3.17 donne la correction pour chaque intervalle en ϕ et en θ dans le cas du secteur 1 de CLAS.

Essayons de comprendre les valeurs de ces corrections. Dans le cas d’une interaction dans la partie “Inner” du calorimètre, on rajoute en moyenne dix centimètres à

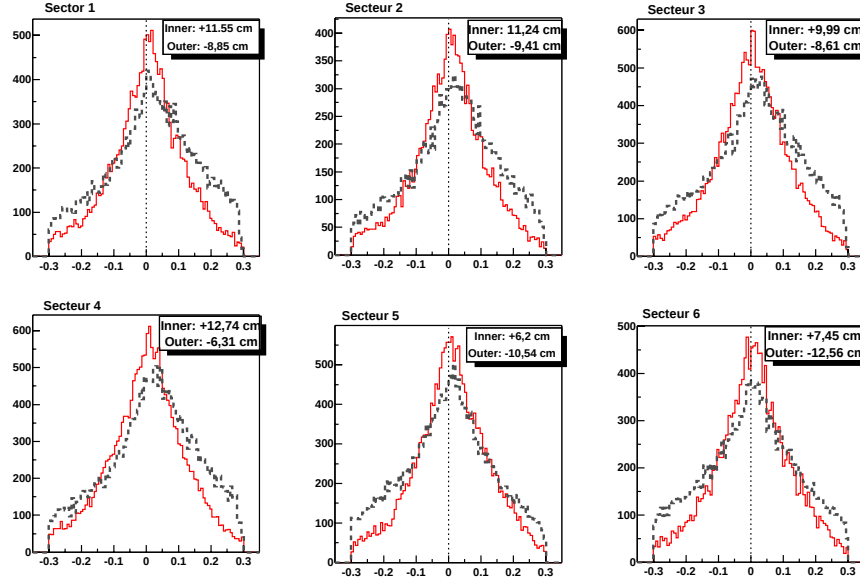


FIG. 3.16 – *Energie manquante (GeV) de la réaction $ep \rightarrow en\pi^+$ pour chaque secteur de CLAS. Ligne pointillée : avant correction sur la distance de vol. Ligne continue : après correction. En encart sont données les corrections moyennes en cm dans les cas où le neutron a interagi initialement dans la partie “Inner” et dans la partie “Outer” du calorimètre*

8.03	11.9	9.55	9.12	-8.0	-5.0	-4.0	-8.5
6.92	6.94	7.10	7.11	-10.5	-9.3	-10.4	-9.9
4.96	5.36	6.42		-9.0	-11.4	-11.0	
6.43	7.52	8.11		-10.3	-9.9	-11.3	
6.68	5.74			-10.5	-11.4		
(a)				(b)			

FIG. 3.17 – *Correction en cm de la distance de vol des neutrons pour le secteur 1, pour chaque bin en θ et ϕ (a) lorsque le neutron a interagi dans la partie “Inner” et (b) dans la partie “Outer”.*

la trajectoire. Comme L était précédemment calculé comme la distance entre la cible et le point d'entrée dans le calorimètre et que les neutrons interagissent principalement sur toute la longueur traversée, cette correction correspond bien au parcours supplémentaire du neutron dans le détecteur. En revanche dans le cas d'une interaction dans la partie "Outer" on retire une dizaine de centimètre à la trajectoire ! Pour trouver l'origine de ce problème, il faudra décortiquer le code d'étalonnage du calorimètre. La distance parcourue par l'électron (L_2 sur la figure 3.10) entre les scintillateurs et la partie "Outer" du calorimètre, et utilisée pour l'étalonnage en temps, a été systématiquement sous-estimée entraînant de fait une erreur sur le temps (également sous-estimé) fourni par le détecteur. La correction que nous faisons tient compte de cette erreur. En attendant qu'une prochaine modification du code de calibration prenne en compte ce problème, nous avons décidé de conserver une correction unique sur la distance sans en rajouter une autre sur le temps. Remarquons que seul le rapport du temps sur la longueur entre en jeu dans les équations de sorte qu'une correction sur le temps de parcours est parfaitement équivalente à une correction sur la distance parcourue⁴.

Correction de l'angle θ

Une fois la correction en énergie effectuée, nous pouvons aborder la correction angulaire du neutron. On procède de la même manière, mais cette fois nous allons utiliser la masse manquante $Mm_{ep \rightarrow enX}^2$ sachant qu'elle doit former un pic centré sur la masse carré du pion ($0,019 \text{ GeV}^2$). Les intervalles en θ et ϕ sont les mêmes que précédemment.

Comme on l'a vu pour la correction en énergie, on fait varier également l'angle θ cette fois par pas de $0,1^\circ$. On obtient, à chaque fois, une distribution de la masse manquante que l'on approche à l'aide d'une gaussienne. L'évolution du centroïde de cette gaussienne en fonction de la correction θ_{corr} est représentée sur la figure 3.18. Ce graphe est alors ajusté par un polynôme d'ordre 3. L'intersection de ce polynôme avec la masse au carré du pion ($0,019 \text{ GeV}^2$) donne la correction finale en θ . À droite est représentée la distribution sélectionnée et la gaussienne qui lui est associée.

La figure 3.19 donne la masse manquante $Mm_{ep \rightarrow enX}^2$ en fonction de l'angle θ du neutron dans CLAS avant et après la correction en angle et la correction en énergie.

Finalement, nous vérifions que la méthode corrige bien la mesure en θ des neutrons : la figure 3.20 représente la différence entre le θ reconstruit et le θ détecté (mais corrigé) en fonction du θ reconstruit. Cette figure est la même que la figure 3.13 après correction.

⁴Nous considérons de plus qu'il n'est pas souhaitable de rattraper une erreur de code dans une autre partie code, cette technique pouvant entraîner des incohérences et des conflits dans les versions ultérieures du programme.

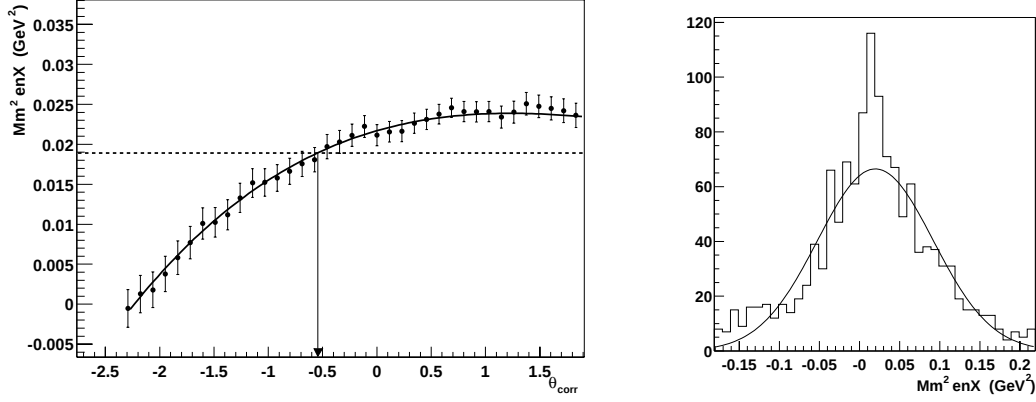


FIG. 3.18 – Evolution du centroïde de la masse manquante $Mm^2_{ep \rightarrow enX}$ (pour une distribution assimilée à une gaussienne) en fonction de la correction appliquée sur l'angle θ du neutron (en degré) pour une interaction dans la partie “Inner” du calorimètre et $18^\circ < \theta < 25^\circ$ et $-8^\circ < \phi < 8^\circ$ (secteur 1). A droite, on représente la distribution $Mm^2_{ep \rightarrow enX}$ correspondant au cas $\theta_{corr} = -0,55^\circ$.

3.3.5 Effet des corrections

L'application des corrections décrites précédemment permet d'améliorer nettement la position et la résolution des pics.

Pour la réaction $ep \rightarrow en\pi^+$ nous donnons sur la figure 3.21 l'effet produit sur la masse manquante $Mm^2_{ep \rightarrow enX}$. L'amélioration est résumée sur le tableau suivant où l'on a ajusté ces distributions à l'aide d'une gaussienne.

	Avant	Après
Position	0,032 GeV^2	0,020 GeV^2
Sigma	0,052 GeV^2	0,041 GeV^2

Voyons à présent quelles sont les modifications apportées aux pics de notre réaction ($ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$) et en particulier la masse manquante $Mm^2_{ep \rightarrow en\pi^+}$ permettant de sélectionner le γ de la réaction qui échappe à la détection (voir paragraphe 3.1). La figure 3.22 illustre l'amélioration obtenue. Il est à noter que le nombre d'événements inclus dans le pic principal après soustraction du bruit de fond est augmenté de près de 10%.

Maintenant que l'ensemble des particules est correctement identifié, que les paramètres de celles-ci ont été corrigés, nous sommes en bonne disposition pour commencer à sélectionner notre réaction.

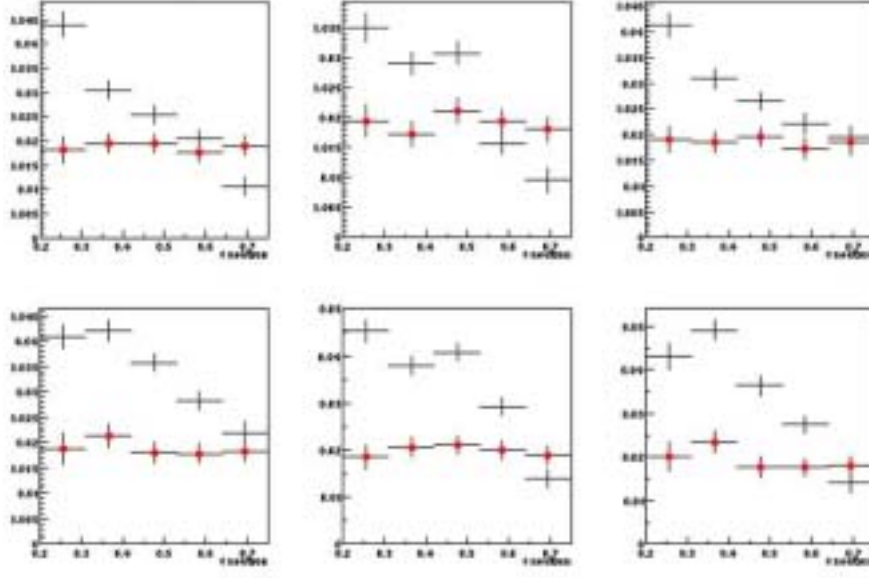


FIG. 3.19 – Evolution de la masse manquante $Mm^2_{ep \rightarrow enX}$ en fonction de l'angle θ (en radian) du neutron dans CLAS pour chaque secteur, avant et après (carré) correction sur l'énergie et sur l'angle du neutron.

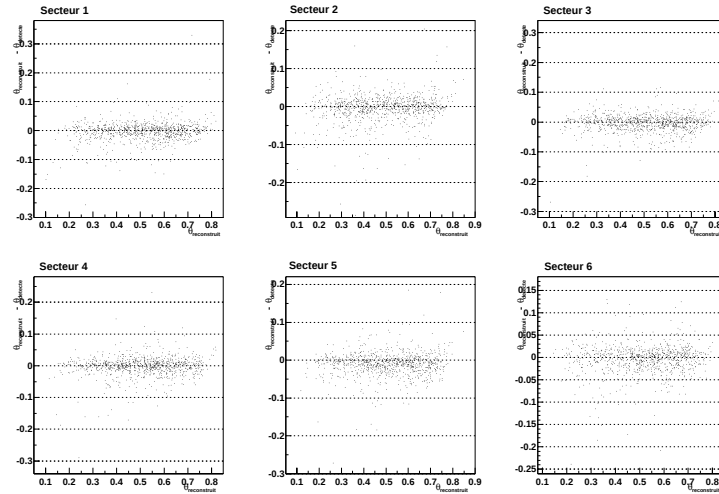


FIG. 3.20 – Différence entre le θ (en radian) reconstruit du neutron et le θ détecté ($ep \rightarrow e\pi^+(n)$) en fonction du θ reconstruit après correction sur l'angle. A rapprocher de la figure 3.13

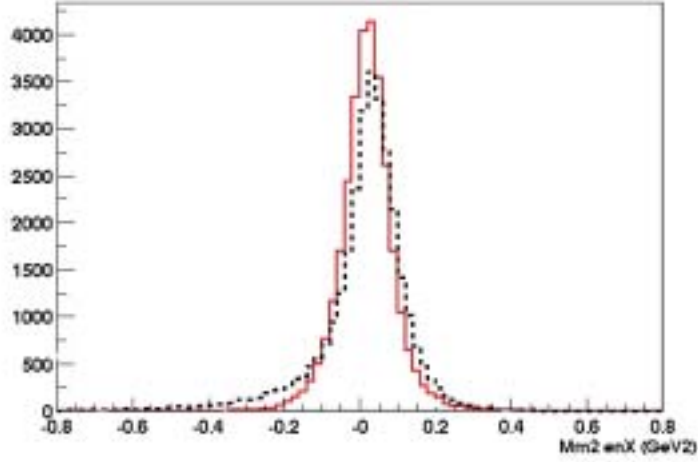


FIG. 3.21 – Masse manquante $Mm^2_{ep \to en X}$ avant et après les corrections appliquées sur la distance de vol et l'angle θ mesuré du neutron.

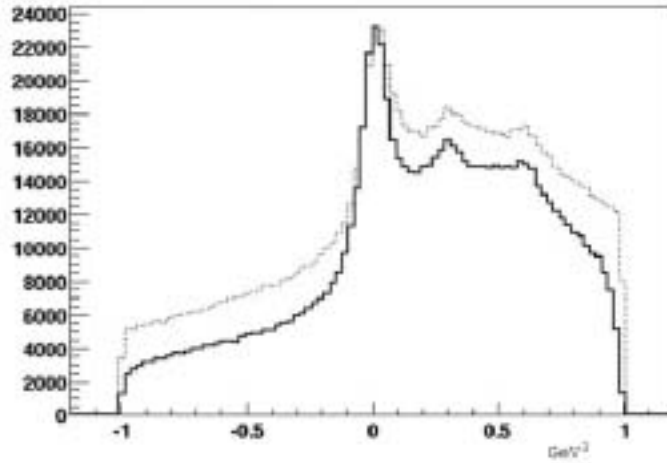


FIG. 3.22 – Masse manquante $Mm^2_{ep \to en \pi^+ X}$ avant (en pointillé) et après (trait plein) les corrections appliquées sur la distance de vol et l'angle θ mesuré du neutron.

On trouvera le détail des corrections appliquées à l'annexe D.

Chapitre 4

Analyse de la réaction

4.1 Généralités

Nous sélectionnons la réaction $ep \rightarrow en\pi^+X$ où X est la particule manquante : un γ dans le cas qui nous concerne. Nous utilisons l'ensemble des particules détectées afin de reconstituer, en masse et en énergie, la particule manquante. L'énergie manquante est décrite par l'équation 3.20. La masse manquante, quant à elle, s'obtient à l'aide des quadrivecteurs des particules détectées, suivant la relation¹ :

$$Mm_{ep \rightarrow en\pi^+X}^2 = (q + p - p_{\pi^+} - p_n)^2$$

Une autre variable d'importance est la masse invariante $MI_{n\pi^+}$ du système formé par le pion et le neutron, définie par :

$$MI_{n\pi^+} = \sqrt{(p_{\pi^+} + p_n)^2}$$

La figure 4.1 donne les distributions de ces trois variables. Pour chacune des trois figures, on ne présente que les événements où $W > 1.8$ GeV (afin de s'affranchir des événements de simple production de résonances, sans émission de γ). On distingue parfaitement sur la masse invariante(4.1.c) les trois régions des résonances à 1,232 GeV, $\sim 1,500$ GeV et $\sim 1,650$ GeV. Celle-ci est fortement corrélée à l'énergie manquante de la réaction : plus la masse de la résonance formée est grande, moins il reste d'énergie pour la particule manquante. La figure 4.2 donne la corrélation entre l'énergie manquante et la masse invariante. On voit que le Δ^+ correspond à des énergies de la particule manquante allant de 2 à 4 GeV alors que la dernière région ne s'accompagne que d'une particule allant de 1 à 3 GeV. La masse manquante, quant à elle, donne un pic à la masse du γ et du η ($\sim 0,3$ GeV²). On remarque ici que le bruit de fond est assez conséquent. Si on peut séparer facilement les événements où la particule manquante est un η de ceux où celle-ci est un γ (ou un π^0), on verra, au paragraphe suivant, qu'il n'est pas possible, compte tenu de la résolution, d'isoler

¹les notations utilisées dans ce travail sont portées en annexe.

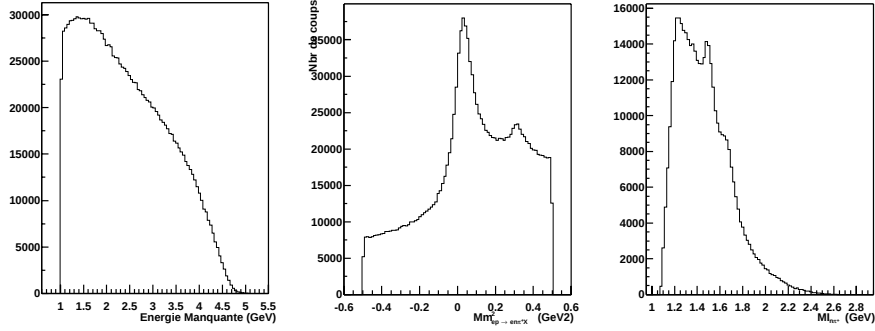


FIG. 4.1 – (a) *Energie manquante de la réaction $ep \rightarrow en\pi^+X$ en GeV. Les événements inférieurs à 0,3 GeV sont supprimés car ils correspondent à la réaction $ep \rightarrow en\pi^+$.* (b) *Masse manquante $Mm_{ep \rightarrow en\pi^+X}^2$ en GeV^2 .* (c) *Masse invariante $MI_{n\pi^+}$ formée par le neutron et le π^+ en GeV. On y distingue les trois régions des résonances.*

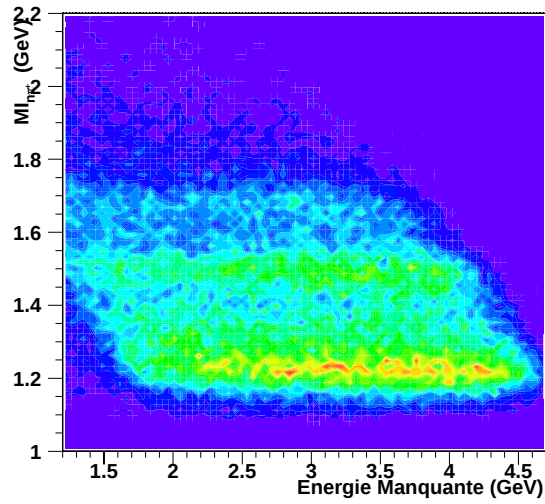


FIG. 4.2 – *Masse Invariante en GeV du système n, π^+ en fonction de l'énergie manquante de la réaction $ep \rightarrow en\pi^+X$ en GeV. On distingue les trois régions des résonances.*

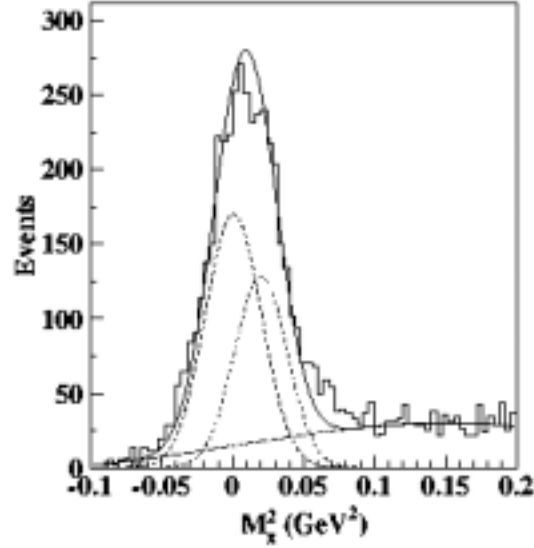


FIG. 4.3 – *Distribution de la masse manquante $Mm_{ep \rightarrow en\pi^+X}$ pour $70^\circ < \phi_{LH} < 110^\circ$ extrait de [36]. En pointillé sont représentées les distributions correspondant aux contributions des γ et des π^0 au pic.*

le cas où la particule manquante est un π^0 (masse carrée = $0,019 \text{ GeV}^2$). C'est là le principal problème pour extraire le signal du ΔVCS .

4.1.1 Première tentative

Dans un premier temps, nous avons tenté d'extraire le signal des γ en essayant d'ajuster par une double gaussienne les contributions respectives des γ et des π^0 au pic de la masse manquante $Mm_{ep \rightarrow en\pi^+X}$. Cette méthode avait déjà été utilisée avec succès pour extraire le signal du DVCS [36], dans le cas non résonant.

L'idée est d'isoler les deux réactions, $ep \rightarrow ep\gamma$ et $ep \rightarrow ep\pi^0$, en sélectionnant, pour la première, les événements où $\phi_{LH} \simeq 0$, où le BH est largement dominant, et en détectant, pour la deuxième, les deux γ issus du π^0 . On peut, alors, déduire le centroïde et la largeur de ces deux pics.

En revenant au cas général, c'est à dire sans condition sur l'angle ϕ_{LH} ou le nombre de γ détectés, on peut ajuster le pic $Mm_{ep \rightarrow en\pi^+X}$, où les événements γ et π^0 sont mélangés, à l'aide des deux gaussiennes précédentes, en ne faisant varier que leur amplitude. La figure 4.3 extraite de [36] donne un aperçu de la méthode pour un intervalle en ϕ_{LH} donné.

Malheureusement dans notre cas, il nous a été impossible d'utiliser cette méthode.

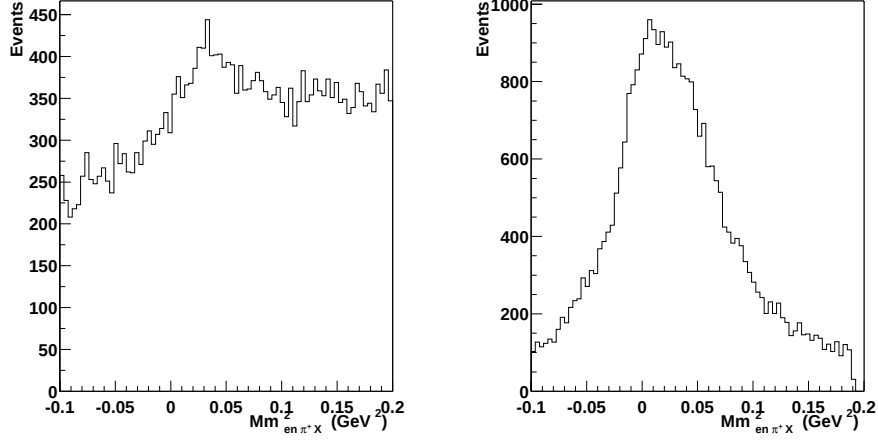


FIG. 4.4 – *Distribution de la masse manquante $Mm_{ep \rightarrow en\pi^+X}$ pour $70^\circ < \phi_{LH} < 110^\circ$ (à gauche) et pour $-1^\circ < \phi_{LH} < 1^\circ$ (à droite) dans le cas du ΔVCS*

D'une part, notre résolution est bien moins bonne que celle du DVCS (en partie car nous devons détecter un neutron) et la quantité de données est également moindre (car la section efficace est plus faible ainsi que l'acceptance du ΔVCS). A titre comparatif, la figure 4.4 donne le pic $Mm_{ep \rightarrow en\pi^+X}$ avec des coupures identiques à celui de la figure 4.3 (à gauche) et pour $-1^\circ < \phi_{LH} < 1^\circ$ (à droite).

Toutefois, nous utiliserons cette méthode dans la suite, non pas pour mesurer l'asymétrie, mais pour évaluer la contamination générale des π^0 (c'est à dire sur tout l'espace de phase et pour toute hélicité de l'électron incident) par rapport aux γ , évaluation qui peut se contenter d'une moindre précision (voir le paragraphe 4.5).

4.1.2 Méthode utilisée

Cette première tentative ayant échoué, il s'est avéré impossible de séparer les deux états finals. Cependant, nous pouvons toujours tenter d'extraire le signal de l'asymétrie de spin associée au ΔVCS et au BH.

Nous avons développé une approche alternative dont l'idée est basée sur le fait que les états finals du bruit de fond π^0 sont différents de ceux du ΔVCS et du BH (notre signal). Dès lors, le bruit de fond n'interfère pas avec le signal et leur contribution à l'asymétrie de spin est purement additive. En d'autres termes, si l'on mesure les contributions suivantes :

- l'asymétrie totale $\mathcal{A}$ intégrant le bruit de fond et le signal
- l'asymétrie $\mathcal{A}_{\pi^0}$ due uniquement au bruit de fond π^0

– le rapport N_{π^0}/N_γ du nombre d'événements π^0 au nombre d'événements γ alors on peut caculer analytiquement l'asymétrie de spin associée au ΔVCS . Il s'agit de la relation 4.28 qui sera calculée au paragraphe 4.6.

La principale difficulté est alors d'évaluer le rapport N_{π^0}/N_γ . Pour cela, nous allons d'abord isoler la réaction ($en\pi^+\pi^0$) en sélectionnant les données où il y a deux γ détectés. la réaction ainsi isolée, nous allons tâcher de comprendre quels sont les principaux mécanismes qui y contribuent (§4.2). Puis, nous simulerons ces différents mécanismes à l'aide d'un code (GSIM) basé sur un algorithme Monte-Carlo (voir §4.3). Une fois le bruit de fond compris, grâce à la topologie deux γ , nous serons en mesure, à l'aide des simulations, d'estimer sa contribution aux autres topologies² (0 γ , 1 γ ou tous les γ , où figurent le ΔVCS , le BH et le N^*VCS).

Nous verrons ensuite, toujours grâce aux simulations, quelles sont les distributions en ϕ_{LH} de chaque canal (bruit de fond et signal, cf §4.3.3 et §4.4.1) ; en ajustant ces distributions simulées à la distribution réelle, on obtiendra le rapport N_{π^0}/N_γ en fonction de ϕ_{LH} (§4.4.5).

Par ailleurs, les asymétries $\mathcal{A}_{\pi^0}$ et $\mathcal{A}$ ne posent pas de problèmes, elles seront mesurées directement sur les données comme nous le verrons aux paragraphes 4.2 et 4.6.

Mais commençons, dans un premier temps, par étudier la topologie 2 γ .

4.2 Événements 2 γ

4.2.1 Détection

En demandant qu'il y ait 2 γ , on sélectionne les événements ayant un π^0 dans l'état final ($en\pi^+\pi^0$). La figure 4.5, représente la masse invariante des deux γ , où l'on voit clairement le pic π^0 . Afin d'être sûr que la réaction corresponde bien à des événements neutron, π^+ , π^0 , on effectue également des coupures sur la masse manquante $MM_{ep \rightarrow en\pi^+\pi^0 X}$ (qui doit être centrée autour de 0 puisque tout est détecté, cf figure 4.6) et sur la masse manquante $MM_{ep \rightarrow e\pi^+\pi^0 X}$ (qui doit être centrée autour de la masse du neutron). On sélectionne ainsi le bruit de fond de façon parfaitement exclusive. Il faut bien sûr faire attention au fait que nous sommes dépendants de l'acceptance du détecteur. Il faut être prudent pour le moment et ne pas extrapoler les distributions observées au cas où l'on ne détecte qu'un seul ou aucun γ . Toutefois, la simulation que nous allons décrire au prochain chapitre va nous permettre de faire le lien entre ces différentes topologies.

²nous allons calculer pour chaque canal l'efficacité de détection de CLAS pour les π^0 ; à partir du nombre d'événements détectés dans la topologie 2 γ , on pourra remonter au nombre de π^0 dans les autres topologies.

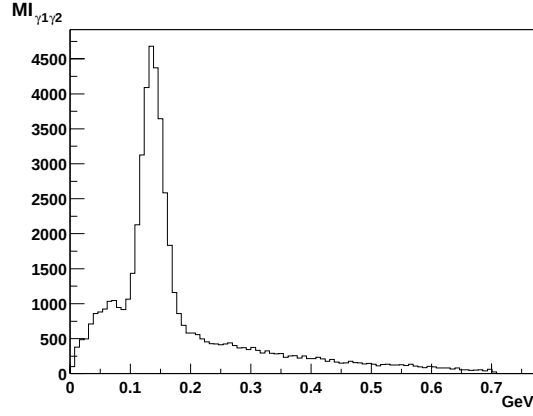


FIG. 4.5 – Masse invariante formée par les 2 γ détectés en GeV

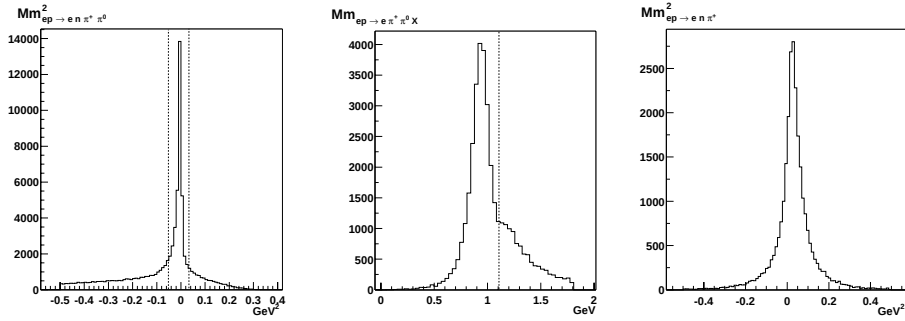


FIG. 4.6 – De gauche à droite : (a) masse manquante lorsque toutes les particules ont été détectées ; (b) masse manquante du neutron ; (c) masse manquante du π^0 (avec les deux coupures précédentes). Les coupures effectuées sont indiquées en pointillé. $-0,05 < Mm_{ep \rightarrow e n \pi^+ \pi^0 X} < 0,04$ et $Mm_{ep \rightarrow e \pi^+ \pi^0 X} < 1,1$

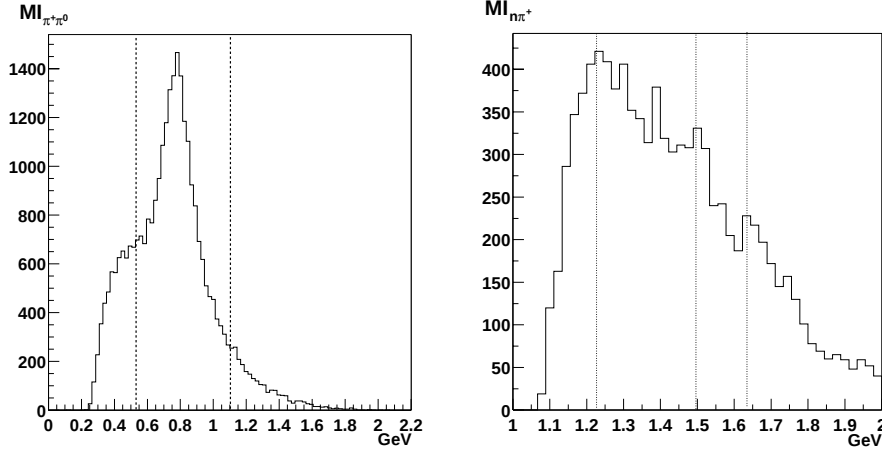


FIG. 4.7 – *Figure de gauche : masse invariante formée par les 2 pions ; on reconnaît un pic à la masse du ρ . Afin de séparer le cas de production de ρ des autres, on effectue la coupure suivante (en traits tiretés) : $0,55 < MI_{\pi^+\pi^0} < 1,1$. Figure de droite : masse invariante du système neutron- π^+ pour des événements en dehors de la coupure précédente. On observe les pics issus de la production de résonances (les trois régions sont indiquées en pointillés).*

La figure 4.7 représente la masse invariante du système formé par le π^+ et le π^0 . On observe clairement un pic à la masse du ρ (770 MeV). Ainsi, la réaction $ep \rightarrow en\rho^+$ fait-elle partie du bruit de fond. Par ailleurs, la figure 4.7 donne la distribution de la masse invariante du système neutron- π^+ en sélectionnant les événements éloignés du ρ^+ (c'est à dire en coupant le pic de la figure 4.7 selon les traits pointillés). On y distingue les trois régions des résonances. La production de résonances avec diffusion d'un π^0 contribue donc aussi au bruit de fond. En particulier, pour $MI_{n\pi^+} < 1,35$ GeV, nous devons considérer comme bruit de fond la réaction $ep \rightarrow e\Delta^+\pi^0$. Enfin, on considère que le reste du continuum, dans ces deux spectres, est formé de la production de 2 pions : $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$.

En résumé, nous considérons comme contributions à la réaction $en\pi^+\pi^0$ les trois réactions suivantes :

- $ep \rightarrow en\rho^+$
- $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$
- $ep \rightarrow e\Delta^+\pi^0$

qui constitueront le bruit de fond du ΔVCS et du N^*VCS .

4.2.2 Asymétrie associée aux événements 2 γ

Avant de se pencher sur les simulations pour essayer de reproduire et de comprendre les données, restons sur la topologie 2 γ et estimons l'amplitude de l'asymétrie dans le cas où le π^0 est détecté. Cette asymétrie s'écrit :

$$\mathcal{A}_{\pi^0} = \frac{1}{\mathcal{P}_e} \frac{\sigma_{\pi^0}^+ - \sigma_{\pi^0}^-}{\sigma_{\pi^0}^+ + \sigma_{\pi^0}^-} \quad (4.1)$$

où $\sigma_{\pi^0}^{+(-)}$ est le nombre de π^0 compté pour un faisceau d'électrons incidents d'hélicité positive (négative) et $\mathcal{P}_e$ est le taux de polarisation du faisceau d'électrons. Celui-ci a été mesuré tout au long de l'expérience et vaut en moyenne 72,4%.

L'erreur associée à cette asymétrie est donnée [59] par :

$$\delta\mathcal{A}_{\pi^0} = \frac{2}{\mathcal{P}_e} \frac{\sigma_{\pi^0}^+ \sigma_{\pi^0}^-}{(\sigma_{\pi^0}^+ + \sigma_{\pi^0}^-)^2} \sqrt{\left(\frac{\delta\sigma_{\pi^0}^+}{\sigma_{\pi^0}^+}\right)^2 + \left(\frac{\delta\sigma_{\pi^0}^-}{\sigma_{\pi^0}^-}\right)^2} \quad (4.2)$$

où $\delta\sigma_{\pi^0}^{+(-)}$ est l'erreur sur la mesure. Nous ne considérerons ici que les erreurs statistiques

La figure 4.8 représente la distribution en ϕ_{LH} pour les deux états de polarisation du faisceau (avec l'ensemble des coupures décrites au paragraphe précédent) et la figure 4.9 donne l'amplitude de l'asymétrie. Cette amplitude contient l'ensemble des contributions du bruit de fond. Nous n'avons en effet pas assez de statistique pour séparer les différents canaux. Ces derniers peuvent présenter des asymétries faisceau différentes, et le résultat que nous obtenons n'est que la résultante de la combinaison des trois canaux pour la topologie considérée. A ce stade, ça ne veut pas dire que dans le topologie 0 ou 1 γ , l'asymétrie du bruit de fond sera la même, car le poids relatif des 3 canaux $en\pi^+\pi^0$, $e\Delta^+\pi^0$ et $en\rho^+$ peut être différent selon la topologie.

Cependant, nous verrons par la suite (§4.3) que, finalement, la contribution des différents canaux au bruit de fond π^0 ne dépend que marginalement du nombre de γ que l'on détecte dans CLAS. Nous pouvons estimer l'asymétrie du bruit de fond π^0 à 4,17% $\pm$ 0,69 et nous considérons que cette valeur est la même pour les quatre topologies concernant la détection des γ .

Cette asymétrie est intégrée sur l'ensemble de la région des résonances. Elle en inclut toutes les contributions et l'on a vu (figure 4.7) que les résonances de masse supérieure au Δ ne sont pas négligeables. Comme nous étudions plus particulièrement le ΔVCS plutôt que le N^*VCS , nous allons tenter d'estimer l'asymétrie en fonction de la masse de la résonance formée, c'est à dire en fonction de $MI_{n\pi^+}$. Par manque de statistique nous ne considérerons que deux cas différents : $MI_{n\pi^+} < 1,38$ GeV (région du Δ) et $MI_{n\pi^+} > 1,38$. De plus, pour augmenter la statistique, nous allons étendre l'analyse pour tout $W > 1,7$ GeV. On a, à partir de la relation 4.1 :

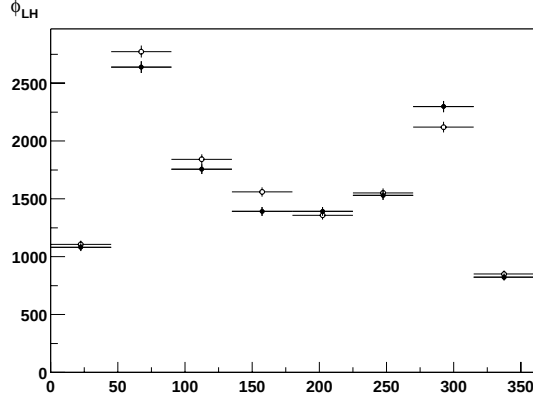


FIG. 4.8 – Distribution en ϕ_{LH} du bruit de fond π^0 (tous canaux) pour les deux états de polarisation possibles du faisceau. Ronds vides : hélicité positive, ronds pleins : hélicité négative.

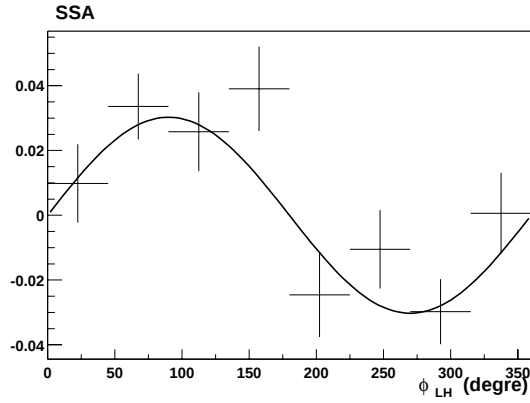


FIG. 4.9 – Asymétrie de spin (SSA) du bruit de fond π^0 en fonction de l'angle formé par les plans leptoniques et hadroniques ϕ_{LH} . L'amplitude de la sinusoïde avec laquelle nous avons approché la distribution est $3.02\% \pm 0.5$. L'asymétrie correspondante, en tenant compte du taux de polarisation du faisceau d'électrons, est $4.17\% \pm 0.69$.

$MI_{n\pi^+} < 1,38$				
Intervalle en ϕ_{LH}	$\sigma_{\pi^0}^+$ hélicité positive	$\sigma_{\pi^0}^-$ hélicité négative	$\mathcal{A}_{\pi^0}$ Asymétrie	$\delta\mathcal{A}_{\pi^0}$ Erreur
$30 < \phi < 150$	1972	1984	-0,41%	$\pm 2,19\%$
$210 < \phi < 330$	1621	1609	0,51%	$\pm 2,43\%$

Rappelons que l'asymétrie est antisymétrique par rapport à $\phi_{LH} = 180^\circ$; les deux points de mesures du tableau ci-dessus doivent donc être de même valeur et de signes opposés. L'asymétrie π^0 est donc en moyenne égale à :

$$\mathcal{A}_{\pi^0} = -(0,46 \pm 1,6)\% \quad (4.3)$$

On a également, les points de mesure suivant :

$MI_{n\pi^+} > 1,38$				
Intervalle en ϕ_{LH}	$\sigma_{\pi^0}^+$ hélicité positive	$\sigma_{\pi^0}^-$ hélicité négative	$\mathcal{A}_{\pi^0}$ Asymétrie	$\delta\mathcal{A}_{\pi^0}$ Erreur
$30 < \phi < 150$	3079	2779	7,0%	$\pm 1,8\%$
$210 < \phi < 330$	2392	2578	-5,16%	$\pm 1,95\%$

Soit une moyenne de $\mathcal{A}_{\pi^0} = 6,08 \pm 1,33\%$

On observe une nette différence entre les deux cas considérés : l'asymétrie est clairement positive pour $MI_{n\pi^+} > 1,38$ alors qu'elle est compatible avec 0 dans le cas où l'on sélectionne le Δ^+ . Par la suite, nous étudierons systématiquement ces deux cas de figures.

4.3 Simulations

4.3.1 Introduction

Le principal problème associé à cette analyse est, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, de déterminer si la particule manquante est un π^0 ou un γ (voir §4.1.2). Les simulations que nous allons faire vont servir d'une part à estimer l'efficacité de détection des π^0 pour les différents canaux contribuant au bruit de fond et, d'autre part, à connaître les distributions en ϕ_{LH} de l'ensemble des réactions en jeu. Ces informations vont nous permettre, au paragraphe 4.4, de mesurer la contribution des π^0 à l'ensemble des événements en fonction de ϕ_{LH} .

La contamination en π^0 est générée par les réactions de production de pions dont nous avons isolé trois canaux principaux :

- $ep \rightarrow e\Delta^+\pi^0$ (Production de résonances Δ)
- $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$ (Multiproduction de pions)
- $ep \rightarrow en\rho^+$ (Production de méson vecteur ρ)

Lors d'études précédentes [36] sur le DVCS, une soustraction directe de cette contamination en π^0 a pu être menée à bien en séparant les contributions respectives des π^0 et des γ au pic correspondant à la masse manquante $Mm_{ep \rightarrow en\pi^+X}^2$ (voir §4.1.1). Nous avons, pendant un certain temps, envisagé une approche similaire. Malheureusement, la résolution et surtout la statistique dont nous disposons se sont avérées des obstacles rédhibitoires. Il a donc fallu trouver une approche neuve pour tenter la séparation du fond π^0 du signal ΔVCS et BH. Cette approche utilise de façon intensive la simulation.

Nous avons simulé les trois réactions citées plus haut ainsi que le BH et le ΔVCS à l'aide de deux générateurs d'événements, le premier a été mis au point par nous, et est basé sur les travaux et un code théorique de Vanderhaeghen *et al.* [40], l'autre sur les travaux de Corvisiero *et al.* [60]. Nous avons ensuite simulé le réponse du détecteur CLAS à l'aide du logiciel GSIM (programme GEANT). La figure 4.10 représente le schéma de principe de l'analyse. Les données issues de la simulation sont ensuite analysées avec les mêmes programmes que ceux utilisés pour les données réelles.

4.3.2 Développement d'un générateur d'événements

Afin de simuler d'une part le signal du ΔVCS et du Bethe Heitler et d'autre part le bruit de fond π^0 , nous avons utilisé deux générateurs d'événements.

Pour la première réaction, $ep \rightarrow e\rho^+n$, nous avons utilisé un code écrit par le groupe de Gènes [60], également impliqué dans la collaboration CLAS, et qui donne directement un fichier exploitable par le logiciel GSIM. Ce code est basé sur des tables de sections efficaces et différentielles de photoproduction de 2 pions qui reproduisent les données mondiales. Le lecteur peut consulter la référence [60] pour plus de détails. En l'absence totale de données pour l'électroproduction exclusive de ρ^+ sur le nucléon, ces tables ont alors été extrapolées à l'électroproduction en les multipliant par le facteur de flux du photon virtuel et un facteur de forme dipolaire qui donne une pente en Q^2 raisonnable.

Pour les autres réactions, c'est-à-dire :

- $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$ (Bethe Heitler)
- $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$ (Compton)
- $ep \rightarrow e\Delta^+\pi^0$
- $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$

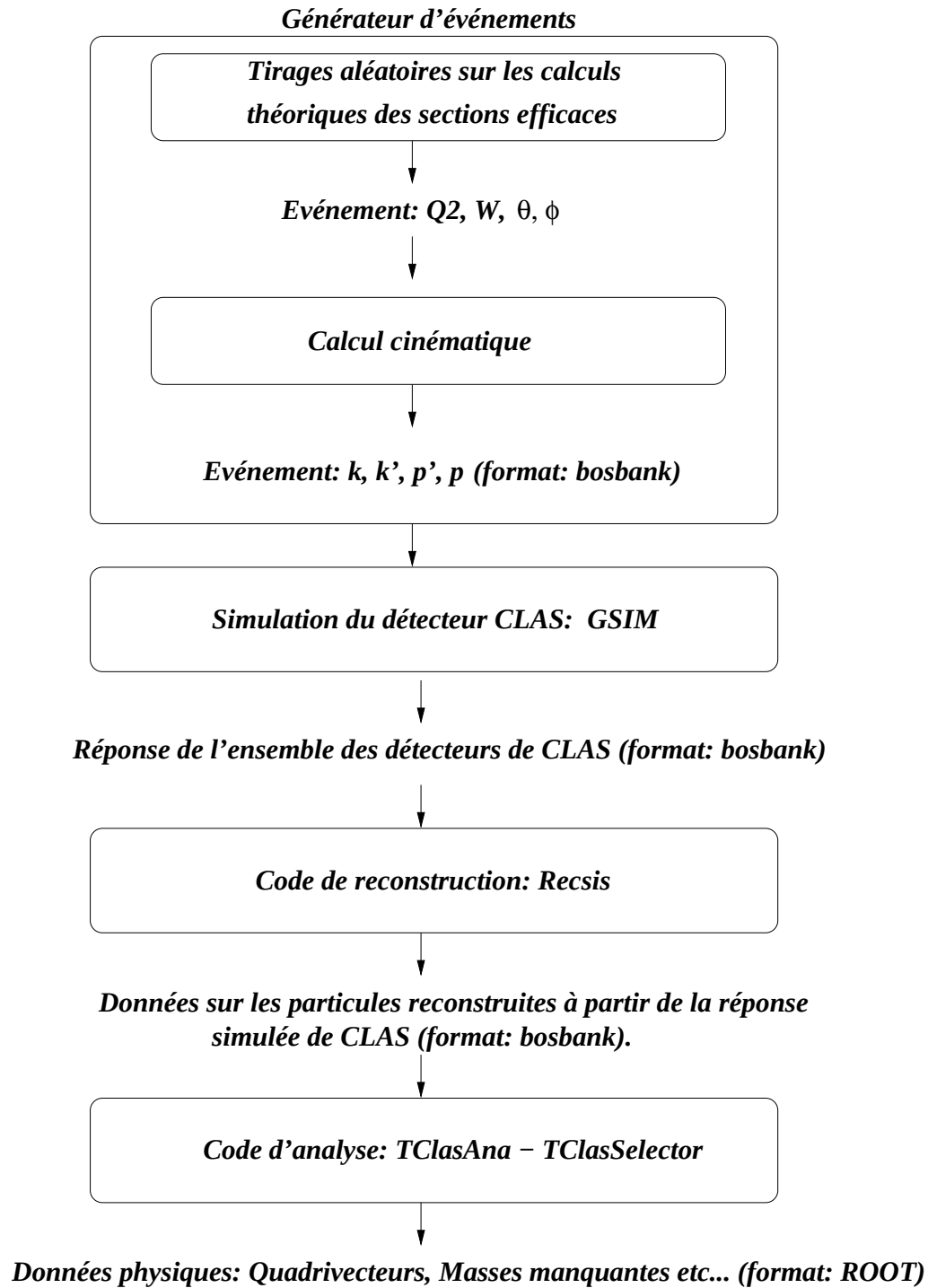


FIG. 4.10 – Schéma de principe de la simulation

nous avons développé notre propre générateur d'événement. Ce code théorique a été développé par M. Vanderhaeghen et les éléments théoriques sur lequel il est basé peuvent être trouvés dans la référence [37]. Pour le BH, le calcul est partiellement sans paramètres libres : seul le facteur de forme électromagnétique du Δ^+ entre en jeu et celui-ci est relativement bien connu ([38] et [39]). Pour le ΔVCS et le $\Delta\pi^0$, le code est basé sur une modélisation des GPD de transition $N \rightarrow \Delta$ (cf chapitre 1). En ce qui concerne le ΔVCS , E , $\tilde{H}$ et $\tilde{E}$ entrent en jeu tandis que pour le $\Delta\pi^0$, seul $\tilde{E}$, correspondant au pôle du pion, intervient. Le modèle peut donner des incertitudes quant à sa normalisation mais devrait être relativement réaliste quant aux formes des sections efficaces différentielles. Finalement, pour le $en\pi^+\pi^0$ non-résonnant, nous avons utilisé le programme “TGenPhaseSpace” de ROOT (ex-Genbod du CERN) qui tire les événements selon l'espace de phase.

Le code de calcul théorique donne les sections efficaces $\frac{d\sigma}{dQ^2 dx_B d\theta_{\gamma\gamma^*} d\phi_{LH}}$ de chacune des réactions précédentes en fonction de quatre variables cinématiques dont nous rappelons brièvement la définition :

- $Q^2 = -q^2$ reflète la “dureté” du choc entre l'électron incident et le proton ; cette variable définit la résolution avec laquelle on sonde le nucléon.
- $x_B = \frac{Q^2}{2M_p\nu}$: dans le modèle des partons x_B est la fraction d'impulsion du proton portée par le quark touché lors de l'interaction.
- $\theta_{\gamma\gamma^*}$ est l'angle entre le photon diffusé et le photon virtuel dans le laboratoire.
- ϕ_{LH} est l'angle entre le plan leptonique et le plan hadronique ; c'est à dire entre le plan formé par les électrons (incident et diffusé) et le plan formé par le Δ^+ et le photon diffusé.

Le logiciel d'analyse, que nous avons utilisé (ROOT), est capable de tirer de façon aléatoire sur des fonctions de 3 variables mais ne permet pas de le faire sur des fonctions de 4 variables. Nous avons étendu les capacités de ROOT au tirage aléatoire sur des fonction de 4 variables, en nous inspirant du code initial.

Une fois le tirage aléatoire effectué sur les fonctions théoriques. Nous disposons d'un fichier ROOT donnant pour chaque événement les variables cinématiques : $Q^2, x_B, \theta_{\gamma\gamma^*}, \phi_{LH}$. Il faut maintenant transformer ces variables afin d'obtenir les quadrimoments des particules dans le laboratoire, seules informations exploitables par le simulateur GSIM.

Quadrimoment de l'électron

L'énergie du photon virtuel s'écrit :

$$E_{\gamma^*} = \frac{Q^2}{2M_p x_{bj}} \quad (4.4)$$

où M_p est la masse du proton incident. L'impulsion du photon virtuel dans le laboratoire est alors :

$$P_{\gamma^*} = \sqrt{Q^2 + E_{\gamma^*}^2} \quad (4.5)$$

On en déduit directement l'impulsion et l'angle polaire $\theta_{e'}$ dans le laboratoire, de l'électron diffusé (on néglige la masse de l'électron) :

$$P_{e'} = E_{inc} - P_{\gamma^*} \quad (4.6)$$

$$\theta_{e'} = 2 \arcsin \sqrt{\frac{Q^2}{4E_{inc}P_{e'}}} \quad (4.7)$$

où E_{inc} est l'énergie du faisceau d'électron incident.

Dans un premier temps, nous fixons l'angle azimuthal ϕ de l'électron à 0.

Quadriment du photon et du π^0

Le moment du γ (ou du π^0) sortant peut être obtenu à partir d'un calcul de la masse manquante du Δ^+ dont nous devons définir, dans un premier temps, la masse W_{Δ^+} . Pour cela, nous tirons aléatoirement sur une distribution de Breit Wigner³ centrée sur la masse du Δ (1,232 GeV) et d'une largeur de 0,12 GeV. On a alors

$$P_{q'} = \frac{1}{2} \frac{(s - W_{\Delta^+}^2)}{E_{\gamma^*} + M_p - P_{\gamma^*} \cos \theta_{\gamma\gamma^*}} \quad (4.8)$$

avec

$$s = (p + k)^2 = M_p^2 - Q^2 + 2M_p E_{\gamma^*} \quad (4.9)$$

Les quadrivecteurs p et k ont été définis page 90.

Le vecteur $\vec{q}_{\gamma^*}$ d'amplitude $P_{q'}$, d'angle polaire $\theta_{\gamma\gamma^*}$ et d'angle azimuthal ϕ_{LH} définit le vecteur impulsion du photon (ou du π^0) diffusé, dans le laboratoire, et dans le référentiel où l'axe z coïncide avec le photon virtuel. Pour obtenir le vecteur par rapport à l'axe défini par l'électron incident, nous effectuons une simple rotation du vecteur $\vec{q}_{\gamma^*}$, dans le plan formé par l'électron incident et le photon virtuel, et d'angle :

$$\theta_{e\gamma^*} = \arccos \frac{\vec{k} \cdot \vec{q}}{P_k \cdot P_q} \quad (4.10)$$

³L'expression de cette distribution est : $BW = \frac{1}{(x-1,232)^2 + \frac{0,12^2}{4}}$

Nous noterons $\vec{q}'_k$ ce nouveau vecteur. Le quadrivecteur de la particule diffusée s'écrit alors

$$\mathbf{q}' = \begin{pmatrix} \vec{q}'_k \\ P_{q'} \end{pmatrix} \text{ pour un photon et}$$

$$\mathbf{q}' = \begin{pmatrix} \vec{q}'_k \\ \sqrt{P_{q'}^2 + M_{\pi^0}^2} \end{pmatrix} \text{ pour un } \pi^0.$$

Quadriment du π^+ et du neutron

Le π^+ et le neutron sont issus de la décroissance du Δ^+ . Le quadrivecteur de ce dernier peut être facilement obtenu à partir des autres quadrivecteurs :

$$p_{\Delta^+} = q + p - q'.$$

Nous considérons ici que la décroissance est isotrope. L'impulsion du π^+ et du neutron dans le centre de masse du Δ s'écrivent :

$$P_{\pi^+} = P_n = \frac{\sqrt{W_{\Delta^+}^2 - (M_{\pi^+} + M_n)^2(W_{\Delta^+}^2 - (M_{\pi^+} - M_n)^2)}}{2W_{\Delta^+}} \quad (4.11)$$

Les angles sont tirés de façon isotrope afin de couvrir l'espace de phase de façon homogène. Soit pour le pion :

$$\begin{aligned} -\pi &< \phi_{\pi^+} < \pi \\ 0 &< \theta_{\pi^+} < \pi \end{aligned} \quad (4.12)$$

et pour le neutron

$$\theta_n = \pi - \theta_{\pi^+} \quad (4.13)$$

$$\phi_n = \phi_{\pi^+} - \pi \quad (4.14)$$

Les quadrivecteurs s'écrivent alors dans le centre de masse :

$$p_{\pi^+}^{cm} = \begin{pmatrix} P_{\pi^+} \sin \theta_{\pi^+} \cos \phi_{\pi^+} \\ P_{\pi^+} \sin \theta_{\pi^+} \sin \phi_{\pi^+} \\ P_{\pi^+} \cos \theta_{\pi^+} \\ \sqrt{P_{\pi^+}^2 + M_{\pi^+}^2} \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

$$p_n^{cm} = \begin{pmatrix} P_n \sin \theta_{\pi^+} \cos \phi_{\pi^+} \\ P_n \sin \theta_{\pi^+} \sin \phi_{\pi^+} \\ P_n \cos \theta_{\pi^+} \\ \sqrt{P_{\pi^+}^2 + M_n^2} \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

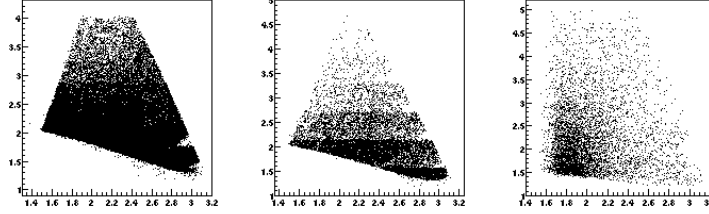


FIG. 4.11 – *Distribution de Q_2 en fonction de W pour les trois réactions considérées pour le bruit de fond π^0 . De gauche à droite : $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$, $ep \rightarrow e\Delta^+\pi^0$, $ep \rightarrow e\rho^+n$*

On obtient les quadrimoments résultants, p_{π^+} , p_n , en effectuant un “boost” de Lorentz suivant l’impulsion $\vec{P}_{\Delta^+}$ du Δ^+ ⁴.

Quadrimoments résultants

L’ensemble des vecteurs calculés précédemment le sont pour un électron dirigé dans la direction $\phi = 0$. Afin de couvrir l’ensemble du détecteur, nous effectuons une rotation, par rapport l’axe du faisceau, des quatre quadrimoments, k' , q' , p_{π^+} , p_n , d’un angle ϕ tiré aléatoirement entre $-\pi$ et π .

Dernière étape de la simulation

Les quatre vecteurs, k' , q' , p_{π^+} , p_n , sont enregistrés au sein d’un fichier “bosbank” formant le fichier d’entrée du logiciel GSIM. Ce dernier est capable de simuler la trajectoire des particules dans CLAS et de fournir la réponse des détecteurs. On obtient alors un fichier (toujours au format bosbank) en tous points identique aux fichiers obtenus lors de la prise de données réelles. Ce fichier peut être alors analysé avec le même logiciel que celui utilisé pour les données réelles. Une comparaison est alors possible entre simulation et données. Voyons dans un premier temps les différentes distributions obtenues pour chacune des réactions considérées.

4.3.3 Distributions

Intéressons nous dans un premier temps au bruit de fond π^0 généré par les réactions : $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$, $ep \rightarrow en\rho^+\pi^0$, $ep \rightarrow e\Delta^+\pi^0$. La figure 4.11 donne la distribution en Q^2 en fonction de W .

⁴Nous utilisons l’algorithme fourni par le logiciel ROOT

La figure 4.12 donne la distribution en énergie et en θ (angle polaire) du π^0 vu en tant que particule manquante. On remarque que les distributions diffèrent de façon importante d'un canal à l'autre. Par ailleurs, on représente également sur cette figure le nombre d'événements en fonction du nombre de γ détectés. Les pourcentages donnés sont les contributions de chaque topologie au nombre total d'événements. L'efficacité de détection de l'ensemble des π^0 est en moyenne 10%. Nous utiliserons cette mesure de l'efficacité pour normaliser le nombre de π^0 présent dans les autres topologies (que l'on ne peut isoler de façon exclusive).

Le but essentiel de cette simulation est de déterminer “in fine” la contribution des π^0 au pic de masse manquante $Mm_{ep \rightarrow en\pi^+X}$ en fonction de ϕ_{LH} , variable suivant laquelle on doit observer l'asymétrie de faisceau. Il est donc intéressant de connaître les distributions en fonction de ϕ_{LH} . Celles-ci sont représentées sur les figures 4.13, 4.14 et 4.15 pour les quatre topologies possibles :

- *en haut à gauche* : Aucune condition sur les γ détectés (détection de 0,1 ou 2 γ)
- *en haut à droite* : Aucun γ n'a été détecté
- *en bas à droite* : 1 γ détecté.
- *en bas à gauche* : 2 γ détectés.

Dès que l'on exige une condition sur le nombre de γ détectés, des structures apparaissent, liées à la géométrie en six secteurs de CLAS. En revanche, dans le cas où aucune condition n'est demandée, on observe une distribution monotone pour les trois réactions.

Voyons maintenant le cas du BH et du ΔVCS . Nous générons des figures identiques à celles du bruit de fond π^0 . La figure 4.11 donne la distribution de Q^2 en fonction de W . La figure 4.16, donne pour le Bethe Heitler, la distribution en énergie et en θ ainsi que les contributions des différentes topologies de détection (0 ou 1 γ) et enfin les distributions en ϕ_{LH} pour chaque topologie. La figure 4.17 donne les mêmes informations pour le ΔVCS .

Nous distinguons, figure 4.16, la distribution en ϕ_{LH} classique du BH : extrêmement piquée pour $\phi_{LH} = 0$ (la remontée à $\phi_{LH} = 180$ est liée, quant à elle, à l'acceptance du détecteur CLAS). Par ailleurs, notons la forme intéressante de la distribution dans le cas d'une topologie où l'on ne détecte qu'un γ . Il y a là, clairement, deux distributions : l'une très piquée à 0 et à 360°, et l'autre moins prononcée entre 10° et 350°. Cela s'explique par le mécanisme du BH : le photon est émis soit par l'électron incident, soit par l'électron diffusé. Dans le premier cas, le photon, pour être détecté, doit partir avec un angle polaire θ suffisamment grand pour atteindre les calorimètres. Cette condition filtre les cas où la réaction est coplanaire ($\phi_{LH} = 0$). Dans le deuxième cas, l'électron émettant le photon est désaxé par rapport au faisceau et dirigé principalement vers les calorimètres. Ainsi, même si le photon est émis

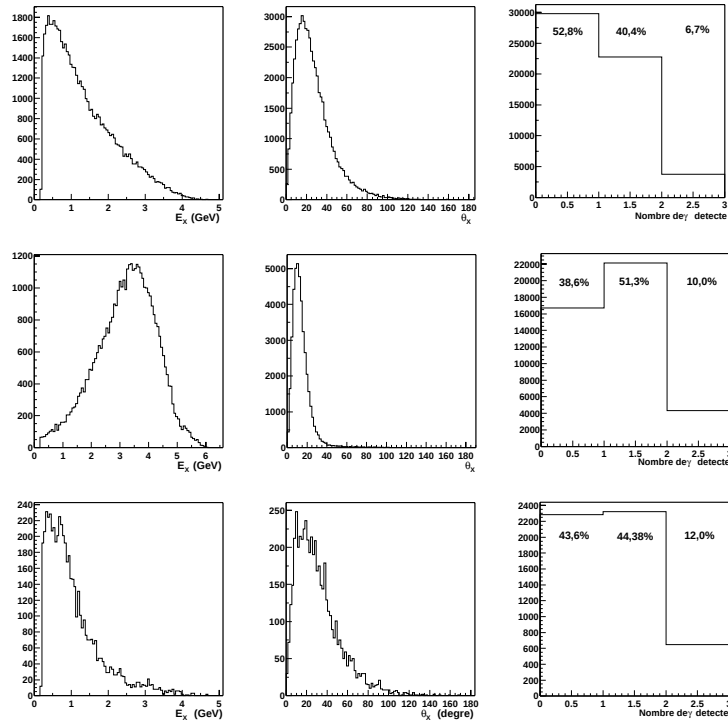


FIG. 4.12 – Détection des π^0 : de gauche à droite, énergie en GeV, θ en degré dans le laboratoire et nombre de γ détectés pour chaque réaction (de haut en bas) : $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$, $ep \rightarrow e\Delta^+\pi^0$, $ep \rightarrow e\rho^+n$

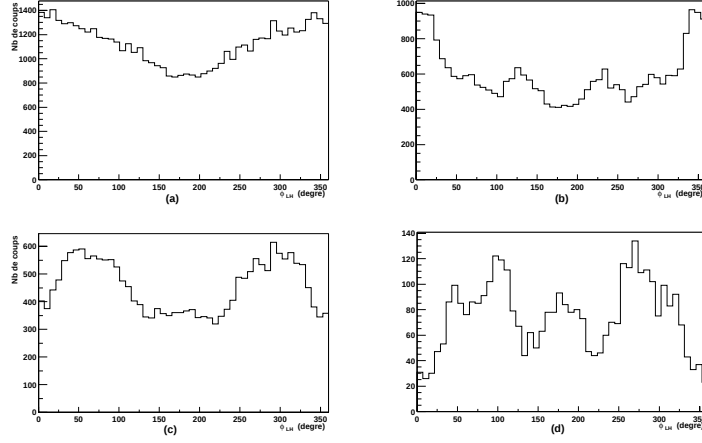


FIG. 4.13 – Distribution ϕ_{LH} (en degré) en fonction du nombre de γ détectés dans CLAS pour la réaction : $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$; (a) pas de conditions sur le nombre de γ détecté ; (b) 0 γ détecté ; (c) 1 γ détecté ; (d) 2 γ détectés.

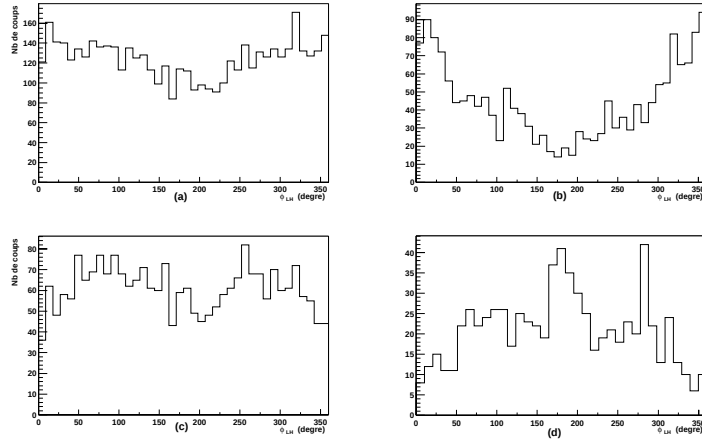


FIG. 4.14 – Distribution ϕ_{LH} (en degré) en fonction du nombre de γ détectés dans CLAS pour la réaction : $ep \rightarrow e\Delta^+\pi^0$; (a) pas de conditions sur le nombre de γ détecté ; (b) 0 γ détecté ; (c) 1 γ détecté ; (d) 2 γ détectés.

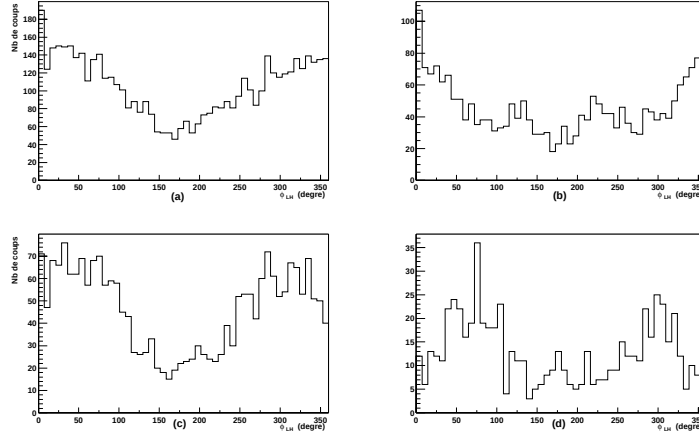


FIG. 4.15 – Distribution ϕ_{LH} (en degré) en fonction du nombre de γ détectés dans CLAS pour la réaction : $ep \rightarrow e\rho^+n$; (a) pas de conditions sur le nombre de γ détecté; (b) 0 γ détecté; (c) 1 γ détecté; (d) 2 γ détectés.

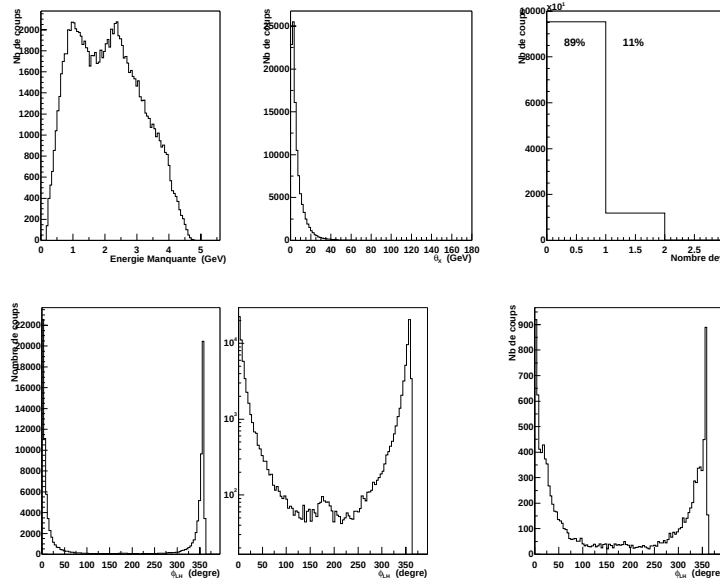


FIG. 4.16 – Distribution du BH simulé. De gauche à droite et de haut en bas : (a) Energie de la particule Manquante $ep \rightarrow e\pi^+X$; (b) Angle θ de la particule manquante; (c) Nombre de γ détectés dans CLAS. (d) Distribution ϕ_{LH} en échelle linéaire et en log (d); (e) Distribution ϕ_{LH} lorsqu'on détecte un γ .

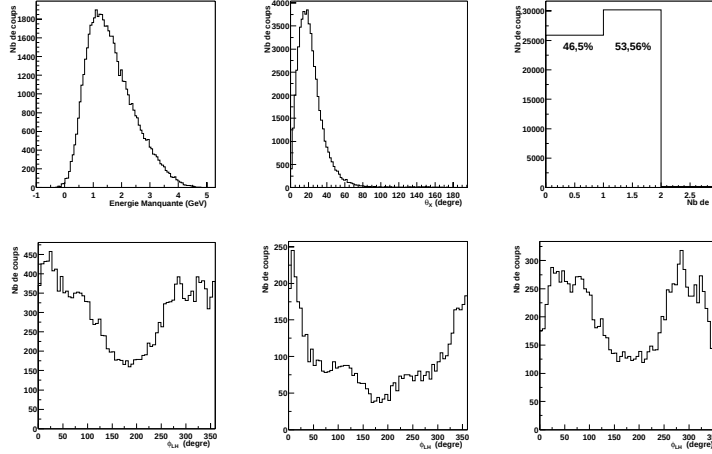


FIG. 4.17 – *Distribution du ΔVCS simulé. De gauche à droite et de haut en bas : (a) Energie de la particule Manquante $ep \rightarrow en\pi^+X$; (b) Angle θ de la particule manquante; (c) Nombre de γ détectés dans CLAS. (d) Distribution ϕ_{LH} pour tous les événements; (e) 0 γ détecté et (e) 1 γ détecté.*

à de très petits angles par rapport à l'électron, il peut, quand même, être détecté. La distribution se rapproche alors de la topologie indépendante de la détection du γ : fortement prononcée à $\phi_{LH} = 0$.

Intéressons nous, maintenant, à la distribution en ϕ_{LH} du ΔVCS (figure 4.17). Nous observons, dans le cas où l'on ne pose pas de conditions sur la détection du γ , une distribution différente de celle du bruit de fond π^0 . Cette différence sera décrite plus en détail au paragraphe suivant (4.4.1). Nous utiliserons ces distribution pour évaluer le bruit de fond π^0 , élément essentiel à la mesure de l'asymétrie.

Interprétations des distributions ϕ_{LH} du ΔVCS et du bruit de fond π^0

Voyons comment l'on peut expliquer l'origine des différences entre les distributions. C'est important car nous devons nous assurer qu'elle ne provient pas du générateur d'événements lui-même. Notre estimation de la quantité de π^0 par rapport aux γ doit rester autant que possible indépendante du modèle utilisé. En particulier, il ne faudrait pas que les structures observées dépendent des distributions initialement données par le générateur.

Pour interpréter les distributions, nous allons, dans un premier temps, décrire comment la variable ϕ_{LH} est calculée. Rappelons qu'il s'agit de l'angle entre le plan leptonique et le plan hadronique dans le centre de masse de la réaction. Nous prenons,

ici, l'exemple du ΔVCS et nous définissons les plans de la façon suivante :

- Le plan leptonique est défini comme le plan contenant les trajectoires de l'électron incident et de l'électron diffusé. Il contient, également, par construction, la trajectoire du γ virtuel échangé entre l'électron et le nucléon. Notant, $\vec{p}_e^{cm}$ l'impulsion de l'électron incident dans le centre de masse et $\vec{p}_{e'}^{cm}$ l'impulsion de l'électron diffusé. On représente le plan leptonique par le vecteur $\vec{P}_{lept} = \vec{p}_e^{cm} \wedge \vec{p}_{e'}^{cm}$, où $\wedge$ représente le produit vectoriel.
- Le plan hadronique est défini comme le plan contenant les trajectoires du Δ^+ et du γ virtuel⁵. L'impulsion $\vec{p}_{\Delta^+}^{cm}$ du Δ^+ dans le centre de masse est reconstruite à partir des impulsions du neutron et du π^+ détectés : $\vec{p}_{\Delta^+}^{cm} = \vec{p}_{\pi^+}^{cm} + \vec{p}_n^{cm}$. Quant à l'impulsion du γ virtuel, elle s'obtient à l'aide de l'impulsion des électrons incident et diffusé : $\vec{q}^{cm} = \vec{p}_e^{cm} - \vec{p}_{e'}^{cm}$. Le plan est alors représenté par le vecteur $\vec{P}_{hadr} = \vec{q}^{cm} \wedge \vec{p}_{\Delta^+}^{cm}$.

L'angle ϕ_{LH} est alors défini comme l'angle orienté entre les vecteurs $\vec{P}_{hadr}$ et $\vec{P}_{lept}$ allant de 0° à 360° .

Maintenant, si l'on fixe le plan leptonique (par détection de l'électron diffusé), les particules du plan hadronique sont soumises à l'acceptance du détecteur et l'on s'attend donc à observer des structures dans la distribution en ϕ_{LH} . Ces structures reflètent indirectement la géométrie en six secteurs de CLAS⁶. Par exemple, pour le cas du DVCS (un proton diffusé à la place du Δ^+), on s'attend à observer des structures car suivant ϕ_{LH} le proton a une probabilité plus ou moins grande de ne pas être détecté (en interagissant dans les aimants de CLAS par exemple). En revanche, pour le ΔVCS , la situation est un peu plus compliquée, car on ne détecte pas directement le Δ , mais ces produits de décroissance : le neutron et le π^+ . Ainsi, suivant la cinématique de la réaction, la distribution en ϕ_{LH} sera-t-elle différente : même si le Δ est dirigé vers une zone d'acceptance nulle de CLAS, il n'est pas impossible de détecter ses produits de décroissance et, donc, d'identifier le Δ . En ce qui nous concerne, le cœur de l'interprétation de ces distributions est là : la probabilité en fonction de ϕ_{LH} de détecter ou non le Δ^+ dans CLAS.

Voyons ce qu'il en est pour chaque réaction considérées lors de la simulation :

$$ep \rightarrow en\pi^+\pi^0 \text{ (non-résonnant) et } ep \rightarrow en\rho^+.$$

Dans ce cas, l'angle ϕ_{LH} n'a pas de signification physique, car le neutron et le π^+ ne proviennent pas de la décroissance du Δ . La probabilité de détecter à la fois le neutron et le π^+ ne dépend pas de ϕ_{LH} et

⁵Ce plan contient également la trajectoire du γ diffusé, mais ce dernier n'étant pas détecté, nous ne l'incluons pas dans la définition

⁶Ces structures sont cependant "brouillées" par le fait que le plan leptonique n'est pas fixé par rapport au détecteur mais varie pour chaque secteur de $\pm 30^\circ$.

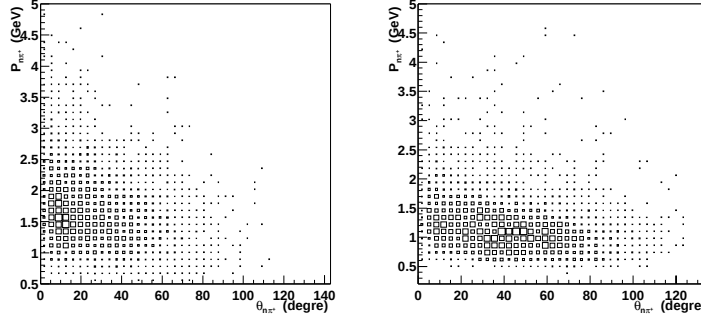


FIG. 4.18 – Angle (en degré) de décroissance entre le neutron et le π^+ dans le référentiel du laboratoire en fonction de l'impulsion du Δ^+ (en GeV). A gauche dans le cas du ΔVCS et à droite dans le cas du $\Delta\pi^0$.

les distributions sont donc monotones et ne reflètent aucunes structures particulières.

$ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$ (ΔVCS) et $ep \rightarrow e\Delta^+\pi^0$.

Ici, il s'agit bien de détecter un Δ^+ et l'angle ϕ_{LH} retrouve tout son sens. On explique, alors, les distributions observées à l'aide de l'angle $\theta_{\pi+n}$ entre le π^+ et le neutron dans le référentiel du laboratoire. Cet angle dépend directement de l'énergie du Δ : plus cette énergie est grande et plus $\theta_{\pi+n}$ est petit. La figure 4.18 représente l'impulsion du Δ en fonction de l'angle $\theta_{\pi+n}$, à gauche dans le cas du ΔVCS et à droite dans celui du $e\Delta^+\pi^0$. On remarque que dans le cas de la production de π^0 , cet angle est beaucoup plus large. Or, plus $\theta_{\pi+n}$ est grand plus la probabilité de détecter les deux particules est indépendante de l'orientation du plan hadronique par rapport au plan leptonique. Inversement, plus $\theta_{\pi+n}$ est petit et plus il est probable que les deux particules soient dirigées, en même temps, vers une zone d'acceptance faible, réduisant ainsi l'efficacité de détection pour un angle ϕ_{LH} donné. Le cas limite est atteint lorsque $\theta_{\pi+n} = 0$ pour lequel on doit retrouver la distribution du DVCS (une seule particule, le proton, à détecter). Pour illustrer le comportement du détecteur, on peut utiliser les événements non résonants. Ces derniers offrent toutes les combinaisons possibles pour l'angle $\theta_{\pi+n}$ (tirage aléatoire sur tout l'espace de phase.). La figure 4.19 représente les événements non-résonants : à gauche sont représentés les événements

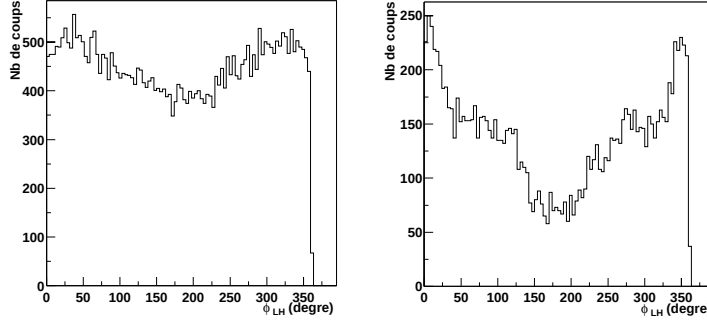


FIG. 4.19 – Distribution ϕ_{LH} pour les événements non-résonnants $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$. À gauche lorsque l'angle $\theta_{\pi+n}$ entre le π^+ et le neutron dans le laboratoire est supérieur à 30° et à droite lorsque $\theta_{\pi+n}$ est inférieur à 30° .

où $\theta_{\pi+n} > 30^\circ$ et à droite le cas où $\theta_{\pi+n} < 30^\circ$. Dans ce dernier cas on observe bien une structure

En conclusion, le ΔVCS présente une structure particulière car la cinématique de la réaction fait que le Δ a une impulsion forte (par rapport au cas $e\Delta^+\pi^0$) et que, par conséquent, l'angle entre les deux particules issues de la décroissances du Δ (le neutron et le π^+) est faible.

4.4 Mesure de la contamination des π^0

4.4.1 Introduction

Notre but est de calculer l'asymétrie de spin résultant de l'interférence entre la réaction de BH et le ΔVCS . Pour cela, nous devons être capable de compter le nombre d'événements pour chacun des deux états de polarisation du faisceau. Or, nous ne pouvons pas sélectionner de façon exclusive la réaction $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$. Le problème principal associé à cette analyse est qu'il est particulièrement difficile d'identifier la particule manquante et d'isoler les événements γ des événements π^0 . La technique pressentie au début de la thèse, et décrite au paragraphe 4.1.1, s'est avérée inadaptable à nos conditions de détectations.

Nous avons vu, par ailleurs, que le γ échappe presque toujours à la détection et qu'il faut le reconstruire à l'aide des autres particules en le considérant comme la particule manquante. C'est donc la réaction $ep \rightarrow e\Delta^+X$ que l'on considère et plus spécifiquement $ep \rightarrow en\pi^+X$.

Nous avons développé une méthode originale qui permet d'extraire le bruit de fond π^0 en se basant sur la simulation décrite au chapitre précédent. Cette approche est introduite au paragraphe 4.1.2 et décrite au paragraphe suivant.

Le problème est, ici, de mesurer la contribution des π^0 au pic de masse manquante $Mm_{ep \rightarrow en\pi^+X}^2$. Sans connaître cette contribution, il nous est impossible de remonter au nombre d'événements où la particule manquante correspond à un γ , information essentielle pour calculer l'asymétrie de spin due à l'interférence entre le BH et le ΔVCS .

La technique que nous avons adoptée consiste à ajuster la distribution ϕ_{LH} des données en se basant sur les différences entre les distributions ϕ_{LH} du bruit de fond π^0 , du BH et du ΔVCS , et sur une normalisation des événements π^0 à partir du nombre de π^0 effectivement détectés. Nous allons montrer qu'il est possible de reconstituer avec les simulations la distribution des données en ajustant la somme de trois contributions : le BH, le ΔVCS et une contribution incluant l'ensemble des trois réactions que nous avons déjà considérées pour le bruit de fond π^0 au paragraphe 4.3. Les formes de ces contributions seront données par les simulations.

Nous allons procéder en trois étapes :

- établissement de la distribution ϕ_{LH} des données,
- établissement des distributions des différentes contributions à l'aide des simulations,
- ajustement de la simulation aux données.

4.4.2 Densité d'événements en fonction de ϕ_{LH} des données

Pour obtenir la distribution en ϕ_{LH} des données nous allons compter le nombre d'événements présents dans le pic de masse manquante $Mm_{ep \rightarrow en\pi^+X}^2$ pour différents intervalles en ϕ_{LH} . Il faut ici tenir compte du fait que la forme de cette distribution est très piquée pour $\phi_{LH} = 0$. Il faut donc des intervalles assez fins pour rendre compte de ces variations et la largeur doit s'adapter à la statistique qui est variable en fonction de ϕ_{LH} .

Nous avons utilisé 25 intervalles de tailles différentes dont nous présentons les bornes dans le tableau ci-dessous.

Intervalles en ϕ						
0°	1,43°	7,16°	12,89°	18,62°	25,78°	37,24°
48,70°	60,16°	80,21°	103,13°	126,05°	148,96°	171,88°
183,34°	206,26°	229,18°	252,10°	275,02°	295,07°	323,72°
336,61°	345,20°	350,93°	357,52°	360°		

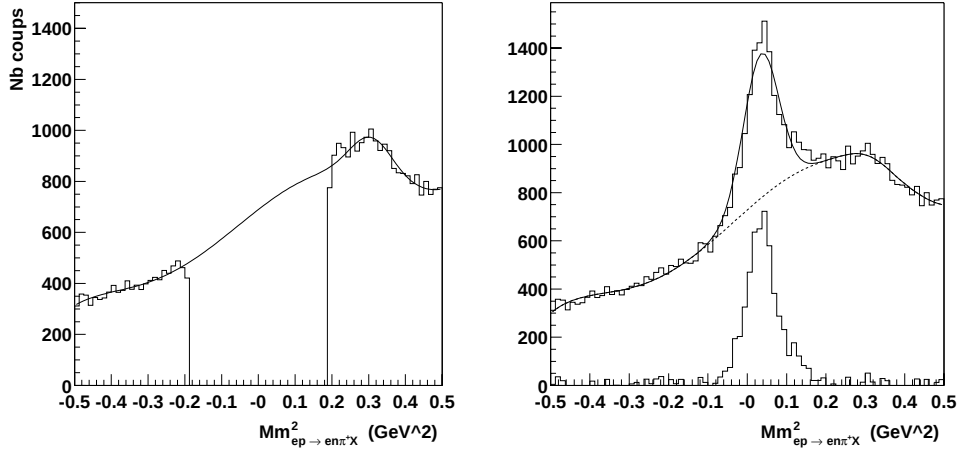


FIG. 4.20 – Masse manquante $Mm_{ep \rightarrow en\pi^+X}^2$. La fonction ajustée est constituée d'une gaussienne, centrée sur la masse du η , et d'un polynôme d'ordre 4 d'une part pour modéliser le bruit de fond (figure de gauche) et d'une gaussienne pour le pic central. Les événements présentés ici correspondent au cas où aucune condition n'est demandée sur le nombre de γ détectés et pour ϕ_{LH} compris entre $48,70^\circ$ et $60,16^\circ$.

Pour chaque intervalle, on obtient le nombre d'événements $ep \rightarrow en\pi^+X$ (avec X représentant soit un π^0 , soit un γ) en approchant la courbe de la masse manquante $Mm_{ep \rightarrow en\pi^+X}^2$ à l'aide de trois fonctions :

- Une première gaussienne G_1 dont aucun paramètre n'est fixé représentant le pic de $\gamma - \pi^0$.
- Une deuxième gaussienne G_2 pour tenir compte du pic correspondant aux η dont le centroïde est fixé $0,299 \text{ GeV}^2$ et la largeur (σ) à $0,06 \text{ GeV}^2$.
- Un polynôme Pol d'ordre quatre pour représenter le bruit de fond.

Les paramètres du bruit de fond, correspondant à l'amplitude de la deuxième gaussienne G_2 et aux paramètres du polynôme, sont définis séparément en sélectionnant seulement les bords de la distribution, c'est à dire que l'on approche le bruit de fond pour les événements $-0,19 < Mm_{ep \rightarrow en\pi^+}^2 < 0,15$ comme représenté sur la figure 4.20.

Une fois la courbe du bruit de fond obtenue, on ajuste la première gaussienne sur la distribution générale (figure 4.20). L'intégrale de cette gaussienne donne le nombre d'événements $N_{\gamma\pi^0}$ pour l'intervalle en ϕ_{LH} considéré.

Comme les intervalles ont des tailles différentes, il n'est pas pratique de travailler avec des histogrammes. On préfère utiliser des fonctions représentant une densité

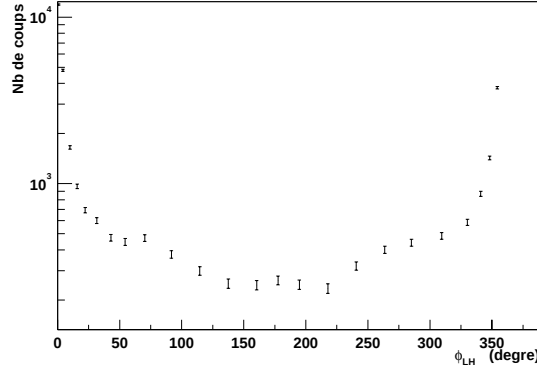


FIG. 4.21 – *Distribution du pic de masse manquante $Mm_{ep \rightarrow en\pi^+X}^2$ duquel on a soustrait le bruit de fond en fonction de ϕ_{LH} . Les points représentés sont ceux de la fonction de densité d'événements $\mathcal{D}_b h = dN_{\gamma\pi^+}/d\phi$ avec $dN_{\gamma\pi^+}$ le nombre d'événements dans le pic et $d\phi$ la taille de l'intervalle en ϕ_{LH}*

d'événements pour chaque point en ϕ_{LH} (et non la quantité d'événements intégrée sur l'intervalle comme dans le cas de l'histogramme). On définit donc la fonction :

$$\mathcal{N}(\phi) = \frac{dN_{\gamma\pi^0}}{d\phi} \quad (4.17)$$

Ayant défini 25 intervalles en ϕ_{LH} , nous pouvons calculer 25 points de cette fonction. Pour cela, on normalise le nombre d'événements $N_{\gamma\pi^0}$ par la taille T_i de l'intervalle considéré. La coordonnée ϕ_{LH} de ce point est alors définie comme le centre de l'intervalle.

Pour retrouver le nombre d'événements correspondant, il suffit d'intégrer $\mathcal{N}$ en fonction de ϕ_{LH} , par exemple :

$N_{\gamma\pi^0} = \int_{40^\circ}^{110^\circ} \mathcal{N} d\phi$ si on veut le nombre total d'événements pour ϕ_{LH} compris entre 40° et 110° .

La figure 4.21 montre la densité $\mathcal{N}$ d'événements en fonction de ϕ_{LH} . L'énergie manquante de la réaction ($ep \rightarrow en\pi^+X$) est fixée supérieure à 0,8 GeV et W est supérieur à 1,8 GeV. Outre la forme classique du BH, on observe une structure pour $\phi_{LH} = 75^\circ$ et 225° indiquant que le Bethe Heitler n'est plus dominant dans cette région. Nous allons voir au paragraphe suivant qu'en fait, le BH est négligeable dans ces régions et que les événements sont dominés par le ΔVCS et le π^0 . Nous montrons également, à titre comparatif, les distributions de la densité d'événements dans la topologie où aucun γ n'est détecté, dans le cas où 1 γ est détecté et, finalement dans

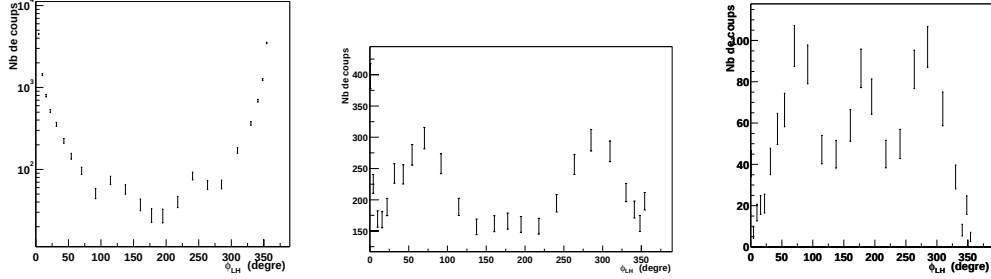


FIG. 4.22 – *Distribution du nombre d'événements du pic de masse manquante $Mm_{ep \rightarrow en\pi^+X}^2$ en fonction de ϕ_{LH} pour les trois topologies (de gauche à droite) : 0 γ détecté, 1 γ détecté, 2 γ détectés*

le cas où 2 γ sont détectés⁷ (figure 4.22). Ces distributions sont à comparer à celles obtenues lors de la simulation §4.3. La figure 4.23 représente sur un même graphe, l'ensemble des quatre topologies (tous les γ , 0 γ et 1 γ).

Notons, pour finir, que ces distributions sont obtenues pour une topologie incluant l'ensemble de la région des résonances afin d'augmenter autant que possible la statistique. Nous traiterons dans la suite, en parallèle, le cas où l'on sélectionne la région du Δ (1,232 GeV). La figure 4.24 donne la distribution en ϕ_{LH} dans le cas général (toutes distributions) et pour $MI_{n\pi^+} < 1.45$ (sélection de la région du delta). Remarquons que l'on ne constate pas de différence majeur entre les deux cas.

4.4.3 Distribution en ϕ_{LH} pour les simulations

Rappelons ce à quoi nous voulons aboutir à la fin de ce chapitre : reproduire avec les simulations la distribution en ϕ_{LH} des données à l'aide des différents canaux simulés ($en\pi^+\pi^0$, $e\Delta^+\pi^0$, $en\rho^+$, ΔVCS , BH). L'ajustement de ces contributions aux données réelles permettra de déduire le nombre d'événements $en\pi^+\pi^0$ par rapport au nombre d'événements $en\pi^+\gamma$.

Pour établir l'ensemble des distributions, nous utilisons une représentation classique à l'aide d'histogrammes dont les segments sont constants. Et nous nous concentrons sur les valeurs de ϕ_{LH} comprises entre 0° et 150° .

⁷On n'exige pas ici que les deux γ proviennent d'un π^0 .

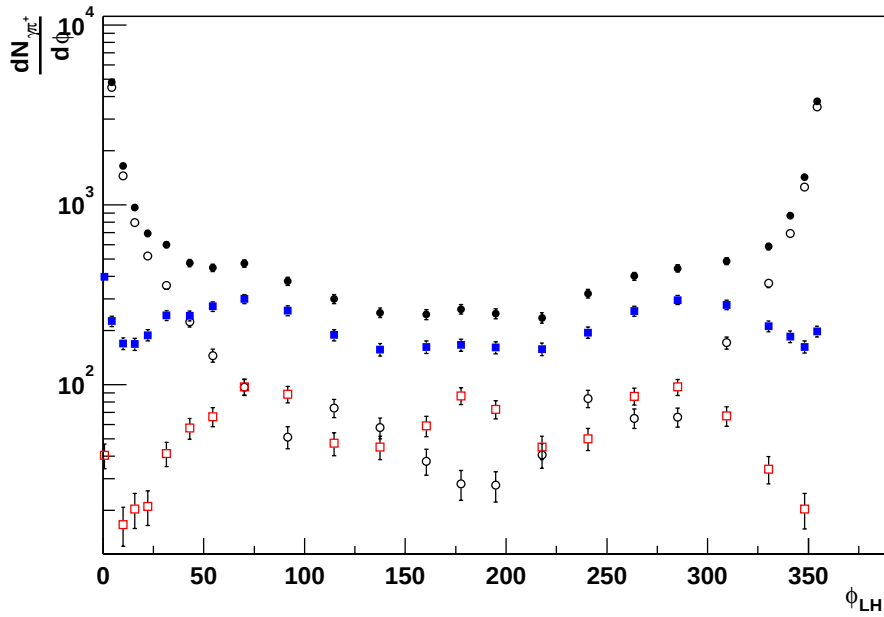


FIG. 4.23 – Distribution du nombre d'événements du pic de masse manquante $Mm^2_{ep \rightarrow en\pi+X}$ en fonction de ϕ_{LH} pour toutes les topologies possibles concernant la détection du γ . Cercles noirs : Aucun γ détecté; Carrés pleins bleus : 1 γ détecté; Carrés vides rouges : 2 γ détectés; ronds noirs : tous les événements.

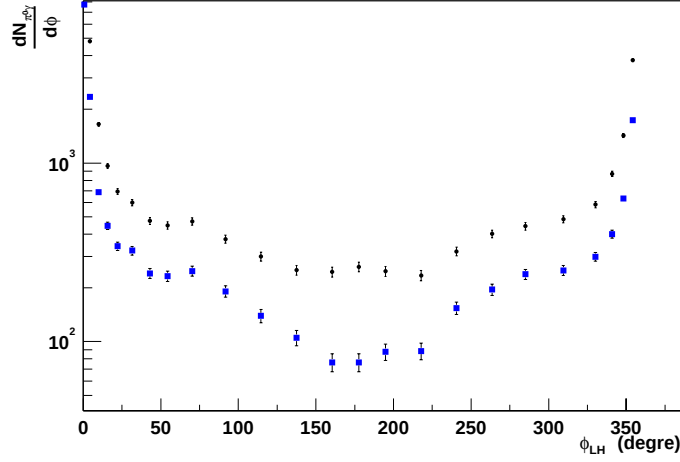


FIG. 4.24 – *Distribution de la densité d'événements $\frac{dN_{\pi^+\gamma}}{d\phi_{LH}}$ en fonction de ϕ_{LH} pour l'ensemble des données (points noirs) et pour le cas où la masse invariante $MI_{n\pi^+} < 1,42 \text{ GeV}$ (on sélectionne la région du Δ), carrés noirs.*

Distribution du Bethe Heitler

Nous utilisons ici les résultats de la simulation décrite au paragraphe 4.3. Afin de reproduire à l'aide d'une fonction mathématique la distribution du BH, nous utilisons un développement limité d'ordre cinq :

$$\mathcal{D}_{BH}(\phi) = p_0 + \frac{p_1}{\phi} + \frac{p_2}{\phi^2} + \frac{p_3}{\phi^3} + \frac{p_4}{\phi^4} + \frac{p_5}{\phi^5} \quad (4.18)$$

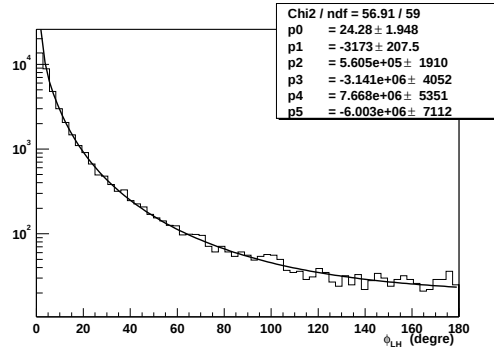
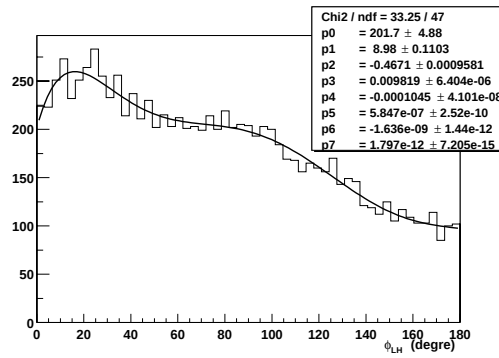
La figure 4.25 représente le graphe et les coefficients obtenus par ajustement de l'équation précédente.

Distribution du ΔVCS

La figure 4.26 représente la distribution en ϕ_{LH} du ΔVCS . Nous avons utilisé dans ce cas un polynôme d'ordre 7 :

$$\mathcal{D}_{\Delta VCS}(\phi) = p_0 + p_1\phi + p_2\phi^2 + p_3\phi^3 + p_4\phi^4 + p_5\phi^5 + p_6\phi^6 + p_7\phi^7 \quad (4.19)$$

Les coefficients sont également donnés sur le graphe 4.26.

FIG. 4.25 – *Distribution du BH en ϕ_{LH} (en degrés)*FIG. 4.26 – *Distribution du ΔVCS en ϕ_{LH}*

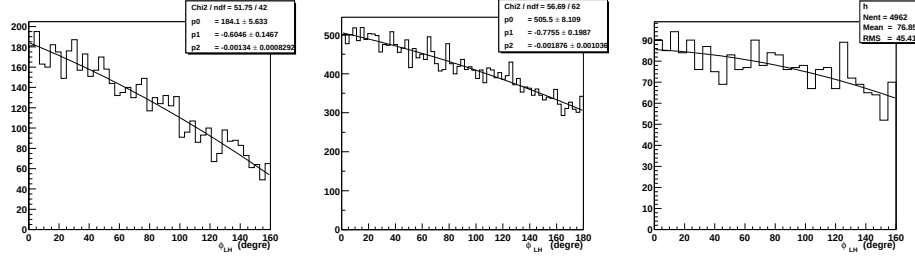


FIG. 4.27 – Distribution en ϕ_{LH} du bruit de fond π^0 . de gauche à droite : $en\rho^+$, $e\Delta^+\pi^0$ et $en\pi^+\pi^0$

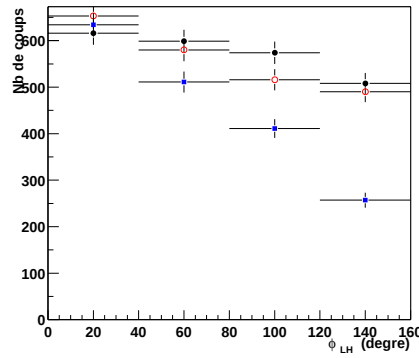


FIG. 4.28 – Distribution en ϕ_{LH} des trois distributions du bruit de fond π^0 . Ronds noirs : $e\Delta^+\pi^0$, Cercles noirs : $en\pi^+\pi^0$, Carrés noirs : $en\rho^+$.

Distribution du bruit de fond π^0

La situation est un peu plus délicate pour le bruit de fond π^0 car nous avons trois contributions différentes correspondant aux 3 réactions :

- $ep \rightarrow en\rho^+$ (Réaction 1)
- $ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$ (Réaction 2)
- $ep \rightarrow e\Delta^+\pi^0$ (Réaction 3)

Les distributions de chacun des processus sont données sur la figure 4.27. On remarque une nette différence entre la distribution de la production de ρ et les deux autres. Celle-ci est illustrée sur la figure 4.28. Il serait illusoire de vouloir reproduire la forme des données réelles en laissant libre l'amplitude de ces trois distributions. Il faut réduire le nombre de degrés de liberté de l'ajustement si l'on veut que l'algorithme converge vers une solution réaliste. C'est pourquoi, nous allons réunir c'est

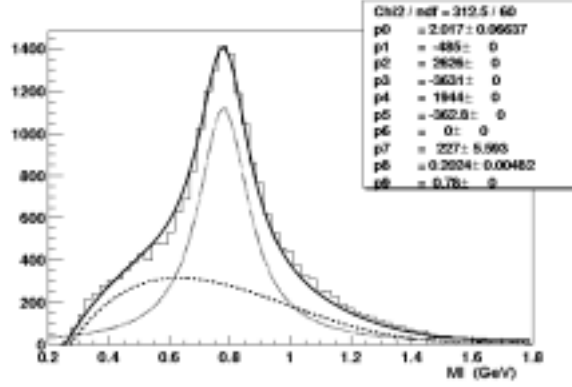


FIG. 4.29 – Masse invariante $MI_{\pi^+\pi^0}$ en GeV et l'ajustement effectué à l'aide du polynôme et de la fonction de Breit Wigner.

trois distributions en une seule.

Pour cela, nous allons considérer que les distributions correspondant aux cas non résonnant (réaction 2) et à la production de Δ^+ (réaction 3) sont équivalentes, ce qui semble raisonnable au vu des graphes de la figure 4.27 et 4.28. Ensuite, nous calculerons, toujours en utilisant la simulation, la contribution relative au bruit de fond π^0 de la production de ρ (réaction 1) par rapport aux 2 autres. La distribution finale des π^0 correspondra à la réunion de ces trois contributions.

Dans la suite, nous noterons $\mathcal{D}_{\Delta^+,nr}$ la distribution correspondant au Δ^+ (réaction 3) et au non-résonnant (réaction 2) et $\mathcal{D}_{\rho^+}$ la distribution correspondant au ρ^+ (réaction 1).

Calcul de la contribution des ρ

Les événements issus de la production d'un ρ ont comme particularité le fait que le π^+ et le π^0 proviennent de la décroissance de ce ρ . Ainsi, la masse invariante $MI_{\pi^+\pi^0}$ reconstruite à partir de ces deux particules doit-elle présenter un pic centré sur 0,770 GeV, la masse du ρ . Nous allons utiliser les événements, déjà présentés au paragraphe 4.2, où 2 γ sont détectés. On est sûr alors d'avoir sélectionné le bruit de fond π^0 de façon exclusive. La figure 4.29 représente la masse invariante $MI_{\pi^+\pi^0}$. On y distingue clairement le pic de ρ . On a également approché cette distribution par la somme de deux fonctions : un polynôme d'ordre 4, dont les coefficients ont été déduits des simulations (voir figure 4.30) et une fonction de Breit Wigner dont nous fixons seulement le centroïde (à 0,78 GeV). Cette fonction s'écrit :

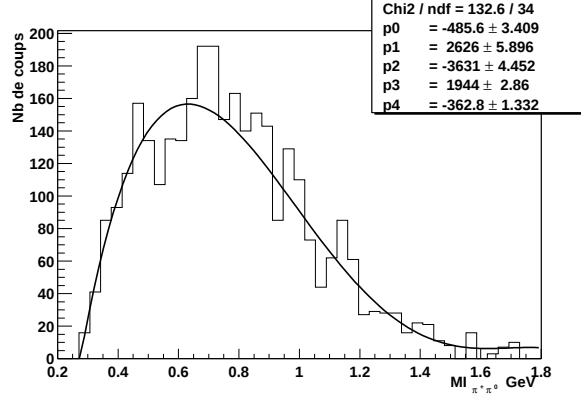


FIG. 4.30 – *Distribution $MI_{\pi^+\pi^0}$ en GeV du bruit de fond : $e\Delta^+\pi^0$ et $e\pi^+\pi^0$*

$$\mathcal{F}(x) = p_0(p_1 + p_2x + p_3x^2 + p_4x^3 + p_5x^4) + p_7 \frac{p_8}{4(p_9 - x)^2 + p_8^2} \quad (4.20)$$

Les coefficients p_1 à p_5 du polynôme sont fixés par les distributions des réactions 2 et 3, équivalentes dans ce cas, et représentées figure 4.30.

On dénombre ainsi 9213 événements Δ^+ et non-résonnants pour 13707 événements ρ^+ . Ces deux valeurs valent pour la topologie où l'on détecte 2 γ . Pour remonter au cas général (c'est à dire la topologie pour tous nombre de γ), nous utilisons les informations obtenues sur l'efficacité de détection pour chaque réaction, déjà présentées figure 4.12. On sait que les événements 2 γ représentent : 6,7% du total du non-résonnant, 10% du Δ^+ et 12% du ρ^+ .

Ne connaissant pas les contributions relatives entre le non-résonnant et le Δ^+ nous sommes obligés d'estimer l'efficacité de détection pour ces deux réactions à $8,35\% \pm 1,65\%$ (cf figure 4.12). Finalement, on trouve que les contributions des deux distributions sont égales à 50% à plus ou moins 5% près.

La distribution du bruit de fond π^0 dans son ensemble s'écrit alors :

$$\mathcal{D}_{\pi^0} = \varepsilon \mathcal{D}_{\Delta^+,nr} + (1 - \varepsilon) \mathcal{D}_{\rho^+} \quad (4.21)$$

avec $\varepsilon = 0,5 \pm 0,05$.

Distribution totale ϕ_{LH}

La distribution totale avec laquelle nous allons modéliser le comportement des données s'écrit :

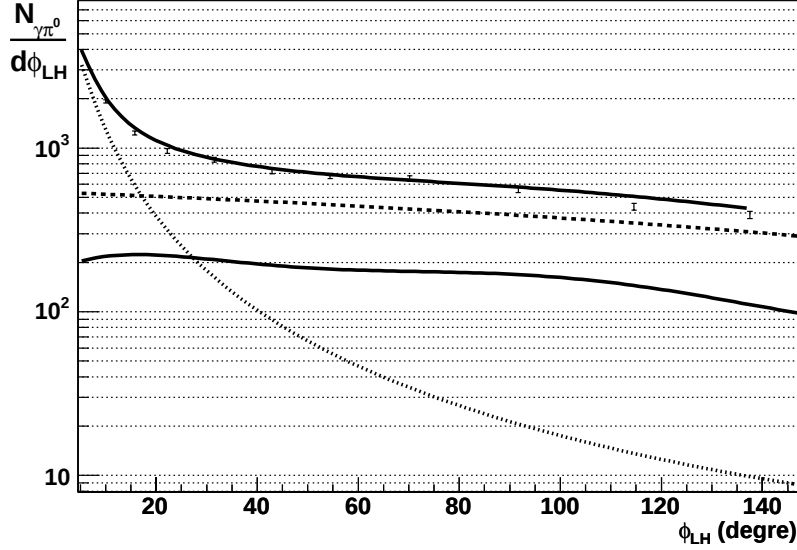


FIG. 4.31 – Résultat de l’ajustement des différentes contributions du bruit de fond π^0 (tirés), du BH (pointillés), et du ΔVCS (ligne pleine) aux données (les points), l’échelle est logarithmique.

$$\mathcal{D}_{tot} = a_0 \mathcal{D}_{BH} + a_1 \mathcal{D}_{\Delta VCS} + a_2 \mathcal{D}_{\pi^0} \quad (4.22)$$

où a_0 , a_1 et a_2 sont les paramètres à ajuster sur les données réelles.

4.4.4 Normalisation du nombre de π^0

La différence dans les distributions du ΔVCS et du bruit de fond π^0 n’est pas suffisamment grande pour pouvoir espérer ajuster les deux amplitudes a_1 et a_2 aux données réelles sans que cela ne s’accompagne d’erreurs systématiques importantes. Nous avons donc décidé de normaliser l’amplitude a_2 à partir du nombre de π^0 que l’on détecte dans CLAS. En effet, connaissant l’efficacité du détecteur (obtenue par simulation commz sur la figure 4.12), on peut remonter à partir des événements 2γ (analysés au paragraphe 4.2), au nombre de π^0 dans l’ensemble des autres topologies.

Afin de préciser cette efficacité, nous utilisons les contributions relatives au bruit de fond du canal $en\rho^+$ et des canaux $en\pi^+\pi^0$ et $e\Delta^+\pi^0$, obtenues grâce aux simulations comme on l’a vu page 187. Il convient ici de recalculer cette efficacité pour se placer dans des conditions équivalentes à celles utilisées pour la mesure de l’asymé-

trie faisceau. C'est à dire, pour $W > 1.8$ GeV, $30^\circ < \phi_{LH} < 150^\circ$ et l'énergie de la particule manquante $E_X > 0,3$ GeV. On trouve alors :

	Efficacité de détection des 2 γ
$ep \rightarrow en\rho^+$	15,6%
$ep \rightarrow en\pi^+\pi^0$	10,7%
$ep \rightarrow e\Delta^+\pi^0$	11,0%

On établit alors une efficacité moyenne de **13,2%**.

Pour des coupures identiques à celles utilisées pour l'établissement des distributions en ϕ_{LH} , on trouve 6174 événements π^0 détectés pour ϕ compris entre 30° et 150° . On attend donc $N_{\pi^0} = 46780$ événements en tout, sans coupure sur le nombre de γ .

Nous fixons maintenant a_2 pour obtenir :

$$N_{\pi^0} = \int_{30}^{150} a_2 \mathcal{D}_{\pi^0} d\phi = 46780 \quad (4.23)$$

4.4.5 Ajustement de la simulation sur les données réelles

Le BH (paramètre a_0 : voir paragraphe précédent) est ajusté séparément en utilisant les trois premiers points de la distribution des données réelles (figure 4.21). Puis, nous ajustons la variable a_1 en utilisant l'algorithme standard de ROOT (minimisation du χ^2). Le résultat est montré figure 4.31. L'erreur sur l'amplitudes est de $\pm 7,17$ %.

En conclusion, selon cette observation, il y a 2 fois plus de π^0 que d'événements ΔVCS . Pour $30 < \phi_{LH} < 150^\circ$, on a :

$$\frac{N_{\pi^0}}{N_\gamma} = 1,98. \quad (4.24)$$

4.4.6 Estimation des erreurs systématiques

Pour établir le rapport N_{π^0}/N_γ , nous utilisons au paragraphe précédent, des distributions en ϕ_{LH} obtenues par la simulation des différentes réactions contribuant à la production de γ ou de π^0 . Or, les modèles utilisés par la simulation (voir §4.3.2) ne sont pas parfaits. On s'attend à des erreurs systématiques dans la distribution des canaux du bruit de fond π^0 , et en ce qui concerne le ΔVCS , aucune mesure n'est disponible pour le moment et l'incertitude est grande sur la distribution obtenue.

Seul le BH est calculé de façon exacte par le générateur et l'erreur qui en découle est négligeable.

Afin d'estimer l'erreur induite par les modèles, nous considérons que ces derniers donnent une distribution correcte à 20% près, aussi bien pour les π^0 que pour le ΔVCS . Nous avons donc modifié ces distributions par un facteur $(1 \pm 0.2 \cos \phi_{LH}/2)$. Puis, nous avons réajusté les distributions simulées aux données réelles, obtenant ainsi un nouveau rapport N_{π^0}/N_γ . L'étude pour les π^0 est résumée dans le tableau suivant :

Distributions	$\frac{N_{\pi^0}}{N_\gamma}$
$\mathcal{D}_{\pi^0}$	1,98
$\mathcal{D}_{\pi^0}(1 + 0.2 \cos \phi_{LH})$	2,10
$\mathcal{D}_{\pi^0}(1 - 0.2 \cos \phi_{LH})$	1,84

et, ci-dessous, l'étude pour le ΔVCS :

Distributions	$\frac{N_{\pi^0}}{N_\gamma}$
$\mathcal{D}_{\Delta VCS}$	1,98
$\mathcal{D}_{\Delta VCS}(1 + 0.2 \cos \phi_{LH})$	2,03
$\mathcal{D}_{\Delta VCS}(1 - 0.2 \cos \phi_{LH})$	1,95

On observe une variation de $\pm 5,7\%$ lorsque l'on modifie la distribution $\mathcal{D}_{\pi^0}$ et une variation de $\pm 1,5\%$ lorsque l'on modifie $\mathcal{D}_{\Delta VCS}$, soit une erreur cumulée de 5,9%. La figure 4.32 représente l'effet de l'altération des distributions du ΔVCS sur l'ajustement des données pour les deux amplitudes maximales : +20% (en rouge pointillé) et -20% (en bleu).

En conclusion, l'erreur systématique induite par les incertitudes sur les distributions simulées est faible par rapport aux erreurs statistiques que l'on attend sur la mesure de l'asymétrie faisceau.

4.5 Mesure alternative de la contamination π^0

Nous avons pu évaluer au paragraphe précédent le taux de contamination du signal ΔVCS par les π^0 à l'aide des simulations. Cependant, nous souhaiterions pouvoir vérifier cette valeur, afin de s'assurer que la simulation du détecteur CLAS est réaliste. Notamment, nous utilisons, et c'est un point clef de l'analyse, une estimation de l'efficacité de détection des π^0 pour normaliser le nombre de pions. Il

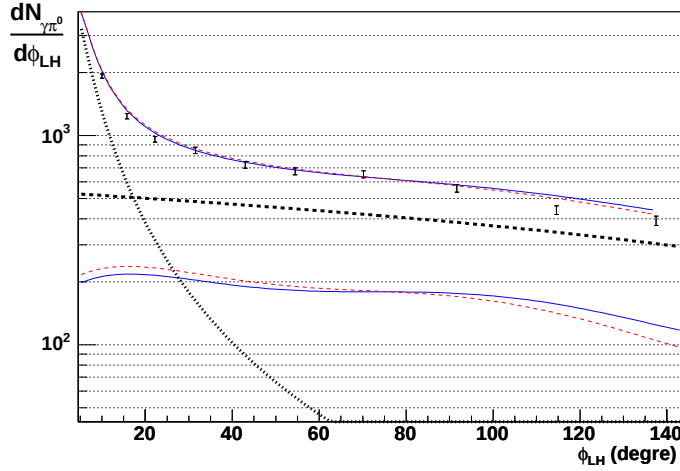


FIG. 4.32 – Nouveaux ajustements des données avec une distribution $\mathcal{D}_{\Delta VCS}$ modifiée de la façon suivante : $\mathcal{D}_{\Delta VCS}(1 + 0.2 \cos \phi_{LH}/2)$ en rouge pointillé, et $\mathcal{D}_{\Delta VCS}(1 - 0.2 \cos \phi_{LH}/2)$ en bleu, trait plein.

n'existe pas de mesure expérimentale de cette efficacité pour l'expérience "e1-6" et une incertitude demeure.

Nous proposons ici une analyse alternative ne faisant pas intervenir la simulation mais une méthode d'ajustement du pic $\gamma-\pi^0$ dans la masse manquante $MM_{ep \rightarrow en\pi^+X}^2$ dont nous avons déjà parlé au paragraphe 4.1.1. Cette méthode, comme on l'a vu, n'a pas pu être utilisée pour mesurer l'asymétrie faisceau directement, car il n'y a pas assez d'événements dans nos données et la mesure est trop imprécise. Cependant, elle reste utilisable pour obtenir une estimation du nombre de π^0 par rapport aux γ lorsqu'on l'applique sur l'ensemble des données, sans séparer les événements en fonction de l'hélicité de l'électron incident. On estime pouvoir obtenir une mesure à 20% près et cette analyse n'a donc pas pour ambition d'évaluer précisément le rapport N_{π^0}/N_{γ} mais plutôt de servir de test pour la méthode précédente.

Cette technique est décrite avec précision dans la référence [36], et un test de validité a été mené par G. Gavalian pour la collaboration CLAS [61] dans le cadre de l'analyse du $DVCS$ ⁸. Pour une description de cette méthode, on se reportera au paragraphe 4.1.1.

Afin de se placer dans les meilleures conditions, nous allons travailler dans le domaine cinématique où la résolution est la meilleure, c'est-à-dire pour W compris

⁸Deep Virtual Compton Scattering

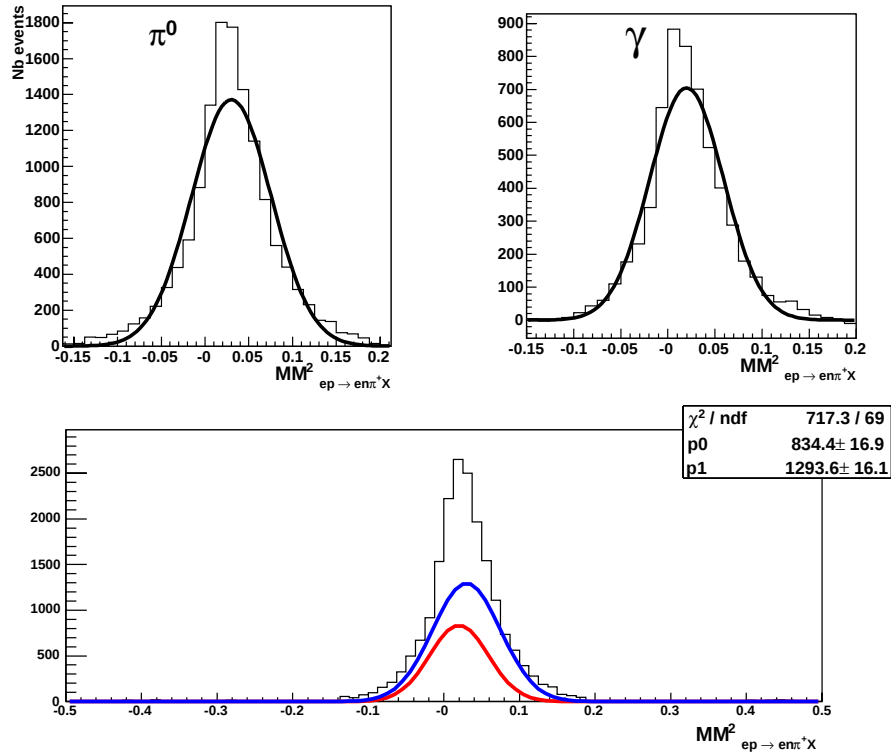


FIG. 4.33 – Masse manquante $MM^2_{ep \rightarrow en\pi^0 X}$ dans le cas où la particule X est identifiée comme un π^0 à gauche et comme un γ à droite. On présente également les paramètres des gaussiennes qui serviront à l'ajustement du cas général : X non identifié. En bas, on représente l'ajustement des deux gaussiennes sur une distribution correspondant à la somme des deux histogrammes du haut.

entre 1,8 GeV et 2,4 GeV.

Dans une première étape, nous allons mesurer la position et le σ du pic $\gamma - \pi^0$ de la masse manquante $MM^2_{ep \rightarrow en\pi^0 X}$, lorsque la particule X est effectivement identifiée comme un γ , puis comme un π^0 . On identifie le γ en sélectionnant les événements BH avec une simple coupure : $\phi_{LH} < 1^\circ$; dans ce cas, la contamination π^0 est tout à fait négligeable. Puis, on identifie les π^0 comme au paragraphe 4.2, en sélectionnant les 2 γ issus de la décroissance des π^0 . La figure 4.33 présente les deux distributions obtenues.

La deuxième étape consiste à ajuster l'amplitude des deux gaussiennes précédentes, dans le cas général où la particule manquante n'a pu être identifier. A titre

d'exemple, nous avons effectué cet ajustement pour une distribution correspondant à la somme des deux histogrammes de la figure 4.33. On trouve une amplitude de 834 pour les γ et de 1293 pour les π^0 , à comparer aux amplitudes de 704 et 1372 trouvées initialement (cet ajustement est également représenté figure 4.33). La différence est donc de 16% pour les γ et de 6% pour les π^0 .

Nous allons maintenant appliquer cette méthode pour trois intervalles en ϕ_{LH} et comparer le résultat à ce que l'on obtient avec l'aide de la simulation. Nous ne décrirons pas l'analyse avec les simulations qui est rigoureusement identique à celle présentée au paragraphe précédent, la seule différence étant que l'on travaille pour W compris entre 1.8 GeV et 2.4 GeV.

Les 3 intervalles ont été choisis pour avoir suffisamment de statistique en γ et en π^0 . Ce sont $0^\circ < \phi_{LH} < 30^\circ$, $30^\circ < \phi_{LH} < 90^\circ$ et $90^\circ < \phi_{LH} < 150^\circ$.

Les deux tableaux suivant récapitulent la différence entre les deux méthodes ; nous avons ajouté un quatrième intervalle s'étendant sur toute la gamme $30^\circ < \phi_{LH} < 150^\circ$:

Intervalle en ϕ_{LH}	N_γ Méthode avec simulation	N_γ Méthode double gaussienne	$\Delta N_\gamma/N_\gamma$
$0^\circ - 30^\circ$	32353	42151	23%
$30^\circ - 90^\circ$	6672	7263	9%
$90^\circ - 150^\circ$	3554	3874	9%
$30^\circ - 150^\circ$	10026	11171	11%

et

Intervalle en ϕ_{LH}	N_{π^0} Méthode simulation	N_{π^0} Méthode double gaussienne	$\Delta N_{\pi^0}/N_{\pi^0}$
$0^\circ - 30^\circ$	13053	3819	70%
$30^\circ - 90^\circ$	22406	25104	11%
$90^\circ - 150^\circ$	17171	17278	1%
$30^\circ - 150^\circ$	39578	42319	7%

La figure 4.34 représente l'ajustement des deux gaussiennes sur les données réelles pour les quatre intervalles en ϕ_{LH} . La méthode de suppression du bruit de fond a été introduite au paragraphe 4.4.2. En ce qui concerne le rapport N_{π^0}/N_γ on a :

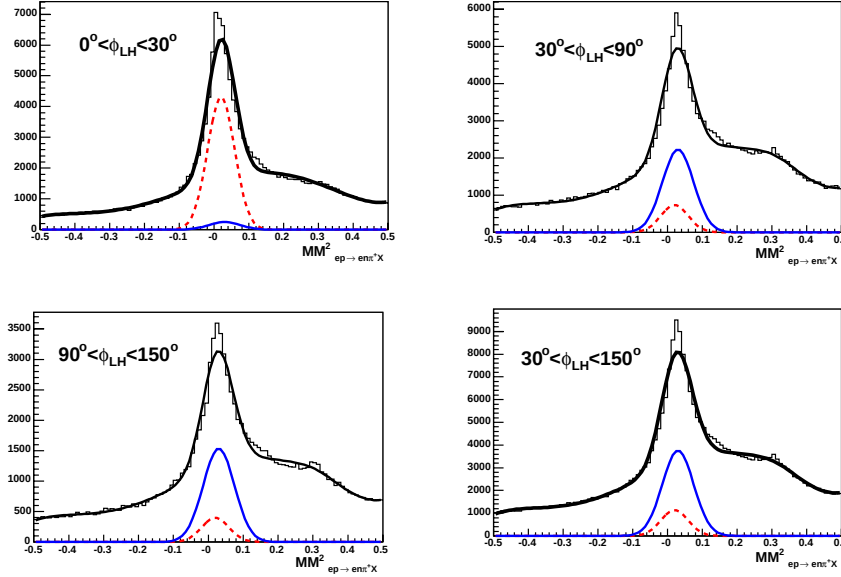


FIG. 4.34 – Ajustement des deux gaussiennes de la figure 4.33 sur les données réelles. La suppression du bruit de fond a été présentée au paragraphe 4.4.2. Sur chaque graphe on a représenté la distribution des données et les deux gaussiennes : en pointillé rouge, la contribution des γ et en trait plein bleu, la contribution des π^0 . On représente également l'ajustement total incluant le bruit de fond et les deux gaussiennes.

Intervalle en ϕ_{LH}	N_{π^0}/N_γ Méthode simulation	N_{π^0}/N_γ Méthode double gaussienne	$\Delta \frac{N_{\pi^0}}{N_\gamma}$
0° - 30°	0,4	0,1	400%
30° - 90°	3,35	3,45	3%
90° - 150°	4,83	4,45	8%
30° - 150°	3,94	3,78	4%

Hormis l'intervalle pour ϕ_{LH} entre 0° et 30° , où la différence entre le nombre de π^0 et de γ est trop grande pour une convergence correcte de l'ajustement, les deux méthodes donnent des résultats tout à fait équivalents à 10% près pour les valeurs absolues et à 6% près pour le rapport N_{π^0}/N_γ . Rappelons que ces deux méthodes sont indépendantes l'une de l'autre. Ces résultats nous confortent donc dans l'idée que la méthode de simulation présentée au paragraphe précédent fournit un nombre réaliste pour la contribution en π^0 au pic de masse manquante $MM^2_{ep \rightarrow en \pi^+ X}$. On

considère dans la suite que l'erreur systématique sur N_{π^0}/N_γ est de $\pm 15\%$.

4.6 Calcul de l'asymétrie

Pour calculer l'asymétrie, nous devons compter le nombre d'événements $ep \rightarrow e\Delta^+\gamma$ identifiés dans CLAS pour chaque état de polarisation du faisceau. Pour cela, il suffit d'extraire le nombre d'événements contenus dans le pic de masse manquante $Mm_{ep \rightarrow e\pi^+\pi^0}^2$. Mais on a vu précédemment que l'on obtient ainsi une valeur qui inclut une contribution due au π^0 . En tout état de cause l'asymétrie de spin s'écrit :

$$\mathcal{A} = \frac{1}{\mathcal{P}_e} \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} \quad (4.25)$$

où σ^+ et σ^- sont les taux de comptage pour chaque état de polarisation possible du faisceau et $\mathcal{P}_e$ le taux de polarisation du faisceau de CEBAF (72,4%). On a donc, en notant σ_γ^+ et $\sigma_{\pi^0}^+$ les nombres d'événements correspondant à un état final, respectivement, γ et π^0 :

$$\begin{aligned} \sigma^+ &= \sigma_\gamma^+ + \sigma_{\pi^0}^+ \\ \sigma^- &= \sigma_\gamma^- + \sigma_{\pi^0}^- \end{aligned}$$

On a donc :

$$\mathcal{P}_e \mathcal{A} = \frac{(\sigma_\gamma^+ + \sigma_{\pi^0}^+) - (\sigma_\gamma^- + \sigma_{\pi^0}^-)}{(\sigma_\gamma^+ + \sigma_{\pi^0}^+) + (\sigma_\gamma^- + \sigma_{\pi^0}^-)} \quad (4.26)$$

Ce qui peut s'écrire :

$$\frac{\sigma_\gamma^+ - \sigma_\gamma^-}{\sigma_\gamma^+ + \sigma_\gamma^-} = \mathcal{P}_e \mathcal{A} \frac{N_{tot}}{\sigma_\gamma^+ + \sigma_\gamma^-} - \frac{(\sigma_{\pi^0}^+ - \sigma_{\pi^0}^-)}{(\sigma_{\pi^0}^+ + \sigma_{\pi^0}^-)} \frac{(\sigma_{\pi^0}^+ + \sigma_{\pi^0}^-)}{(\sigma_\gamma^+ + \sigma_\gamma^-)} \quad (4.27)$$

avec $N_{tot} = \sigma_\gamma^+ + \sigma_{\pi^0}^+ + \sigma_\gamma^- + \sigma_{\pi^0}^-$ le nombre total d'événement.

On a :

$$\mathcal{A}_\gamma = \mathcal{A} \left(1 + \frac{N_{\pi^0}}{N_\gamma} \right) - \mathcal{A}_{\pi^0} \frac{N_{\pi^0}}{N_\gamma} \quad (4.28)$$

avec

- $\mathcal{A}_\gamma$: Asymétrie due au γ (Asymétrie ΔVCS)
- $\mathcal{A}$: Asymétrie totale mesurée
- $\mathcal{A}_{\pi^0}$: Asymétrie associée au bruit de fond π^0

- N_γ : Nombre total d'événements γ
- N_{π^0} : Nombre total d'événements π^0

Ainsi, si l'on connaît le rapport entre le nombre γ et le nombre de π^0 , l'amplitude de l'asymétrie liée au π^0 et l'amplitude totale de l'asymétrie pour tous les événements, alors **on peut calculer l'asymétrie associée aux γ** .

Voyons ce qu'il en est pour notre analyse. Nous avons mesuré au paragraphe 4.2 l'amplitude associée aux π^0 : $\mathcal{A}_{\pi^0} = -0,46\% \pm 1,60\%$.

Par ailleurs nous mesurons dans le cas général :

$MI_{n\pi^+} < 1,38$				
Intervalle en ϕ_{LH}	σ^+ hélicité positive	σ^- hélicité négative	$\mathcal{A}$ Asymétrie	$\delta\mathcal{A}$ Erreur
$30 < \phi < 150$	7741	8043	-2,64%	$\pm 1,1\%$
$210 < \phi < 330$	10131	9534	4,2%	$\pm 0,98\%$

Ces mesures ont été faites pour $W > 1,8$ GeV. La méthode utilisée est la même qu'au paragraphe 4.4.2 pour l'établissement de la densité d'événements en fonction de ϕ_{LH} .

On obtient finalement une asymétrie moyenne de : $-3,42 \pm 0,73$ %

En appliquant la formule 4.28 on trouve, finalement, avec $N_{\pi^0}/N_\gamma = 1,98$:

$$\mathcal{A}_{\Delta\text{VCS}} = -(9,28 \pm 3,9 \pm 0,62)\% \quad (4.29)$$

Cette amplitude est en bon accord avec les prédictions théoriques [40]. Elle est obtenue pour $1,7 < Q^2 < 5$ GeV² (moyenne de 2,66 GeV²), $0,2 < x_B < 0,8$ et $-4 < t < -0,5$ GeV² et $W > 1,8$ GeV. La première erreur correspond aux erreurs statistiques et la deuxième à une estimation des erreurs systématiques présentées au paragraphe précédent.

Voyons ce qu'il en est dans le cas où le neutron et le π^+ forment une masse supérieure au Δ^+ :

$MI_{n\pi^+} > 1,38$				
Intervalle en ϕ_{LH}	σ^+ hélicité positive	σ^- hélicité négative	$\mathcal{A}$ Asymétrie	$\delta\mathcal{A}$ Erreur
$30 < \phi < 150$	27285	25928	3,52%	$\pm 0,6\%$
$210 < \phi < 330$	25927	27528	-4,13%	$\pm 0,6\%$

On a, compte tenu du résultat obtenu pour l'asymétrie des événements π^0 :

$$\mathcal{A}_{\mathbf{N^*VCS}} = (-\mathbf{0,63} \pm \mathbf{3,41} \pm \mathbf{0,66})\% \quad (4.30)$$

On observe donc une différence dans l'asymétrie entre le cas de la production d'un Δ et le cas de la production d'une résonance de masse supérieure. Malheureusement, il n'existe à l'heure actuelle aucune prédiction théorique pour des résonances de masses supérieures à la région du Δ (1400 MeV). Le signe de ces deux asymétries a été vérifié expérimentalement en le comparant à celui du *DVCS* figurant dans la référence [36].

Chapitre 5

Conclusion de la deuxième partie

Ce travail de thèse nous a donné l'opportunité d'explorer, pour la première fois, l'étude des résonances du nucléon à travers le processus de diffusion compton virtuelle. Il s'agissait, ici, d'utiliser des données prises avec le détecteur CLAS du laboratoire TJNAF et avec un faisceau d'électron de 5,75 GeV sur une cible d'hydrogène, afin de savoir si l'étude d'un tel canal était possible.

Nous avons vu au chapitre 1 l'intérêt que revêt l'analyse des réactions exclusives. Nous avons mis l'accent sur les nouvelles avancées théoriques, les GPDs, qui permettent une paramétrisation fondamentale de la structure interne des nucléons et de leur résonances en permettant, dans un domaine cinématique jusqu'alors peu exploré, l'étude du nucléon en terme de degrés de liberté partoniques (c'est-à-dire les quarks et les gluons). C'est à une véritable description multi-dimensionnelle du nucléon que l'on prétend. On pourra en effet savoir, simultanément, *où* se trouve le parton (dans le plan transverse), et avec quelle *impulsion* (suivant la direction longitudinale).

Notre analyse, décrite au chapitre 4.4, s'est donnée pour but la mesure de l'amplitude de l'asymétrie de spin engendrée par l'interférence entre le Bethe Heitler et le ΔVCS , amplitude qui a été calculée théoriquement dans le cadre du modèle des GPDs.

L'analyse s'est déroulée en deux étapes :

Dans un premier temps, l'étude de l'identification des particules par le détecteur CLAS a permis de mettre en évidence des problèmes techniques concernant la détection des neutrons. Nous avons alors montré qu'il est possible d'améliorer la reconstruction des caractéristiques cinématiques des neutrons en corrigeant à la fois la distance parcourue par ces derniers dans le détecteur et la mesure de leurs angles polaires. Un algorithme original a été développé afin d'appliquer ces corrections aux données de l'expérience e1-6. Il peut être utilisé par l'ensemble de la collaboration CLAS sur d'autres analyses faisant intervenir la détection de neutrons.

Ensuite, nous avons tenté d'identifier, de façon exclusive, les réactions dues au processus de Bethe Heitler et de ΔVCS , en isolant la réaction $ep \rightarrow en\pi^+(\gamma)$ et nous avons abouti au constat suivant :

- Le signal est contaminé par une large pollution de π^0 (ces derniers sont inséparables des γ du ΔVCS).
- La statistique et la résolution sont trop faibles pour pouvoir espérer supprimer directement ce bruit de fond à partir de la différence de masse entre les γ et les π^0 .

Dès lors, la stratégie utilisée pour contourner cette difficulté consiste à mesurer séparément l'amplitude de l'asymétrie des π^0 en détectant la réaction exclusive $ep \rightarrow en\pi^+\gamma\gamma$ où les deux γ ne peuvent provenir que d'un π^0 , puis d'estimer le rapport du nombre de π^0 au nombre γ . Connaissant ces deux informations, il est possible, à partir de la mesure de l'amplitude de l'asymétrie de spin dans le cas général $ep \rightarrow en\pi^+X$ (où $X = \gamma$ ou π^0), de remonter à l'asymétrie du ΔVCS (où $X = \gamma$).

Le nombre d'événements π^0 (le bruit de fond) par rapport au ΔVCS et au Bethe Heitler (le signal) a été estimé en reproduisant les distributions en ϕ_{LH} de chacune des réactions contribuant au bruit de fond et au signal à l'aide de simulations. Nous avons alors pu ajuster la distribution des "vraies" données en ϕ_{LH} par la somme pondérée des distributions déduites des simulations, et obtenir, ainsi, le rapport entre le nombre de π^0 et de γ .

Nous obtenons, finalement, une mesure de l'amplitude de l'asymétrie du ΔVCS de $(-9,28 \pm 3,9 \pm 0,62)\%$. Cette mesure est en accord avec les prédictions théoriques du modèle des GPDs [40]. C'est donc là un encouragement pour continuer l'étude de la production de résonances par effet compton virtuel à TJNAF. Nous avons également mesuré l'asymétrie de spin pour des résonances de masse supérieure au Δ et nous trouvons une asymétrie de signe opposé au ΔVCS . Nous espérons qu'un tel résultat encouragera des études théoriques de l'asymétrie faisceau étendue à l'ensemble de la région des résonances.

Pour finir, notons qu'une expérience dédiée au DVCS (Deep Virtual Compton Scattering) est prévue pour janvier 2005 à TJNAF dans le hall B [54]. L'IPN d'Orsay est directement impliqué. Cette expérience (e1DVCS) propose d'ajouter un calorimètre électromagnétique aux angles avant (de 3 à 13°) afin, d'une part, de détecter le γ issu du Bethe Heitler et d'autre part d'augmenter l'acceptance de CLAS pour les γ ce qui améliore la réjection des pions. La détection du γ permettra, notamment, d'identifier de façon surcontrainte la réaction de ΔVCS et de séparer les bons événements du bruit de fond π^0 . Cette configuration expérimentale promet d'être idéale pour poursuivre l'étude du ΔVCS et plus généralement de l'ensemble de la région des résonances : le N^*VCS .

Annexe A

Propriétés physiques des molécules isotopiques de l'Hydrogène.

Températures d'ébullition et point triple de l'Hydrogène

Référence [28]

	Température d'ébullition (°K)	Point Triple (°K mmHg)
Hydrogène à 20,4°K (0,21% o- H_2)	20,27	13,81 52,8
38% o- H_2 , 62% p- H_2	20,32	13,86 53,0
Hydrogène 75% o- H_2	20,39	13,95 54,0
Orthohydrogen	20,45	14,05 55,1
Deutérium 66,67% o- D_2	23,57	18,72 128,5
Deuterium à 20,4°K (97,8% o- D_2)	23,52	18,69 128,5
Paradeutérium	23,66	18,78 128,5
Hydrogène deutéré (HD)	22,13	16,60 92,8

Volume molaire de l'hydrogène liquide

Référence [29]

H_2 à 20°K : 28,37 cc/mole

HD à 22°K : 26,34 cc/mole

D_2 à 24°K : 24,73 cc/mole

Volume molaire de l'hydrogène solide

Référence [29]

H_2 : 23,063 cc/mole

HD : 21,37 cc/mole

D_2 : 19,93 cc/mole

Pression de vapeur saturante

Référence [29]

à 4,2°K :

H_2 : $8,4 \cdot 10^{-7}$ mbar

HD : $5 \cdot 10^{-9}$ mbar

D_2 : $5 \cdot 10^{-11}$ mbar

à 20°K :

H_2 : 899 mbar

HD : 509 mbar

D_2 : 293 mbar

Annexe B

Rappel de théorie cinétique des gaz

Notions de base

Nous nous plaçons dans le cadre du modèle le plus simple de cinétique des gaz. Les molécules sont considérées comme des particules sphériques qui n'interagissent que par choc élastique. En dehors de ces interactions, leur mouvement est rectiligne uniforme. De plus on suppose que la distance moyenne parcourue entre deux chocs (le "libre parcours moyen") est grande devant le diamètre des molécules ce qui est vérifié même à très forte pression. L'ensemble de ces hypothèses nous permet d'utiliser pour décrire le comportement collectif du gaz l'équation d'état des gaz parfait :

$$PV = nRT \quad (\text{B.1})$$

ou P est la pression, V le volume, n le nombre de mole, $R = 8,31434 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$ la constante des gaz parfaits et T la température.

A partir de là, on peut montrer que la vitesse des molécules suit la fonction de distribution $f(v)$ de Maxwell-Boltzman [16] :

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad (\text{B.2})$$

où m est la masse de la molécule en kg, T la température en Kelvin et k la constante de Boltzmann en joule par kelvin¹[15].

D'où l'on déduit les résultats fondamentaux suivant :

- La vitesse moyenne des molécules est $\bar{v} = \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2}$
- La vitesse la plus probable est $v_p = \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2}$
- L'énergie cinétique moyenne s'écrit : $E_m = \frac{3}{2}kT$
- L'énergie la plus probable s'écrit : $E_p = kT$

¹ $k = 1,380054 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$

On peut déjà remarquer ici que la vitesse des molécules tant que l'on reste dans les conditions du modèle est inversement proportionnelle à la racine carrée de la masse. Ainsi, dans des conditions identiques de température, de volume et de pression, la vitesse des molécules isotopiques d'un même élément seront différentes. Ceci aura une influence importante sur les écoulements relatifs des molécules lors de leur transfert via le système d'introduction.

Par ailleurs, le nombre d'impacts dus aux molécules de gaz, reçus par seconde et par unité de surface sur les parois d'enceintes est proportionnel à la pression dans l'enceinte[16] :

$$\mu = \frac{P}{(2\pi mkT)^{1/2}} \quad (\text{B.3})$$

Nous aurons également besoin dans la suite de la fréquence de collision des molécules entre elles.

Soit un gaz composé de n molécules par unité de volume chacune de diamètre σ , la fréquence d'interaction d'une molécule avec l'ensemble des autres par unité de volume et de temps est reliée aux nombres de molécules présentes dans le volume balayé par la molécule et s'écrira donc :

$$\mathcal{F}_{mono} = \pi\sqrt{2}\sigma^2 n\bar{v} = \pi\sqrt{2}\sigma^2 n\sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (\text{B.4})$$

Dans le cas d'un mélange binaire contenant deux molécules A et B, la fréquence de collision entre deux molécules A et B s'écrit :

$$\mathcal{F}_{binaire} = n_A n_B \pi \left(\frac{\sigma_A + \sigma_B}{2}\right)^2 \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_r}} \text{ ou } m_r \text{ est la masse réduite du système.}$$

$$m_r = \frac{m_A \cdot m_B}{m_A + m_B}$$

On voit que l'interaction éventuelle entre deux molécules d'un mélange donné est proportionnelle au nombre de molécules par unité de volume de chaque composant. Ceci nous permettra d'évaluer l'importance relative des interactions inélastiques entre molécule notamment pendant la phase d'ionisation.

Nous devons maintenant introduire une autre variable très importante, le libre parcours moyen qui correspond à la distance moyenne parcourue par une molécule entre deux chocs. Celle-ci s'écrit :

$$\lambda = \frac{kT}{\pi\sqrt{2}\sigma^2 P} \quad (\text{B.5})$$

Le libre parcours moyen permet de caractériser la nature des écoulements d'un gaz et est donc d'une grande importance pour le développement du système d'introduction. Nous l'utiliserons donc pour établir des conditions d'opération du spectromètre.

Intéraction avec les parois : Adsorption, Désorption

Adsorption

Le modèle considérant l'interaction avec la paroi comme une simple rétro diffusion de la molécule n'est pas suffisant pour rendre compte de tout les phénomènes qui peuvent influencer la mesure. En particulier, les molécules peuvent rester collées à la paroi, fortement liées par une interaction chimique ou encore sous l'action des forces de Van der Walls. On dit que la molécule est "adsorbée" par la paroi du récipient. Dans le cas d'une liaison chimique la molécule est fortement retenue. On parle souvent de chimisorption. Dans le cas d'une action associée aux forces dipolaire de Van der Walls la molécule est plus légèrement liée ; on parle de physisorption.

La vitesse d'adsorption s'écrit[18],[17] :

$$V_a = \mu(1 - \tau)e^{-\frac{E_a}{RT}} \quad (\text{B.6})$$

Où μ représente le nombre de chocs entre molécules et paroi par seconde et par unité de surface (cf le paragraphe précédent), τ est le taux de recouvrement de la surface et E_a l'énergie d'activation de l'interaction. Pour la physisorption $E_a = 0$ et pour la chimisorption E_a dépend de la réactivité du matériau constituant la paroi.

En pratique, même à très basse pression, il ne faut pas plus de quelques minutes pour recouvrir les parois.

Désorption

Inversement, si l'on apporte de l'énergie aux molécules adsorbées, celles-ci peuvent se détacher de la surface des parois. L'énergie correspondante peut être fournie par apport calorifique aux parois à l'aide d'un dispositif spécifique tel qu'un cordon chauffant, un fil gainé ou une bague chauffante, calorifugés ou non. La vitesse de désorption s'écrit :

$$V_d = \nu\tau e^{\frac{E_d}{RT}} \quad (\text{B.7})$$

où ν est le taux de sites occupés par unité de surface et E_d l'énergie du puit de potentiel retenant la molécule.

Pour l'Hydrogène adsorbé sur un métal, on a $E_d = -90\text{kJ}/\text{mole}$. Il s'agit d'une liaison chimique et il est donc nécessaire d'élever à des températures de l'ordre de 200°C pour pouvoir efficacement désorber l'Hydrogène.

Après ces quelques rappels de cinétiques des gaz parfaits, nous allons décrire quelques phénomènes physiques importants pour le système d'introduction.

Les régimes d'écoulement

Il s'agit là d'un point important concernant les systèmes d'introduction. C'est en contrôlant correctement les régimes d'écoulement que l'on peut conserver les concentrations d'un mélange gazeux au cours du transfert vers le système d'analyse.

On considère un tube de longueur L et de diamètre D dans lequel on transporte le gaz à analyser. Un régime d'écoulement s'instaure lorsqu'il existe une différence de pression $\Delta P = P_1 - P_2$ aux deux extrémités du tube.

Définissons dès à présent une variable importante : le flux gazeux Q . Si l'on note P la pression présente dans une section S donnée du tube et Φ_V le débit volumétrique à travers S , alors le flux gazeux s'écrit :

$$Q = \Phi_V P \quad (\text{B.8})$$

Nous ne traiterons pas ici le cas d'un régime transitoire. Pour ce qui est de nos systèmes d'introduction, nous resterons toujours dans le cas du régime permanent où le flux gazeux est conservé tout au long du tube. Le flux peut alors s'écrire :

$$Q = C(P_1 - P_2) \quad (\text{B.9})$$

où C est la conductance du tube que nous expliciterons plus loin.

On peut définir deux types principaux d'écoulement dépendant du libre parcours moyen λ des molécules. Si le rapport λ/D est très petit devant 1 alors l'écoulement est dit visqueux. Si en revanche le rapport λ/D est supérieur à 1, l'écoulement est dit moléculaire. Ainsi, dans un écoulement moléculaire, les constituants du gaz ne se voient pas les uns les autres. Ils n'interagissent principalement qu'avec les parois du tube.

Écoulement en régime visqueux

Dans ce régime la vitesse des constituants du gaz tendent à s'égaliser par des forces de viscosité (définies en encart page 207) qui naissent de l'interaction incessante des molécules entre elles. On décrit communément la conductance du tube par la formule classique de Poiseuille :

$$C = \frac{\pi D^4}{128\eta L} \frac{P_1 + P_2}{2} \quad (\text{B.10})$$

où P_1 et P_2 sont les pressions aux deux extrémités du tube, L la longueur du tube et η une constante que l'on appelle la viscosité, décrite dans l'encart de la page 207 et qu'il n'est pas nécessaire d'expliquer ici.

On obtient grâce à l'équation B.9 le flux gazeux à travers la canalisation :

Définition de la viscosité :

La viscosité intervient lorsque le libre parcours moyen des molécules est très inférieur à la section du tube dans lequel diffuse le gaz. Dans ce régime, le gaz s'écoule en couches cylindriques coaxiales à une distance r de l'axe du tube. On parle alors d'écoulement laminaire. Le mouvement chaotique des molécules induit une force F dite de viscosité entre ces couches. Si S est la section du tube et v la vitesse de chaque couche (le long de l'axe) on a [19] :

$$F = \eta S \frac{dv}{dr}$$

Le coefficient η est ce que l'on appelle la viscosité du gaz.

$$Q = K \frac{P_1 + P_2}{2} (P_1 - P_2) \quad (\text{B.11})$$

où $K = \frac{\pi D^4}{128 \eta L}$ est une constante du système.

Ce qu'il est important de remarquer ici est que ni la conductance C , ni le flux gazeux Q ne dépendent de la masse des constituants du gaz. Ainsi, lors de la diffusion, les molécules sont emmenées le long du tube de la même façon quelle que soit leur masse.

Écoulement en régime moléculaire

Dans un tube de longueur L et de diamètre D , l'écoulement moléculaire est en pratique atteint lorsque $\lambda > \frac{D}{3}$. La conductance est alors donnée par la formule de Clausing (vérifié dans les cas où la canalisation est suffisamment longue : $\frac{L}{D} > 20$) :

$$C = \frac{\pi^{3/2}}{8\sqrt{2}} \sqrt{\frac{RT}{M}} \frac{D^3}{L} \quad (\text{B.12})$$

La conductance est donc indépendante de la pression mais dépend cette fois de la masse des constituants du gaz.

Le flux gazeux s'écrit alors toujours selon B.9 :

$$Q = K' \frac{P_1 - P_2}{\sqrt{M}} \quad (\text{B.13})$$

où $K' = \frac{\pi^{3/2}}{8\sqrt{2}}\sqrt{RT}\frac{D^3}{L}$ est une constante du système, qui dépend toutefois de la température. Mais nous n'envisagerons ici que des transferts isothermes.

Le flux gazeux est donc une fonction de la masse des constituants. Les éléments légers diffuseront plus rapidement le long de la canalisation. Cela aura des conséquences importantes lors de la description des régimes d'introduction au paragraphe suivant.

L'effusion

Soit un gaz contenu dans un récipient de volume V donné, l'effusion correspond à la fuite du gaz à travers un orifice percé dans les parois du volume dont la taille (diamètre D) est petite en comparaison du libre parcours moyen des molécules mais grande par rapport à l'épaisseur des parois. Le flux ϕ des molécules à travers le trou par unité de temps et de surface est égal au nombre μ de chocs entre les molécules et les parois calculés au paragraphe B :

$$\phi = \mu = \frac{P}{\sqrt{2\pi m k T}} \quad (\text{B.14})$$

où m est la masse d'une molécule.

On considère ici le cas où la pression est nulle à l'extérieur du récipient.

Remarque : ϕ représente ici le nombre de particules traversant la paroi par unité de temps, à ne pas confondre avec le flux gazeux Q introduit précédemment. Pour retrouver la valeur de Q , on part de sa définition donnée par la relation B.8 et l'on remarque que le flux volumétrique ϕ_V s'obtient aisément à partir de ϕ à l'aide de l'équation des gaz parfaits B.1 :

$$\phi_V = \frac{\pi D^2}{4} \frac{kT}{P} \phi = \frac{\pi D^2}{4} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \quad (\text{B.15})$$

où $\frac{\pi D^2}{4}$ est simplement la surface du trou.

On a alors pour le flux gazeux :

$$Q = \phi_V P = \frac{\pi D^2}{4} \sqrt{\frac{RT}{2\pi M}} P \quad (\text{B.16})$$

On utilise ici R , la constante des gaz parfaits, plutôt que k pour garder les notations précédentes utilisées pour les équations B.11 et B.13. M est ainsi la masse molaire de la molécule considérée. Finalement, la conductance du trou est donnée par :

$$C = \frac{\pi D^2}{4} \sqrt{\frac{RT}{2\pi M}} \quad (\text{B.17})$$

Comme dans le cas de l'écoulement moléculaire, le flux gazeux est inversement proportionnel à $\sqrt{M}$, la racine carrée de la masse molaire du gaz considéré.

Revenons à l'expression du flux. Si le gaz contient deux éléments (A et B) de masses différentes ($m_A \neq m_B$) on a :

$$\phi_A = \frac{P_A}{\sqrt{2\pi m_A kT}} \quad (\text{B.18})$$

$$\phi_B = \frac{P_B}{\sqrt{2\pi m_B kT}} \quad (\text{B.19})$$

Où P_A et P_B sont les pressions partielles des deux composants du gaz. Le rapport de ces flux donne :

$$\frac{\phi_A}{\phi_B} = \frac{P_A}{P_B} \sqrt{\frac{m_B}{m_A}} \quad (\text{B.20})$$

Le rapport des flux dépend de la masse molaire des deux gaz. Ce phénomène important est connu sous le nom de loi de Graham et s'énonce souvent ainsi : Les éléments légers d'un gaz effusent plus rapidement que les éléments lourds. Donc, si dans le cas précédent $m_A < m_B$ le mélange restant dans le récipient s'enrichit en élément B. En tout état de cause, les concentrations relatives ne sont pas conservées *au cours du temps* lors du transfert du gaz.

Par exemple dans notre cas, le H_2 (masse 2) effuse $\sqrt{3/2} = 1,22$ fois plus vite que le HD (masse 3).

Annexe C

Etude théorique d'une colonne de rectification

Le principe d'une colonne à rectifier a été décrit au paragraphe 3.1.2. Nous nous intéressons ici à une rectification discontinue pour laquelle le mélange à distiller est introduit une fois pour toute. L'appareillage est représenté sur la figure C.1. Il se compose d'un bouilleur, contenant initialement le mélange à distiller, une colonne de rectification et un condenseur.

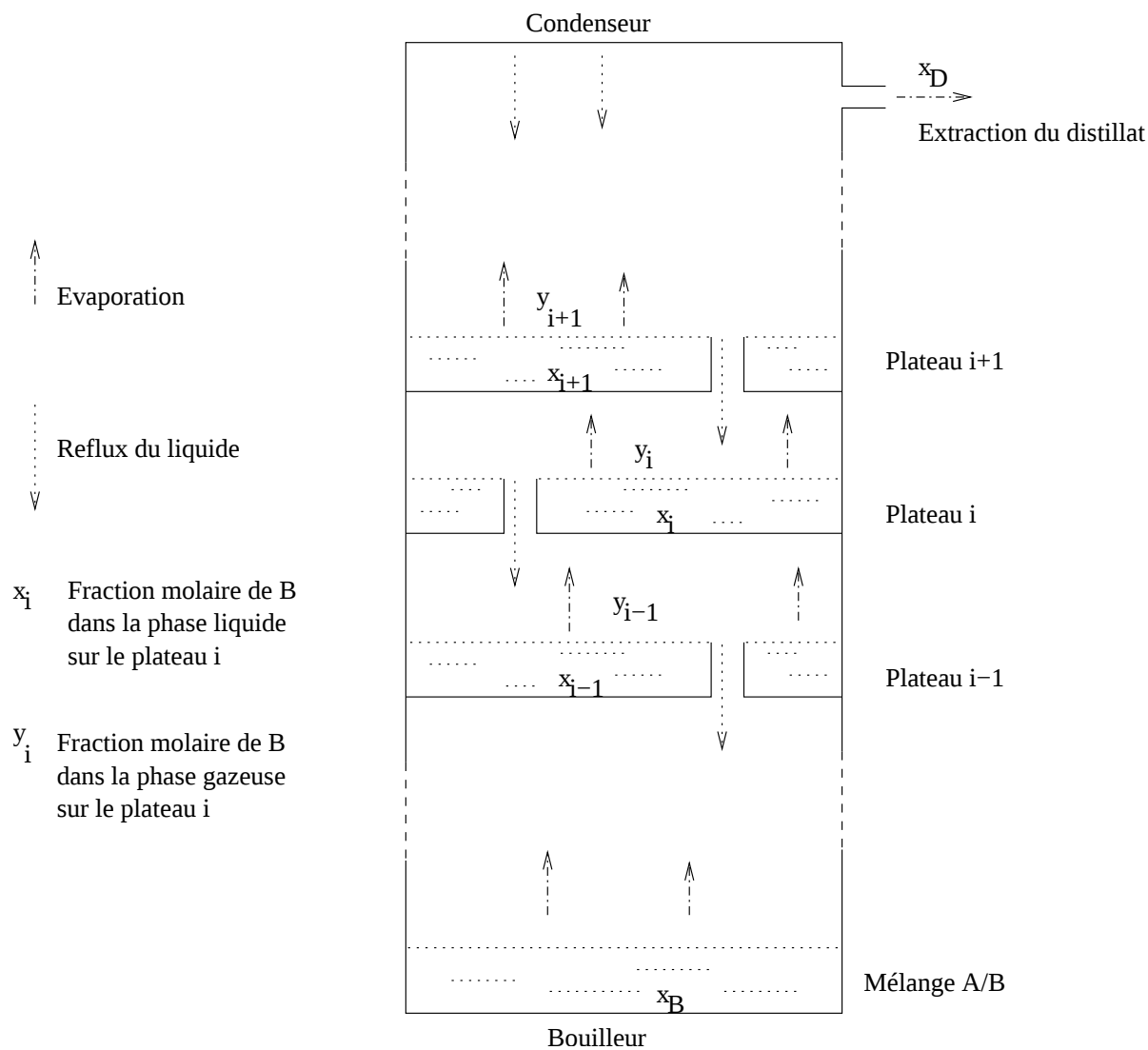
Nous avons représenté sur la figure C.1 une colonne à plateaux. Chaque plateau est percé de petits trous autorisant le passage de la vapeur et dispose d'un trop plein permettant au liquide de redescendre. Le rôle de ces plateaux est d'assurer un bon contact entre la vapeur qui monte et le reflux de liquide qui descend. On suppose dans la suite que l'équilibre entre les deux phases s'établit sur chaque plateau. Chaque plateau correspond à un étage de la colonne de rectification.

Détermination du Nombre d'Etages Théorique (NET) d'une colonne

On se place dans le cas d'un mélange binaire (A-B) et on se propose de calculer le nombre minimal théorique de plateaux nécessaires (ou NET) pour séparer le mélange A-B à un instant donné de la rectification.

On utilise les notations suivantes (cf figure C.1) :

- x_B : fraction molaire du composé B dans le bouilleur,
- x_D : fraction molaire du composé B dans le distillat,
- x_i : fraction molaire du composé B dans la phase liquide du plateau i ,
- y_i : fraction molaire du composé B de la vapeur en équilibre avec le plateau i .

FIG. C.1 – *Colonne de rectification*

Le bouilleur, au pied de la colonne, est considéré comme le plateau d'indice $i = 1$, de sorte que l'on ait $x_1 = x_B$ et $x_{n+1} = y_n = x_D$.

A partir de la concentration connue x_B dans le bouilleur et de la concentration voulue x_D dans le distillat, on se propose de calculer le nombre n de plateaux nécessaires.

Relation d'équilibre isobare

Sur un même plateau, la vapeur et le liquide sont en équilibre. On peut donc relier les concentrations x_i et y_i par une équation d'équilibre isobare :

$$y_i = \frac{\alpha x_i}{1 + x_i(\alpha - 1)} \quad (\text{C.1})$$

Celle-ci dépend de la volatilité relative α des deux éléments du mélange :

$$\alpha = P_B^0 / P_A^0$$

où P_B^0 et P_A^0 sont les pressions de vapeur saturante des deux composés du mélange.

La droite opératoire

Nous avons décrit, ci-dessus, la relation d'équilibre entre les concentrations des phases liquide et vapeur d'un même plateau. Afin d'obtenir l'évolution des concentrations d'un plateau à l'autre, nous allons relier la fraction molaire x_i à la fraction molaire y_{i-1} (concentration en élément B de la vapeur montante vers le plateau i).

Pour cela, nous allons utiliser les trois valeurs suivantes :

- R est le débit molaire total de reflux dans la colonne (ou débit de liquide descendant vers le bouilleur).
- V est le débit molaire total de vapeur montante dans la colonne.
- D est le débit molaire total d'extraction du distillat.
- $r = R/D$ est le taux de reflux : rapport entre la quantité de liquide retournant dans la colonne et la quantité de distillat extrait.

On fait alors le bilan de matière sur un plateau i donné :

$$V y_i + R x_i = V y_{i-1} + R x_{i+1} \quad (\text{C.2})$$

Ce qui peut se lire : pour l'élément B, la quantité de matière montant du plateau i vers le plateau $i + 1$ (dans la phase gazeuse) et celle descendant du plateau i vers le plateau $i - 1$ (dans la phase liquide) est égale à par l'apport de matière descendant du plateau $i + 1$ (dans la phase liquide) et montant du plateau $i - 1$ (dans la phase

gazeuse); ou encore, la quantité de matière s'échappant d'un plateau est compensé par la quantité de matière arrivant sur ce même plateau.

En sommant les équations C.2 du bilan de matière du plateau i au plateau n ,

$$\sum_{k=i}^n (V y_k + R x_k) = \sum_{k=i}^n (V y_{k-1} + R x_{k+1}),$$

on obtient la relation : $V y_n + R x_i = V y_{i-1} + R x_{n+1}$, soit, avec $y_n = x_{n+1} = x_D$:

$$V x_D + R x_i = V y_{i-1} + R x_D$$

Ce qui peut s'écrire :

$$y_{i-1} = \frac{R}{V} x_i + \frac{V - R}{V} x_D$$

En remarquant que $V = R + D$ et donc $r = R/(V - R)$, on a, finalement :

$$y_{i-1} = \frac{r}{r+1} x_i + \frac{1}{r+1} x_D, \quad (\text{C.3})$$

relation qui définit la droite opératoire dans le plan y, x .

Dés lors, il est possible d'obtenir le NET de deux façons différentes, la première est basée sur une construction graphique de McCabe et Thiele, la deuxième sur l'établissement de la relation de Fenske.

Construction de McCabe et Thiele

Sur un graphe, on trace la courbe d'équilibre $y = f_e(x)$ (correspondant à la relation d'équilibre isobar, équation C.1) et la droite opératoire $y = f_o(x)$, correspondant à l'équation C.3. Le graphe est représenté sur la figure C.2 pour trois valeurs différentes du taux de reflux r (∞ , 10 et 3) et une volatilité relative $\alpha = 3$

Partant d'une concentration x_B dans le bouilleur de 10%, $y_1 = f_e(x_B)$ donne la concentration de B dans la vapeur montant vers le premier étage. L'intersection entre la droite $y = y_1$ et la droite opératoire donne la concentration x_2 de B dans la phase liquide du premier plateau. En recommençant l'opération à partir de x_2 , on obtient x_3 etc... On s'arrête lorsqu'on atteint la concentration voulue pour le distillat (ici 90%). On peut alors dénombrer le nombre d'étages nécessaire.

On voit que le taux de reflux a une grande importance dans le fonctionnement du distillateur. Sur le graphe de gauche (figure C.2), le reflux est infini (pas d'extraction), la concentration de distillat (de 90%) en B est obtenue avec 3 étages théoriques

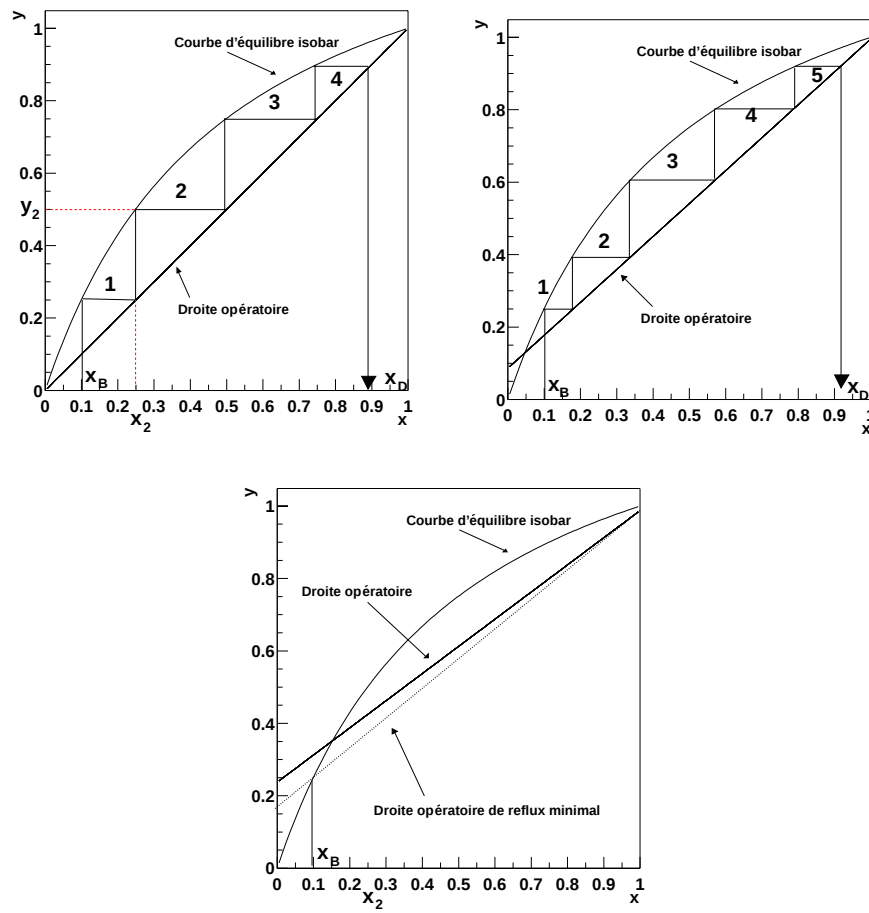


FIG. C.2 – Construction de Mac Cabe et Thiele. En haut à gauche pour $r = \infty$, en haut à droite pour $r = 10$ et en bas pour $r = 3$. Dans tous les cas, $\alpha = 3$, $x_B = 0,1$.

(4 niveaux moins le niveau du bouilleur). En revanche, pour $r = 10$, il en faut 4 au moins et pour $r = 3$ aucune rectification n'est possible.

Pour extraire des composés de concentration très faible ($x_B \rightarrow 0$), il faut utiliser la valeur du taux de reflux la plus petite possible. On définit le taux de reflux minimum r_{min} , à partir de la droite opératoire C.3 :

$$f_e(x_B) = \frac{r_{min}}{r_{min} + 1} x_B + \frac{1}{r_{min} + 1} x_D$$

$$r_{min} = \frac{x_D - f_e(x_B)}{f_e(x_B) - x_B} \quad (C.4)$$

- quand $r \rightarrow \infty$, l'extraction devient nulle mais le NET est minimal.
- quand $r \rightarrow r_{min}$, l'extraction est maximale mais le NET tend vers l'infini.

Etage théorique et étage réel

En pratique, l'équilibre entre la phase liquide et la vapeur n'est jamais atteint. Il faut tenir compte de l'efficacité des plateaux. En général, pour obtenir un nombre de plateau réaliste, on estime que les plateaux ont un rendement de 60% à 80% (règle empirique).

Relation de Fenske

La relation de Fenske permet de déterminer le NET en considérant que le taux de reflux est infini. On définit, ainsi, un NET minimum. Cette méthode est moins précise que la précédente, car elle ne fait pas intervenir le taux de reflux, mais permet une estimation rapide du nombre de plateaux nécessaires. L'équation C.1 peut s'écrire :

$$\frac{y_i}{1 - y_i} = \alpha \frac{x_i}{1 - x_i}$$

Puis, à partir d'un raisonnement par récurrence sur l'indice i (allant de 1 à n), on obtient :

$$\frac{x_D}{1 - x_D} = \alpha^n \frac{x_B}{1 - x_B}$$

ou encore,

$$n = \frac{\ln \left(\frac{x_D(1-x_B)}{x_B(1-x_D)} \right)}{\ln \alpha}, \quad (C.5)$$

qui est la relation de Fenske.

On a alors : $NET = n - 1$ (pour retirer l'étage correspondant au bouilleur).

Une règle empirique permet d'obtenir une estimation du nombre réel de plateau :
 $N = 2.NET/0,7$ ou $0,7$ correspond au rendement des plateaux.

Annexe D

Facteurs de correction des paramètres du neutron

Les tableaux qui suivent donnent l'ensemble des facteurs de correction appliqués aux neutrons (cf §3.3.4).

Les deux premiers tableaux donnent pour chaque intervalle en θ et ϕ (deux premières colonnes) et pour chaque secteur de CLAS (6 dernières colonnes) la distance à rajouter en cm au parcours des neutrons. Ce parcours est défini comme la longueur de la droite reliant la position du vertex de la réaction et le point d'entrée dans la partie "Inner" du calorimètre pour le premier tableau ou dans la partie "Outer" pour le deuxième tableau.

Les deux tableaux suivants donnent pour chaque intervalle en θ et ϕ (deux premières colonnes) et pour chaque secteur de CLAS (6 dernières colonnes) l'angle en degré à rajouter à l'angle θ détecté par les calorimètres (cet angle doit être préalablement corrigé de la position z, c-à-d suivant la ligne de faisceau, du vertex de la réaction). Le premier tableau donne les chiffres dans le cas où le neutron a interagi dans la partie "Inner" et le deuxième dans le cas où il a interagi dans la partie "Outer".

Facteurs de corrections (en cm) pour les événements "Inner"									
Intervalles θ		Intervalles ϕ		secteur					
θ_{min}	θ_{max}	ϕ_{min}	ϕ_{max}	1	2	3	4	5	6
5.73	18.33	-28.65	0	6.68	5.81	5.89	5.22	5.69	4.85
5.73	18.33	0	28.65	5.74	6.97	6.18	5.34	5.97	6.37
18.33	25.21	-28.65	-8.19	6.43	7.35	5.05	6.9	5.25	5.35
18.33	25.21	-8.19	8.19	7.52	5.2	7.36	7.65	5.23	5.72
18.33	25.21	8.19	28.65	8.11	5.61	7.18	6.9	5.39	6.56
25.21	32.08	-28.65	-8.19	4.96	6.41	6.01	6.12	5.15	4.57
25.21	32.08	-8.19	8.19	5.36	5.98	6.13	6.28	4.39	4.29
25.21	32.08	8.19	28.65	6.42	5.36	6.74	5.73	4.12	6.1
32.08	38.96	-28.65	-11.46	6.92	6.43	5.23	5.82	3.31	4.13
32.08	38.96	-11.46	0	6.94	7.13	6.03	7.68	5.26	4.49
32.08	38.96	0	11.46	7.1	6.87	5.45	6.95	5.3	4.72
32.08	38.96	11.46	28.65	7.11	5.21	5.31	8.33	4.43	5.91
38.96	51.56	-28.65	-11.46	8.03	9.48	6.79	6.68	4.13	5.16
38.96	51.56	-11.46	0	11.94	13.56	11.95	12.51	5.43	9.99
38.96	51.56	0	11.46	9.55	11.18	8.63	10.93	6.95	7.16
38.96	51.56	11.46	28.65	9.12	7.36	9.01	7.86	5.16	7.91

Facteurs de corrections (en cm) pour les événements "Outer"									
Intervalles θ		Intervalles ϕ		secteur					
θ_{min}	θ_{max}	ϕ_{min}	ϕ_{max}	1	2	3	4	5	6
5.73	18.33	-28.65	0	10.54	9.48	10.66	10.08	11.33	12.83
5.73	18.33	0	28.65	11.36	11.76	12.16	8.84	9.97	10.37
18.33	25.21	-28.65	-8.19	10.35	9.66	11.32	8.85	9.22	10.88
18.33	25.21	-8.19	8.19	9.93	10.31	9.07	9.95	11.05	11.63
18.33	25.21	8.19	28.65	11.33	11.91	11.99	10.87	9.74	12.46
25.21	32.08	-28.65	-8.19	8.93	10.28	12.13	10.22	10.46	11.09
25.21	32.08	-8.19	8.19	11.43	11.75	10.73	9.91	11.34	12.29
25.21	32.08	8.19	28.65	10.98	11.81	10.47	11.01	11.47	14.65
32.08	38.96	-28.65	-11.46	10.48	9.11	11.31	9.66	11.76	13.13
32.08	38.96	-11.46	0	9.23	8.65	11.5	8.77	11.65	11.37
32.08	38.96	0	11.46	10.51	9.45	11.2	9.89	10.66	10.35
32.08	38.96	11.46	28.65	9.9	11.07	11.8	9.58	10.72	11.56
38.96	51.56	-28.65	-11.46	8.02	9.24	8.42	8.77	11.81	13.88
38.96	51.56	-11.46	0	2.5	8.43	3.11	8.1	9.16	7.9
38.96	51.56	0	11.46	3.71	3.24	5.59	6.07	7.09	8.64
38.96	51.56	11.46	28.65	9.93	5.15	8.16	5.75	10.52	10.7

Facteurs de corrections θ (en degré) pour les événements "Inner"									
Intervalles θ		Intervalles ϕ		secteur					
θ_{min}	θ_{max}	ϕ_{min}	ϕ_{max}	1	2	3	4	5	6
5.73	18.33	-28.65	0	0.11	0.19	0.18	-0.04	-0.13	0
5.73	18.33	0	28.65	0.07	0.44	0.1	-0.19	0	0.29
18.33	25.21	-28.65	-8.19	0.26	0.41	0.45	0.23	0.04	0.22
18.33	25.21	-8.19	8.19	0.3	0.28	0.26	-0.04	0.21	0.08
18.33	25.21	8.19	28.65	0.29	0.53	0.25	-0.05	0.1	0.26
25.21	32.08	-28.65	-8.19	0.49	0.47	0.44	0.26	0.18	0.4
25.21	32.08	-8.19	8.19	0.42	0.57	0.39	0.24	0.11	0.3
25.21	32.08	8.19	28.65	0.35	0.56	0.42	0.02	0.31	0.49
32.08	38.96	-28.65	-11.46	0.78	0.8	0.49	0.33	0.47	0.41
32.08	38.96	-11.46	0	0.53	0.7	0.59	0.39	0.33	0.46
32.08	38.96	0	11.46	0.64	0.85	0.49	0.42	0.35	0.38
32.08	38.96	11.46	28.65	0.55	0.71	0.58	0.29	0.22	0.56
38.96	51.56	-28.65	-11.46	0.63	1	0.77	0.47	0.37	0.44
38.96	51.56	-11.46	0	0.82	0.86	0.68	0.41	0.41	0.07
38.96	51.56	0	11.46	0.85	0.94	0.61	0.51	0.29	0.61
38.96	51.56	11.46	28.65	1.06	0.73	0.57	0.33	0.45	0.69
Facteurs de corrections θ (en degré) pour les événements "Outer"									
Intervalles θ		Intervalles ϕ		secteur					
θ_{min}	θ_{max}	ϕ_{min}	ϕ_{max}	1	2	3	4	5	6
5.73	18.33	-28.65	0	0.18	0.31	0.12	-0.04	-0.14	0
5.73	18.33	0	28.65	0.06	0.21	0.05	-0.23	-0.1	0.15
18.33	25.21	-28.65	-8.19	0.21	0.25	0.49	0.06	0	0.15
18.33	25.21	-8.19	8.19	0.39	0.53	0.28	0.02	0.11	0.09
18.33	25.21	8.19	28.65	0.12	0.71	0.35	-0.12	0.1	0.18
25.21	32.08	-28.65	-8.19	0.36	0.43	0.48	0.29	0.18	0.42
25.21	32.08	-8.19	8.19	0.45	0.56	0.43	0.31	0.09	0.44
25.21	32.08	8.19	28.65	0.42	0.56	0.36	0.09	0.25	0.3
32.08	38.96	-28.65	-11.46	0.54	0.69	0.59	0.49	0.45	0.37
32.08	38.96	-11.46	0	0.5	0.81	0.6	0.46	0.1	0.43
32.08	38.96	0	11.46	0.6	1.05	0.48	0.39	0.34	0.31
32.08	38.96	11.46	28.65	0.65	0.93	0.59	0.41	0.37	0.36
38.96	51.56	-28.65	-11.46	0.68	0.82	0.79	0.66	0.48	0.62
38.96	51.56	-11.46	0	0.64	0.96	0.82	0.28	0.17	0.35
38.96	51.56	0	11.46	0.89	1.05	0.61	0.74	0.33	0.66
38.96	51.56	11.46	28.65	0.69	1.21	0.82	0.74	0.5	0.55

Annexe E

Detection des angles du neutron dans CLAS

Les figures qui suivent représentent la dépendance en θ , ϕ et E de la détection des angles du neutron pour chaque secteur de CLAS et pour la réaction $ep \rightarrow en\pi^+$ où toutes les particules sont détectées. Les variables représentées sont :

- $\Delta\theta = \theta_{mes} - \theta$

- $\Delta\phi = \phi_{mes} - \phi$

où θ_{mes} , ϕ_{mes} sont les angles θ , ϕ mesurés à partir de l'information fournie par les calorimètres électromagnétiques et θ , ϕ sont les angle et l'énergie reconstruits à partir des autres particules en considérant la réaction $ep \rightarrow e\pi^+X$ où X (le neutron) est la particule manquante. Dans les graphes suivants, E représente l'énergie du neutron reconstruit. Les différents secteurs (de 1 à 6) sont représentés de haut en bas.

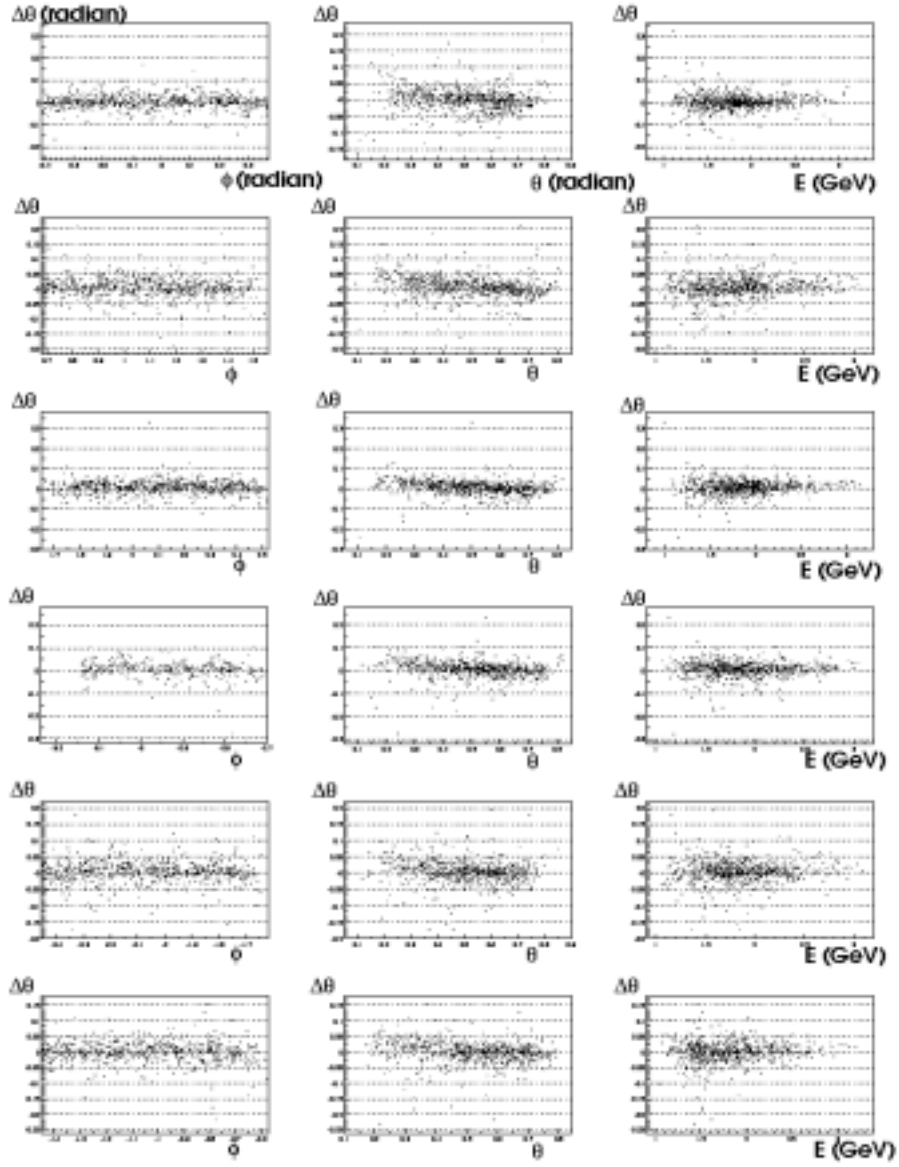


FIG. E.1 –

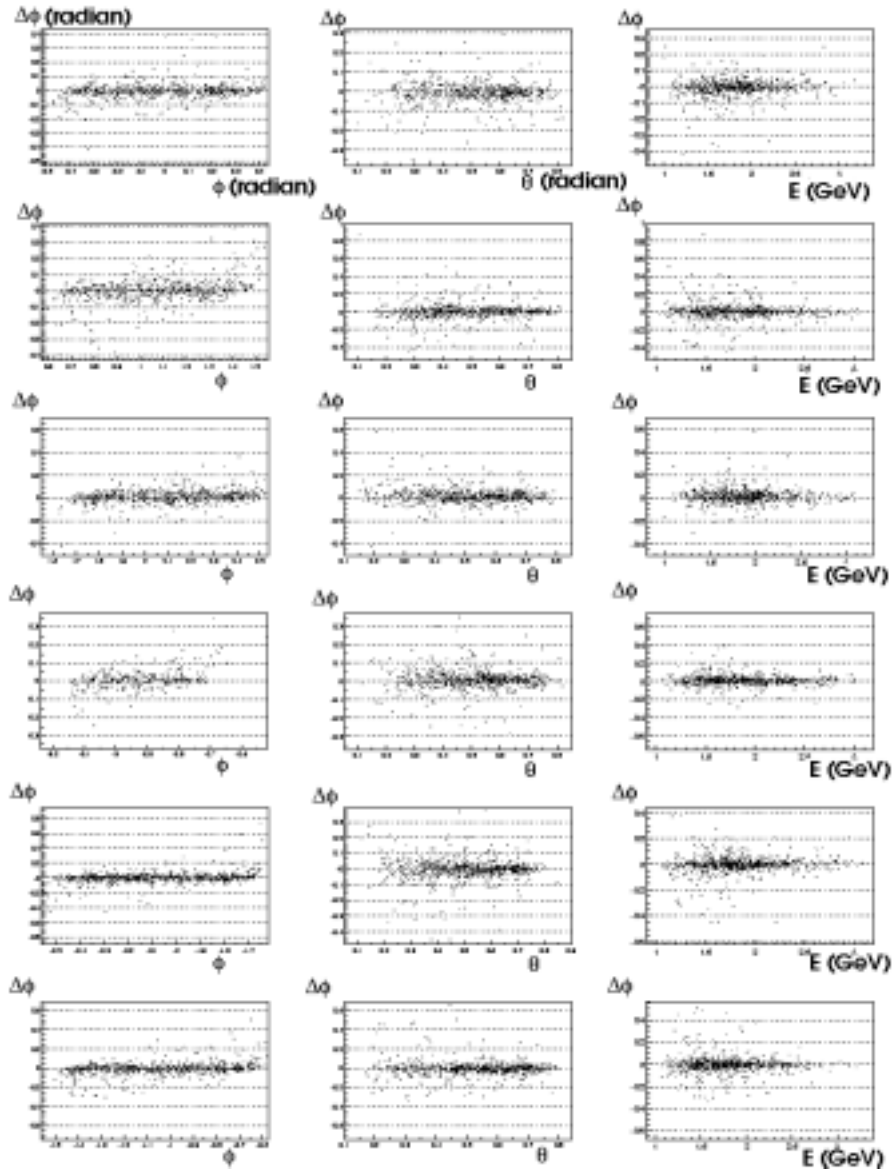


FIG. E.2 –

Bibliographie

- [1] I.S. Barker, A. Donnachie and J.K. Storrow, Nucl. Phys. **B95**, 347 (1975).
- [2] J.P. Didelez, Nucl. Phys. News **Vol 4**, N°3, 10 (1994).
- [3] T. Moriya et K. Motizuki, Prog. Theor. Phys. **18**, 183 (1957).
- [4] A. Honig, Phys. Rev. Lett. **19**, 1009 (1967).
- [5] I.F. Silvera, Rev. Mod. Phys. **52**, 393 (1980)
- [6] S. Bouchigny *et al.*, *Proceedings. of the Second International Symposium on the "GDH Sum Rule and the Spin Structure of the Nucleon", Genova, Italie, juillet 2002, p 142*. World Scientific, Ed. M. Anghinolfi, M. Battaglieri et R. De Vita.
- [7] Walter N. Hardy et J.R. Gaines, Phys. Rev. Lett. **17**, 1278 (1966)
- [8] M. Bassan, S. Bouchigny *et al.* Nucl. Inst. and Meth. **A526**,163 (2004)
- [9] A.Fookson *et al.*, J. Research NBS, 47, 31 et 449 (1951)
- [10] J. Brown, Thèse de PhD, Université de New York à Stony Brook,1977
- [11] M. Rigney *et al.*, *Conversion, Measurments, And Distillation Of Hydrogen Isotopes : H₂, HD, D₂.*, 8th INT. Workshop On Polarized Target Materials And Techniques, TRIUMF, Vancouver, Canada, 27-29 May, 1996
- [12] G.K. White "*Experimental Techniques in Low-Temperature Physics*", Clarendon Press, Oxford 1979
- [13] R.C.Dorf "*The Engineerng Handbook*",CRC Press, IEEE Press, 1996 page 583
- [14] H.Z. Kister "*Distillation Design*", McGraw-Hill, New York, 1992
- [15] J. Franeau, "*Physique*", 2^{ieme} Ed., Dunod, Paris, 1968
- [16] W. Kauzmann, *Kinetic theory of gases*, Benjamin, New-York, 1966
- [17] P. Duval "*Le vide et ses applications*", Presses universitaire de france, Paris, 1975
- [18] D.Bianchi, J.P Joly, A. Perrard, Le Vide N°286 - Octobre Novembre Décembre 1997.
- [19] J.P Leroux, P. Bauduin "*Mécanique des fluides*", Dunod, 1972

- [20] R.E. Halsted, *"The Review of Scientific Instrument"* (1950) 21 (12), 1019-1021
- [21] W. Paul *et al.*, Z. Naturforsch, A 8 (1953) 448
- [22] W. Paul *et al.*, Z. Phys., 152 (1958) 143.
- [23] P.H. Dawson *"Quadrupole Mass Spectrometry and its applications"* Elsevier 1976
- [24] P.K. Ghosh *"Ion Traps"* International Series Of Monographs On Physics 90, Clarendon Press, Oxford, 1995
- [25] R.E. March and R.J. Hughes *"Quadrupole Storage Mass Spectrometry"* Wiley, 1989
- [26] E. Gehrke, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. **24**, 453 1922 ; J.O. Hirschfelder *et al.* J. Chem. Phys. **4**, 121, 1936.
- [27] D. Zajfman *et al.*, *"Breakup Dynamics In The H_3^+ And D_3^+ Dissociative Recombination"* Proceedings of the Symposium on Dissociative Recombination of Molecular Ions, Chem. Soc of Am., Chicago, 2001
- [28] NBS, Research Paper RP 1932, Vol. 41, 379 (1948)
- [29] P. Clark *"Hydrogen Properties for Fusion Energy"* Univ. of California Press, Berkeley CA, 1986
- [30] D. Adams *et al.*, Phys.Rev.B **357** (1995) 248
- [31] P.L. Anthony *et al.*, Phys.Rev.D **54** (1996) 6620
- [32] X. Ji, Phys. Rev. Lett. **78**, 610 (1997); Phys. Rev. D **55**, 7114 (1997)
- [33] A.V. Radyushkin, Phys Lett.B **449** (1999) 81
- [34] J.C. Collins, L. Frankfurt, and M. Strickman, Phys Rev. D **56**, 2982 (1997)
- [35] A. Airapetian *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 182001.
- [36] S. Stepanyan *et al.*, Phys.Rev.Lett. **87** (2001) 182002.
- [37] L.L. Frankfurt, M.V. Polyakov, M. Strikman, M. Vanderhaeghen, Phys.Rev.Lett.**84** :2589-2592 (2000)
- [38] V.V. Frolov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 45 (1999)
- [39] L. Tiator, D.Drechsel, O. Hanstein, S.S. Kamalov and S.N. Yang, nucl-th/0012046.
- [40] M. Vanderhaeghen, P.A.M. Guichon, M. Guidal, Phys.Rev.Lett. **80** (1998) 5064, Phys.Rev. **D60** (1999) 094017.
- [41] K. Goeke, M.V. Polyakov, M. Vanderhaegen, Prog.Part.Nucl.Phys. **47** (2001) 401
- [42] N. Kivel, M. V. Polyakov and M. Vanderhaeghen, Phys.Rev. **D63** (2001) 114014.

-
- [43] V. Burkert, L. Elhouadrhiri, M. Garçon, S. Stepanyan, spokesperson JLab experiment E01-113.
 - [44] S. Chattopadhyay, Accelerator Science, <http://www.jlab.org/accelphys.html>
 - [45] CEBAF at 12 GeV, February (2001), Document interne à TJNAF
 - [46] M. Baylac, “*Mesure de la polarisation du faisceau d’électrons du Jefferson Laboratory par effet Compton*”, Thèse de doctorat, Université Claude Bernard, Lyon (2000)
 - [47] B.A. Mecking *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A503**, 513 (2003); M.D. Metayer *et al.* Nucl. Instr. Meth. **A449**, 81 (2000); E.S. Smith *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A432**, 265 (1999); G. Adams *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A465**, 414 (2001); M. Amarian *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 460** (2001) 460.
 - [48] M. Amarian *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 460** (2001) 460.
 - [49] S. Taylor *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 462** (2001) 484.
 - [50] M. Guidal, J.M. Laget, E.S. Smith *et al.*, CEBAF experiment E99-105 (1999)
 - [51] L. Morand, Thèse de l’Université Paris 7, (2003)
 - [52] V. Burkert, R. Minehart, P. Stoler, M. Taubitz *et al.* CEBAF experiment E99-107 (1999)
 - [53] V. Burkert, M. Ripani *et al.*, CEBAF experiment E99-108 (1999)
 - [54] V. Burkert, L. Elouadrhiri, M. Garçon *et al.*, CEBAF experiment E01-113 (2001)
 - [55] D. Carman, K. Joo, G. Niculescu, B. Raue *et al.*, CEBAF experiment E00-112 (2000)
 - [56] F. Sabatié, *Momentum Corrections for e1-6 using kinematical fits*, CLAS-NOTE 2003-010 (2003)
 - [57] W. Brooks, Communication privée.
 - [58] E. Hackett “*Neutron Detection in the CLAS Calorimeters*”, Document interne, CLAS-NOTE 98-014
 - [59] “Statistics for Nuclear and Particle Physicists” Louis Lyons Cambridge University Press 1986 (page 66)
 - [60] P. Corvisiero *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 346** (1994) 433.
 - [61] G. Gavalian, CLAS-NOTES 03-019 (2003) : http://www.jlab.org/Hall-B/notes/clas_notes03.html