

FRNC-TH-958

FR 81 00138

**THESE**

**PRESENTEE**

**A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD  
CENTRE D'ORSAY**

**POUR OBTENIR**

**LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES**

par

**Alain CHAUMEAUX**

**DIFFUSION DE PROTONS D'ENERGIE INTERMEDIAIRE**

Soutenu le 24 juin 1980, devant la Commission d'Examen

**Mme MARTY** Président

**MM. JEAN  
GIRAUD  
LOMBARD  
SCHAEFFER  
THIRION** Examineurs

**T H E S E**

**PRESENTEE**

**A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD  
CENTRE D'ORSAY**

**POUR OBTENIR**

**LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES**

par

**Alain CHAUMEAUX**

**DIFFUSION DE PROTONS D'ENERGIE INTERMEDIAIRE**

Soutenu le 24 juin 1980, devant la Commission d'Examen

<b>Mme</b>	<b>MARTY</b>	<b>Président</b>
<b>MM.</b>	<b>JEAN GIRAUD LOMBARD SCHAEFFER THIRION</b>	<b>Examineurs</b>

## Remerciements

Cette thèse a été réalisée au Service de Physique Nucléaire à Moyenne Energie du CEN Saclay. Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur J. Thirion pour m'y avoir accueilli.

Les discussions que j'ai pu avoir avec MM. A. Boudard, B. Giraud, J. Saudinos et R. Schaeffer m'ont été très précieuses. Qu'ils acceptent mes remerciements.

C'est avec beaucoup d'attention que Madame N. Marty, Messieurs M. Jean, R. Lombard, ont examiné ce travail. Je les en remercie.

Les expériences aux énergies intermédiaires n'existeraient pas sans la collaboration d'un nombre important de physiciens, techniciens et ouvriers. Je voudrais, ici, leur témoigner toute ma reconnaissance.

Je remercie également Mesdames P. Gugenberger, M.O. Reuter et E. Thureau pour la présentation matérielle de cette thèse.

## Résumé

### Introduction

Bien que suggérées il y a maintenant plus de vingt ans, les expériences de diffusion de protons d'énergie intermédiaire ont dû attendre l'arrivée des grands ensembles spectrométriques, tel SPES I, pour être réalisées.

### Chapitre I : Le dispositif expérimental

Nous décrivons le principe général utilisé par SPES I, spectromètre implanté à Saclay en février 1972 auprès du synchrotron Saturne.

L'un des principaux intérêts d'un tel système est de permettre la réalisation d'expériences de diffusion avec une résolution énergétique bien inférieure à la largeur en énergie du faisceau incident. Nous décrivons les méthodes de compensation qu'il est nécessaire de mettre en oeuvre pour obtenir ces performances.

Une description détaillée de SPES I montre comment ces principes généraux ont pu être appliqués.

L'énergie relativement élevée du faisceau incident autorise la diffusion à transferts élevés. En contre-partie se pose un problème de résolution angulaire pratiquement inconnu à basse énergie.

Nous terminons ce chapitre par la description de la détection, de l'électronique et du monitoring de SPES I.

### Chapitre II : Le formalisme de Kerman-McManus et Thaler

L'interprétation des expériences de diffusion de protons aux énergies voisines de 1 GeV fait souvent appel au formalisme de Kerman-McManus et Thaler. Le début de ce deuxième chapitre est consacré à sa description.

Les deux seuls ingrédients nécessaires sont d'une part la densité nucléaire, qui décrit la cible, d'autre part l'amplitude de diffusion libre nucléon-nucléon, qui décrit l'interaction.

Ceci est rendu possible grâce à une approximation : l'approximation de l'impulsion. Nous l'étudions au cours de la suite de ce deuxième chapitre.

Pour toutes nos interprétations, nous nous sommes limités aux deux premiers termes du développement de Kerman-McManus et Thaler. Nous décrivons en détail ces deux termes.

### Chapitre III : L'amplitude de diffusion nucléon-nucléon

Compte tenu de l'importance du rôle joué par l'amplitude de diffusion libre nucléon-nucléon, nous avons consacré le troisième chapitre de notre travail à sa description, à sa dérivation et à son utilisation dans le cadre du formalisme de Kerman-McManus et Thaler.

### Chapitre IV : Aspects de la diffusion de protons de 1 GeV

Nous abordons, au cours de ce quatrième chapitre, les aspects particuliers à la diffusion de protons de 1 GeV.

Parmi ceux-ci, nous avons développé l'étude de la diffusion multiple, de l'absorption, du couplage spin-orbite et de l'effet dû à la phase générale de l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon. Nous avons aussi comparé les résultats obtenus en utilisant le formalisme de Kerman-McManus et Thaler à ceux d'une analyse qui fait appel à l'approximation de Glauber. Ce chapitre se termine sur une étude des effets du second ordre.

### Chapitre V : Résultats et discussion

L'étude du formalisme de Kerman-McManus et Thaler faite au chapitre II, nous a montré que deux ingrédients étaient nécessaires. L'un d'eux, l'amplitude de diffusion libre nucléon-nucléon, a été étudié au chapitre III. L'étude du second, la densité nucléaire, fait l'objet du chapitre V.

Nous avons procédé de deux manières différentes :

- La première, utilise pour densité de protons les résultats des expériences de diffusion d'électrons, permet de déterminer la densité de neutrons, considérée comme l'inconnue d'une recherche en moindre carré sur les données expérimentales. Cette recherche fait appel soit à la paramétrisation dite de Fermi à trois paramètres représentée par l'expression suivante :

$$\rho(r) = (1 + w \frac{r^2}{a^2}) \frac{1}{1 + \exp \frac{r-c}{a}}$$

soit à différentes généralisations de cette forme. La recherche en moindre carré est effectuée en faisant varier le paramètre  $c$  et le paramètre d'épaisseur de surface  $a$ .

Nous résumons nos résultats par la donnée des rayons quadratiques moyens des densités de protons  $\langle r^2 \rangle_p^{1/2}$  et de neutrons  $\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$  qui font l'objet du tableau suivant.

	$\langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ (fm)	$\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$ (fm)	erreur (%)	paramétrisation
$^{16}\text{O}$	2,62	2,46	$\pm 10$	fermi 3 paramètres
$^{40}\text{Ca}$	3,40	3,36	$\pm 1$	" "
$^{42}\text{Ca}$	3,41	3,44	$\pm 1$	" "
$^{44}\text{Ca}$	3,44	3,46	$\pm 1$	" "
$^{48}\text{Ca}$	3,41	3,50	$\pm 1$	" "
$^{58}\text{Ni}$	3,69	3,61	$\pm 3$	" "
	3,68	3,56	$\pm 3$	fermi géné + gauss
$^{90}\text{Zr}$	4,22	4,27	$\pm 1,5$	fermi 3 paramètres
$^{208}\text{Pb}$	5,48	5,50	$\pm 1,5$	" "
$^{208}\text{Pb}$	5,45	5,42	$\pm 1,5$	fermi géné

Les résultats de cette étude, effectuée à partir du formalisme de Kerman-McManus et Thaler développé au second ordre, sont ensuite comparés aux résultats d'une analyse au premier ordre. On n'enregistre que de faibles différences, qui plaident en faveur des approximations que nous avons été contraints d'effectuer.

Si l'on compare nos résultats à ceux obtenus par d'autres méthodes de détermination, on remarque une bonne cohérence d'ensemble. Pour expliquer les quelques exceptions qui apparaissent, il ne faut pas rejeter, a priori, une origine expérimentale, principalement en ce qui concerne la détermination des angles.

Tous les problèmes posés par la diffusion à transfert élevé ne sont pas résolus. Leur solution nécessite d'une part une meilleure connaissance de l'amplitude de diffusion libre nucléon-nucléon à haut transfert, d'autre part

le traitement d'un certain nombre d'effets, tels les corrélations à longue portée, omis dans notre analyse. Ces deux derniers points peuvent aussi réagir sur la détermination des densités.

Nous mentionnons aussi les résultats excellents obtenus par les analyses des polarisations.

- La seconde façon de procéder, consiste à faire appel à des densités calculées à partir des grandes théories usuelles telles que Hartree-Fock. Les calculs ainsi effectués font apparaître un très bon accord, d'autant plus remarquable qu'il ne résulte d'aucun ajustement de paramètre.

Nous terminons ce chapitre par une comparaison de nos résultats à ceux obtenus à partir des principales théories généralement utilisées pour déterminer les densités nucléaires : Hartree-Fock, Brueckner-Hartree-Fock, Hartree-Fock-Bogoliubov, modèle en couche, modèle de Thomas-Fermi.

On remarque que nos résultats se situent au centre des valeurs obtenues par les théories les plus sophistiquées.

Avant de conclure, nous avons extrait quelques informations sur la répartition des neutrons à l'intérieur des noyaux étudiés.

### Conclusion

La diffusion de protons de 1 GeV apparaît comme un puissant moyen d'investigation de la matière nucléaire.

Elle est cependant tributaire des résultats obtenus en diffusion libre nucléon-nucléon et des approximations sur le traitement des effets dispersifs. La grosse source d'imprécision reste cependant d'origine expérimentale.

Une amélioration de la qualité de la prise des données laisse envisager de gros progrès, permettant d'accéder à la physique des neutrons, à l'image de la diffusion d'électrons qui procure de remarquables résultats sur les densités de charges.

## Table des Matières

INTRODUCTION .....	1
Chapitre I. LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL .....	3
I.1. Principe général .....	3
I.2. Les compensations .....	4
I.3. Les méthodes de compensation .....	6
I.4. Description de l'ensemble de spectrométrie à haute résolution SPES I .....	3
I.5. La résolution angulaire .....	11
I.6. La détection .....	15
I.7. L'électronique .....	19
I.8. Le monitoring .....	21
Chapitre II. LE FORMALISME DE KERMAN-McMANUS et THALER .....	25
II.1. Expression formelle de la matrice T de diffusion nucléon- noyau .....	25
II.2. L'approximation de l'impulsion .....	27
II.3. Termes linéaire et quadratique du potentiel optique .....	28
Chapitre III. L'AMPLITUDE DE DIFFUSION NUCLEON-NUCLEON .....	31
III.1. L'amplitude de diffusion nucléon-nucléon .....	31
III.2. Détermination de l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon .	31
III.3. Calcul de la matrice $t(q)$ utilisée dans KMT, à partir des amplitudes de diffusion libre .....	38
Chapitre IV. ASPECTS DE LA DIFFUSION DE PROTONS DE 1 GeV .....	39
IV.1. La diffusion multiple .....	39
IV.2. L'absorption .....	40
IV.3. Le spin-orbite .....	41
IV.4. Effet de la phase générale de l'amplitude N-N .....	43
IV.5. Comparaison KMT-Glauber .....	45
IV.6. Effets du second ordre .....	47
Chapitre V. RESULTATS ET DISCUSSION .....	53
V.1. Les densités de neutrons .....	53
V.2. Estimation des barres d'erreurs .....	58
V.3. Diffusion de protons de 1 GeV sur $^{16}\text{O}$ .....	60
V.4. Diffusion de protons de 1 GeV sur les isotopes du calcium ...	63



V.5. Diffusion de protons de 1 GeV sur $^{58}\text{Ni}$ .....	75
V.6. Diffusion de protons de 1 GeV sur $^{90}\text{Zr}$ et $^{208}\text{Pb}$ .....	81
V.7. Densités Hartree-Fock-Bogoliubov .....	86
V.8. Les neutrons dans le noyau .....	87
V.9. Les isotopes du calcium .....	88
V.10. Aspects des densités de neutrons .....	92
V.11. Dépendance radiale des densités .....	93
V.12. Les noyaux de masse plus élevée .....	96
V.13. Comparaisons avec les prédictions théoriques .....	102
CONCLUSION .....	115

## Introduction

Les nombreuses expériences de diffusion de protons réalisées ces vingt cinq dernières années témoignent de l'intérêt que représente le proton en temps que sonde de la structure nucléaire. La simplicité, toute relative, de ce projectile laisse cependant subsister un certain nombre de problèmes au niveau de l'interprétation des expériences. Les données, pour la plupart obtenues à basse énergie, en raison des problèmes techniques que pose la réalisation d'expériences avec des protons d'énergie intermédiaire, sont très souvent interprétées à l'aide d'un potentiel optique qui paramétrise ce qui reste d'inconnu à la fois dans l'interaction et dans la structure nucléaire. Le lien entre ce potentiel, très souvent déterminé avec précision, et des grandeurs plus caractéristiques de la structure du noyau étudié reste cependant difficile à établir. Une variante de cette méthode consiste à utiliser des formalismes développés pour les plus hautes énergies et à construire une interaction "effective". Si le mode opératoire diffère quelque peu, il n'en reste pas moins vrai que la physique de ces deux approches reste la même.

La diffusion de pions, pleine de promesse, se heurte encore à l'heure actuelle au manque de connaissance et à la complexité de l'interaction pion-noyau. Plusieurs expériences [1,2] ont été effectuées avec la diffusion de particules alpha. Le caractère composite de cette particule impose des approximations dont les justifications restent difficiles à établir (force effective).

Une issue a parallèlement été trouvée grâce à la diffusion d'électrons qui présente la même simplicité que la diffusion de protons. Elle a permis de gros progrès en particulier sur la connaissance des densités de charge. La précision de ces résultats est tout à fait remarquable [3]. Il n'en reste pas moins vrai que ce moyen d'investigation a le défaut de ses qualités : il repose sur l'interaction électromagnétique, fort bien connue, mais qui ne permet d'accéder qu'à "l'aspect électromagnétique" du problème. En particulier les propriétés des neutrons ne peuvent pas être directement sondées. En ce qui concerne

celles des protons du noyau, il n'est possible d'obtenir que des densités de charge reliées d'une manière approchée à la densité de protons au sens des interactions fortes.

Plusieurs auteurs [4,5,6,77] ont souligné l'intérêt d'effectuer des expériences de diffusion de protons à des énergies plus élevées. La petite longueur d'onde du projectile, son énergie cinétique beaucoup plus grande que les énergies de Fermi et d'excitation du noyau étudié, permettent de calculer l'amplitude proton-noyau à partir des densités nucléaires et de la matrice  $t$  de diffusion libre nucléon-nucléon.

Cet avantage fondamental obtenu au niveau de l'interprétation de données expérimentales s'est heurté aux difficultés d'obtention de résolution satisfaisante à partir de faisceau de haute énergie. Quelques expériences de pionniers [7] ont cependant été effectuées. Elles ont été limitées aux noyaux pour lesquels le manque de résolution ne constituait pas un handicap trop important.

La situation est restée dans cet état jusqu'à l'arrivée du spectromètre à haute résolution SPES I implanté auprès du synchrotron à protons Saturne à Saclay. Grâce à une résolution en énergie de l'ordre de  $10^{-3}$  il permet de compter la diffusion de protons aux énergies intermédiaires au nombre des moyens d'investigations de la structure nucléaire les plus directs et les plus précis.

Le chapitre I de ce travail nous donnera une description du dispositif expérimental. Ses principales propriétés et performances seront étudiées.

Nous exposerons au chapitre II le formalisme de Kerman, McManus et Thaler qui nous a servi à interpréter nos expériences.

La diffusion nucléon-nucléon joue un rôle fondamental dans l'analyse que nous avons faite. Les problèmes liés aux données nucléon-nucléon sont abordés au chapitre III.

C'est au chapitre IV que nous étudierons un certain nombre de propriétés de la diffusion élastique de protons de 1 GeV.

L'ensemble des résultats obtenus sera présenté au chapitre V. L'analyse qui en est faite précise un certain nombre de données expérimentales qui caractérisent la structure nucléaire.

## Chapitre I

### LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Quand on a songé, il y a maintenant plus d'une dizaine d'années, à utiliser en physique nucléaire des faisceaux de protons d'énergie intermédiaire, on s'est retrouvé dans la situation des expérimentateurs qui travaillaient au début des premiers accélérateurs à basse énergie : il fallait séparer les différents processus qui apparaissent quand un faisceau tombe sur une cible, et, en premier lieu, le plus simple d'entre eux : la diffusion élastique. Comme précédemment une course à la résolution s'en suivit, vers une valeur qui, en raison de l'espacement des niveaux nucléaires, se situe aux environs de 100 keV. Avec un faisceau de protons de 1 GeV, il fallait donc travailler avec une résolution en énergie de  $10^{-4}$ . Pour ce faire de nouvelles techniques furent développées. Nous vous présentons, au cours du présent chapitre, les solutions retenues à Saclay pour SPES I.

#### I.1. Principe général

Les protons sont accélérés par le synchrotron Saturne. La largeur en énergie du faisceau extrait est typiquement de l'ordre du MeV. Pour obtenir une résolution de 100 keV, il faut donc faire appel à un dispositif qui nous affranchisse de cette largeur en énergie. En fait, la connaissance précise du bilan énergétique de réaction Q suffit à séparer les différents processus par lesquels le faisceau interagit avec la cible, plus spécifiquement dans notre cas, la diffusion élastique de la diffusion inélastique. La montage de deux spectromètres "à perte d'énergie", proposé par Cohen [5], est actuellement le seul système connu qui réponde à ces différents critères. Il permet une mesure précise de la différence entre le moment avec lequel un proton arrive sur la cible et celui avec lequel, après diffusion, il en ressort.

Les deux aimants du système magnétique (Fig. 1), l'analyseur A et le spectromètre S sont construits pour avoir des dispersions rigoureusement inverses l'une de l'autre. Après passage dans l'analyseur A, le faisceau de moment  $P_0 \pm \delta p$  arrive dispersé sur la cible. Il entre ensuite dans le spectromètre dont l'axe d'entrée coïncide avec l'axe du faisceau uniquement pour la clarté de l'exposé, la

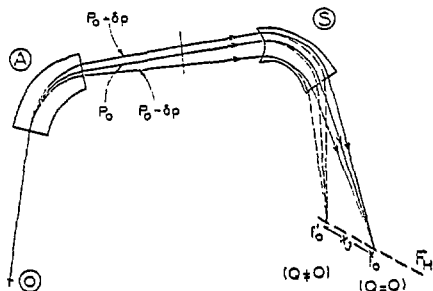


Figure 1 - Compensation de la largeur en énergie du faisceau incident.

dispersion du spectromètre étant rigoureusement inverse de celle de l'analyseur, le faisceau va se focaliser au point  $f_0$  (Fig. 1). Les protons qui auront interagi avec la cible au moyen d'une réaction de bilan énergétique  $Q$  (diffusion inélastique par exemple) en sortiront avec un moment plus faible et seront plus déviés que les protons qui n'ont pas interagi. Ils passeront tous par le point de focalisation  $f'_0$ . L'ensemble des points  $f'_0$ , quand  $Q$  varie, constitue la surface focale du spectromètre. La distance sur cette surface de  $f_0$  à  $f'_0$  est une fonction de  $Q$ . Malheureusement, cette distance n'est en général pas fonction de  $Q$  uniquement, auquel cas elle en serait une mesure. Nous allons étudier maintenant les autres dépendances, et surtout, voir qu'il est possible de les compenser au moyen d'éléments magnétiques appropriés.

Les protons qui auront interagi avec la cible au moyen d'une réaction de bilan énergétique  $Q$  (diffusion inélastique par exemple) en sortiront avec un moment plus faible et seront plus déviés que les protons qui n'ont pas interagi. Ils passeront tous par le point de focalisation  $f'_0$ . L'ensemble des

## I.2. Les compensations

Un nombre limité de données définissent complètement notre système. Au premier ordre, elles se divisent en deux groupes :

. *Les données relatives aux particules elles-mêmes* : l'abscisse  $X$  caractérisant la distance de la particule à l'axe optique du système magnétique ; l'angle  $\alpha$  de sa trajectoire avec l'axe optique quand la particule est au point d'abscisse  $X$  ; son moment  $p$  dont on tient compte à travers la dispersion relative  $\delta = dp/p$ , par rapport à l'impulsion moyenne.

. *Les données relatives aux éléments magnétiques* : elles peuvent être considérées comme les éléments d'une matrice. Nous aurons ainsi les éléments  $a_{ij}$  pour l'analyseur et les éléments  $s_{ij}$  pour le spectromètre.

On définit une particule par le vecteur  $\begin{pmatrix} X \\ \alpha \\ p \end{pmatrix}$ , où l'axe optique pris comme référence est celui de la face d'entrée de l'analyseur (Fig.2). De même

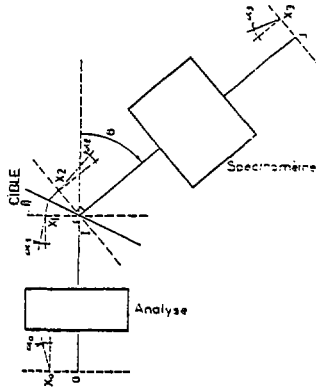


Figure 2

si l'on se réfère à la face de sortie de l'analyseur, on définit un vecteur  $\begin{pmatrix} X_1 \\ \alpha_1 \\ \delta_1 \end{pmatrix}$  (Fig. 2). La matrice caractéristique de l'analyseur définie à partir des éléments  $a_{ij}$  devra satisfaire à la relation :

$$\begin{pmatrix} X_1 \\ \alpha_1 \\ \delta_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{16} \\ a_{21} & a_{22} & a_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_0 \\ \alpha_0 \\ \delta_0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

De même pour le spectromètre on peut définir une matrice qui satisfasse à la relation :

$$\begin{pmatrix} X_3 \\ \alpha_3 \\ \delta_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{16} \\ s_{21} & s_{22} & s_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_2 \\ \alpha_2 \\ \delta_2 \end{pmatrix} \quad (2)$$

$X_2$  étant pris à l'entrée du spectromètre et  $X_3$  à sa sortie (Fig. 2).

L'étude de la cinématique de la réaction et le résultat d'un calcul de géométrie élémentaire permettent de relier le vecteur  $\begin{pmatrix} X_1 \\ \alpha_1 \\ \delta_1 \end{pmatrix}$  au vecteur  $\begin{pmatrix} X_0 \\ \alpha_0 \\ \delta_0 \end{pmatrix}$ . Réintroduisant cette relation dans les équations matricielles précédentes, nous trouvons l'expression du vecteur  $\begin{pmatrix} X_3 \\ \alpha_3 \\ \delta_3 \end{pmatrix}$  en fonction du vecteur  $\begin{pmatrix} X_0 \\ \alpha_0 \\ \delta_0 \end{pmatrix}$ . On en tire  $X_3$  :

$$\begin{aligned} X_3 &= (s_{16} + L s_{26}) C dQ \\ &+ \left[ \frac{\cos(\beta-\beta)}{\cos\beta} a_{11} (s_{11} + L s_{21}) + L s_{22} a_{21} \right] X_0 \\ &+ \left[ -D a_{22} \frac{\cos(\beta-\beta)}{\cos\beta} (s_{11} + L s_{21}) - L s_{22} a_{22} \right] \alpha_0 \end{aligned} \quad (3)$$

$$+ \left[ \frac{\cos(\theta-\beta)}{\cos\theta} a_{16} (s_{11} + L s_{21}) + (s_{16} + L s_{26})A + L s_{22} a_{26} \right] \beta_1$$
$$+ \left[ L s_{22} + K (s_{16} + L s_{26}) \right] \beta_2$$

Les angles  $\theta$  et  $\beta$  sont respectivement les angles de réaction et de la cible tels qu'ils apparaissent Fig. 2, et L le déplacement du plan focal du spectromètre par rapport à sa position pour les conditions de définition de (2).

Le seul terme dépendant du Q de réaction est le premier, le rôle des compensations va être d'éliminer les autres termes :

- . un terme en  $\alpha_2$  dépendant de l'ouverture du spectromètre ;
- . un terme en  $\delta_1$  caractérisant la dépendance en énergie du faisceau ;
- . un terme en  $\alpha_0$  caractérisant l'ouverture du faisceau incident ;
- . un terme en  $X_0$  caractérisant la largeur du point objet.

### I.3. Les méthodes de compensation

Nous les donnerons sans les démontrer :

- a) Compensation de l'ouverture du spectromètre (effet dû à la cinématique propre de la réaction)

Elle peut être traduite comme un déplacement de la surface focale. Nous verrons que le système de détection adopté conduit à une restitution de la trajectoire de la particule qui sort du spectromètre. Ce déplacement de la surface focale se résume donc à changer les coordonnées de cette dernière.

- b) Compensation de la dispersion énergétique du faisceau incident

Un des moyens préconisés est de choisir un angle cible  $\beta$  qui annule le terme en  $\delta_1$  tout en imposant que les éléments de matrice  $a_{16}$  et  $a_{26}$  soient invariants sur cible. On peut aussi imposer à  $\beta$  une valeur raisonnable et jouer sur  $a_{16}$  et  $a_{26}$  pour annuler le terme en  $\delta_1$ .

- c) Compensation des effets dus à l'ouverture du faisceau

On peut montrer qu'il suffit de focaliser horizontalement à une distance D de la cible. La dispersion sur cible étant imposée, il faudra un ensemble de trois quadrupôles pour réaliser simultanément : la compensation précédentes (contrainte sur  $a_{16}$  et  $a_{26}$ ), la focalisation verticale sur cible et une valeur particulière de D.

- d) Focalisation horizontale et verticale

Les problèmes de focalisation interviennent directement et dès le premier ordre dans la recherche de la résolution optimale. Retraduits dans le langage matriciel précédemment défini, ils correspondent à un choix judicieux des

différents éléments de matrice et en particulier de  $s_{11}$  et  $s_{16}$  qui apparaissent dans l'expression donnant  $X_3$ . Dans le plan horizontal une dispersion de 1,37 mm pour  $dp/p = 10^{-4}$  a été choisie, en se référant aux performances maximales que l'on peut attendre de la détection. La focalisation verticale est déterminée par l'inclinaison de la face de sortie du spectromètre ( $25^\circ$ ), et par un quadrupôle. Ce quadrupôle, placé à l'entrée du spectromètre, permet une plus grande acceptance et constitue un élément de réglage.

c) Les aberrations du second ordre. Leurs compensations

Elles sont constituées pour l'analyse :

- . des aberrations d'ouverture horizontale (en  $\theta^2$ ) ;
- . des aberrations d'ouverture verticale (en  $\phi^2$ ) ;
- . des aberrations qui dépendent de la hauteur  $z$  de l'objet.

Dans le cas de l'analyse, ces deux dernières peuvent être négligées en raison de la faible émittance  $\phi_0$  ( $25 \text{ } \mu\text{mm.mrd}$ ) dans le plan vertical du faisceau de Saturne. Lorsque le spectromètre tourne autour de la cible, sa focale inverse subit une rotation d'un angle correspondant et ne peut par conséquent coïncider continuellement avec la focale image de l'analyse. On compense ces différents effets par une composante du second ordre dans le champ de l'analyseur et en implantant entre ce même analyseur et la cible deux sextupôles. Nous précisons lors de la description de la ligne les paramètres sur lesquels chacun de ces deux sextupôles influe plus particulièrement.

Au niveau du spectromètre, les aberrations du second ordre proviennent :

- de l'ouverture horizontale (en  $\theta^2$ ) et de l'ouverture verticale (en  $\phi^2$ ) ;
- de la dimension verticale de l'objet et de la dépendance en  $\phi$ . Le produit  $\phi_0$  qui représente l'émittance est dans ce cas égal à  $160 \text{ } \mu\text{mm.mrd}$  et conduit à des effets non négligeables .

Pour compenser ces différents effets, on a courbé les faces d'entrée et de sortie du spectromètre, donné une composante du second ordre du champ de ce dernier au moyen de bobinages correcteurs et mis en place un sextupôle à son entrée. On a vu que, tant pour l'analyse que pour le spectromètre, la majorité des éléments de compensation était réglable. Ceci permet de tenir compte des différences inévitables entre les données du projet et la réalisation ainsi que d'optimiser les performances sur une gamme d'énergies s'étalant de 300 MeV à 1,4 GeV.



#### 1.4. Description de l'ensemble de spectrométrie à haute résolution SPES I

L'ensemble de spectrométrie à haute résolution SPES I [3] a été implanté dans le courant de l'année 1971 auprès du synchrotron à protons Saturne. Le premier faisceau a été envoyé sur la cible au mois de février 1972. La Fig. 3 donne le schéma de l'implantation générale. Après avoir été extrait de la machine, le faisceau est envoyé sur les fentes objets à travers une ligne constituée par les quadrupôles Q1, Q2, Q3 et Q4. L'ouverture de ces fentes est réglable en fonction des impératifs de chaque expérience. Les quadrupôles Q10 et Q11 forment un objet virtuel horizontal et un objet réel vertical à partir de ces fentes. L'utilisation d'un objet virtuel permet d'obtenir des dimensions très fines (0,5 mm) qu'il serait difficile d'obtenir directement en diaphragmant le faisceau dont l'énergie est élevée. Cette solution permet d'autre part de minimiser les pertes de faisceau. Nous trouvons ensuite l'aimant d'analyse A12. Un jeu de fentes réglables, similaires aux précédentes, est placé à l'entrée de l'analyseur A12. Il permet d'imposer la direction d'entrée dans l'analyse et, éventuellement, de limiter l'intensité du faisceau. Situé derrière A12, sur la trajectoire des particules incidentes, nous trouvons un groupe de trois quadrupôles Q14, Q16 et Q17. Cet ensemble permet les réglages de focalisation et de dispersion sur la cible correspondant aux compensations déjà décrites. Il assure aussi le renversement d'image rendu nécessaire par l'implantation et la focalisation verticale. Faisant suite aux quadrupôles Q14, Q16 et Q17 nous trouvons la boîte à cibles. C'est autour de son axe vertical que s'effectue la rotation du spectromètre. Celui-ci est constitué principalement du dipôle A23 et d'un quadrupôle qui contribue à la focalisation verticale. Un jeu de fentes réglables, placé entre le quadrupôle et A23, détermine l'angle solide de détection. Les aberrations du second ordre, liées aux ouvertures verticale et horizontale du faisceau, à l'orientation variable des surfaces focale et focale inverse du spectromètre, sont corrigées par les sextupôles S13, S15 et S21.

Nous donnons Fig. 4 et 5 une vue de SPES I. On y reconnaît les quadrupôles Q14, Q16 et Q17, la boîte à cibles et le spectromètre lui-même.

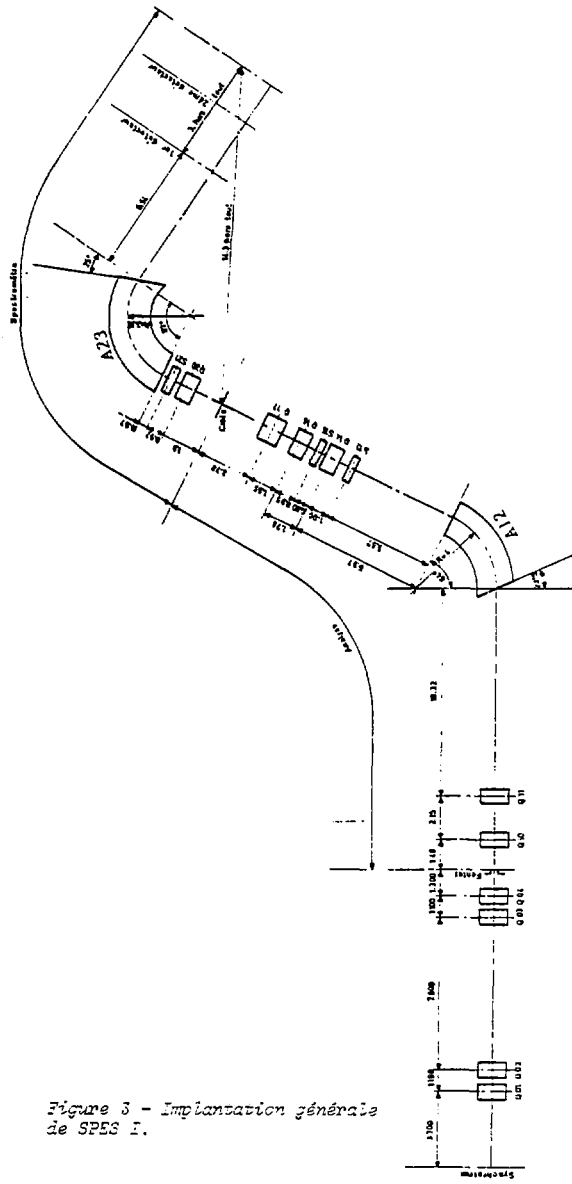


Figure 3 - Implantation générale de SPES I.



Figure 4



Figure 5

Les différentes caractéristiques de l'analyse et du spectromètre sont résumées ci-dessous.

a) Caractéristiques de l'analyse

Moment maximal des particules de charge unité	2,14 GeV/c
Dispersion en énergie du faisceau de Saturne	$\pm 4 \times 10^{-4}$
Emittances du faisceau de Saturne :	
. dans le plan horizontal	25 mm/mrd
. dans le plan vertical	3 mm/mrd

Caractéristiques optiques

Dispersion	13 mm/%
Objet défini par les fentes	
. largeur	$\pm 4,2$ mm
. hauteur	$\pm 4,8$ mm

Ouverture du faisceau après les fentes	
. horizontale	$\pm 0,2 \text{ mm}$
. verticale	$\pm 4,5 \text{ mm}$
Pour une dispersion sur la cible égale à la dispersion inverse du spectromètre ( $1,315 \text{ mm}$ pour $dp/p = 10^{-4}$ ) :	
. largeur de l'image sur la cible	$\pm 20 \text{ mm}$
. hauteur de l'image sur la cible	$\pm 4,5 \text{ mm}$
Angle de la focale sur la cible variable de :	20 à $135^\circ$

### Analyseur

Rayon de l'orbite moyenne	4 m
Angle de déviation de l'orbite moyenne	$64^\circ$
Angle d'inclinaison de la face d'entrée	$23^\circ 5'$
Angle d'inclinaison de la face de sortie	$0^\circ$

Le circuit magnétique est du type "window frame"

Angle magnétique	$64^\circ$
Poids de fer	57 T

### b) Caractéristiques du spectromètre

Moment maximal des particules de charge unité	1,92 GeV/c
---	------------

### Caractéristiques optiques

Dispersion dans le plan focal (pour $dp/p = 10^{-4}$ )	1,37 mm
Grandissement horizontal	1,04
Grandissement vertical	3,5
Angle solide	$3,4 \times 10^{-3} \text{ sr.}$
Résolution pour l'objet de 0,4 mm donné sur la cible par l'analyse $dp/p$	$0,5 \times 10^{-4}$
Rayon de l'orbite moyenne	3,3 m
Angle de déviation de l'orbite moyenne	$97^\circ$
Angle d'inclinaison de la face de sortie	$25^\circ$
Rayon de courbure de la face d'entrée	1,9 m

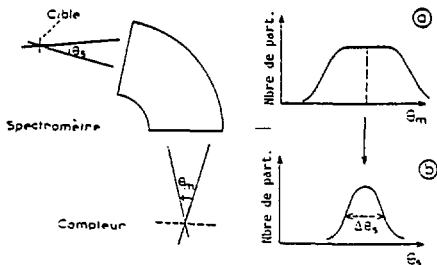
### I.5. La résolution angulaire

La diffusion élastique effectuée à partir de faisceaux de moments incidents élevés ( $\approx 8 \text{ fm}^{-1}$ ) permet des mesures sur un large domaine de transfert allant jusqu'à  $\approx 4 \text{ fm}^{-1}$ , auquel correspond une variation du facteur de forme nucléaire de 1 à  $10^{-7}$ . Il est évident que cette possibilité serait tout à fait illusoire si elle devait être obtenue au prix d'une perte de précision

sur le comportement de la diffusion et par voie de conséquence du facteur de forme en fonction du moment transféré. Une variation de ce dernier de 0 à  $4 \text{ fm}^{-1}$  correspond à un domaine angulaire de l'ordre de  $30^\circ$ , ce qui implique l'obtention d'une résolution angulaire importante. Nous étudions maintenant les différents facteurs qui contribuent à la dégrader et le moyen de les compenser.

I.5.1. Définition de la résolution angulaire

Reportons nous au schéma ci-dessous. Considérons toutes les particules qui sortent du spectromètre avec un angle mesuré par les compteurs  $\theta_m$ . Ces particules sont sorties de la cible avec un angle  $\theta_s$ . Si notre système est parfait, à chaque  $\theta_m$  correspond un  $\theta_s$  unique et vice versa. En fait, pour les différentes raisons que nous allons étudier à la suite de ce paragraphe, à un  $\theta_m$  donné correspondent des  $\theta_s$  qui se répartissent suivant une loi statistique. Les données qui définissent cette loi sont des caractéristiques du système de mesure. C'est la largeur de cette loi que nous appellerons résolution angulaire.



Nous allons, à présent, étudier les différentes causes de dégradation de la résolution angulaire. Les notations utilisées ont été définies au paragraphe I.1. avec l'étude des aberrations.

a) Effet dû aux compteurs

Ceux-ci n'ont pas une précision de localisation infinie. Si l'on utilise deux compteurs pour effectuer la mesure de l'angle sous lequel la particule croise la focale du spectromètre, l'imprécision sur l'angle mesuré  $\Delta\theta_n$  sera :

$$\Delta\theta_n = \sqrt{\frac{\Delta y_1^2 + \Delta y_2^2}{L}} = \sqrt{2} \frac{\Delta y}{L},$$

ou  $\Delta y_1$  et  $\Delta y_2$  sont les imprécisions de localisation des compteurs, égales à  $\Delta y$  dans le cas de deux compteurs identiques.  $L$  est la distance qui sépare les deux compteurs. Les mesures de  $\Delta\theta$  ont été effectuées en fermant les fentes d'entrée du spectromètre et en utilisant un fil d'or comme cible, de manière à minimiser la contribution à l'élargissement angulaire autre que celles provenant des compteurs. Elles ont donné une valeur voisine de 2 mrd.

b) Effet de la diffusion multiple

La diffusion multiple sur la matière rencontrée par les particules diffusées (fenêtres de sortie du spectromètre, cible, compteurs) crée aussi une cause d'imprécision sur la mesure des angles. La valeur de 2 mrd citée précédemment inclut cet effet.

c) Contribution de l'épaisseur de la cible

L'influence de l'épaisseur de la cible de valeur souvent inférieure à 200 mg/cm<sup>2</sup> ne devient non négligeable que pour les cibles liquides, généralement d'épaisseur supérieure.

d) Effet dû à l'ouverture angulaire du faisceau et à l'émittance du faisceau

Pour un faisceau monochromatique, les particules incidentes ont la possibilité d'arriver sur la cible à une distance  $y_i$  de l'axe de sortie de l'analyseur, ceci en raison de l'ouverture angulaire  $\theta_i$  du faisceau ;  $y_c$  représente la partie de la cible interceptée par le faisceau. A la distance  $y_i$  correspond une autre distance,  $y_s$  qui se réfère à l'axe d'entrée du spectromètre (voir schéma ci-dessous).  $y_i$  et  $y_s$  sont liées par la relation :

$$y_s = \cos(\theta_s - \beta) y_c = y_s \frac{\cos(\theta_s - \beta)}{\cos\beta + \text{tg}\theta_s \sin\beta} \quad y_i = \frac{\cos(\theta_s - \beta)}{\cos\beta} y_i = - \frac{\cos(\theta_s - \beta)}{\cos\beta} D \theta_i,$$

$\theta_s$  étant l'angle de diffusion,  $\beta$  l'angle cible, D la distance de la cible au point de focalisation du faisceau.

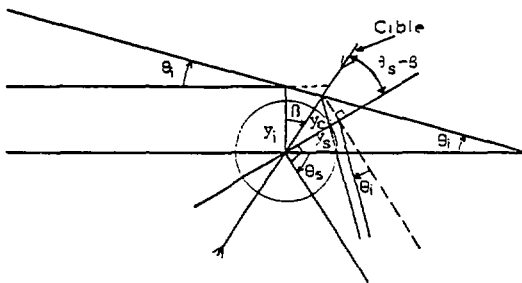


Figure 3 - Correspondance entre les paramètres qui définissent les particules avant et après la cible.

L'angle d'arrivée sur la surface focale sera :

$$\theta_f = s_{22} \theta_i + s_{21} y_i = \left[ s_{22} - \frac{\cos(\theta_s - \beta)}{\cos\beta} s_{21} D \right] \theta_i$$

ou les notations utilisées tant dans la formule précédente que dans la suite du paragraphe ont été définies en I.2. Cette valeur de  $\theta_f$ , qui peut être calculée dès que les conditions expérimentales sont définies, fixe la limite supérieure de l'effet d'ouverture du faisceau. D'autre part, il est impossible d'obtenir

une focalisation ponctuelle du faisceau en raison de son émittance. L'image du point objet a une dimension minimale  $\Delta y$  qui conduit à un élargissement :

$$\Delta\theta = s_{21} \Delta y.$$

Pour tous les réglages adoptés, cette contribution à l'imprécision de la mesure d'angles reste négligeable.

e) Effet dû à la largeur en énergie du faisceau

En raison de la largeur en énergie du faisceau et de la dispersion de l'analyse, les particules incidentes peuvent arriver sur la cible avec un angle  $\theta_i$  et une distance  $y_i$  de l'axe de sortie du système magnétique d'analyse.  $\theta_i$  et  $y_i$  sont liés à  $\delta$  par : (cf. § I.2)

$$\theta_i = a_{26} \delta \quad \text{et} \quad y_i = a_{16} \delta.$$

(ces relations définissent  $a_{16}$  et  $a_{26}$ ). L'angle d'arrivée de la particule diffusée sur la focale du spectromètre pourra être :

$$\theta_f = s_{21} y_i + s_{22} \theta_i + s_{26} \delta = \left\{ a_{21} \frac{\cos(\theta_s - \beta)}{\cos\delta} a_{16} + s_{21} a_{26} + s_{26} \right\} \delta.$$

Sommant ces différents effets quadratiquement, on obtient la valeur de la résolution angulaire.

Avant d'effectuer un calcul numérique destiné à donner l'ordre de grandeur de cette résolution, nous devons mentionner un point particulier aux expériences de diffusion élastique que nous avons réalisées. Les cibles étaient des petits morceaux d'isotopes séparés, de 6 mm de largeur. En conséquence la valeur des différents  $y_i$  ne pouvait pas dépasser 3 mm et la valeur des  $\theta_i$   $3 \times 10^{-4} = 0,3$  mrd. Si on se rapporte aux valeurs des coefficients de transferts mesurés par P. Birien et D. Garreta [10] :

$$\begin{array}{lll} s_{11} = -1 & s_{12} = 0 & s_{16} = 1,309 \text{ cm/\%} \\ s_{21} = -4,4 \text{ mrd/cm} & s_{22} = -1 & s_{26} = 1,53 \text{ mrd/\%} \\ a_{16} = 1,309 \text{ cm/\%} & a_{26} = 110 \text{ mrd/\%} & \end{array}$$

Nous avons :

- 2 mrd mesurés pour les compteurs ;
- 0.78 mrd pour l'ouverture angulaire du faisceau ;
- 0.92 mrd pour la largeur en énergie du faisceau.

Nous trouvons :

$$\Delta\theta = 3,6 \text{ mrd.}$$

## 1.6. La détection

Ses fonctions sont de deux natures :

- mettre en évidence et sélectionner les particules qui correspondent au processus que l'on a choisi d'étudier, rejeter les autres. Pour ce faire, on s'assure que les signaux générés par la détection ont pour origine des particules qui sortent effectivement du spectromètre. La sélection en moment imposée par ce dernier, suffit à ne laisser subsister que les diffusions élastiques et inélastiques. Matériellement, c'est la mise en coïncidence des différents compteurs constituant la détection qui impose cette condition ;
- déterminer le Q de réaction, ce qui s'effectue en mesurant la coordonnée  $X_2$  précédemment décrite et caractéristique de l'intersection de la trajectoire des protons diffusés avec la surface focale du spectromètre. La détection doit par conséquent comporter une fonction localisation qui, sur SPES L, est confiée à huit compteurs à migration.

### 1.6.1. Principe de fonctionnement des compteurs à migration

Le compteur est essentiellement constitué d'une enceinte remplie de gaz. Ses extrémités, entre lesquelles on établit un champ électrique aussi uniforme que possible, sont occupées respectivement par une plaque de potentiel et par un compteur proportionnel. Des fenêtres de mylar ferment les faces avant et arrière. La particule dont on désire déterminer la trajectoire ionise le gaz en traversant l'enceinte. Les électrons ainsi produits remontent le champ jusqu'au proportionnel avec une vitesse constante. Celui-ci, après le passage de la particule, génère une impulsion. Le temps  $\tau$  ainsi défini est une fonction de la distance de migration, donc de l'abscisse de traversée du compteur par la particule à localiser. Il représente l'information localisation. Remarquons que ce principe nécessite la connaissance de l'instant de début de migration qui devra être obtenu par un dispositif annexe : le déclencheur ; il est limité par la diffusion des électrons de migration sur les molécules du gaz du compteur. L'incertitude de localisation est donnée théoriquement par la formule :

$$\sigma = \sqrt{(2 D L/W)}$$

D étant le coefficient de diffusion des électrons sur le gaz du compteur, L la longueur de migration et W la vitesse de migration.

Pour un champ de 800 V/cm et pour le méthane pur utilisé pour la plupart des expériences de diffusion élastique, on obtient pour L = 50 cm la valeur théorique :

$$\sigma = 1,7 \text{ cm.}$$



Le temps mort du compteur est donné par le temps de migration des électrons. Il est de l'ordre de 5  $\mu$ s en considérant la longueur totale du compteur.

### I.6.2. Réalisation pratique

La détection de SPES I utilise huit compteurs horizontaux et deux verticaux. Physiquement, ceux-ci sont groupés deux par deux, formant quatre compteurs doubles pour la coordonnée horizontale, et deux pour la verticale. Cette disposition permet d'élever le niveau de coïncidence, ce qui contribue à améliorer la sélection des bons événements [1].

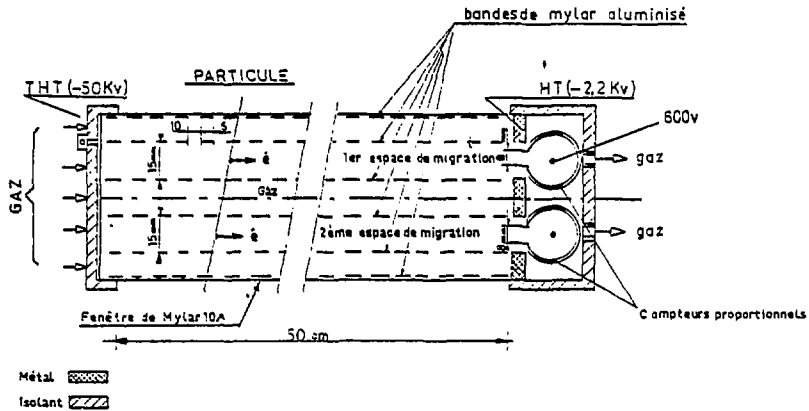


Figure 7 - Double chambre à migration

L'enceinte à gaz est en plexiglass. Elle comporte deux fenêtres de mylar de 50 x 15 cm. L'épaisseur des feuilles de mylar est de 10  $\mu$ . Des bandes de mylar aluminisé, réparties de chaque côté de l'espace de migration, sont portées à des potentiels qui croissent linéairement de 2,5 à 50 kV. Ces bandes assurent un champ parfaitement constant. L'une des extrémités de l'espace de migration est constituée d'une plaque métallique portée à 50 kV. A l'autre extrémité, on trouve le compteur proportionnel dont la coque cylindrique a un rayon de 1 cm ; elle est portée à un potentiel d'environ - 2,2 kV. Le fil du compteur proportionnel, en molybdène doré, a un diamètre de 40  $\mu$ . Il reçoit une tension positive et réglable de 0 à 700 V. La résolution spatiale obtenue varie de 0,4 mm pour des distances de migration inférieures à 12 cm, à 1,2 mm pour une distance de migration correspondant à la longueur du compteur soit 50 cm. L'efficacité, mesurée systématiquement à chaque début d'expérience, affiche une remarquable stabilité dans le temps et se situe à des valeurs

de l'ordre de 99 %.

La Fig. 8 nous montre l'aspect extérieur de ces compteurs (vus côté plaque H.T.).

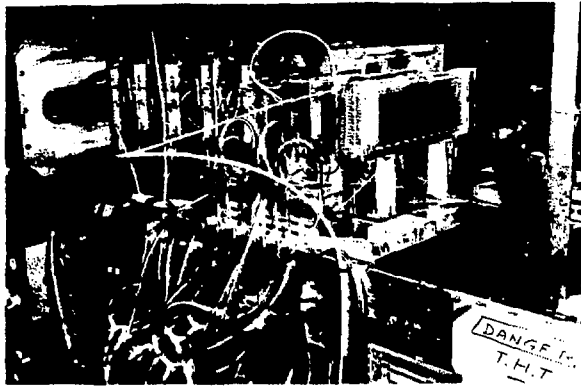


Figure 8 - Compteur à migration utilisé à SPES I

### 1.6.3. Le déclencheur

Ainsi qu'il est apparu précédemment, l'instant de début de migration doit être déterminé indépendamment des compteurs à localisation. Ce rôle est confié au déclencheur. Réalisé à partir de quatre photoscintillateurs espacés de 50 cm et mis en coïncidence rapide, il constitue, avec les huit compteurs à migration, le second élément de sélection des bons événements. Le niveau de coïncidence élevé ainsi réalisé, nous assure un fort taux de rejet pour les particules qui ne sortent pas du spectromètre.

Les quatre photoscintillateurs utilisent des éléments radiants fabriqués à partir de NE 102. Ceux-ci sont couplés adiabaticquement à des photomultiplicateurs R.T.C. XP 2020 ou H.T.V. R 329. Mesuré dans les conditions standards (10 % à 90 %), le temps de montée se situe aux environs de 1,6 ns. La largeur à mi-hauteur de la coïncidence quadruple est typiquement de 0,7 ns. Un effort particulier a été porté sur la polarisation des photomultiplicateurs pour obtenir une bonne réponse aux forts taux de comptage. Les solutions adoptées, par ailleurs classiques, consistent à élever progressivement la différence de potentiel entre les derniers étages, pour limiter les problèmes de charge d'espace inter-dynodes. Nous avons aussi suggéré l'emploi de transistors haute tension comme éléments de polarisation. Cette disposition permet en effet de

séparer l'alimentation des premiers étages de celle des derniers qui présentent à fort taux de comptage un débit important.

Un point critique demeure : l'utilisation de diviseurs résistifs qui n'est certes pas un gage de stabilité dans le cas d'un système présentant des consommations hautement variables! De toute manière, il est bien évident que les limitations en taux de comptage ne proviennent pas du déclencheur. Son temps mort d'environ 10 ns est tout à fait négligeable devant celui des compteurs à migration ( $\approx 5 \mu s$  pour 50 cm) et de celui de l'électronique de traitement et d'acquisition. Nous avons utilisé, pour certaines expériences de diffusion élastique et inélastique, un déclencheur hodoscopé en trois zones. Une modification de l'électronique associée permettait de prendre en compte l'information fournie par l'hodoscope et d'attendre les signaux de fin de migration dans des fenêtres en temps réduites. Le temps mort des compteurs à migration se trouve ainsi limité au tiers de sa valeur maximale. La complexité des réglages faisait perdre le bénéfice de la réduction de temps mort et nous a conduit à revenir à une solution non-hodoscopée, plus simple et de fait plus efficace. A l'heure actuelle, l'amélioration majeure portée dans le sens de la réduction des effets du temps mort des compteurs est la construction d'un mur de blindage.

Le rôle du déclencheur ne se limite pas à fournir l'instant de début de migration. Par sa rapidité, il a toutes les performances requises pour jouer le rôle de pilote de tout l'ensemble détection-acquisition-traitement. C'est lui qui génère le début de la séquence de vérifications nécessaires à la prise en compte correcte des événements. Celle-ci fait appel aux fonctions suivantes : les anti-cumuls, les anti-empilements et le contrôle des états de temps mort des différents éléments de la chaîne.

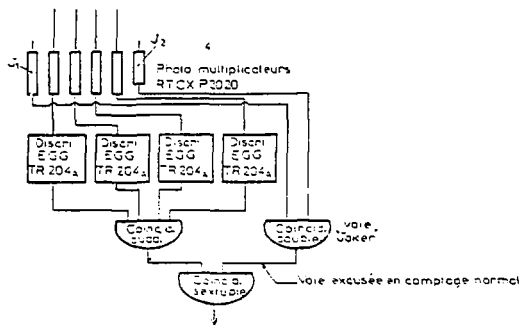


Figure 3 - Schéma électronique du déclencheur

Deux autres photoscintillateurs placés de part et d'autre des huit compteurs possèdent des éléments radiants de petites dimensions (30 mm × 60 mm). Ces "Joker" permettent de "marquer" les événements qui serviront de base à la détermination de l'efficacité du déclencheur et des compteurs à migration. Ceux-ci peuvent être contrôlés sur toute leur longueur par déplacement des Jokers commandé à partir de la salle de mesure.

### I.7. L'électronique

Sous ce vocable on entend tous les éléments qui assurent, plus ou moins directement le cheminement de l'information des compteurs et du déclencheur à l'ordinateur, maillon final de cette chaîne. On y trouve, conformément aux deux natures de fonction à réaliser, deux types d'éléments :

- *Les éléments de mesures.* Ce sont, essentiellement, des convertisseurs temps numérique. Les quatre premiers reçoivent sur leurs entrées de début de codage, les signaux conditionnés du déclencheur (Start) et ceux de chaque premier élément des quatre doubles compteurs à migration pour les fins de codage (Stop). Les quatre autres informations disponibles ne sont en général pas utilisées à des fins de mesure. L'abscisse du point où la trajectoire du proton diffusé croise le plan du compteur, présentée sous forme numérique en sortie de convertisseur, est transférée à l'ordinateur par l'intermédiaire d'un système de couplage CAMAC. Ces données sont ensuite écrites sur bandes magnétiques. Elles servent, par ailleurs, par traitement semi-différé entre chaque "burst" du synchrotron, à reconstituer la trajectoire de chacun des protons diffusés, ce qui permet de déterminer la coordonnée  $X_3$ , fonction linéaire du Q de réaction. En raison de la rapidité nécessaire en ligne, cette détermination n'est pas optimisée, mais permet néanmoins d'effectuer un contrôle du bon déroulement de l'expérience.

Les coordonnées verticales sont traitées de manière similaire par deux convertisseurs supplémentaires. Elles ne servent qu'à effectuer des corrections d'aberrations.

- *Des éléments logiques* constituent la seconde partie de l'électronique.

On trouve d'abord les fonctions de coïncidences déjà mentionnées entre les quatre photoscintillateurs du déclencheur d'une part et les huit compteurs à migration d'autre part. La première n'appelle à aucune remarque particulière, mise à part la précaution d'échantillonner la coïncidence par le premier des photoscintillateurs. Cette mesure limite les fluctuations temporelles. La seconde est beaucoup plus complexe, elle assure le rejet de

aux huit compteurs tout en conservant l'information "localisation" de chacun d'eux. Elle doit, d'autre part accepter les décalages en temps provoqués par les angles différents des trajectoires, ceci pour éviter une réduction de l'ouverture angulaire du spectromètre. La solution retenue est schématisée Fig. 10.

- *Vient ensuite l'anti-cumul.* Mis en oeuvre par le déclencheur, il interdit l'accès de toute la chaîne pendant les 5  $\mu$ s qui suivent l'arrivée d'un événement, réellement pris en compte ou pas. C'est cette fonction qui traduit matériellement la limitation en taux de comptage des compteurs à migration.

Si deux signaux sont générés à l'intérieur des 5  $\mu$ s qui représentent le temps de migration maximum, il y a ambiguïté pour savoir lequel est réellement associé au signal du déclencheur. L'ensemble des événements considérés est alors rejeté par l'antiempilement.

- *Vient enfin l'ensemble des portes destiné à rejeter les événements pour lesquels les convertisseurs sont indisponibles.* Ce cas apparaît, soit parce qu'une conversion est en cours, soit parce que l'ordinateur est indisponible. C'est ici qu'intervient la seconde limitation en taux de comptage. Elle est fonction de trois éléments :

- la rapidité des convertisseurs. C'est pourquoi le modèle utilisé fonctionne avec des échelles de codage ayant une fréquence de 200 MHz, ce qui conduit à un temps maximum de codage d'environ 20  $\mu$ s.

- les performances de l'ordinateur qui dépendent de sa construction bien sûr, mais aussi de la manière dont il est programmé et du travail qui lui est demandé. Pour améliorer la réponse aux comptages élevés, on utilise le caractère cyclique de l'accélérateur, le traitement ne se faisant qu'en dehors du faisceau et dans la limite du temps disponible. Cette disposition peut conduire à ne faire apparaître qu'une fraction du nombre d'événements réellement acquis ;

- la qualité du rejet des mauvais événements, obtenue soit par blindage soit par adaptateur du déclencheur au type d'expérience considéré. C'est dans ce sens que nous avons ajouté au déclencheur et placé derrière celui-ci des compteurs Cerenkov pour certaines expériences de diffusion élastique-inélastique. Leur manque d'efficacité nous a conduit à n'en faire qu'un emploi limité. Des dimensions plus réduites, permettant de retrouver une bonne efficacité auraient nécessité une implantation en amont du déclencheur. Ceci fut rendu impossible en raison du couplage fréquent des expériences de diffusions élastiques à d'autres! Ce dernier point est, d'une manière beaucoup plus générale en ce qui concerne la diffusion élastique, à l'origine du manque de spécificité du dispositif expérimental d'une part et de la conduite de la prise des données d'autre part. Il a pour conséquence directe l'obtention de

résultats qui ne correspondent pas au maximum des possibilités de SPES I. Les barres d'erreurs qui en résultent, deviennent parfois importantes, surtout si l'on ajoute à l'erreur statistique (souvent seule publiée) la contribution des différentes causes d'incertitudes expérimentales. Sans vouloir anticiper sur la présentation des résultats, on trouvera ici la raison qui nous a contraints, soit à éliminer purement et simplement une partie des données acquises depuis 1972, soit à n'en faire qu'une interprétation limitée, excluant entre autres les analyses dites "indépendantes de modèle".

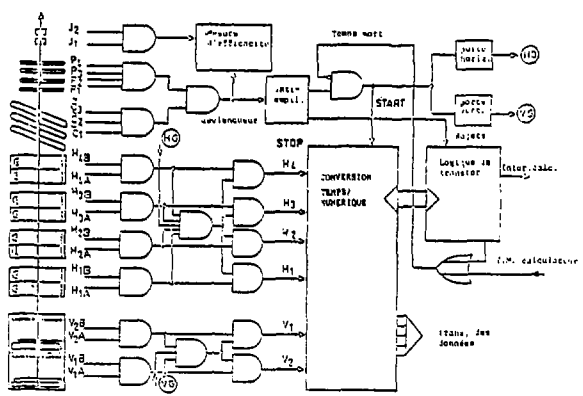


Figure 10 - Schéma général de l'électronique

### 1.3. Le monitoring

Les moniteurs de SPES I se divisent en différents groupes. Le premier comprend deux télescopes. Chacun d'eux est constitué de six photoscintillateurs placés respectivement à des angles de diffusion de 30° et de 140°. Les photomultiplicateurs utilisés, sont, comme pour le déclencheur, des R.T.C. XP 2020 coulés H.T.V. R 329. Ceux-ci sont couplés à un radiateur taillé dans du NE 111. La forte atténuation linéique de ce dernier n'est pas un handicap en raison des petites dimensions nécessaires ; par contre sa réponse temporelle permet de réaliser, entre chacun des six compteurs, une coïncidence très rapide, facteur favorable à la diminution du bruit de fond. Nous avons effectué plusieurs mesures qui nous ont permis de montrer que ce dernier ne décroissait que très lentement avec la distance à la cible. Ceci est vraisemblablement dû à une contribution importante de particules d'énergie moyenne (> 100 MeV) et de neutrons. Dans ces conditions, à angle solide constant, il est avantageux de se rapprocher au maximum de la cible, afin de diminuer les

dimensions des radiateurs. Pour cette raison les deux télescopes sont montés contre la chambre de diffusion. En poursuivant le même objectif, nous avons réduit les dimensions des guides de lumière et les avons supprimés dans le cas du moniteur à 30°. En effet, le rayonnement Cerenkov qui prend naissance dans ces guides, engendre un taux de comptage supérieur à celui qui provient des éléments scintillants, eux-même.

Les performances de l'électronique des moniteurs doivent lui permettre un fonctionnement correct à taux de comptage élevé. Pour cette raison, nous avons utilisé des discriminateurs rapides EGG TR 204 A à taux de répétition élevé (200 MHz). Ils sont associés à des unités de coïncidence qui admettent sans problème des signaux de largeur inférieure à 5 ns donc compatibles avec les 200 MHz des discriminateurs.

Les échelles utilisées acceptent des taux de comptage de 260 MHz. Ce sont des unités CAMAC développées par le DPh-PE de Saclay.

Les essais effectués sur ces moniteurs ont permis de montrer, par comparaison avec le déclencheur maintenu dans des conditions de fonctionnement fixes, qu'il était possible d'atteindre une précision de monitoring meilleure que 5 % ; ceci a été mesuré pour des variations d'intensité de faisceau qui correspondent à l'ensemble des conditions rencontrées en diffusion élastique. Il faut toutefois noter que ces résultats ne sont obtenus qu'au prix de réglages minucieux en raison de l'absence de blindage, ce qui reste cependant la meilleure solution pour que SPES I dispose d'un monitoring fiable et à la hauteur de ses possibilités.

#### I.8.1. Le monitoring du faisceau

Il s'agit à présent de connaître le flux total et non la fraction qui est tombée sur la cible. A cette fin, on utilise un compteur à émission secondaire placé directement dans le faisceau. Ce dernier, en traversant les feuilles minces qui constituent la partie active du compteur, arrache un nombre d'électrons proportionnel à l'intensité du faisceau. Une faible tension (30 Volts) permet de recueillir ces électrons sur des électrodes appropriées. La mesure du courant ainsi produit permet, après étalonnage, de connaître l'intensité du faisceau qui a rencontré le moniteur. Ce dernier fonctionne convenablement pour des faisceaux de  $10^9$  à  $10^{12}$  protons par "burst" machine, ce qui couvre les possibilités de Saturne.

### 1.8.2. Le monitoring absolu

Il est réalisé<sup>4</sup> à partir de la réaction  $^{12}\text{C}(p,p n)^{11}\text{C}$ . La décroissance radioactive du  $^{11}\text{C}$  permet de connaître le nombre d'atomes de  $^{11}\text{C}$  présents dans une cible de  $^{12}\text{C}$  irradiée par le faisceau à monitorer. La section efficace de la réaction précédente étant connue, il est aisé de remonter au nombre de protons qui ont irradié cette cible. La précision obtenue est de l'ordre de 10 %.

### 1.8.3. Les performances

Il faut citer, en premier lieu, la résolution énergétique dont l'obtention a constitué l'un des principaux objectifs des réalisateurs de SPES I. La Fig. 11 montre un spectre de diffusion élastique et inélastique sur  $^{208}\text{Pb}$ , obtenu à partir d'un faisceau de protons de 1040 MeV [12]. La largeur du niveau 3<sup>m</sup> démontre une résolution de 96 keV (FWHM) qui passe à 110 keV pour le pic de diffusion élastique. L'origine de cet élargissement correspond, de manière évidente, à une mauvaise optimisation dans la détermination de la surface focale. Ceci témoigne

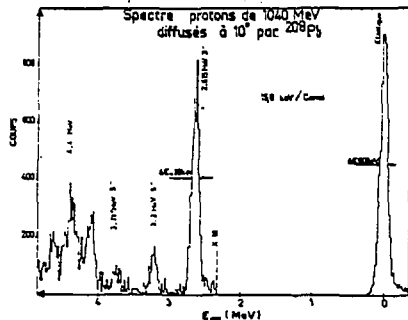


Figure 11 - Diffusion élastique sur le  $^{208}\text{Pb}$ . La résolution (FWHM) est de 96 keV. L'énergie incidente de 1040 MeV.

à déjà été mentionnée (3.4 msr); les intensités maximales de faisceau admissibles, la possibilité d'utiliser des cibles épaisses sans trop dégrader la résolution et, enfin, la stabilité de l'ensemble qui permet de poursuivre l'acquisition en vue d'obtenir une statistique suffisante. De ce fait, on

que toutes les possibilités de correction n'ont pas été employées. Remarquons que cette valeur de 96 keV, si elle correspond à l'objectif fixé, nécessite de nombreux réglages et des recherches de paramètres de fonctionnement particulièrement soignées. C'est pourquoi, lorsque l'expérience ne l'imposait pas, nous avons travaillé avec une résolution moindre.

Autres caractéristiques importantes :

La possibilité de mesurer de petites sections efficaces. Ceci fait intervenir l'angle solide dont la valeur

<sup>4</sup> Ces mesures réalisées par H. Quechon du Service de Protection contre les Rayonnements utilisent les travaux de J. Tobaillem et al., Note CEA-N-1466(1)-71.



aboutit à un compromis entre ces différentes contraintes qui laisse cependant la possibilité, comme cela a été réalisé au cours d'autres expériences, de descendre à des valeurs de section efficace de 0.1 nbarn. La résolution était alors de quelques centaines de keV. Elle dépend naturellement de la nature de la cible.

Mentionnons ensuite une précision sur la normalisation relative de 5 % et sur la normalisation absolue de 10 %.

Un point mériterait une très nette amélioration : la mesure des angles. Elle fait intervenir la connaissance des trajectoires incidente et sortante. Les possibilités actuelles (0,1° en relatif et 0,25° en absolu) restent les principales limites de nos analyses.

## Chapitre II

### LE FORMALISME DE KERMAN, McMANUS ET THALER

Nous allons, dans ce chapitre, rassembler les ingrédients qui permettent de relier la densité nucléaire aux sections efficaces. Nous présenterons brièvement le formalisme de Kerman, McManus et Thaler (KMT) [6]. Il fait intervenir un nombre d'approximations inférieur à celui qu'utilisent les autres théories usuelles employées pour interpréter les expériences de diffusion élastique de protons d'énergie intermédiaire. C'est pourquoi nous l'avons choisi.

#### II.1. Expression formelle de la matrice T de diffusion nucléon-noyau

L'interprétation théorique de la diffusion de protons d'énergie intermédiaire conduit, d'après Kerman, McManus et Thaler (KMT) à séparer l'hamiltonien du système en deux parties :

$$H = H_0 + V \quad (1)$$

avec

$$H_0 = K_0 + H_N$$

$K_0$  représente l'énergie cinétique du proton incident,  $H_N$  est l'hamiltonien des nucléons de la cible et  $V$  la somme des interactions à deux corps entre la particule incidente et chacun des  $A$  nucléons de la cible

$$V = \sum_{i=1}^A v_{0i}$$

Remarquons que nous avons supposé que la particule incidente était discernable des nucléons de la cible, et négligé l'antisymétrisation de celle-ci avec ces derniers. La fonction d'onde du système peut alors se mettre sous la forme :

$$\psi = \psi_0 - \frac{1}{E - H_0 + i\epsilon} V \psi \quad \text{avec} \quad H_0 \psi_0 = E \psi_0 \quad (2)$$

et l'équation correspondante qui donne la matrice T du système est :

$$T = V \left( 1 + \frac{1}{E - H_0 + i\epsilon} \right) T . \quad (3)$$

Si l'on décrit la cible par des fonctions d'onde complètement antisymétriques,

$$V = \sum_{i=1}^A v_{0i} = A v$$

et

$$T = A v (1 + A G T) \text{ avec } G = \frac{1}{E - H_0 + i\epsilon} \quad (4)$$

où A est le projecteur sur les états antisymétriques de la cible.

Développons T sous forme d'une série où intervient l'interaction effective dans la matière nucléaire  $\tau$  définie par :

$$\tau = v(1 + G \tau) . \quad (5)$$

Avec le changement

$$T' = \frac{A-1}{A} T \quad (6)$$

la relation (4) s'écrit alors

$$T' = U^{(0)} (1 + G T') \quad (7)$$

avec

$$U^{(0)} = (A-1) \tau .$$

Séparant la diffusion via l'état fondamental de la cible (projecteur P) de la diffusion via les états excités (projecteur Q) :

$$T' = U + U G P T'$$

et

$$U = (A-1) \tau (1 + G Q U) . \quad (8)$$

L'élément de matrice  $T'_{00}$  décrivant la diffusion élastique est donc donné par l'équation :

$$T'_{00} = U_{00} (1 + G_{00} T'_{00}) \quad (9)$$

où les indices "00" réfèrent au fondamental de la cible.  $U_{00}$  joue le rôle d'un potentiel optique. Dans le cadre de la limite non relativiste, les fonctions d'onde correspondantes sont définies par :

$$(K_0 + U_{00})X_0 = E X_0 \quad (10)$$

où  $K_0 = -\pi^2 v^2 / 2 (A/A+1)m$  représente l'énergie cinétique et  $E = p_0^2 / 2(A/A+1)m$  l'énergie dans le centre de masse du système.

Les corrections relativistes ont été effectuées suivant la méthode proposée par Goldberger et Watson [13] et dont le domaine de validité correspond exactement à nos conditions.

Remarquons qu'il est possible de réécrire  $T'$  défini par (7) comme série de diffusion multiple  $T' = (A-1)\tau + (A-1)^2 \tau G \tau + \dots$  (11a)

soit, pour  $T$

$$T = A \tau + A(A-1) \tau G \tau + A(A-1)^2 \tau G \tau G \tau + \dots \quad (11b)$$

Le coefficient de chacun des termes de la série précédente, communément appelé *facteur de comptage* est de la forme :  $A(A-1)^n$ .

L'origine de ces facteurs est facile à comprendre. L'interaction  $\tau$  est la somme de toutes les interactions possibles du nucléon incident avec un nucléon donné du noyau cible. Dans (11a), deux facteurs  $\tau$  consécutifs sont donc nécessairement relatifs à deux particules différentes du noyau, et (11b) s'écrit en réalité :

$$T = \sum_i \tau_i + \sum_{i \neq j} \tau_i G \tau_j + \sum_{i \neq j \neq k} \tau_i G \tau_j G \tau_k + \dots \quad (11c)$$

Remarquons que, dans le terme du troisième ordre, il y a une contribution  $i=k$  permise. L'expression (9) correspond à un réarrangement compliqué de (11a). Si au lieu d'introduire  $\tau$  nous avions développé le formalisme avec  $v$ ,  $t$  aurait pris la forme :

$$T = A v + A^2 v G v + A^3 v G v G v + \dots \quad (12)$$

## II.2. L'approximation de l'impulsion

L'expression (9) pour la matrice  $T'(q)$  est formellement exacte mais inutilisable en l'état. Heureusement, l'énergie relativement élevée à laquelle nous travaillons permet de simplifier le problème. En premier lieu on remplace  $G$  par :

$$G = \frac{1}{E - K_0 - K_1 + i\epsilon}$$

où  $K_1$  représente l'énergie cinétique du nucléon cible dans le noyau, supposé se

propager librement. La matrice  $t$  est donc définie par :

$$t = v(1 + G t). \quad (13)$$

Ceci est une bonne approximation si l'effet du principe de Pauli, qui empêche dans  $\tau$ , mais non plus dans  $t$ , le nucléon du noyau de se diffuser dans les états déjà occupés par les autres nucléons, est négligeable. Ces derniers remplissent les niveaux d'énergie  $E < E_F$ ,  $E_F$  étant l'énergie de Fermi. On peut donc comprendre que, lorsque l'énergie du nucléon incident est beaucoup plus grande que l'énergie de Fermi (environ 40 MeV), cette approximation soit justifiée.

Il a été montré par ailleurs [6, 14] que l'erreur commise en remplaçant  $\tau$  par  $t$  est bien inférieure aux corrections du second ordre et se situe au niveau de 1 % dans le domaine de moment transféré de ce travail.

Le traitement de la diffusion proton-noyau nécessite, en principe, la connaissance complète du comportement de l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon (y compris hors couche d'énergie). Nous sommes conduit à faire appel à une seconde approximation car la seule information que nous possédions sur cette amplitude provient des résultats de la diffusion libre nucléon-nucléon. Ces derniers ne dépendent que de l'énergie et de l'angle, l'extrapolation nécessaire peut être effectuée sur la base de la remarque suivante : l'amplitude de diffusion au voisinage de l'énergie où nous travaillons ne dépend que du moment transféré et pas de l'énergie et de l'angle séparément.

L'ensemble de ces approximations connu sous le nom d'*approximation de l'impulsion*, se résume par :

$$\tau \sim t(q).$$

### II.3. Termes linéaires et quadratiques du potentiel optique

#### a) Premier ordre

Le potentiel optique  $U_{00}$  est défini par l'expression (8) où  $\tau$  est remplacé par  $t$  :

$$U_{00} = \left\{ (A-1)t(1 + G Q U) \right\}_{00} \quad (17)$$

qui définit une série formelle de  $U_{00}$  en fonction de  $t$

$$U_{00} = \left\{ (A-1)t + (A-1)^2 t G Q t + \dots \right\}_{00}. \quad (18)$$

Le premier terme de cette série est proportionnel aux densités de protons et de neutrons de l'état fondamental de la cible. Dans l'espace des moments nous avons (avec  $\tau_p(0) = \tau_n(0) = 1$ ) :

$$U_{00}^{(1)}(q) = (A-1) \left[ \frac{2}{A} t_{pp}(q) \rho_p(q) + \frac{N}{A} t_{pn}(q) \rho_n(q) \right] \quad (19)$$

Remarquons que, puisque  $t$ , du moins pour  $E > 750$  MeV, est fonction seulement du moment transféré  $q$ , il n'est pas nécessaire de faire l'approximation dite du *noyau gelé* pour obtenir (19). Cette approximation, peu claire, consistait à supposer que la vitesse des nucléons dans le noyau était si faible qu'ils n'avaient pas le temps de se déplacer pendant le passage du projectile.

La matrice  $T^{(1)}$  obtenue à l'aide de ce potentiel via l'équation (9) ou (10) peut se réécrire comme dans (11a)

$$T^{(1)} = (A-1)t + (A-1)^2 t G P t + (A-1)^3 t G P t G P t + \dots (20)$$

où, à part le remplacement de  $\tau$  par  $t$ , on a inséré un projecteur sur l'état fondamental dans tous les propagateurs intermédiaires. Notons, et c'est là une des caractéristiques importantes du formalisme de KMT, que le résultat obtenu en insérant un projecteur sur l'état fondamental dans la série (11c) de  $T$  en fonction de  $v$ , aurait été très différent. En effet, *tous les états intermédiaires* sont conservés dans le propagateur  $G$  qui intervient dans la définition (13) de  $t$ . Supposer que la diffusion des deux particules se fasse comme une diffusion libre, c'est permettre au nucléon du noyau qui interagit avec la particule incidente d'occuper tous les états possibles. Avec les  $A-1$  nucléons restant, celui-ci forme tous les états excités du noyau qui diffèrent du fondamental par une excitation à une particule-un trou. On comprend donc aussi l'interprétation de la partie imaginaire de  $t$  et donc de  $U_{00}$  : elle correspond au passage du système par ces derniers états excités lors de l'interaction projectile-noyau.

### b) Second ordre

Contrastant avec le traitement du premier ordre pour lequel nous nous étions limités aux approximations inhérentes au formalisme, nous avons dû pour le second ordre faire appel à des hypothèses simplificatrices supplémentaires ; cela ne doit cependant pas constituer un handicap important, car, en anticipant quelque peu sur la description des résultats, nous montrerons que l'effet de ce terme n'est certes pas négligeable, mais reste cependant du domaine des corrections.

Son expression générale est de la forme :

$$U_{00}^{(2)} = \sum_{n \neq 0} (A-1)^2 t_{0n} G_n t_{n0} \quad (21)$$

avec

$$G_n = \frac{1}{E - K_0 - E_n + i\epsilon}$$

l'indice n faisant référence à l'état excité de la cible.

Dans l'espace des moments,  $U_{00}^{(2)}$  s'écrit :

$$U_{00}^{(2)}(\vec{k}', \vec{k}) = (A-1)^2 \int dk'' \sum_{n \neq 0} \frac{\tau(\vec{k}' - \vec{k}'') \rho_{0n}(\vec{k}' - \vec{k}'') \tau(\vec{k}'' - \vec{k}) \rho_{n0}(\vec{k}'' - \vec{k})}{E - K_0(k'') - E_n + i\epsilon} \quad (22)$$

où  $\rho_{n0}$  représente le facteur de forme nucléaire définissant la transition de l'état fondamental de la cible à son état excité n. Si l'énergie incidente est bien plus grande que les variations de  $E_n$  en fonction de n ( $E_n$  varie en gros entre 0 et 100 MeV), il est possible de remplacer  $E_n$  par une énergie moyenne  $\bar{E}$  et de faire apparaître la somme

$$\sum_n \rho_{0n} \rho_{n0} \quad (23)$$

dans (22). Cette dernière est directement liée à la fonction de corrélation

$$C(x, y) = \frac{1}{A(A-1)} \langle 0 | \sum_{i \neq j} \delta(x - r_i) \delta(y - r_j) | 0 \rangle = \rho(x) \rho(y) \quad (24)$$

comme l'on peut s'en convaincre en insérant un ensemble complet d'états de la cible entre les deux fonctions  $\delta$  de l'expression (24)

$$C(x, y) = \sum_n \rho_{0n}(x) \rho_{n0}(y).$$

Le terme du second ordre du potentiel optique est donc proportionnel à la fonction de corrélation à deux corps dans le noyau

$$U_0^{(2)}(k' - k) = (A-1)^2 \int dk'' \frac{\tau(k'' - k') C(k' - k'', k'' - k) \tau(k'' - k)}{E - K_0(k'') - \bar{E} + i\epsilon} \quad (25)$$

## Chapitre III

### L'AMPLITUDE NUCLEON-NUCLEON

#### III.1. L'amplitude nucléon-nucléon

Nous venons de voir que la matrice  $t$  de diffusion libre nucléon-nucléon constitue un élément essentiel à la détermination du potentiel de KMT. Cette matrice  $t$  va être déterminée à partir de l'amplitude expérimentale  $N-N$ .

La forme générale que nous avons utilisée est déduite de la représentation proposée par L. Wolfenstein [13] ; elle s'écrit :

$$\begin{aligned} f(\vec{E}, \vec{q}) = & A(\vec{E}, \vec{q}) + B(\vec{E}, \vec{q}) \vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_c + C(\vec{E}, \vec{q}) (\vec{\sigma}_p + \vec{\sigma}_c) \vec{q} \wedge \vec{q} + \\ & + D(\vec{E}, \vec{q}) (\vec{\sigma}_p \cdot \vec{q}) (\vec{\sigma}_c \cdot \vec{q}) + E(\vec{E}, \vec{q}) (\vec{\sigma}_p \cdot \vec{q}) (\vec{\sigma}_c \cdot \vec{q}) \end{aligned} \quad (1)$$

avec

$$\vec{q} = \frac{\vec{k} + \vec{k}'}{2} \quad \text{et} \quad \vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'.$$

#### III.2. Détermination de l'amplitude nucléon-nucléon

Plusieurs procédures ont été proposées pour la détermination des cinq coefficients  $A, B, C, D, E$ .

a) La première, très souvent utilisée [5, 16, 17] consiste à négliger la contribution des termes  $B, C, D, E$  devant celle de  $A$ . La partie imaginaire de  $A$  à transfert nul  $\text{Im } A(0)$  est alors déterminée à partir du théorème optique :

$$\sigma_T = \frac{4\pi}{k} \text{Im } f(0) = \frac{4\pi}{k} \text{Im } A(0). \quad (2)$$

De nombreux travaux ont été consacrés à la mesure du rapport de la partie réelle à la partie imaginaire du terme scalaire de l'amplitude. Hendrick et Lautrup [19] ont rassemblé les résultats concernant ces travaux pour des moments incidents allant jusqu'à 1000 GeV/c. La figure 15 extraite de leur travail résume



ces résultats. En ce qui concerne p-n on se réfère aux travaux de Dutton et al. [18] illustrés Fig. 16. La dépendance en fonction du moment transféré peut être déterminée pour p-p directement à partir des mesures de sections efficaces différentielles. L'inconvénient de cette première méthode est évident : il réside dans la validité de l'hypothèse qui consiste à négliger la contribution des termes B, C, D, E. Il faut remarquer que ceci conduit à négliger tout effet de spin.

b) Une deuxième méthode consiste à reconstruire l'amplitude N-N à partir des résultats d'analyses en déphasages [19].

Le domaine d'application de celle-ci se trouve limité à 750 MeV par manque d'informations expérimentales. Des analyses à plus haute énergie ont été effectuées, mais elles doivent faire appel à un certain nombre d'hypothèses destinées à suppléer aux données inexistantes à l'heure actuelle. D'autre part, le passage par l'analyse en déphasage constitue une étape non indispensable à nos besoins.

Nous avons donc préféré, pour notre part, la méthode de détermination directe de l'amplitude à partir des observables mesurées à ce jour :

- l'amplitude complète pour des énergies inférieures à 750 MeV ;
- les sections efficaces totales mesurées jusqu'à près de 7 GeV (Lehar et Bystricky [20]) ;
- les sections efficaces différentielles de diffusion élastique [21 à 23] ;
- le rapport de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude scalaire jusqu'à des moments incidents égaux à 1000 GeV/c [18,29]
- la polarisation P qui est maintenant bien connue [30] et surtout grâce aux récents travaux réalisés au ZGS par M.L. Marshak [31] ;
- le coefficient de corrélation de spin [32] ;
- le coefficient de dépolarisation [33].

Ce nombre d'observables connues est bien sûr insuffisant pour déterminer complètement et de manière générale l'amplitude nucléon-nucléon. Mais il se trouve qu'aux environs de 1 GeV, cette dernière a un comportement régulier (Figs. 13 à 20) et se simplifie notablement. Ces propriétés ont déjà été mises à profit pour simplifier le formalisme de diffusion nucléon-noyau (cf. Chap. II). Elles permettent aussi de lever les ambiguïtés laissées par le nombre restreint de mesures N-N effectuées à 1 GeV. Ceci a en particulier été développé par Alkhasov et al. [34] et apparaît sur la Fig. 12 qui représente la contribution des termes B, D.

Cette dernière s'annule aux environs de 1 GeV, ce qui nous autorise à nous limiter pour  $f(E, q)$  à l'expression suivante :

$$f(E, q) = A(E, q) + C(E, q) (\vec{\sigma}_p + \vec{\sigma}_c) \vec{q} \Lambda \vec{Q}. \quad (3)$$

Les termes  $A$  et  $C$  sont paramétrisés par :

$$A(q) = \{ \text{Re } A(0) + i \text{ Im } A(0) \} \exp - 1/2 (\alpha_A + i \beta_A) q^2$$

$$C(q) = \{ \text{Re } C(0) + i \text{ Im } C(0) \} \exp - 1/2 (\alpha_C + i \beta_C) q^2$$

une étude des distributions angulaires ayant montré qu'un comportement en  $\exp(-1q^2)$  permettait de bien rendre compte des résultats expérimentaux. L'erreur sur  $A(0)$  peut être estimée à quelques %, sur  $C(0)$  à 20 % sur  $\alpha_C$  et  $\alpha_B$  à 10 %.  $\beta$  n'est pas déterminé, mais on verra son influence, au chapitre IV, sur les résultats des calculs de diffusions protons-noyaux. Il sera donc pris arbitrairement égal à zéro. Les Fig. 17 à 20 illustrent les résultats des calculs de  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  et  $P$  obtenus à partir de cette détermination dont le Tableau I résume les résultats.

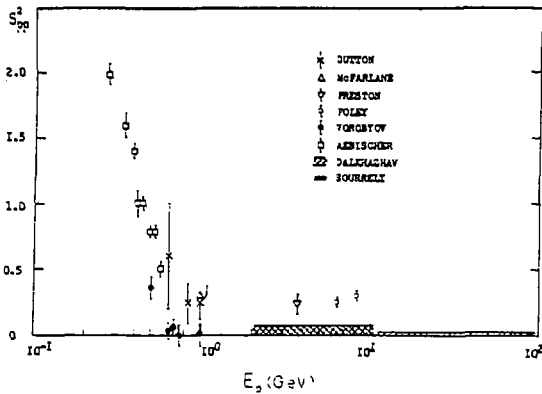


Figure 12 - Contribution à transfert  $m_1^2$  de la somme des carrés des termes  $B$  et  $D$  de l'amplitude nucléon-nucléon. [34].

Tableau I

	Re $A(0)$ (fm) <sup>3</sup>	Im $A(0)$ (fm) <sup>3</sup>	$\alpha_A$ (GeV/c) <sup>-2</sup>	$\beta_A$ (GeV/c) <sup>-2</sup>	Re $C(0)$ (fm) <sup>3</sup>	Im $C(0)$ (fm) <sup>3</sup>	$\alpha_C$ (GeV/c) <sup>-2</sup>	$\beta_C$ (GeV/c) <sup>-2</sup>
pp	0.0	1.36	5.	0.00	0.0	0.08	+12.0	0.00
pn	-0.58	1.16	7.55	0.00	0.00	0.07	+18.00	0.00

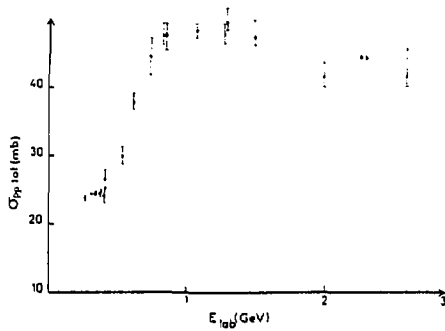


Figure 13 - Section efficace totale proton-proton en fonction de l'énergie.

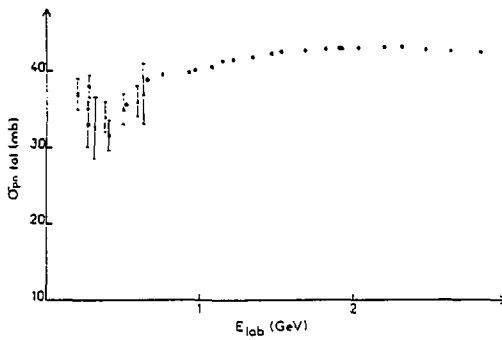


Figure 14 - Section efficace totale proton-neutron en fonction de l'énergie.

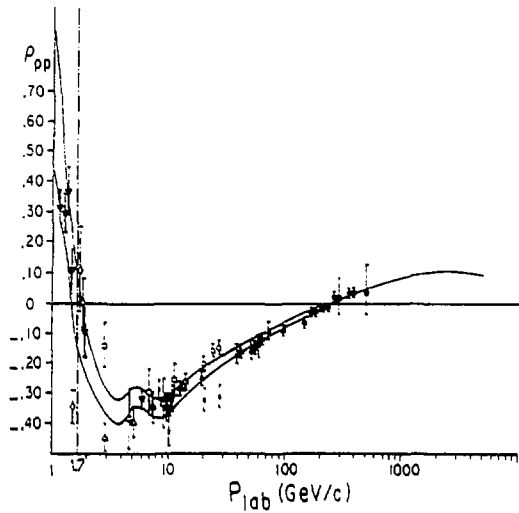


Figure 15 - Rapport de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de proton-proton indépendante de spin en fonction du moment incident.

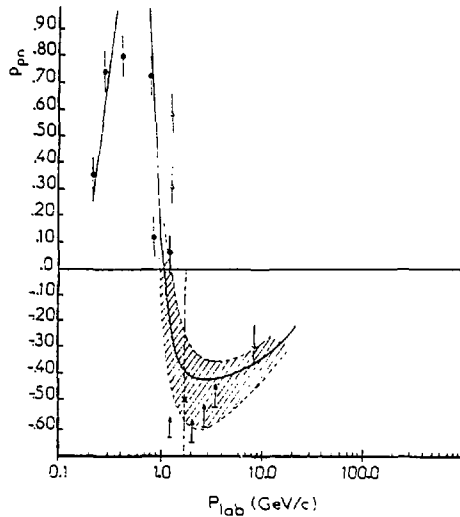


Figure 16 - Rapport de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de proton-neutron indépendante de spin en fonction du moment incident [2]. La courbe en trait plein correspond à la paramétrisation de Sugg et Carter [65].

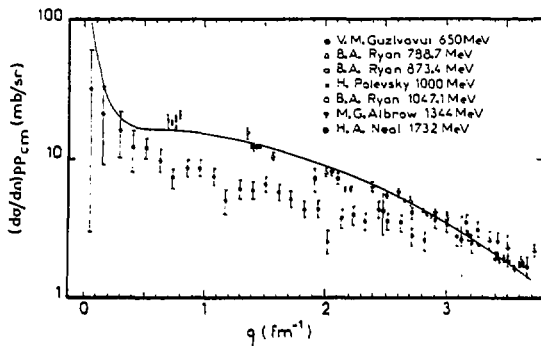


Figure 17 - Section efficace différentielle proton-proton à diverses énergies autour de 1 GeV, tracée en fonction du moment transféré [22 à 25].

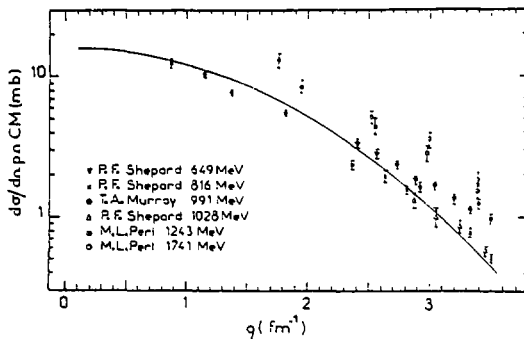


Figure 18 - Section efficace différentielle proton-neutron à diverses énergies autour de 1 GeV, tracée en fonction du moment transféré [26 à 28].

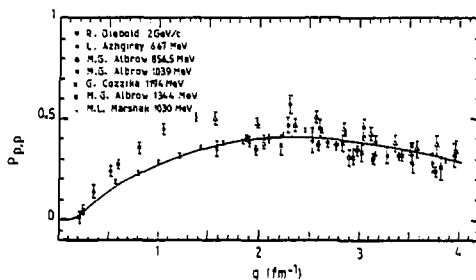


Figure 19 - Polarisation proton-proton à diverses énergies autour de 1 GeV, tracée en fonction du moment transféré [30, 31, 36-38].

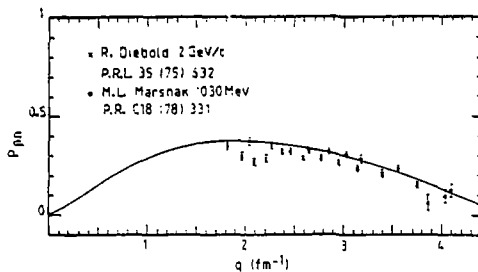


Figure 20 - Polarisation proton-neutron à 1044 MeV en fonction du moment transféré [30, 31].

III.3. Calcul de la matrice  $t(q)$  utilisée dans KMT à partir des amplitudes de diffusion libre N-N

Dans le système du centre de masse nucléon-nucléon, la matrice  $t$  est reliée à l'amplitude de diffusion par la relation :

$$t(q) = - \frac{(\hbar c)^2}{(2\pi)^2} \frac{e_1 + e_2}{e_1 e_2} \bar{f}(q)$$

où  $e_1 = e_2 = (m^2 + k^2)^{1/2}$  représente l'énergie des nucléons. On passe du système du centre de masse nucléon-nucléon (cm) au système du centre de masse nucléon-noyau (CM) en remarquant que  $e_1 e_2 t_{cm}$  est invariant relativiste, ce qui conduit à écrire :

$$e_1 e_2 t_{cm} = E_1 E_2 t_{CM}$$

où  $E_1 = (m^2 + k_{CM}^2)^{1/2}$  et  $E_2 = (m^2 + k_{CM}^2/A^2)^{1/2}$  sont les énergies des deux nucléons en interaction.

Si on définit  $\eta$  par

$$t_{CM} = \eta f_{cm}$$

nous aurons

$$\eta = - \frac{(\hbar c)^2}{(2\pi)^2} \frac{2e}{E_1^2 E_2} = - \frac{(\hbar c)^2}{(2\pi)^2} \frac{1}{E_L} \frac{1 + [2A/(A^2 + 1)] (E_L/m)}{1 + [A/(A^2 + 1)] (E_L/m + m/E_L)} \frac{k_L}{k_{cm}}$$

où  $E_L$  est l'énergie cinétique du projectile dans le laboratoire ( $E_L = T_L + m$ ) et  $k_L$  son moment

$$\frac{k_L}{k_{cm}} = 2 \left\{ 1 + \frac{T_L}{2m} \right\}^{1/2}$$

Le produit vectoriel  $\vec{q} \wedge \vec{Q}$  qui apparaît dans le spin-orbite conduit à un facteur supplémentaire

$$\frac{k_{cm}}{k_{CM}} = \frac{A+1}{2A} \left\{ \frac{1 + [2A/(A+1)^2] (T_L/m)}{1 + T_L/2m} \right\}^{1/2}$$

Nous aurons, de manière similaire, une correction pour le terme D qui doit être multiplié par :

$$(k_{cm}/k_{CM})^2.$$

## Chapitre IV

### ASPECTS DE LA DIFFUSION DE PROTONS DE 1 GeV

Nous avons montré au chapitre II, que le formalisme de KMT permet d'exprimer la matrice  $T(q)$  de diffusion nucléon-noyau en fonction de l'amplitude de diffusion libre nucléon-nucléon et de la densité nucléaire du noyau cible. Au cours du présent chapitre, nous allons mettre en évidence les aspects les plus caractéristiques de la diffusion de protons de 1 GeV.

#### IV.1. La diffusion multiple

Pour cette première partie, nous nous plaçons dans le cadre de l'approximation au premier ordre du potentiel de KMT. La matrice de diffusion nucléon-noyau peut alors se développer de la manière suivante :

$$T(q) = A t + A(A-1) t G t + A(A-1)^2 t G t G t + \dots \quad (1)$$

où apparaissent respectivement les termes de simple diffusion, puis de double diffusion, de triple diffusion etc...

La section efficace différentielle

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx |T|^2$$

va être le résultat d'interférences entre ces différents termes. Comme le montre la Fig. 21, celles-ci ont une importance telle qu'un maximum de section efficace (trait plein) peut apparaître à un moment transféré auquel correspond une contribution nulle du terme de simple diffusion (trait pointillé).



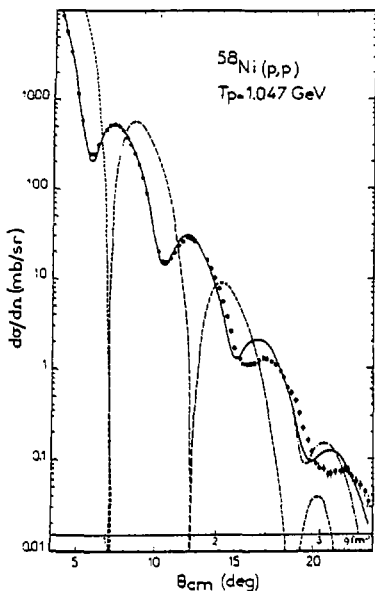


Figure 21 - Comparaison du terme de Born (trait pointillé) à un calcul complet (trait plein) pour la diffusion élastique de protons de 1 GeV. Il apparaît une différence importante, même à bas transfert, ce qui correspond à une contribution importante de la diffusion multiple. La courbe point-tirée a été obtenue en imposant un cut-off du facteur de forme pour des moments supérieurs à  $2,8 \text{ fm}^{-1}$ . La différence, par rapport au calcul complet démontre une contribution importante du terme de Born, et, par conséquent de la diffusion simple.

\* Les calculs ont été effectués en utilisant les paramétrisations proposées par Sick et al. [50].

Ces profondes modifications n'altèrent pas la pente générale ; la diffusion simple conserve une contribution significative à haut transfert, ce qui offre la possibilité de sonder les moments correspondants. Pour illustrer ces faits, nous avons supprimé le terme de simple diffusion à partir de  $2,8 \text{ fm}^{-1}$  (Fig. 21., trait plein tireté). Ceci conduit à une variation de la section efficace de l'ordre de 60 % pleinement en accord avec les considérations précédentes. En résumé, dans tout le domaine de transfert actuellement étudié, les effets de la diffusion multiple sont présents, cependant, la diffusion simple y reste toujours l'une des principales composantes.

#### IV.2. L'absorption

Nous avons reporté, pour différents noyaux (Fig. 22), les valeurs du coefficient d'absorption  $\gamma_2 = |e^{2i\delta_2}|$  pour chaque onde partielle en fonction de  $l/kR$  avec  $R = 1.2 A^{1/3}$ . Ceci met en évidence la distance maximum de pénétration dans la cible, d'un proton de diffusion élastique. Alors que  $^{16}\text{O}$  est pratiquement transparent, la zone d'absorption de  $^{239}\text{Pb}$  s'étend sur la moitié de

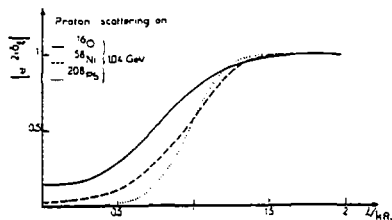


Figure 22 - Coefficient d'absorption  $\eta_0 = |e^{2i\delta_1}|$  en fonction de  $\lambda/kR$ ,  $R$  étant supposé égal à  $1.2 A^{1/3}$ . Les valeurs de  $\lambda/kR < 1$  sont situées à l'intérieur du noyau.

son rayon. Il faut donc s'attendre à être peu sensible à la contribution de l'intérieur des noyaux lourds. On remarquera par contre que pour le  $^{58}\text{Ni}$  il est encore possible de mettre en évidence une contribution de l'intérieur.

### IV.3. Le spin orbite

Toutes les mesures de diffusion N-N actuellement disponibles [30,31,36-38] confirment la présence d'un terme spin-orbite non négligeable à 1 GeV. On peut s'interroger sur l'effet de ce terme sur la diffusion proton-noyau. A cette fin nous avons effectué deux recherches en  $\chi^2$  sur les données expérimentales du  $^{58}\text{Ni}$ . Les paramètres  $a$  et  $c$  laissés variables sont ceux de la forme bien connue :

$$\rho(r) = \left(1 + W \frac{r^2}{c^2}\right) / \left(1 + \exp \frac{r-c}{a}\right)$$

dite Fermi à trois paramètres et représentent la densité des neutrons.

Dans l'un des calculs, le terme spin-orbite de l'amplitude N-N a été supposé nul. Comme le montre la Fig. 23, il est possible d'obtenir, dans les deux cas des accords de même qualité en ajustant la densité de neutrons.

On s'aperçoit en particulier que la suppression du terme spin-orbite est compensée par la dimension de l'épaisseur de surface. Il est remarquable que les rayons quadratiques moyens obtenus dans les deux cas soient très proches (différence = 0.01 fm) ; les queues de distributions rattrapent l'écart qui apparaît sur la Fig. 24. Kujavski et Vary ont déjà mis en évidence de tels effets [75], mais leur importance a été si souvent sous-estimée, qu'il n'est pas inutile de le rappeler ici.