

975

INSTITUT DE PHYSIQUE DE L'UNIVERSITE DE NEUCHÂTEL

ETUDE DU COEFFICIENT DE TRANSFERT DE SPIN $K_V^Y(\theta)$

DE LA REACTION $D(p, n)pp$ A 56 ET 72 MEV

Thèse présentée à la Faculté des Sciences
de l'université de Neuchâtel
pour l'obtention du grade de docteur ès sciences

par

Alain Berdoz
physicien diplômé
de l'université de Lausanne

août 1986

IMPRIMATUR POUR LA THÈSE

*Etude du coefficient de transfert de
spin $\frac{y}{y}K(0)$ de la réaction $D(\vec{p}, \vec{n})2p$ à 56
et 72 MeV*

de Monsieur *Alain Berdoz*

UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL

FACULTÉ DES SCIENCES

La Faculté des sciences de l'Université de Neuchâtel,
sur le rapport des membres du jury,

*Messieurs F. Foroughi, J.-L. Vuilleumier
et J. Kern (Fribourg)*

autorise l'impression de la présente thèse.

Neuchâtel, le *15 octobre 1986*

Le doyen:

François Sigrist

François Sigrist

Résumé.

En collaboration avec l'université de Bâle, l'université de Neuchâtel a planifié la réalisation d'un faisceau de neutrons polarisés dont l'énergie peut varier entre 40 et 70 MeV. La réaction de production utilisée est $D(\vec{p}, \vec{n})pp$ à 0° , ce qui autorise un spin-flip rapide et entièrement commandé par celui du faisceau incident. Le coefficient de transfert de spin $K_V^y(0^\circ)$ de cette réaction a été mesuré aux énergies incidentes de 56 et 72 MeV. La grande dépendance observée de K_V^y en impulsion de transfert ne peut être expliquée au moyen d'un simple modèle basé sur l'échange de charge p - n. Un intérêt tout particulier a été porté à la description des observables de la diffusion n - ^4He , qui a servi comme analyseur de la polarisation du faisceau de neutrons.

Le texte suivant n'est qu'un résumé de ma thèse. La forme complète a été déposée à la bibliothèque de l'université de Neuchâtel.

TABLE DES MATIERES

1. INTRODUCTION.	1
2. LES FAISCEAUX PRIMAIRES ET SECONDAIRES.	3
2.1. LE FAISCEAU DE PROTONS ET DE DEUTONS.	3
2.2. CHOIX DE LA REACTION.	3
2.3. CIBLE DE PRODUCTION.	4
2.4. CONFIGURATION GENERALE.	4
2.5. LE POLARIMETRE A PROTONS.	5
2.6. LE BLINDAGE.	6
2.7. LE COLLIMATEUR.	6
2.8. LE BEAM STOPPER.	7
2.9. LA CIBLE ^4He LIQUIDE.	7
2.10. LES DETECTEURS.	8
3. MESURES D'ASYMETRIE.	9
4. SET UP ET ACQUISITION.	11
4.1. ENERGIE INCIDENTE: 56 MeV.	11
4.2. ENERGIE INCIDENTE: 72 MeV.	12
5. ANALYSE.	15
6. RESULTATS.	19
7. MODELE DE LA FRACTURE DU DEUTON.	24
8. CONCLUSIONS.	29
REFERENCES	32

1. INTRODUCTION.

L'interaction nucléaire reste un des problèmes fondamentaux de la physique et ceci plus de 50 ans après la découverte du neutron par Chadwick (en 1932) (Cha32). Bien que l'hypothèse d'échange de pions date de 1935 (Yukawa (Yuk35), Stueckelberg (Stu36)), son interprétation n'est pas encore déterminée pour des distances inférieures au femtomètre. Les expériences de diffusion utilisant des faisceaux de neutrons permettent d'obtenir des informations complémentaires à celles provenant des réactions où seules des particules chargées sont employées. Les faisceaux polarisés sondent la dépendance spinorielle de ces interactions. La possibilité de réaliser des faisceaux de neutrons polarisés performants, d'énergie supérieure à 30 MeV s'est accrue de façon considérable ces dernières années. La réalisation de tels faisceaux devient possible grâce aux développements technologiques des accélérateurs (polarisation, intensité) et des composantes électroniques rapides, à l'accessibilité à de larges détecteurs, à une capacité d'acquisition accrue, ainsi qu'à l'amélioration de la connaissance des pouvoirs d'analyse des réactions servant d'analyseur de polarisation. Ce ci est d'autant plus intéressant que son besoin s'en fait fortement ressentir (c.f. appendice 1):

I) Les données actuelles concernant l'interaction Nucléon - Nucléon ne permettent pas de déterminer de façon non ambiguë le paramètre de mélange ϵ , entre 3S_1 et 3D_1 , et la phase 1P_1 .

II) Les réactions (n,p) excitent des résonances géantes isovectorielles dans le noyau cible, alors qu'elles ne le sont que peu dans des diffusions inélastiques (p,p').

III) Une meilleure connaissance du mélange de configuration de l'état fondamental permettrait d'expliquer l'actuel désaccord entre les expériences et la théorie à propos des transitions mettant en jeu le spin-flip d'un nucléon (Gamow-Teller).

IV) La comparaison des parties spin-orbitales du potentiel optique p-noyau et n-noyau permet d'accéder à des informations concernant la structure de la surface nucléaire.

V) L'examen des forces, causant un mélange d'isospin, du type :

$$a (\tau_i^{(1)} - \tau_i^{(2)}) + b (\tau_i^{(1)} \times \tau_i^{(2)})$$

(où $\tau_i^{(1)}$ est l'isospin de la particule i) constitue un test de l'indépendance et de la symétrie de charge dans les interactions nucléaires.

VI) L'existence et les effets des forces à trois corps pourraient être sondés par ce type de faisceau, dont l'avantage consiste à exclure l'interaction coulombienne de l'interprétation des résultats.

VII) La compréhension de la réaction de production de tels faisceaux constitue aussi une source d'intérêt.

Dans la suite, nous allons décrire les caractéristiques de la nouvelle source de neutrons polarisés, qui a été développée en collaboration avec l'université de Bâle, au S.I.N.

Nous avons utilisé la réaction $D(\vec{p}, \vec{n})pp$ à 0 degré comme source de neutrons.

L'intensité du faisceau ainsi obtenu est de $2 \cdot 10^5$ neutrons par cm^2 et par seconde à quatre mètres de la cible de production. La polarisation de ce faisceau a été mesurée pour des énergies incidentes de 56 et 72 MeV, où nous avons observé respectivement 30 et 35% de polarisation.

Dans un premier temps nous nous attacherons à la description de la ligne du faisceau, puis nous décrirons les mesures du coefficient de transfert de spin à 56 et à 72 MeV.

Les résultats de ces mesures seront présentés et comparés à un modèle simplifié de la réaction de production.

2. LES FAISCEAUX PRIMAIRES ET SECONDAIRES.

2.1. LE FAISCEAU DE PROTONS ET DE DEUTONS.

Le faisceau est accéléré par un cyclotron isochrone classique, qui possède une efficacité d'extraction de 90%.

La source d'ions polarisés utilise le principe du *Lamb-Shift*.

Le tableau suivant résume les caractéristiques de la machine en service au S.I.N.:

<u>Particule</u>	<u>E_{max}</u>	<u>I_{max}</u>	<u>Polarisation</u>	<u>I_{pol. max}</u>
protons	72 MeV	20 μ A	~ 85 %	4 μ A
deutons	50 MeV	10 μ A	~ 55*	1 μ A

* : polarisation vectorielle seule.

La structure temporelle est très importante pour les utilisations possibles du faisceau de neutrons. C'est pourquoi nous voudrions avoir des giclées de l'ordre de 1ns, espacés d'environ 100ns. Ce ci peut facilement s'obtenir en utilisant le mode à 50 MHz et en plaçant un défecteur afin de supprimer quelques impulsions. De récents tests ont montré que l'injecteur pouvait aussi fonctionner à 15 MHz où les giclées de protons polarisés ont une durée d'environ 1 à 2ns.

2.2. CHOIX DE LA REACTION.

La polarisation de neutrons par diffusion sur les noyaux a déjà été suggérée par Schwinger (Sch46, Sch48). Wolfenstein (Wol49) montra que, grâce à l'interaction spin-orbite, l'on pouvait espérer produire un faisceau de neutrons polarisés par des réactions où ni la cible et ni le faisceau incident ne le sont. (La première expérience de production de nucléons polarisés remonte à 1952 (d+d)).

Les caractéristiques essentielles d'un faisceau polarisé sont :

I) Son intensité(σ).

II) Sa polarisation(P): au vu des utilisations futures et possibles du faisceau, il nous a semblé important de pouvoir obtenir une polarisation dans n'importe laquelle des trois directions axiales.

III) Sa résolution en énergie: nous voulions éviter un spectre de production *blanc* qui aurait nécessité une excellente signature en énergie liée au système d'utilisation du faisceau.

Les deux premiers critères sont maximisés par la figure de mérite: $P^2 \cdot \sigma$ (c.f.appendice 5).

Le troisième est satisfait par une section efficace de production possédant un pic dans l'énergie des neutrons sortants.

Notre choix, $D(\vec{p}, \vec{n})_{pp}$ à 0° , (c.f. appendice 3) nous permettra d'obtenir une énergie maximale de 68 MeV. A quatre mètres de la cible, nous pensions obtenir 10^5 neutrons par cm^2 et par secondes avec une polarisation supérieure à 20%, pour un faisceau incident polarisé à 80% et d'intensité de $1\mu A$. De plus, nous

pouvons compter sur un rapide spin-flip du faisceau de neutrons, commandé, directement, par celui de la source dans l'injecteur. Finalement, il est possible et relativement aisé d'obtenir une polarisation aussi bien transverse que longitudinale.

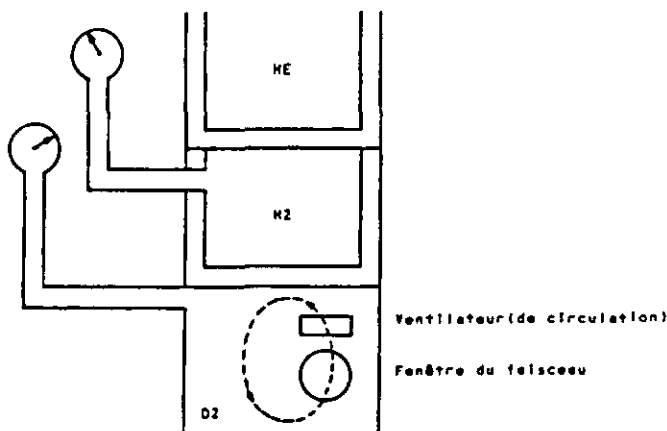
2.3. CIBLE DE PRODUCTION.

Une cible de deutérium liquide nous a semblé plus appropriée qu'une cellule gazeuse à haute pression.

Les principaux critères d'une telle cible sont sa compacité et une faible épaisseur des fenêtres (Havar de $13\mu\text{m}$). Ce qui réduit les effets de diffusions multiples, de straggling et de contamination du faisceau secondaire.

Le système de refroidissement de la cible par hélium est standard et d'une puissance de dix Watt, limitant ainsi le courant maximal à $1\mu\text{a}$ pour des protons incidents de 60 MeV. Nous disposons d'une cible d'une épaisseur de 2cm. Une cible de 1cm a aussi été construite.

Le schéma d'une telle cible est le suivant:

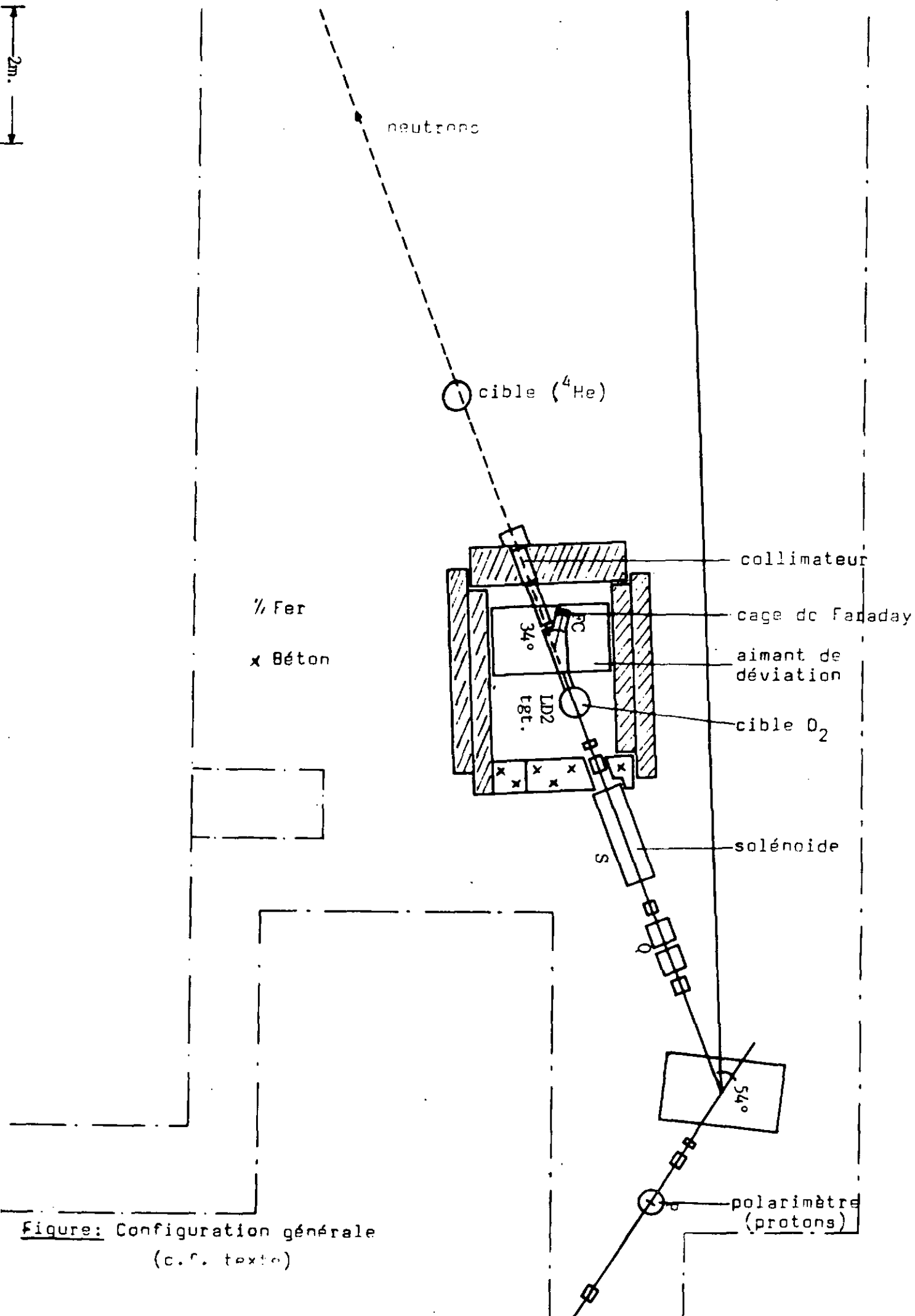


L'hydrogène, qui est maintenu à 0.2 atm, bouillira plus rapidement que le deutérium à 1 atm, et ainsi, servira de tampon thermique entre le deutérium et l'hélium.

Une circulation du liquide est assurée par un ventilateur. Elle évite la création de bulles de gaz dues à la perte d'énergie des protons dans la cible et assure un refroidissement du deutérium plus homogène.

Un collimateur en graphite a été monté avant la cible afin d'éviter que le faisceau incident ne vienne la toucher ailleurs qu'à l'endroit prévu. Il est suivi par deux demi-lunes en mylar pouvant donner, si l'on y observe le courant

2m.



neutrons

cible (^4He)

1/2 Fer

x Béton

collimateur

cage de Faraday

aimant de déviation

cible O_2

S solénoïde

54°

polarimètre (protons)

Figure: Configuration générale (c.f. texte)

déposé par les protons, une indication quant à la stabilité et à la position du faisceau.

2.4. CONFIGURATION GENERALE.

La configuration du faisceau de neutrons (c.f. figure) a été choisie de façon à laisser le plus de place possible aux expériences de diffusion. Ce qui, par un long chemin de vol, permettra une suffisamment bonne résolution en énergie.

Le faisceau de protons se trouve dévié dans la direction opposée aux positions des détecteurs; ce qui facilitera l'élimination d'un bruit de fond résiduel provenant de son arrêt. Pour les mêmes raisons, le faisceau de neutrons est stoppé le plus loin possible de la région expérimentale.

L'on peut obtenir, pour la polarisation du faisceau sortant, les trois directions axiales de la manière suivante:

I) La direction perpendiculaire au plan de la réaction est réalisée, au travers du coefficient de transfert de spin K'_y , en utilisant la polarisation *naturelle* du cyclotron.

II) La polarisation longitudinale peut être réalisée en précessant, avant la cible, le spin des protons dans le plan horizontal. (S) Les neutrons seront alors produits avec la même direction de polarisation.

Le spin des neutrons sera finalement "tourné" dans la direction du faisceau par l'aimant de nettoyage. La déviation du faisceau incident étant fixée par la valeur du champ magnétique nécessaire à cette rotation.

Une autre manière de produire cette direction pourrait s'effectuer directement par le coefficient de transfert de spin K'_z ; mais, ce dernier semble très faible.

III) La polarisation dans le plan horizontal est obtenue en produisant le faisceau de neutrons avec une polarisation verticale, puis un solénoïde placé après le collimateur précessera les spins des neutrons dans le plan horizontal.

2.5. LE POLARIMETRE A PROTONS. (P)

La construction de ce polarimètre a constitué le travail de diplôme de C.Gysin à Bâle (Gys(83)).

Il se compose d'une chambre à vide (1) en acier où deux fenêtres en mylar (2) (.1 mm d'épais et 4 cm de haut) permettent de couvrir un domaine angulaire compris entre 30° et 150° . Le porte-cible (8) possède trois positions; nous y montons un quartz (afin de visualiser le faisceau), ainsi que deux cibles de carbone (généralement d'une épaisseur de $200\mu\text{g}/\text{cm}^2$). Le système de détection se trouve à l'extérieur de la chambre. Il est constitué de deux collimateurs en cuivre de 7 mm d'épaisseur ($d\Omega = 1.07 \cdot 10^{-3}$ sr) (6) suivis de deux détecteurs NaI (7) de diamètre de 1 pouce et de 1 pouce d'épaisseur. Ils sont vus par deux P.M. (E.M.I. 9856). La cible choisie ne perturbe pas beaucoup le faisceau de protons: le stragglng angulaire est inférieur à .017 degrés.

(estimé par: $\langle \theta \rangle = 14.1 / (p\beta) * Z^p * X^{-5} * (1 + (1/9) * \text{Log}_{10}(X))$ (Rev. Par. Properties)
 $X = (\text{épais. cible}(\text{g/cm}^2) / \text{chemin moyen des protons}(\sim 42.79 \text{ g/cm}^2))$).

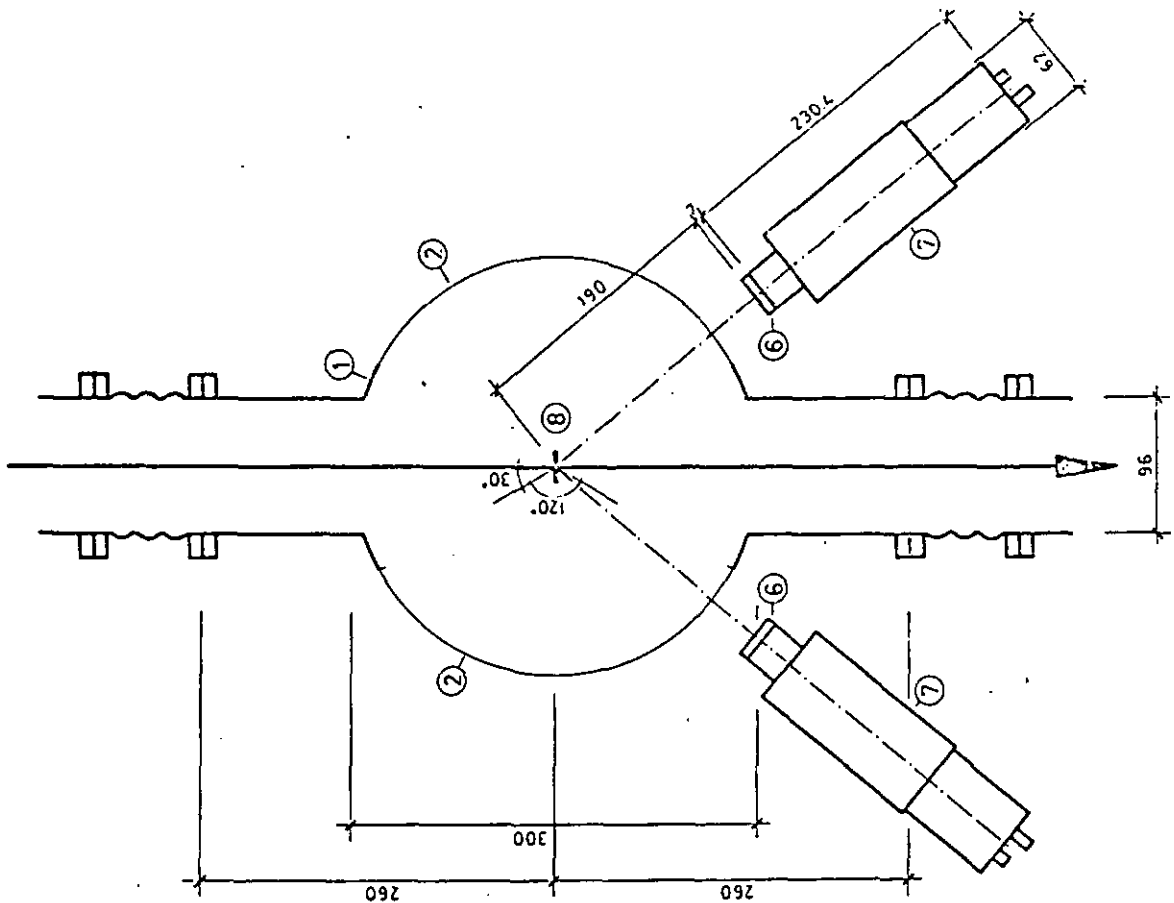


Figure : le polarimètre à protons (c.f. texte).

2.6. LE BLINDAGE.

Les neutrons rapides pénétrant facilement la matière, le blindage de la cible de production a dû être spécialement bien étudié.

Le peu de place à disposition nécessite une compacité maximale. L'examen des sections efficaces de différents matériaux (c.f. appendice 4) révéla que le fer était l'élément le plus efficace pour des neutrons d'énergie supérieure à une dizaine de MeV. C'est pourquoi, nous avons placé 60 cm de fer sur les côtés, dessus et devant la cible de deutérium. L'arrière étant protégé par du béton.

Pour se protéger des neutrons d'énergies inférieures il faudrait songer à de la paraffine. Cette dernière pourrait éventuellement être enrichie par du bore, afin d'absorber les neutrons thermiques ainsi que les gammas émis lors de la réaction. Nous nous sommes contentés de fer. Car, l'expérience a montré (Kla) qu'il est préférable de ne pas mettre de paraffine si l'on ne peut arrêter les neutrons et gammas après celle-ci. Ainsi, l'on s'attend à une forte contamina-

tion en neutrons lents et en rayons gamma.

2.7. LE COLLIMATEUR.

Il s'agit d'un collimateur échangeable permettant d'ajuster le profil du faisceau à la convenance de chaque utilisateur. Il est constitué par 15 pièces de laiton de 10 cm de long placées dans des cylindres en bore ayant un diamètre de 12 cm. Nous avons choisi l'ouverture des pièces en laiton de façon à obtenir un angle de 5 mrad; définissant un angle solide de $1.3 \cdot 10^{-4}$ sr .

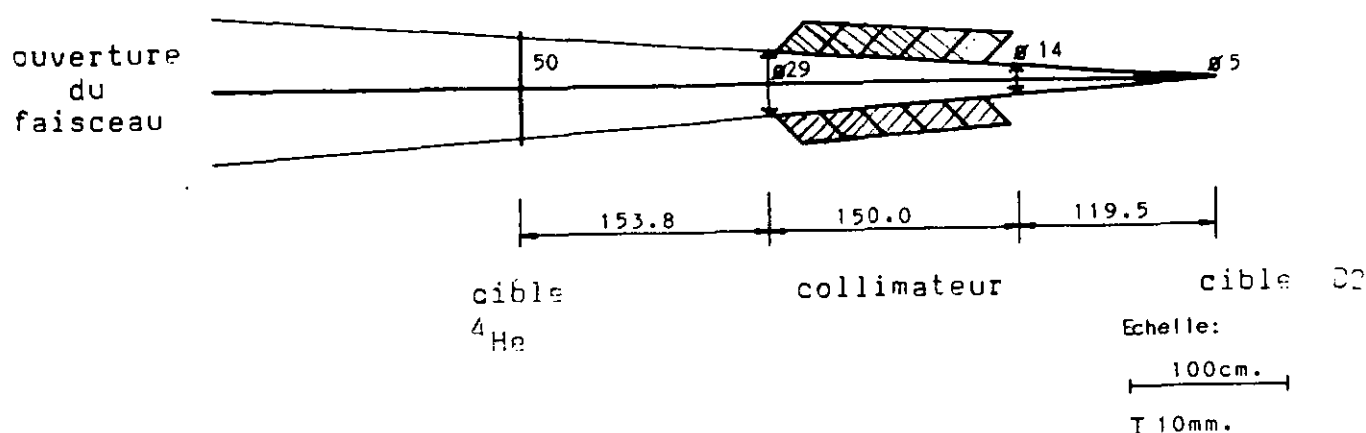


Figure : schéma du collimateur.

En comparant les taux donnés par un détecteur placé dans et hors du faisceau, nous avons mesuré un bruit de fond de l'ordre de 0.1% du flux total.

2.8. LE BEAM STOPPER.

Le beam stopper est constitué par un bloc de carbone servant, aussi, de cage de Faraday (FC). En effet, la réaction $\text{C}(p,n)\text{X}$ possède un Q très négatif. C'est à dire qu'une éventuelle contamination ne sera composée que de neutrons bien plus lents. De plus, les données de (Jun71), indiquent que le moins bon spectre de production de neutrons rapides est celui obtenu avec une cible de graphite. Nous avons placé ce beam stopper à l'intérieur de l'aimant de déviation, de façon à ce que le même blindage que celui de la cible de deutérium puisse être utilisé.

2.9. LA CIBLE ^4He LIQUIDE.

La diffusion élastique sur l'hélium est la réaction la plus communément employée comme analyseur de polarisation pour les faisceaux de neutrons. En effet, non seulement le pouvoir d'analyse (A_p) est grand et proche de l'unité à certains angles; mais en plus, nous bénéficions de la scintillation produite par les alphas de recul. Ce qui permet une discrimination efficace des bons événements. Le choix d'une cible liquide est dicté par les considérations suivantes :

1) Nous voulions une densité maximale à cause du grand parcours des alphas dans l'hélium et de la faible section efficace différentielle de réaction des neutrons.

II) Une cible gazeuse nécessite des fenêtres plus épaisses, et ainsi, augmente la contribution des diffusions multiples et des réactions parasites.

Nous avons repris le polarimètre construit à Neuchâtel par Piffaretti (Pif64). La scintillation est convertie en lumière visible par une couche de $115\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de p-quaterphényle.

Certaines modifications ont été apportées au cryostat:

I) Le réservoir a été agrandi et peut contenir 2 l de liquide, ce qui, lorsque le remplissage est effectué correctement, permet une autonomie de 36 heures.

II) Le transfert d'hélium est assuré par pompage, autorisant un remplissage du cryostat sans évacuer la cible. Il peut, donc, avoir lieu sans stopper la prise de données en cours. En effet, cette manière de procéder garantit une amenée d'hélium plus douce et plus facilement réglable. Une description plus détaillée du cryostat utilisé se trouve dans l'appendice 3.

2.10. LES DETECTEURS.

Les scintillateurs plastiques permettent une détection simple et efficace des neutrons diffusés. Nous avons choisi des NE102 qui possèdent un bon rapport H/C ainsi qu'une faible constante de désintégration.

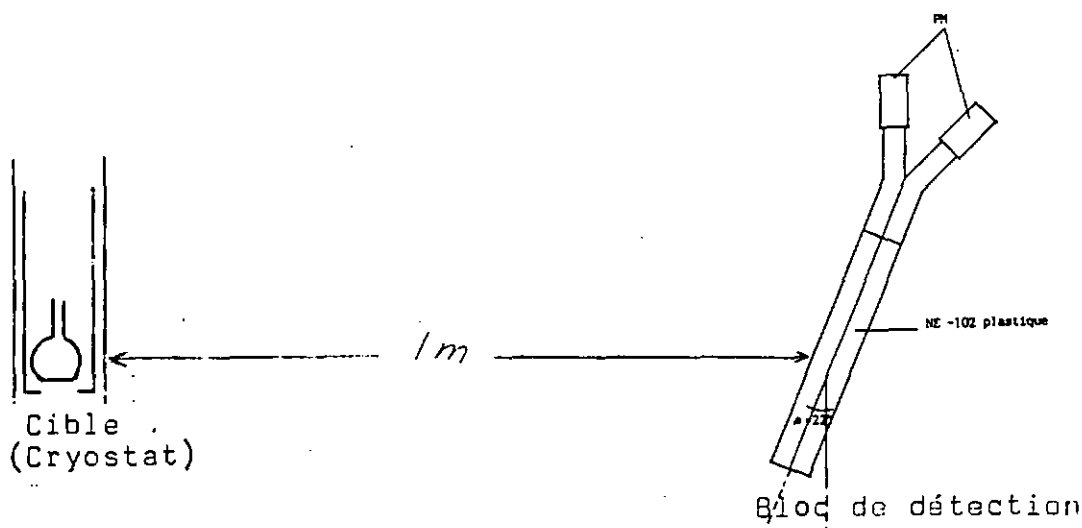
Un essai de discrimination n- γ à l'aide de détecteurs liquides NE213 a été tenté. Mais l'environnement γ est trop important et l'on n'arrive pas à résoudre les deux pics de façon satisfaisante.

Chaque détecteur consiste en la juxtaposition de deux plastiques rectangulaires (10 cm x 50 cm) et de 4.2 cm d'épaisseur.

L'angle d'inclinaison est choisi de manière à compenser la différence de temps que met la lumière pour parcourir le scintillateur et arriver dans le PM.

Nous disposons de quatre blocs de détection placés symétriquement de chaque côté de la cible d'hélium.

La disposition des NE102 est la suivante :



3. MESURES D'ASYMETRIE.

Lors d'une telle mesure, nous pouvons exprimer le nombre de coups dans un détecteur par :

$$N^c = n \cdot N \cdot \epsilon \cdot \Omega \cdot I_0 \cdot (1 + P \cdot A_y \cdot \cos(\psi))$$

Où :

$n(t)$ = nombre de particules incidentes

$N(t)$ = nombre de particules cibles

$\Omega(r, \theta, \psi)$ = angle solide

$\epsilon(t)$ = efficacité de détection

$P(t, E_n)$ = polarisation du faisceau incident

$A_y(E_n, \theta)$ = pouvoir d'analyse de la cible

$I_0(E_n, \theta)$ = section efficace différentielle

E_n = énergie incidente.

La géométrie de l'expérience est constituée par deux détecteurs disposés symétriquement par rapport au diffuseur central. En annexe, nous présentons les fausses asymétries possibles et leurs répercussions sur la mesure d'une telle grandeur.

Le meilleur estimateur statistique de l'asymétrie est $E = \frac{r-1}{r+1}$

Où l'on a préalablement choisi la convention :

* L,R : indique la position géométrique des détecteurs (resp. gauche, droite)

* +, - : état de la polarisation

* Le système de coordonnées est :
 z parallèle à K^{inc}
 y parallèle à $K^{inc} \times K^{out}$
 x donnant un trièdre droit

$$* r^2 = \frac{\overset{\cdot}{L} \overset{\cdot}{R}}{\overset{\cdot}{L} \overset{\cdot}{R}}$$

Nous disposons encore des critères de *qualité* :

$$* N_1^2 = \frac{\overset{\cdot}{L} \overset{\cdot}{L}}{\overset{\cdot}{R} \overset{\cdot}{R}}$$

$$* N_2^2 = \frac{\overset{\cdot}{R} \overset{\cdot}{L}}{\overset{\cdot}{L} \overset{\cdot}{R}}$$

Le cas idéal étant celui où nous avons à la fois :
 un bon spin-flip, un positionnement exact des détecteurs et un excellent monitoring; ce qui se traduit par les conditions :

$$\begin{aligned} \theta_L^i &= \theta_R^i \\ \psi_L^i &= \psi_R^i + 180^\circ \\ (i = \pm) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 t_+ &= t_- \\
 |P_+| &= |P_-| \\
 \epsilon(t) &= \text{constante}
 \end{aligned}$$

Et ainsi nous avons :

$$E = P \cdot A_y$$

$$N_1 = \frac{\Omega_+ \cdot \epsilon_+}{\Omega_R \cdot \epsilon_R}$$

Si $N_1(t)$ est constant; alors nous n'avons pas de variation d'efficacité due au système de détection.

$$N_2 = \frac{n(t_1)}{n(t_2)}$$

Si N_2 est proche de 1; alors le monitoring peut être considéré comme satisfaisant.

De tous les effets perturbatifs possibles, nous ne considérons que les effets de diffusions multiples et ceux dus à l'extension spatiale des détecteurs. En effet, tous les autres n'apparaissent qu'à un ordre de grandeur bien plus faible (c.f. appendice 8).

4. APPAREILLAGE ET ACQUISITION.

Les angles de détection ont été choisis selon la figure de mérite : $\lambda_y^2 \cdot \sigma$. Comme nous ne disposons pas de données relatives à la diffusion $n - {}^4\text{He}$, nous nous sommes rabattus sur celles concernant $p - {}^4\text{He}$. (c.f. appendice 7).

Nous avons placé quatre détecteurs de façon symétrique près du maximum de cette figure de mérite.

Chaque événement est caractérisé par quatre paramètres :

- 1) La hauteur des impulsions des α de recul dans l'hélium.
- 2) La hauteur des impulsions dans les NE102.
- 3) Le temps de vol : radio-fréquence, cible ${}^4\text{He}$.
- 4) Le temps de vol : cible ${}^4\text{He}$, détecteur NE102.

Les données sont accumulées sur bandes magnétiques en utilisant une PDP 11-45 interfacée par un système Elliot-Fischer.

Une incompréhension au niveau de la collaboration nous a permis de tester deux philosophies d'acquisition.

4.1. ENERGIE INCIDENTE; 56 MeV.

Le programme d'acquisition a été mis au point par le D^r Nussbaum à Neuchâtel; il s'agit du programme initialement prévu pour les expériences (n, p) et plus particulièrement pour la mesure de λ_{zz} (c.f. proposal du SIN Z-82-03).

La mise sur bande magnétique constitue la priorité d'interruption la plus élevée. Il a été baptisé *NEBA* et se compose de plusieurs modules :

a) CONNECT assure la connection avec le système d'acquisition. La configuration sur le *crate* peut être librement choisie et transmise au programme par la commande DIAL. Nous avons la possibilité d'enregistrer quarante paramètres en même temps. Ils peuvent se répartir dans deux modules ADC à douze entrées (Lecroy n° 2249A et 2259A) et dans deux modules TDC à huit entrées (Lecroy n° 2228A). Nous disposons, encore, de trois échelles (24 bits) à six entrées. La grande difficulté réside dans la gestion des dix sources d'interruption différentes pouvant être provoquées par :

1) Six DRD (Borer 1032) indépendants (qui ne sont enregistrés sur la bande que lors d'un stop).

2) Un Display (Borer 1801); interface permettant le transfert à haute priorité d'un événement.

3) Un Trigger avec retard (Borer 1008) autorisant l'enregistrement d'un événement.

4) Un Input-Output Register (SIN I0502) enregistrant l'état de polarisation (qui est commandé par le polarimètre mis au point à Neuchâtel par Vuilleme) (Vui79).

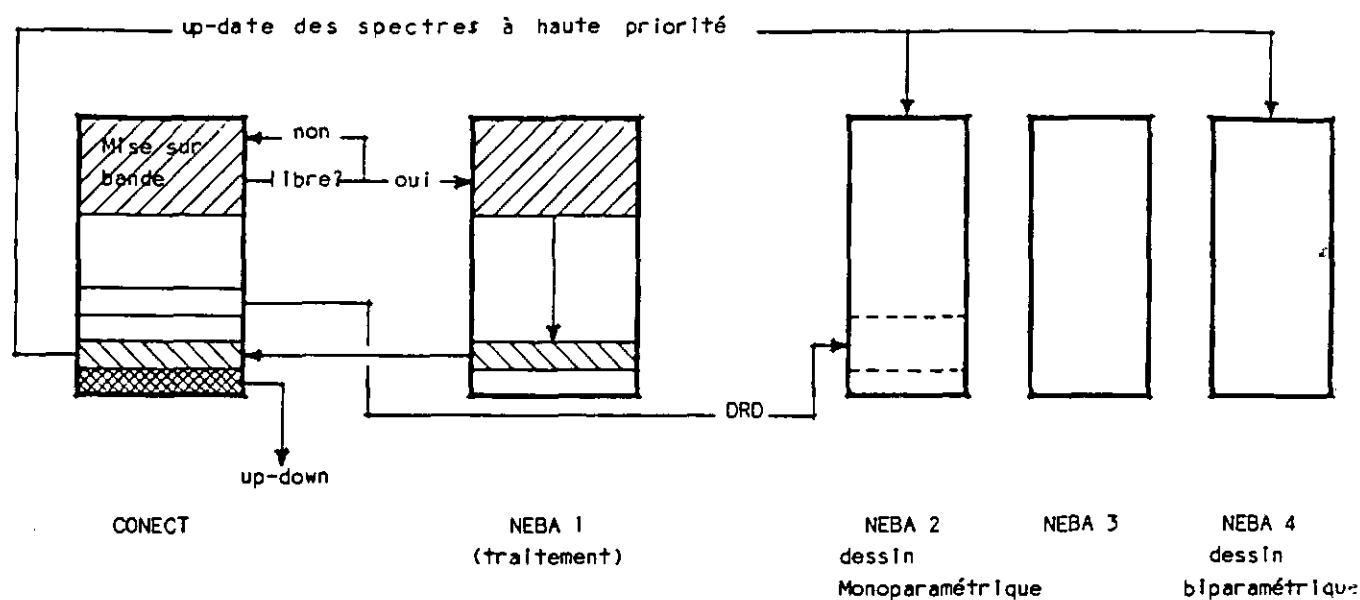
5) Un Input-Output Register (Borer 1031) effectuant la gestion du

b) NEBA1 qui est le programme de traitement "on-line".

Ce traitement ne s'effectue qu'à basse priorité (pendant le temps laissé libre par la mise sur bande des données).

Nous avons huit spectres monoparamétriques et deux biparamétriques avec la possibilité d'y imposer des fenêtres. La construction de ces dessins est effectuée, réciproquement, par les modules NEBA2 et NEBA4. Le module NEBA3 n'étant appelé que lorsque des limites sur les biparamétriques sont exigées (CONTOUR). L'état du spin est enregistré au début de l'événement.

Nous pouvons schématiser le principe de ce programme comme suit :



L'avantage de posséder un programme relativement sophistiqué permet le montage d'une électronique d'acquisition "légère" et simple.

Le schéma électronique associé à l'utilisation de ce programme est représenté à la page suivante.

4.2. ENERGIE INCIDENTE: 72 MeV.

N'ayant pas laissé le temps matériellement nécessaire aux dernières modifications du programme d'acquisition, les Bâlois ont préféré utiliser un vieux programme n'autorisant l'enregistrement que de trois paramètres. Cette conception obligea, non seulement, à concentrer les quatre temps de vol ^4He - NE102 sur un même spectre, mais, imposa la réécriture d'un nouveau programme de lecture des bandes magnétiques tout en compliquant le schéma électronique d'acquisition.

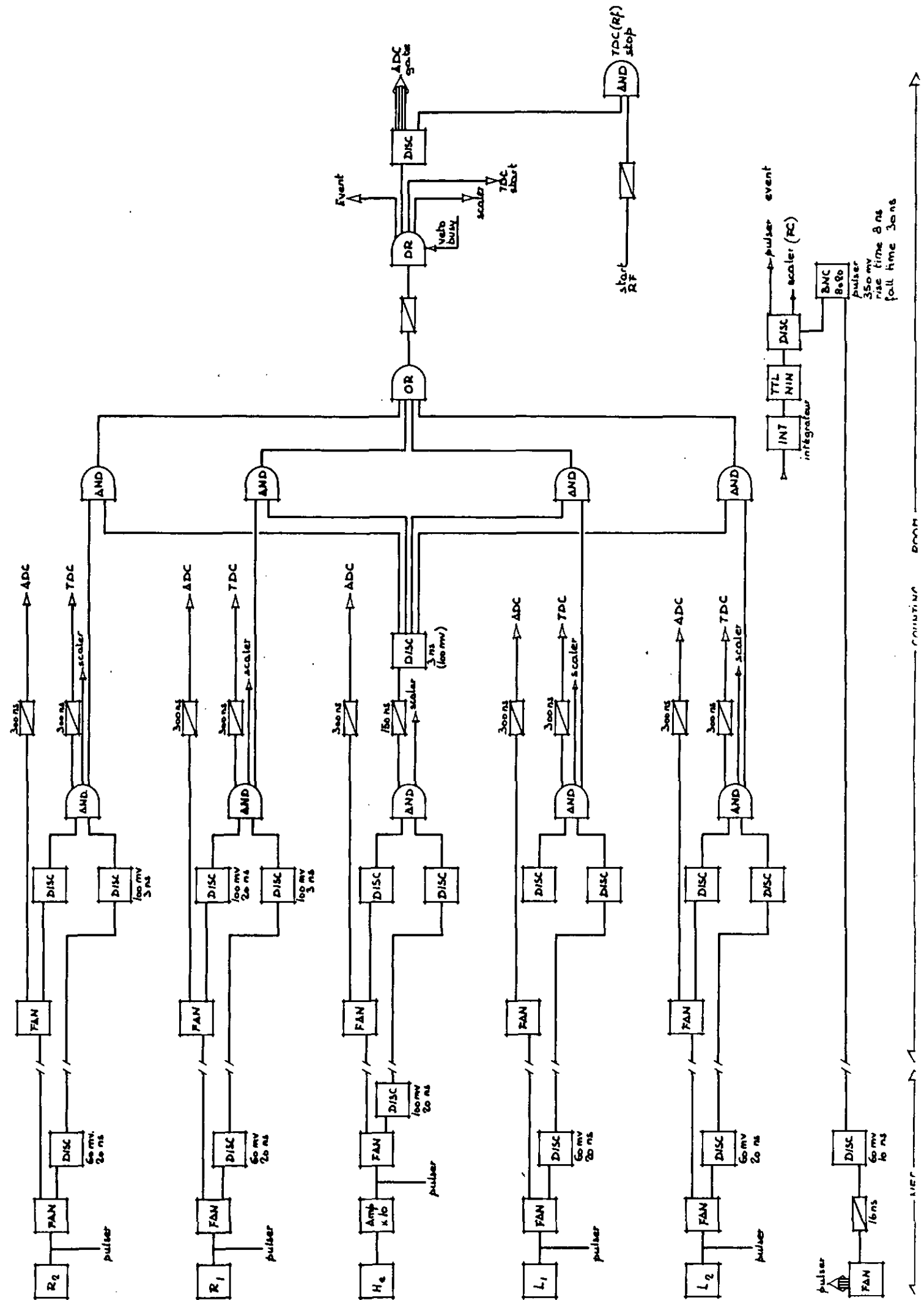


Figure: Schéma à 56 MeV.

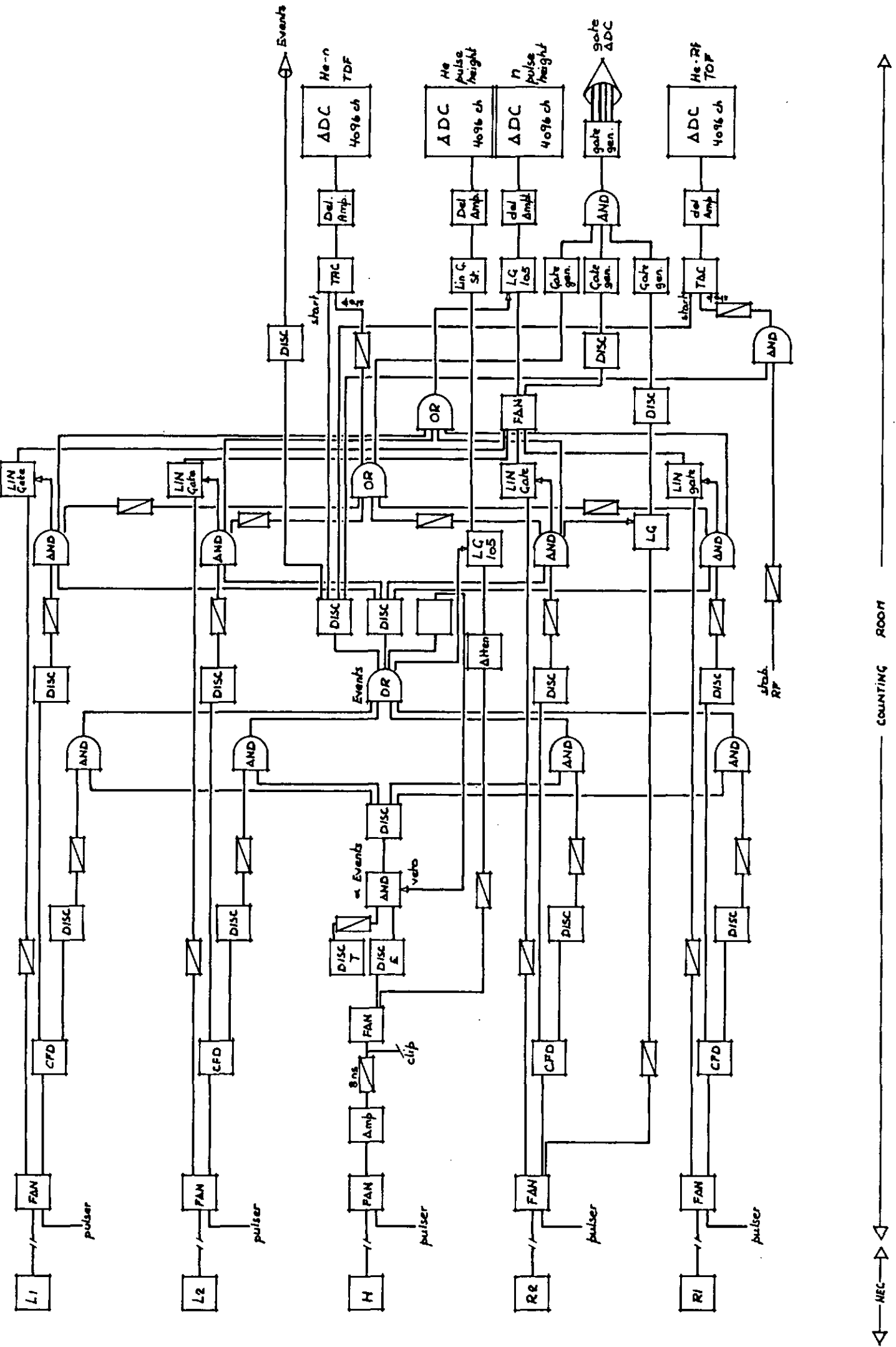


Figure: Schéma à 72 MeV.

5. ANALYSE.

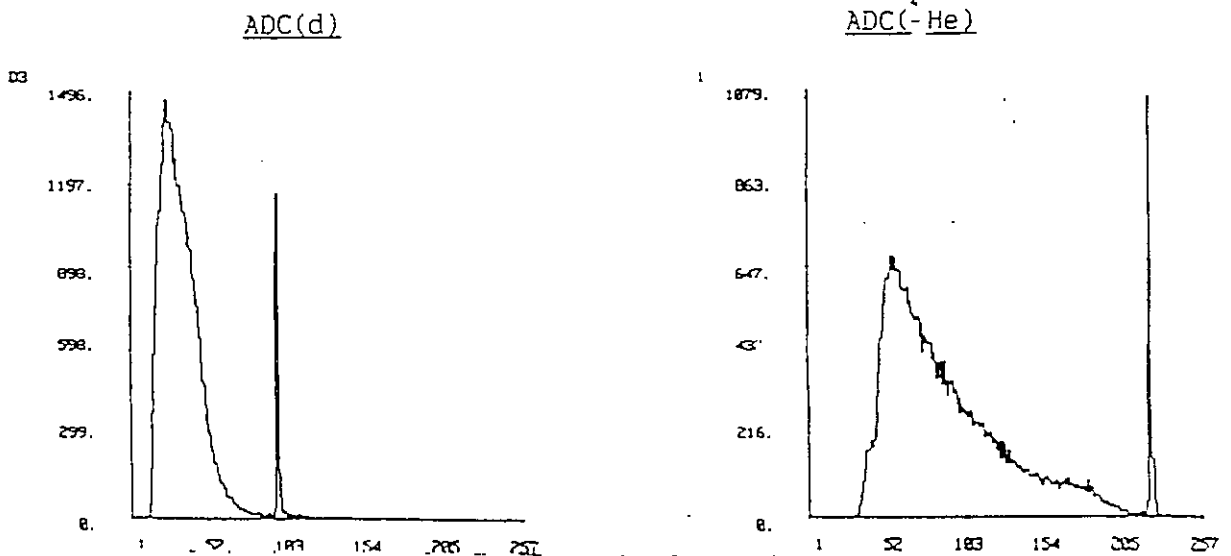
Malgré les différentes prises de données, la méthode d'analyse choisie reste la même. Le programme de dépouillement a été mis au point en collaboration avec le D^r Nussbaum. Il s'agit d'une forme étendue du programme d'analyse "on-line" à 56 MeV. Nous avons la possibilité de dessiner seize spectres monoparamétriques et quatre biparamétriques, ainsi que les projections unidimensionnelles correspondantes. Nous pouvons charger ces spectres dans quatre *clusters* indépendants et ainsi, effectuer un traitement en parallèle. Nous pouvons définir des régions dans chaque spectre au moyen de fenêtres. Les limites posées sur un des monoparamétriques ont des répercussions sur tous les autres spectres du cluster, alors que celles posées sur les bi-dimensionnels n'agissent que sur les monoparamétriques du même cluster.

Un programme de lecture et de condensation des données sur les bandes magnétiques a aussi été créé : CDNDBAN. Ce programme reconnaît les grandeurs des différents "buffers" correspondants aux différents paramètres enregistrés. Cette caractéristique s'est révélée très utile, car ainsi il n'est plus nécessaire de devoir spécifier la configuration dans le *crate* au moment de l'expérience. Comme il l'a déjà été notifié; le programme d'acquisition (du moins celui utilisé à 56 MeV) contient trop de paramètres par rapport à nos besoins actuels. Nous enregistrons, donc, un nombre impressionnant de zéros à chaque événement. C'est pourquoi, ce programme permet, aussi, la réécriture des bandes d'une façon condensée.

L'analyse des données s'est effectuée de la manière suivante:

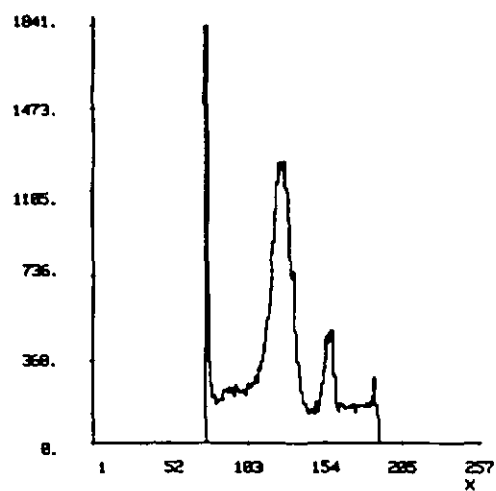
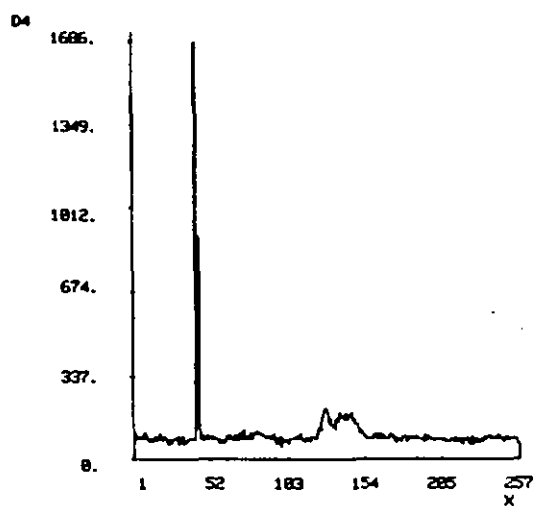
1) Tout d'abord, l'on définit les quatre clusters en y mettant les quatre spectres enregistrées: TDC(⁴He - RF), TDC(⁴He - NE102), ADC(⁴He), ADC(NE102).

Un premier passage sans aucune coupure (sauf lors de l'expérience à 72 MeV, où l'on choisi la partie du spectre de temps de vol ⁴He - NE102 correspondant au bon détecteur) permet d'incrémenter les quatre spectres des quatre clusters.



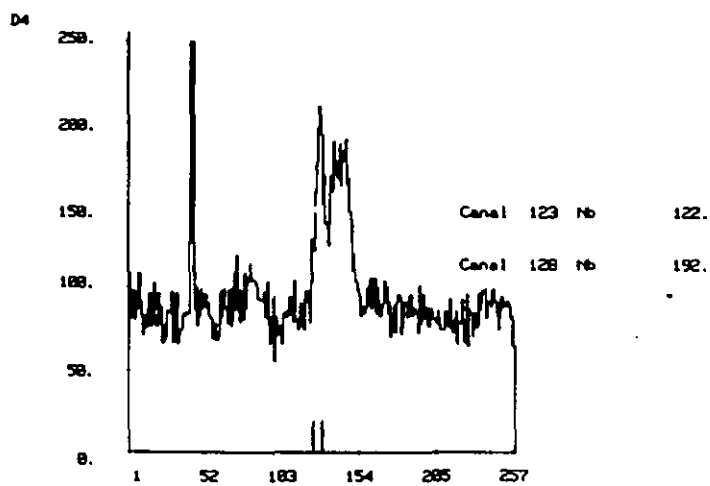
TDC($^4\text{He-d}$)

TDC($^4\text{He-RF}$)



2) Nous effectuons un 2^e passage où nous avons cerné le pic des neutrons diffusés élastiquement dans le spectre en temps de vol $^4\text{He-NE102}$:

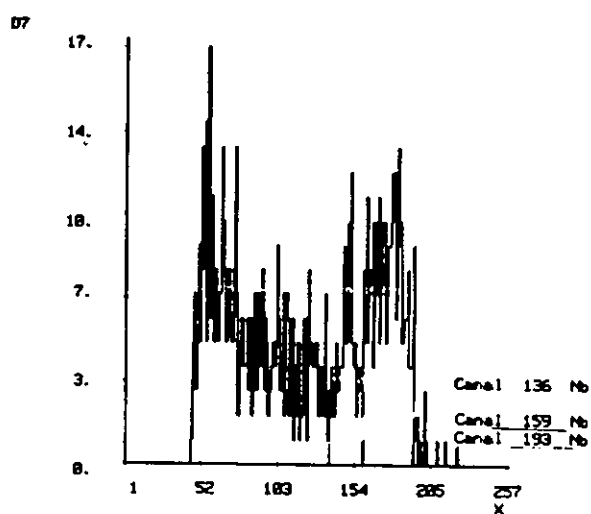
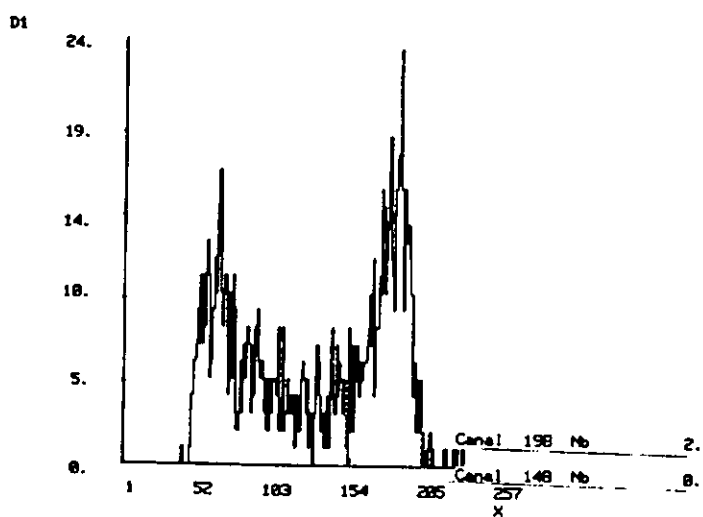
TDC($^4\text{He-d}$)

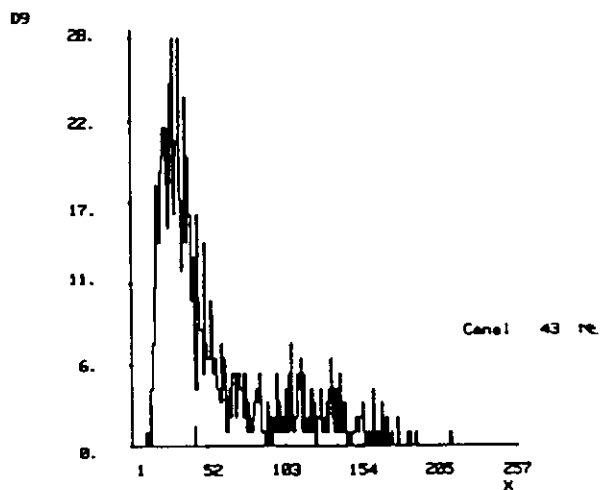
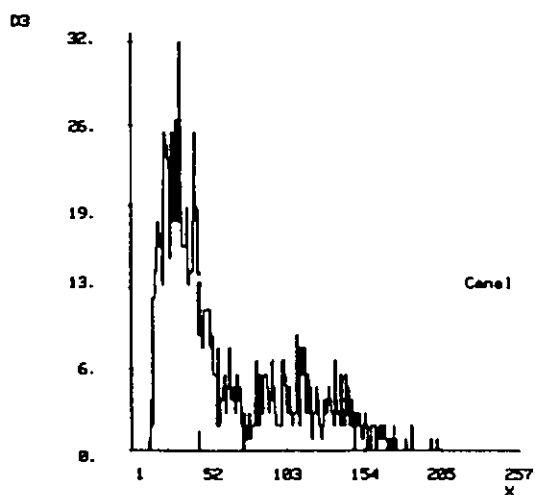


3) Nous sommes à même de trouver le pic des α de recul (nous avons une résolution comprise entre 10 et 15% pour ces spectres) ainsi, que d'imposer une limite inférieure dans l'ADC des NE102 à l'endroit où apparaît un brusque saut. L'on place ces fenêtres sur les ADC et l'on réincrémente les spectres.

Polarisation 1

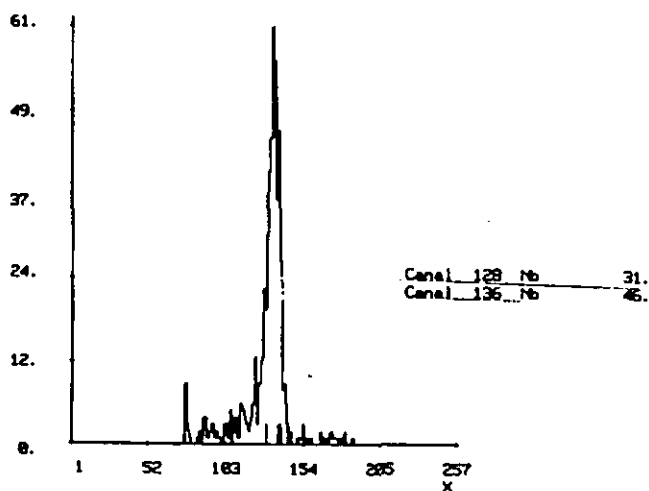
Polarisation 2

$$\text{ADC}(\frac{4}{\text{He}})$$


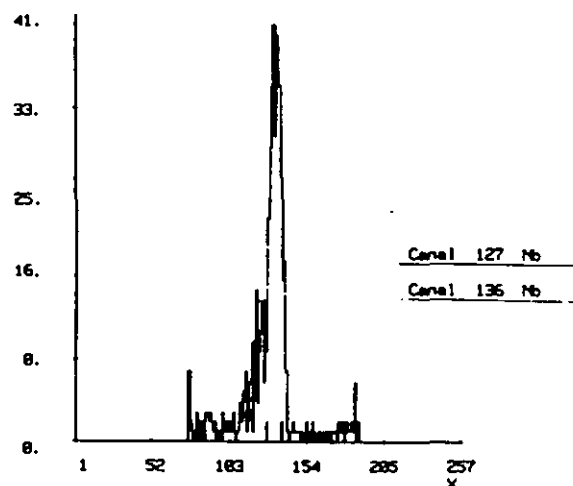
$$\text{ADC}(d)$$


4) L'on place de façon stricte les limites sur le temps de vol radio-fréquence, Cible - ${}^4\text{He}$. (c'est à dire que l'on ne retient que les événements situés dans la partie du spectre où le nombre de coups est supérieur ou égal à la moitié du nombre de coups maximal).

Polarisation 1
TDC(${}^4\text{He}$ -RF)

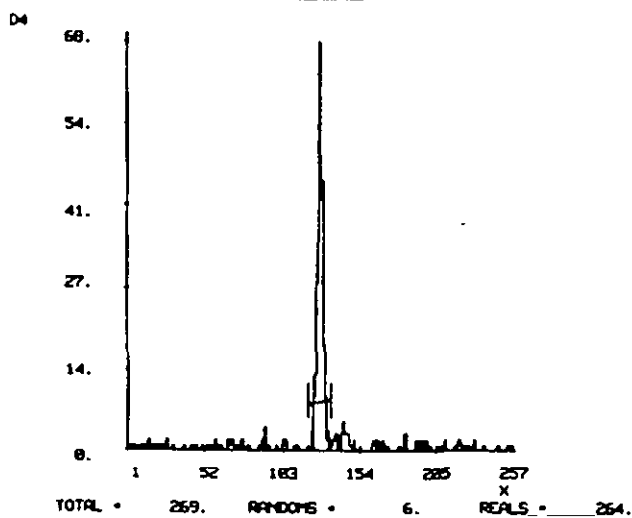


Polarisation 2
TDC(${}^4\text{He}$ -RF)

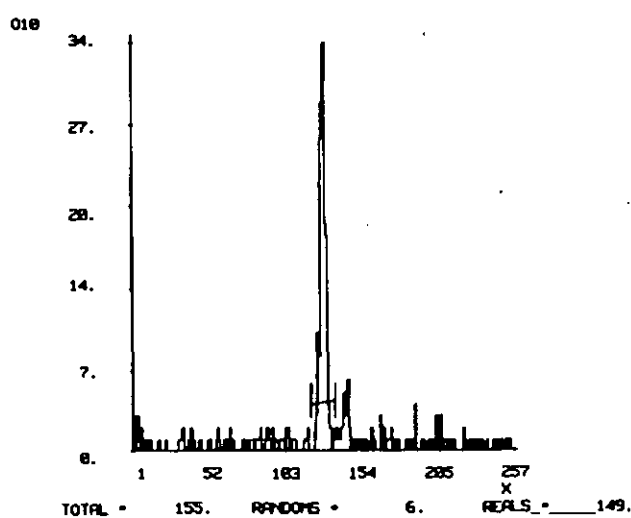


L'on notera que les coupures sur les ADC "amincissent" ce spectre de façon considérable; bien que des tests sur ± 10 canaux en ADC ne font pas varier les coupures choisies. Et l'on effectue le dernier passage qui nous permettra d'obtenir à partir du spectre de temps de vol ${}^4\text{He}, \text{Ne}102$ le nombre de bons événements. L'on tient compte d'un bruit de fond résiduel en moyennant le niveau de ce bruit sur dix canaux à partir des limites d'intégration gauches et droites, et en effectuant une soustraction trapézoïdale de ce taux.

TDC(${}^4\text{He}$ -d)



TDC(${}^4\text{He}$ -d)



6. RESULTATS

Après avoir vérifié que les paramètres de contrôle indiquaient un déroulement normal de l'acquisition (appendice 9), nous pouvons présenter nos résultats.

I) Profil du faisceau.

IL a été déterminé à l'aide d'un beam scanner composé de deux scintillateurs NE102 minces (40 mm x 2 mm (large) x 40 mm (épais.)) se mouvant verticalement ou horizontalement.

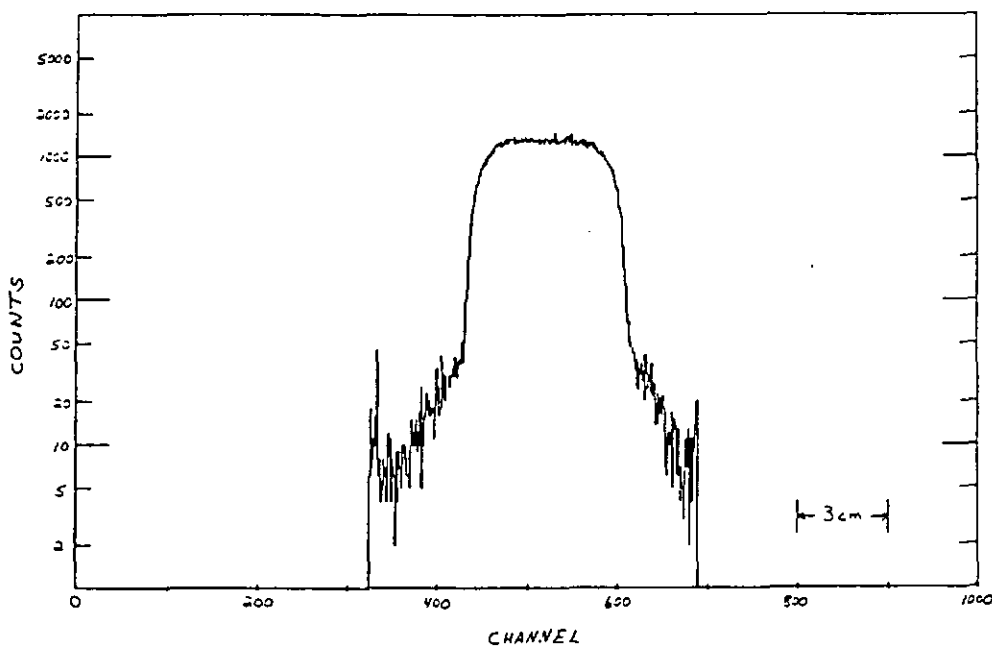


Figure: Profil horizontal à 1 mètre de la sortie du collimateur sur une échelle logarithmique (le profil vertical a la même allure).

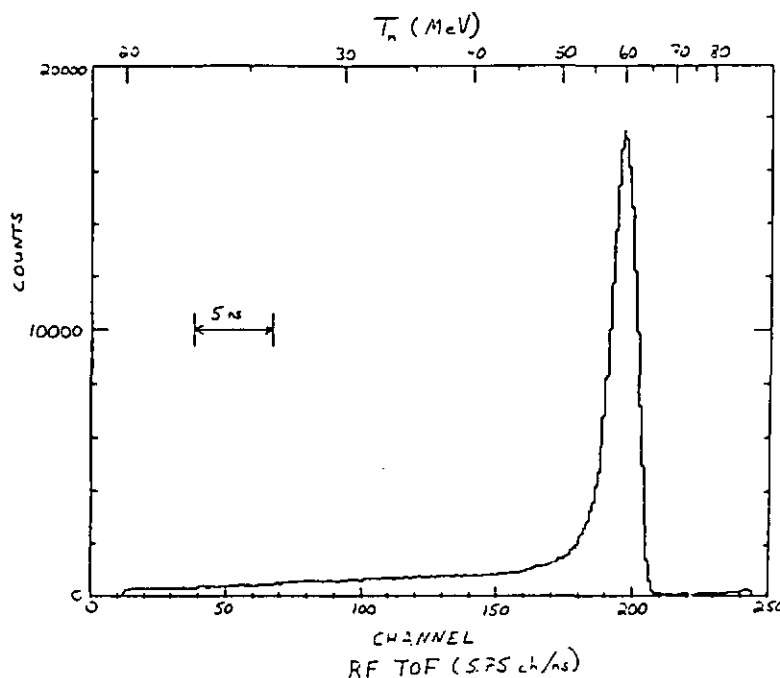
Le niveau de la décroissance exponentielle aux bords est inférieur à 5% du taux maximal. Nous pensons qu'elle provient des neutrons partiellement atténués sur les flancs du collimateur.

II) Spectre en énergie du faisceau.

Il a été mesuré par temps de vol entre la radio-fréquence et un détecteur plastique NE102 (50 cm x 10 cm (haut) x 4.2 cm : il s'agit d'un des détecteurs utilisé pour la mesure de la polarisation) placé à différentes distances de la sortie du collimateur. Le spectre en temps de vol ainsi obtenu devrait refléter relativement bien celui de la section efficace de production, car, à ces énergies, il est judicieux de considérer une efficacité de détection constante. La figure suivante présente un tel spectre pour une énergie incidente de 65 MeV. L'échelle en énergie a été ajustée de façon à ce qu'au maximum du spectre corresponde l'énergie cinétiquement permise par la réaction. L'on remarque que:

depuis 50 MeV le pic contient 60% des événements laissant une hauteur d'impulsion lumineuse supérieure à 6 MeV.

La largeur du pic (5.5 MeV FWHM) est principalement provoquée par la résolution temporelle du faisceau incident (~ 2 ns), ainsi que par l'épaisseur de la cible de production (c.f. appendice 4).



Figure; Spectre de temps de vol pour des protons incidents de 65 MeV.

Des mesures avec et sans la cible de deutérium liquide ont permis de mettre en évidence une contribution inférieure à 10^{-3} pour les événements non corrélés, situés sous le pic des neutrons.

Le bruit de fond dû aux fenêtres de Havar de la cible de production semble de l'ordre de 0.03% dans le pic des neutrons et de 1% pour la partie à plus basse énergie.

III) Polarisation du faisceau de neutrons

Comme nous l'avons précédemment montré, nos mesures nous permettent l'estimation du produit $P_n \cdot A_y$, ou plus précisément de $K_y^* \cdot P_n \cdot A_y$. La polarisation du faisceau de protons incidents a été mesurée en alternance avec celle du faisceau de neutrons. La polarisation incidente est déterminée pour chaque "run" de mesure de celle des neutrons; si bien, que nous pouvons présenter, sans autre, le terme $K_y^* \cdot A_y$.

Le problème subsistant est celui de la détermination du pouvoir d'analyse de l'hélium. Deux possibilités ont été envisagées.

α) Utiliser les phases $p - ^4\text{He}$ et les corriger des effets de Coulomb selon la technique décrite par Fröhlich (Fro81). La principale difficulté de ce procédé réside dans la multiplicité des solutions des analyses en phases. Cette méthode a été choisie par les Bâlois.

β) Utiliser les mesures de $p - ^4\text{He}$ pour des angles dans le centre de masse supérieurs à 60° en les considérant comme des mesures directes de $n - ^4\text{He}$ (c.f. appendice 7).

Ces deux procédés d'estimation du pouvoir d'analyse de l'hélium conduisent à des résultats similaires et compatibles avec les mesures existantes aux énergies voisines (Yor83, Kru84).

I) Energie incidente ; 56 MeV

Angle (lab) ($^\circ$)	118.4	126.7	135.	143.4	151.6
A_y (Bâle)*	0.563	0.880	0.890	0.740	0.558
A_y (Neuchâtel)	0.455	0.866	0.899	0.753	0.567

II) Energie incidente ; 72 MeV

Angle (lab) ($^\circ$)	123.1	127.7	139.9	145.
A_y (Bâle)*	0.695	0.930	0.833	0.710
A_y (Neuchâtel)	0.673	0.913	0.800	0.666

Tableaux: Comparaisons des deux estimations pour le pouvoir d'analyse de l'hélium. *: (Hen).

Ce dernier problème résolu, nous pouvons présenter nos résultats pour chaque angle; ainsi que les valeurs des corrections géométriques (ϵ geom) et celles dues aux diffusions multiples (ϵ dif.mul) (c.f. appendice 5). Il faut encore préciser que nous n'avons pas tenu compte des effets des parois pour la détermination du facteur correctif dû aux diffusions multiples (c.f. Hen85).

Les erreurs ne sont que celles déterminées par la statistique de l'acquisition (il est très difficile d'estimer celles provenant du pouvoir d'analyse).

I) Energie incidente ; 56 MeV

θ^{lab}	$K_y^y A_y \pm \Delta K_y^y A_y$	ϵ geom(%)	ϵ dif.mul(%)	$K_y^y \pm \Delta K_y^y$
118.4	$-.11 \pm .02$.993 (3.6)	.998 (0.9)	$-.25 \pm .04$
126.7	$-.28 \pm .01$.980 (3.9)	.994 (1.1)	$-.34 \pm .01$ **
135.0	$-.30 \pm .01$.989 (2.0)	.995 (1.0)	$-.34 \pm .01$ **
143.3	$-.26 \pm .01$.993 (1.5)	.994 (1.1)	$-.35 \pm .01$ **
151.6	$-.19 \pm .01$.996 (1.1)	.997 (1.0)	$-.34 \pm .02$

Ainsi, nous obtenons un coefficient de transfert de spin

$$K_y^x(56 \text{ MeV}) = -0.34 \pm 0.01 (\chi_{p,t}^2 = 1.2).$$

Et, en ne tenant compte que des points où la variation angulaire du pouvoir d'analyse peut être considérée comme faible (**), nous trouvons

$$K_y^x(56 \text{ MeV}) = -0.34 \pm 0.01 (\chi_{p,t}^2 = 0.2).$$

II) Energie incidente : 72 MeV

$\theta^{1 \cdot b}$	$K_{y,y}^x \pm \Delta K_{y,y}^x$	$\epsilon \text{ geom}(\%)$	$\epsilon \text{ dif.mul}(\%)$	$K_y^x \pm \Delta K_y^x$
123.1	$-0.24 \pm .02$.953 (11.3)	.989 (2.5)	$-0.41 \pm .03$
127.7	$-0.37 \pm .02$.966 (4.9)	.985 (2.1)	$-0.43 \pm .02$
139.9	$-0.30 \pm .01$.980 (3.7)	.985 (2.7)	$-0.40 \pm .01$
145.0	$-0.28 \pm .01$.992 (1.4)	.986 (2.9)	$-0.44 \pm .02$
145.0	$-0.27 \pm .01$.992 (1.5)	.986 (3.0)	$-0.42 \pm .02$ ***

la dernière ligne (***) est obtenue en supprimant deux points de mesure (c.f. appendice 9).

Ainsi, avec (***) nous avons un coefficient de transfert de spin valant

$$K_y^x(72 \text{ MeV}) = -0.41 \pm 0.01 (\chi_{p,t}^2 = 0.55).$$

Nous obtenons donc une polarisation de $(29 \pm 1)\%$ pour un faisceau de protons incidents de 56 MeV et polarisé à 85%; et, de $(35 \pm 1)\%$ lorsque l'énergie incidente est de 72 MeV.

La grande sensibilité du coefficient de transfert de spin en fonction des coupures imposées à l'énergie des neutrons (c.f. appendice 9) est à l'origine de l'analyse de la dépendance de K_y^x en fonction du moment de transfert. Pour ce faire, nous avons séparé le pic du temps de vol en deux parties gauche-droite strictement symétriques et nous avons réévalué les asymétries.

A 56 MeV et en ne tenant compte que des points où la variation angulaire du pouvoir d'analyse peut être considérée comme faible (**); nous obtenons

$$K_y^x \text{ droite} (56 \text{ MeV}) = -0.37 \pm 0.01 (\chi_{p,t}^2 = 2.5).$$

$$K_y^x \text{ gauche} (56 \text{ MeV}) = -0.26 \pm 0.01 (\chi_{p,t}^2 = 0.7).$$

Tandis qu'à 72 MeV et en supprimant les deux points litigieux à 145° (***) nous trouvons

$$K_y^x \text{ droite} (72 \text{ MeV}) = -0.43 \pm 0.01 (\chi_{p,t}^2 = 0.9).$$

$$K_y^{\text{gauche}}(72 \text{ MeV}) = -0.36 \pm 0.01 \quad (\chi_p^2 = 3.5).$$

Nous terminerons en dressant un tableau récapitulatif.

Energie incidente ; 56 MeV

Energie des neutrons (MeV)	K_y^{y} (Bâle)*	K_y^{y} (Neuchâtel)
53 ± 2	$-0.39 \pm .01$	-0.37 ± 0.01
51 ± 4	$-0.36 \pm .01$	-0.34 ± 0.01
49 ± 2	$-0.28 \pm .01$	-0.26 ± 0.01
46 ± 3	$-0.08 \pm .04$	
42 ± 3	$.13 \pm .04$	
40 ± 3	$.22 \pm .04$	

Energie incidente ; 72 MeV

Energie des neutrons (MeV)	K_y^{y} (Bâle)*	K_y^{y} (Neuchâtel)
70 ± 2		-0.43 ± 0.01
68 ± 4	$-0.40 \pm .01$	-0.41 ± 0.01
66 ± 2		-0.36 ± 0.01

*: (Hen)

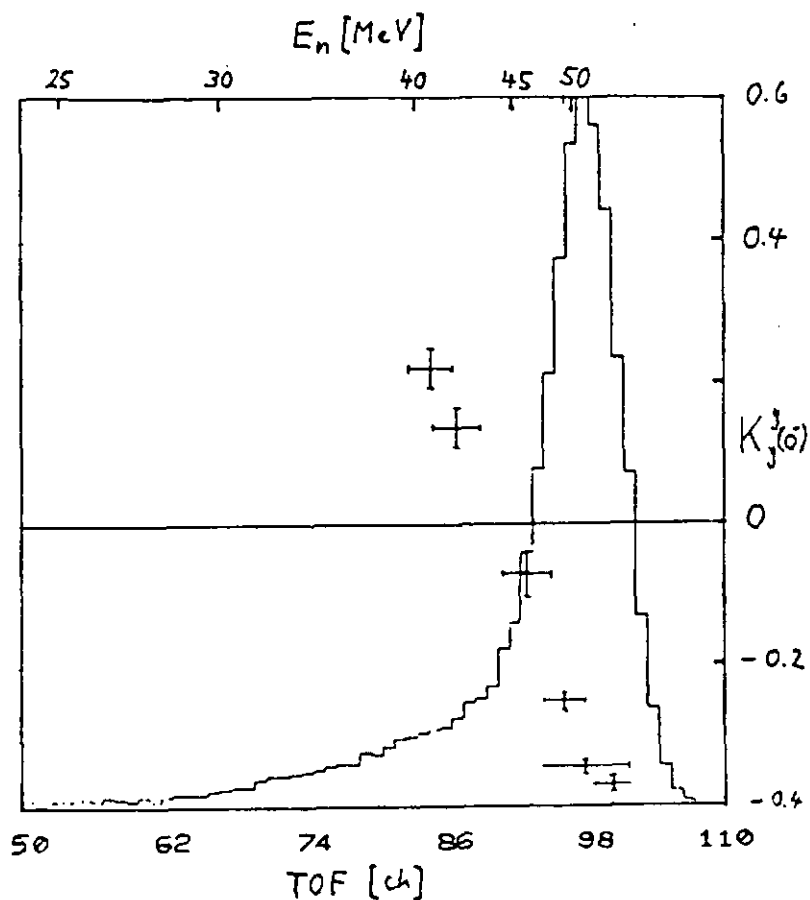
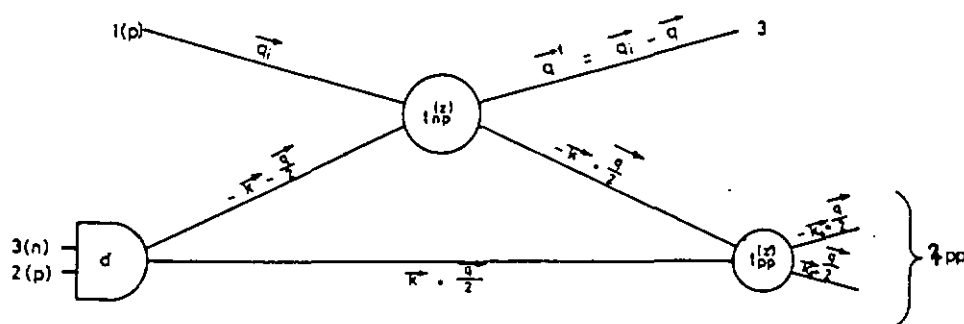


Figure: Variation de K_y^{y} (56 MeV) en surimpression du spectre de temps de vol.

7. MODELE DE LA FRACTURE DU DEUTON.

Dans cette partie nous allons appliquer un modèle très simple décrivant la réaction de production du faisceau de neutrons et ainsi tenter de prévoir la valeur du coefficient de transfert de spin K_y^V et surtout essayer de comprendre sa forte dépendance en fonction du moment de transfert. En effet, notre premier but était de se rendre compte si l'ouverture des canaux spinoriels de sortie du "di-protons" de recul expliquait cette forte variation. Nous pouvons schématiser l'amplitude du processus d'échange de charge $dp \rightarrow npp$, à l'endroit où cinématiquement les deux protons de recul ont une faible énergie relative, à l'ordre d'approximation le plus bas au moyen du diagramme (c.f. appendice 6) :



Cette amplitude peut donc être décrite par les éléments de matrice $\langle \psi_{pp} | t_{np} e^{i \vec{q} \cdot \vec{r} / 2} | \psi_d \rangle$. Où \vec{q} est le transfert d'impulsion ($= \vec{k}_i - \vec{k}_f$). Afin de définir notre système d'axes, l'on construit encore \vec{p} ($= 1/2(\vec{k}_i + \vec{k}_f)$), orthogonal à \vec{q} , et \vec{n} ($= \vec{p} \times \vec{q}$).

Nous paramétrisons l'amplitude de diffusion n-p libre au moyen de

$$t_{np} = A + C \cdot (\sigma_y^1 + \sigma_y^2) - B \cdot (\sigma_y^1 \cdot \sigma_y^2) - F \cdot (\sigma_x^1 \cdot \sigma_x^2) + E \cdot (\sigma_x^1 \cdot \sigma_x^2).$$

Elle est calculée à une énergie correspondant à la différence entre l'énergie du centre de masse et celle du spectateur, et est déterminée à l'aide du programme SAID (Scattering Analysys Interactive Dial-in de Arndt R.A. et Roper L.D.). Sa faible dépendance en énergie nous permet de la supposer constante sur un grand domaine.

Cette façon de procéder nous permet de séparer les éléments de matrice en un terme contenant la partie spinorielle $\langle \chi_n \chi_{pp} | t_{np} | \chi_p \chi_d \rangle$, et en un deuxième appelé facteur de forme du deuton $\langle \psi_{pp} | e^{i \vec{q} \cdot \vec{r} / 2} | \psi_d \rangle$.

L'évaluation des facteurs de forme nécessite la détermination des fonctions d'ondes du deuton et du système pp.

La fonction d'onde du deuton est exprimée selon la paramétrisation introduite

par M^c Gee (Mac66)

$$\psi_d = \frac{u(r)}{r} Y_0^0 + \frac{w(r)}{r} \left(\sum_n C_n^2 \dots Y_n^2 \right).$$

Avec $\frac{u(r)}{r} = N \sum_j c_j \frac{e^{-\epsilon_j r}}{r}$ pour l'onde S.

Et, pour l'onde D nous avons : $\frac{w(r)}{r} = N \rho \sum_j c_j' \frac{e^{-\epsilon_j' r}}{r} \left(1 + \frac{3}{\epsilon_j' r} + \frac{3}{(\epsilon_j' r)^2} \right).$

Nous avons utilisé la dépendance spinorielle de la fonction d'onde du "di-protons" afin de la séparer en deux termes.

Pour l'état triplet nous utilisons $\psi_{pp}^1 = 1/\sqrt{2} (e^{i\vec{k}\vec{r}} - e^{-i\vec{k}\vec{r}})$

tandis que pour le singulet, nous employons

$$\psi_{pp}^0 = 1/\sqrt{2} (e^{i\vec{k}\vec{r}} + e^{-i\vec{k}\vec{r}}) + 2 \sin(\delta_0) e^{i\delta_0} \left(\frac{e^{i\vec{k}\vec{r}} - e^{-i\vec{k}\vec{r}}}{kr} \right).$$

Le dernier terme représente l'interaction dans l'état final, qui est supposée n'avoir lieu que dans le canal 1S_0 . δ est le déphasage 1S_0 et β est la portée du potentiel séparable du type Yamaguchi utilisé pour la description de l'interaction pp ($\beta \cong 1,22 \text{ fm}^{-1}$). Il faut remarquer qu'en procédant de cette manière, nous ne négligeons plus complètement l'interaction coulombienne. Car, nous avons considéré les vrais résultats p-p pour la détermination des paramètres du potentiel utilisé.

Maintenant, nous sommes à même de déterminer les éléments de matrice et de donner une prévision pour la valeur du coefficient de transfert de spin $K'_y =$

$$\frac{\text{Tr}(M_0 M^{\dagger} \sigma)}{\text{Tr}(MM^{\dagger})}, \text{ le dénominateur a été introduit pour des raisons de normalisation}$$

et est proportionnel à la section efficace.

En négligeant l'état D du deuton nous obtenons :

$$K'_y = \frac{2|F|^2 |S_0(q/2)|^2 + |S_1(q/2)|^2 \cdot [6|A|^2 - 4|F|^2]}{[2|E|^2 + |F|^2] \cdot [2|S_0(q/2)|^2 + 4|S_1(q/2)|^2] + 6|A|^2 |S_1(q/2)|^2}.$$

Où en posant $u(p) = \sum_j c_j \frac{1}{p_j^2 + \epsilon_j}$ et $p' = q/2 + (-) k$ nous pouvons écrire les facteurs de forme $|S_1(q/2)|^2$ comme étant

$$S_1 = 2\pi(2)^{1/2} (u(p) - u(p')) Y_0^0$$

$$S_0 = 2\pi(2)^{1/2} (u(p) + u(p')) Y_0^0 + \frac{2 \sin \delta_0 e^{i\delta_0}}{\kappa} \sum 2/qc_j (A \tan(q/(2(\epsilon_j - ik))) - A \tan(q/(2(\epsilon_j + \beta)))) Y_0^0$$

Il convient de remarquer que pour se restreindre au seul canal de sortie 1S_0 , il suffit de poser $S_1 = 0$. Et, il en résulte

$$K'_y = \frac{-|F|^2}{2|E|^2 + |F|^2}, \text{ qui est le résultat obtenu par l'approximation d'impulsion}$$

(Phi59, Ram70).

Pour estimer la contribution de l'état D du deuton, il est nécessaire de considérer que les facteurs de forme du deuton possèdent une dépendance en la troisième composante de son spin. Et, l'on obtien $K'_y =$

$$\frac{(S_1^+)^2 + |S_1^-|^2 (2|A|^2 - |F|^2 + |E|^2) + |S_1^0|^2 (2|A|^2 - 2|E|^2 - 2|F|^2) + (|S_0^+|^2 + |S_0^-|^2) (-|E|^2 - |F|^2) + |S_0^0|^2 2|E|^2 + (S_0^+ S_0^+ + S_0^+ S_0^0 - S_0^- S_0^0 - S_0^- S_0^+) (-|E|^2 - |F|^2)}{(S_1^+)^2 + |S_1^-|^2 (2|A|^2 + 3|F|^2 + |E|^2) + |S_1^0|^2 (2|A|^2 + 2|E|^2 + 2|F|^2) + (|S_0^+|^2 + |S_0^-|^2) (|E|^2 + |F|^2) + |S_0^0|^2 2|E|^2 + (S_0^+ S_0^+ + S_0^+ S_0^0 - S_0^- S_0^0 - S_0^- S_0^+) (|E|^2 + |F|^2)}$$

Les facteurs de forme sont donnés en appendice (c.f. appendice 6).

En tenant compte de l'espace de phase (car notre mesure est incomplète) ainsi que de la résolution expérimentale nous sommes à même de pouvoir comparer nos prédictions avec nos résultats expérimentaux.

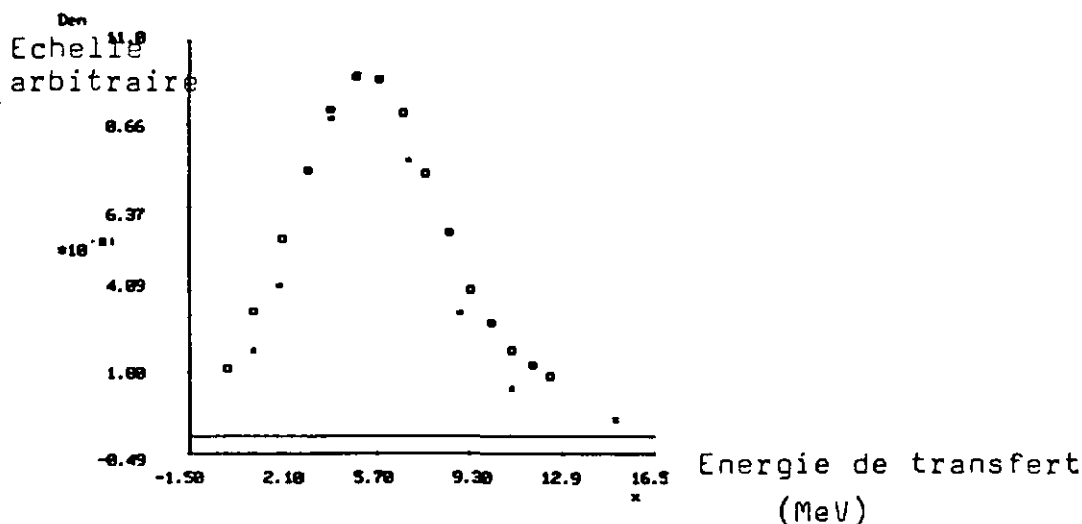


Figure : Comparaison entre nos résultats (I) et nos prédictions ([]) concernant la section efficace normalisée. Le dénominateur a été convolué en supposant une résolution de 5.5 MeV. Il s'agit d'une image de la section efficace relative, où l'on a normalisé nos prédictions avec les résultats expérimentaux au maximum de la courbe. Il faut encore préciser que les points expérimentaux sont directement lus sur le temps de vol et que nous n'avons pas tenu compte des efficacités de détection en fonction de l'énergie.

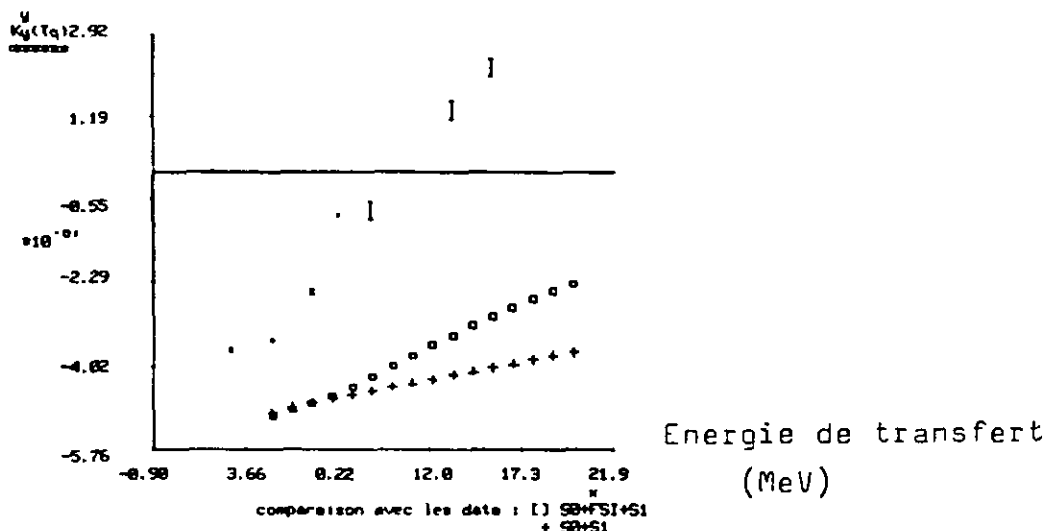


Figure : Comparaisons entre nos résultats expérimentaux et nos prédictions de $K_y^D(E_n)$ en fonction de l'énergie de transfert pour l'état S du deuton. S0 et S1 sont les deux facteurs de forme et FSI est l'interaction dans l'état final.

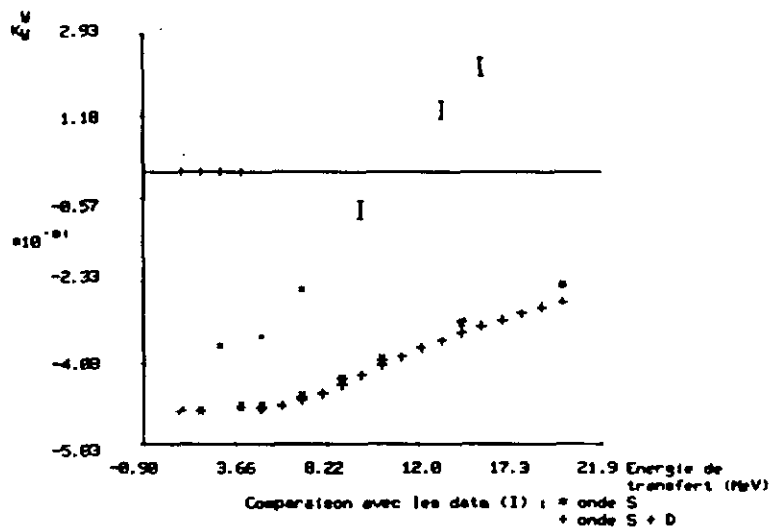


Figure : Comparaisons entre nos résultats expérimentaux et nos prédictions de $K_y^D(E_n)$ en fonction de l'énergie de transfert lorsque l'état D du deuton est inclus.

Nous avons remarqué que la sensibilité du coefficient de transfert en fonction de ϵ_1 et 1P_1 était faible. En effet, pour des variations de l'ordre de l'erreur de ces paramètres, nous n'observons pas de variations de K_y^D en fonction de 1P_1 et

une variation de 0.02 en fonctions de ϵ .

Il faut aussi remarquer que le coefficient de transfert pour l'état triplet est voisin de zéro, et qu'ainsi nous ne pouvons expliquer la variation de K'_y , bien que le modèle reproduise de façon satisfaisante le comportement relatif de la section efficace de production. Nous pensons que la physique de cette réaction est plus compliquée qu'un simple échange de charge.

Les faiblesses de notre modèles sont de plusieurs ordres. Tout d'abord, il y a les approximations faites dans le cadre du modèle telles que le fait de considérer l'état pp comme ne provenant que d'une simple diffusion, de ne considérer qu'un développement au premier ordre de $U_{3,1}$, de négliger la dépendance en énergie du terme contenant les spins et provoquant la factorisation $\langle t(\vec{z}) \rangle \cdot S(q/2)$. Mais en plus, il s'agit d'un problème à N corps et nous devrions tenir compte des termes de rediffusions ainsi que d'une interaction du type n-p dans l'état final.

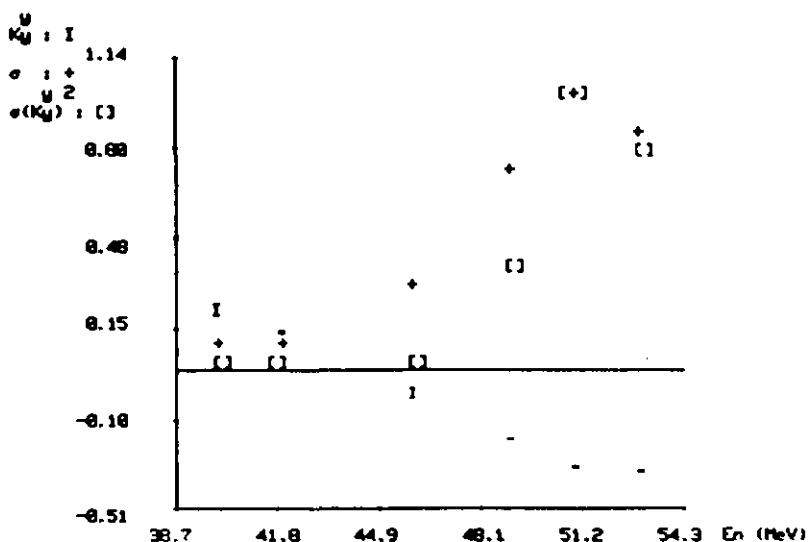
A plus basse énergie, un calcul utilisant les équations de Faddeev reproduit cette grande dépendance (Lis80). C'est pourquoi, nous concluons que la physique de la réaction de production des neutrons, même à très basse énergie de transfert, est plus complexes que nous aurions pu le penser au premier abord. Et, que l'ouverture des canaux spinoriels de sortie ne suffit pas à expliquer le comportement de K'_y en fonction du moment de transfert.

8. CONCLUSIONS

Le profil du faisceau peut être ajustable à la demande des utilisateurs potentiels. Le bruit de fond, bien qu'élevé, pourrait être réduit par l'adjonction de paraffine borée. Le faisceau semble stable. Son intensité est d'environ $1.5 \cdot 10^5$ neutrons/s/cm² à quatre mètres de la cible de production, par micro-ampère de protons incidents et pour une cible de production de deux centimètres d'épaisseur. Sa polarisation est supérieure à la valeur escomptée. En supposant une polarisation du faisceau incident de 85%, nous obtenons une polarisation de $(29 \pm 1)\%$ lorsque le faisceau de protons a une énergie de 56 MeV et de $(35 \pm 1)\%$ pour une énergie incidente de 72 MeV. Ces caractéristiques nous permettent de conclure que ce faisceau de neutrons polarisés est performant et utilisable pour de nombreuses applications.

Citons, entre autres, les mesures de A_{xx} et A_{yy} pour la diffusion n-p prévues par les universités de Bâle et de Neuchâtel; les mesures de sections efficaces et de pouvoirs d'analyse de $D(n,2n)p$ projetés par l'ETH de Zurich en collaboration avec les universités de Bochum et de Cracovie.

A notre avis le seul problème sérieux lié à l'exploitation de ce faisceau est la grande dépendance du coefficient de transfert de spin $K_y^y(0^\circ)$ en fonction de l'impulsion de transfert. En effet, une mesure nécessitant une précision élevée exigera une excellente signature de l'énergie des neutrons afin d'avoir une bonne détermination de la polarisation. A titre illustratif, nous avons reporté sur la même figure K_y^y , une estimation normalisée de la section efficace de production à partir du spectre en temps de vol (σ) et une estimation normalisée de la figure de mérite $\sigma \cdot K_y^{y2}$ en fonction de l'énergie des neutrons lorsque celle du faisceau incident est de 56 MeV:



L'on remarque que le spectre de $\sigma \cdot K_y'^2$ est plus étroit que celui de σ . Ce rétrécissement met en évidence l'obligation de posséder une bonne connaissance de l'énergie des neutrons afin de cerner le domaine le plus intéressant. Or, la précision de la détermination de l'énergie du neutron incident dépend en grande partie de la structure temporelle du faisceau de protons. L'état actuel de la source nous fixe une résolution de l'ordre de 1.5 ns. Une autre cause d'indétermination est l'épaisseur de la cible de production. Car, un nombre suffisant de neutrons nécessite une certaine épaisseur de deutérium liquide étant donné que la source de protons polarisés ne peut fournir qu'un courant limité ($\sim 5 \mu\text{A}$). Il faut préciser que le SIN tente, actuellement, d'améliorer aussi bien la résolution temporelle que l'intensité du faisceau de protons polarisés. Il convient de relever que la relative faible puissance de la cible de production (10 W) constitue une limitation quant à l'intensité incidente. Malheureusement, l'augmentation de cette puissance provoquerait des coûts élevés; car, il faudrait changer complètement la conception du système de refroidissement. C'est pourquoi, nous ne pouvons pas, actuellement, profiter pleinement de l'augmentation de l'intensité du faisceau. Mais, le SIN est prêt à envisager l'achat d'une cible de cent watts si le besoin s'en fait ressentir.

Pour une application nécessitant une bonne résolution en énergie mais n'utilisant pas la polarisation du faisceau, il est possible d'employer le faisceau de protons non polarisés dont la structure temporelle est bien meilleure ($\sim .5$ ns). Nous pourrions améliorer nos connaissances du faisceau en effectuant une calibration précise et absolue du taux de neutrons produits. Ainsi, qu'une étude plus complète de $K_y'(0^\circ)$ en fonction du moment de transfert. Il serait intéressant de savoir si la variation se stabilise à une certaine valeur positive ou si elle ne cesse d'augmenter.

Nous nous sommes rendus compte que, contre toute attente, la dépendance en énergie de K_y' ne s'explique pas de manière simple (par un simple échange de charge n-p, par exemple) et que la compréhension de la physique de la réaction de production doit certainement passer par un traitement du problème à n corps. Par contre, il semblerait qu'une estimation calculée à partir de l'approximation d'impulsion décrirait la valeur de $K_y'(0^\circ)$ à transfert nul (Ram70). Ramavataran et Ho-Kim testent trois jeux de phases et montrent que l'analyse indépendante de l'énergie de Arndt et M^cGregor (Arn66) donnent des prévisions compatibles avec les mesures existantes (Rob69).

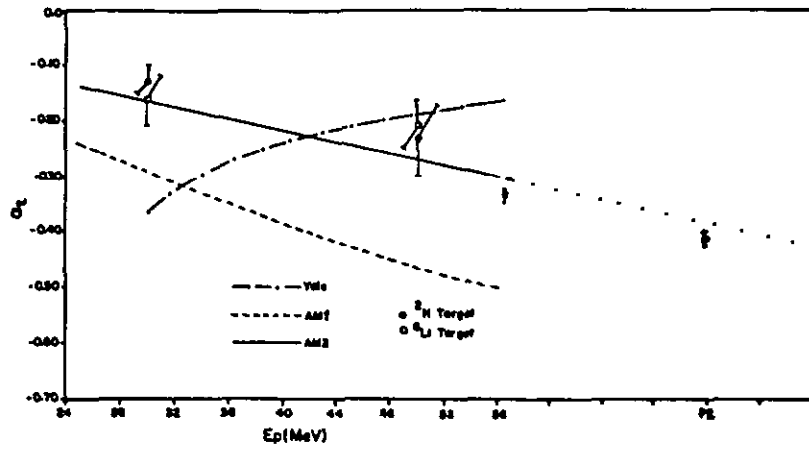


Figure: Prévisions de Ramavataran et Ho-Kim pour le coefficient de transfert de spin $K_y^v(0^\circ)$ ($= \alpha_y$). Nos résultats à 56 MeV ($-.34 \pm .01$) et à 72 MeV ($-.41 \pm .01$) sont représentés par *.

REFERENCES

- Arn66: Arndt R, M^c Gregor M Phy. Rev. 141(66)873.
 Cha32: Chadwick J Nature 129(32)312; Proc. Roy. Soc. A136(32)692.
 Fro81: Fröhlich J, al Z. Phy. A302(81)275.
 Z. Phy. A307(82)275.
 Nucl. Phy. A384(82)97.
 Hen : Henneck R "private communication".
 Hen85: Henneck R 'Few Body Problems' OSAKA 1985.
 Jun71: Jungermann J,A, al N.I.M. 94(71)421.
 Kla : Klages H,O "private communication".
 Kru84: Krupp H, al Phy. Rev. C30(84)1810.
 Lis80: Lisowski P,W, al Nucl. Phy. A334(80)45.
 Mac66: M^c Gee I,J Phy. Rev. 151(66)772.
 Phi59: Phillips R,J,N Proc. Phy. Soc. 74(59)652.
 Pif64: Piffaretti J Trav. Dipl. Neuch. 1964.
 Ram70: Ramavataran, Ho-Kim Nucl. Phy. A156(70)395.
 Rob69: Robertson L,P, al Nucl. Phy. A134(69)545.
 Sch46: Schwinger J Phy. Rev. 69(46)681.
 Sch48: Schwinger J Phy. Rev. 73(48)407.
 Stu36: Stueckelberg E,C,G Nature 137(366)1032; Hel. Phy. Act. 9(36)389,533.
 Wol49: Wolfenstein L Phy. Rev. 75(49)342.
 Yor83: York R,L, al Phy. Rev. C27(83)46.
 Yuk35: Yukawa H Proc. Phy. Soc. Jap. 17(35)48.

Remerciements.

Je remercie toutes les personnes qui d'une manière ou d'une autre ont contribué à ce travail.

J'exprime ma reconnaissance au D. F. Foroughi, directeur de cette thèse, qui m'a donné la possibilité de réaliser ce travail. Et, le remercie vivement pour son aide efficace et ses précieux conseils.

Je tiens, aussi, à remercier les D. C. Nussbaum et J.F. Germond qui n'ont pas ménagé leurs peines en m'apportant une aide utile et spontanée.

Ma gratitude s'adresse, encore, à tout le personnel technique de l'institut de physique pour leur disponibilité et leurs collaborations. Et, plus particulièrement, à M. J.L. Moratel.