

	Page
<u>I. INTRODUCTION</u>	1
- Généralités	1
- Plan du travail	2
<u>II. CINEMATIQUE</u>	5
- Généralités	6
- La géométrie de diffusion quasi-libre	7
- Choix des angles de mesures	11
<u>III. THEORIE</u>	16
- Conditions de validité de l'approximation d'impulsion	17
- Description quantique de la diffusion quasi-libre	20
- Remarques sur le programme de calculs en DWIA	28
- Remarques sur le formalisme $\Delta$ -trou	34
<u>IV. DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u>	36
- Description générale du dispositif expérimental	37
- L'électronique du détecteur nucléon	44
- Préparation du détecteur nucléon : le réglage des ADC	45
- Préparation du détecteur nucléon : le réglage des TDC	49
<u>V. ANALYSE DES MESURES</u>	55
- Calcul des différents paramètres	56
- Résolution des mesures	58
- Acceptance du spectromètre	61
- Le bruit de fond	68
- Normalisation des mesures	80
<u>VI. RESULTATS DES MESURES</u>	86
- Les mesures $(\pi, \pi')$ sur $^{12}\text{C}$ et $^{13}\text{C}$	87
- Les mesures $(\pi, \pi'N)$ sur $^{12}\text{C}$ et $^{13}\text{C}$	89
- Les mesures $D(\pi, \pi'N)N'$	97
<u>VII. CONCLUSIONS</u>	99

D i f f u s i o n q u a s i - l i b r e  
d e p i o n s à 1 5 0 M e v

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

François Coetz  
Physicien diplômé

Directeur de thèse : Dr Jean-Pierre Egger

Novembre 1984

# IMPRIMATUR POUR LA THÈSE

Diffusion quasi-libre de pions à 150 MeV

de Monsieur François Goetz

## UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL FACULTÉ DES SCIENCES

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

Messieurs Jean-Pierre Egger, J.-F. Germond,  
E. Jeannot, E. Schwarz et P.G. Roos  
(University of Maryland)

autorise l'impression de la présente thèse.

Neuchâtel, le 20 novembre 1984

Le doyen :



H. Beck

# CHAPITRE I. INTRODUCTION

## 1. Généralités

De nombreux types d'expériences ont été faites avec des pions d'énergie intermédiaire (100 MeV < T < 280 MeV). On peut citer par exemple des mesures de diffusion de  $\pi^+$  et de  $\pi^-$  sur proton. De telles expériences ont pour but l'étude de l'interaction "élémentaire" pion nucléon. Entre autres phénomènes intéressants, ces expériences ont mis en évidence la célèbre résonance  $\Delta(1232)$ , voir fig. 1. Cette résonance a son maximum lorsque le pion incident a une énergie cinétique  $T_\pi = 190$  MeV et son importance est telle, qu'elle dominera toutes les expériences faites avec des pions d'énergie intermédiaire.

Comme autre exemple, on peut citer la diffusion  $\pi$ -noyau élastique et inélastique. En plus de l'étude de l'interaction pion-noyau, de telles expériences ont pour but l'étude de la structure nucléaire. Elles ont permis de mettre en évidence, par exemple, des rayons de distribution de protons ou neutrons dans le noyau cible, des mécanismes d'excitation du noyau vers des états particuliers, etc.

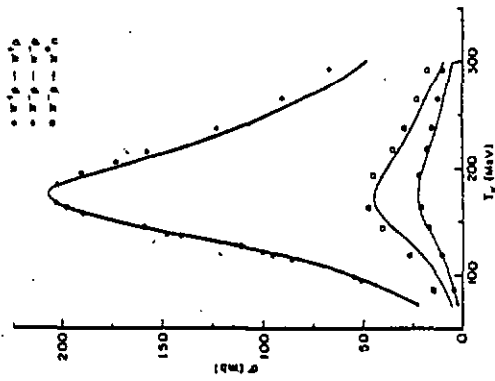
Il y a encore de nombreux autres types d'expériences, telles que l'échange de charge, la production de  $\gamma$ , de  $\pi^0$ , etc. dont le but est d'étudier les interactions forte et électromagnétique sous divers aspects, et dont il ne sera pas question ici.

Un cas particulier de l'interaction pion-noyau est la réaction  $A(\pi, \pi')N$  où un pion diffuse sur un nucléon lié dans le noyau atomique. Cette réaction d'éjection d'un nucléon est dite "quasi-libre" lorsque elle a lieu dans des conditions cinématiques proches de la diffusion d'un pion sur un nucléon libre. C'est aussi dans ces conditions que la section efficace de la réaction  $A(\pi, \pi')N$  est maximale.

Le but d'une étude de la diffusion quasi-libre est très spécifiquement d'étudier l'interaction pion nucléon dans la matière nucléaire, ainsi que la propagation du pion à l'intérieur du noyau.

- lorsqu'un pion interagit avec un nucléon dans la matière nucléaire, l'énergie n'est pas conservée dans le système  $\pi$ -N. Ceci provient de ce que le nucléon est lié.

- lorsqu'un pion se propage dans un noyau, on peut tenter de décrire son interaction avec celui-ci :



- à l'aide de potentiels ainsi qu'il sera fait dans ce travail
- à l'aide du modèle  $\Delta$ -trou, où l'on considère la résonance comme étant une particule intermédiaire qui se forme, se propage et se décompose lors de la réaction. Il est à souhaiter qu'à l'avenir de tels calculs soient comparés aux mesures présentées ici.

Fig. 1

Section efficace pion nucléon aux environs de la résonance  $\Delta(1232)$

Figure tirée de la référence 9, chap. III

## 2. Plan de ce travail

L'idée centrale de ce travail est d'étudier la relation qu'il y a entre l'interaction pion-noyau et certaines réactions d'un pion avec un noyau telles que :

- diffusion inélastique ( $\pi N'$ ) : lorsqu'un pion de 150 MeV diffuse sur un noyau et lui donne une grande part ou toute son énergie, ce noyau va se casser. Dans quelle mesure peut-on décrire cette diffusion en considérant que le  $\pi$  pénètre dans le noyau et interagit avec un seul ou avec un petit nombre de nucléons ?

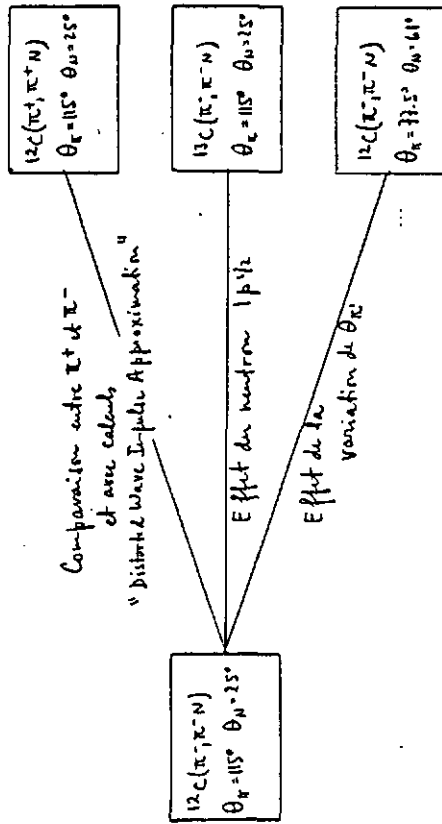
- diffusion quasi-libre  $A(\pi^+\pi^+N)A-1$  : dans quelle mesure la diffusion du pion sur le nucléon éjecté est-elle perturbée par le reste du noyau ?  
 Peut-on considérer ce noyau comme "spectateur", comme on le fait dans le modèle de l'approximation d'impulsion ?

La réaction  $(\pi, \pi N)$  sera mesurée sur le carbone, où le noyau initial et résiduel interagissent beaucoup avec le pion et le nucléon. Elle sera aussi étudiée avec une cible de deutérium qui a une structure beaucoup plus lâche et où de telles interactions sont beaucoup moins importantes.

Mesures présentées dans ce travail :

I) Mesures de diffusion inélastique  $(\pi, \pi')$  sur  $^{12}C$  et  $^{13}C$  : distribution angulaire. Comparaison avec section efficace pion-nucléon.

II) Mesures  $(\pi, \pi'N)$  faites sur le carbone :



III) Mesures faites sur deutérium :

$D(\pi, \pi N)$   $\theta_N = 77.5^\circ$   $\theta_N = 40^\circ$  }  
 D  $(\pi, \pi N)$   $\theta_N = 90^\circ$   $\theta_N = 40^\circ$  }

comparaison avec calculs basés sur "Plane Wave Impulse Approximation"

Les calculs théoriques qui ont été comparés aux mesures sur le carbone ont été faits avec un programme mis à disposition par MM. Les Prof. P.G. Roos et N.S. Chant de l'Université de Maryland.

Les calculs comparés aux mesures sur deutérium ont été faits par M. J.-F. Germond, théoricien à l'Institut de Physique de Neuchâtel.

CHAPITRE II. C I N E M A T I Q U E

Dans ce chapitre, consacré à l'étude de la cinématique de la réaction  $A(\pi^+, N)A-1$ , il y a d'abord une description générale où sont indiquées les équations à résoudre avec leur solution. Les calculs pour la résolution de ce système d'équation sont faits dans l'appendice de ce chapitre.

Dans un deuxième paragraphe est définie la "géométrie de diffusion quasi-libre". Toutefois, cette définition se donne dans le cadre du modèle de l'approximation d'impulsion qu'il faut au préalable définir, et elle dépend de certaines propriétés dynamiques des nucléons dans le noyau qu'il faut aussi rappeler.

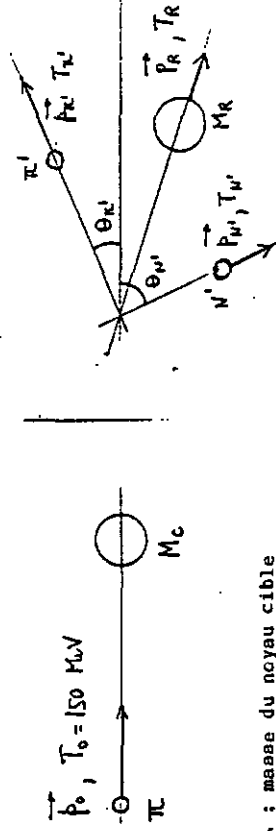
Dans une troisième partie sont indiqués quels choix ont été faits pour les angles de mesure, et quels sont les buts qui ont motivé ces choix.

Il sera encore question de l'approximation d'impulsion dans le chapitre de ce travail consacré à la théorie.

1. Généralités

La réaction  $A(\pi^+, N)A-1$  implique deux corps dans l'état initial et trois corps dans l'état final. Le but des calculs de cinématique est de déterminer quelles sont les énergies et les impulsions possibles des trois corps après la réaction.

On connaît l'énergie du pion incident et les angles de sortie du nucléon et du pion détectés comme le montre le schéma suivant :



- $M_C$  : masse du noyau cible
- $M_R$  : masse du noyau résiduel
- $\vec{P}_0, T_0, E_0$  : impulsion, énergie cinétique, énergie totale du pion incident
- $\vec{P}_{\pi'}, T_{\pi'}, E_{\pi'}$  : " " " " du pion sortant
- $\vec{P}_{N'}, T_{N'}, E_{N'}$  : " " " " du nucléon sortant
- $\vec{P}_R, T_R, E_R$  : " " " " du noyau résiduel

Les équations à résoudre sont les suivantes :

- conservation de l'énergie :  $E_{\pi} + M_C = E_{\pi'} + E_{N'} + E_R$
- conservation de l'impulsion :  $\vec{P}_{\pi} = \vec{P}_{\pi'} + \vec{P}_{N'} + \vec{P}_R$

La résolution de ce système est présentée dans l'appendice A. (p.12)

La figure 1 illustre graphiquement la solution du système d'équations dans le cas de la réaction  $^{12}C(\pi^+, \pi^+)^{12}C$   $\theta_{\pi'} = 115^\circ$   $\theta_{N'} = 21.1^\circ$ . Comme c'est une réaction avec trois corps dans l'état final, à un choix des angles  $\theta_{N'}$  et  $\theta_{\pi'}$  il ne correspond pas une valeur univoque de l'énergie

du pion ou du nucléon. Pour que la solution devienne univoque, il faut encore préciser une grandeur, par exemple l'énergie cinétique du pion détecté. Sur le graphe de la figure 2, l'énergie cinétique du neutron et l'impulsion de recul du noyau résiduel sont reportés en fonction de l'énergie cinétique du pion sortant.

Il y a encore un degré de liberté supplémentaire dans ce problème, dû au fait que le noyau final peut être dans un état d'excitation. Dans ce cas, sa masse sera différente de celle qu'il a dans son état fondamental :

$$M_R = M_{g.s.} + \xi E_x$$

où  $M_R$  est la masse du noyau de recul

$M_{g.s.}$  est la masse du noyau dans son état fondamental et  $E_x$  dénote son énergie d'excitation.

La figure 1 illustre aussi la cinématique de la même réaction dans le cas où le noyau résiduel est excité à 25 MeV.

## 2. La géométrie de diffusion quasi-libre

Par définition, la cinématique de la diffusion quasi-libre d'un pion sur un nucléon rappelle celle de la diffusion sur un nucléon libre. Elle s'en distingue cependant pour deux raisons importantes :

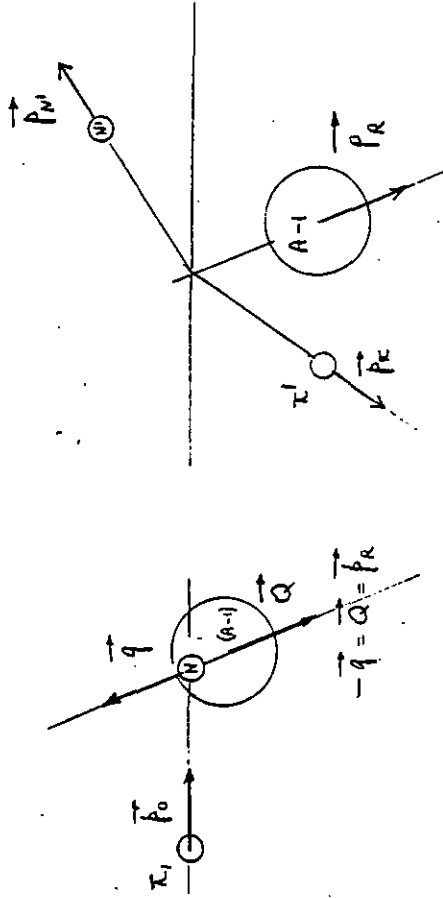
- dans la diffusion quasi-libre, le nucléon est lié dans le noyau cible. Son énergie de liaison est prise en compte dans les calculs si l'on met les valeurs exactes des masses pour les noyaux cible et résiduel. Encore une fois, il ne faut pas oublier d'inclure l'énergie d'excitation dans la masse de recul  $M_R$  :

- le nucléon n'est pas au repos mais il a un mouvement de Fermi dans le noyau cible. La grandeur et la direction de l'impulsion du nucléon ne sont pas précisément connues pour un instant donné. On ne connaît que la fonction de distribution des impulsions. Celle-ci dépend des nombres quantiques du nucléon; par exemple, un nucléon appartenant à une orbitale nucléaire p (correspondant au nombre  $\ell = 1$ ) aura le plus probablement une impulsion d'environ 100 MeV/c, alors que la distribution des impulsions

pour un nucléon d'orbitale s (où  $\ell = 0$ ) a son maximum pour une impulsion nulle.

Dans un modèle simple décrivant la réaction  $A(\pi, N)A-1$  on considère que le noyau cible A est constitué d'un nucléon en mouvement à l'intérieur d'un noyau résiduel (A-1). Parce que la cible est globalement au repos dans le système du laboratoire, la somme des impulsions du nucléon et du coeur (A-1) doit être nulle. Elles sont donc de même grandeur mais opposées en direction.

Dans le modèle de l'approximation d'impulsion, on admet que l'impulsion du coeur (A-1) n'est pas affectée par l'éjection du nucléon par le pion incident. Elle est donc la même que l'impulsion de recul du noyau après la réaction.



L'approximation d'impulsion, selon laquelle, si l'on connaît l'impulsion de recul du noyau résiduel, on connaît aussi quelle était l'impulsion du nucléon lié avant la réaction.

Par conséquent, si dans l'analyse des mesures où, pour chaque événement, on détecte un pion en coïncidence avec un nucléon, on peut calculer quelle est cette impulsion de recul et déterminer du même coup quelle était l'impulsion du nucléon dans le noyau cible avant la réaction.

Ainsi on peut conclure si le nucléon appartenait vraisemblablement à une orbitale nucléaire s ou p, selon que son impulsion était petite ou grande.

Une autre grandeur, à savoir l'énergie d'excitation du noyau de recul, permet de distinguer entre l'éjection d'un nucléon  $\alpha$  ou  $p$ . En effet, l'énergie de liaison dans le noyau initial est plus grande pour le nucléon  $\alpha$  que pour le nucléon  $p$ , et on comprend bien intuitivement que l'éjection du nucléon le plus lié perturbera davantage le noyau résiduel, le laissant dans un état d'excitation plus élevé.

Par conséquent, si l'approximation d'impulsion est valable, il doit y avoir une corrélation entre l'impulsion de recul et l'énergie d'excitation du noyau résiduel.

En résumé, les géométries favorisant l'éjection de l'un ou l'autre type de nucléon sont caractérisées, dans notre cas, par le tableau suivant :

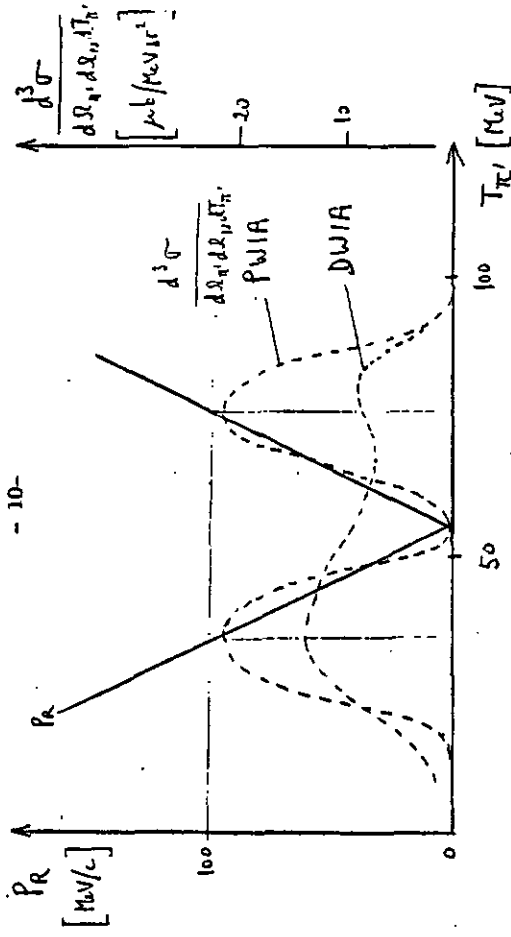
$$\begin{aligned} \text{Ejection d'un nucléon } \alpha \text{ lorsque : } & \beta_R \approx 0 \frac{M_N}{c} & E_{EX} \approx 25 \text{ MeV} \\ \text{Ejection d'un nucléon } p \text{ lorsque : } & \beta_R \approx 100 \frac{M_N}{c} & E_{EX} \approx 0 \text{ MeV} \end{aligned}$$

C'est ainsi que sont définies dans ce travail les géométries de diffusion quasi-libre.

On voit sur la figure 1 que les angles  $\theta_{\pi'}$  et  $\theta_p$  ont été choisis de telle sorte que l'impulsion de recul passe par un minimum  $\beta_R = 0$  pour une certaine valeur de  $T_{\pi'}$ , lorsque l'énergie d'excitation du noyau résiduel vaut 25 MeV. C'est donc une configuration où on peut étudier l'éjection d'un nucléon  $\alpha$ .

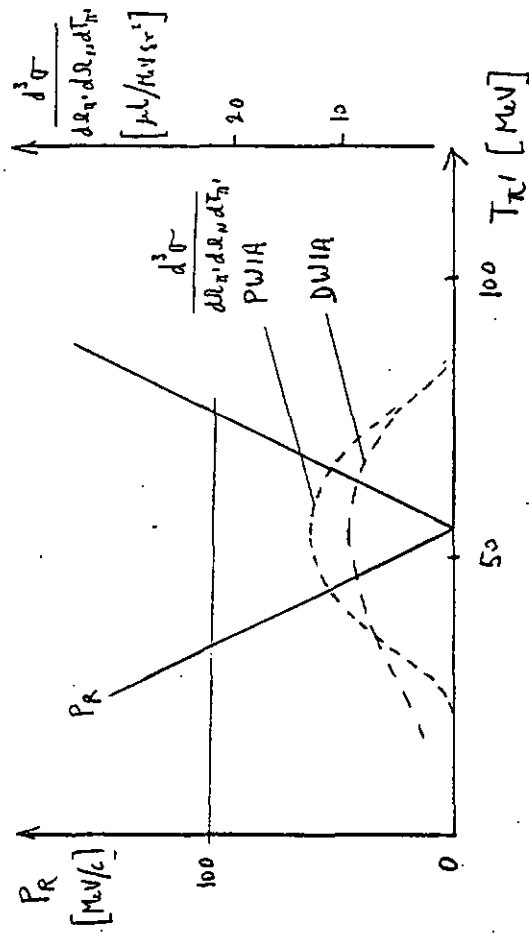
Le paragraphe 2 peut se résumer par les deux graphes suivants : Le premier concerne la diffusion quasi-libre sur un nucléon  $p$ . En fonction de l'énergie cinétique du pion sortant sont reportés l'impulsion de recul  $\beta_R$  et la section efficace de réaction ( $\pi, \pi'N$ ).

D'après les considérations du paragraphe 2 la section efficace devrait avoir l'allure de la courbe en traitillé. Elle passe par des maxima lorsque l'impulsion de recul vaut environ 100 MeV/c, et elle est nulle lorsque  $\beta_R = 0$ . Toutefois le modèle DWIA, qui est décrit dans le chapitre de ce travail sur la théorie, prédit des résultats légèrement différents.



Du fait des interactions du pion et du nucléon avec le noyau après la réaction, la courbe sera inégalement déformée; les deux "bosses" ne seront plus symétriques et la position du minimum pourra même se déplacer.

Le deuxième schéma concerne l'éjection d'un nucléon  $\alpha$ . La section efficace est maximum lorsque  $\beta_R = 0$ . D'après le modèle DWIA, les interactions du pion et du nucléon avec le noyau résiduel auront pour effet d'élargir la courbe et d'en diminuer l'amplitude.



3. Choix des angles de mesures pour la réaction ( $\pi, \pi, N$ )

Dans le paragraphe précédent nous avons vu que pour la description de la diffusion quasi-libre, c'est l'impulsion de recul  $p_R$  du noyau après la réaction qui joue un rôle essentiel. C'est donc en fonction de la valeur de  $p_R$  que les conditions cinématiques des mesures (angles, énergies, etc.) ont été choisies.

Sur la figure 2 l'angle de diffusion  $\theta_L'$  est reporté en fonction de l'angle de recul du nucléon cible dans le cas de la diffusion libre.

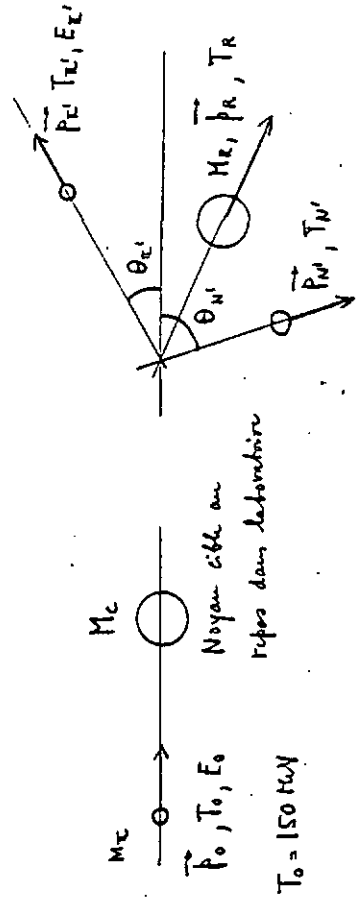
On y voit aussi la relation entre  $\theta_L'$  et  $\theta_N$  pour la réaction ( $\pi, \pi, N$ ) dans le cas de géométries favorables à l'éjection d'un nucléon  $s$  avec cible de  $^{12}C$ ,  $^{13}C$  et  $D$ .

Le deutérium étant un système peu lié, la géométrie de diffusion quasi-libre  $D(\pi, \pi, N)$  est peu différente de celle de la diffusion  $\pi-N$  libre. Pour le cas de la réaction sur carbone, la différence entre les courbes est plus grande.

Sur la figure 2, les domaines sur lesquels des mesures ont été faites avec cible de  $^{12}C$ ,  $^{13}C$  et  $D$  sont aussi indiqués. Pour  $\theta_N = 77.5^\circ$ , des mesures ont été faites en variant  $\theta_N$  entre  $32^\circ$  et  $70^\circ$  environ. Ceci a permis d'étudier le comportement de la section efficace lorsqu'on s'éloigne de la bonne géométrie.

APPENDICE AU CHAPITRE SUR LA CINEMATIQUE

Calculs de cinématique relativiste 3 corps (plane) dans le système du laboratoire



- $M_\pi$  : masse du pion (139.58 MeV)
- $M_N$  : masse du nucléon (neutron : 939.55 MeV, proton : 938.26 MeV)
- $M_C$  : masse du noyau cible
- $M_R$  : masse du noyau résiduel (contient l'énergie d'excitation)

$\vec{p}_0, T_0, E_0$	:	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
$\vec{p}_L', T_L', E_L'$	:	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
$\vec{p}_N', T_N', E_N'$	:	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"
$\vec{p}_R, T_R, E_R$	:	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"

Les équations à résoudre sont les suivantes :

conservation de l'énergie :  $E_0 + M_C = E_L' + E_N' + E_R$  (1)

conservation de l'impulsion :  $\vec{p}_0 = \vec{p}_L' + \vec{p}_N' + \vec{p}_R$  (2)

Etant donné les masses  $m_\pi, m_N, M_C, M_R$ , et étant donné les angles des particules détectées  $\theta_L'$  et  $\theta_N'$ , on aimerait connaître l'énergie du nucléon et du noyau résiduel en fonction de l'énergie cinétique du pion détecté. La relation générale entre l'énergie, l'impulsion et la masse d'une particule, et l'équation (1) permettent d'écrire :



Toutefois, dans le cas de la réaction  $C(\pi^+N)$ , il y a une telle disproportion entre la masse du pion et du noyau résiduel, qu'il n'y a qu'une seule détermination pour solution. En effet, la masse du noyau résiduel  $M_R$  est plus grande que  $10^4$  MeV. Pour une impulsion de recul  $p_R$  comprise entre les limites  $0 \leq p_R \leq 200$  MeV/c il correspond une énergie cinétique plus petite que 2 MeV.

L'équation (1) permet alors d'écrire :

$$E_0 + M_C = E_{N'} + E_{N'} + E_R \approx E_{N'} + E_{N'} + M_R$$

$$\Rightarrow T_{N'} \approx -T_{N'} + (T_0 + M_C - m_N - M_R)$$

De cette dernière égalité on conclut :

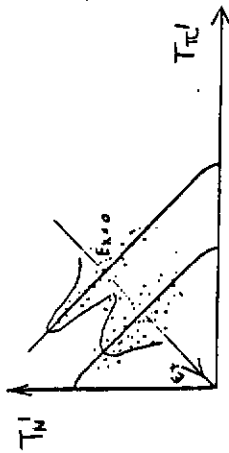
1) En reportant sur un graphe  $T_{N'}$  en fonction de  $T_{N'}$  on obtient presque une droite de pente -1 sur le domaine  $25 \leq T \leq 100$  MeV.

Ceci est bien visible sur la figure 1 où est illustrée graphiquement la solution exacte du système d'équation dans le cas :

$${}^{12}C(\pi^+, \pi^-) {}^{10}B, T_0 = 150 \text{ MeV} \\ \theta_C = 115^\circ \quad \theta_{N'} = -21.1^\circ$$

2) Des solutions correspondant à des valeurs différentes de l'énergie d'excitation (valeurs différentes de  $M_R$ ) sont données par des droites parallèles.

Remarque sur les spectres d'énergie d'excitation : Lors de l'analyse des mesures, l'étude du plan  $T_{N'}(T_{N'})$  permettra de déterminer graphiquement quel est le spectre d'excitation du noyau résiduel. Il peut s'obtenir par projection des événements sur l'axe diagonal, comme le montre le schéma suivant :



$$p_R^2 = E_R^2 - M_R^2 = (E_0 + M_C - E_{N'} - E_{N'})^2 - M_R^2 \\ \Rightarrow p_R^2 = (E_0 + M_C - E_{N'})^2 + E_{N'}^2 - 2 E_{N'}(E_0 + M_C - E_{N'}) - M_R^2 \quad (3)$$

L'équation (1) permet aussi d'exprimer  $p_R^2$  :

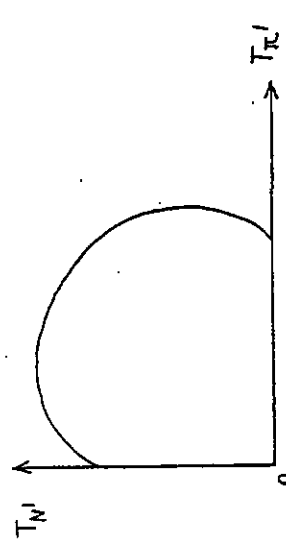
$$\vec{p}_R = \vec{p}_0 - \vec{p}_{N'} - \vec{p}_{N'} \\ p_R^2 = p_0^2 + p_{N'}^2 + p_{N'}^2 - 2 p_0 p_{N'} \cos \theta_{N'} - 2 p_0 p_{N'} \cos \theta_{N'} + 2 p_{N'} p_{N'} \cos \theta_{N'} \quad (4)$$

en égalant les expressions de  $p_R^2$  (3) et (4) :

$$p_0^2 + p_{N'}^2 - 2 p_0 p_{N'} \cos \theta_{N'} + 2 p_{N'} p_{N'} \cos \theta_{N'} = (E_0 + M_C - E_{N'})^2 + M_{N'}^2 - 2 \sqrt{M_{N'}^2 + p_{N'}^2} (E_0 + M_C - E_{N'}) - M_R^2 \\ \left[ p_0^2 + p_{N'}^2 - 2 p_0 p_{N'} \cos \theta_{N'} - (E_0 + M_C - E_{N'})^2 - M_{N'}^2 + M_R^2 \right] + 2 p_{N'}^2 \cos \theta_{N'} = -2 \sqrt{M_{N'}^2 + p_{N'}^2} (E_0 + M_C - E_{N'})$$

Cette dernière équation est de la forme :  $A + B p_{N'}^2 = C \sqrt{M_{N'}^2 + p_{N'}^2}$ . En élevant cette expression au carré, on obtient une équation du 2ème degré en  $p_{N'}^2$ . Une fois obtenue la valeur de  $p_{N'}^2$ , on peut calculer  $T_{N'}$ , puis en remplaçant ces solutions dans les équations (1) et (2) on obtient l'énergie et l'impulsion du noyau de recul.

De manière générale, il peut y avoir deux déterminations de  $T_{N'}$  correspondant à une valeur de  $T_{N'}$ . Graphiquement, la solution du système d'équation aura l'allure suivante :



Légende des figures : Chapitre sur la CINEMATIQUE

Fig. 1 : Courbes cinématiques pour la réaction

$$^{12}\text{C}(\pi^-, \pi^- p)^{11}\text{B}, T_0 = 150 \text{ MeV}, \theta_\pi = 115^\circ, \theta_p = -24.1^\circ$$

En fonction de  $T_\pi$  l'énergie cinétique du pion sortant [MeV] sont reportées :

- les courbes A et A' représentant respectivement l'énergie cinétique du proton après la réaction et l'impulsion de recul du noyau résiduel, lorsque l'énergie d'excitation du noyau résiduel est nulle;
- les courbes B et B' représentant les mêmes grandeurs lorsque l'énergie d'excitation vaut 25 MeV.

Fig. 2 : Relation entre  $\theta_B$  et  $\theta_A$  dans le cas :

- . de la diffusion  $\pi \rightarrow n$  libre
- . de la réaction  $^{12}\text{C}(\pi^-, n)^{11}\text{C}^*$ , diffusion quasi-libre sur nucléon s
- . de la réaction  $^{13}\text{C}(\pi^-, n)^{12}\text{C}^*$ , diffusion quasi-libre sur nucléon s
- . de la réaction  $\text{D}(\pi^-, n)p$ , diffusion quasi-libre sur nucléon s.

$^{12}\text{C}(\pi, \pi p)^{11}\text{B}$   
 $\theta_{\pi} = 115^{\circ}$     $\theta_p = 21.1^{\circ}$

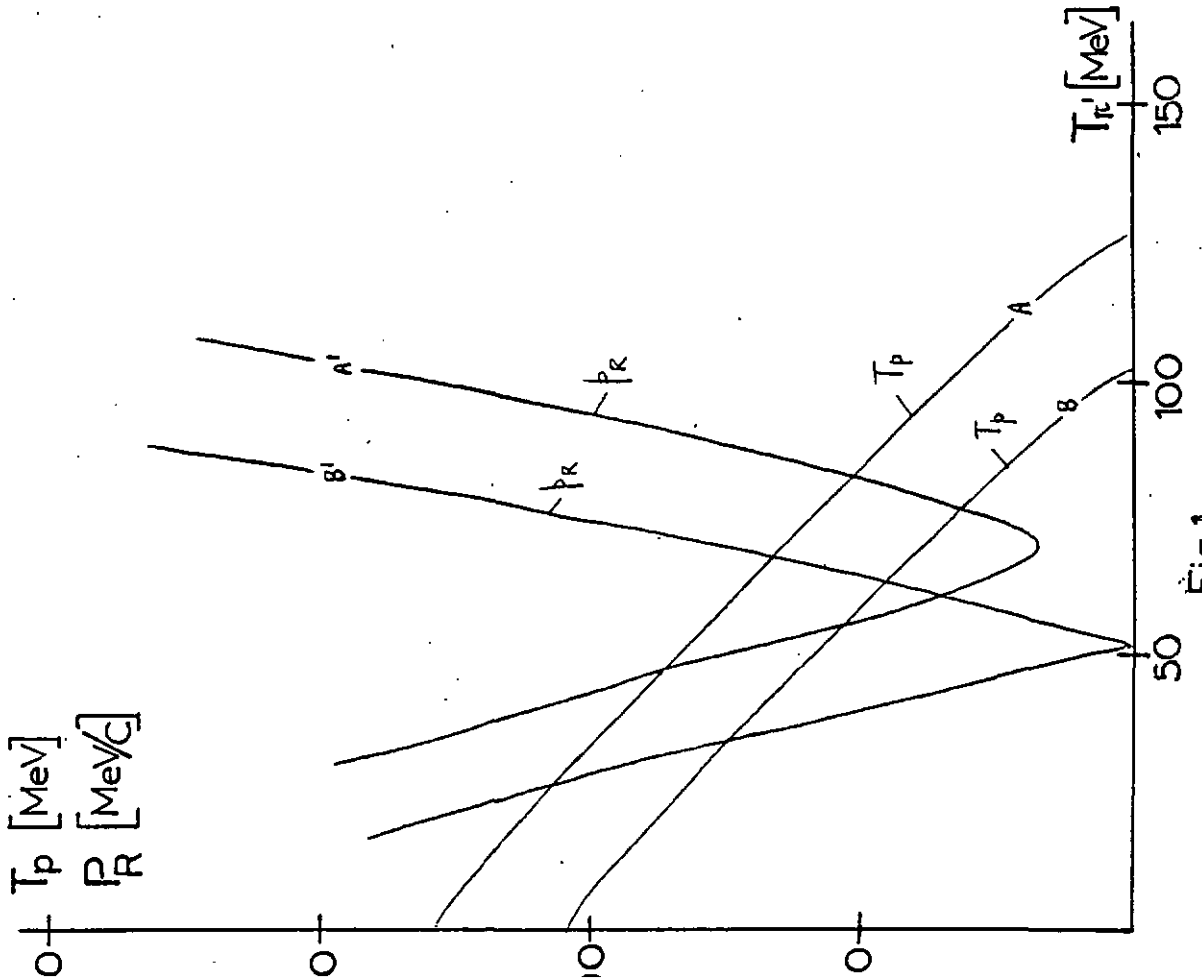


Fig 1

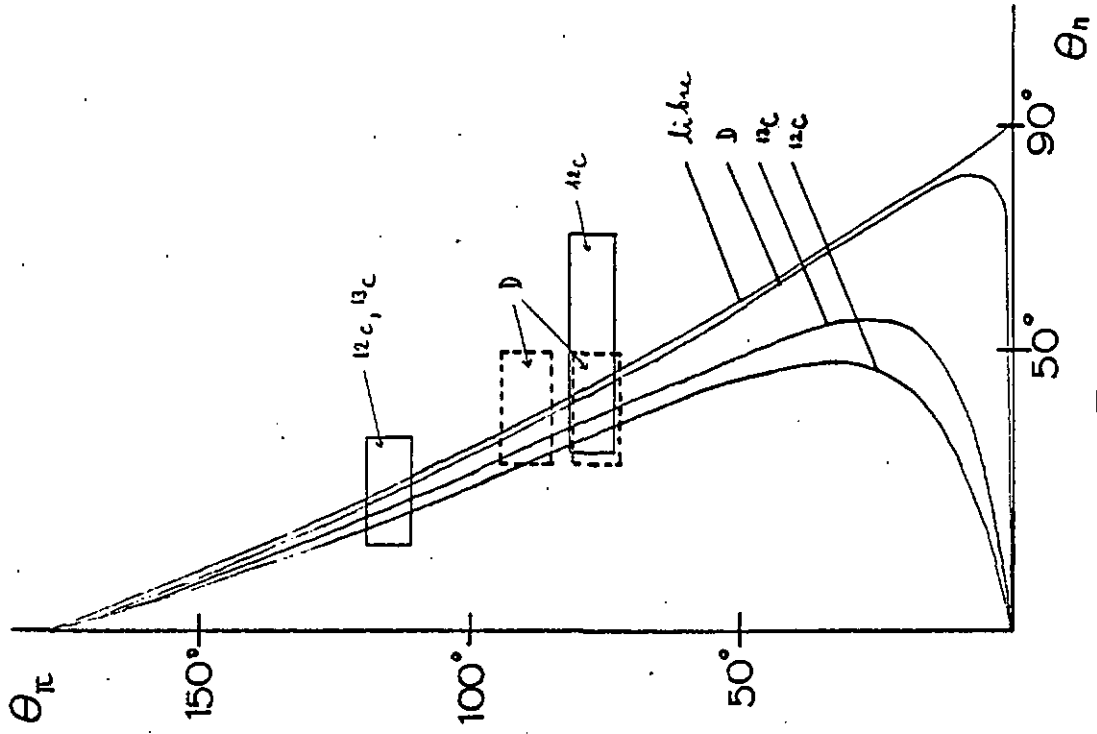


Fig 2

CHAPITRE III. THEORIE

1. Conditions de validité de l'approximation d'impulsion

- Arguments intuitifs, basés sur la cinématique, qui justifient dans quelle mesure on peut appliquer ce modèle à la réaction ( $\pi, \pi^+ N$ ).
- 2. Description quantique de la diffusion quasi-libre
  - Dans la première partie, il est d'abord rappelé ce qu'est l'approximation d'impulsion, exprimée dans un formalisme quantique.
  - Ensuite le calcul de l'amplitude de diffusion quasi-libre est résumé dans "l'approximation des ondes planes".
  - Enfin, il est indiqué comment le calcul de cette amplitude peut se faire dans "l'approximation des ondes distordues", où l'on tient compte des interactions du pion et du nucléon éjecté avec le noyau.

3. Remarques sur le programme utilisé pour les calculs en DNIA

- Critères pour le choix de l'amplitude  $t_{\pi N}$  pour décrire la diffusion pion-nucléon dans la matière nucléaire.
- Potentiels utilisés par le programme pour le calcul des distorsions.
- Paramètres utilisés pour le calcul de l'onde du nucléon lié.

4. Remarques sur le formalisme  $\Delta$ -trou

- Ce formalisme n'est que brièvement évoqué ici. Bien que des calculs basés sur ce modèle ne sont pas faits dans le cadre de ce travail, il est à souhaiter qu'à l'avenir, des théoriciens comparent le résultat de tels calculs aux mesures présentées ici.

1. Conditions de validité de l'approximation d'impulsion

Une description de la cinématique de la diffusion quasi-libre et du modèle d'approximation de l'impulsion a été faite dans le chapitre précédent. Cette description était basée sur une vision "corpusculaire" de la réaction :

- le pion incident est un projectile bien localisé qui pénètre dans le noyau;
- il ne rencontre qu'un nucléon dans le noyau;
- ce nucléon a un mouvement propre; il est faiblement lié au reste du noyau;
- le noyau coeur résiduel est imperturbé par la réaction.

Pour qu'un tel modèle soit applicable à l'étude de la réaction ( $\pi, \pi^+ N$ ), il faut que certaines conditions soient satisfaites :

a) Il faut que le nucléon soit presque libre, c'est-à-dire que son énergie de liaison doit être très inférieure à l'énergie du pion incident.

L'énergie de liaison du nucléon est donnée par :  $E_b = M_R^* + m_N - M_{RN}$

où :  $M_R^*$  est la masse du noyau résiduel excité

$m_N = 940$  MeV la masse du nucléon

$M_{RN}$  = masse du noyau cible.

Pratiquement, l'énergie d'excitation du noyau résiduel observée dans cette expérience ne dépasse pas 50 MeV environ (c.f. chapitre sur les résultats de l'expérience); par conséquent l'énergie de liaison des nucléons éjectés est égale ou inférieure à 30 MeV.

Ceci, comparé à l'énergie cinétique de 150 MeV du pion incident, montre que cette première condition est relativement bien satisfaite.

b) Le pion incident doit être "localisé"

$$T_\pi = 150 \text{ [MeV]} \Rightarrow \lambda_\pi = 2\pi \cdot 253.7 \left[ \frac{\text{MeV}}{c} \right] \Rightarrow \lambda_\pi = \frac{hc}{E_\pi} = 0.8 \text{ [fm]}$$

Il faut comparer ceci au rayon du noyau cible donné par :

$$R = r_0 \cdot A^{1/3} = 1.12 \cdot A^{1/3} \text{ [fm]}, \quad r_0 \text{ étant le rayon classique d'un nucléon dans le cas du } {}^{12}\text{C} : R = 2.56 \text{ [fm]}$$

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{\pi} &\cong r_0 \\ \lambda_{\pi} &\cong \frac{1}{3} R \end{aligned} \right\} \Rightarrow \text{la condition b) est satisfaite.}$$

c) Le libre parcours moyen du pion ne doit pas être beaucoup plus petit que R

Ceci veut dire que le pion qui pénètre dans le noyau fera une collision avec un seul nucléon.

Le libre parcours moyen est donné par :  $d = \frac{1}{\sigma \rho}$

où  $\rho$  est la densité de nucléons :  $\rho = 0.17 \left[ \frac{\text{Nucleons}}{\text{fm}^3} \right]$

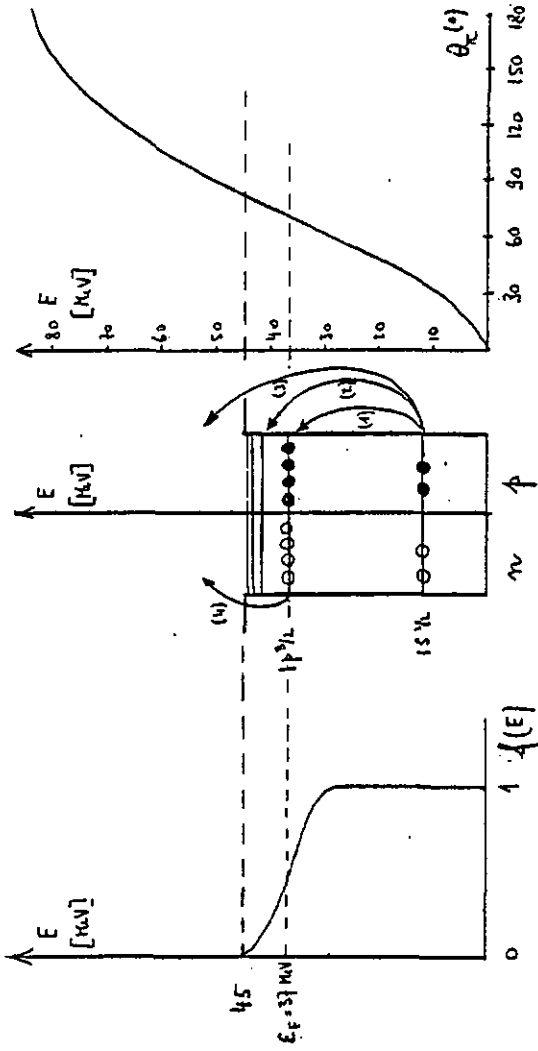
pour le  $^{12}\text{C}$  :  $\sigma = \frac{\sigma_{\pi p} + \sigma_{\pi n}}{2} = \frac{192 + 67}{2} = 130 \text{ [mb]} = 13 \text{ [fm}^2\text{]}$

$$d_{\pi} = \frac{1}{\sigma \rho} = \frac{1}{0.17 \cdot 13} = 0.45 \text{ [fm]} \cong \frac{1}{3} R$$

La condition c) est moins bien satisfaite. On peut s'attendre à ce qu'il y ait beaucoup de diffusion multiple et que la réaction ( $\pi, \pi'N$ ) ait lieu plutôt en surface du noyau.

d) Lors de la diffusion, le nucléon doit recevoir assez d'énergie pour quitter le noyau

Pour que la réaction ( $\pi, \pi'N$ ) ait lieu, il faut que l'énergie transférée au nucléon par le pion incident soit plus grande que l'énergie de séparation de ce nucléon. On peut faire une comparaison entre ces grandeurs à l'aide des dessins suivants, qui ont chacun la même échelle en énergie reportée sur leur axe vertical. Au centre on voit le noyau, schématisé par un puits de potentiel dont certains niveaux sont occupés par les protons et les neutrons. Ces neutrons et ces protons sont soumis au principe d'exclusion et les niveaux occupés vont jusqu'à la limite de Fermi qui est donnée par le dessin de gauche. Sur le dessin de droite on voit la relation qu'il y a, dans le cas de la diffusion pion sur nucléon libre, entre le transfert d'énergie au nucléon et l'angle de diffusion du pion.



Fonction de Fermi-Dirac qui donne la probabilité d'occupation d'un niveau en fonction de son énergie  $E_F = 37$  est la limite de Fermi [MeV]

Puits de potentiel nucléaire donne la probabilité d'occupation d'un niveau pour les neutrons et les protons. (1) : transition interdite par le principe d'exclusion (2) : transition permise par le principe d'exclusion. Cette transition correspond à une diffusion inélastique (3) : transition correspondant à l'éjection d'un nucléon (4) : éjection d'un nucléon p.

Cinématique 2 corps  $\pi \rightarrow N$  (libre) Energie transférée au nucléon en fonction de l'angle de diffusion du pion.

Les dessins ci-dessus indiquent que la réaction ( $\pi, \pi'N$ ) ne peut avoir lieu avec tous les nucléons lorsque l'angle de diffusion du pion devient trop petit. Ces arguments ne sont évidemment pas exacts, car la cinématique  $\pi \rightarrow N$  dans la matière nucléaire, où le nucléon est en mouvement, est différente de la cinématique 2 corps libre.

2. Description quantique de la diffusion quasi-libre

Dans cette description, les particules intervenant dans la réaction sont caractérisées par leur fonction d'onde et ne sont donc pas considérées comme des particules "dures" et localisées.

Le but de ces calculs est de déterminer quelle est la section efficace de la réaction  $A(\pi, \pi')N \rightarrow A-1$  pour  $(\theta_{\pi'}, \varphi_{\pi'})$  et  $(\theta_{\pi}, \varphi_{\pi})$  donnés, en fonctions de  $T_{\pi}$  l'énergie du pion sortant :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\pi'} d\Omega_{\pi} dT_{\pi'}} (\Omega_{\pi'}, \Omega_{\pi}, T_{\pi'})$$

Il faut encore préciser quel est le moment cinétique et l'énergie de liaison du nucléon éjecté. Pour les nucléons du  $^{12}C$  et du  $^{13}C$  on a  $l = 0$  ou  $l = 1$ ; et comme il a déjà été dit dans ce chapitre, l'énergie de liaison moyenne des nucléons a été déterminée empiriquement, à partir des spectres d'énergie d'excitation mesurés.

La section efficace à calculer est proportionnelle au carré de l'élément de matrice de l'opérateur de transition  $T$  de la réaction  $(\pi, \pi' N)$  :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\pi'} d\Omega_{\pi} dT_{\pi'}} \propto \left| \langle \text{état final} | T | \text{état initial} \rangle \right|^2$$

L'état initial est constitué par le pion incident, d'impulsion  $\vec{p}_0$  et le noyau cible. Le noyau cible est au repos et son état fondamental est décrit par la fonction d'onde  $\phi_i$ .

L'état initial sera formellement symbolisé par le "bra"  $|\vec{p}_0, \phi_i\rangle$

L'état final est constitué par le pion et le nucléon détectés, d'impulsion  $\vec{p}_{\pi'}$  et  $\vec{p}_{N'}$  respectivement, et par le noyau résiduel. Ce noyau résiduel a une impulsion de recul  $\vec{p}_R = \vec{Q}$ , et son état d'excitation est décrit par la fonction d'onde  $\phi_f$ .

L'état final sera formellement symbolisé par le "bra" :  $|\vec{p}_{\pi'}, \vec{p}_{N'}, \vec{Q}, \phi_f\rangle$

Avec ces notations, l'élément de matrice à calculer s'écrit :

$$\langle \vec{p}_{\pi'}, \vec{p}_{N'}, \vec{Q}, \phi_f | T | \vec{p}_0, \phi_i \rangle$$

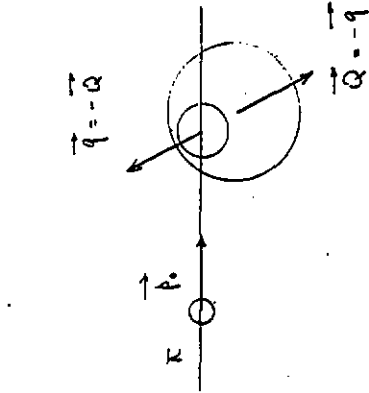
Dans le cadre de l'approximation d'impulsion, ce calcul peut se faire en deux degrés de précision :

- en première approximation, le pion incident, le pion et le nucléon sortants sont décrits par des ondes planes. Ceci revient à dire que l'on néglige leur interaction avec le noyau au sein duquel la réaction a lieu.

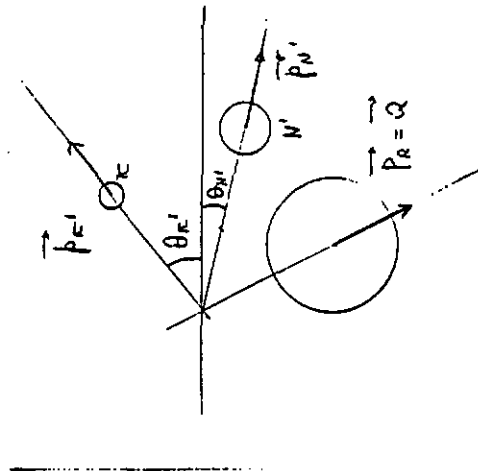
- en deuxième approximation, on tient compte de l'interaction entre les projectiles et le noyau. Ceci se fait en décrivant ces projectiles par des ondes distordues par des potentiels optiques. Ces distorsions sont analogues à celles qui seraient produites sur une onde lumineuse se propageant dans un milieu où l'indice de réfraction n'est pas constant.

Le dessin suivant définit les conventions qui sont utilisées dans la suite de ce chapitre, en même temps qu'il rappelle un aspect de l'approximation d'impulsion décrite dans le chapitre sur la cinématique :

AVANT LA DIFFUSION



APRES LA DIFFUSION



Rappel : Selon l'approximation d'impulsion, on a  $\vec{q} = -\vec{Q} = -\vec{P}_R$ .

### a) L'approximation en ondes planes : "Plane Wave Impulse Approximation"

Dans l'approximation d'impulsion le calcul de l'amplitude de diffusion quasi-libre est basée sur l'hypothèse d'interaction directe entre le pion incident et le nucléon lié. Elle peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Amplitude de diffusion } \pi\text{-N} \\ \text{Amplitude de trouver ce nucléon dans le noyau} \end{array} \right\} * \left\{ \begin{array}{l} \text{Amplitude de trouver ce nucléon dans le noyau} \end{array} \right\}$$

Le produit des deux amplitudes doit être intégré par rapport à q pour tenir compte de toutes les impulsions possibles que peut avoir le nucléon avant la diffusion. Formellement, on peut écrire :

$$\langle \vec{p}_\pi, \vec{p}_N, \vec{q}, \phi | T_{\pi N} | \vec{p}_0, \phi_i \rangle = \int d^3q \underbrace{\langle \vec{p}_\pi, \vec{p}_N | T_{\pi N} | \vec{p}_0, \vec{q} \rangle}_{\text{1er terme}} \underbrace{\langle \vec{q}, \vec{q}, \phi_i | \phi_i \rangle}_{\text{2ème terme}}$$

• étude du premier terme :  $\langle \vec{p}_\pi, \vec{p}_N | T_{\pi N} | \vec{p}_0, \vec{q} \rangle$

Selon l'approximation d'impulsion, on a la conservation de l'impulsion pour le système pion-nucléon lors de cette diffusion :

$$\vec{p}_\pi + \vec{p}_N = \vec{p}_0 + \vec{q}$$

Toutefois, à cause de l'énergie de liaison du nucléon, l'énergie n'est pas conservée pour ce système : (particules hors couche de masse)

$$T_{\pi'} + T_{N'} \neq T_0 + T_N$$

D'autre part, on voudrait approximer l'opérateur  $T_{\pi N}$ , décrivant la diffusion d'un pion sur un nucléon lié, par l'opérateur  $T_{\pi N}$  qui décrit la diffusion d'un pion sur un nucléon libre. Dès lors, le problème est de savoir selon quel critère il faut choisir  $T_{\pi N}$  :

- faut-il choisir  $T_{\pi N}$  correspondant à diffusion libre, avec énergie totale  $T_\pi + T_N$  ?
  - " "  $T_{\pi N}$  " " " " " " " " " " " " " " " " ?
  - " "  $T_{\pi N}$  " " " " " " " " " " " " " " " " ?
  - " "  $T_{\pi N}$  " " " " " " " " " " " " " " " " ?
  - " "  $T_{\pi N}$  " " " " " " " " " " " " " " " " ?
  - " "  $T_{\pi N}$  " " " " " " " " " " " " " " " " ?
- etc... etc.

On peut ainsi imaginer plusieurs prescriptions pour le choix de  $T_{\pi N}$ . Pratiquement, quatre d'entre elles ont été retenues pour les calculs faits dans le cadre de ce travail. Elles seront discutées au paragraphe 3 de ce chapitre.

Quel que soit le choix de  $T_{\pi N}$  adopté pour approximer  $T_{\pi N}$ , on dit que  $T_{\pi N}$  est l'opérateur de transition "à demi-hors couche d'énergie", puisqu'il correspond à une situation où l'impulsion est conservée, mais pas l'énergie, dans le système pion-nucléon. (Un opérateur complètement hors couche correspondrait à une situation où ni l'impulsion, ni l'énergie ne serait conservée; ce serait le cas si le nucléon cible restait lié après la diffusion.)

En résumé, le premier terme sous l'intégrale peut s'explicitier de la façon suivante :

$$\langle \vec{p}_\pi, \vec{p}_N | T_{\pi N} | \vec{p}_0, \vec{q} \rangle = \delta(\vec{p}_\pi + \vec{p}_N - \vec{q} - \vec{p}_0) \langle \vec{p}_{\pi N} | T_{\pi N} | \vec{p}_{0q} \rangle$$

$$-\delta(\vec{p}_\pi + \vec{p}_N - \vec{q} - \vec{p}_0)$$

exprime la conservation de l'impulsion

-  $\vec{p}_{\pi N}, \vec{p}_{0q}$  : sont les impulsions relatives dans le système -nucléon avant et après la diffusion, respectivement.

$$-\langle \vec{p}_\pi, \vec{p}_N | T_{\pi N} | \vec{p}_0, \vec{q} \rangle \approx \langle \vec{p}_{\pi N} | T_{\pi N} | \vec{p}_{0q} \rangle_{ndf} \approx \langle t_{\pi N} \rangle$$

On peut donc écrire :

$$\langle \vec{p}_\pi, \vec{p}_N | T_{\pi N} | \vec{p}_0, \vec{q} \rangle = \delta(\vec{p}_\pi + \vec{p}_N - \vec{q} - \vec{p}_0) \langle t_{\pi N} \rangle$$

• étude du deuxième terme :  $\langle \vec{q}, \vec{q}, \phi_i | \phi_i \rangle$

Pour fixer les idées, et simplifier les notations, ce terme est étudié pour le cas de la réaction :  $\pi^+ C (\pi, n) {}^n C$  :

Scion l'approximation d'impulsion, on a  $\vec{q} = -\vec{Q}$ . Ceci peut encore une fois s'exprimer à l'aide de la fonction  $\delta$  :

$$\langle \vec{q}, \vec{Q}, \phi_f | \phi_i \rangle = \delta(\vec{q} + \vec{Q}) \langle \phi_f | \phi_i \rangle$$

Toujours selon l'approximation d'impulsion, l'état du noyau initial de  $^{12}\text{C}$  est donné par un neutron de nombres quantiques  $(n, l, m, j)$  couplé à un "coeur spectateur" de  $^{11}\text{C}$ . Ce coeur de  $^{11}\text{C}$  sera laissé imperturbé par la réaction et il est donné par  $|\phi_i^n\rangle$

$$|\phi_i^1\rangle = |\phi_i^n\rangle | \psi_{nlm_j} \rangle$$

L'état du noyau final est donné par le coeur de  $^{12}\text{C}$  couplé à l'onde plane du neutron sortant :

$$|\phi_f\rangle = |\phi_f^n\rangle | e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \rangle = |\phi_i^n\rangle | e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \rangle$$

Encore une fois, le coeur de  $^{12}\text{C}$  est laissé imperturbé par la réaction, c'est pourquoi dans cette dernière ligne  $|\phi_f^n\rangle$  a été remplacé par  $|\phi_i^n\rangle$

On peut donc écrire :

$$\langle \phi_f | \phi_i \rangle = \left[ \langle e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} | \cdot \langle \phi_i^n | \right] \left[ |\phi_i^n\rangle | \psi_{nlm_j} \rangle \right]$$

puisque  $\langle \phi_i^n | \phi_i^n \rangle = 1$  on obtient

$$\langle \phi_f | \phi_i \rangle = \langle e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} | \psi_{nlm_j} \rangle = \int d^3r e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} \psi_{nlm_j}(\vec{r}) = g_f(\vec{q})$$

Ce dernier terme est la transformée de Fourier de la fonction d'onde orbitale du nucléon  $\psi_{nlm_j}(\vec{r})$ . Il représente cette fonction d'onde orbitale dans l'espace des impulsions.

En résumé, le deuxième terme sous l'intégrale peut s'expliquer de la manière suivante :

$$\langle \vec{q}, \vec{Q}, \phi_f | \phi_i \rangle = \delta(\vec{q} + \vec{Q}) g_f(\vec{q}) = g_f(-\vec{Q})$$

On est donc en mesure d'écrire l'amplitude de diffusion  $(\pi, \pi' N)$  dans le cadre de la PWIA :

$$\langle \vec{\pi}, \vec{\pi}', \vec{Q}, \phi_f | \phi_i \rangle = \delta(\vec{\pi}' + \vec{\pi}_n + \vec{Q} - \vec{\pi}_i) \cdot \langle \pi_n \rangle \cdot g_f(-\vec{Q})$$

En prenant le module au carré de cette amplitude, on obtient l'expression de la section efficace :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\pi'} d\Omega_{\pi} d\Omega_{\vec{Q}}} (\Omega_{\pi'}, \Omega_{\pi}, \Omega_{\vec{Q}}) \propto \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\pi_N} \cdot \left| g_f(-\vec{Q}) \right|^2$$

Il intervient donc la section efficace de diffusion libre et la transformée de Fourier de la fonction d'onde orbitale du nucléon éjecté.

Dans le cas où l'on veut la section efficace  $(\pi, \pi' N)$ , sans spécifier quel nucléon est éjecté du noyau, il faut sommer l'expression encadrée sur tous les états possibles des nucléons dans la cible :

$$\left[ \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\pi'} d\Omega_{\pi} d\Omega_{\vec{Q}}} (\Omega_{\pi'}, \Omega_{\pi}, \Omega_{\vec{Q}}) \right]_{\text{indéfini}} = F_{\text{cin}} \cdot \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\pi_N} \cdot \sum_{n, l, m, j} \left| g_f(-\vec{Q}) \right|^2$$

où  $F_{\text{cin}}$  est un coefficient qui dépend de facteurs cinématiques provenant de volumes dans l'espace de phase et des transformations entre différents systèmes de référence (c.f. réf. 1).

b) Le calcul en ondes distordues : "The Distorted Wave Impulse Approximation"

Dans le résultat obtenu à la fin du paragraphe précédent intervient le facteur :

$$g_f(\vec{q}) = \int d^3r e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} \psi_{nlm_j}(\vec{r}) d^3r$$

D'autre part, de la conservation de l'impulsion, il vient :



$$\vec{p}_0 + \vec{q} + \vec{Q} = \vec{p}_\pi + \vec{p}_{\pi'} + \vec{Q} = \vec{p}_\pi + \vec{p}_{\pi'} - \vec{q} \Rightarrow \vec{q} = \vec{p}_\pi + \vec{p}_{\pi'} - \vec{p}_0$$

$$\{k_i(\vec{q})\} = \int e^{-i\vec{p}_\pi \cdot \vec{r}} \cdot e^{-i\vec{p}_{\pi'} \cdot \vec{r}} \cdot e^{+i\vec{p}_0 \cdot \vec{r}} \cdot \psi_{n\ell m_j}(\vec{r}) \cdot d^3r$$

onde plane du pion entrant

onde plane du pion sortant

onde plane du nucléon sortant

onde plane du nucléon entrant

On reconnaît les ondes planes représentatives des trois particules ( $\pi, \pi', N$ ). L'idée du modèle DWIA est de remplacer ces ondes planes par des ondes distordues  $\chi$  qui dépendent de l'interaction de ces particules avec le noyau.

Les fonctions d'ondes des pions sont solutions de l'équation de Klein-Gordon, avec un potentiel optique de Kisslinger et un potentiel de Coulomb pour décrire l'interaction entre le pion et le reste du noyau (c.f. réf. 2).

Le potentiel de Kisslinger  $V_K$  appliqué à un état  $|\chi\rangle$  est donné par :

$$\langle \vec{r} | V_K | \chi \rangle = V_K \chi(\vec{r}) = (2\pi)^3 \left[ a_0 S(\vec{r}) \chi(\vec{r}) - a_1 \vec{\nabla} \cdot (S(\vec{r}) \vec{\nabla} \chi(\vec{r})) \right]$$

où  $S(r)$  est la densité nucléaire. Avec l'opérateur impulsion  $\vec{p}_q$ , ceci peut s'écrire :  $V_K = (2\pi)^3 A \left[ a_0 S(\vec{r}) + a_1 \vec{p}_q \cdot S(\vec{r}) \vec{p}_q \right]$  où  $A$  est le nombre de masse du noyau cible, et  $a_0, a_1$  des facteurs dépendant de l'énergie. Pour établir l'équation à résoudre, le potentiel  $V_K$  est considéré comme étant la première composante d'un quadrivecteur décrivant le champ d'interaction nucléaire. Ceci signifie que  $V_K$  aura le même rôle dans l'équation de Klein-Gordon que le potentiel de Coulomb  $V_C$  :

$$(E - V_C - V_K)^2 \chi_\pi = (-\vec{\nabla}^2 + m^2) \chi_\pi$$

où :  $E$  est un scalaire représentant l'énergie du pion

$V_C$  = fonction de  $r$  est le potentiel de Coulomb :  $V_C(\vec{r}) = e^2 \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3r'$

$V_K$  = opérateur agissant sur toute fonction de  $r$ .

$V_K$  a été explicité plus haut.

En développant l'équation de Klein-Gordon et en négligeant les termes en  $V_K^2$ , cette équation se réduit à la forme suivante :

$$(-\vec{\nabla}^2 + m^2) \chi_\pi = \left[ (E - V_C)^2 - 2EV_C \right] \chi_\pi \approx \left[ E^2 - 2EV_C - U \right] \chi_\pi$$

avec :  $U \chi_\pi = 2EV_N \chi_\pi = 2EA_0 \chi_\pi(\vec{r}) - 2EA_1 \vec{\nabla} \cdot (S \vec{\nabla} \chi_\pi(\vec{r}))$

Pour obtenir l'équation d'onde du nucléon sortant, on résout une équation de Schrödinger avec un potentiel optique nucléon-noyau conventionnel.

Ce potentiel optique comprend les termes suivants :

$$U(\vec{r}) = V_C(\vec{r}) - \frac{V_0}{1+e^{\chi}} - i \left[ \frac{W_0}{1+e^{\chi}} - 4W_1 \frac{1}{d^2} \left( \frac{1}{1+e^{\chi}} \right) \right] + W_{S_0} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( \frac{1}{1+e^{\chi}} \right)$$

potentiel de Coulomb

(pour les protons seulement. Pour les neutrons, il y a pas d'interaction de Coulomb)

potentiel nucléaire

(forme central + terme de surface)

potentiel spin-orbite

(terme de surface)

$\chi, \chi'$  et  $\chi''$  sont explicités sur page 32 selon équation 8

Pour la résolution de l'équation de Schrödinger avec ce potentiel, c.f. réf. 3.

Une fois obtenues les expressions des ondes distordues du pion entrant  $\chi_\pi$ , du pion sortant  $\chi_{\pi'}$  et du nucléon sortant  $\chi_{N'}$ , on peut écrire l'expression de la section efficace de réaction ( $\pi, \pi' N$ ) :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\pi} d\Omega_{\mu} dT_{\pi}}(\rho_{\pi}, \rho_{\mu}, T_{\pi}) = F_{cin} \left( \frac{d\Omega}{d\Omega} \right)_{\pi N}^{\Delta_{\mu}} \sum_{n, l_{\mu j}} |g f_i|^2$$

avec

$$g f_i = \int \chi_{\pi}^*(\vec{r}_{\pi}, \vec{r}) \chi_{\mu}^*(\vec{r}_{\mu}, \vec{r}) \chi_{\pi}(\vec{r}_{\pi}, \vec{r}) \chi_{\mu}(\vec{r}_{\mu}, \vec{r}) \psi_{n, l_{\mu j}}(\vec{r}) d^3r$$

Comme il a déjà été mentionné, ceci est obtenu en remplaçant les ondes planes par des ondes distordues dans le résultat obtenu en PWIA.

### 3. Remarques sur le programme de calculs DWIA

Pour les calculs théoriques faits dans le cadre de ce travail deux programmes ont été utilisés; les deux ont été élaborés par MM. les professeurs N.S. Chant et P.C. Roos de l'Université de Maryland, U.S.A. Pour une description de ces programmes, c.f. réf. 4.

Le premier programme, appelé P13D calcule la section efficace de réaction

$$(\pi, \pi' N) : \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\pi'} d\Omega_{\mu} dT_{\pi}}(\rho_{\pi'}, \rho_{\mu}, T_{\pi})$$

- en fonction de  $T_{\pi}$ , l'énergie du pion sortant
- pour  $(\theta_{\mu}, \psi_{\mu})$  et  $(\theta_{\pi}, \psi_{\pi})$  donnés
- et pour l'éjection d'un nucléon particulier. Ce nucléon est spécifié par sa charge, ses nombres quantiques  $n, l, j$ , et par son énergie de liaison.

Le deuxième programme, appelé P1CON, effectue le même calcul, puis il intègre le résultat sur un domaine angulaire du nucléon sortant :

$$\int \frac{d^3\sigma}{\Delta\Omega_{\mu} d\Omega_{\pi'} d\Omega_{\mu} dT_{\pi}} d\Omega_{\mu}$$

Il faut évidemment indiquer quel est le domaine  $\Delta\Omega_{\mu}$  (correspondant à l'acceptance angulaire du détecteur nucléon), et par combien de pas l'intégration devra se calculer.

Dans ce paragraphe quelques aspects du programme sont décrits, avec quelques-uns des paramètres qu'il faut spécifier pour son utilisation.

### a) Critère pour le choix de l'élément de matrice $t_{\pi N}$

Il a déjà été dit dans le paragraphe sur la théorie PWIA que l'on démontre la diffusion du pion sur le nucléon lié par un élément de matrice  $t_{\pi N}$  décrivant la diffusion libre :

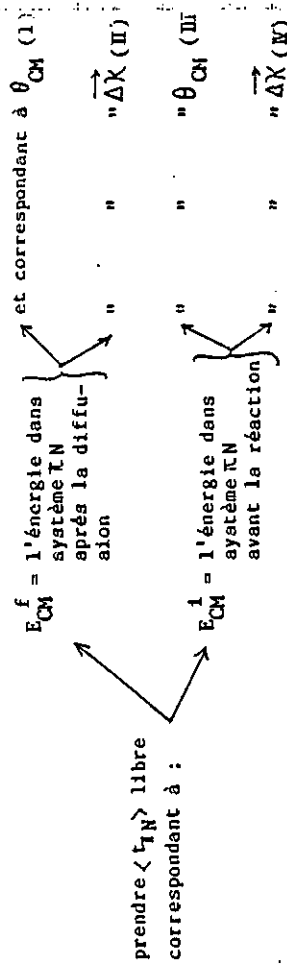
$$\langle \chi_{\pi N}^+ | t_{\pi N} | \chi \rangle = A(E) + B(E) \vec{\chi} \cdot \vec{K} = A(E) + B(E) |\vec{\chi}| \cdot |\vec{K}| \cos \theta_{CM}$$

- où :
- $\vec{\chi}$  et  $\vec{K}$  est l'impulsion du pion incident et diffusé, respectivement (dans le système du centre de masse  $\pi-N$ )
  - $\theta_{CM}$  est l'angle entre  $\vec{\chi}$  et  $\vec{K}$
  - $E_{CM}$  est l'énergie totale dans ce système; pour la diffusion sur un nucléon libre elle est conservée lors de la collision.

Par conséquent,  $\langle \chi_{\pi N}^+ | t_{\pi N} | \chi \rangle$  est fonction des variables  $(E_{CM}, \theta_{CM})$  ou de manière équivalente, de  $(E_{CM}, \Delta\vec{K} \cdot \vec{\chi} - \vec{K} \cdot \vec{\chi})$ . En effet, d'après la cinématique 2 corps libre, l'énergie  $E_{CM}$  et l'angle  $\theta_{CM}$  définissent la valeur du transfert d'impulsion  $\vec{\Delta}$  de manière univoque.

Lors de la diffusion d'un pion sur un nucléon lié dans un noyau, l'énergie  $E_{CM}$  n'est pas la même avant et après la diffusion dans le système  $\pi-N$  (à cause de l'énergie de liaison du nucléon); et l'angle  $\theta_{CM}$  ne détermine pas univoquement quel est le transfert d'impulsion  $\vec{\Delta}$  (à cause de l'impulsion de recul du noyau après la réaction).

Pour les calculs faits dans le cadre de ce travail, les 4 prescriptions suivantes ont été retenues pour le choix de  $\langle \chi_{\pi N}^+ | t_{\pi N} | \chi \rangle$  :



b) Paramètres pour le calcul des ondes distordues

- pion entrant : le potentiel optique décrivant l'interaction  $\pi$ -noyau cible a été obtenu avec les coefficients du potentiel de Kisslinger, évalués pour une énergie cinétique du pion  $T_{\pi} = 150-28 = 122$  MeV. Selon Carringame et Moltkamp (c.f. réf. 5), c'est en faisant les calculs avec un tel décalage en énergie que la diffusion élastique des pions sur noyaux, aux environs de la résonance  $\Delta(1,1)$ , a pu être décrite avec succès.
- pion sortant : pour décrire l'interaction du pion sortant avec le noyau résiduel, le potentiel optique "Carnegie-Mellon" a été utilisé. Ce potentiel peut être calculé en fonction de l'énergie du  $\pi$  avec le programme "PIRK" (réf. 6).
- densité nucléaire : pour le carbone, des fonctions de densité pour l'oscillateur harmonique ont été choisies. Ces fonctions sont de la forme :

$$\rho(r) = \rho_0 \left( 1 + \alpha \left( \frac{r}{\lambda} \right)^2 \right) \cdot \exp \left( - \left( \frac{r}{\lambda} \right)^2 \right)$$

les coefficients  $\alpha$  et  $\lambda$  ont été obtenus de la diffusion d'électrons (c.f. réf. 7).

- nucléon sortant : la résolution de l'équation de Schrödinger, avec corrections pour la cinématique relativiste est décrite dans la réf. 3.

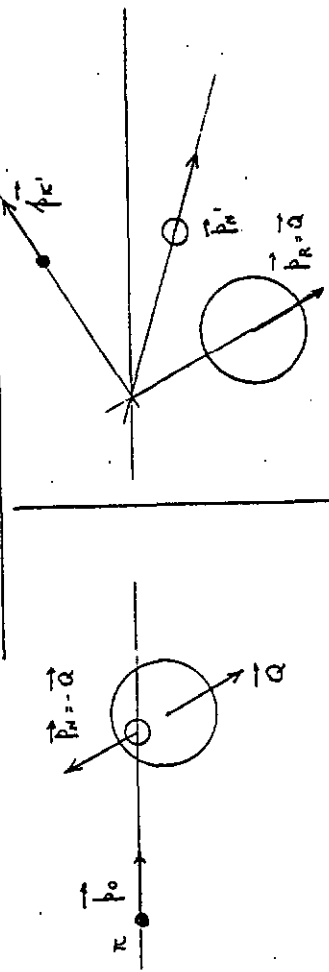
L'expression du potentiel optique utilisé a déjà été donnée, sans toutefois spécifier les valeurs numériques des différents termes :

$$V_{opt}(r) = V_c(r) - \frac{V_0}{1+e^{2r}} - i \left[ \frac{W_0}{1+e^{2r}} - 4 U_0 \frac{d}{dr} \left( \frac{1}{1+e^{2r}} \right) \right] + \left( V_{s0} + i W_{s0} \right) \frac{\hbar^2}{M_{\pi c}} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \frac{1}{1+e^{2r}}$$

Dans leur étude des mesures de diffusion de proton sur  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  entre 40 et 180 MeV, Nadasen et al. ont pu déterminer que la paramétrisation suivante permettait le mieux de décrire les mesures (c.f. réf. 8) :

Les grandeurs  $\vec{X}$ ,  $\vec{X}'$ ,  $E_{CM}$  et  $\theta_{CM}$  sont calculées à partir des grandeurs connues dans le système du laboratoire de la manière suivante :

SYSTEME DU LABORATOIRE



Avant la diffusion

Dans le système du centre de masse  $\pi$ -N l'impulsion du pion avant la diffusion est donnée par :

$$\vec{X} \approx \frac{m_N \vec{p}_0 - m_{\pi} \vec{p}_N}{m_N + m_{\pi}} = \frac{m_N \vec{p}_0 + m_{\pi} \vec{Q}}{m_N + m_{\pi}}$$

où  $m_N$  est la masse du nucléon

$$W_{\pi} = \sqrt{p_0^2 + m_{\pi}^2}$$

Dans le système  $\pi$ -N, l'énergie totale avant la réaction vaut :

$$E_{CM}^i = \sqrt{X^2 + m_{\pi}^2} + \sqrt{X^2 + m_N^2}$$

L'angle  $\theta_{CM}$  est défini par le produit scalaire  $\vec{X} \cdot \vec{X}'$

$$\vec{X} \cdot \vec{X}' = X X' \cos \theta_{CM}$$

Le transfert d'impulsion est donné par  $\vec{X} - \vec{X}'$

Après la diffusion

Dans le système du centre de masse  $\pi$ -N l'impulsion du  $\pi$  après la diffusion est :

$$\vec{X}' \approx \frac{m_N \vec{p}' - m_{\pi} \vec{p}_N'}{m_N + m_{\pi}}$$

$m_N$  = masse du nucléon

$$W_{\pi'} = \sqrt{p'^2 + m_{\pi}^2}$$

Dans le système  $\pi$ -N, l'énergie totale après la réaction vaut :

$$E_{CM}^f = \sqrt{X'^2 + m_{\pi}^2} + \sqrt{X'^2 + m_N^2}$$

Après avoir fait des calculs avec les programmes P13D et P1COM, il s'avère que l'on obtient les résultats les plus proches de l'expérience avec le prescription III.

$$r'_0 = 1.21 \text{ [fm]} \quad a = 0.77 \text{ [fm]} \quad x = \frac{r \cdot r_0 A^{1/3}}{A}$$

$$r'_0 = 1.37 + \frac{3.5}{A} \text{ [fm]} \quad a' = 0.36 + 0.36 A^{-1} \text{ [fm]} \quad x' = \frac{r \cdot r'_0 A^{1/3}}{A}$$

$$r_{So} = 0.985 + 0.0002A + 0.00024E \text{ [fm]} \quad x_{So} = \frac{r \cdot r_{So} A^{1/3}}{A}$$

$$a_{So} = 0.52 + 0.00086A \text{ [fm]}$$

$$V_0 = 92.5 (1 - 0.155 A^{-1/4} E_p) + 25 \frac{N-Z}{A} \text{ [MeV]}$$

$$W_0 = 7.4 \text{ [MeV]}$$

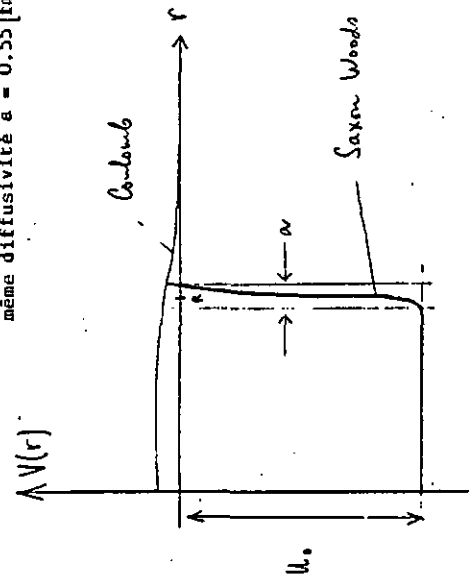
$$V_{So} = 5 \text{ [MeV]}$$

$$W_{So} = -1.5 \text{ [MeV]}$$

c) Paramètres pour le calcul de la fonction d'onde du nucléon lié

Les calculs ont été faits en supposant que les nucléons liés sont soumis aux potentiels suivants :

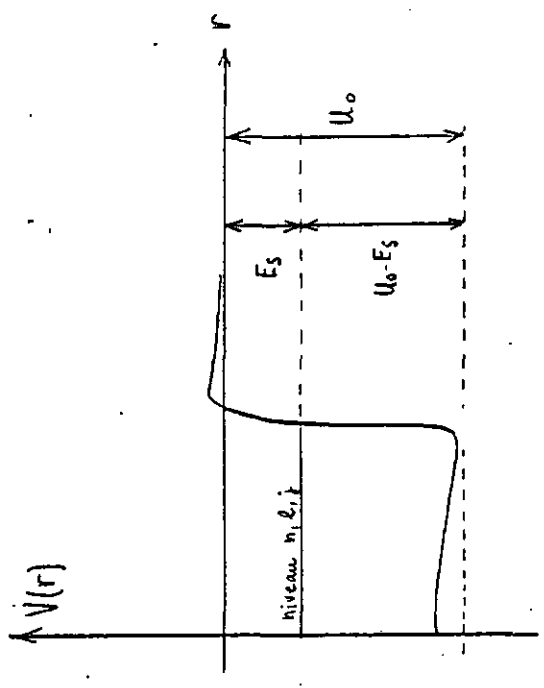
- neutron : potentiel de Saxon Woods, de rayon  $R = 1.36 \cdot (12)^{1/3} = 3.12 \text{ [fm]}$  et de diffusivité  $a = 0.55 \text{ [fm]}$
- proton : potentiel de Coulomb, d'une sphère uniformément chargée, de charge  $+Ze$
- potentiel de Saxon Woods de même  $R = 3.12 \text{ [fm]}$  et de même diffusivité  $a = 0.55 \text{ [fm]}$ .



Le potentiel de Coulomb ne représente qu'une correction au potentiel de Saxon Woods. En effet, on a  $U_0 \approx 60 \text{ [MeV]}$ , et en  $r = R$  on a  $V_{Coul.} = \frac{6 \cdot 1.44}{R} = 2.8 \text{ MeV}$ .

Pour le calcul de la fonction d'onde orbitale du nucléon, il faut spécifier  $E_a$  son énergie de séparation et ses nombres quantiques  $n, l$  et  $j$ .

Le programme cherchera, par itérations successives, quelle est la profondeur  $U_0$  du puits de Saxon Woods correspondant à cette énergie de séparation. Autrement dit, il cherchera la valeur de  $U_0$  de telle sorte qu'en résolvant l'équation de Schrödinger pour ce potentiel et pour les nombres quantiques  $n, l, j$ , il trouve un niveau d'énergie  $U_0 - E_a$  :



Les valeurs de  $U_0$  ainsi obtenues ont été les suivantes :

	proton 1 s	proton 1 p	neutron 1 s	neutron 1 p
$U_0$	64.57 MeV	55.38 MeV	67.72 MeV	59.28 MeV

Des exemples de fonctions d'ondes radiales obtenues lors des mêmes calculs sont dessinés sur la figure 1.

4. Remarques sur le formalisme  $\Delta$  -trou

On sait que la diffusion pion-nucléon est dominée par la résonance  $\Delta(1232)$  entre 80 et 250 MeV. On peut s'attendre à ce que cette résonance joue un rôle important dans toute description exacte de l'interaction pion-noyau dans ce domaine d'énergie.

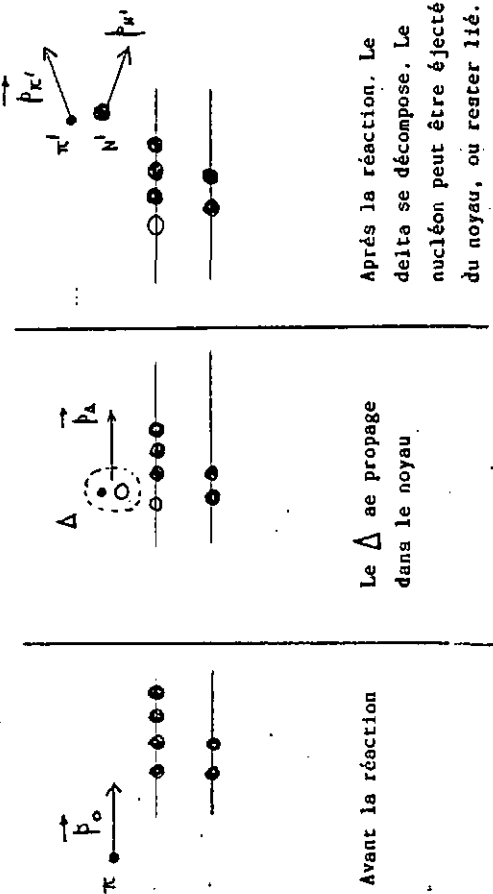
Sur la figure 2, qui est tirée de la référence 9, on voit les courbes de section efficace de diffusion pion-nucléon en fonction de l'énergie cinétique du pion incident. Le maximum de la résonance correspond à une énergie cinétique du pion égale à 190 MeV et sa longueur vaut  $\Gamma = 110$  [MeV].

Par conséquent, la durée de vie de la particule  $\Delta$  et sa masse sont données par :

$$\tau_{\Delta} = \frac{\hbar}{\Gamma} = \frac{\hbar c}{\Gamma c} \approx 6 \cdot 10^{-24} [s]$$

$$m_{\Delta} = \sqrt{(m_{\pi} + 190 + m_N)^2 - 190^2} \approx 1234 [MeV]$$

Dans le formalisme  $\Delta$  -trou pour la description de la diffusion quasi-libre, on considère que le pion qui pénètre dans le noyau s'associe à un nucléon pour former une particule  $\Delta$ . Le nucléon qui véhicule ainsi le pion laisse un "trou" derrière lui dans la couche nucléaire qu'il occupe, et le delta se propage dans la matière nucléaire avant de se recomposer en pion et nucléon initial :



Etant donné la durée de vie du delta, et admettant que son impulsion dans le noyau est la même que celle du pion incident (dans cette expérience  $p_0 = 250$  MeV/c), on peut calculer  $d_{\Delta}$  la distance qu'il peut parcourir :

$$p_{\Delta} = p_{\Delta} \approx 254 [MeV/c]$$

$$E_{\Delta} = 150 + m_{\pi} + m_N \approx 1238 [MeV]$$

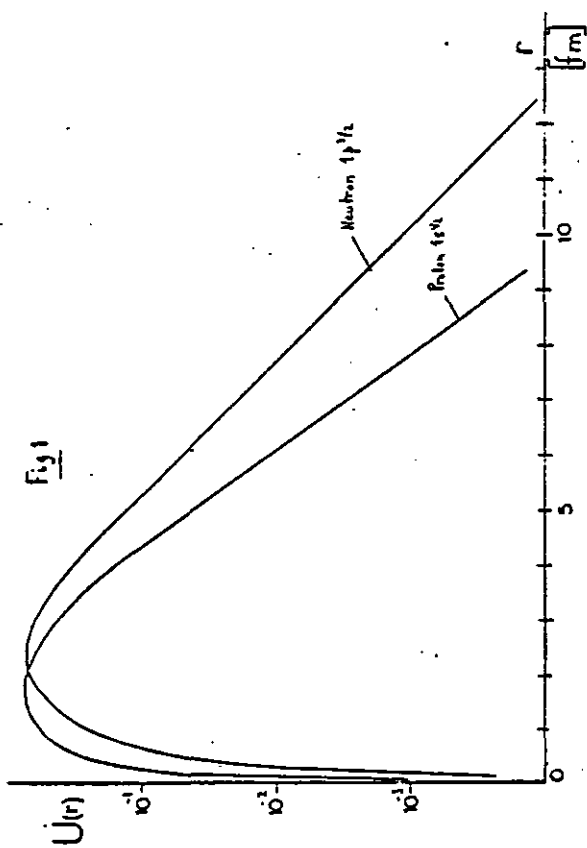
$$\Rightarrow \beta_{\Delta} \approx 0.2$$

$$d_{\Delta} = 0.2 \cdot \frac{\hbar c}{\Gamma} \approx 0.4 [fm]$$

Ainsi  $d_{\Delta}$  est environ égal au libre parcours moyen du pion dans le noyau ( $d_{\pi}$  estimé à 0.45 [fm] au début du chapitre); l'état pion noyau sera forcément couplé à l'état delta-trou. D'autre part, comme  $d_{\Delta}$  est égal au cinquième du rayon du noyau de carbone, on peut s'attendre à ce que successivement plusieurs deltas se forment, se propagent et se décomposent lors de la réaction  $C(\pi, \pi'N)$ . Dans le formalisme  $\Delta$ -trou, il y a donc des calculs de diffusion multiple.

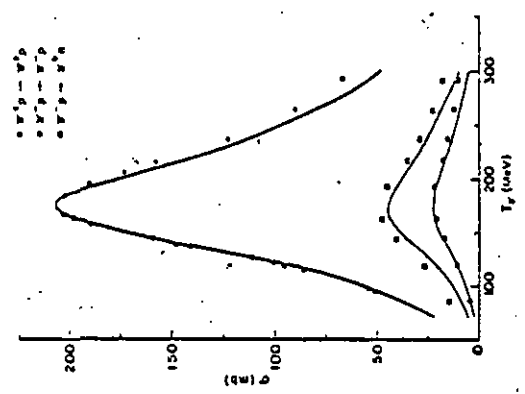
Il a été signalé par G.S. Kyle et al. (réf. 10) que le formalisme  $\Delta$ -trou est nécessaire pour donner une description des mesures  $(\pi, \pi'N)$ . En particulier, les rapports mesurés pour les sections efficaces avec  $\pi^+$  et  $\pi^-$  sont très différents de ceux prévus par une description en approximation d'impulsion. Hirata, Lenz et Thies (réf. 11) suggèrent qu'il y a des effets importants dus à l'interaction du  $\Delta$  intermédiaire avec le noyau :

- d'une part, le  $\Delta$  peut éjecter un autre nucléon du noyau
- d'autre part, en se décomposant, le  $\Delta$  peut restituer au noyau son nucléon qui redevient lié.



**Fig. 1 :** Fonctions  $U(r)$  pour un neutron  $1p^{3/2}$  et un proton  $1s^{1/2}$  qui ont été utilisées dans les calculs DWIA de ce travail. La fonction d'onde radiale de ces nucléons est donnée par  $\psi(r) = \frac{U(r)}{r}$ . Les fonctions  $U(r)$  sont nulles à l'origine, et pour  $r$  tendant vers zéro elles décroissent suffisamment vite pour que  $\psi(r)$  soit finie.

**Fig. 2 :** Section efficace pion-nucléon près de la résonance. Les courbes indiquent quelle est la contribution de l'onde  $p$  avec spin et isospin  $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ . Cette figure est tirée de la référence 9.



**Fig 2**

CHAPITRE IV. LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Ce chapitre est divisé en deux parties :

Dans la première est donnée une vue d'ensemble du dispositif expérimental. Il y a une brève description du faisceau de pions, du spectromètre SUSI et de l'électronique qui leur est associée. Il y est souvent fait allusion à des références qui traitent de ces sujets en détails.

La deuxième partie concerne spécifiquement le détecteur nucléaire. Il y a d'abord une description de son électronique et de la fabrication du "signal N" lorsqu'un nucléon est détecté. Ensuite il est question de la préparation du détecteur avant l'expérience :

- réglage et calibration des ADC (Analogue to Digital Converter) qui mesurent la lumière de scintillation produite par les nucléons détectés;
- calibration des TDC (Time to Digital Converter) qui permettent de déterminer le temps de vol des nucléons entre la cible et le détecteur.

1. Description générale du dispositif expérimental

La figure 1 représente l'ensemble du dispositif utilisé pour cette expérience. On y voit le faisceau  $\pi^+$  du SIN, le spectromètre SUSI et le détecteur nucléaire.

Des descriptions très détaillées du faisceau et du spectromètre figurent dans les références 12, 13 et 14; ici, il n'en sera donné qu'une description sommaire.

- le faisceau  $\pi^+$  : les pions du faisceau sont produits avec une cible mince de 8 $\mu$  placée dans le faisceau principal du SIN de protons de 590 MeV. L'impulsion des pions varie entre 150 et 450 MeV/c. Pour une impulsion de 250 MeV/c environ (cas de cette expérience), le flux était de  $5 \cdot 10^6$  [s $^{-1}$ ] pour les  $\pi^+$  et de  $1 \cdot 10^6$  [s $^{-1}$ ] pour les  $\pi^-$ .

Le faisceau est constitué de deux parties presque symétriques de part et d'autre d'un point, appelé le foyer intermédiaire, où est placé un hodoscope.

- la première partie comprend : la cible de production, des aimants quadrupôles, un séparateur de Wien et un aimant dipôle D1. Les quadrupôles permettent de recueillir le plus possible de pions venant de la cible de production, et le séparateur à champ électrique et magnétique croisé élimine les protons du faisceau de  $\pi^+$ .
- l'hodoscope est constitué de 20 barreaux de 8 cm de haut et de 1.4 cm de large. A l'endroit de l'hodoscope, la dispersion en impulsion du faisceau est de  $6.9 \frac{cm}{\mu}$ . Par conséquent l'acceptance sera  $\Delta p/p = 4\%$  et la résolution en impulsion 0.2%.
- la deuxième partie du faisceau comprend un système de quadrupôles et un dipôle. C'est avec ce dipôle D2 qu'on fixe l'impulsion des pions et du faisceau. L'ensemble du système d'aimants quadrupôles permet de concentrer au niveau de la cible le faisceau qui était dispersé au niveau de l'hodoscope.

- principales caractéristiques du spectromètre SUSI :

- résolution  $\Delta p/p = 7 \cdot 10^{-4}$
- angle solide par rapport à la cible :  $\Delta \Omega = 15$  [msr]

- acceptance angulaire pour l'angle de diffusion :  $\theta_{\pi}^{\text{centr}} = \theta_{\pi} \pm 4,5^{\circ}$
- acceptance en impulsion : elle vaut 1 sur un domaine large de  $\pm 10\%$  de l'impulsion des pions détectés au centre du plan focal. Cette acceptation a été mesurée dans le cadre de ce travail, c.f. § 3 du chapitre sur l'analyse des mesures.

• le détecteur nucléon : le détecteur nucléon, qui a été construit à l'Université de Lausanne, est constitué de 20 barreaux (de 1 m x 10 cm x 5 cm) en plastique scintillateur disposés en deux couches de dix (plastique scintillateur NE-110). Sa surface est un carré de 1 m de côté, et placé à 3 m de la cible il sous-tend par conséquent un angle solide de 1/9 de [sr] environ.

L'épaisseur d'un barreau est de 5 cm, ce qui est suffisant pour arrêter les protons et les deutons d'énergie cinétique inférieure à 100 MeV. L'efficacité pour la détection des particules chargées est par conséquent de 100%. La courbe d'efficacité du détecteur pour les neutrons, en fonction de leur énergie cinétique, est donnée sur la figure 2. Cette courbe est tirée de la réf. 15. Etant donné la précitation avec laquelle elle a été déterminée, une valeur constante de l'efficacité égale à  $0,16 \pm 0,03$  a été prise pour l'analyse des mesures de cette expérience (20% d'erreur relative).

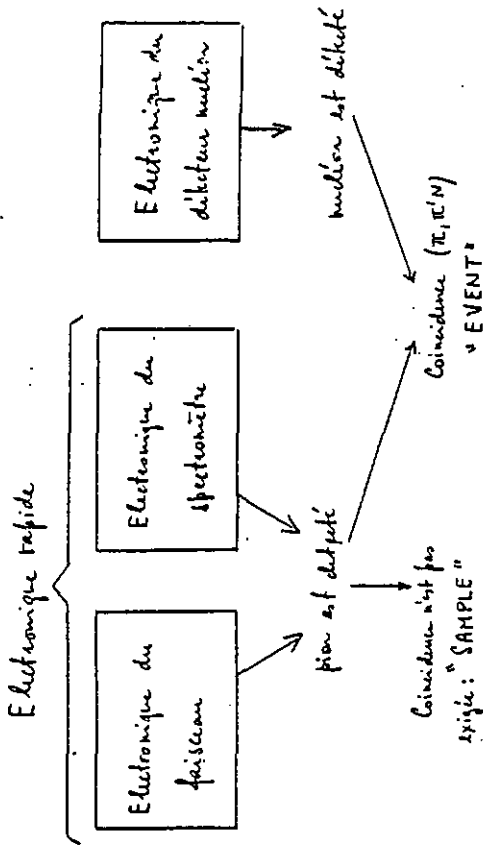
Aux extrémités de chaque barreau il y a un photomultiplicateur mesurant la lumière de scintillation produite par les particules détectées. Les signaux anodiques venant de ces PM ont été analysés par des ADC et des TDC, ainsi qu'il sera décrit dans les paragraphes 3 et 4 de ce chapitre.

L'énergie cinétique des nucléons a été déterminée à partir d'une mesure de leur temps de vol entre la cible et le détecteur (c.f. § 4).

Entre la cible et le détecteur était placé un scintillateur mince (0.5 mm), appelé le Veto, qui a permis de discriminer les particules neutres et les particules chargées venant de la cible. Une description précise en sera aussi faite dans le chapitre sur l'analyse des mesures.

• électronique rapide pour les mesures en coïncidence :

L'ensemble de l'électronique de cette expérience peut être schématisé de la manière suivante :



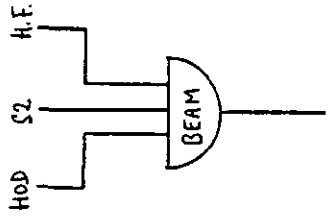
L'électronique associée au détecteur nucléon sera décrite dans les paragraphes suivants.

Celle associée au faisceau, au spectromètre et à la coïncidence avec le "signal N" est donnée par le schéma de la figure 3.

Pour comprendre ce schéma, on peut le décomposer de la manière suivante :

- 1) La coïncidence BEAM BEAM = (HOD) \* (S2) \* (H.F.)

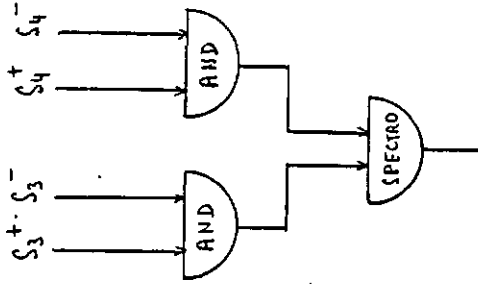
Un signal BEAM est fabriqué lorsqu'un pion du faisceau a été bien détecté, c'est-à-dire qu'il a donné un signal dans l'hodoscope et dans le scintillateur S2. On exige aussi qu'il y ait une coïncidence avec un signal provenant du faisceau principal de protons. Ce signal, qui est donné toutes les 20 [ns], marque le début de chaque "burst" du faisceau et sert de repère pour toute l'électronique rapide.





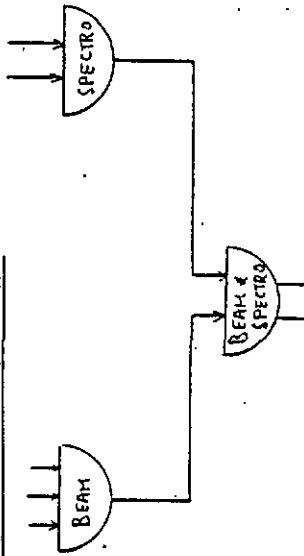
2) La coïncidence SPECTRO

SPECTRO = (S3+) \* (S3-) \* (S4+) \* (S4-) \* (S4-)



Un signal SPECTRO est fabriqué lorsqu'un pion a été détecté dans le spectromètre. Pour cela, on exige qu'il donne un signal dans le scintillateur S3 (placé entre Q10 et les dipôles du spectromètre) et dans S4 (placé derrière le plan focal). S3 et S4 ont chacun des photomultipliateurs placés à leurs extrémités. On exige pour S3 et pour S4 qu'il y ait coïncidence entre ces deux signaux.

3) Coïncidence BEAM \* SPECTRO

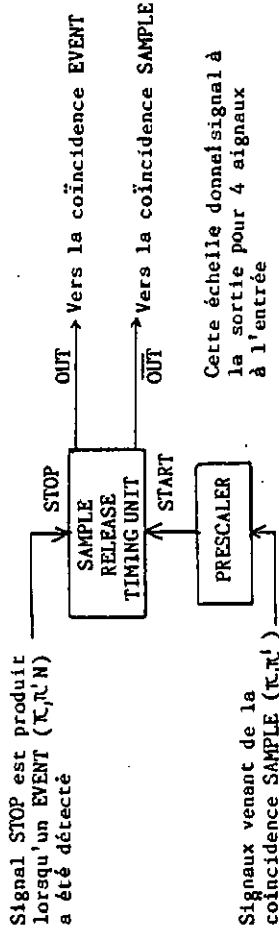


Cette coïncidence entre le faisceau et le spectromètre constitue un "signal pion". Il sera lui-même mis en coïncidence, ou pas, avec le "signal nucléon" selon que l'on veut

- un EVENT TRIGGER, correspondant à un événement (π,π'N)
- un SAMPLE TRIGGER, pour lequel un pion diffusé a été détecté sans que l'on exige de coïncidence avec un signal nucléon.

4) Le Sample Release Timing Unit

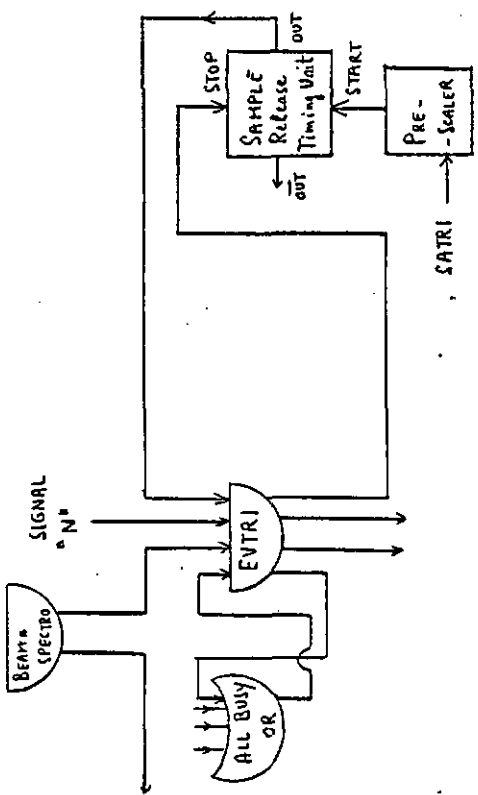
L'électronique a été conçue de telle sorte que l'on puisse détecter, au cours de la même expérience, les événements de la diffusion quasi-libre (π,π'N) et des événements de la diffusion inélastique (inclusive) (π,π'). Pour cela un "Timing Unit" a été utilisé dans la configuration suivante :



Il faut remarquer qu'avec ce montage, on ne peut pas mesurer la valeur absolue de la section efficace de la diffusion simple (π,π'). Quatre événements de la réaction (π,π') sont acceptés pour chaque événement (π,π'). Cette proportion de 1 sur 4 est fixée par l'échelle (prescaler) qui donne le signal START du timing unit. D'autre part, l'arrivée de quatre signaux "Sample" se fait instantanément après un événement, étant donné la grande section efficace pour la diffusion (π,π'), qui vaut plusieurs centaines de micro-barn par stéradian et par MeV.

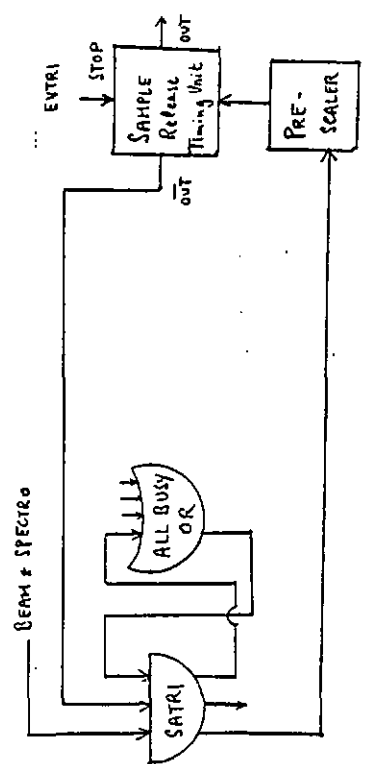
Les spectres de section efficace de diffusion (π,π'), qui sont donnés au chapitre VI de ce travail, n'ont pas été mesurés avec ce schéma de l'électronique. Afin de pouvoir les indiquer avec une échelle de valeurs absolues, en [b/sr MeV], ils ont été mesurés avec SUSI et son électronique que dans leur configuration normale, telle qu'elle est décrite par exemple dans la référence 13.

5) La coïncidence EVENT TRIGGER EVTRI = BEAM \* SPECTRO \* SAMPLE RELEASE \* BUSY



Un signal EVTRI est formé lorsque les barreaux scintillateurs ont détecté une particule en coïncidence avec un pion dans le spectromètre. En plus des signaux "pion", "N" et celui venant de la sortie OUT du sample release, il faut qu'il y ait un signal BUSY. Ce dernier vient lorsque ni l'ordinateur PDP, ni le reste de l'électronique rapide n'est déjà occupé à traiter un événement.

6) La coïncidence SAMPLE TRIGGER SATTRI = PION \* SAMPLE RELEASE \* BUSY



Un signal SATTRI est formé lorsqu'un pion a été détecté dans le faisceau et dans le spectromètre, sans qu'on exige de coïncidence avec un signal "N".

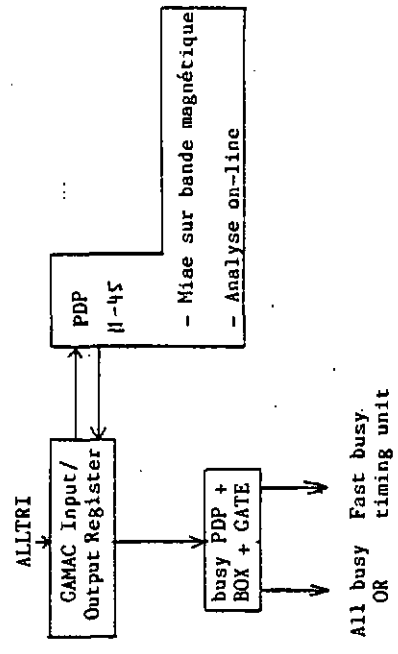
7) La coïncidence ALLTRI

Ce signal est formé chaque fois qu'un sample ou un event a été détecté (coïncidence inclusive).

D'une part, ce signal est envoyé sur une échelle et sur le "gate" du "Pattern Unit" correspondant à l'oscilloscope du faisceau.

D'autre part, ce signal va alerter l'ordinateur PDP pour que celui-ci traite l'événement qui vient d'être détecté :

- l'information concernant l'événement est mise dans un registre intermédiaire. Ce registre appelé "buffer" peut contenir l'information de vingt événements.
- lorsque le buffer est rempli, le PDP en écrit tout le contenu sur bande magnétique. Celle-ci est donc un procès-verbal de toute l'expérience qui permettra d'en faire l'analyse "off-line".
- si le PDP en a le temps (c'est-à-dire lorsque le taux de comptage de l'expérience n'est pas trop élevé), il fera une analyse "on-line" de quelques événements. Les résultats de cette analyse permettent de contrôler la bonne marche de l'expérience. Le programme d'analyse SUAN a déjà été décrit dans la référence 13.



## 2. L'électronique du détecteur nucléon

L'électronique du détecteur nucléon est constituée de vingt fois la répétition de celle associée à un barreau particulier. La figure 4 représente comme exemple l'électronique associée au barreau 7 et la figure 5 celle du détecteur nucléon dans son ensemble.

Le diagramme de la figure 4 peut se résumer par les étapes suivantes :

- Aux extrémités de chaque barreau est placé un photomultiplicateur (PM), qui détecte la lumière du plastique scintillateur, et dont le signal anodique seulement est utilisé dans la logique.

- Après avoir été amplifiés de la même façon, les signaux provenant du haut et du bas du barreau sont dédoublés par un "splitter".

- Les signaux sont analysés par des ADC (Analog to Digital Converter), modules qui mesurent la charge apportée par les signaux et leur fait correspondre un nombre compris entre 0 et 255. C'est la somme des valeurs des ADC "haut et bas" qui est proportionnelle à la quantité totale de lumière produite dans le barreau par la particule détectée.

- Après avoir été mis en forme par un CFD (Constant Fraction Discriminator) les signaux provenant de l'autre sortie du splitter vont chacun dans un TDC (Time to Digital Converter). Le signal "start" du TDC est donné par un signal provenant du scintillateur placé devant la cible. Comme il sera décrit plus loin dans ce chapitre, les valeurs des TDC haut et bas serviront à calculer le temps de vol depuis la cible au détecteur des nucléons.

- Un bon événement nucléon est défini par une coïncidence exclusive "AND" entre les signaux venant du haut et du bas d'un même barreau. En plus, lors de l'analyse des mesures après l'expérience, on peut exiger un critère supplémentaire : la différence entre les deux valeurs TDC ne doit pas dépasser, en valeur absolue, le temps de propagation de la lumière sur toute la longueur du barreau.

- Ensuite deux coïncidences inclusives "OR" permettent de déterminer quel est le rang du barreau (rang compris entre 1 et 10) et si le barreau est dans la couche avant ou dans la couche arrière du détecteur. Ces deux informations sont transmises au "Pattern Unit" où l'ordinateur d'acquisition va les lire.

- Enfin une coïncidence inclusive "OR" entre tous les 20 barreaux constituera le signal neutron.

C'est le signal neutron, indiqué par  $N^n$  dans le diagramme général de l'électronique rapide pour les mesures ( $\pi, \mu, N$ ) (c.f. fig. 3), qui est mis en coïncidence avec le signal TRIGGER provenant de la détection d'un pion.

La figure 5 donne une vue d'ensemble de l'électronique du détecteur.

En particulier, on peut mieux voir le système de coïncidences inclusives qui permettent de déterminer la position (rang, couche avant ou arrière) du barreau touché.

## 3. Préparation du détecteur nucléon: le réglage des hautes tensions et des ADC

La mesure de la quantité de lumière produite dans les barreaux par les particules détectées fournit des renseignements de plusieurs genres :

- elle permet de faire une discrimination entre les neutrons, les protons et les deutons;
- elle permet de trouver des critères pour l'élimination d'une partie du bruit de fond dans les mesures. (Ces deux points seront décrits dans le chapitre sur l'analyse des mesures.)
- elle permet de connaître quelle est l'efficacité des barreaux pour la détection des neutrons. Cette efficacité, qui intervient dans la normalisation absolue des mesures, n'est connue que pour un certain seuil des ADC.

Pour la mesure de cette lumière, le travail de préparation se fait en deux étapes : A) le choix optimal des H.T. d'alimentation des photomultiplicateurs;

B) la calibration des ADC (correspondance canal ADC  $\leftrightarrow$  lumière).

A) Le réglage des Hautes Tensions pour une utilisation optimale des ADC

Lors de l'expérience, il faudra détecter des protons d'énergie comprise entre 0 et 90 [MeV] au maximum. Il faudra donc choisir les hautes tensions des photomultiplicateurs telles que des protons de 100 [MeV] produisent des signaux qui soient à la limite de saturation des ADC.

La marche à suivre pour régler ces hautes tensions est résumée dans l'organigramme de la page suivante. Ce travail se fait avec une source de  $^{60}\text{Co}$ , placée devant chaque bsrresu, et en mesurant à l'oscilloscope l'amplitude des signaux anodiques transmis à l'entrée des splitters (voir schéma élect.)

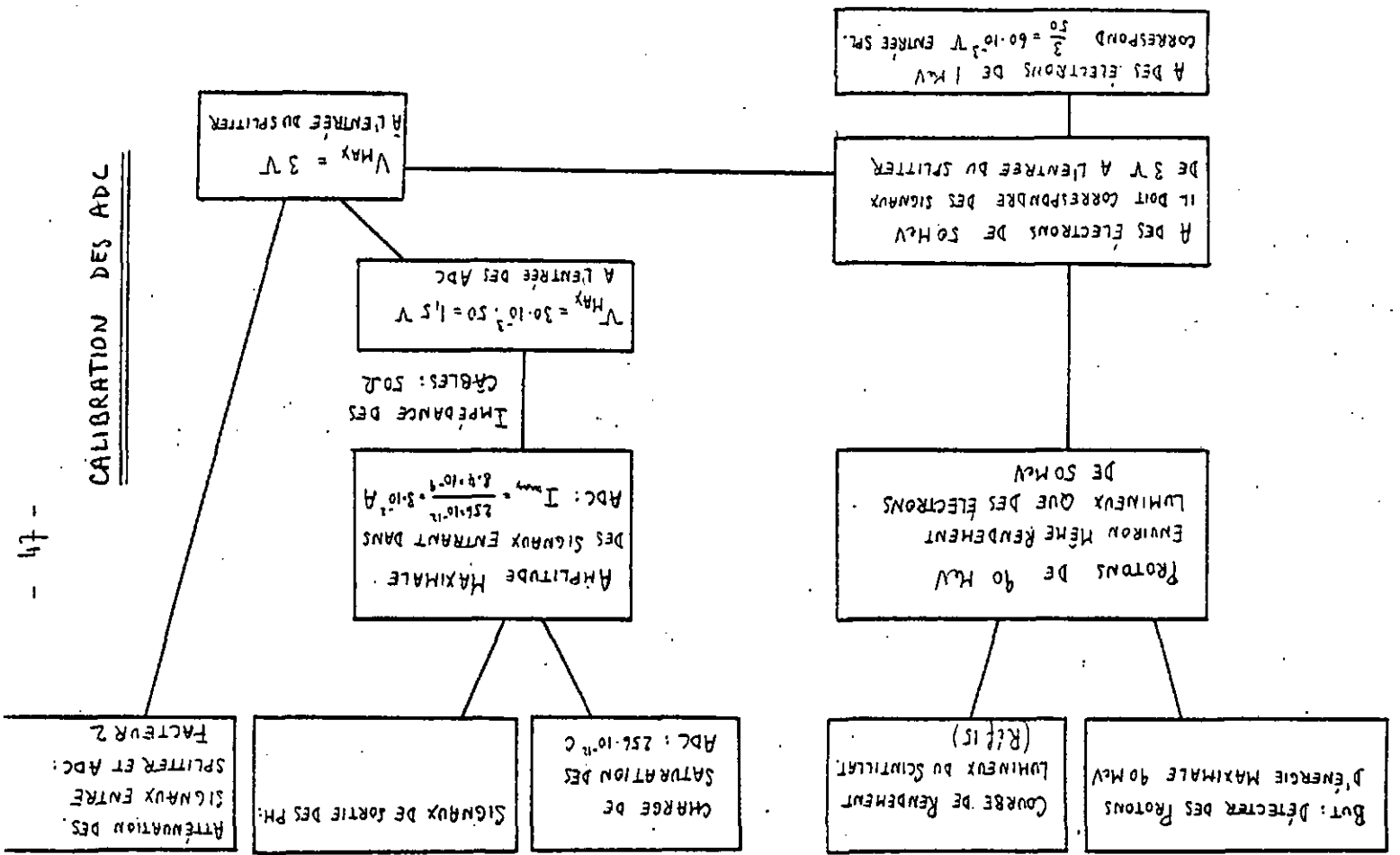
La source de  $^{60}\text{Co}$  émet des  $\gamma$  d'énergie 1.17 [MeV] et 1.33 [MeV]. Ces  $\gamma$  produisent dans le plastique des électrons Compton d'énergie maximale 0.96 [MeV] et 1.12 [MeV] respectivement. Ces électrons, qui ont donc en moyenne 1 [MeV] d'énergie environ, produisent à leur tour une lumière de scintillation dans le plastique. Ainsi qu'il est expliqué dans l'organigramme, les hautes tensions d'alimentation des PM doivent être telles qu'à l'entrée du splitter la source de  $\text{Co}$  produise des signaux de 60 [mV]. Pratiquement, les valeurs des 40 H.T. qu'il faudra ainsi fixer seront comprises entre 1700 et 2000 [V].

B) La calibration des ADC

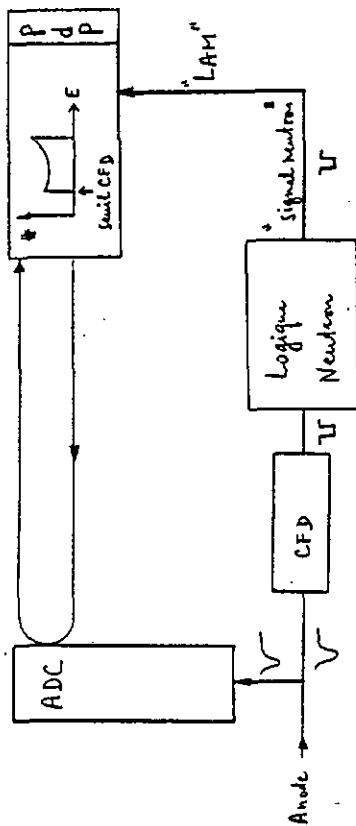
Elle se fait de nouveau avec des sources qui produisent des électrons Compton :

	$\gamma$	$E_{\text{Compton}}$
$^{137}\text{Cs}$	0.661 [MeV]	0.48 [MeV]
$^{90}\text{Y}$	0.998 1.836	0.70 1.61
$^{60}\text{Co}$	1.17 1.33	0.96 1.12

CALIBRATION DES ADC



Avec chaque source et pour chaque PM on peut mesurer le spectre des électrons Compton avec le PDP d'acquisition



Le PDP ne va lire l'ADC que s'il reçoit un signal "LAM". Ce diagramme très sommaire montre qu'un signal LAM n'est fourni que si le signal anodique a une amplitude suffisamment grande pour passer le seuil du discriminateur CFD.

Sur la figure 6 on voit de tels spectres Compton obtenus avec les signaux venant du haut et du bas d'un même barreau. La source utilisée était du  $^{60}\text{Co}$ , et le seuil des discriminateurs assez haut pour couper la majeure partie du bruit de fond.

Si l'on mesure ces spectres en variant les tensions d'alimentation des PM on varie la position de l'épaule Compton. D'autre part, pour une H.T. fixée, on peut mesurer ces spectres avec des sources d'énergies différentes, et mesurer à quels canaux ADC correspondent ces énergies Compton successives.

De cette façon on peut calibrer et aligner les 40 ADC de telle sorte qu'ils aient tous la même correspondance entre canal ADC et lumière de scintillation.

Comme il a déjà été dit, l'efficacité des barreaux pour la détection des neutrons dépend du seuil que l'on a fixé sur les ADC; en fait elle n'est connue (réf. 15) que pour ce seuil correspondant à la lumière produite

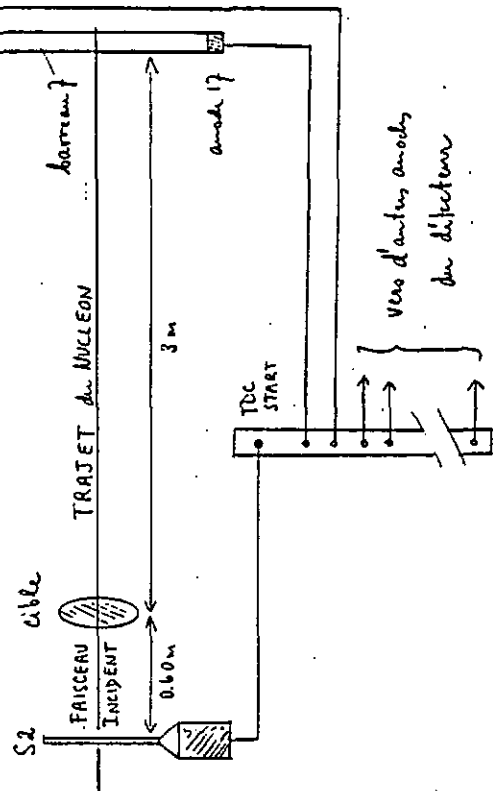
par des électrons de 600 [keV]. Lors des mesures, le seuil des discriminateurs était légèrement inférieur à cette limite; ce n'est que lors de l'analyse des mesures après l'expérience que le programme d'analyse "off-line" a fixé cette limite de 600 [keV] électron (c.f. § 4 du chapitre sur l'analyse des mesures).

Cette efficacité du détecteur en fonction de l'énergie cinétique des neutrons est donnée par la courbe de la figure 2. Ce graphe est aussi tiré de la réf. 15. Etant donné la précision de 20% avec laquelle elle est connue, l'efficacité a été considérée comme étant constante et égale à 0.16 sur le domaine d'énergie où se sont faites nos mesures : 20 [MeV],  $T_n = 90 \text{ [MeV]}$ .

4. La préparation du détecteur nucléaire : calibration des TDC

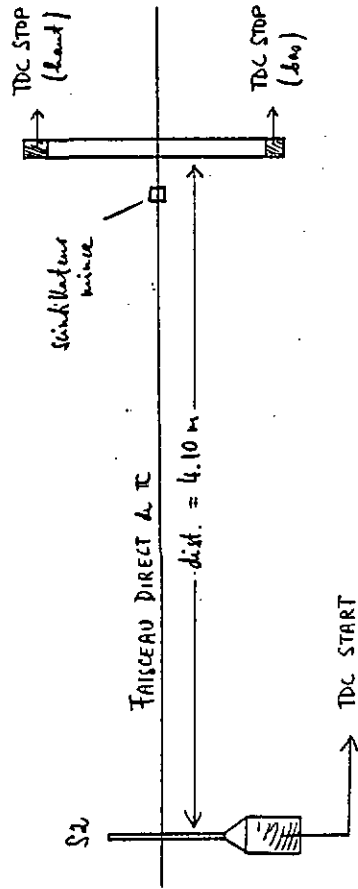
Une calibration soignée des TDC est indispensable, puisque l'énergie cinétique des nucléons est déterminée à partir de la mesure de leur temps de vol entre la cible et le détecteur.

Comme il est montré sur les schémas électroniques et sur le dessin ci-dessous, chaque anode du détecteur est reliée à l'entrée "STOP" d'un TDC. Le "START TDC" est donné par le pion du faisceau incident lorsqu'il traverse le scintillateur S2 placé devant la cible :



S'il s'écoule un temps T entre le moment où le pion traverse S2 et le moment où le nucléon touche un barreau, le temps de vol du nucléon entre cible et détecteur sera donné par :  $t.o.f. = T - 2.3$  [ns]. (Un pion de 150 MeV met 2.3 [ns] à parcourir 0.6 m).

La calibration des 40 TDC a été faite en plaçant successivement chaque barreau dans le faisceau direct, et en mesurant le temps de vol des pions de 150 [MeV] sur une distance connue. De plus, une coïncidence était exigée entre les signaux venant du barreau étudié et un petit scintillateur placé à mi-hauteur devant ce barreau.



Ainsi dans l'expérience de calibration n'étaient utilisés que les pions qui parcouraient une distance de 4.1[m] exactement. De plus, le temps de propagation de la lumière dans le barreau depuis le point d'impact du pion jusqu'aux PM "haut" et "bas" était le même pour tous les événements détectés.

Le temps de vol des pions de 150 [MeV] sur 4.10 [m] vaut 15.6 [ns], et pour chaque TDC la relation est linéaire entre "t" le temps mesuré et "X" le rang du canal TDC (X compris entre 0 et 1024) :

$$t = a + X + b$$

la constante a a pu être fixée pour chaque module TDC. Elle a été choisie à 0.25 [ns/canal TDC]. Une mesure très précise, décrite plus loin et qui est basée sur la structure du faisceau, a montré que cette valeur

était exacte à mieux que 1% :

connaissant a et t, on mesure X le rang du canal où viennent les pions directs de cette expérience. La constante b est alors donnée par

$$b = t - a \cdot X$$

$$b \text{ [ns]} = 15,6 - 0,25 \cdot X$$

Les 40 TDC sont ainsi alignés, en définissant pour chacun d'eux la valeur de b de cette façon. Expérimentalement, les valeurs de b variaient entre (-5) et (-40) [ns]. Ceci provient des différences entre longueurs de câbles, temps de réponse des PM, etc., correspondant à chaque TDC.

Sur la figure 7 on voit le résultat d'une telle mesure de calibration de l'un des TDC. Le pic correspondant à  $t = 15.6$  [ns] est dans le canal 200. On voit aussi le pic des électrons qui contaminent le faisceau de  $\pi^+$ , et surtout, on voit clairement apparaître la structure du faisceau en "burst" espacés de 20 [ns]. C'est en mesurant l'espacement régulier de ces pics successifs qu'on peut vérifier que la pente des TDC est en effet donnée par 0.25 [ns/canal TDC].

La largeur à mi-hauteur du pic des pions en vol direct est de 3 canaux TDC; ceci correspond à une résolution temporelle de  $\pm 0.38$  [ns]. Dans une mesure de coïncidence ( $\pi^+\pi^-N$ ), la résolution temporelle sera quelque peu moins bonne. Le nucléon détecté peut avoir son point d'impact sur toute la hauteur du barreau, alors que dans l'expérience de calibration, tous les événements avaient lieu dans une région centrale, bien délimitée par le petit scintillateur placé devant le détecteur. Il en résulte des chemins très divers suivis par la lumière de scintillation (réflexion sur les bords des barreaux, etc.) entre point d'impact du nucléon et photomultiplificateur. C'est pourquoi il a été admis que, sur la détermination du temps de vol des nucléons, il y a une erreur de  $\pm 1$  [ns]. L'effet de cette erreur sur le calcul des énergies cinétiques, énergie d'excitation, etc. est décrit dans le § 2 du chapitre sur l'analyse des mesures.

Une autre source d'erreur provient de ce que tous les points du détecteur ne sont pas à une distance de 3 mètres de la cible. Le schéma suivant représente le détecteur (carré 1 m de côté). Pour les points A, B, C

sont indiquées les distances à la cible et le temps de vol d'un nucléon de 70 MeV sur ces distances :



- A : dist. = 3[m] temps de vol = 27.4 ns
- B : dist. = 3.04[m] temps de vol = 27.7 ns
- C : dist. = 3.08[m] temps de vol = 28.0 ns

Dans le cas le plus défavorable, l'erreur sur le temps de vol est de 0.6 [ns]. Ceci est bien inférieur à l'erreur de ± 1 [ns] discutée précédemment et cette source d'erreur est négligeable.

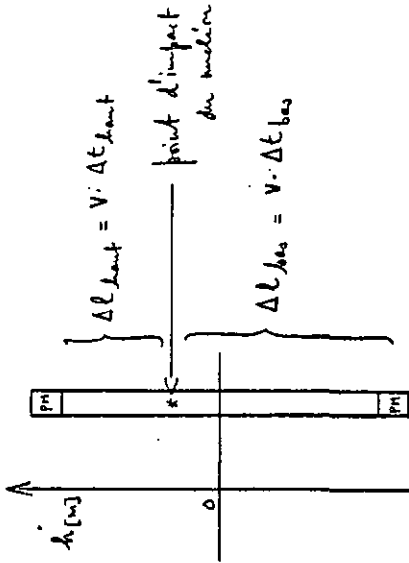
- Détermination du temps de vol des nucléons : soient les grandeurs :

- . T le temps qui s'écoule entre le moment où le pion traverse S2 et le moment où le nucléon touche le barreau (c.f. dessin au début de ce §)
- .  $t_{\text{haut}}$  et  $t_{\text{bas}}$  les temps qui s'écouleront entre le "TDC START" et le "TDC STOP" correspondant au haut et au bas du barreau touché.
- . Alors T sera donné par la moyenne des valeurs TDC :

$$T = \frac{t_{\text{haut}} + t_{\text{bas}}}{2}$$

et le temps de vol du nucléon, entre cible et détecteur, sera donné par :  $T_{\text{vol}} = T - 2.3$  [ns]. Ceci provient, comme il a été dit au début de ce paragraphe, de la distance parcourue par le pion entre S2 et la cible.

- Détermination de la position du point d'impact du nucléon le long du barreau : elle est donnée par la différence des valeurs TDC :



Avec :  $\Delta \ell_{\text{haut}} + \Delta \ell_{\text{bas}} = 1$  [m]

$v = c/n$  vitesse de propagation de la lumière dans le barreau  
 $v = 18.974$  [cm/ns] pour le NE-110

$\Delta t_{\text{haut}}$  = temps que met la lumière pour aller du point d'impact du nucléon jusqu'au PM du haut

$\Delta t_{\text{bas}}$  = idem avec PM du bas

$h$  [m] = coordonnée verticale, définie telle que

$h = 0$  au centre du barreau

$\Delta t_{\text{haut}}$   
 $\Delta t_{\text{bas}}$  } valeurs TDC haut et bas

On a alors les équations :

$$\left. \begin{aligned} t_{\text{haut}} &= T_{\text{vol}} + 2.3 + t_{\text{haut}} \quad \text{[ns]} \\ t_{\text{bas}} &= T_{\text{vol}} + 2.3 + t_{\text{bas}} \quad \text{[ns]} \end{aligned} \right\} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow v (t_{\text{bas}} - t_{\text{haut}}) = v \cdot (t_{\text{bas}} - t_{\text{haut}}) = \Delta \ell_{\text{bas}} - \Delta \ell_{\text{haut}} = h$$

On l'a vu, les erreurs sur  $t_{\text{haut}}$  et  $t_{\text{bas}}$  sont chacune ± 0.4 [ns]. Sur ( $t_{\text{bas}} - t_{\text{haut}}$ ) il y aura donc une erreur absolue de 0.8 ns. Etant donné la valeur de  $v$ ,  $v = 18.974$  [cm/ns], cela implique sur  $h$  une erreur de ± 15 cm.

La détermination de la position du point d'impact du nucléon le long du barreau est donc très imprécise.

C'est une information qui n'a pas été utilisée lors de l'analyse des mesures; les sections efficaces présentées au chapitre VI sont donc intégrées sur tout l'angle solide d'un barreau.



CHAPITRE IV : Légendes des figures

Fig. 1 : Vue générale du dispositif de mesures :

- faisceau TMI : Q1, Q2, Q3, etc. : aimants quadrupôles  
D1, D2 : aimants dipôles  
Sep : séparateur de Wien  
S2 : scintillateur pour mesure du  
temps de vol des nucléons  
hodoscope : il est placé au foyer intermédiaire  
du faisceau

- spectromètre SUSI : Q10 : aimant quadrupôle qui détecte  
l'angle solide du spectromètre vu depuis la cible  
S3, S4 : scintillateurs  
TSA1, TSA2 : aimant dipôle du spectromètre  
C5, C6, C7 : chambres à fils

- bras nucléon : Veto : scintillateur mince (0.5 mm)  
qui permet la discrimination  
entre particules chargées et  
particules neutres.

Détecteur Nucléon : il est constitué de  
deux couches de barreaux scintillateurs.

Fig. 2

Courbe d'efficacité du détecteur neutrons, en fonction de l'énergie cinétique des neutrons. Cette courbe est tirée de la réf. 15.

La courbe en trait plein est le résultat d'un calcul de Monte Carlo et la courbe traitillée le résultat de mesures.

Fig. 3

Schéma général de l'électronique rapide pour les mesures ( $\pi^+ \pi^- N$ ).

Les différentes parties de ce dessin se retrouvent dans le texte. Le "Signal N" (indiqué en haut à droite) est formé lorsqu'un nucléon a été détecté dans les barreaux scintillateurs (voir fig. 4 et 5).

Fig. 4

Electronique associée à l'un des barreaux du détecteur nucléon.

Fig. 5

Electronique de l'ensemble du détecteur nucléon.

Fig. 6

Spectres Compton mesurés lors de la calibration des ADC avec source de  $^{60}\text{Co}$  (Energie Compton environ égale à 1 MeV).

Ces spectres correspondent aux signaux venant du haut et du bas d'un même barreau. On voit que le seuil des discriminateurs est fixé en dessous de  $600 \text{ [keV]}^-$ .

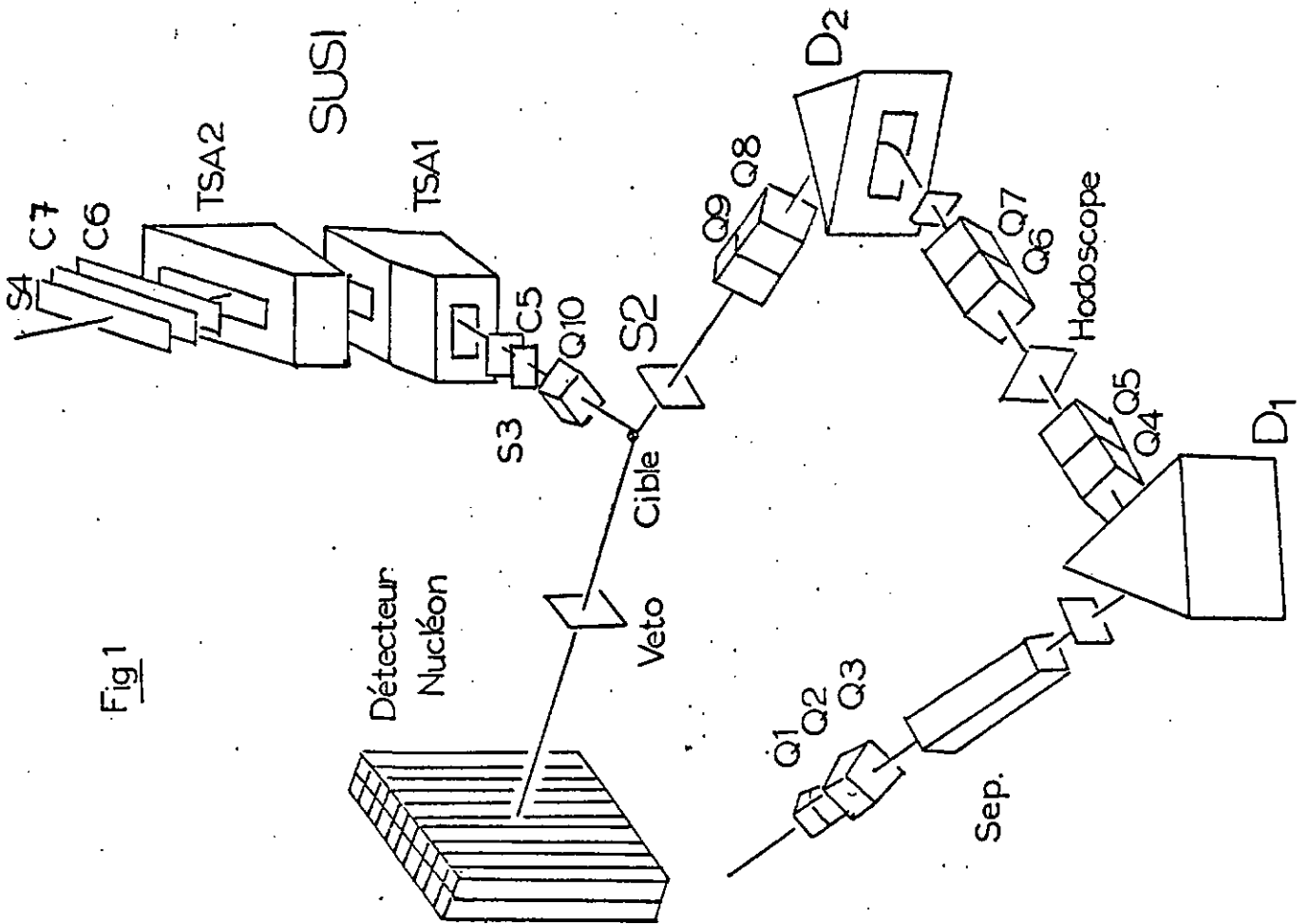


Fig 1

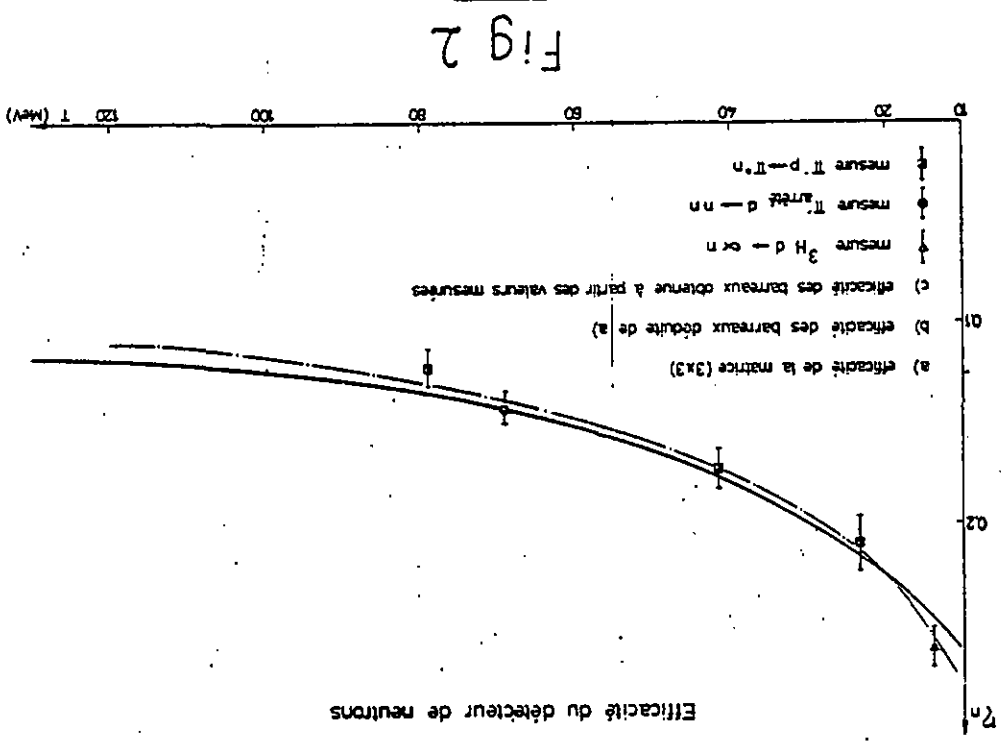


Fig 2

Schéma Général : Electronique Rapide

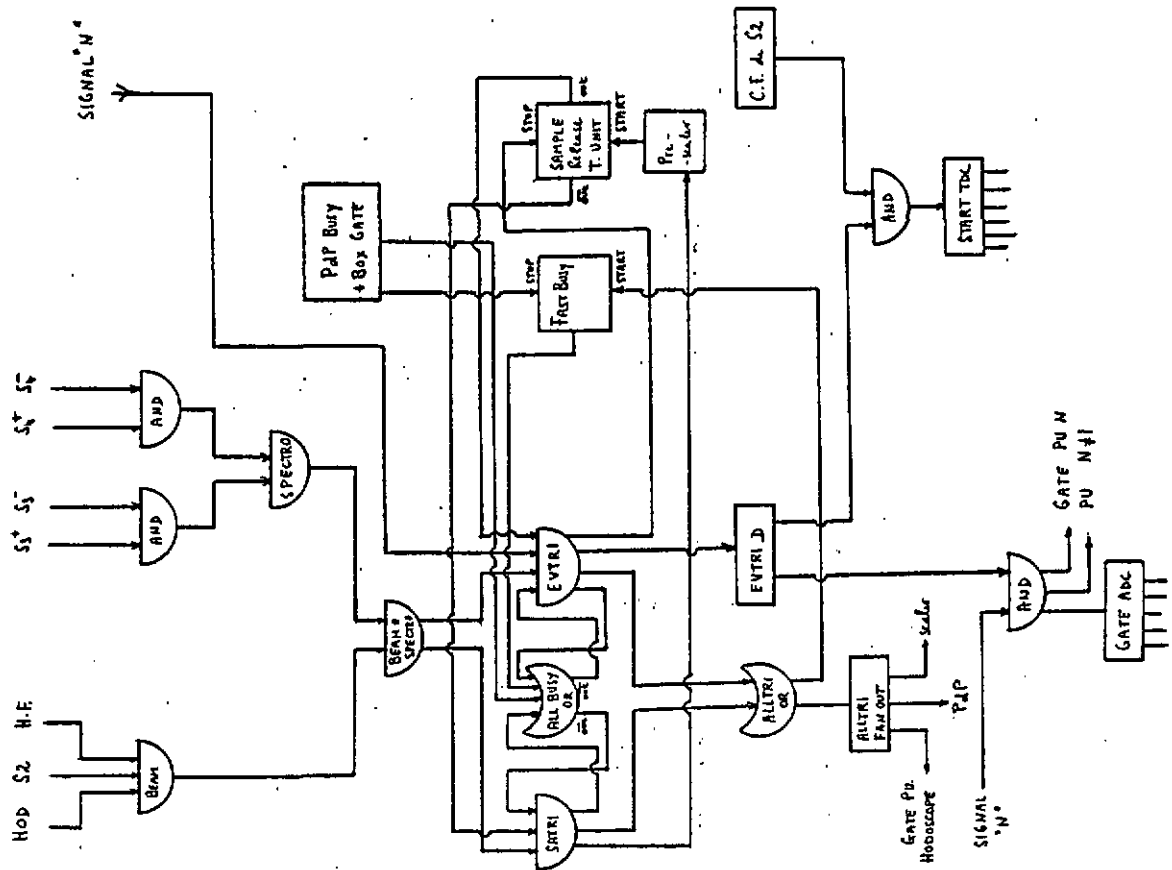


Fig 3

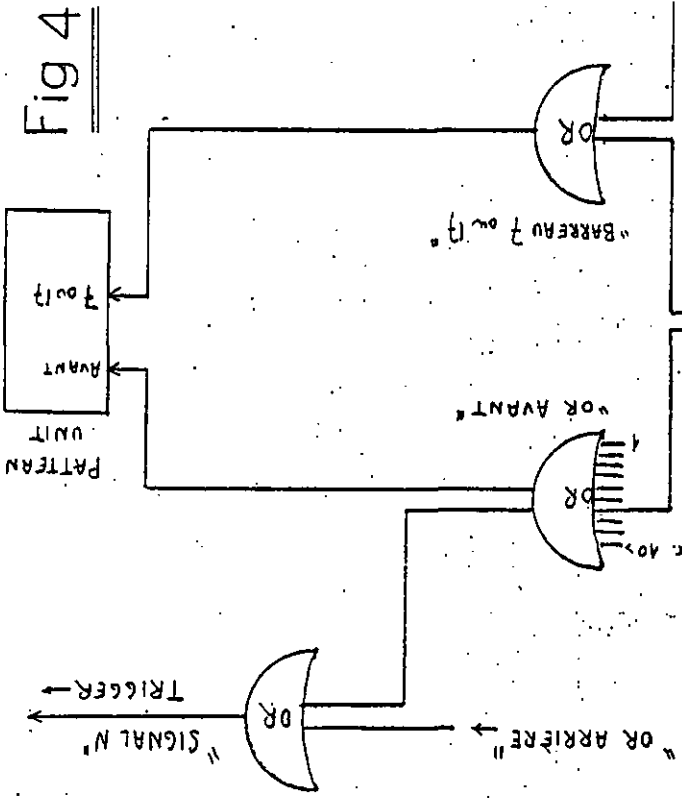


Fig 4

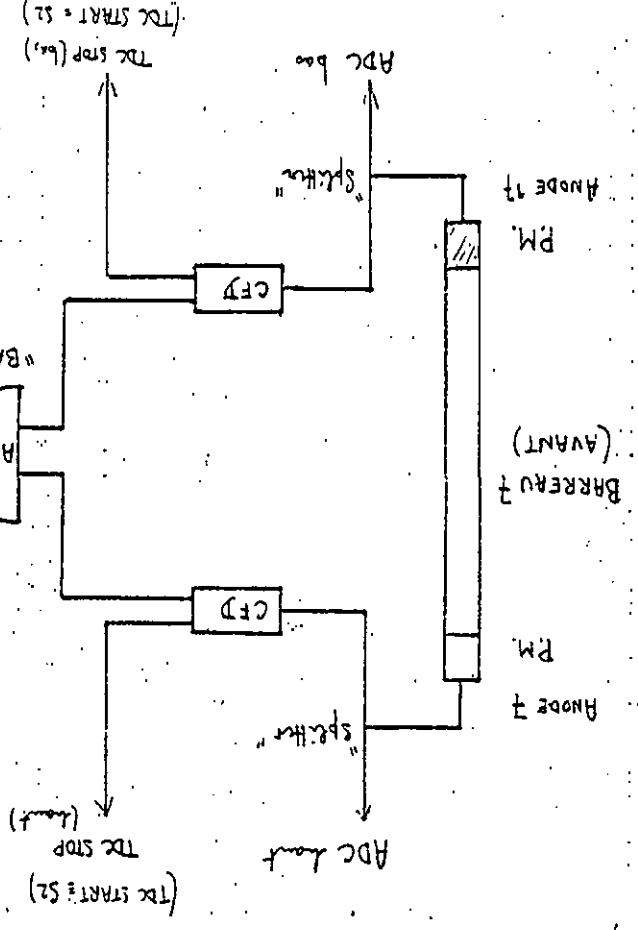


Fig 4

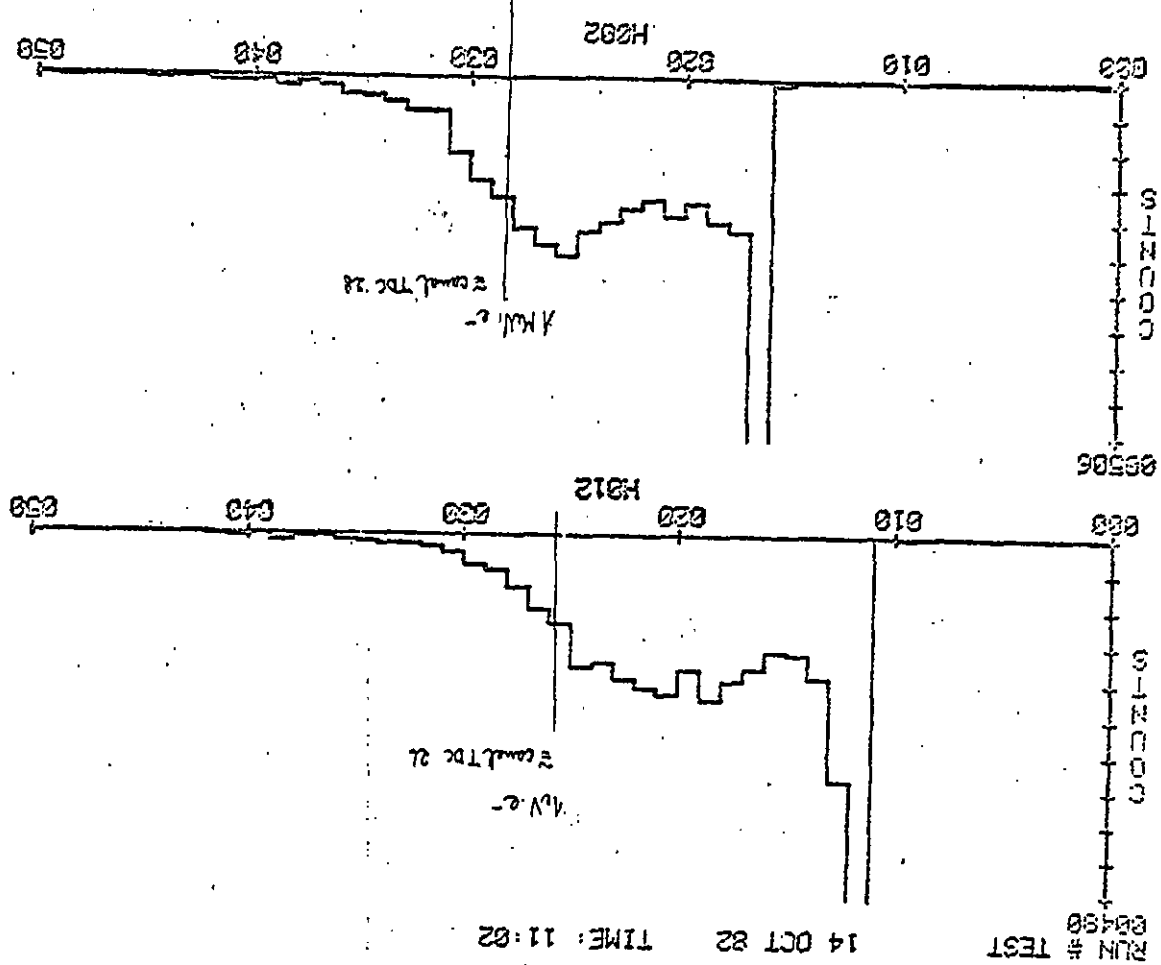


Fig 6

Fig 5

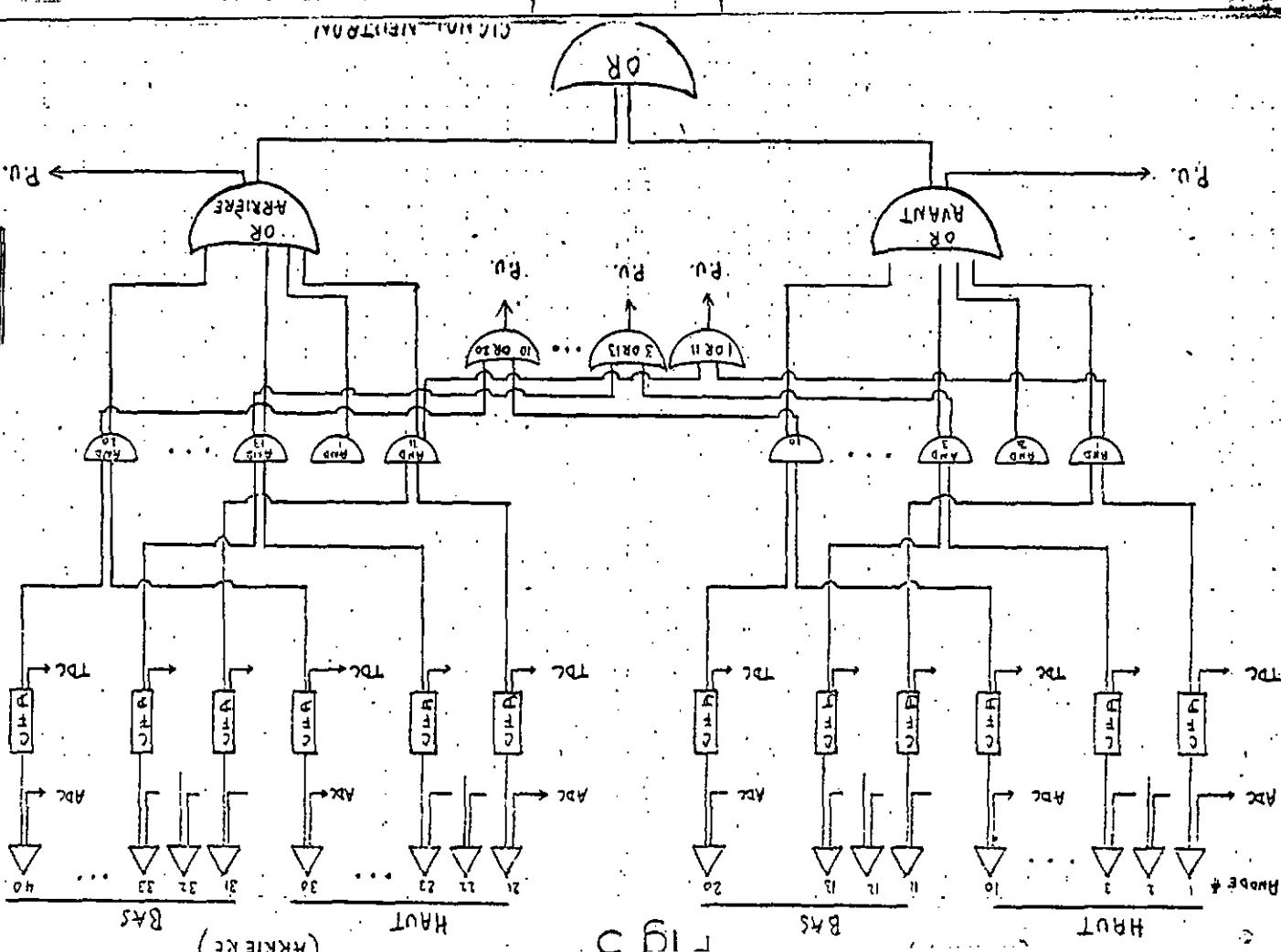
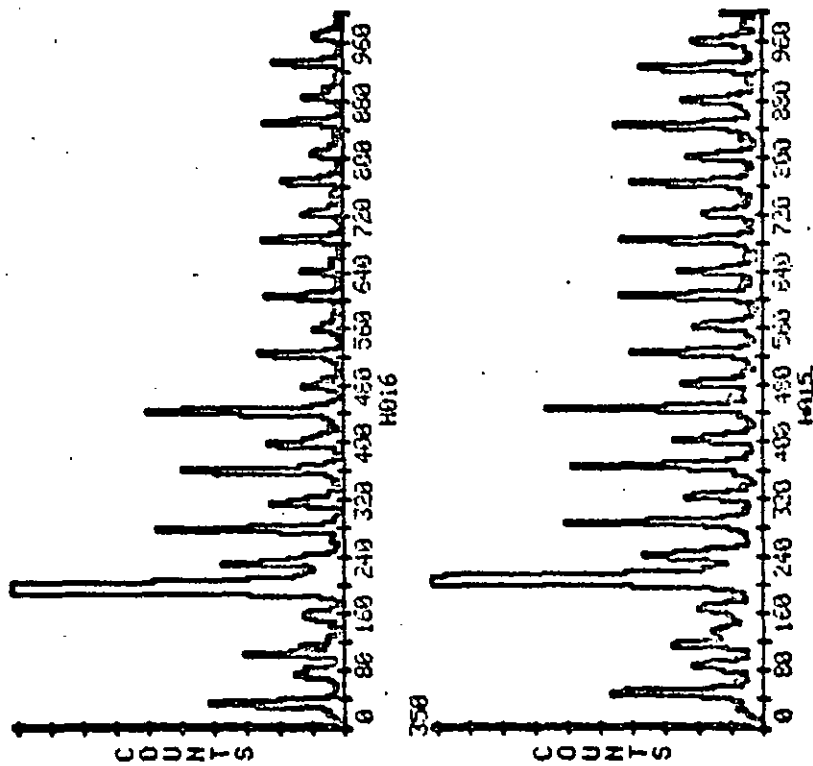


Fig 5

Fig. 7  
 Pics de temps de vol obtenus lors de la calibration d'un TDC.  
 (Expérience avec le détecteur placé dans le faisceau direct  
 de pions.) Le pic principal, correspondant à  $t = 15.6$  [ns]  
 se rapporte au canal TDC 200. Les autres pics sont dus à la  
 structure du faisceau et aux électrons qui le contaminent  
 (voir texte).



CHAPITRE V. ANALYSE DES MESURES

L'objet de ce chapitre est d'exposer quelques problèmes qu'il a fallu résoudre lors du dépouillement des mesures. Il est constitué de paragraphes distincts :

1. D'abord sont indiquées quelles sont les grandeurs que calcule le programme d'analyse et dans quel ordre il les calcule à partir des données expérimentales.
2. Ensuite il est question de la résolution des mesures, et en particulier de la résolution avec laquelle on peut déterminer l'énergie d'excitation du noyau après la réaction. Les différents facteurs qui interviennent dans la résolution y sont indiqués; leurs effets peuvent varier beaucoup d'une expérience à l'autre.
3. Il était indispensable de connaître la courbe d'acceptance du spectromètre en fonction de l'impulsion des pions détectés. Dans ce paragraphe, il est expliqué par quelle méthode cette acceptance a pu être mesurée, et comment elle intervient dans l'analyse des expériences.
4. Le problème du bruit de fond a été le problème le plus long à résoudre. D'abord il a fallu reconnaître et discriminer les différentes particules chargées détectées par les barreaux scintillateurs. Ceci pour isoler les événements dus à la réaction  $(\pi, \pi^+ p)$  et les étudier séparément. Pour la réaction  $(\pi, \pi^+ n)$  le bruit de fond a été beaucoup plus important. Il a été, au préalable, nécessaire d'en identifier l'origine, puis il a fallu trouver par quels critères la plus grande partie du bruit peut être éliminée.
5. Détermination de la normalisation absolue de la section efficace. Méthode basée sur une mesure de la diffusion libre  $\pi^+ \rightarrow p$ . Dans cette expérience, on détecte le pion en coïncidence avec le proton de recul. Puis, on compare le résultat de la mesure avec la section efficace différentielle de diffusion, qui est déjà connue par ailleurs.

1. Calcul des différents paramètres de la réaction  $(\pi, \pi^+ n)$

Sans entrer dans le détail du programme d'analyse off-line pour le dépouillement des mesures, il convient d'indiquer en premier lieu dans ce chapitre l'ordre dans lequel les différents paramètres cinématiques de la réaction sont calculés, et à partir de quelles mesures peuvent se faire ces calculs.

On peut distinguer des groupes de paramètres différents :

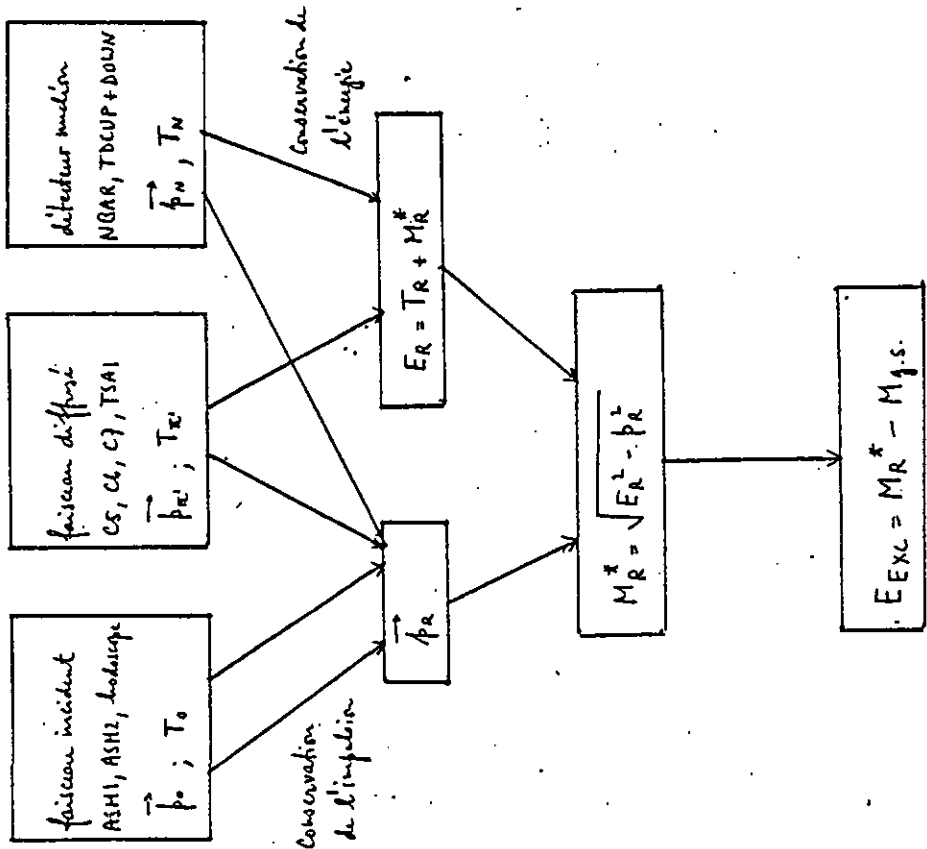
paramètres relatifs au faisceau incident : l'impulsion du pion incident se détermine à partir de la position du barreau touché dans l'hodoscope et la valeur des champs dans les aimants ASM1 et ASM2.

spectromètre SUSI : les coordonnées  $x$  et  $y$  de la chambre  $C_5$ , placée entre la cible et l'entrée du spectromètre permettent de calculer l'angle de diffusion du  $\pi^+$ . L'impulsion du  $\pi^+$  se calcule à partir des coordonnées de  $C_5$ ,  $C_6$  et  $C_7$  et à partir des champs TSA1 et TSA2.

détecteur nucléon : l'énergie du nucléon est déterminée par une mesure du temps de vol entre la cible et le détecteur. Ce temps de vol est connu à partir de la moyenne des temps mesurés par les TDC situés aux extrémités du barreau touché. L'angle azimutal  $N$  du nucléon est fixé par la position du barreau touché; quant à son angle polaire  $N'$ , il est donné par la différence entre les temps mesurés par les TDC (voir chapitre IV sur le dispositif expérimental).

L'organigramme suivant résume ceci en indiquant aussi comment on calcule l'énergie d'excitation du noyau résiduel :

Détermination de l'énergie d'excitation du noyau réactif



$E_{EXC}$  = énergie d'excitation  
 $M_{g.s.}$  = masse du noyau réactif dans son état fondamental

2. Résolution des mesures

A cause de la petite section efficace à mesurer, il a fallu utiliser une cible épaisse pour avoir un taux de comptage raisonnable : 3 à 4 coups par minute avec une cible de  $^{12}C$  de 10 mm d'épaisseur. Ceci a entraîné de grandes pertes d'énergie pour le pion et le proton lors de leur passage à travers la matière. Ces pertes d'énergie, qui dépendent de l'énergie cinétique des particules, peuvent être calculées si l'on connaît où cette réaction a eu lieu dans la cible.

Toutefois, malgré ces corrections, ces pertes d'énergie détériorent la résolution des mesures; les calculs suivants montrent bien que c'est l'épaisseur de la cible et l'iodétermination sur la position du point de réaction qui jouent un rôle prépondérant.

Les facteurs intervenant dans la résolution de la mesure de l'énergie cinétique du pion et du proton sont les suivants :

- a) résolution intrinsèque du faisceau et du spectromètre pour le pion : elle est d'environ 800 keV et ne dépend pas de l'énergie du pion.
- b) résolution de la mesure du temps de vol du nucléon : elle est de  $\Delta t = \pm 1$  ns. Elle entraîne une erreur sur l'énergie cinétique qui dépend sensiblement de celle-ci, comme on peut le voir sur la figure 1. Le domaine d'énergie des nucléons détectés n'allait pas au-delà de 90 MeV environ.
- c) perte de résolution due au passage des particules chargées à travers la matière : (cible, air, veto).

Les figures 2 et 3 montrent l'orientation de la cible par rapport au faisceau incident et aux directions de sortie des particules après la réaction, dans le cas de la mesure sur la cible en réflexion (fig. 2) et dans le cas d'une cible en transmission (fig. 3).

La cible est cause de deux effets qui vont diminuer la résolution des mesures :

- le "stragling", c'est-à-dire les fluctuations des pertes d'énergie des particules : On ne peut calculer que la valeur moyenne de la perte d'énergie des particules lors de leur passage à travers la matière. On admet que l'incertitude sur la correction de  $T_{\pi'}$  et  $T_p$  est égale au 20% de cette correction.

- l'incertitude de la correction des énergies due à l'épaisseur de la cible : Ainsi qu'il a déjà été mentionné, les corrections pour pertes d'énergie ont été calculées comme si les événements ( $\pi, \pi', N$ ) avaient tous eu lieu au centre de la cible. Pour chaque événement ( $\pi, \pi', p$ ) le programme d'analyse a calculé :

$$T_{\pi'}^{\text{Réaction}} = T_{\pi'}^{\text{Détection}} + \Delta T_{\pi'}$$

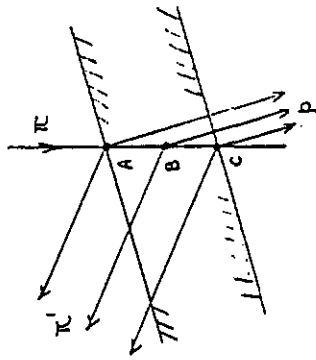
$$T_p^{\text{Réaction}} = T_p^{\text{Détection}} + \Delta T_p$$

Sur les figures 4a et 4b on voit  $T_{\pi'}^{\text{Réaction}}$  reporté en fonction de  $T_p^{\text{Détection}}$  pour le pion et le proton et pour la mesure sur cible de R.C aux angles  $\theta_{\pi'} = 55^\circ$  et  $\theta_p = 45^\circ$ . Bien que les résultats des mesures faites à ces angles ne soient pas présentés dans le cadre de ce travail, cet exemple a été choisi parce qu'il représente le cas où les corrections  $\Delta T_{\pi'}$  et  $\Delta T_p$  sont les plus importantes. Pour le proton, il a encore été tenu compte des pertes dans l'air et le veto entre la cible et le détecteur.

En réalité, on ne sait pas la position du point dans la cible où la réaction a eu lieu et, pour beaucoup d'événements, les corrections  $\Delta T_{\pi'}$  et  $\Delta T_p$  sont incorrectes.

Les dessins suivants illustrent l'effet de cette incertitude pour trois positions A, B, C du point où aurait lieu identiquement la même réaction.

Cible en réflexion :

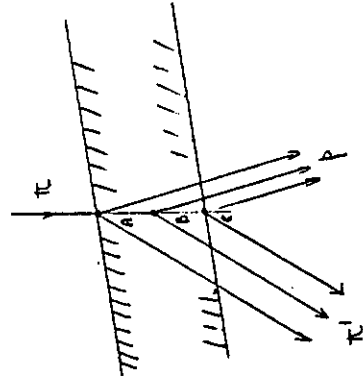


$$T_{\pi', p}^{\text{Réact}} = T_{\pi', p}^{\text{Dét}} + \Delta T_{\pi', p}$$

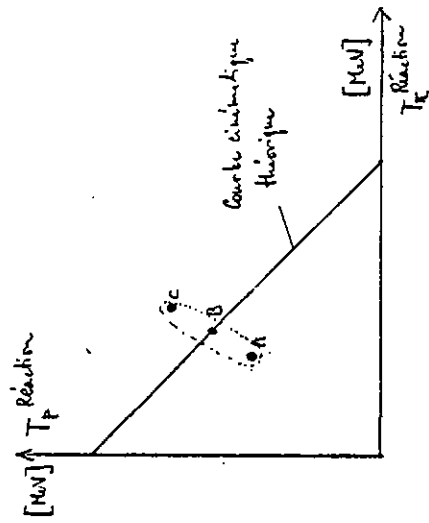
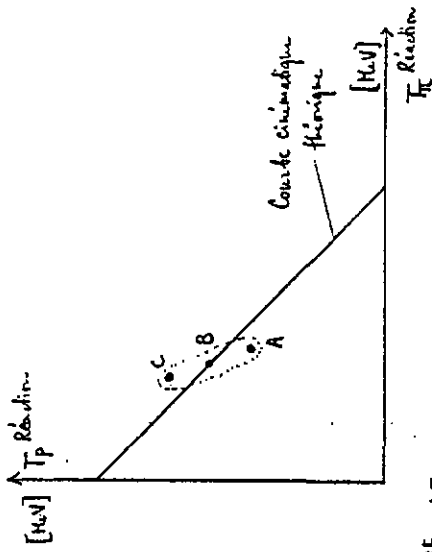
Avec la correction  $\Delta T$  calculée comme si la réaction avait lieu au centre de la cible (position B).

- Pour la réaction ayant lieu en A : correction  $\Delta T_{\pi'}$  trop grande, corr.  $\Delta T_p$  trop petite
- Pour la réaction ayant lieu en B : correction  $\Delta T_{\pi'}$  correcte, corr.  $\Delta T_p$  correcte
- Pour la réaction ayant lieu en C : correction  $\Delta T_{\pi'}$  trop petite, corr.  $\Delta T_p$  trop grande

Cible en transmission :



- Pour la réaction ayant lieu en A :  $\Delta T_{\pi'}$  et  $\Delta T_p$  sont trop petites
- Pour la réaction ayant lieu en B :  $\Delta T_{\pi'}$  et  $\Delta T_p$  sont correctes
- Pour la réaction ayant lieu en C :  $\Delta T_{\pi'}$  et  $\Delta T_p$  sont trop grandes





Sur la figure 5 on voit la courbe cinématique avec son élargissement dans le cas de la réaction  ${}^A C(\pi, \pi' p)$  B  $\theta_{\pi'} = 115^\circ$  et  $\theta_p = 25^\circ$ .  
 Sur la figure 6 on voit la courbe cinématique avec son élargissement pour  ${}^A C(\pi, \pi' n)$  C aux mêmes angles.

Les figures 5 et 6 permettent aussi d'estimer quelle est la résolution des spectres d'énergie d'excitation du noyau après la réaction. En effet, il a été vu au chapitre II sur la cinématique qu'aux différents niveaux d'excitation du noyau final correspondent des courbes cinématiques parallèles et presque droites. Le spectre d'excitation peut s'obtenir géométriquement avec le diagramme  $T_{\pi'} - T_N$  par projection des points de mesure sur une direction perpendiculaire à ces droites. L'élargissement de ces droites représente alors la largeur à mi-hauteur des pics dans le spectre d'excitation. Sur les figures 5 et 6 on peut lire les valeurs suivantes :

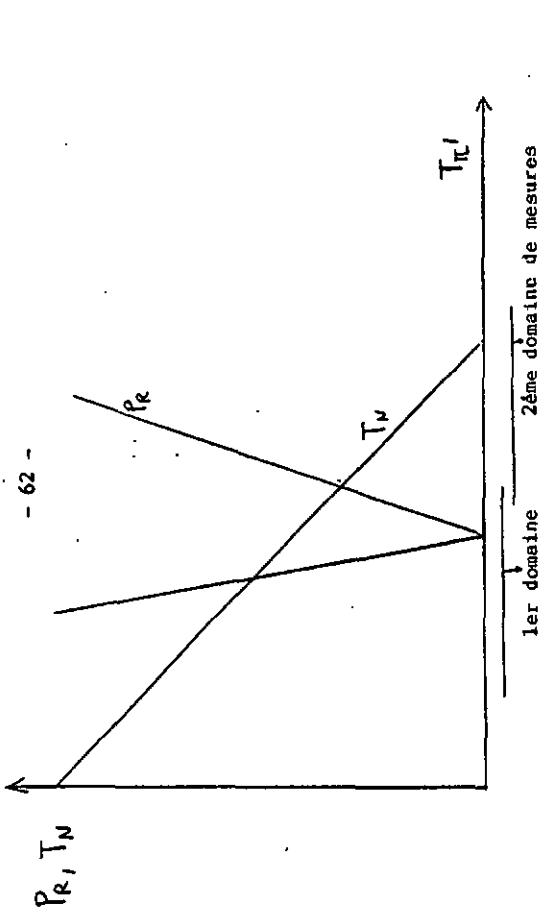
- $E_{Exc} = -13$  MeV à mi-hauteur du pic, protons p
- $E_{Exc} = -10$  MeV à mi-hauteur du pic, neutrons n.

Ces valeurs correspondent bien à celle observée (voir chapitre VI sur les résultats des mesures).

De ce paragraphe on conclut aussi que les mesures avec cible en transmission se font avec une résolution moins bonne que dans le cas de la cible en réflexion. De telles mesures ne sont pas présentées ici.

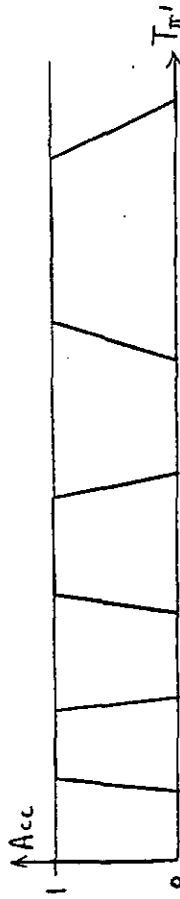
### 3. La courbe d'acceptance du spectromètre

Pour un choix des angles  $\theta_{\pi'}$  et  $\theta_N$ , le but des mesures est de voir quel est le comportement de la section efficace lorsqu'on varie  $T_{\pi'}$  sur un domaine assez grand pour que l'impulsion de recul varie aussi. Pour pouvoir mesurer sur un domaine cinématique assez grand, il a souvent fallu, pour  $\theta_{\pi'}$  et  $\theta_N$  fixes, faire deux mesures correspondant à des domaines voisins de l'énergie cinétique du pion diffusé :



Ainsi, un problème qui s'est présenté lors de l'analyse était de "souder" ensemble deux mesures adjacentes. Pour cela, il fallait connaître précisément quelle est l'acceptance du spectromètre, à un champ TSA donné, en fonction de l'impulsion ou de l'énergie du pion détecté.

Pour un spectromètre magnétique tel que SUSI, l'allure de la courbe d'acceptance reportée en fonction de  $T_{\pi'}$  dépend de la valeur du champ dans l'aimant. Sa largeur va augmenter avec le champ :

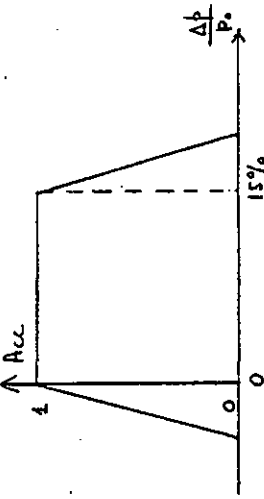


Courbe d'acceptance dont la largeur croît avec le champ

Par contre, l'allure de la courbe sera indépendante du champ lorsqu'elle est reportée en fonction de  $(p-p_0/p_0)$  où  $p$  est l'impulsion de la particule détectée et  $p_0$  une impulsion de référence. On peut par exemple choisir  $p_0$  égale à l'impulsion des particules détectées sur le bord du plan focal du spectromètre. Dans le cas de SUSI,  $p_0$  s'obtient alors à partir du champ TSA par la relation  $p_0 = 0.04244 \cdot TSA$  [Gauss] ( $p_0$  est alors obtenu en MeV/c).

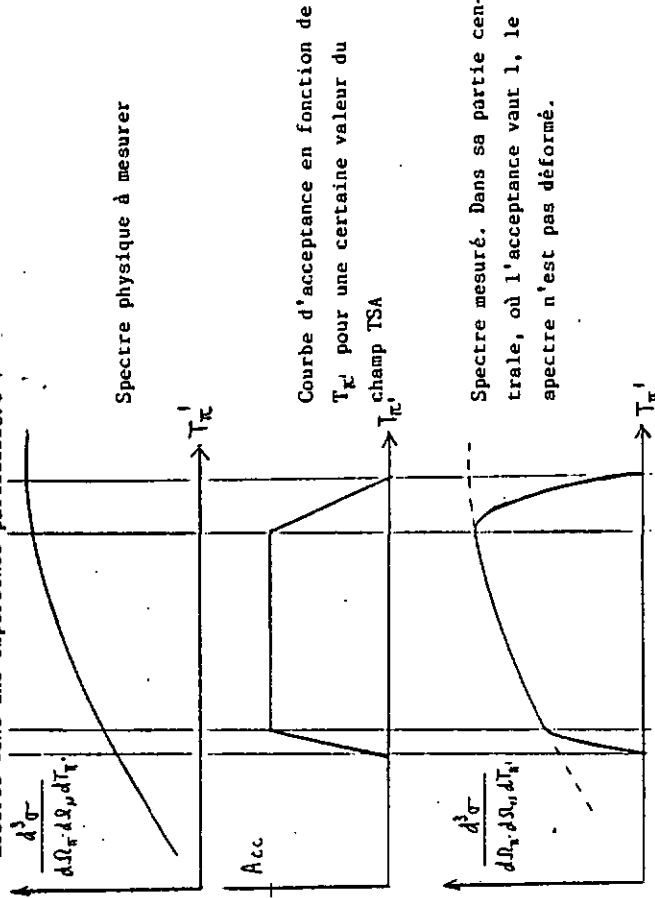
Etant donné les dimensions des chambres  $C_6$  et  $C_7$ , placées au haut du spectromètre, il était connu au début de l'expérience que sur le domaine

$0 \leq \Delta p/p_0 \leq 15\%$  l'acceptance du spectromètre est environ constante et vaut 1.



Ce qu'il fallait encore mesurer, c'était la décroissance de la courbe sur les bords.

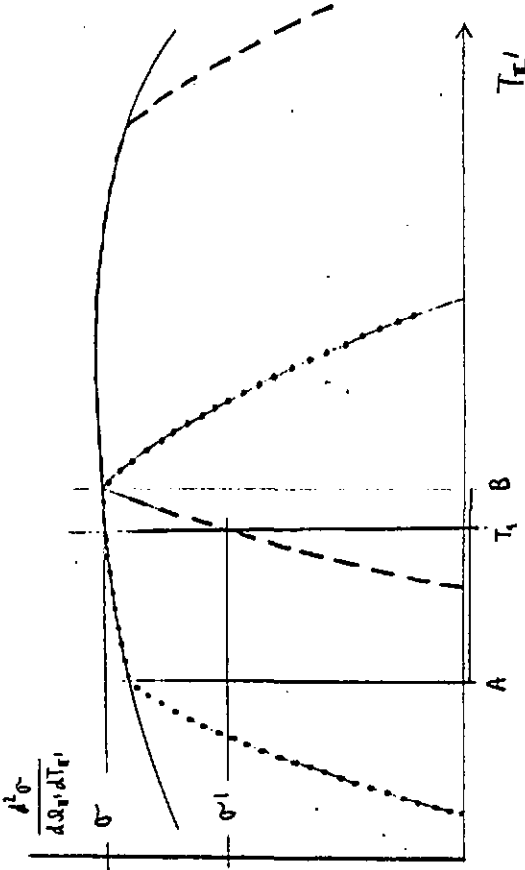
Les schémas suivants illustrent l'effet de la courbe d'acceptance sur les mesures dans une expérience particulière :



Dans les parties latérales la mesure de la section efficace est faussée par une acceptance plus petite que 1. On a alors :

$$\left[ \frac{d^3\sigma}{d\Omega_T d\Omega_\mu dT_T} \right]_{\text{mesuré}} = \left[ \frac{d^3\sigma}{d\Omega_T d\Omega_\mu dT_T} \right]_{\text{physique}} * (\text{Acceptance})$$

Comme le montre le dessin suivant, la méthode utilisée pour déterminer la courbe d'acceptance a été basée sur cette dernière relation. Cette détermination a été faite lors des mesures de diffusion inélastique sur  $^{12}\text{C}$ , en comparant deux spectres de  $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_T}$  obtenus avec des champs de l'airant TSA différents de quelques pourcents :



- spectre physique  $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_T dT_T}$  qui est à mesurer
- - - spectre mesuré dans une première expérience
- || domaine en  $T_K'$  sur lequel l'acceptance du spectromètre vaut 1
- A B lors de la première mesure. Sur ce domaine la première mesure est correcte
- - - spectre mesuré lors d'une deuxième expérience. Le champ TSA a été augmenté de quelques pourcents.

D'après les lignes précédentes, la valeur de l'acceptance pour  $T_K' = T_1$  et correspondant à la valeur du champ TSA de la deuxième expérience, est donnée par le rapport  $\sigma'/\sigma$ . De cette façon, l'acceptance peut être déterminée point par point pour plusieurs valeurs de  $T_K'$  dans l'intervalle  $A \leq T_K' \leq B$ .

Le résultat de ces mesures est donné par le graphe de la figure 7.

Il y a encore un facteur dont il faut tenir compte lorsqu'on veut avoir "l'efficacité de détection" du spectromètre pour des pions d'une certaine énergie : c'est le taux de désintégration des pions qui est dû à leur temps de vie limité. Ce facteur exponentiel est donné par :

$$\eta_{\pi}(p_{\pi}) = \exp \left\{ -\frac{L_S}{L_{\pi}} \right\}$$

où

$L_S = 7.5$  m est la distance que les pions diffusés ont à parcourir depuis la cible jusqu'au plan focal du spectromètre;

et

$L_{\pi}$  = (temps de vie des  $\pi$  dans labo) \* (vitesse des pions dans labo)

$$L_{\pi} = \frac{L_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \beta c = L_0 \frac{E}{m c^2} = L_0 \frac{p}{m} \Rightarrow \frac{L_S}{L_{\pi}} = \frac{L_S}{L_0} \cdot \frac{m}{p}$$

$$\eta_{\pi}(p_{\pi}) = \exp \left\{ -\frac{L_S m}{L_0 p} \right\}$$

Numériquement :  $m_{\pi}^2 = 139.58$  MeV

temps de vie du pion au repos :  $2.60 \cdot 10^{-8}$  s =  $L_0$

$$\eta_{\pi}(p_{\pi}) = \exp \left\{ -\frac{134.24}{p_{\pi}} \right\}$$

où  $p_{\pi}$  est exprimé en MeV/c.

Ainsi on peut définir l'acceptance effective du spectromètre comme étant le produit de "l'acceptance géométrique" donnée par la figure 7, multipliée par  $\eta_{\pi}(p_{\pi})$  le facteur de décomposition des pions.

Il est important de remarquer ici que la mesure de la courbe d'acceptance géométrique par la méthode décrite précédemment n'a pas été affectée par la désintégration des pions dans le spectromètre. En effet, le facteur  $\eta_{\pi}(p_{\pi}) = \exp \left\{ -134.24/p_{\pi} \right\}$  disparaît dans le rapport  $b'/\sigma$ , car  $\sigma'$  et  $\sigma$  sont le résultat de deux mesures faites à la même impulsion  $p_{\pi}$ .

Lors du dépouillement des mesures, il a donc fallu calculer la courbe d'acceptance du spectromètre correspondante à chaque expérience. Ceci, afin de pouvoir en corriger l'effet sur la mesure du taux de comptage des événements en fonction de  $T_{\text{React}}^{\pi}$ . Cette correction s'est faite en pondérant chaque événement par un facteur

$$\text{WEIGHT} = 1/\text{Acc} (T_{\text{React}}^{\pi})$$

L'organigramme de la page suivante résume ce paragraphe sur l'acceptance du spectromètre ainsi que le paragraphe précédent sur les corrections pour pertes d'énergie des particules. Il résume aussi quels sont les calculs préliminaires et l'ordre dans lequel il faut les faire, avant de procéder à l'analyse proprement dite d'une expérience.



--- Acceptance géométrique

— Acceptance effective = Acc. géométrique \*  $\eta_{\pi}$

4. Le problème du bruit de fond

Le bruit de fond à éliminer dans l'analyse des mesures était très différent selon qu'il s'agissait de mesure  $C(\pi, \pi, p)$ ,  $C(\pi, \pi, n)$  ou des mesures sur cible de deutérium.

C'est pourquoi ce paragraphe est séparé en trois parties qui traitent ces trois cas indépendamment.

A. Le cas des particules chargées; mesures sur carbone

Dans le chapitre de ce travail sur le dispositif expérimental, il a été mentionné que le détecteur VETO, placé entre la cible et le détecteur nucléon, permettait de distinguer les particules chargées des particules neutres ( $n, \gamma$ ) éjectées du noyau cible.

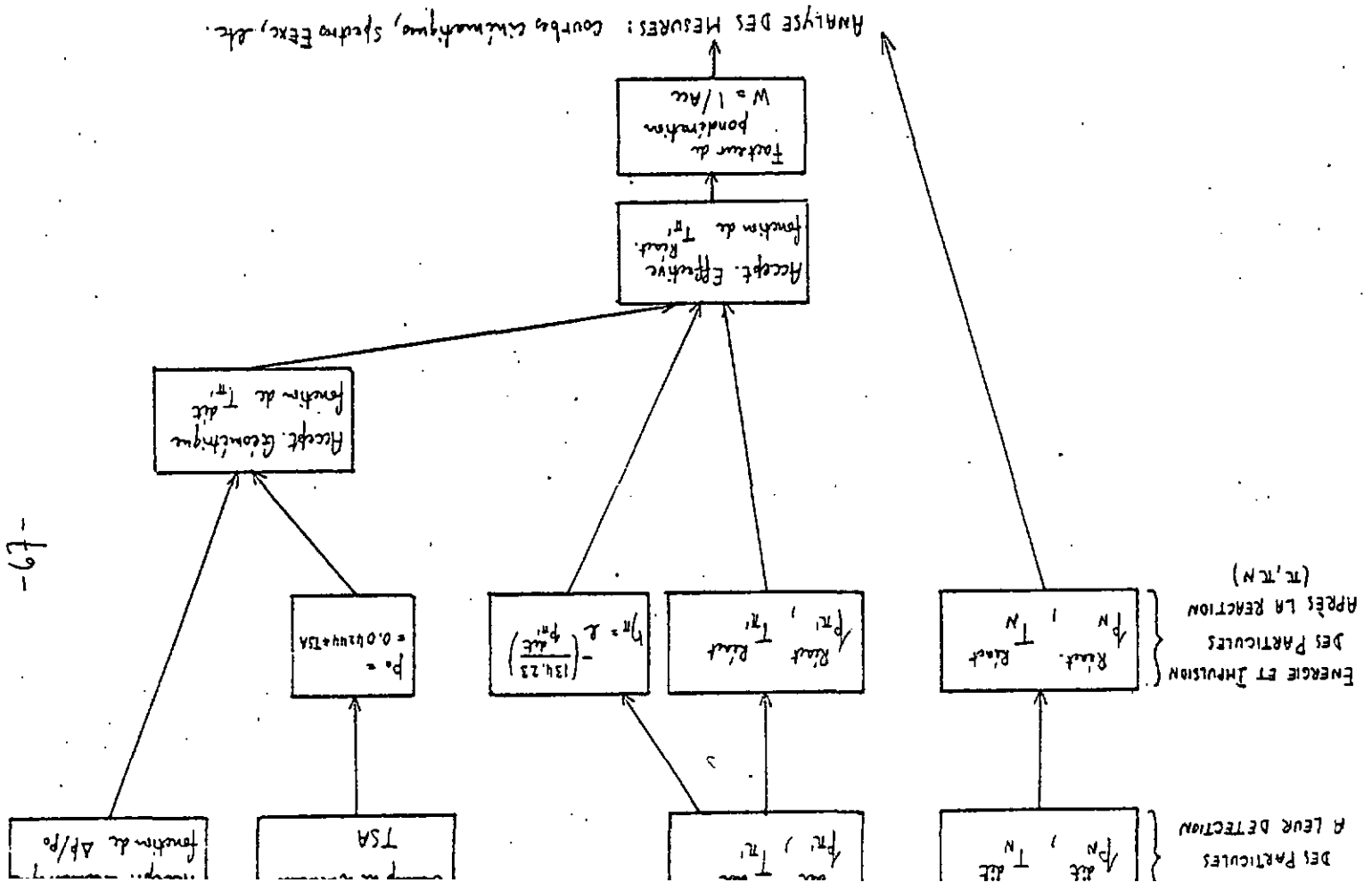
Une discrimination entre différents types de particules chargées a été possible en étudiant la relation entre le temps de vol des particules détectées et la lumière de scintillation qu'elles produisent dans les barreaux du détecteur nucléon. Par exemple, un proton d'énergie donnée ( $d'$  un temps de vol donné) produit moins de lumière de scintillation qu'un deuton de même énergie.

Ceci est illustré par le schéma suivant :



La figure 8 est une reproduction des sorties d'ordinateur obtenues dans de telles études des réactions  ${}^2C(\pi, \pi, N)$  à  $\theta_{\pi} = 115^\circ$  et à  $\theta_N = 77.5^\circ$

On y distingue clairement la branche des protons et celle des deutons, ainsi que des événements fortuits. On peut même apercevoir quelques points sur la branche où l'on attend les tritons.



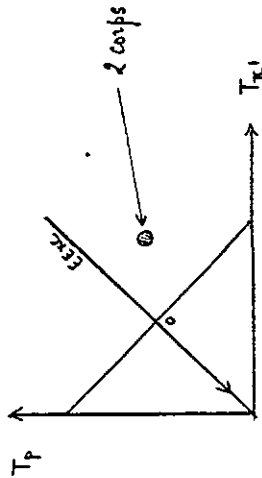
Ces histogrammes bi-paramétriques permettent aussi d'estimer les importances relatives du nombre des différents types d'événements (proton, deuton, triton) et l'importance du bruit de fond.

Ces proportions varient avec l'angle, et que dans tous les cas, le bruit de fond peut être éliminé très proprement par des coupures adéquates.

	$^{12}\text{C}$ , $\theta_{\pi} = 115^\circ$	$^{12}\text{C}$ , $\theta_{\pi} = 77.5^\circ$
Nombre total d'événements :	2275 100%	383 100%
évènements proton :	1405 62%	151 42%
" deuton :	323 14%	40 10%
" triton :	~30 ~1%	0 0%
Bruit de fond :	~522 ~23%	184 48%

Parmi les événements où un proton était détecté en coïncidence avec un pion, il y a ceux dus à la diffusion  $\pi \rightarrow p$  libre. En effet, les surfaces des cibles de carbone sont inévitablement contaminées par l'humidité ou des substances grasses lors de leur manipulation; en outre, la cible de  $^{13}\text{C}$  est constituée d'une poudre comprimée entre deux fenêtres de mylar.

Les cinématiques de la diffusion libre et de la diffusion quasi-libre sont suffisamment différentes pour pouvoir identifier les événements dus à l'une ou l'autre réaction :



A la réaction 3 corps ( $\pi \pi p$ ) correspond une courbe cinématique pour chaque état d'excitation du noyau final, alors qu'il n'y a qu'une seule détermination des énergies  $T_{\pi'}$  et  $T_p$  à  $\theta_{\pi}$  fixé, pour la diffusion simple (à 2 corps).

Le deux corps va aussi se manifester dans le spectre d'énergie d'excitation du noyau résiduel par un pic dans le domaine des énergies négatives. Ceci peut bien se comprendre intuitivement, puisque pour la réaction sur carbone, un tel spectre peut s'obtenir par projection des courbes cinématiques sur une droite inclinée à  $45^\circ$  aux axes  $T_{\pi'}$  et  $T_p$  (c.f. chapitre sur la cinématique). Un tel spectre est donné par la figure 9. On voit que les événements deux corps, dont le nombre dépend bien sûr de la section efficace de diffusion pion sur proton, peuvent être proprement éliminés par un test dans le programme d'analyse qui porta sur l'énergie d'excitation. Ils ne contaminent donc pas les mesures de la réaction ( $\pi \pi p$ ).

Il existe encore une source de bruit de fond dans les mesures en coïncidence avec particules chargées (c'est-à-dire qu'elles ont donné un signal dans le détecteur VETO). Ce sont les pions qui font une diffusion sur la cible et qui sont détectés par les barreaux scintillateurs en coïncidence avec un signal fortuit dans le plan focal du spectromètre. Ces pions diffusés n'ont perdu que peu d'énergie cinétique, et sont encore pratiquement au minimum d'ionisation lors de leur passage à travers la matière. Contrairement aux protons, ils ont suffisamment d'énergie pour traverser les deux couches du détecteur sans être arrêtés:

$$T_{\pi'} \approx 100 \text{ MeV} \Rightarrow \frac{dE}{dx} \approx 2 \text{ MeV cm}^2/g \quad \Delta T_{\pi} \approx 20 \text{ MeV}$$

10 cm de plastique  $\approx 10 \text{ g/cm}^2$  peut d'énergie dans l'épaisseur du détecteur.

Ainsi, le critère qui a permis d'éliminer ces événements est que les pions diffusés donnent un signal dans le détecteur VETO puis dans deux barreaux qui sont l'un derrière l'autre dans le détecteur. Les pions diffusés peuvent également être éliminés.

B. Le cas des particules neutres: mesures sur carbone

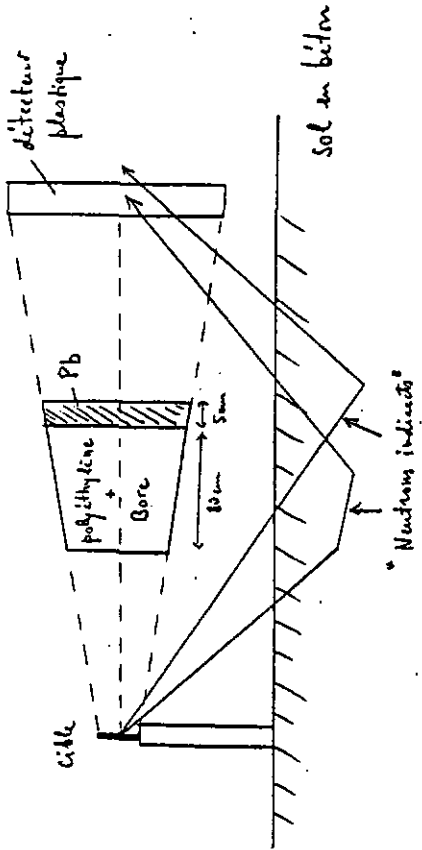
Bien qu'il n'y ait pas de pertes d'énergie pour un neutron lors de son passage à travers la matière (cible, air, etc.), il suffit de regarder un spectre d'énergie d'excitation du noyau après la réaction ( $\pi n n$ ) pour voir que la résolution y est moins bonne que pour un même spectre de la réaction ( $\pi \pi p$ ). Comme exemple, on peut comparer les figures 9, 10a et

10b qui représentent ces spectres pour les réactions  $(\pi^+p)$  et  $(\pi^+n)$  respectivement, dans le cas d'une cible de  $^{12}\text{C}$ ,  $\theta_N = 115^\circ$ ,  $\theta_n = 25^\circ$ , TSA = 3684 [kc].

Avant d'étudier le plan (temps de vol) - (lumière de scintillation) pour les neutrons détectés par les barreaux, il convient de décrire comment ce bruit de fond a pu être identifié.

Lors des mesures sur  $^{12}\text{C}$  à  $\theta_N = 115^\circ$ , il a pu être déterminé que ce bruit était constitué de neutrons provenant de la cible, et détectés en coïncidence avec un pion après avoir suivi un chemin erratique. En effet, des neutrons n'ayant pas de charge et n'interagissant que par l'interaction forte ne sont que peu freinés lors de leur passage à travers la matière et peuvent y parcourir de grandes distances (air, béton, etc.). Par contre, à cause des chocs qu'ils produisent avec les noyaux d'atomes sur leur passage, il peuvent être fortement déviés.

Dans le cas de notre expérience, des neutrons de plusieurs dizaines de [MeV] sont éjectés de la cible par le pion incident, et ils peuvent partir dans toutes les directions. Certains neutrons peuvent être réfléchis par le sol en béton, par le spectromètre ou même par l'air pour être déviés de leur trajectoire initiale et être détectés par les barreaux scintillateurs. Dès lors, ces neutrons ne correspondent pas à  $\theta_n$  et la détermination de leur énergie sera fautive, puisque le temps de vol mesuré ne correspond pas à une distance parcourue de 3 mètres (distance entre la cible et le détecteur). Ceci a pu être vérifié grâce à une expérience où un blindage de polyéthylène boré et de plomb, suffisamment épais pour arrêter les "neutrons directs" était placé entre la cible et le détecteur. (Le polyéthylène boré permet d'arrêter les neutrons par ralentissement et absorption, et le plomb arrête des  $\gamma$  produits par cette absorption). Seuls des neutrons ayant contourné le blindage après réflexion sur le sol ou l'air pouvaient être détectés en coïncidence avec un pion :



Quand cette expérience a été faite une première fois avec une cible de  $^{12}\text{C}$ , beaucoup d'événements  $(\pi^+n)$  furent détectés (c.f. tableau suivant).

L'expérience a été répétée, sans la cible, mais avec la même position du blindage et des détecteurs. Aucun événement n'a été détecté après un même laps de temps. Ainsi, il a été prouvé que le bruit de fond provenait bien de la cible.

Il est intéressant de comparer le taux de comptage de l'expérience de la mesure du bruit de fond avec ceux des deux mesures normales de  $(\pi^+n)$  faites sur  $^{12}\text{C}$  et aux mêmes angles  $\theta_N = 115^\circ$  et  $\theta_n = 25^\circ$  :

Expérience	Domaine cinématique	Beam * $\eta$ 567	Nombre d'évén. $(\pi^+n)$ détectés	Rapport Nombre d'évén. Beam * $\eta$ 567
Mesure bruit de fond	$50 < T_n < 64$ MeV	$4.51 \cdot 10^{10}$	371	$0.82 \cdot 10^{-8}$
TSA = 3684 KC	$56 < T_n < 80$ MeV	$5.12 \cdot 10^{10}$	2358	$4.6 \cdot 10^{-8}$
TSA = 3024 KC	$43 < T_n < 55$ MeV	$6 \cdot 10^{10}$	1221	$2.0 \cdot 10^{-8}$

La figure 11 représente la courbe cinématique  $T_n$  en fonction de  $T_p'$  obtenue dans l'expérience de la mesure du bruit de fond. Le trait indique la cinématique telle qu'on la calcule pour  ${}^2C({}^2\pi, p, n) \rightarrow C$  lorsque le noyau  ${}^2C$  est dans son état fondamental. On voit bien que la détermination de l'énergie cinétique des neutrons est incorrecte dans cette expérience, puisque les points de mesures sont nettement en-dessous de la région où ils devraient figurer dans cet histogramme. (Une énergie cinétique trop petite provient bien de la sous-estimation de la distance parcourue pendant le temps de vol mesuré).

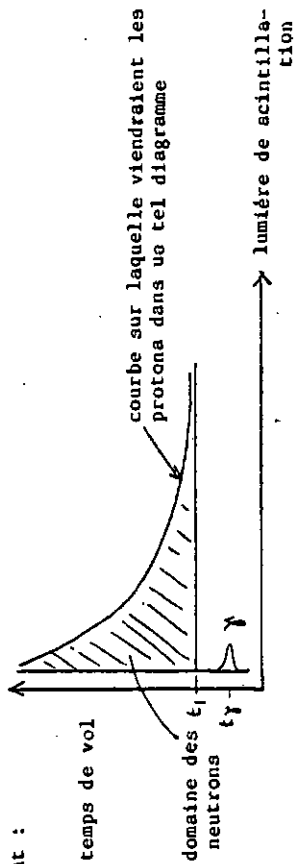
Sur le tableau précédent, on voit que le taux de comptage d'une expérience dépend sensiblement du domaine cinématique où elle a été faite. En outre, dans le chapitre consacré aux résultats de l'analyse des mesures, on verra que ceci est aussi le cas du spectre d'énergie d'excitation du noyau résiduel. C'est pourquoi il n'y a de sens de comparer de tels spectres que s'ils correspondent au même domaine d'énergie en  $T_p'$ .

Cette précaution a été prise pour comparer les résultats de l'expérience de mesure du bruit de fond avec le spectre d'excitation obtenu dans une mesure normale. Cette comparaison sera faite un peu plus loin dans ce paragraphe (voir fig. 13).

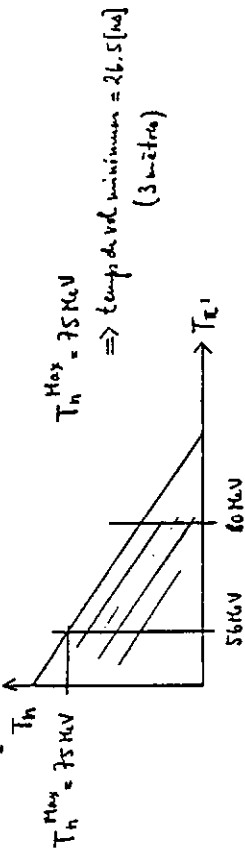
Jusqu'ici il a été question de la présence et de l'identification du bruit de fond dans les mesures ( ${}^2\pi, p, n$ ). Dans ce qui suit, il sera question des coupures que l'on peut faire lors de l'analyse des mesures pour essayer d'éliminer ce bruit de fond.

L'étude du diagramme (temps de vol) - (lumière de scintillation) pour les événements coïncidents sans signal VETO est bien plus difficile que dans le cas des particules chargées. Les neutrons produisent aussi un signal dans le plastique scintillateur, mais indirectement, par l'entremise des protons de recul avec lesquels ils font des collisions dans le plastique. De plus, un neutron ne donnera pas toute son énergie cinétique au proton lors d'une telle collision, et certains neutrons pourront même traverser toute l'épaisseur du détecteur sans avoir interagi du tout.

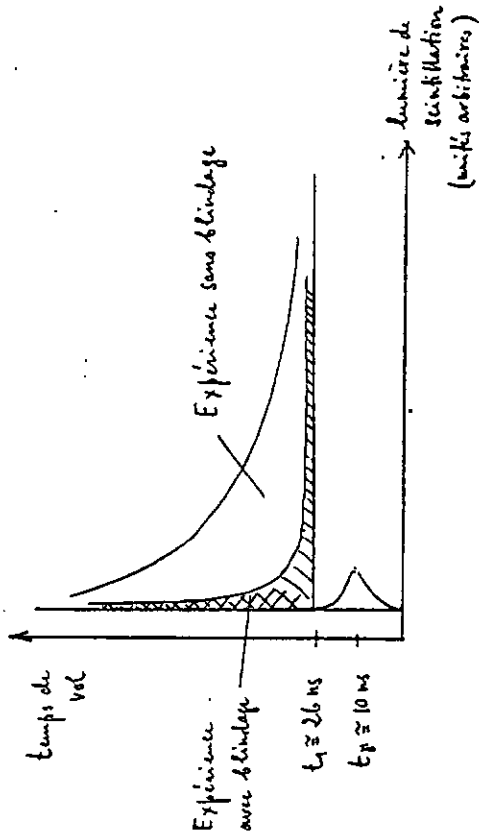
Par conséquent, un neutron d'énergie cinétique donnée ne produira pas dans le plastique une quantité de lumière univoquement déterminée, mais on sait qu'il pourra produire au plus la même lumière qu'un proton de même énergie. C'est pourquoi, dans le diagramme (temps de vol) - (lumière) les points représentatifs correspondant aux neutrons ne s'aligneront pas sur une courbe mais occuperont une surface comme le montre le schéma suivant :



Ce schéma montre aussi le domaine où se localisent les scintillations dues aux  $\gamma$  émis par la cible, provenant de la réaction ( ${}^2\pi, p, \gamma$ ). Ces  $\gamma$  peuvent être très clairement distingués des neutrons par leur temps de vol égal à  $t_1 = 10$  [ns] sur une distance de 3 mètres. D'autre part, le domaine des neutrons est limité inférieurement par une droite horizontale en  $t = t_1$ . Ce temps  $t_1$  peut être calculé pour chaque expérience; il correspond au temps de vol des neutrons les plus rapides du domaine cinématique sur lequel se font les mesures. Pour la mesure  ${}^2C({}^2\pi, p, n) \rightarrow C$ ,  $\theta_p = 115^\circ$   $\theta_n = 25^\circ$ ,  $t_1$  se calcule à 26.5 ns :



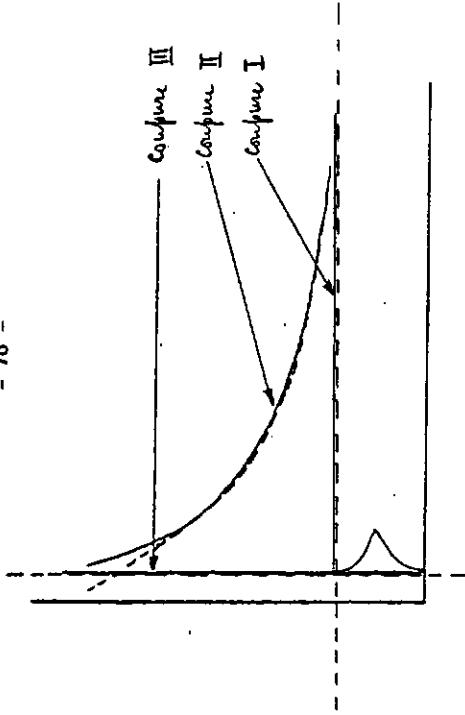
Ceci peut se voir sur la figure 12a qui représente l'histogramme (temps de vol) - (lumière) dans le cas de l'expérience mentionnée. La figure 12b représente le même histogramme pour la mesure du bruit de fond faite avec le blindage :



A cause du blindage entre cible et détecteur, il n'y a pas de rayons gamma détectés. D'autre part, dans cette mesure, tous les temps de vol plus grands que  $t_1$  sont à peu près également représentés. (Chemins parcourus par les neutrons déviés sont de longueurs très variables.) De plus, ces neutrons produisent peu de lumière dans les barreaux scintillateurs (neutrons déviés ont perdu de l'énergie cinétique lors des collisions). Ces deux dernières remarques expliquent pourquoi les neutrons de la mesure du bruit de fond viennent dans un domaine plus restreint, dans le plan (temps de vol) - (lumière), que pour une mesure normale.

Lors de l'analyse des mesures, de nombreux essais de coupures du bruit de fond ont été tentés, en utilisant différents critères critères dans le plan (temps de vol) - (lumière). En particulier, il a semblé que l'élimination des événements dans le domaine hachuré (schéma précédent) aidait à améliorer la résolution dans certains cas. Toutefois, de telles coupures se sont révélées impraticables, ne serait-ce que parce qu'elles éliminent aussi une proportion très importante (et inconnue) de bons événements.

Il a fallu se restreindre à faire les 3 coupures suivantes :



Coupure I : Elle se justifie par l'argument déjà présenté ici : par la cinématique, on sait quelle est l'énergie maximale (temps de vol  $t_1$  min.) que peuvent avoir les neutrons dans une expérience donnée.

Coupure II : C'est une courbe exponentielle qui a été déterminée grâce à la "branche des protons" détectés dans la même expérience. La coupure II se justifie car on sait qu'un neutron d'une certaine énergie produit au maximum autant de lumière qu'un proton de même énergie.

Coupure III : Elle revient à mettre un seuil sur les ADC, correspondant à la lumière 0.6 MeV électron. Ainsi qu'il a été discuté dans le chapitre sur le dispositif expérimental, c'est pour ce seuil ADC que l'efficacité du détecteur est connue pour les neutrons.

L'expérience du blindage décrite plus haut a permis de mesurer le bruit de fond pour  $^{13}\text{C}(\pi^+\text{n})^{13}\text{C}$ ,  $\theta_1 = 115^\circ$ ,  $\theta = 25^\circ$  et  $50 \leq T_n \leq 64$  MeV. Le nombre de coups détectés dans cette mesure est suffisant pour dresser un spectre d'excitation et le comparer aux résultats de la mesure sans blindage, faite dans le même domaine. Les figures 13a et 13b représentent ces deux spectres. Ils ont été dessinés avec la même normalisation relative et à la même échelle, bien que l'échelle verticale soit en unités arbitraires. En comparant les surfaces des deux spectres, on peut estimer que le bruit de fond constitue le 38% du nombre de coups total.



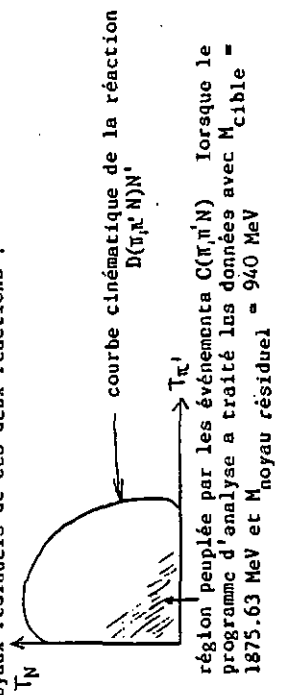
Après les avoir ainsi dessinés, il est intéressant de soustraire l'un à l'autre et de comparer le résultat à celui obtenu en appliquant les coupures I, II, III aux mesures faites sans blindage. Cette comparaison est faite sur la figure 14, où le spectre en trait plein représente le résultat acquis avec les coupures I, II, III, et le spectre en pointillé celui obtenu en soustrayant directement le bruit de fond mesuré. En comparant la différence de leurs surfaces à celle du graphe 13b, on peut déterminer que les coupures I, II, III éliminent la moitié environ du bruit de fond. En outre, c'est dans le domaine des grandes énergies d'excitation (correspondant à des petites énergies du pion sortant) que l'élimination du bruit de fond se fait le moins efficacement.

Puisque le bruit de fond a pour origine la réaction  $(\pi, n^+n)$  elle-même (événements où le neutron part dans une direction quelconque après la réaction), l'intensité de ce bruit de fond dépend directement de la section efficace de réaction  $(\pi, n^+n)$ . Par conséquent, les proportions citées plus haut (~ 40% de bruit de fond; ~50% du bruit éliminés par les coupures I, II, III) resteront les mêmes quels que soient les angles.

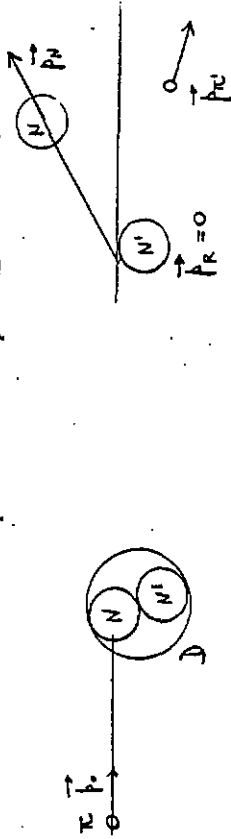
C. Le cas des mesures sur deutérium (cible  $C_D$ )

Les mesures de la réaction  $D(\pi, n^+p)n$  et  $D(\pi, n^+n)p$  ont pu se faire avec une résolution bien meilleure que les mesures sur carbone 12 et 13.

La discrimination entre les différentes particules chargées s'est faite de la même façon. (Outre les protons, il y avait des deutons de recul de la diffusion deux corps  $\pi^-d$ .) Les protons et neutrons provenant de la cassure du carbone dans la cible ( $CD_2$ ) ont pu être complètement et proprement éliminés, car les cinématiques des réactions  $d(\pi, n^+n)$  et  $C(\pi, n^+n)$  sont très divergentes, étant donné les différences de masse entre les noyaux cible et les noyaux résiduels de ces deux réactions :



D'autre part, les mesures  $D(\pi, n^+n)p$ , où un neutron était détecté en coïncidence avec le pion, n'ont pas été affectées par les "neutrons indirects", comme c'était le cas des mesures sur carbone. Ceci peut se comprendre dans la cadre du modèle de l'approximation d'impulsion pour la réaction (modèle de I.A. est décrit dans le chapitre sur la cinématique). En effet, le deuton est essentiellement dans un état S, et selon le modèle I.A., le nucléon résiduel aura une impulsion nulle après la réaction :



Les impulsions  $\vec{p}_\pi$ ,  $\vec{p}_N$  et  $\vec{p}_{N'}$  seront dans le même plan, et la coïncidence entre le pion et le neutron détectés éliminera naturellement les événements  $(\pi, n^+n)$  dont la cinématique ne se passe pas dans le plan horizontal.

Ceci n'est pas le cas de la réaction sur carbone, où le noyau résiduel peut avoir une grande impulsion de recul et où la cinématique n'est pas coplanaire.

5. La normalisation absolue des mesures. (T.T.N)

La normalisation absolue des mesures permet de déterminer le facteur de proportionnalité qu'il y a entre le nombre d'événements détectés dans une expérience, et la section efficace de la réaction à mesurer.

Ce facteur de proportionnalité dépend de plusieurs termes; la plupart d'entre eux (tel que le nombre de noyaux cible, l'efficacité des chambres à fils, le nombre de pions dans le faisceau incident, etc.) doivent être déterminés pour chaque expérience particulière. Toutefois, il en est un qu'il faut déterminer une fois pour toute, et qui fait l'objet d'une mesure préalable, c'est "l'angle solide effectif" du spectromètre :

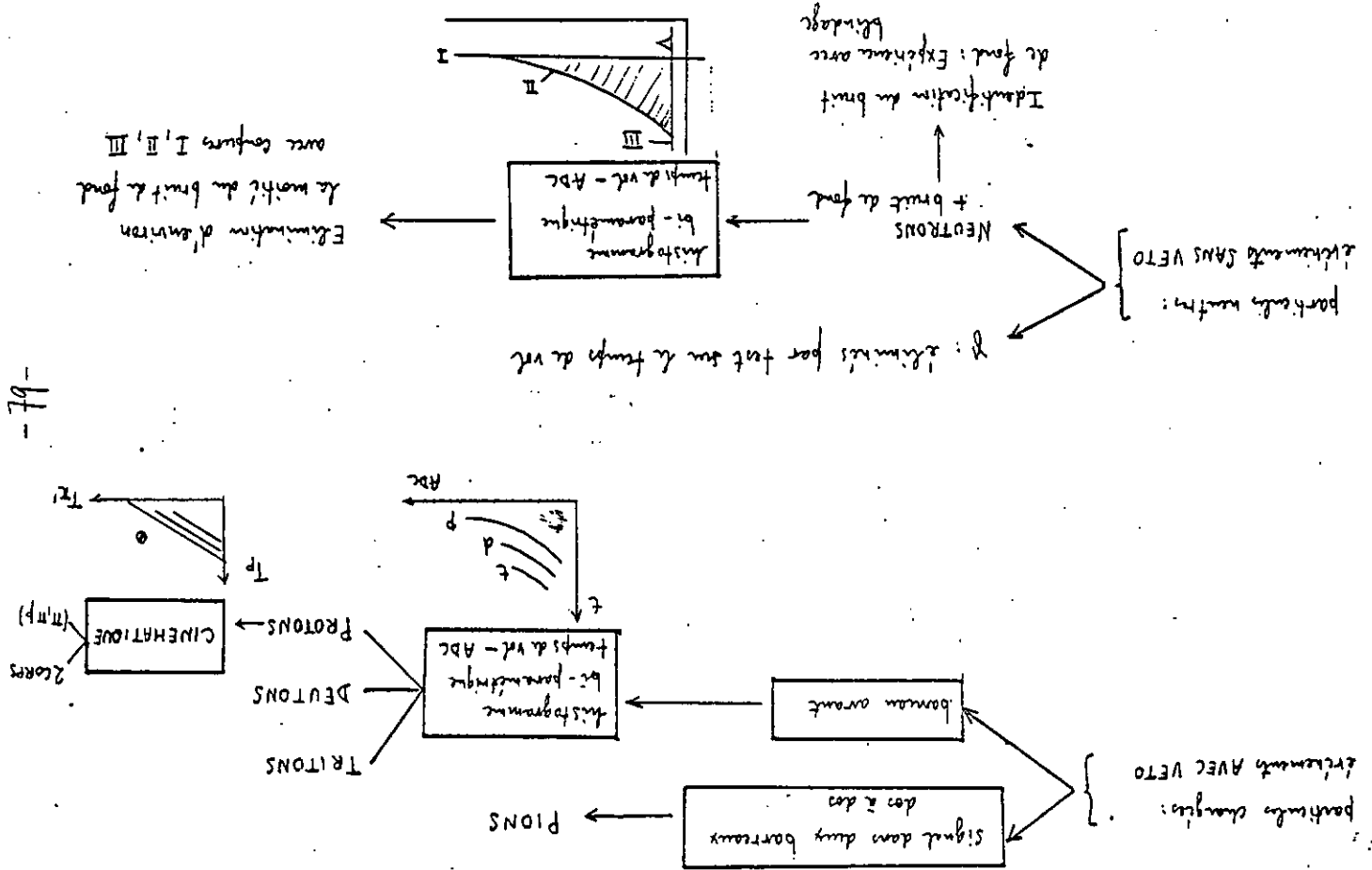
$$\Delta \Omega_{\text{spectro}}^{\text{eff}} = \Delta \Omega_{\text{spectro}}^{\text{geom}} * F$$

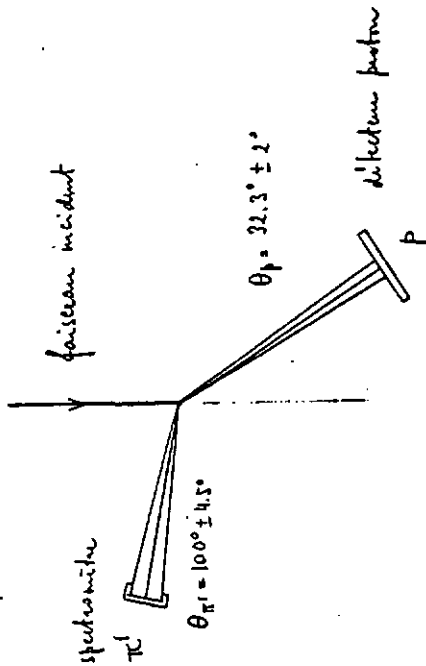
$\Delta \Omega_{\text{spectro}}^{\text{geom}}$  = angle solide du spectromètre vu depuis la cible.  
 Il dépend de la distance de la cible au quadrupôle Q1A4 et des dimensions de l'entrefer de celui-ci.  
 On sait qu'il vaut 15 msr.

F = facteur qui dépend de l'efficacité globale du système de détection (électronique du faisceau, du spectromètre et du bras neutron).

La détermination du facteur F, qui revient à faire une calibration du dispositif expérimental, est basée sur la mesure d'une section efficace connue par ailleurs. De plus, il est important de faire de telles mesures de calibration plusieurs fois pendant toute la durée de la période de faisceau, afin de s'assurer que l'efficacité globale du système reste constante.

Dans le cadre de ce travail, l'expérience de calibration était une mesure de la section efficace de diffusion  $\pi^-$  sur proton, à 150 MeV et  $\theta_{\text{lab}} = 100^\circ$ . Le proton de recul dans ce processus à deux corps était détecté dans les barreaux scintillateurs en coïncidence avec le pion dans le spectromètre. De plus, l'angle solide du détecteur nucléon était bien assez large pour recevoir tous les protons correspondant aux pions détectés :





D'après la cinématique deux corps, à des pions diffusés sous un angle  $\theta_{\pi^-} = 100^\circ \pm 4.5^\circ$  (4.5° étant l'acceptance angulaire du spectromètre) correspondent des protons de recul avec  $\theta_p = 32.3^\circ \pm 2^\circ$ . L'ouverture angulaire du détecteur nucléon était de  $\pm 9^\circ$  autour de  $32.3^\circ$ .

Pour cette mesure de diffusion sur hydrogène la cible utilisée était du  $\text{CH}_2$ . Comme il a déjà été mentionné, les protons de recul de la diffusion peuvent être très clairement séparés des protons provenant d'autres réactions sur le carbone pas des tests portant sur la cinématique.

Le nombre d'événements coincidence détectés dans une telle expérience de calibration est donnée par l'expression :

$$(1) N^{\text{cal}} = N_0 \cdot n_{\text{c}}^{\text{cal}} \cdot \left( \frac{d\sigma}{dR} \right)^{\text{cal}} \cdot \Delta\Omega_{\text{hydro}} \cdot \eta_{517} \cdot \text{Acc}(\text{T}_\pi) \cdot \text{Eff}$$

$N^{\text{cal}}$  = nombre d'événements détectés dans l'expérience de calibration  
 $n_{\text{c}}^{\text{cal}}$  = nombre de pions incidents pendant cette expérience  
 $n_{\text{t}}^{\text{cal}}$  = nombre de protons cible (dépend de la position de la cible  $\text{CH}_2$ )

$$\left( \frac{d\sigma}{dR} \right)^{\text{cal}} = 0.8135 \text{ [mb/sr]} \quad \text{réf. 16}$$

$\Delta\Omega_{\text{spectro}}^{\text{eff}}$  = angle solide effectif du spectromètre

$\eta_{567}$  = efficacité des chambres  $\text{C}_5$ ,  $\text{C}_6$  et  $\text{C}_7$

$\text{Acc}^{\text{cal}}(\text{T}_\pi)$  = Acceptance du spectromètre dans cette expérience

$\text{Eff}$  = Efficacité du détecteur nucléon; pour les protons elle vaut 1.

Le champ TSA était choisi tel que les pions, d'énergie bien déterminée, soient détectés au centre du plan focal du spectromètre. Par conséquent, dans l'acceptance  $\text{Acc}^{\text{cal}}(\text{T}_\pi)$  n'intervient que le facteur de décomposition des pions  $\eta_{\pi} = \exp(-134.25/p_{\pi'}) = 0.48$  dans ce cas.

Des expériences de calibration faites au long de la période de faisceau indiquaient bien que le facteur F restait constant. Par exemple, pendant la durée des mesures, en automne 1982, il valait 1/3 et sa variation était de 3% (erreur statistique des mesures).

Dans une mesure de la réaction  $(\pi^-\text{p})\text{N}$  le nombre de pions d'énergie comprise entre  $\text{T}_{\pi'}^{\text{cal}}$  et  $\text{T}_{\pi'}^{\text{cal}} + \Delta\text{T}_{\pi'}$ , détectés en coïncidence avec un nucléon est donné par :

$$(11) N = N_0 \cdot \eta_{\text{c}} \cdot \frac{\lambda^3 \sigma}{\Delta\Omega_{\text{p}} \Delta\Omega_{\text{N}} \Delta\text{T}_{\pi'}} \cdot \Delta\Omega_{\text{hydro}} \cdot \Delta\Omega_{\text{N}} \cdot \Delta\text{T}_{\pi'} \cdot \eta_{517} \cdot \text{Eff} \cdot \text{Acc}(\text{T}_{\pi'})$$

$\frac{\lambda^3 \sigma}{\Delta\Omega_{\text{p}} \Delta\Omega_{\text{N}} \Delta\text{T}_{\pi'}}$  est la section efficace à mesurer

$N$  = nombre d'événements  $(\pi^-\text{p})\text{N}$  détectés (dans un seul barreau ou dans tout le détecteur, selon la précision que l'on veut avoir sur  $\theta_{\text{N}}$ )

$N_0$  = nombre de pions incidents pendant l'expérience

$n_{\text{target}}^{\text{eff}}$  = nombre de noyaux cible (dépend de la position de la cible)

$\Delta\Omega_{\text{spectro}}^{\text{eff}}$  = angle solide effectif du spectromètre, le même que dans l'expérience de calibration

$\Delta\Omega_{\text{N}}$  = angle solide du détecteur nucléon

$\Delta\text{T}_{\pi'}$  = tranche d'énergie du pion détecté

$\eta_{567}$  = efficacité des chambres à fils  $\text{C}_5$ ,  $\text{C}_6$  et  $\text{C}_7$

$\text{Eff}$  = efficacité des barreaux pour la détection des nucléons :

$\text{Eff} = 1$  pour les protons

$\text{Eff} = 0.16$  pour les neutrons (c.f. chapitre sur dispositif expérimental)

$\text{Acc}(\text{T}_{\pi'})$  = Acceptance effective du spectromètre. Elle est fonction de  $\text{T}$  et est donnée par le produit  $\text{Acc}^{\text{geom}}(\text{T}_{\pi'}) \cdot \exp(-134.25/p_{\pi'})$  (c.f. § 3).

En faisant le rapport entre les expressions (i) et (ii) on obtient le facteur de proportionnalité entre la section efficace à mesurer et le nombre d'événements détectés :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_N d\Omega_N dT_N} = N_k \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{cal} \frac{1}{N^{cal}} \frac{n_{\text{cible}}^{cal}}{n_{\text{cible}}^{exp}} \frac{[N_0 \cdot h_{\text{sc}}]^{cal}}{[N_0 \cdot h_{\text{sc}}]^{exp}} \frac{A_{\text{cc}} \cdot h_{\text{v}}^{cal}}{A_{\text{cc}}(T_N)} \frac{1}{\text{Eff}} \frac{d\Omega_N dT_N}{\Delta\Omega_N \Delta T_N}$$

Cette dernière expression est bien de la forme :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_N d\Omega_N dT_N}(\theta_N, \theta_N, T_N) = k \frac{N}{A_{\text{cc}}(T_N)}$$

où  $k$  est une constante qui doit être calculée pour chaque expérience et  $N/A_{\text{cc}}$  est le nombre d'événements détectés, pondéré par l'acceptance du spectromètre.

De façon rigoureuse,  $N$  devrait être le nombre de nucléons détectés à l'intérieur d'un angle solide infinitésimal, mais pratiquement, la statistique est assez faible pour qu'il faille sommer les événements détectés sur l'ensemble du détecteur.

Par exemple, dans le chapitre sur les résultats de l'expérience, lorsque la section efficace est représentée graphiquement en fonction de l'énergie du pion sortant, les événements détectés dans les 10 barreaux du détecteur sont sommés ensemble, et la grandeur représentée est donnée par une intégrale :

$$\int_{\Delta\Omega_N} \frac{d^3\sigma}{d\Omega_N d\Omega_N dT_N} d\Omega_N$$

où  $\Delta\Omega_N$  est l'angle solide sous-tendu par le détecteur vu depuis la cible.

De même, une distribution angulaire des nucléons sera obtenue par intégration sur l'énergie du pion sortant :

$$\int_{\Delta T_N} \frac{d^3\sigma}{d\Omega_N d\Omega_N dT_N} dT_N$$

où  $\Delta T_N$ , déterminée par la courbe d'acceptance du spectromètre, est le domaine en énergie sur lequel se sont faites les mesures.

Précision de la normalisation absolue

La précision avec laquelle la normalisation absolue des mesures peut se faire est différente pour les protons que pour les neutrons, étant donné que l'efficacité de détection des neutrons n'est connue elle-même qu'à 20%. De plus, le bruit de fond qui contamine les mesures ( $\Pi^+n$ ) n'est éliminé complètement par les coupures I, II, III que pour les neutrons p. Les résultats sur neutrons se seront présentés dans le chapitre prochain qu'à titre indicatif.

L'expression indiquée plus haut, qui relie la section efficace au taux de comptage, permet de faire le bilan des différentes sources d'erreur dans l'estimation du facteur de proportionnalité :

1°/ Erreur due à l'acceptance du spectromètre (c.f. figure 7)

2°/ " " " "  $N^{cal} : N^{cal} \times 1000 =$  erreur de 3%

3°/ " " " "  $h$  567 : elle intervient deux fois et dépend directement des taux de comptage des expériences ( $\Pi^+N$ ) et  $\Pi^+p$ . On peut la fixer à  $2 \times 3\% = 6\%$

4°/ Pour les neutrons, l'efficacité du détecteur vaut  $0.16 \pm 20\%$

" " protons, " " " " 1.0  $\pm$  0%

5°/ Erreurs sur  $n_{\text{target}} \cdot \Delta\Omega_N \cdot \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{cal}$ ,  $N_0$  sont négligeables.

On peut sommer ces différentes erreurs relatives pour obtenir celle sur la normalisation absolue :

protons (s) et (p) :  $3\% + 6\% \approx 10\%$   
 neutrons (p) :  $3\% + 6\% + 20\% \approx 30\%$

Remarque sur la normalisation absolue d'autres spectres

Une fois connue la méthode de calculer la normalisation absolue du spectre en  $T_N$ , la normalisation d'un autre spectre (par exemple un spectre d'énergie d'excitation obtenu dans la même expérience) se fait en comparant leur intégrale qui doit être proportionnelle au nombre total d'événements détectés :

Nombre total d'événements détectés pendant l'expérience :  $N$  proportionnel à :

$$N = K \iiint_{\Delta E_x \Delta E_y \Delta T_N} \frac{\lambda^3 \sigma}{\Delta E_x \Delta E_y \Delta T_N} (\theta_N', \theta_N, T_N) \Delta E_x \Delta E_y \Delta T_N \left( \frac{\lambda^2 \sigma}{\Delta E_x \Delta T_N} \right) \Delta E_x \Delta T_N \cdot I$$

*petit angle solide du spectromètre*

$$N = K \iiint_{\Delta E_x \Delta E_y \Delta E_N} \frac{\lambda^2 \sigma}{\Delta E_x \Delta E_y \Delta E_N} (\theta_N', \theta_N, E_x) \Delta E_x \Delta E_y \Delta E_N \left( \frac{\lambda^2 \sigma}{\Delta E_x \Delta E_N} \right) \Delta E_x \Delta E_N \Delta E_N$$

dans les deux intégrales ci-dessus, qui sont toutes deux égales à  $N$ , il intervient :

- $K$  : facteur de proportionnalité qui dépend du nombre de pions incidents, du nombre de noyaux cible, de l'efficacité du système de détection, etc.
- $\Delta \Omega_{\pi'}$  : l'angle solide du spectromètre, vu depuis la cible
- $\Delta \Omega_N$  : " " détecteur nucléon, vu depuis la cible
- $\Delta T_N$  : l'acceptance en énergie du pion pendant cette mesure
- $\Delta E_x$  : le domaine d'énergies d'excitation possibles pour le noyau résiduel :  
Ex 50 MeV.

Pratiquement, ces deux intégrales se calculent en faisant des sommes discrètes à partir des histogrammes.

Figures du chapitre sur L'ANALYSE DES MESURES

Fig. 1 :

Erreur  $\Delta T$  sur l'énergie cinétique d'un nucléon en fonction de  $T$  cette énergie cinétique, en supposant que l'erreur sur la mesure du temps de vol est  $\Delta t = 1$  ns.

Fig. 2 :

Position de la cible (en réflexion) pour l'expérience  $^{12}C(\pi, \pi^+N)$   $\theta_C = 115^\circ$ ,  $\theta_N = 25^\circ$ .

Fig. 3 :

Position de la cible (en transmission) pour l'expérience  $^{12}C(\pi, \pi^+N)$   $\theta_C = 55^\circ$ ,  $\theta_N = 45^\circ$ .

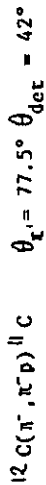
Fig. 4a :

Energie cinétique du pion après la réaction ( $\pi, \pi^+N$ ) en fonction de son énergie à la détection. Les corrections pour pertes d'énergie ont été calculées avec les tables du "TRIUMPH Kinematical Handbook". Calculs faits pour la cible en transmission, c.f. fig. 3.

Fig. 4b :

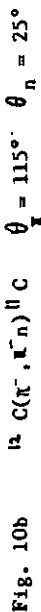
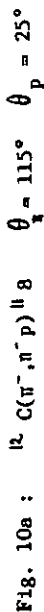
Energie cinétique du proton après la réaction ( $\pi, \pi^+N$ ) en fonction de son énergie à la détection. Les corrections pour pertes d'énergie ont été calculées avec les tables du "TRIUMPH Kinematical Handbook". Calculs faits pour la cible en transmission, c.f. fig. 3. Les calculs tiennent compte des pertes d'énergie du proton dans l'air et le détecteur veto.

Fig. 9 : Spectre d'énergie d'excitation du noyau résiduel pour la réaction



Le premier pic, dans le domaine des énergies négatives, correspond aux événements deux corps et peuvent être clairement éliminés.

Fig. 10 : Spectres d'énergie d'excitation du noyau résiduel pour les réactions :



Pour les deux spectres, il n'y a pas de correction pour tenir compte de l'acceptance du spectromètre.

Fig. 11 : Expérience avec blindage : énergie cinétique des neutrons en fonction de l'énergie cinétique des pions.

Le trait représente la courbe cinématique que l'on obtient d'habitude dans une expérience aux mêmes angles, sans blindage.

Fig. 12 : Pour les particules neutres, temps de vol (nanosecondes) en fonction de la lumière produite dans les barreaux [unités arbitraires].

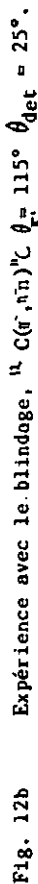


Fig. 5 :  $^{12}\text{C}(\pi^-, \pi^+ p)^{11}\text{B} \quad \theta_{\pi^-} = 115^\circ \quad \theta_p = 25^\circ$

Élargissement de la courbe cinématique (correspondant au niveau fondamental du  $^{11}\text{B}$ ) dû aux pertes d'énergie dans la cible. Les trois points à l'intérieur des enveloppes en traitillé correspondent à des mêmes réactions ayant lieu en amont, au centre, ou en aval de la cible (voir texte). Les barres d'erreurs proviennent du straggling du pion et du proton, et de l'erreur sur la mesure du temps de vol du proton.

Fig. 6 :  $^{12}\text{C}(\pi^-, \pi^+ n)^{11}\text{C} \quad \theta_{\pi^-} = 115^\circ \quad \theta_n = 25^\circ$

Élargissement de la courbe cinématique (correspondant au niveau fondamental du  $^{11}\text{C}$ ) dû aux pertes d'énergie dans la cible.

Les conventions sont les mêmes que pour la figure 5.

Pour les neutrons, il n'y a pas de pertes d'énergie ni de straggling; il n'y a que l'erreur sur la mesure de temps de vol qui intervient.

Fig. 7 : Courbe d'acceptance du spectromètre en fonction de la variation relative de l'impulsion :  $\frac{p-p_0}{p_0}$ .

Fig. 8 : Discrimination entre différents types de particules chargées. Axe vertical : temps de vol des particules [nanosecondes]. Axe horizontal : lumière de scintillation [unités arbitraires].

Le diagramme présenté ici correspond au cas

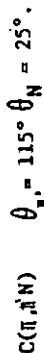


Fig. 13 : Spectre d'excitation du noyau résiduel pour la réaction



Fig. 13a Spectre obtenu sans blindage; aucune coupure de bruit de fond

Fig. 13b Spectre obtenu dans l'expérience avec le blindage.

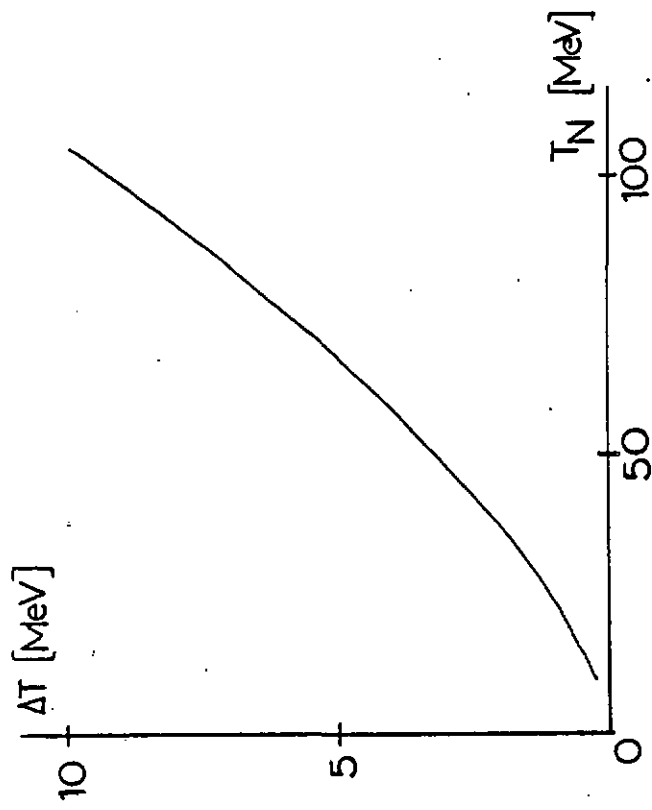


Fig (1)

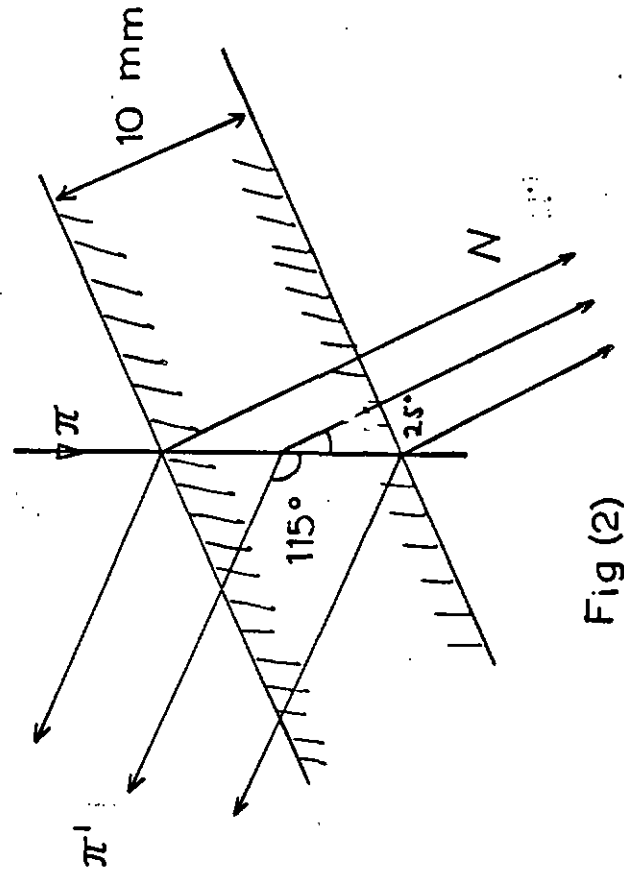


Fig (2)

Fig. 14 : Même spectre que pour figure 13 :

trait plein : obtenu en appliquant les coupures I, II, III à la figure 13a;

trait pointillé : obtenu en soustrayant à la main la figure 13b de la figure 13a.

Fig 4a

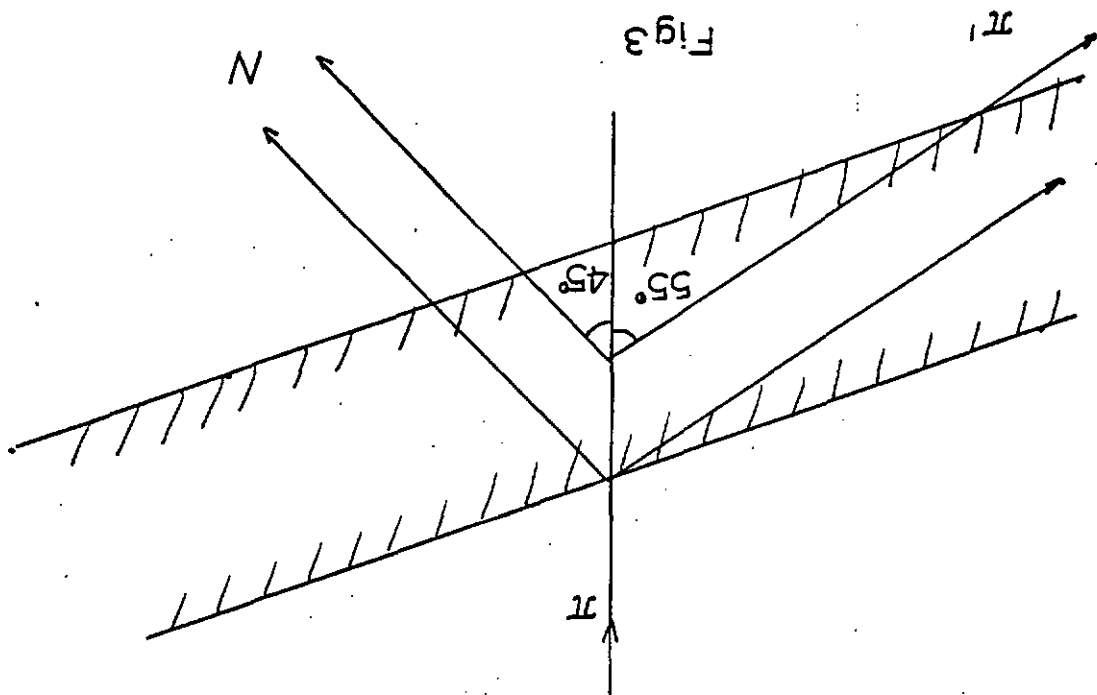
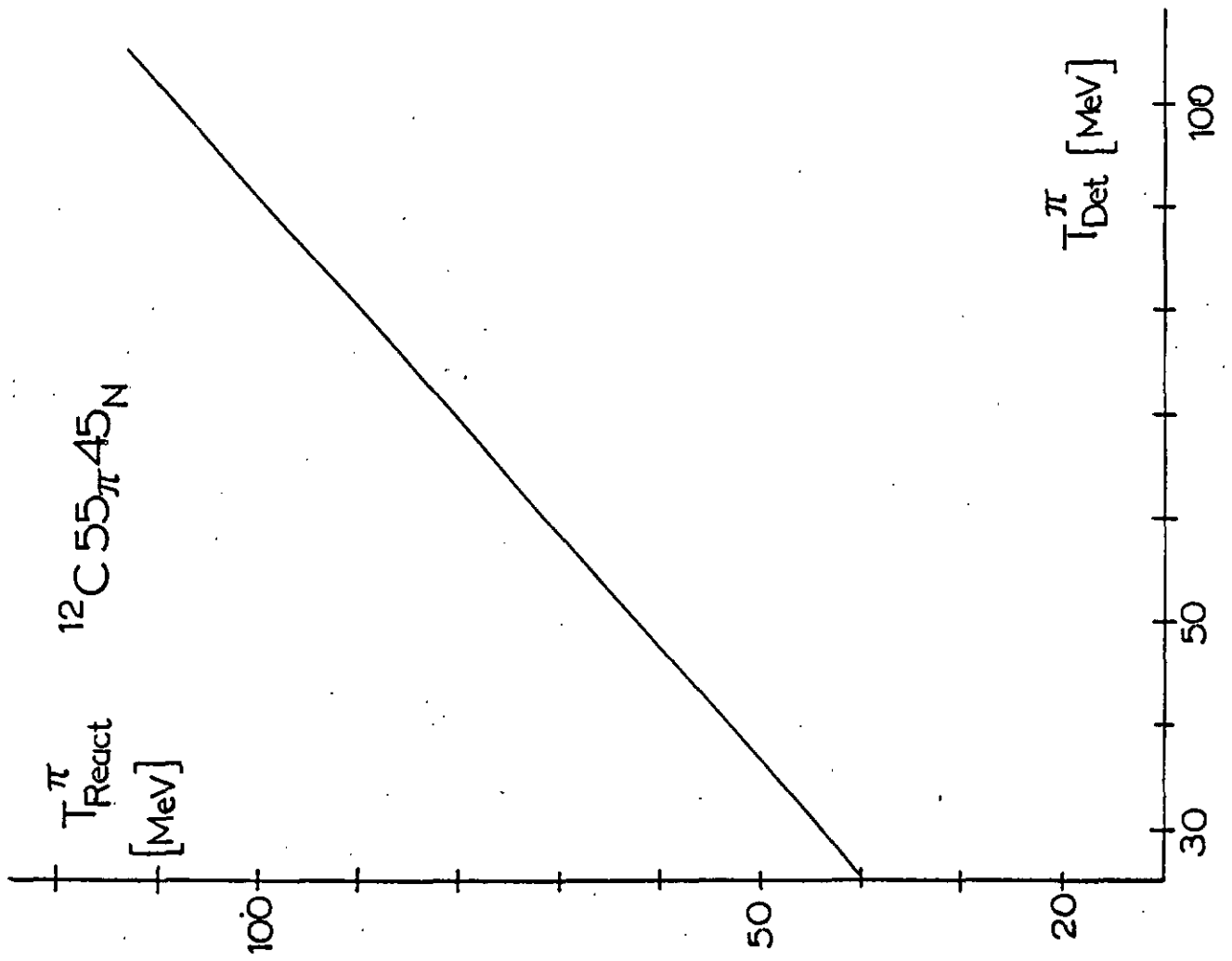




Fig 4b

$^{12}\text{C}55\pi^{-}45\text{N}$

$T_{\text{React}}^{\text{P}}$   
[MeV]

$T_{\text{Det}}^{\text{P}}$  [MeV]

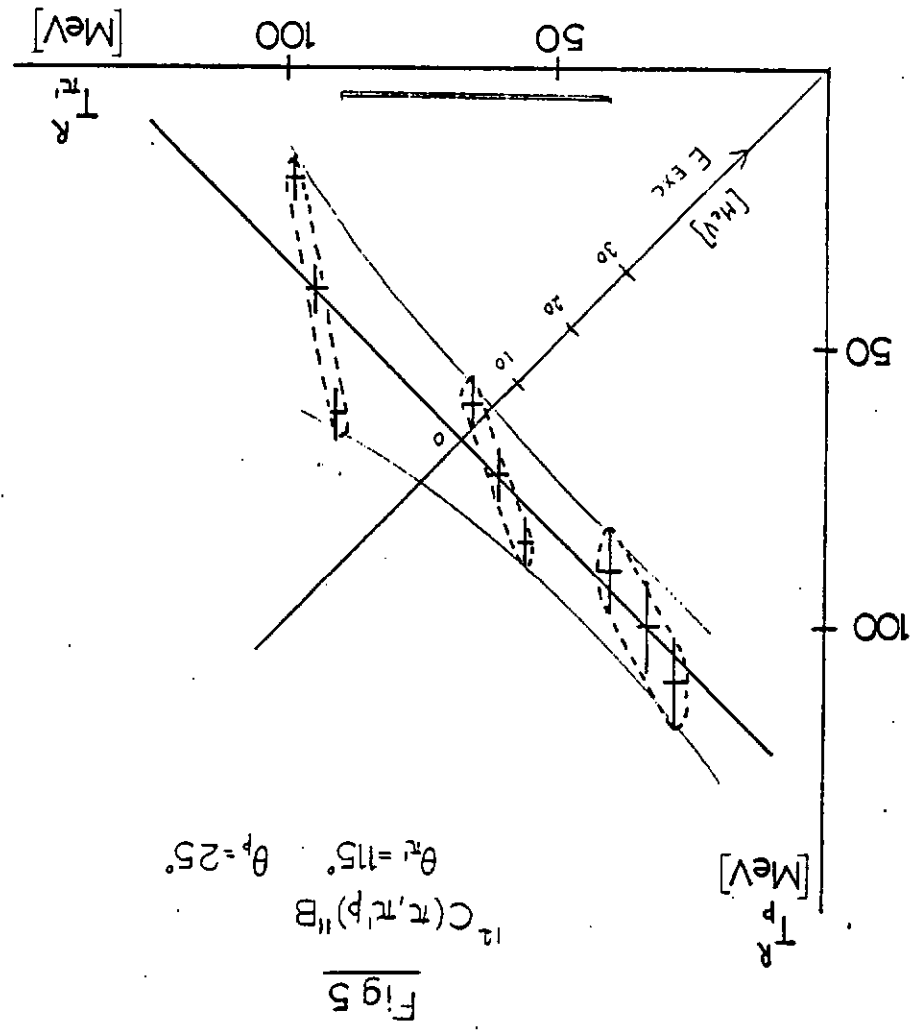
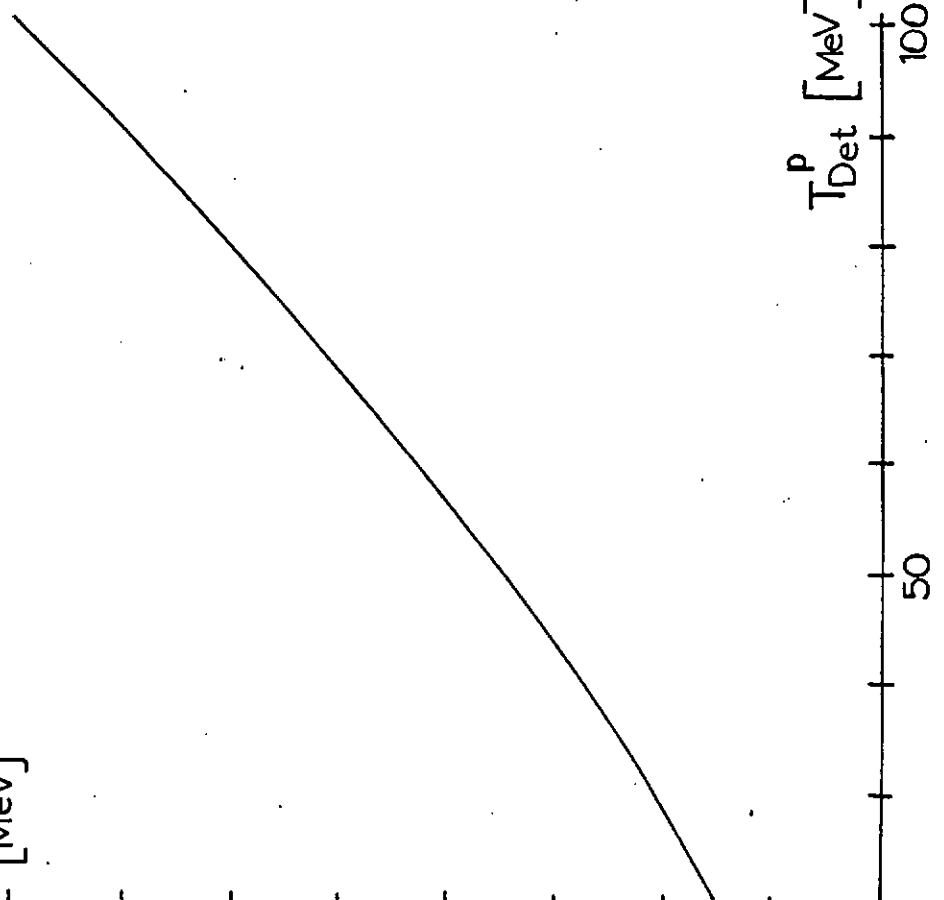


Fig 6

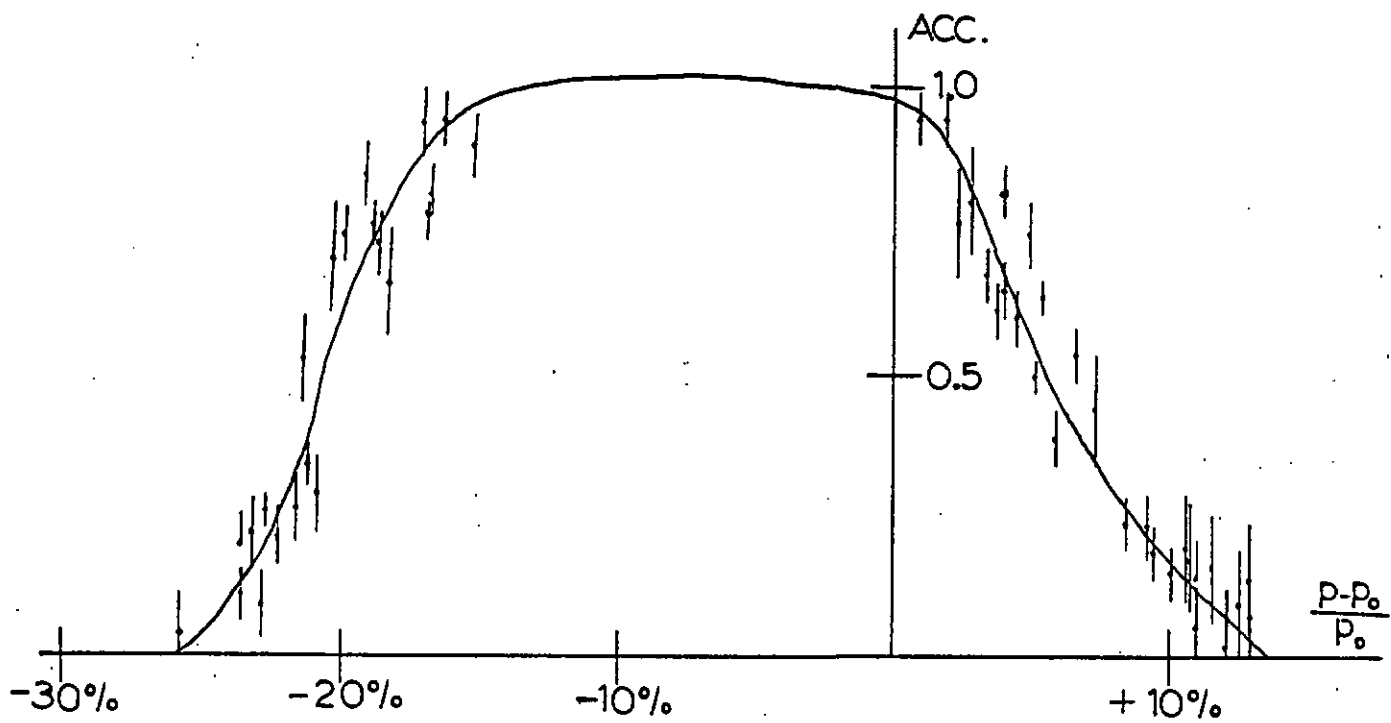
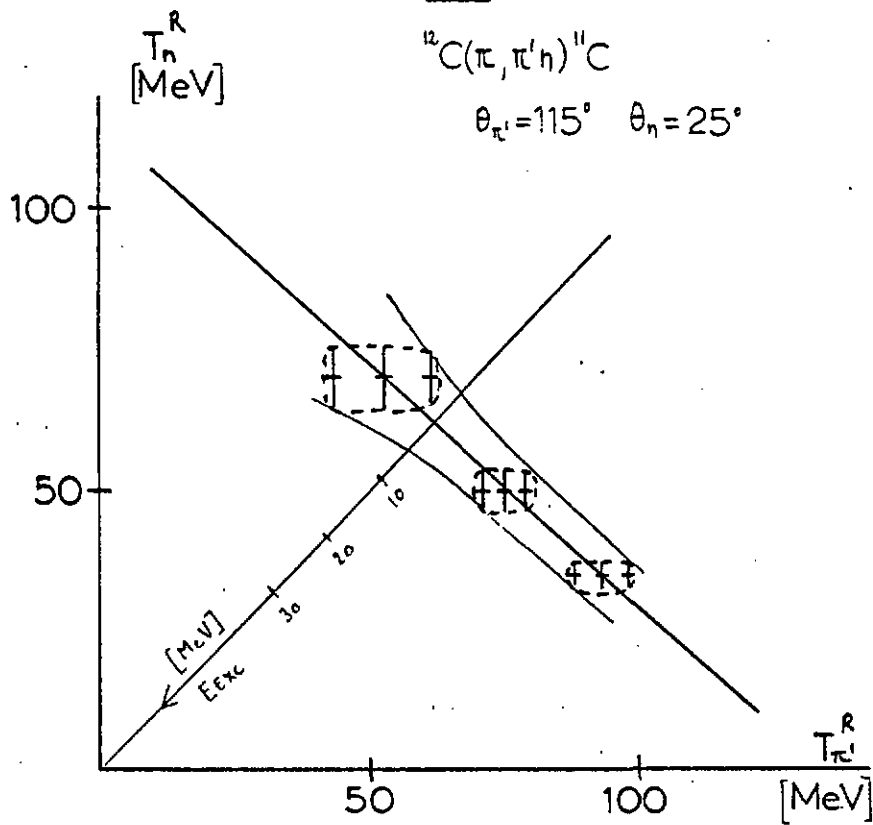
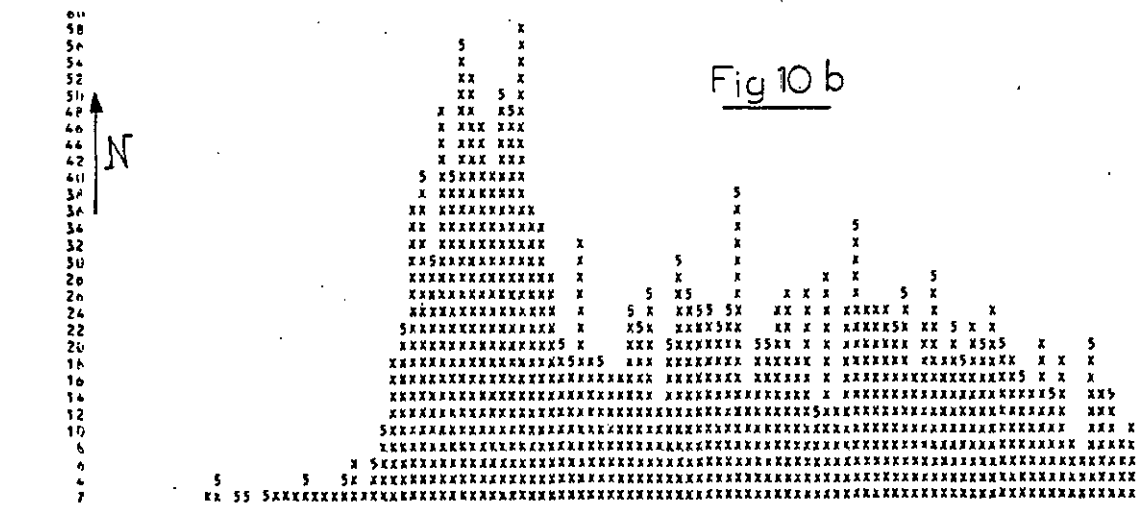
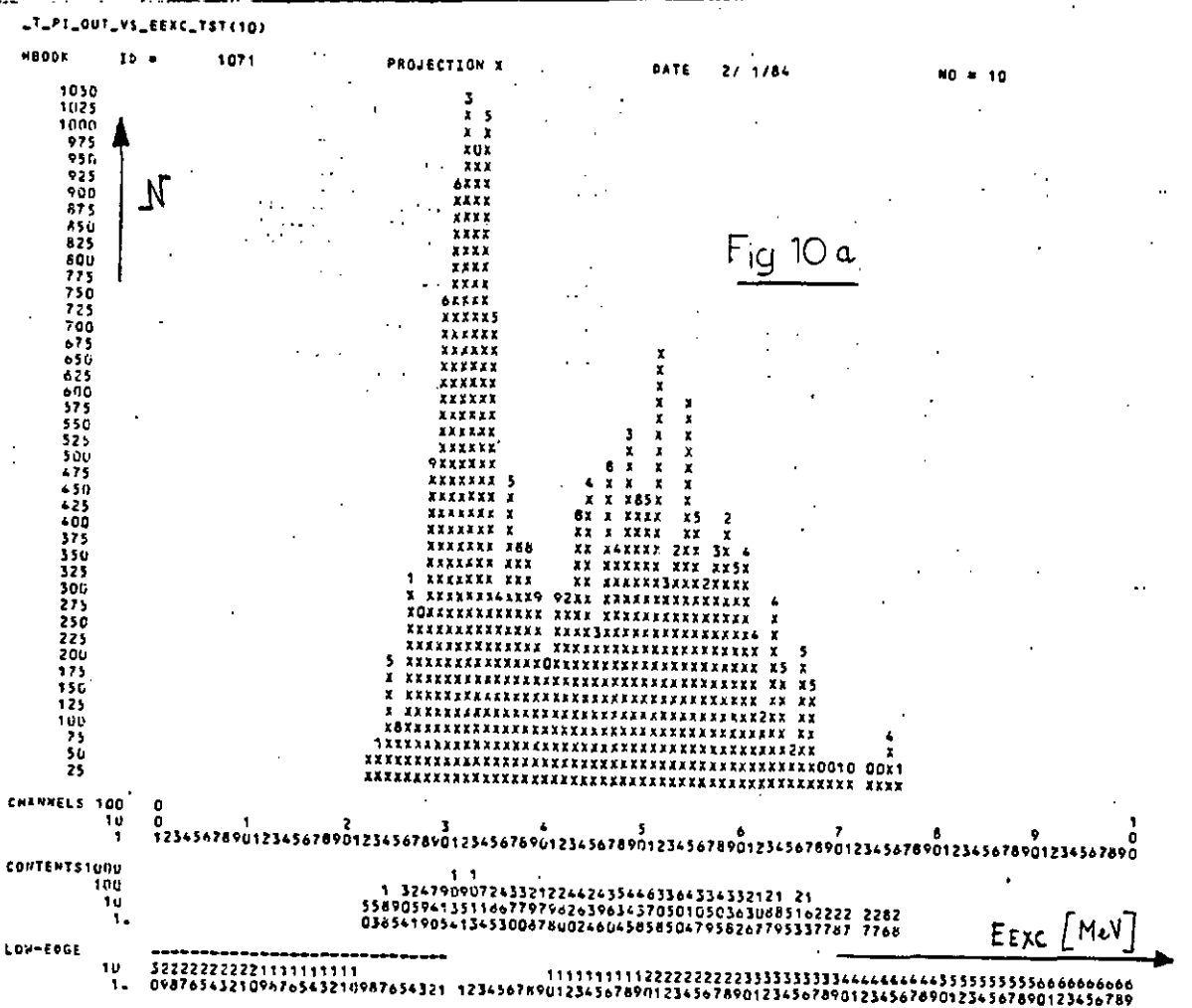


Fig 7



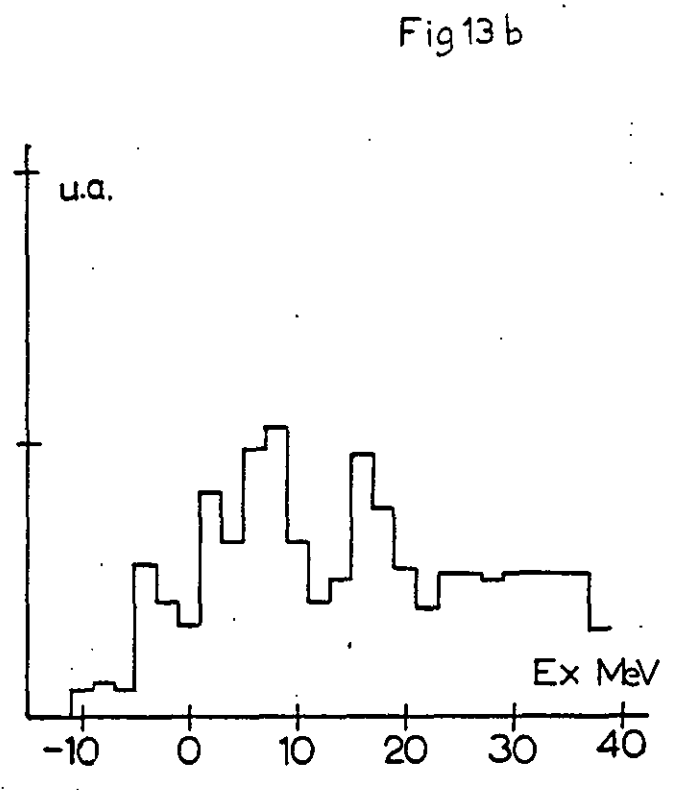
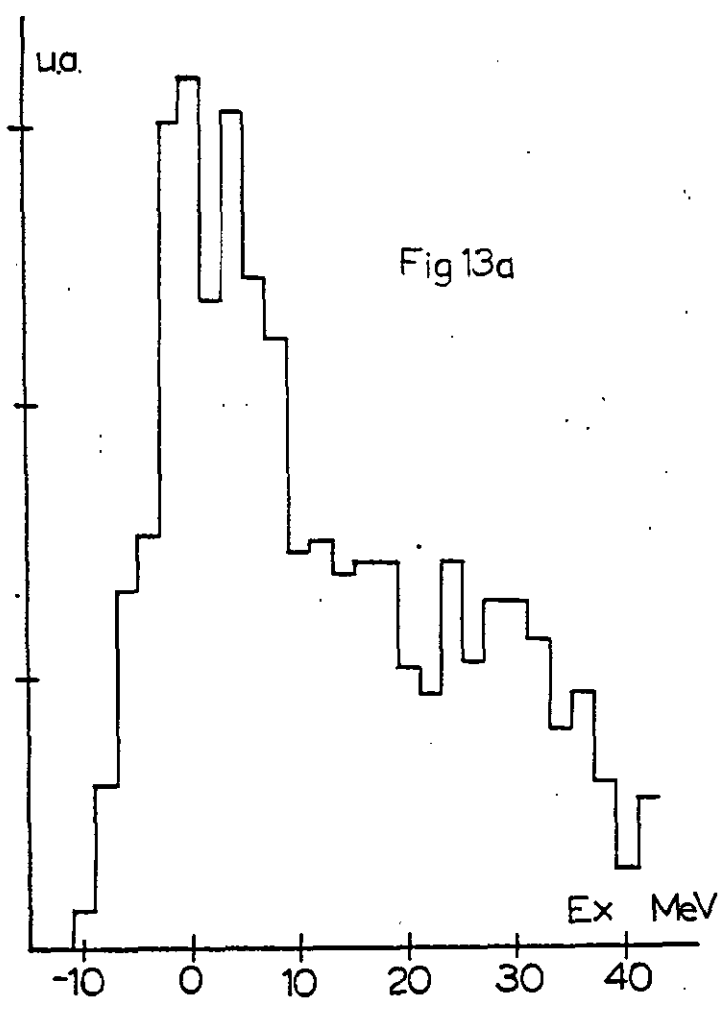
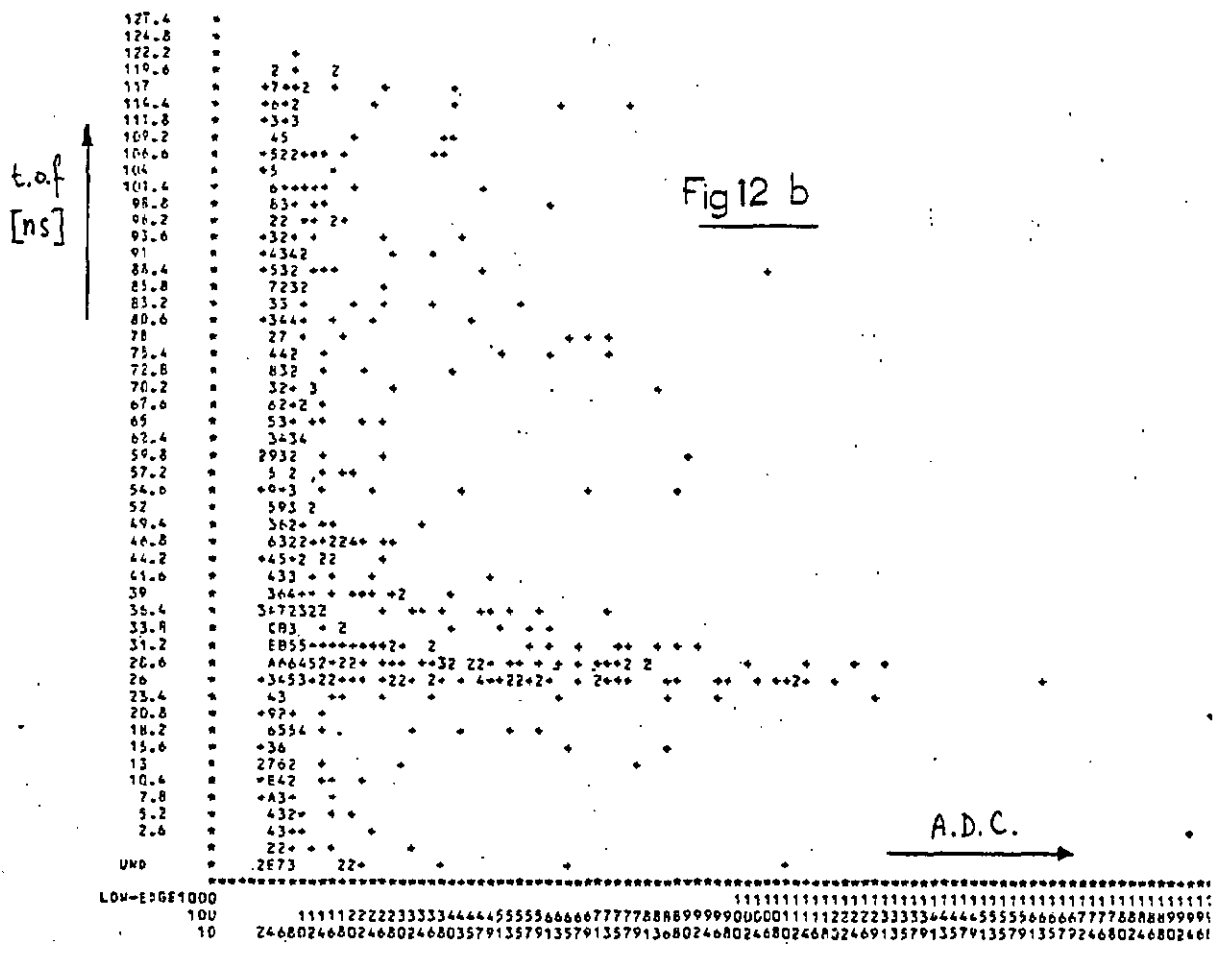


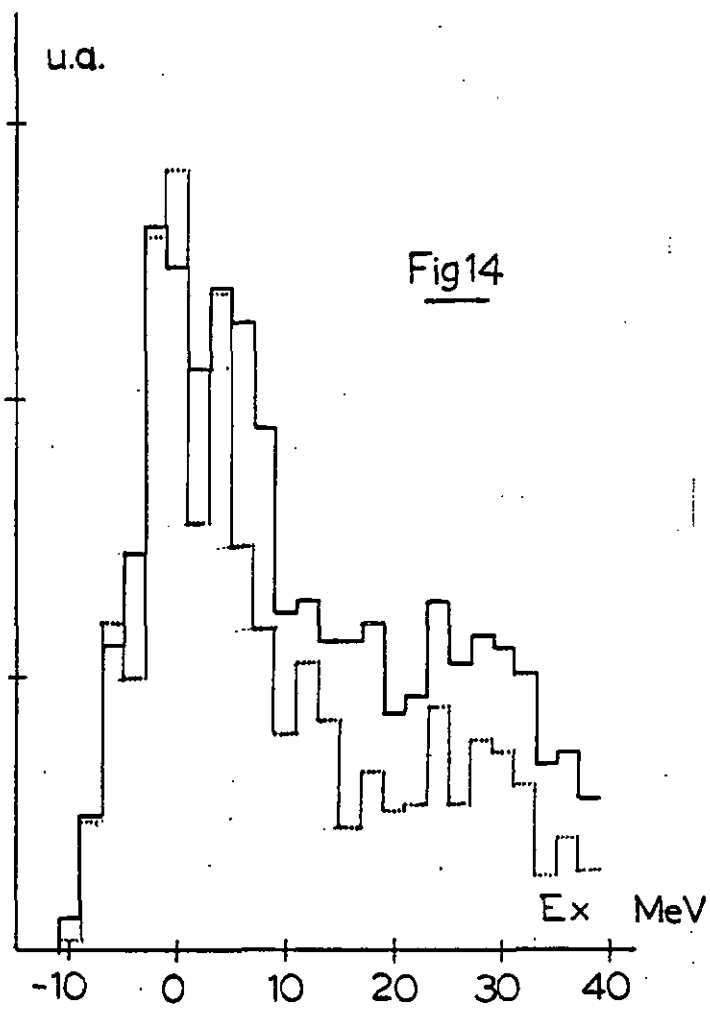
CHANNELS	100	90	80	70	60	50	40	30	20	10	0
100	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
90	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
80	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
70	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
60	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
50	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
40	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
30	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
20	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
10	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1



\* ENTPIFS = 1021      \* ALL CHANNELS = 0.1839E+05      \* UNDERFLOW = 0.0000E+00      \* OVERFLOW = 0.0000E+00  
 \* MIN MID = 0.1000E+01      \* MEAN VALUE = 0.1242E+02      \* R - M - S = 0.1211E+02      \* ABNOR CHA = 0.0000E+00







CHAPITRE VI. RESULTATS DES MESURES

Dans le premier paragraphe de ce chapitre sont présentées les mesures de diffusion inélastique ( $\pi, \pi'$ ) sur  $^{12}\text{C}$  et  $^{13}\text{C}$ . Une distribution angulaire a été prise pour ces deux noyaux, et à chaque angle  $\theta_c$ , la perte d'énergie du pion détecté variait entre 0 et 130 MeV. Les résultats de cette expérience sont comparés à un modèle simple basé sur la diffusion pion nucléon libre.

Le deuxième paragraphe traite de la diffusion quasi-libre ( $\pi, \pi'N$ ) sur  $^{12}\text{C}$  et  $^{13}\text{C}$ . D'une part, ces mesures sont comparées aux prédictions de l'approximation d'impulsion. D'autre part, elles sont aussi comparées à des caractéristiques de la diffusion pion nucléon libre, tels que les rapports entre sections efficaces de diffusion  $\pi/\pi'$  sur neutrons et protons.

Comme il a été dit dans le chapitre IV, les mesures  $^{12,13}\text{C}(\pi, \pi' n)$ ,  $^{12,13}\text{C}$  ont été contaminées par un bruit de fond important. Lors de l'analyse des mesures, ce bruit n'a pu être éliminé que pour la diffusion quasi-libre sur nucléon p. Les résultats concernant la réaction  $^{12,13}\text{C}(\pi, \pi' n)$   $^{12,13}\text{C}$  sur neutron s ne sont donnée qu'à titre indicatif.

Dans le dernier paragraphe figurent les résultats des mesures  $D(\pi, \pi'N)$ . L'accord entre l'expérience et les calculs en approximation d'impulsion est meilleur dans les mesures sur carbone. Ceci provient entre autre de ce que les distortions dont il faut tenir compte dans les calculs sont moins importantes.

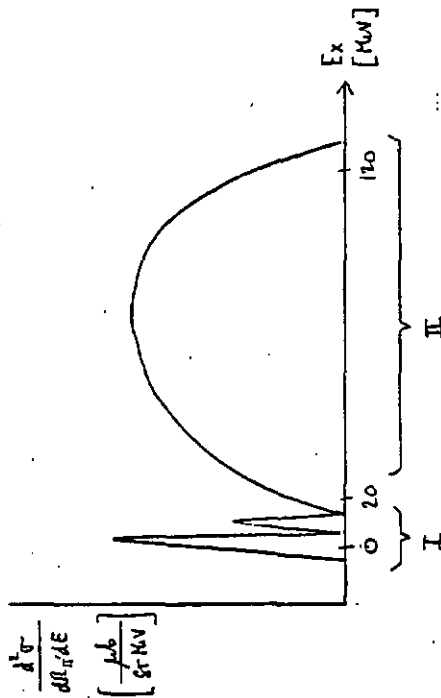
1. Les mesures ( $\pi, \pi'$ ) sur  $^{12}\text{C}$  et  $^{13}\text{C}$

Dans cette partie du chapitre sont présentées les mesures de la section efficace de diffusion inélastique de  $\pi^-$  sur carbone. Ces mesures sont dites "inclusives" car seul le pion diffusé a été détecté, sans qu'il y ait coïncidence avec une autre particule provenant de la cible.

Sur les figures 1 et 2 on voit les distributions angulaires ainsi obtenues pour le  $^{12}\text{C}$  et le  $^{13}\text{C}$ .

Pour différents angles de diffusion du pion  $\theta_c$ , la section efficace  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_c dE}$  est représentée en fonction de l'énergie d'excitation  $E_x$ .

Tous ces spectres ont typiquement l'allure suivante :



Dans la région I apparaît le pic de diffusion élastique, puis les pics de diffusion laissant le noyau dans ses premiers niveaux d'excitation.

Dans la région II n'apparaissent pas des niveaux discrets; ce vaste continuum correspond à la cassure du noyau cible par le pion diffusé.

Pour la diffusion vers l'avant, c'est-à-dire les cas où le pion est peu dévié et ne perd que peu d'énergie lors de la collision, la diffusion élastique domine sur tout le reste. Aux angles arrières, où le transfert d'énergie au noyau est grand, c'est la région II qui domine.



Pour chaque spectre de la figure 1 et 2, la région II a été intégrée en fonction de Ex pour obtenir la section efficace de cassure ("break up") correspondant à chaque angle  $\theta_{K'}$ . Le résultat de ces intégrations est illustré sur la figure 3; on y voit  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{break\ up}$  représenté en fonction de  $\cos\theta_{K'}$ . Le trait plein n'est là que pour guider l'oeil; le traitillé est le résultat d'un calcul qui sera décrit plus loin.

A propos de la figure 3 on peut faire les remarques suivantes :

- pour chaque angle  $\theta_{K'}$ , la section efficace de cassure est plus grande pour le  $^{13}C$  que pour le  $^{12}C$ . Ceci est dû au fait que le pion négatif incident est très sensible à la présence d'un neutron supplémentaire qui fait la différence entre les deux cibles.

- on peut assez bien reproduire cette section efficace par le calcul suivant :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{break\ up}(\theta_{K'}) = N_H \left[ \frac{Z}{A} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\pi^+}(\theta_{K'}) + \frac{N}{A} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\pi^-}(\theta_{K'}) \right]$$

- A, Z, N sont respectivement les nombres de nucléons, protons et neutrons dans le noyau cible.

-  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\pi^+ p}(\theta)$  et  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\pi^- n}(\theta)$  sont respectivement les sections efficaces de diffusion libre d'un  $\pi^+$  sur proton et sur neutron.

Cette expression est simplement une moyenne pondérée des sections efficaces ( $\pi^+ p$ ) et ( $\pi^- n$ ). Les facteurs de pondération sont les nombres de protons et de neutrons dans le noyau cible. Le tout est multiplié par un facteur  $N_{eff}$ , qui peut être interprété comme étant le nombre de nucléons prenant part à la réaction. La section efficace pion-nucléon étant très grande, le pion ne pénètre pas très profondément dans le noyau et il ne "voit" pas tous les nucléons.

Sur la figure 3  $N_{eff}$  a été estimé à :

$$N_{eff} = 3.3 \text{ pour le } ^{12}C \quad (T_0 = 150 \text{ MeV})$$

$$N_{eff} = 3.6 \text{ pour le } ^{13}C \quad (T_0 = 150 \text{ MeV})$$

Comme la section efficace pion noyau varie beaucoup avec l'énergie au voisinage de la résonance delta,  $N_{eff}$  dépendra aussi de  $T_0$  pour un noyau donné. En particulier,  $N_{eff}$  sera minimum à l'énergie de la résonance.

Baumgartner et al. (réf. 17) a étudié cette dépendance en énergie sur  $^4He$ . Entre 150 et 300 MeV,  $N_{eff}$  varie d'un facteur 3, et à  $T_0 = 150$  MeV il a mesuré :

$$N_{eff} = 1.4 \text{ pour } ^4He \quad (T_0 = 150 \text{ MeV})$$

Il faut encore signaler la mesure de C.H.Q. Ingram et al. (réf. 18) ; en interpolant ces mesures on trouve :

$$N_{eff} = 4.8 \text{ pour } ^{16}O \quad (T_0 = 150 \text{ MeV})$$

- Pour les angles  $\theta_{K'}$  plus petits que  $75^\circ$  environ, les points de mesures a'éloignent de la courbe calculée selon l'expression simplifiée donnée plus haut. Cela peut se comprendre sur la base des arguments présentés au paragraphe 1 du chapitre sur la théorie. Pour les angles de diffusion trop petits, la réaction ( $\pi^+, \pi^+ N$ ) n'est plus possible avec tous les nucléons du noyau. La diffusion inélastique laisse le noyau dans un état d'excitation discret, devient le processus dominant, et la diffusion ( $\pi^+, \pi^+$ ) n'est plus caractérisée uniquement par l'interaction pion-nucléon.

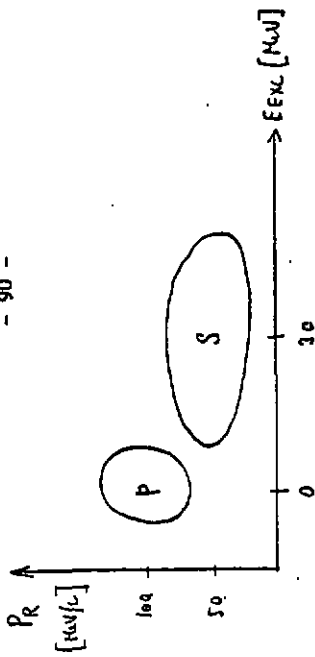
## 2. Les mesures ( $\pi^+ N$ ) sur $^{12}C$ et $^{13}C$

### A. Introduction

Dans le chapitre sur la théorie, il a été beaucoup question du modèle d'approximation d'impulsion. Une des prédictions de ce modèle est qu'il doit y avoir une corrélation entre l'énergie d'excitation du noyau après la réaction et son impulsion de recul :

énergie d'excitation petite  $\longleftrightarrow$  grande impulsion de recul  
 " " " grande  $\longleftrightarrow$  petite " " "

Sur la figure 4 on voit qu'il y a en effet une telle corrélation. On y distingue les points de mesures répartis dans le plan bi-paramétrique Pr en fonction de EXC. Les deux régions correspondant à l'éjection d'un nucléon de couche s et de couche p apparaissent clairement :



La figure 4b représente un spectre d'excitation du noyau résiduel. Elle est obtenue par projection sur l'axe horizontal de la figure 4a. Ces remarques montrent bien qu'il est légitime d'appliquer le modèle d'approximation d'impulsion à la description de la diffusion quasi-libre. Toutefois, on verra dans la suite de ce chapitre que les calculs de sections efficaces faits dans le cadre de ce modèle ne reproduisent que qualitativement les mesures.

8. Les mesures  $C(\pi^-, \pi^+ N)$  et  $C(\pi^+, \pi^+ N)$  à  $\theta_N = 115^\circ \pm 4.5^\circ$  et  $\theta_N = 25^\circ \pm 9.4^\circ$

Les figures 5a, 5b ... représentent l'ensemble des résultats (a)  $C(\pi^-, \pi^- N)$   
 Les figures 6a ... " " " " (b)  $C(\pi^+, \pi^+ N)$

- Spectres d'énergie d'excitation : 5a, 5b; 6a, 6b  
 . Allure des spectres  $(\pi^-, \pi^- n)$  et  $(\pi^+, \pi^+ p)$  : ce sont les états  $E_{EXC} \leq 10$  MeV qui dominent. Ceci correspond à l'éjection de nucléons d'état p. Ces réactions ont lieu plutôt en surface du noyau.

. Allure des spectres  $(\pi^-, \pi^+ p)$  et  $(\pi^+, \pi^+ n)$  : les états correspondant à des énergies d'excitation  $E_{EXC} \geq 10$  MeV sont beaucoup plus importants. Ceci correspond à l'éjection de nucléons a, davantage liés, et plus en profondeur dans le noyau que les nucléons p.

- Section efficace en fonction de l'énergie du pion sortant  $T_\pi^-$  :  
 5c, 5d, 5e, 5f; 6c, 6d, 6e, 6f

Etant donné que l'angle solide du détecteur est relativement grand (1/9 sr) la grandeur reportée en fonction de  $T_\pi^-$  sur ces graphes est donnée par :

$$\int \frac{d^3 \sigma}{d\Omega_n d\Omega_p dT_\pi^-} d\Omega_n = \frac{d^2 \sigma}{dR_n dT_\pi^-} \left[ \frac{\mu_0}{8\pi^2 K V} \right]$$

C'est l'intégrale de la section efficace trois fois différentielle sur l'angle solide du détecteur nucléaire  $\Delta\Omega_N$ .

Sur les graphes figurent les points de mesure ainsi que des courbes théoriques. Ces courbes ont été obtenues en multipliant le résultat des calculs DWIA par les "facteurs spectroscopiques" indiqués dans le tableau suivant :

	NEUTRONS		PROTONS	
	a	p	a	p
$C(\pi^-, \pi^- N)$	3	5.5	6.5	6
$C(\pi^+, \pi^+ N)$	20	7	2	5.5

Pour les neutrons les valeurs ne sont données qu'à titre indicatif. Même après multiplication par ces facteurs spectroscopiques, l'accord avec l'expérience n'est que qualitatif. Les calculs en DWIA, qui décrivent bien les réactions  $(e, e' p)$ , et dans une moindre mesure la réaction  $(p, 2p)$ , sont trop simples pour décrire la réaction  $(\pi, \pi' N)$ . Ceci provient de ce qu'un  $\Delta$  se forme et se propage dans le noyau lors de la réaction  $(\pi, \pi' N)$ .

- Rapport entre sections efficaces  $C(\pi^-, \pi^+ n)$  et  $C(\pi^+, \pi^+ p)$

Dans les tableaux suivants, on trouve les valeurs obtenues en intégrant par rapport à  $T_\pi^-$  les histogrammes 5c à 5f et 6c à 6f. Dans la dernière ligne figurent les rapports des sections efficaces d'éjection de neutrons et de protons ainsi obtenus. Les erreurs indiquées ont été calculées en faisant la moyenne quadratique entre l'erreur statistique et l'erreur sur la normalisation absolue des mesures (voir chapitre V). Tout ce qui concerne les neutrons est donné sans barres d'erreurs et à titre indicatif.

$$\int_{\Delta T_{\pi^+}} \int_{\Delta \Omega_{\pi^+}} \frac{d^3 \sigma}{d\Omega_{\pi^+} d\Omega_{\pi^0} dT_{\pi^+}}$$

$$\int_{\Delta T_{\pi^0}} \int_{\Delta \Omega_{\pi^0}} \frac{d^3 \sigma}{d\Omega_{\pi^+} d\Omega_{\pi^0} dT_{\pi^0}}$$

$$\Delta T_{\pi^+} = [91 \text{ MeV}; 79 \text{ MeV}]$$

$$\Delta T_{\pi^0} = [55 \text{ MeV}; 71 \text{ MeV}]$$

	S	p	S	p
protons	44 ± 8 $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$	39 ± 7 $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$	117 ± 14 $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$	380 ± 110 $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$
neutrons	290 $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$ (Indicatif)	370 ± 10 $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$	138 $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$ (Indicatif)	24 ± 8 $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$
Rapports	$\sigma_n / \sigma_p = 5.9$	$\sigma_n / \sigma_p = 4.5 \pm 3.5$	$\sigma_p / \sigma_n = 0.85$	$\sigma_p / \sigma_n = 15.8 \pm 5.6$

$$\Lambda_{2C}(\pi^+, \pi^+ N)$$

$$\Lambda_{2C}(\pi^+, \pi^- N)$$

- Comparaison entre sections efficaces ( $\pi^-, \pi^- N$ ) et ( $\pi^+, \pi^+ N$ )  
 Cette comparaison se fait aussi en intégrant les histogrammes 5c à 5f et 6c à 6f par rapport à  $T_{\pi^+}$ . Toutefois, il faut prendre garde d'intégrer les sections efficaces sur le même domaine :  $\Delta T_{\pi^+} = [55 \text{ MeV}; 79 \text{ MeV}]$ . Les erreurs indiquées ici ont été calculées comme avant, en prenant la moyenne quadratique de l'erreur due à la statistique et de l'erreur sur la normalisation absolue des mesures.

	a	P	a	P
protons	30 ± 5 $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$	28 ± 5 $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$	117 ± 14 $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$	380 ± 40 $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$
neutrons	204 $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$ (Indicatif)	280 ± 90 $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$	138 $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$ (Indicatif)	24 ± 8 $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$

$$\Lambda_{2C}(\pi^-, \pi^- N)$$

$$\Lambda_{2C}(\pi^+, \pi^+ N)$$

Compte tenu des barres d'erreurs, on remarque que, pour les nucléons p, les sections efficaces de réaction

( $\pi^-, \pi^- n$ ) et ( $\pi^+, \pi^+ p$ ) sont égales.

C'est également le cas pour les sections efficaces de réaction

( $\pi^-, \pi^- p$ ) et ( $\pi^+, \pi^+ n$ ).

Ceci provient d'une part du fait que le  $^{12}\text{C}$  est un noyau  $N = Z$ , et d'autre part du fait que l'interaction pion nucléon dans la matière nucléaire garde les mêmes caractéristiques que l'interaction pion nucléon libre.

- Distribution angulaire en fonction de  $\theta_N$ , l'angle du nucléon détecté

fig. 5g, 5h, 5i, 5j et fig. 6g, 6h

Sur ces histogrammes est reportée en fonction de  $\theta_N$  la section efficace intégrée sur l'énergie du pion sortant :

$$\int \frac{d^3 \sigma}{d\Omega_{\pi^+} d\Omega_{\pi^0} dT_{\pi^+}} dT_{\pi^+}$$

(Le nombre d'événements ( $\pi^+, \pi^+ n$ ) est trop petit pour que de tels histogrammes puissent être construits pour cette réaction)

Élection de nucléons p : Le minimum de la section efficace correspond au minimum de l'impulsion de recul du noyau résiduel. Ceci est conforme à l'approximation d'impulsion.

Écart relatif de nucléons  $\sigma$  : Le maximum de la section efficace correspond au minimum de l'impulsion de recul du noyau résiduel. Dans le cas de la réaction  $(\pi^+, \pi^+ n)$ , le bruit de fond est trop important pour qu'on puisse faire passer une courbe par les points de mesures.

Sur tous ces histogrammes, on remarque que la section efficace de réaction est très grande pour  $\theta_{N}^{Min} = 15.5^\circ$  et  $\theta_{N}^{Max} = 34.5^\circ$ . Bien que centré sur la géométrie du quasi-libre, le domaine cinématique sur lequel ces mesures ont été faites est très restreint.

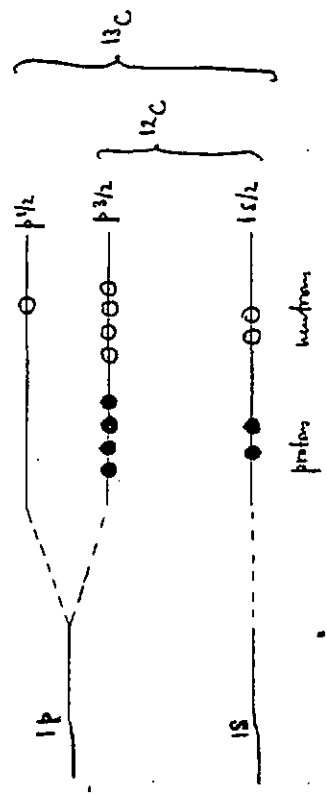
C. Les mesures  $^{13}C(\pi^+, \pi^+ N)$  à  $\theta_N = 115^\circ \pm 4.5^\circ$  et  $\theta_N = 25^\circ \pm 9.4^\circ$

Pour ces mesures la cible était épaisse de 4 mm. Le taux de comptage était donc bien plus faible que pour les mesures sur  $^{12}C$ , mais la résolution meilleure. Il n'en sera présenté que les spectres d'énergie d'excitation fig. 7a et 7b.

- fig. 7a Spectre d'énergie d'excitation pour la réaction  $^{13}C(\pi^+, \pi^+ n)^{12}C$

La structure de ce spectre est différente que dans le cas des mesures  $^{12}C(\pi^+, \pi^+ n)^{11}C$ . Les deux premiers pics, dont les centroïdes se trouvent à 3.5 MeV et 16 MeV d'énergie d'excitation résultent de l'éjection des neutrons  $p^{3/2}$  et  $p^{1/2}$ .

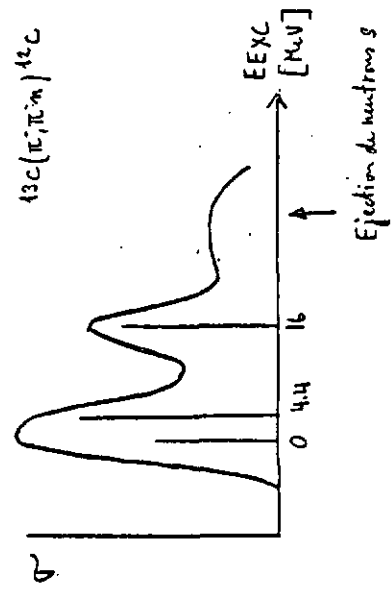
Dans le modèle en couche, la structure des noyaux  $^{12}C$  et  $^{13}C$  est la suivante :



L'état fondamental du  $^{13}C$  est un état de spin parité  $1/2^-$ .  
 • éjection d'un neutron  $p^{3/2}$ : il résulte  $^{12}C$  dans état  $0^+$  = état fondam.  
 • éjection d'un neutron  $p^{1/2}$ : il résulte  $^{12}C$  dans état  $2^+$ , ou  $1^+$   
 Les niveaux  $E_x = 4.4$  MeV et  $E_x = 16.1$  MeV sont états  $2^+$

Le niveau  $E_x = 15.1$  MeV est  $1^+$

Il en résulte pour le spectre d'excitation la structure suivante :



Parce que le neutron  $p^{1/2}$ , et dans une moindre mesure les neutrons  $p^{3/2}$ , sont peu liés et situés à l'extérieur du noyau, on comprend que l'éjection de nucléons  $p$  soit très dominante sur l'éjection de neutrons  $n$ .

- fig. 7b Spectre d'énergie d'excitation pour la réaction  $^{13}C(\pi^-, \pi^- p)^{12}B$

Etant donné que les pions incidents sont négatifs, le nombre d'événements est plus petit que pour le spectre  $(\pi^+, \pi^+ n)$ . Comme la structure en protons est la même pour  $^{12}C$  et  $^{13}C$ , la structure des spectres d'excitation pour  $^{13}C(\pi^-, \pi^- p)^{12}B$  et  $^{13}C(\pi^-, \pi^- p)^{11}B$  sera voisine aussi.

Dans le premier paragraphe de ce chapitre où il est question de la diffusion inélastique  $(\pi, \pi')$ , les sections efficaces obtenues pour le  $^{13}C$  sont 15% à 20% plus grandes que celles obtenues pour le  $^{12}C$ .

Par contre, les sections efficaces pour les réactions  $^{13}C(\pi, \pi N)$  et  $^{13}C(\pi, \pi N)$  présentées ici sont dans un rapport 2.5 à 4.

A première vue, ces résultats peuvent sembler incompatibles. Toutefois, il faut remarquer que pour les mesures ( $\pi, \pi'$ ) il n'y avait aucune restriction sur la direction des impulsions des particules éjectées du noyau par le pion, alors que les mesures ( $\pi, \pi_N$ ) se sont faites sur un domaine cinématique restreint autour de la géométrie quasi-libre.

Pour pouvoir faire une comparaison entre les sections efficaces ( $\pi, \pi'$ ) et ( $\pi, \pi_N$ ), il faudrait étudier la diffusion quasi-libre sur des domaines  $T_{\pi'}$ ,  $\Delta T_N$  et  $\Delta \Omega_N$  beaucoup plus grand.

D. Les mesures  ${}^{\pi} C(\pi, \pi_N)$   $\theta_{\pi'} = 77.5^\circ \pm 9.4^\circ$

- Fig. 8a : Spectre d'énergie d'excitation pour  ${}^{\pi} C(\pi, \pi, \pi)$  " C.  $\theta_{\pi'} = 77.5^\circ$   
 $\theta_{\pi} = 61^\circ \pm 9.4^\circ$

Fig. 8b : même spectre pour  ${}^{\pi} C(\pi, \pi, \pi)$  " B.  $\theta_{\pi'} = 77.5^\circ$  et  $\theta_{\pi} = 61^\circ \pm 9.4^\circ$  :

La silhouette de ces spectres est très différente de ceux à  $\theta_{\pi'} = 115^\circ$ . On comprend que dans le cas où le pion est moins dévié lors de la diffusion, le transfert d'énergie au noyau soit moins grand, et l'éjection de nucléons p soit dominante.

- Fig. 8c et 8d : Spectres de distribution angulaire : section efficace en fonction de  $\theta_N$

Ces spectres sont dessinés pour l'angle des nucléons s et p variant sur le domaine [32°, 68°] et l'angle du pion fixe à 77.5°. Ces mesures ont donc été faites avec deux positions du détecteur nucléon. Les courbes ne figurent que pour guider l'oeil. La flèche indique la position de l'impulsion de recul  $p_R = 0$  pour le noyau finis. On remarque que pour les nucléons p, la section efficace de diffusion quasi-libre passe par un minimum lorsque  $p_R = 0$ . Pour les nucléons s, elle passe par un maximum.

Ceci est donc qualitativement en accord avec les prédictions de l'approximation d'impulsion.

3. Les mesures  $D(\pi, \pi_N)$

Les calculs qui sont comparés ici avec les mesures sont également basés sur l'approximation d'impulsion. Les amplitudes pion-nucléon utilisées proviennent aussi de l'analyse en déphasage de Row et Salomon (réf. 19), et l'expression de la fonction d'onde du deuton est tirée de la réf. 20. Ces calculs ont été faits par J.-F. Germond de l'Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel.

- Figure 9a et 9b : Section efficace en fonction de l'énergie du pion sortant  $T_{\pi'}$  pour ( $\theta_{\pi'} = 77.5^\circ$   $\theta_N = 40^\circ \pm 9.4^\circ$ ) et ( $\theta_{\pi'} = 90^\circ$   $\theta_N = 40^\circ \pm 9.4^\circ$ ) respectivement

Ici encore, la grandeur reportée en fonction de  $T_{\pi'}$  est la section efficace intégrée sur l'angle solide du détecteur nucléon :

$$\int_{\Delta \Omega_N} \frac{d^3 \sigma}{d\Omega_{\pi'} d\Omega_N dT_{\pi'}} d\Omega_{\pi'} \left[ \frac{\mu^4}{4\pi^2 N \mu \nu} \right]$$

Les calculs reproduisent bien la position du maximum de la section efficace mesurée. Toutefois, il y a désaccord entre théorie et expérience pour les plus petites valeurs de l'énergie  $T_{\pi'}$ .

- Figure 9c : Section efficace en fonction de l'angle du nucléon détecté La grandeur reportée ici en fonction de  $\theta_N$  est la section efficace intégrée sur l'énergie du pion sortant :

$$\int_{\Delta T_{\pi'}} \frac{d^3 \sigma}{d\Omega_{\pi'} d\Omega_N dT_{\pi'}} dT_{\pi'} \left[ \frac{\mu^4}{4\pi^2} \right]$$

Le maximum de la section efficace correspond bien à  $\theta_N$  de la géométrie quasi-libre. Toutefois, les calculs basés sur l'approximation d'impulsion sous-estiment la section efficace du côté des angles  $\theta_N$  plus grands.

Le tableau suivant permet encore de faire une comparaison entre les mesures et l'approximation d'impulsion pour la réaction  $D(\pi, \pi', N)$ . On y trouve les sections efficaces de production de neutrons et de protons (respectivement  $\sigma_n$  et  $\sigma_p$ ) intégrées sur le domaine d'énergie des pions détectés et sur l'angle solide du détecteur nucléons :

Légendes des figures : Chapitre sur les RESULTATS DES MESURES

$$\sigma_N = \int \int \frac{d^3\sigma}{dR_T dR_W dT_T} dT_T dR_W$$

E x p é r i e n c e

$\theta_T^{(i)}$	E x p é r i e n c e			Approx. d'impulsion	
	$\sigma_N$ [mb/sr]	$\sigma_P$ [mb/sr]	$\sigma_N/\sigma_P$	$\sigma_N$ [mb/sr]	$\sigma_P$ [mb/sr]
77.5°	4.8±0.7	0.35±0.05	13.7±2.9	3.94	0.41
90.0°	6.3±0.9	0.44±0.07	14.3±3	4.38	0.37

Fig. 1 :

Spectres d'énergie d'excitation; distribution angulaire sur  $^{12}C$ . Sur chaque spectre, la flèche indique la position de la cinématique de la diffusion pion sur nucléon libre. Les lignes traitillées indiquent les extrapolations qui ont été faites pour le calcul par intégration de la section efficace de cassure.

Fig. 2a,b,c,d : Spectres d'énergie d'excitation; distribution angulaire sur  $^{13}C$ .

Fig. 3 :

Section efficace de cassure du  $^{12}C$  et du  $^{13}C$  en fonction du cosinus de l'angle de diffusion  $\theta_T$ . La courbe en trait plein est pour guider l'oeil. La courbe en traitillé a été calculée en faisant une moyenne pondérée des sections efficaces (voir texte).

Fig. 4a :

Impulsion de recul du noyau résiduel en fonction de son énergie d'excitation pour la réaction  $^{12}C(\pi^-, \pi^+ p)^8$   
 $\theta_T = 115^\circ$   $\theta_p = 25^\circ$ .  
 Les corrélations prévues par le modèle d'approximation d'impulsion sont bien visibles. Les points sont donnés avec les conventions suivantes :

- > 10 événements
- < 10 " "
- < 8 " "
- < 6 " "

La figure 4b est obtenue par projection sur l'axe x de la figure 4a.

Ces figures représentent l'ensemble des résultats de la mesure  $^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+ n)$   $\theta_{\pi^+} = 115^\circ$ ,  $\theta_n = 25^\circ \pm 9.4^\circ$

Fig. 5a et 5b

Spectres d'énergie d'excitation du noyau résiduel pour les réactions  $^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+ n)$  et  $^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+ p)$  respectivement. La grandeur reportée en fonction de EXC [MeV] est donnée par :

$$\int \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\pi^+} d\Omega_n dE_x} d\Omega_N \quad \text{unités : } \frac{\mu\text{b}}{\text{sr MeV}}$$

Fig. 5c et 5d

$^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+ n)$   $\theta_{\pi^+} = 115^\circ$ ,  $\theta_n = 25^\circ \pm 9.4^\circ$

Pour neutrons a et neutrons p respectivement : en fonction de  $T_{\pi^+}$  est reportée la section efficace de réaction intégrée sur l'ouverture angulaire  $\Delta\Omega_N$  du détecteur nucléon

$$\int \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\pi^+} d\Omega_n dT_{\pi^+}} d\Omega_N \quad \text{unités : } \frac{\mu\text{b}}{\text{sr MeV}}$$

Fig. 5e et 5f

$^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+ p)$   $\theta_{\pi^+} = 115^\circ$ ,  $\theta_p = 25^\circ \pm 9.4^\circ$

Pour protons s et protons p respectivement :

$$\int \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\pi^+} d\Omega_p dT_{\pi^+}} d\Omega_N \quad \text{en fonction de } T_{\pi^+}$$

Fig. 5g et 5h

$^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+ n)$   $\theta_{\pi^+} = 115^\circ$ ,  $\theta_n = 25^\circ \pm 9.4^\circ$

Pour neutrons s et neutrons p respectivement : en fonction de  $\theta_n$  (l'angle du neutron détecté) est reportée la grandeur

$$\int \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\pi^+} d\Omega_n dT_{\pi^+}} dT_{\pi^+} \quad \text{unités : } \frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$$

$\Delta T_{\pi^+} = [41 \text{ MeV}; 79 \text{ MeV}]$  étant le domaine en énergie du pion sur lequel se sont faites les mesures.

Les courbes dessinées ne sont que pour guider l'oeil.

Fig. 5i et 5j

$^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+ p)$   $\theta_{\pi^+} = 115^\circ$ ,  $\theta_p = 25^\circ \pm 9.4^\circ$

Pour protons s et protons p respectivement :

$$\int \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\pi^+} d\Omega_p dT_{\pi^+}} dT_{\pi^+} \quad \text{en fonction de } p; \quad \Delta T_{\pi^+} = [41 \text{ MeV}; 79 \text{ MeV}]$$

Les courbes dessinées ne sont que pour guider l'oeil.

Ces figures représentent l'ensemble des résultats de la mesure  $^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+ n)$   $\theta_{\pi^+} = 115^\circ$ ,  $\theta_n = 25^\circ \pm 9.4^\circ$

Fig. 6a et 6b

Spectres d'énergie d'excitation du noyau résiduel pour les réactions  $^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+ n)$  et  $^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+ p)$  respectivement. La grandeur reportée en fonction de EXC [MeV] est donnée par :

$$\int \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\pi^+} d\Omega_n dE_x} d\Omega_N \quad \text{unités : } \frac{\mu\text{b}}{\text{sr MeV}}$$

Fig. 6c et 6d

$^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+ n)$   $\theta_{\pi^+} = 115^\circ$ ,  $\theta_p = 25^\circ \pm 9.4^\circ$

Pour neutrons a et neutrons p respectivement : en fonction de  $T_{\pi^+}$  [MeV] est reportée la section efficace de réaction intégrée sur l'ouverture angulaire  $\Delta\Omega_N$  du détecteur nucléon :

$$\int \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\pi^+} d\Omega_n dT_{\pi^+}} d\Omega_N \quad \text{unités : } \frac{\mu\text{b}}{\text{sr MeV}}$$

Fig. 6e et 6f

$^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+ p)$   $\theta_{\pi^+} = 115^\circ$ ,  $\theta_p = 25^\circ \pm 9.4^\circ$

Pour protons s et protons p respectivement :

$$\int \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\pi^+} d\Omega_p dT_{\pi^+}} d\Omega_N \quad \frac{\mu\text{b}}{\text{sr MeV}} \quad \text{en fonction de } T_{\pi^+} \text{ [MeV]}$$

Fig. 6g et 6h

$^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+ p)$   $\theta_{\pi^+} = 115^\circ$ ,  $\theta_p = 25^\circ \pm 9.4^\circ$

Pour protons s et protons p respectivement, en fonction de  $\theta_p$  (l'angle du proton détecté) est reportée la grandeur

$$\int \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{\pi^+} d\Omega_p dT_{\pi^+}} dT_{\pi^+} \quad \text{unités : } \frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$$

$\Delta T_{\pi^+} = [55 \text{ MeV}; 79 \text{ MeV}]$  étant le domaine en énergie sur lequel ont été faites les mesures.

Les courbes dessinées ne sont que pour guider l'oeil.

Fig. 7a

$^{13} C(\pi^-, \pi^+ n) ^{12} C$   $\theta_{\pi^-} = 115^\circ \pm 4.5^\circ$   $\theta_n = 25^\circ \pm 9.4^\circ$   
Spectre d'énergie d'excitation du noyau résiduel.

Fig. 7b

$^{12} C(\pi^-, \pi^+ p) ^{11} B$   $\theta_{\pi^-} = 115^\circ \pm 4.5^\circ$   $\theta_p = 25^\circ \pm 9.4^\circ$   
Spectre d'énergie d'excitation du noyau résiduel.

Fig. 8a

$^{12} C(\pi^-, \pi^+ n) ^{11} C$   $\theta_{\pi^-} = 77.5^\circ \pm 4.5^\circ$   $\theta_n = 61^\circ \pm 9.4^\circ$   
Spectre d'énergie d'excitation du noyau résiduel.

Fig. 8b

$^{12} C(\pi^-, \pi^+ p) ^{11} B$   $\theta_{\pi^-} = 77.5^\circ \pm 4.5^\circ$   $\theta_p = 61^\circ \pm 9.4^\circ$   
Spectre d'énergie d'excitation du noyau résiduel.

Fig. 8c et 8d

$^{12} C(\pi^-, \pi^+ n) ^{11} C$   $\theta_{\pi^-} = 77.5^\circ \pm 4.5^\circ$   
Pour neutrons et protons respectivement, distribution angulaire en fonction de  $\theta_N$ . Sur l'axe vertical est reportée la grandeur

$$\int \frac{d^3 \sigma}{d\Omega_{\pi^-} d\Omega_N dT_{\pi^-}} dT_{\pi^-} \frac{A \cdot b}{sr^2}$$

$T = [50 \text{ MeV}, 70 \text{ MeV}]$

Les points de mesures correspondant aux nucléons p sont indiqués par (•).

Ceux correspondant aux nucléons n sont indiqués par (o).

Les figures 9 représentent les résultats des mesures  $D(\pi^-, \pi^+ N)$

Fig. 9a et 9b

Pour  $\{\theta_{\pi^-} = 77.5^\circ \pm 4.5^\circ$   $\theta_N = 40^\circ \pm 9.4^\circ\}$   
et  $\{\theta_{\pi^-} = 90^\circ \pm 4.5^\circ$   $\theta_N = 40^\circ \pm 9.4^\circ\}$  respectivement

Section efficace de réaction  $D(\pi^-, \pi^+ N)N'$  en fonction de  $T_{\pi^-}$  [MeV].

Sur l'axe vertical est reportée la grandeur

$$\int \frac{d^3 \sigma}{d\Omega_{\pi^-} d\Omega_N dT_{\pi^-}} d\Omega_N \frac{A \cdot b}{sr \text{ MeV}}$$

$\Delta \Omega_N$  étant l'angle solide du détecteur nucléon vu depuis la cible.

Les courbes dessinées sont le résultat des calculs en approximation d'impulsion.

Fig. 9c

Pour  $\{\theta_{\pi^-} = 77.5^\circ \pm 4.5^\circ$   $\theta_N = 40^\circ \pm 9.4^\circ\}$  points marqués (o)   
et  $\{\theta_{\pi^-} = 90^\circ \pm 4.5^\circ$   $\theta_N = 40^\circ \pm 9.4^\circ\}$  points marqués (•)

Distribution angulaire en fonction de  $\theta_N$ . Sur l'axe vertical est reportée la grandeur

$$\int \frac{d^3 \sigma}{d\Omega_{\pi^-} d\Omega_N dT_{\pi^-}} dT_{\pi^-} \frac{b}{sr^2}$$

Les courbes dessinées sont le résultat des calculs en approximation d'impulsion.



Fig 2

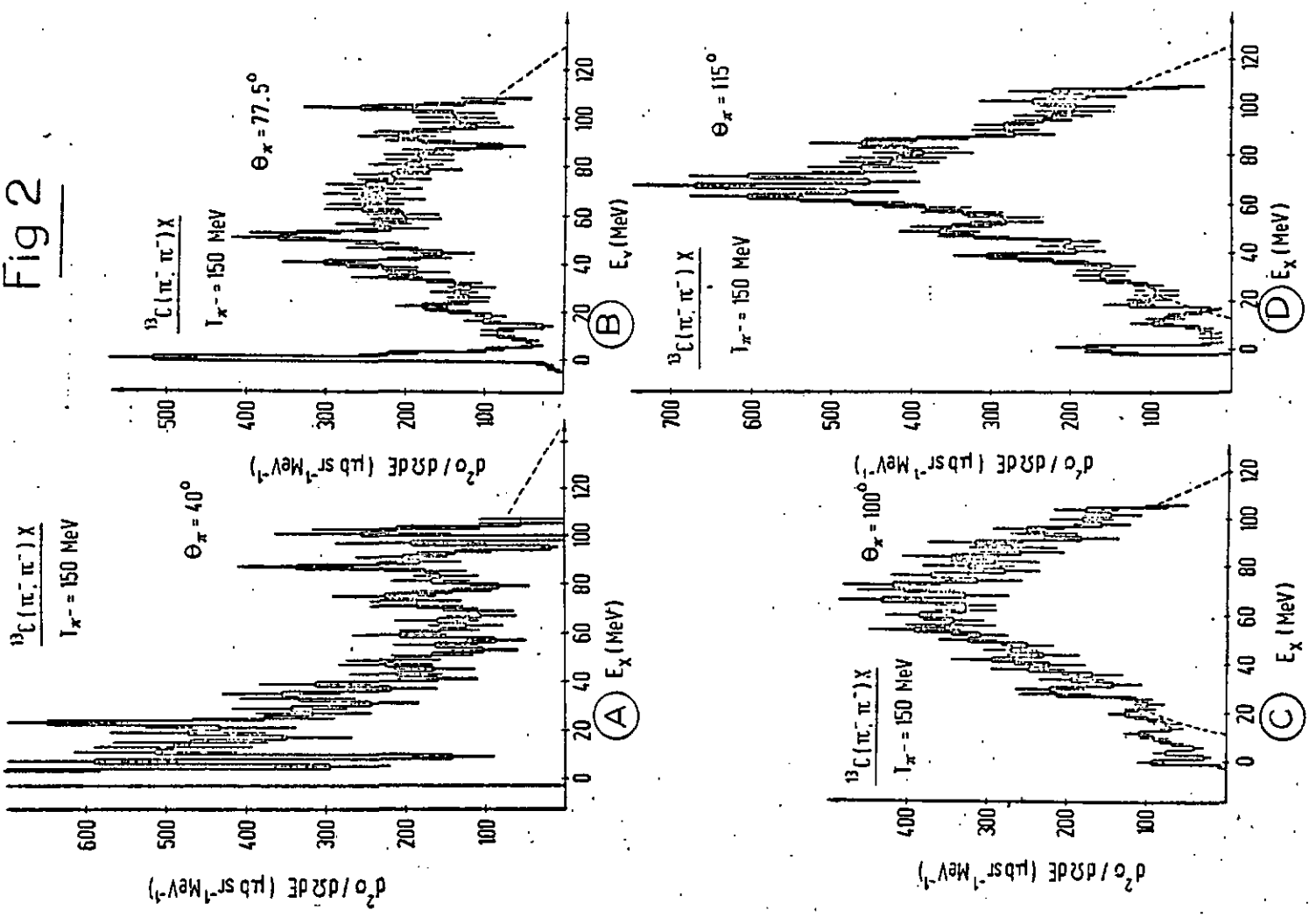


Fig 1

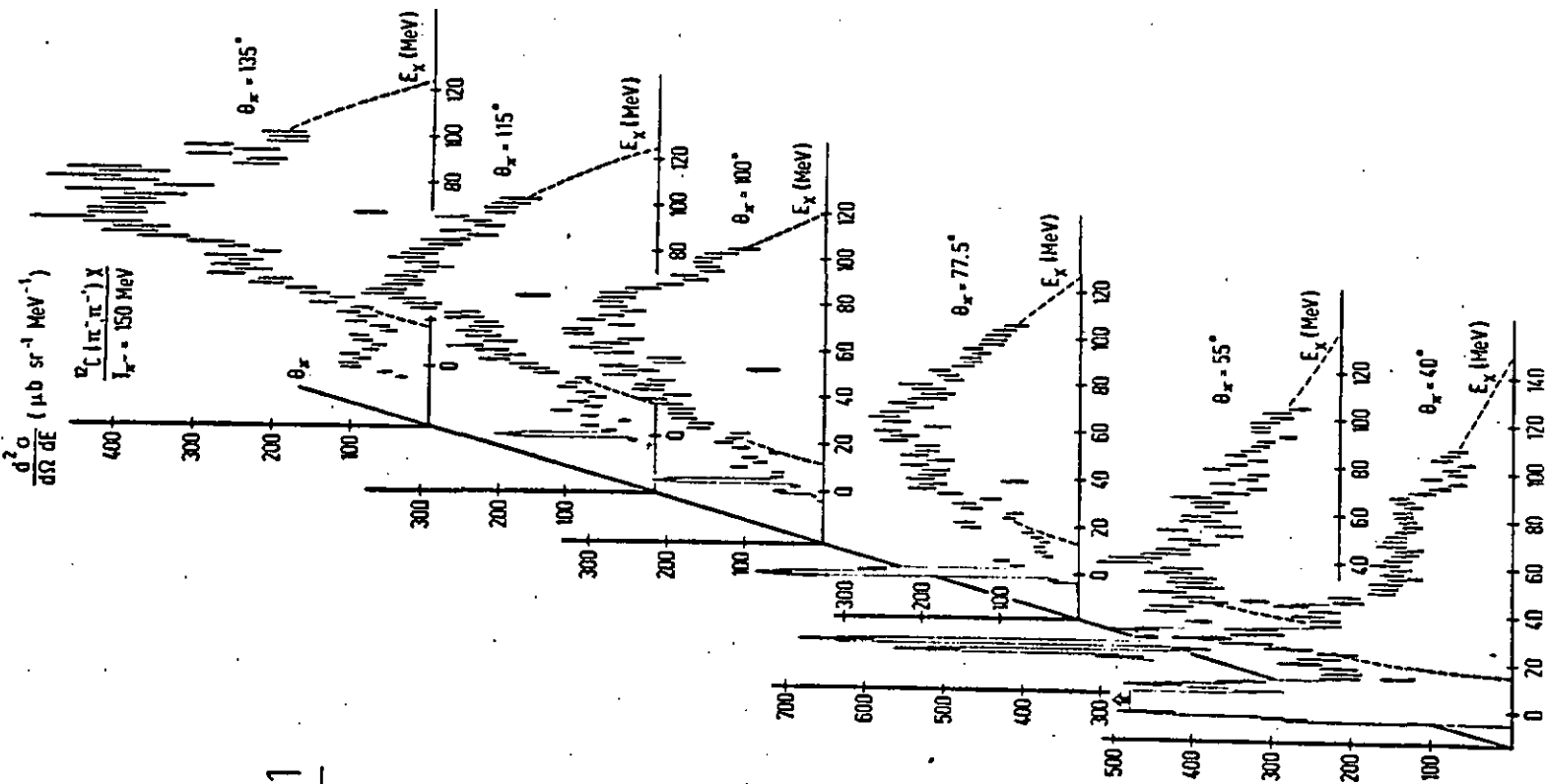
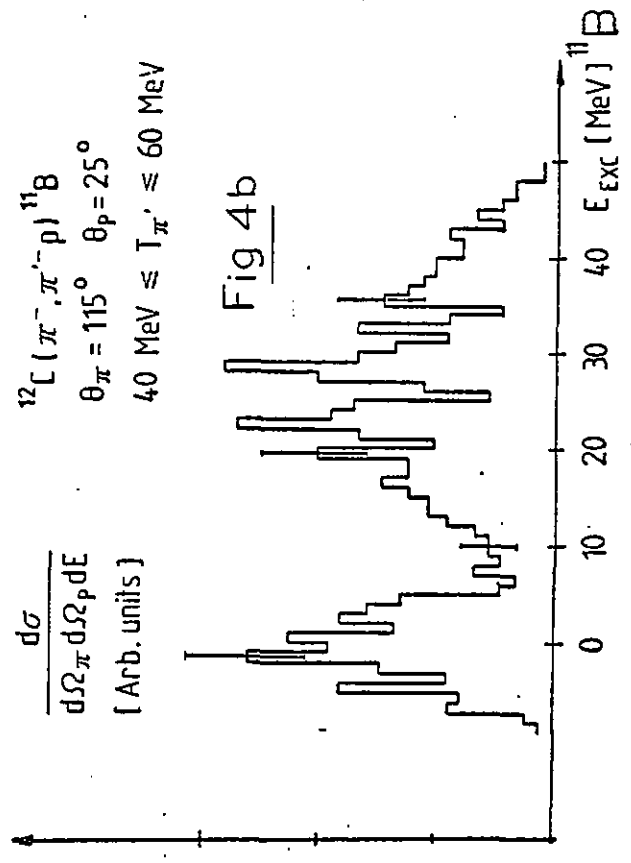
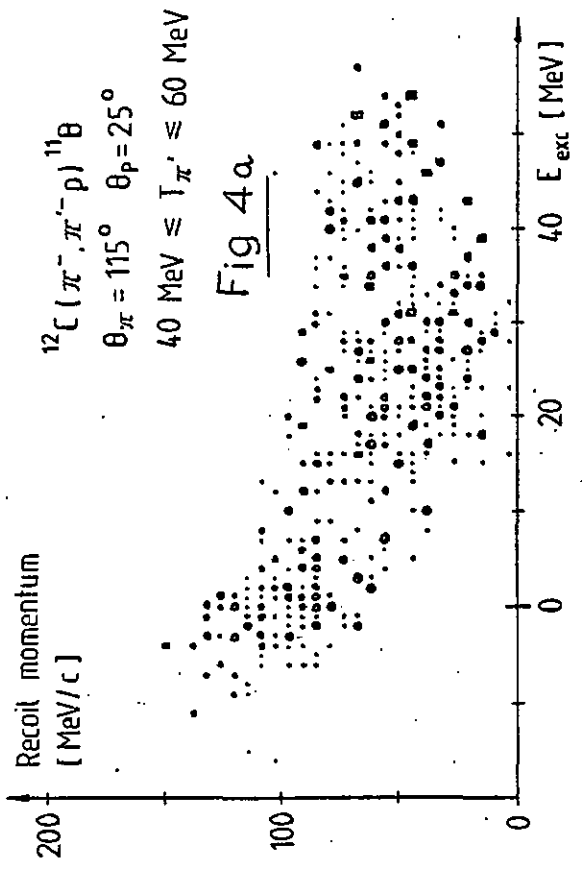
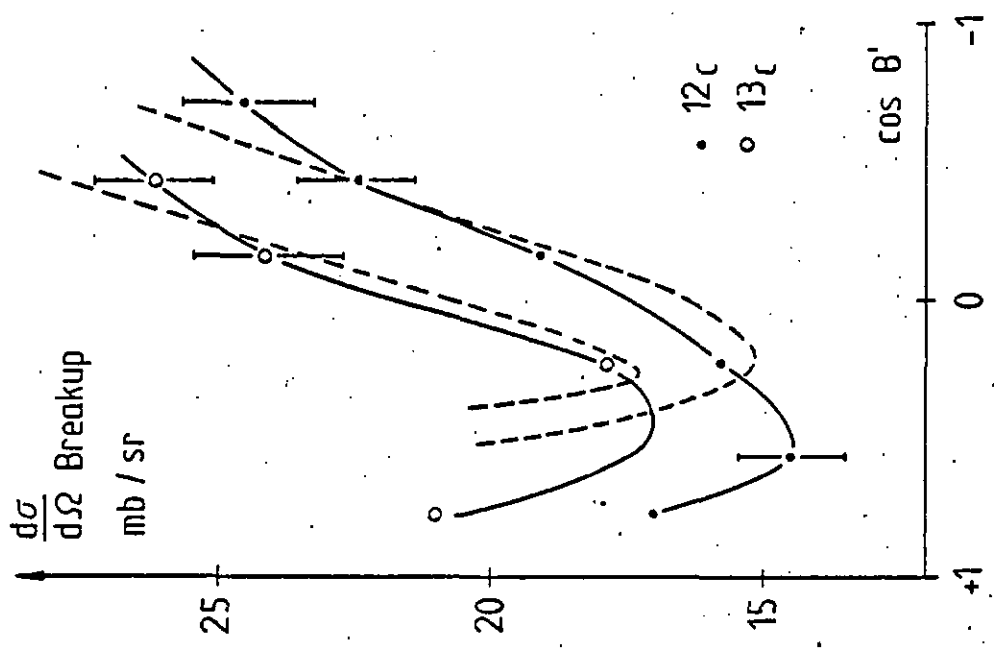
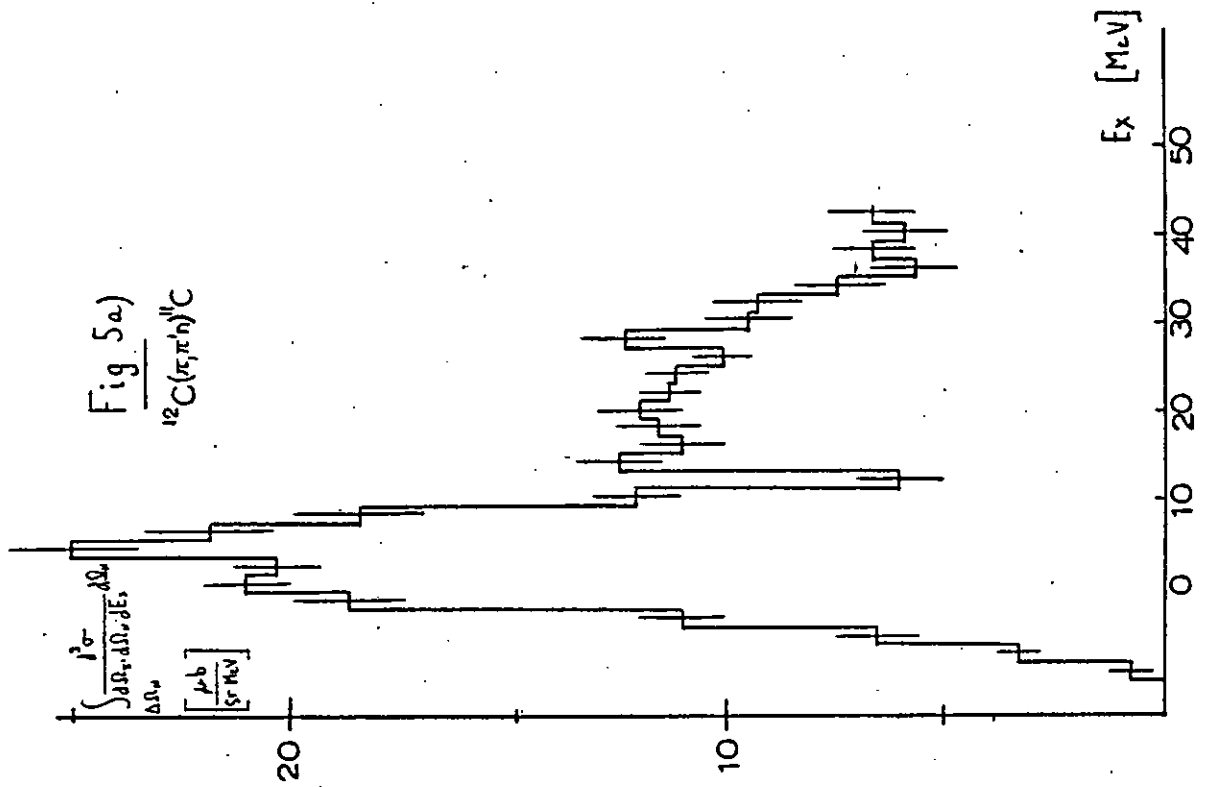
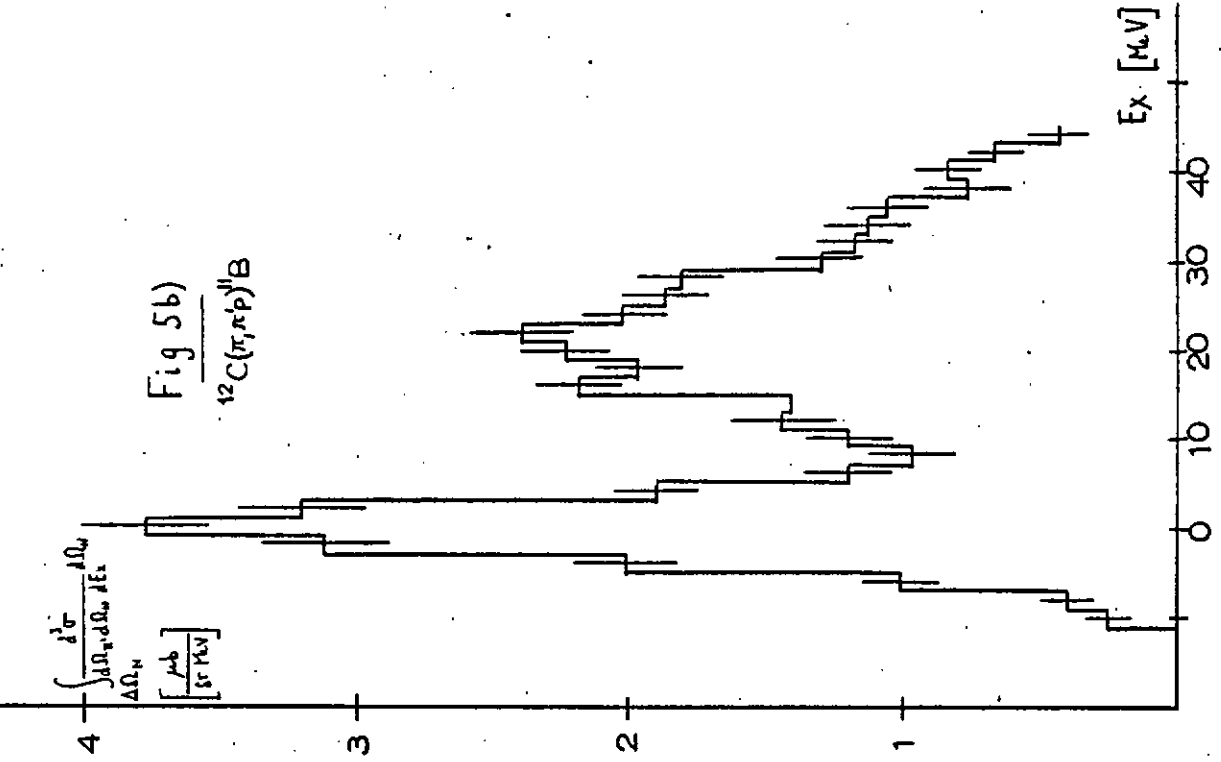
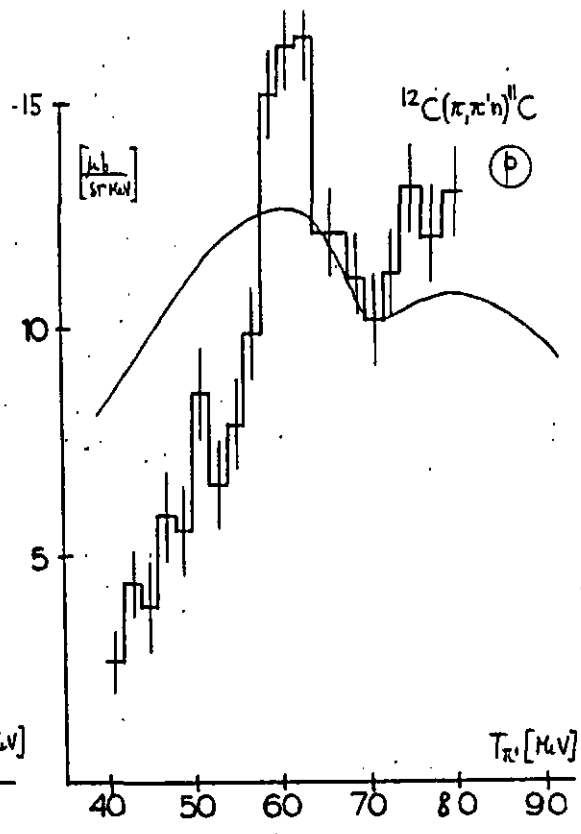
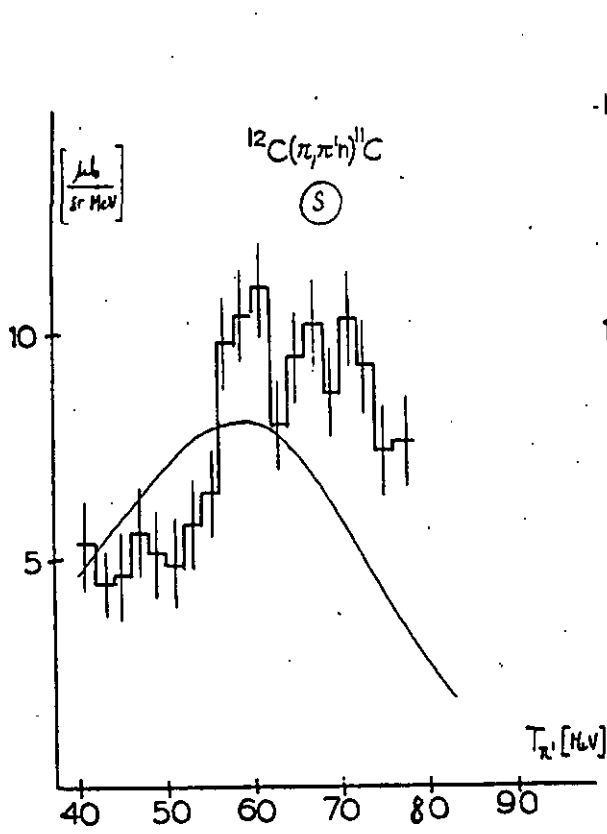


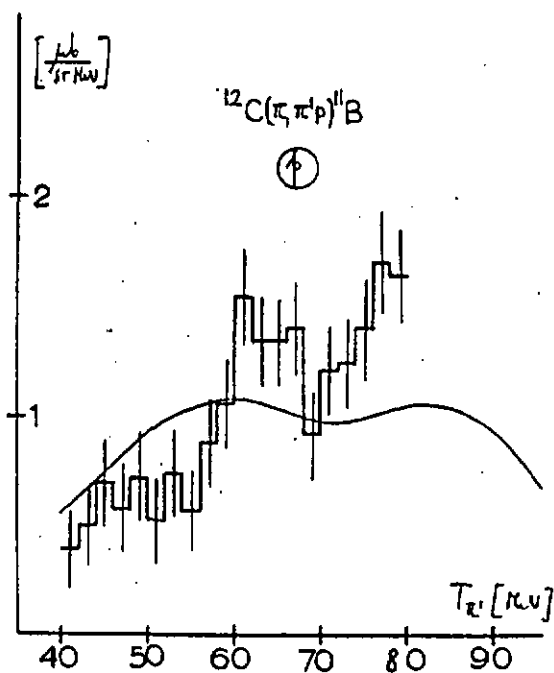
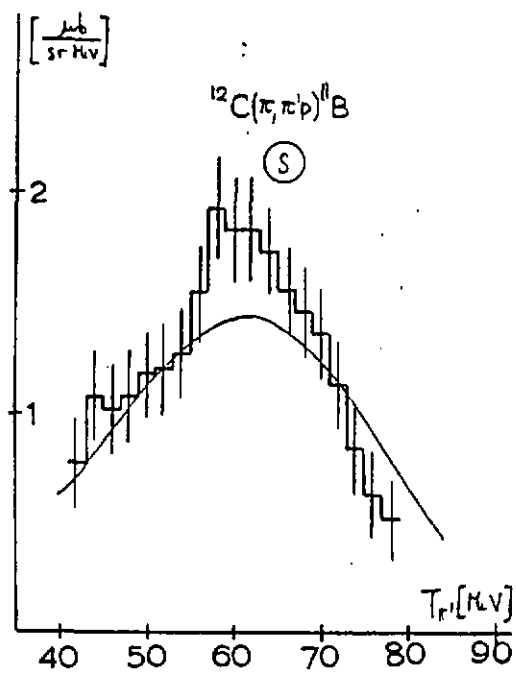
Fig 3



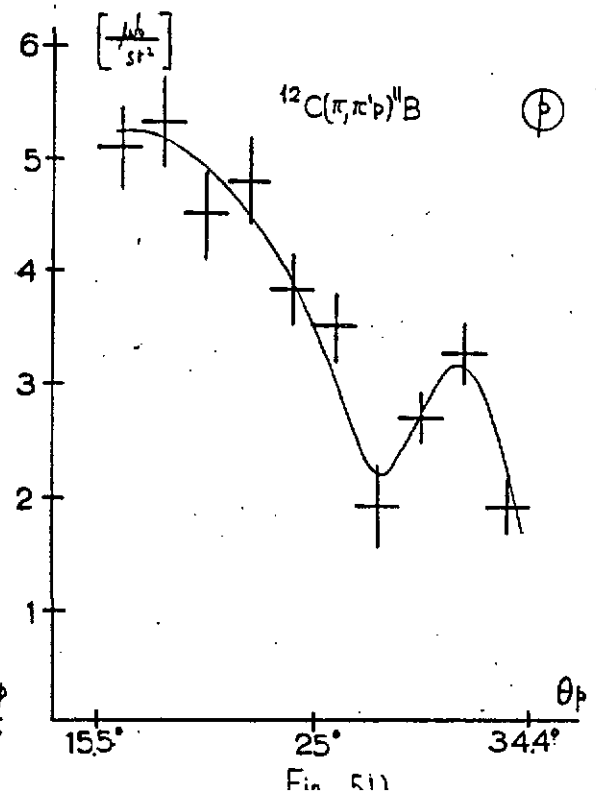
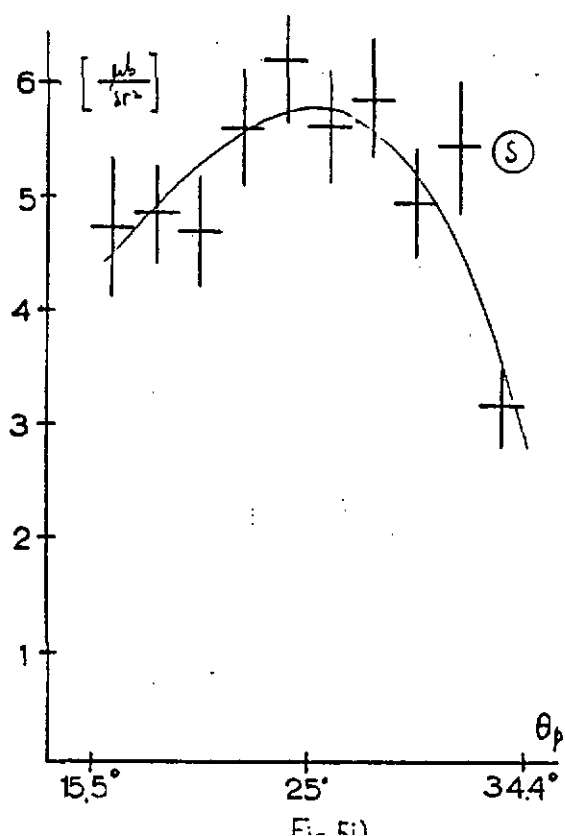
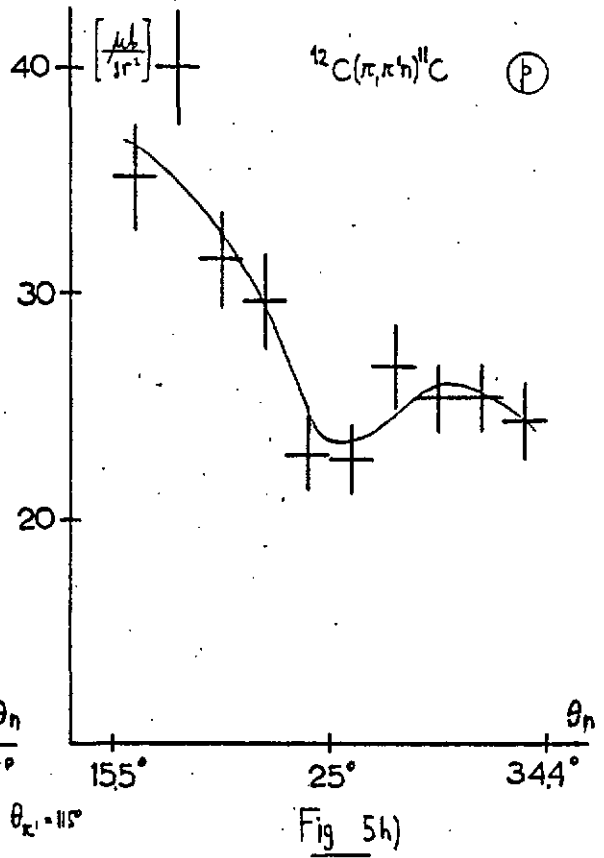
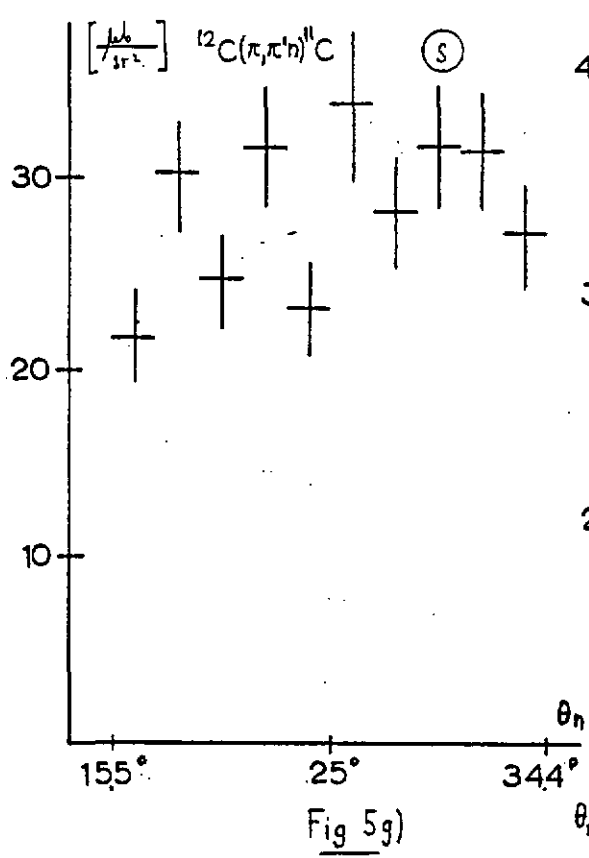


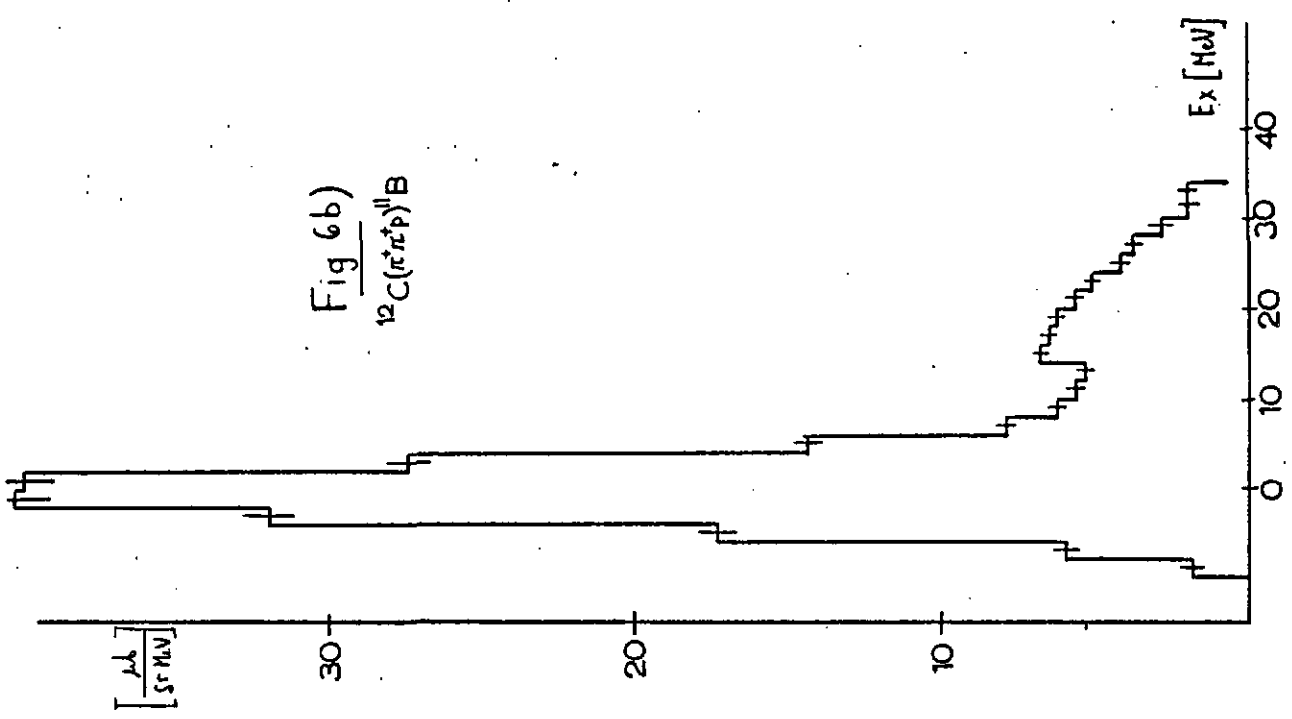
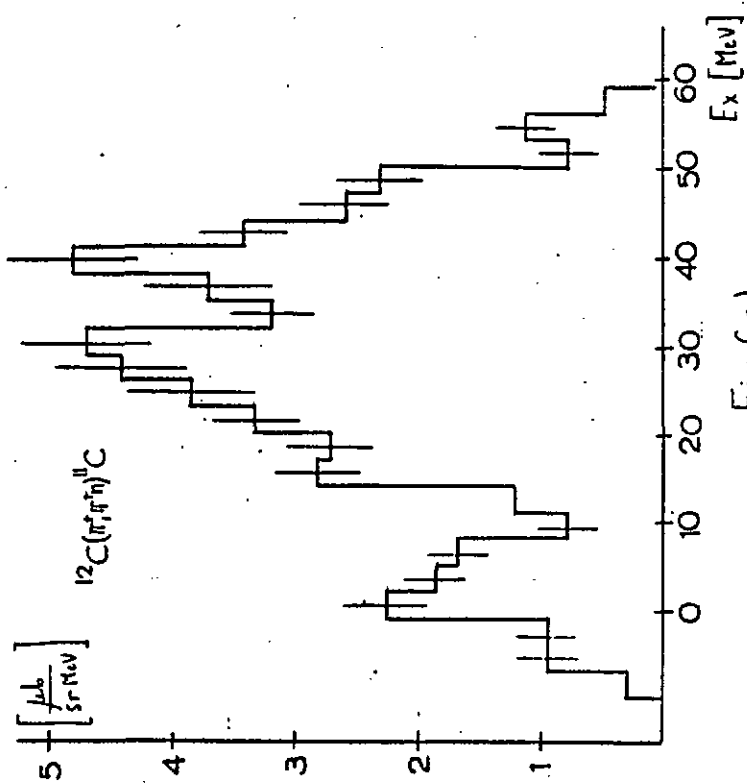


$\theta_{\pi} = 115^{\circ} \quad \theta_{h} = 25^{\circ}$



$\theta_{\pi} = 115^{\circ} \quad \theta_{p} = 25^{\circ}$





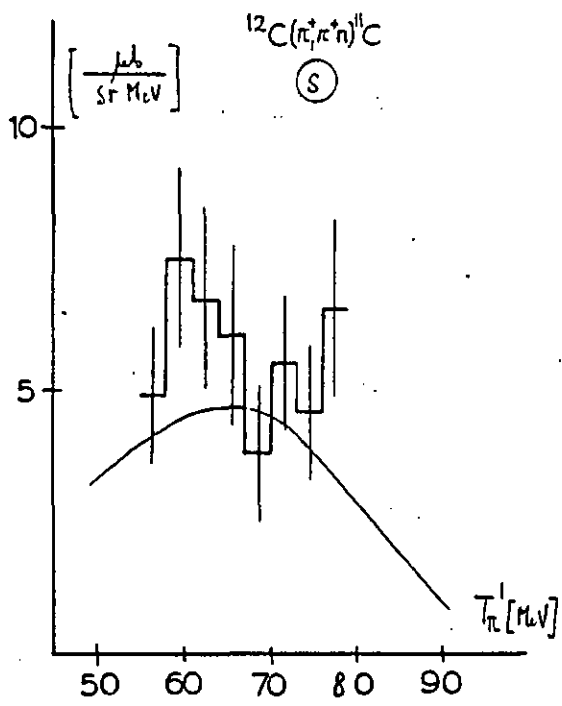


Fig 6c)

$\theta_{\pi^+} = 115^\circ \quad \theta_{\pi^-} = 25^\circ$

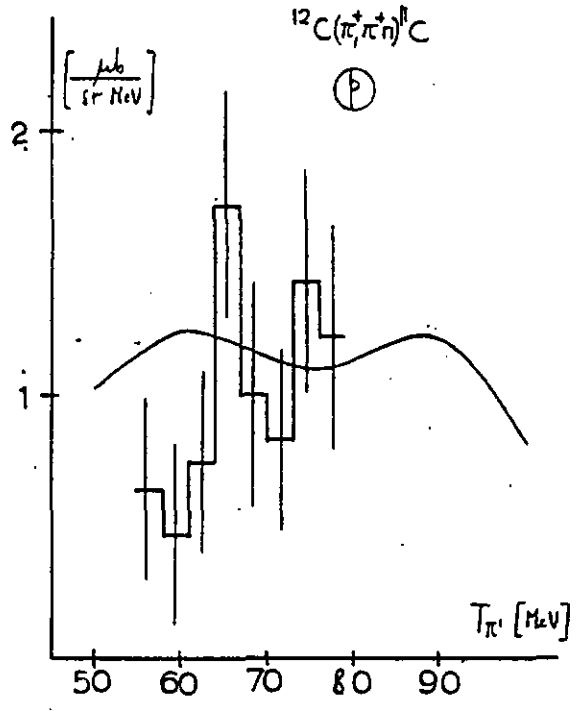


Fig 6d)

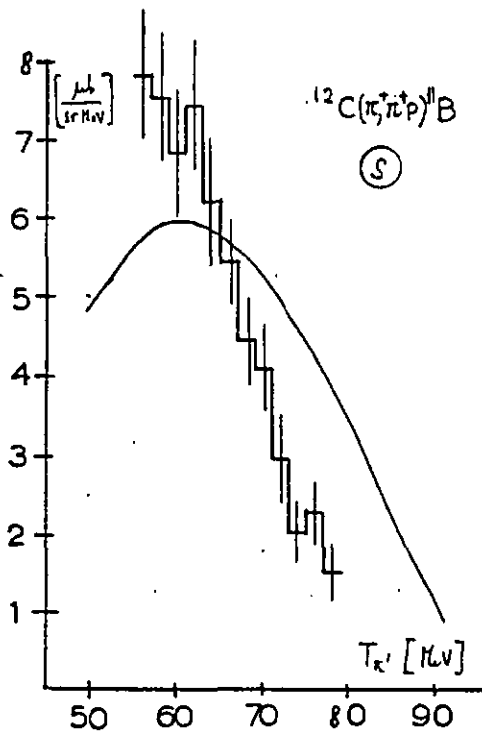


Fig 6e)

$\theta_{\pi^+} = 115^\circ \quad \theta_{\pi^-} = 25^\circ$

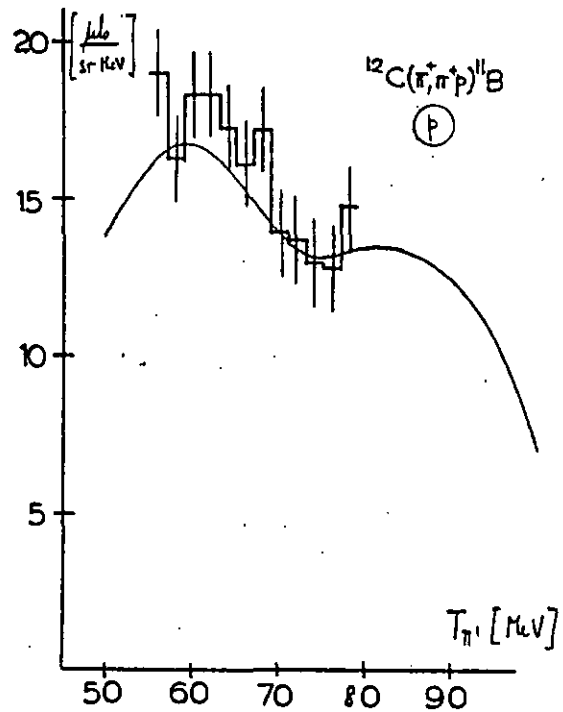
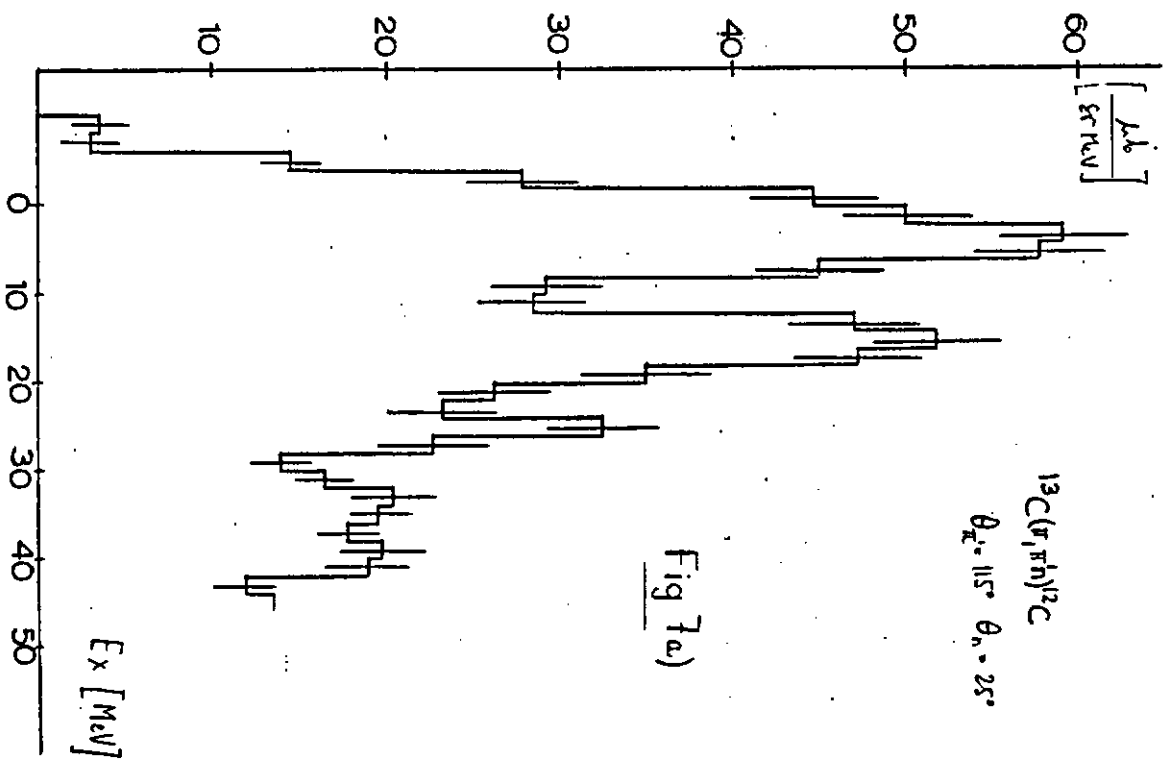
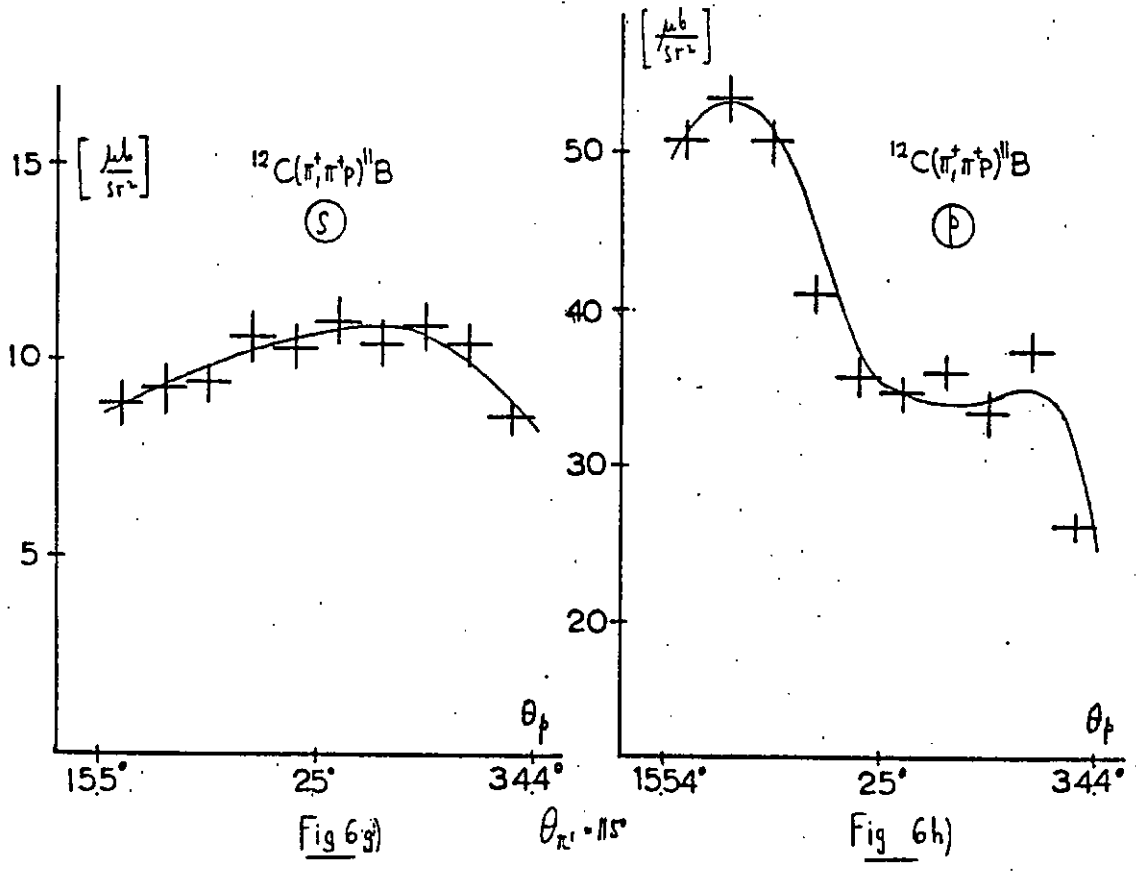


Fig 6f)





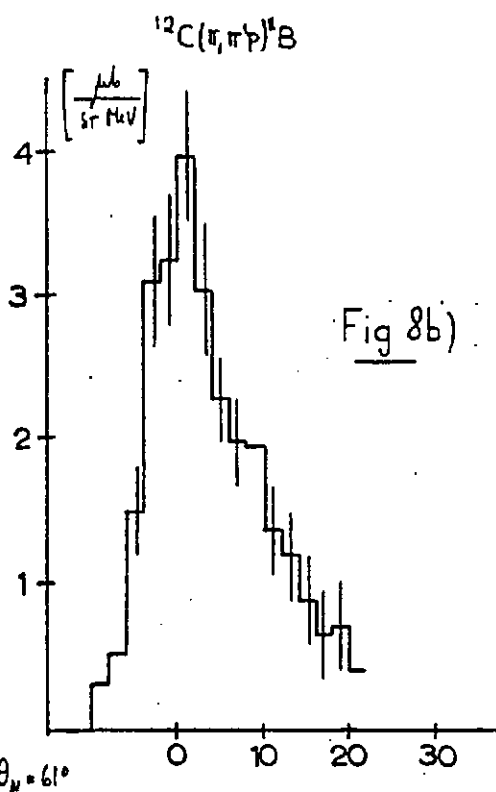
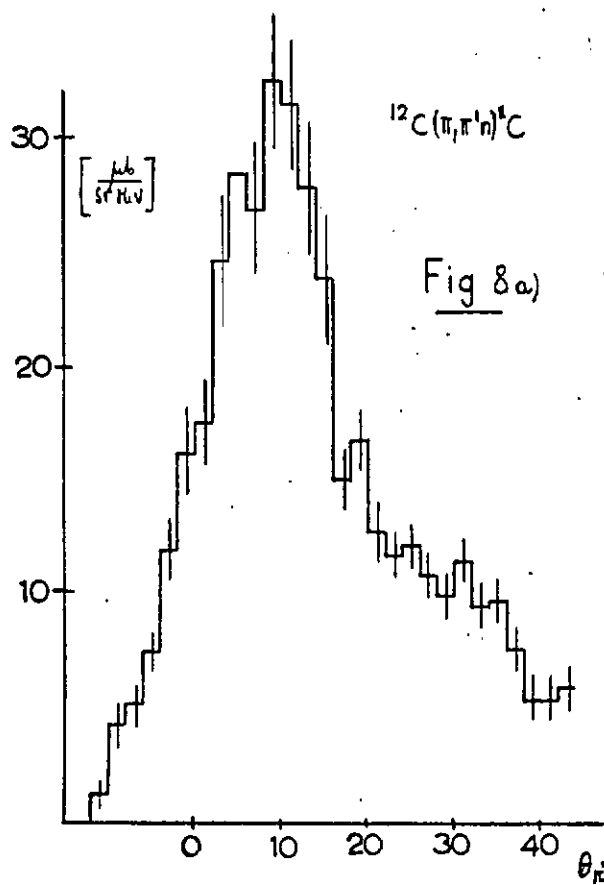
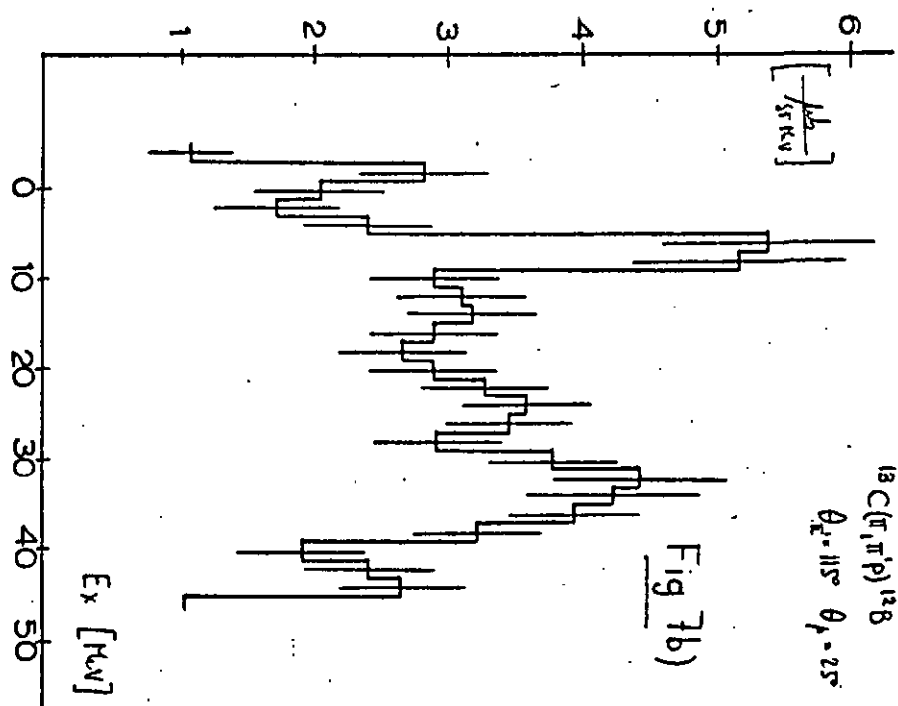


Fig 9a

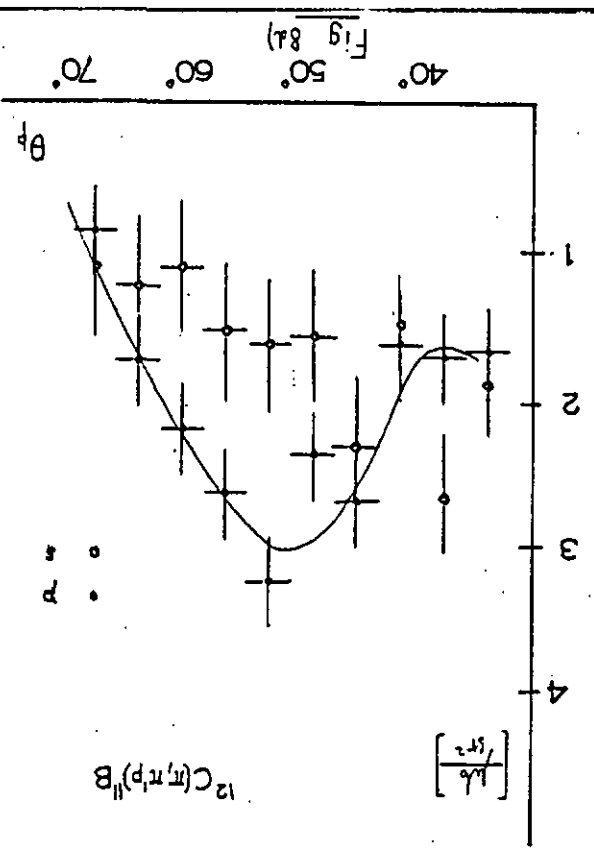
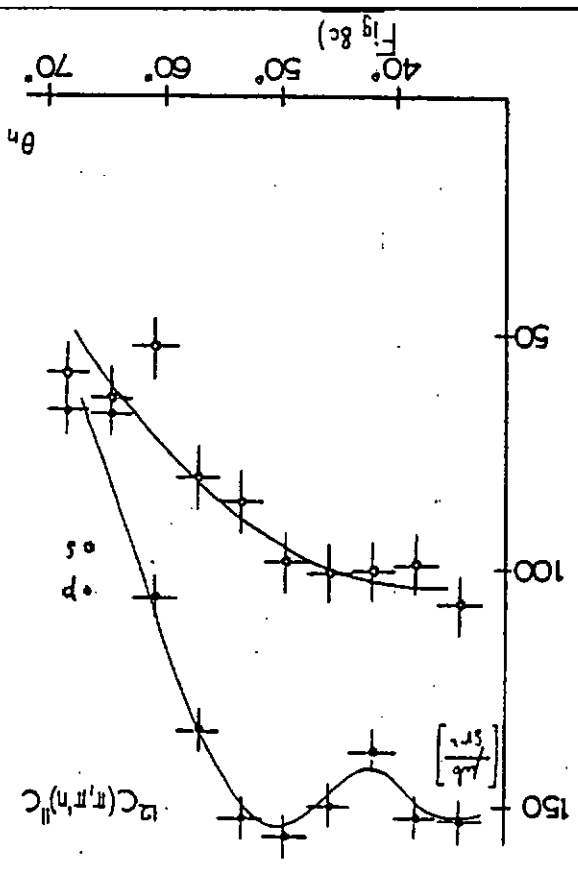
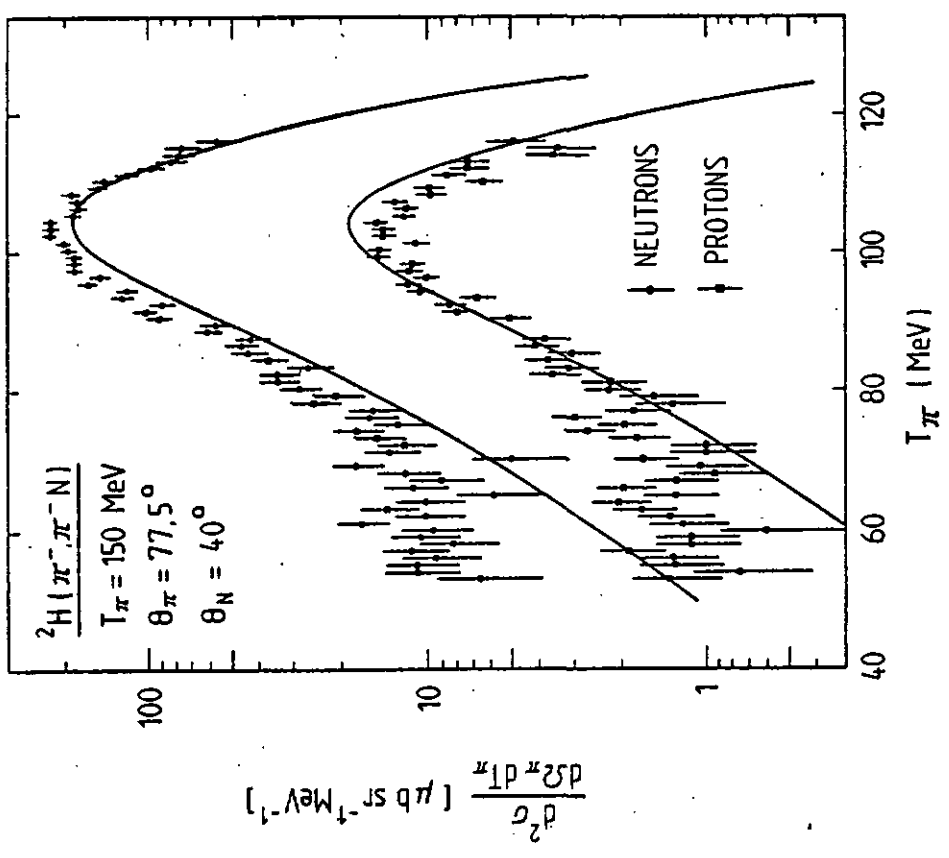


Fig 9b

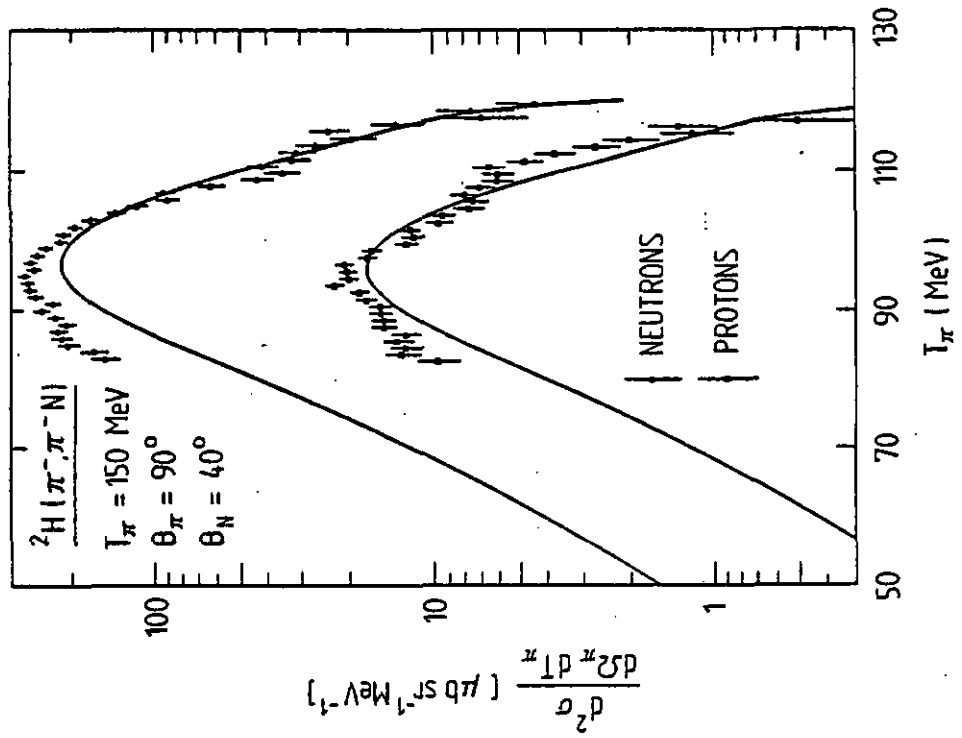
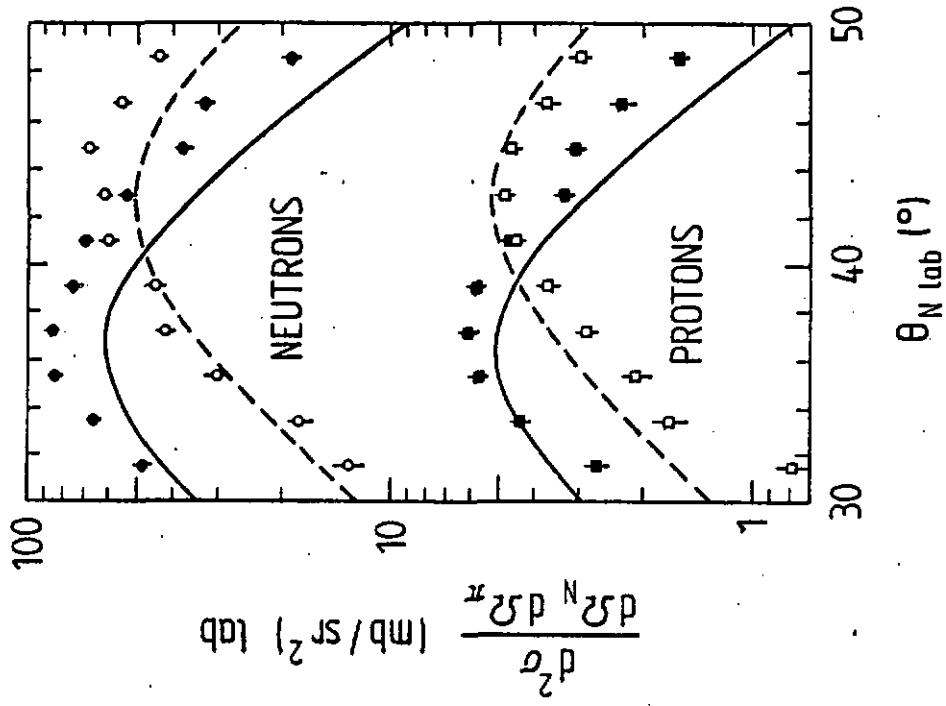


Fig 9c



- Des mesures de la cassure du deutérium ont pu être faites dans de bonnes conditions malgré l'utilisation d'une cible de  $CD_2$  :
- d'une part le carbone de la cible n'a pas contaminé les mesures. En effet, les cinématiques des réactions  $D(\pi, nN)$  et  $C(\pi, nN)$  sont différentes, et la résolution du spectromètre suffisamment bonne pour que les événements dus à l'une ou l'autre réaction soient clairement reconnus;
- d'autre part, le bruit de fond dans les mesures  $D(\pi, n)p$  est très faible pour des raisons de cinématique aussi.

- L'intérêt principal de la mesure  $A(\pi, nN)A-1$  réside dans l'étude du mécanisme de la réaction. Des calculs en "DWIA", basés sur des concepts "classiques" de mécanique quantique, ne donnent qu'une description grossière de la réaction. Une description exacte devrait tenir compte de la formation d'un  $\Delta$  lors de la propagation du pion à travers le noyau. En particulier, de ce  $\Delta$  intermédiaire résultent une atténuation et une distorsion de l'onde du pion bien plus complexe à calculer que dans le cas d'un neutron ou d'un proton se propageant dans un noyau.

- La résolution des mesures a été suffisante pour mettre en évidence des effets de structure nucléaire dans la comparaison entre réactions  $B C(\pi, n) C$  et  $B C(\pi, n) D C$ .

- Les distributions angulaires de diffusion inélastique  $B C(\pi, \pi')$  et  $B C(\pi, \pi')$  ont pu être mesurées grâce à la grande acceptance en énergie du spectromètre SUSI. Pour chaque angle la perte d'énergie du pion a été mesurée sur un domaine suffisamment grand pour mettre en évidence les pics de diffusion élastique et inélastique ainsi que le continu dû à la cassure du noyau cible par le pion incident. La section efficace de cassure du noyau a une variation en fonction de  $\theta_{R_1}$  qui dépend étroitement de la section efficace pion-nucléon.

CHAPITRE VII. CONCLUSIONS

Pour conclure et résumer ce travail, il suffira d'en rappeler quelques points principaux :

- Cette expérience de diffusion quasi-libre de pions est la première où, non seulement il a été fait une comparaison entre les sections efficaces avec  $L'$  et  $L''$ , mais encore des neutrons et des protons éjectés de la cible ont pu être détectés en même temps.

- Une calibration soignée des ADC et des TDC a permis de distinguer les protons des autres particules chargées provenant de la cible, tels que des deutons et quelques tritons.

- Pour la mesure des réactions  $D, B C(\pi, n) D, B C$  le bruit de fond a été très important. Il a pu être identifié comme étant des neutrons provenant de la cible et réfléchis par le sol en béton, le spectromètre, etc. Dans un cas, une mesure directe de ce bruit a montré qu'il constituait le 38% environ de tous les événements  $(\pi, n)$  détectés. Lors de l'analyse des mesures, des tests appropriés ont permis d'éliminer ce bruit de fond dans l'étude de la réaction  $(\pi, \pi') p$  sur neutrons  $p$ . Les résultats  $(\pi, \pi') n$  sur neutrons  $n$  restent contaminés, et ils n'ont été donnés qu'à titre indicatif.

- La normalisation absolue des sections efficaces a été faite à une précision de 10% pour la réaction  $(\pi, \pi') p$  et 30% pour la réaction  $(\pi, \pi') n$  sur neutron  $p$ .

- L'angle solide du détecteur nucléon ( $\Delta\Omega_N = 1/9$  [sr]) a nécessité l'utilisation de cibles épaisses pour avoir un taux de comptage raisonnable. Typiquement, la prise d'un point de mesure  $(\pi, \pi') n$  se faisait avec 20 heures de faisceau. L'emploi des cibles épaisses a entraîné une diminution de la résolution en énergie des mesures. Il a fallu trouver un compromis entre taux de comptage et résolution.

CURRICULUM VITAE

Nom : Goetz  
Prénom : François  
Né le : 23 mars 1956 à Nairobi, Kenya  
Originaire de : Zürich

1961 - 1965 : St-Dominic School, Cleveland, Ohio, U.S.A.  
1966 - 1967 : Ecole primaire d'Auvergnier

1967 - 1968 : Collège Latin de Neuchâtel  
1968 - 1971 : Ecole secondaire du Val-de-Ruz, section classique

1971 - 1974 : Gymnase Cantonal de Neuchâtel, section scientifique  
Maturité fédérale type C

1974 - 1979 : Etudes de physicien à l'Institut de Physique  
de l'Université de Neuchâtel

Septembre 1979 : Diplôme de physicien

1979 - 1984 : Assistant du Professeur Jean Rosset

Domaine de recherches : Diffusion quasi-libre de pions  
sur carbone et deutérium à 150 MeV. Participation aux  
expériences sur l'interaction pion-noyau aux énergies  
voisines de 190 MeV. Expériences faites à l'Institut  
Suisse de Recherche Nucléaire (SIN) à Villigen.  
Directeur de thèse : Dr Jean-Pierre Egger.

REMERCIEMENTS

Contrairement à la coutume, je ne me répandrai pas ici en propos  
humoristiques exprimant des sentiments émus de gratitude éperdue.

Je préfère remercier plus simplement, et de vive voix, tous ceux  
dont l'aide et l'ombrage m'ont été indispensables pour mener à bien  
ce travail.

La liste de leurs noms est trop longue pour être donnée ici.

R E F E R E N C E S

- (1) G. Jakob, Th. Maris : Rev. Mod. Phys. 38 (1966) 121  
"Quasi-Free Scattering and Nuclear Structure".
- (2) E.H. Auerbach, D.M. Fleming, M.M. Sternheim : Phys. Rev. 162 (1967) 1683.
- (3) A. Nadaan et al. : Phys. Rev. C23 (1981) 1023  
"Elastic Scattering of 80-180 MeV Protons and the Proton Nucleus Optical Potential".
- (4) L. Reea, N.S. Chant, P.G. Roos : Phys. Rev. C26, number 4 (1982) 1580  
"Distortion Effects in ( $\pi^+$ , $\pi^+$ ) Quasi-Free Knockout Reactions".
- (5) W.B. Cottingham, D.B. Holtkamp : Phys. Rev. Letters 45, number 23, (1980) 1982  
"Energy Dependence of Pion Elastic Scattering from Nuclei across the (3.3) Resonance".
- (6) R.A. Eisenstein, G.A. Miller : Comp. Phys. Comm. 8 (1974) 130
- (7) C.W. DeJager, H. DeVries, C. DeVries : Atomic Data and Nuclear Data Tables 14 (1974) 479.
- (8) A. Nadasen : Ph.D. Thesis, Indiana University, 1977.
- (9) F. Scheck : "Leptons, Hadrons and Nuclei", North Holland Publishing Co, 1983.
- (10) G.S. Kyle et al. : Phys. Rev. Letters 52, number 12 (1984) 974  
"Interference Effects in  $^6\text{O}(\pi^+, \pi^+) ^{15}\text{N}$  and  $^7\text{F}$ -Nucleus Interactions"
- (11) M. Mirata et al. : Phys. Rev. C28 (1983) 785  
"Delta-Nucleon and Pion-Nucleus Interactions".
- (12) J.-P. Albanese et al. : Nuclear Instruments and Methods 158 (1979) 363  
"The SIN High Resolution Pion Channel and Spectrometer".
- (13) P. Grettillat : Travail de thèse, Université de Neuchâtel, 1980  
"Diffusion Elastique Pion-Calcium".
- (14) Y. de Coulon : Travail de diplôme, Université de Neuchâtel, 1983  
"Etude d'une nouvelle carte d'amplification pour l'électronique digitale des chambres à fils à régime proportionnel".
- (15) Cuex-Le Lan Huong : Travail de thèse, EPFL, 1976  
"Mesure des sections efficaces différentielles de la réaction  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ n$  aux grand angles autour de la résonance P33 et test de l'invariance par renversement de l'axe du temps de l'interaction électromagnétique des hadrons".
- (16) P.J. Bussey et al. : Nucl. Phys. 858 (1973) 363.
- (17) M. Baumgartner et al. : Nuclear Physics A399 (1983) 451.
- (18) C.H.Q. Ingram et al. : Meson-Nuclear Physics, éd. E.V. Hungerford, AIP 54 (1979) 455.
- (19) G. Rowe, M. Salomon, R.H. Landau : Phys. Rev. C18 (1978) 584.
- (20) J.M. Humberston, J.B.C. Wallace : Nucl. Phys. A141 (1970) 362.