



HAL
open science

Diffusion élastique π He et ρ He à haute énergie et très faibles transferts

Jean Fay

► **To cite this version:**

Jean Fay. Diffusion élastique π He et ρ He à haute énergie et très faibles transferts. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 1981. Français. NNT: . tel-00751749

HAL Id: tel-00751749

<https://theses.hal.science/tel-00751749>

Submitted on 14 Nov 2012

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

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

thèse

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON - I

pour obtenir

le DOCTORAT DE TROISIEME CYCLE

PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Jean FAY

* * * * *

Diffusion élastique π He et pHe à haute énergie
et très faibles transferts

soutenue le 15 Mai 1981

devant la Commission d'Examen

JURY :

MM M. GUSAKOW Président

C. BROLL
S. KULLANDER
M. LAMBERT

Examineurs

UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON - 1

Président honoraire : M. le Professeur J. BOIDIN

Président :	M. le Professeur L. DAVID
1er Vice-Président :	M. le Professeur R. MORNEX
2ème Vice-Président :	Mme A. VARAGNAT, Maître-Assistante
3ème Vice-Président :	M. M. DUGNAT, Etudiant
Secrétaire Général :	M. F. MARIANI

UNITES D'ENSEIGNEMENT ET DE RECHERCHE

U.E.R. de Médecine Grange-Blanche	M. le Professeur P. ZECH
U.E.R. de Médecine Alexis-Carrel	M. le Professeur R. MORNEX
U.E.R. de Médecine Lyon-Nord	M. Y. MINAIRE, Maître de Conférences Agrégé
U.E.R. de Médecine Lyon-Sud	M. le Professeur J. NORMAND
U.E.R. de Sciences Pharmaceutiques	M. le Professeur C.A. BIZOLLON
U.E.R. de Techniques de Réadaptation	M. A. MORGON, Maître de Conférences Agrégé
U.E.R. de Biologie Humaine	M. J.P. REVILLARD, Maître de Conférences Agrégé
U.E.R. d'Education Physique et Sportive	M. A. MILLON, Professeur d'E.P.S.
U.E.R. de Sciences Odontologiques	M. le Professeur J. PARRET
U.E.R. de Mathématiques	M. le Professeur Ph. PICARD
U.E.R. de Physique	M. le Professeur J. DELMAU
U.E.R. de Chimie-Biochimie	Mme A. VARAGNAT, Maître-Assistante
U.E.R. des Sciences de la Nature	M. le Professeur Y. LEMOIGNE
U.E.R. de Sciences Physiologiques	Mlle le Professeur J.F. WORBE
U.E.R. de Physique Nucléaire	M. le Professeur M. GUSAKOW
I.U.T. - I	M. le Professeur A. VILLE
I.U.T. - II	M. J. GALLET, Directeur E.N.S.A.M.
Observatoire de Lyon	M. G. MONNET, Astronome Adjoint
U.E.R. de Mécanique	Mlle le Professeur G. COMTE-BELLOT

RESUME

Nous avons déterminé les sections efficaces différentielles de diffusion élastique π He et p He à haute énergie (100 à 300 GeV) et faible quadrimoment de transfert (de 0,008 à $0.05(\text{GeV}/c)^2$).

Le principe de l'expérience (NA8 au CERN) est de détecter à la fois le recul du noyau d'hélium et le hadron diffusé sur l'avant. Les sections efficaces totales hadron hélium sont déduites par extrapolation des sections efficaces différentielles au point optique, l'utilisation d'une cible active permettant de connaître la normalisation absolue.

Par comparaison avec le modèle de Glauber, on peut déduire les corrections d'écran inélastiques, qui ont été trouvées comprises entre 1.5 et 3 mb dans notre gamme en énergie. Une évaluation théorique de ces corrections a été faite par l'utilisation d'un modèle considérant les hadrons comme formés de partons rassemblés en 2 ou 3 nuages (quarks constituants); ces calculs conduisent à des valeurs proches de celles déduites de nos mesures.

ABSTRACT

Differential π He and p He cross sections for elastic scattering at incident momenta ranging from 100 to 300 GeV/c in the t range $0.008 < |t| < 0.05 (\text{GeV}/c)^2$ have been determined (NA8 experiment at CERN). Both particle recoil and forward scattered hadron were detected. The use of an active target allowing determination of the absolute normalization, the total hadron helium cross sections have been obtained from extrapolation of differential cross sections to the optical point.

The results are compared with Glauber model calculation and the inelastic shadowing corrections deduced (from 1.5 to 3 mb in our energy range). The use of a quark parton model based on the notion of a hadron made of 2 or 3 clouds (constituent-quarks) of partons provides theoretical values of the corrections close to our experimental points.

SOMMAIRE

<u>INTRODUCTION</u>	p.	1
Bibliographie.....	p.	4
<u>CHAPITRE I : DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u>	p.	7
I Généralités.....	p.	7
II Situation générale - faisceau.....	p.	7
III Les détecteurs associés au faisceau.....	p.	10
IV Détecteurs de muons.....	p.	14
V Détecteurs d'électrons.....	p.	15
VI Les scintillateurs.....	p.	16
VII Les chambres à fils.....	p.	16
VIII Le spectromètre de recul : IKAR.....	p.	23
Bibliographie.....	p.	29
<u>CHAPITRE II : ELECTRONIQUE - LOGIQUE DE DECLENCHEMENT</u>	p.	31
I Sélection des évènements physiques.....	p.	31
II Evènements tests.....	p.	36
III Acquisition - contrôle en ligne.....	p.	38
<u>CHAPITRE III : ANALYSE</u>	p.	41
I Bandes de calibration.....	p.	41
II Bandes de données brutes - création des DST.....	p.	41
III Calibration de l'échelle en t.....	p.	50
IV Analyse des DST - sélection finale des évènements.....	p.	52
V Création des sections efficaces - correction d'efficacité dépendante de t.....	p.	58

<u>CHAPITRE IV : RESULTATS ET DISCUSSIONS</u>	p. 63
I Corrections radiatives.....	p. 63
II Extraction de σ_{tot} et b.....	p. 64
III Comparaison avec la théorie.....	p. 72
Bibliographie.....	p. 87
 <u>ANNEXE 1 : PARAMETRISATION DU FACTEUR DE FORME DE L'HELIUM</u>	 p. 89
 <u>ANNEXE 2 : ELEMENTS DU MODELE DE QUARK PARTON</u>	 p. 95
 <u>CONCLUSION</u>	 p. 101

INTRODUCTION

Les expériences de diffusion hadron-noyau à haute énergie sont une voie possible pour étudier les caractéristiques de l'interaction hadron nucléon. Il peut être plus intéressant de faire cette étude sur un noyau car celui-ci rassemblant un certain nombre de hadrons sous un faible volume doit permettre d'étudier le développement à la fois spatial et temporel de l'interaction forte (diffusion multiple, création d'états intermédiaires ...). Cette approche apporte ainsi des informations impossibles à extraire directement des expériences sur le hadron libre.

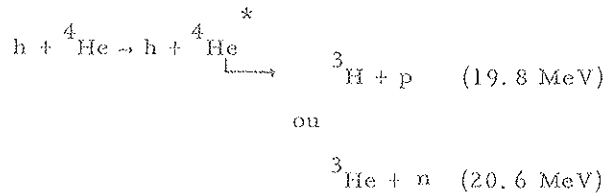
Cependant l'interaction hadron-noyau fait aussi intervenir des caractéristiques propres au noyau (introduites au moyen de la fonction d'onde nucléaire) qui ne sont pas encore suffisamment connues, surtout pour les noyaux lourds, pour être traitées très précisément. Aussi faut-il s'assurer que les différentes formes possibles de la fonction d'onde (avec ou sans corrélation entre nucléons par exemple) n'apportent pas, par elles-mêmes, des corrections occultant complètement les effets étudiés. L'étude des noyaux légers (deutérium, hélium) présente sur ce point l'avantage d'une meilleure connaissance des fonctions d'onde, ce qui permet de déterminer ces corrections nucléaires avec une assez bonne précision.

Le processus de diffusion élastique avec une cible nucléaire est très bien traité au moyen de la théorie désormais classique de Glauber ^[1] qui relie l'amplitude hadron noyau à l'amplitude élémentaire hadron nucléon. Beaucoup d'expériences πd et $p d$ ^[2] mais aussi πHe et $p He$ ^[3] ont confirmé les prédictions principales de cette théorie. Cependant une expérience ^[4] a démontré en 1970 une déviation systématique des résultats avec les prédictions, mais cet effet pouvait être dû à de nombreux processus et aucune correction au modèle n'a pu être établie assurément.

Récemment une expérience en pd et en dd aux ISR ^[5] a mis en évidence de manière très probable le phénomène de correction dite "d'écran inélastique" suggéré dès 1966 ^[6] intégrant des états intermédiaires au cours de la double diffusion.

L'hélium étant très compact, on peut espérer obtenir des rediffusions inélastiques plus importantes qu'avec tout autre moyen léger ^[7].

Son spin et isospin sont nuls ce qui permet de donner une interprétation non ambiguë des dépendances avec l'énergie ou le transfert. De plus, d'un point de vue expérimental, il présente l'avantage de ne posséder aucun état excité voisin du fondamental (le premier niveau se trouve à 20.2 MeV) et les premières réactions de désintégration sont :



que la résolution sur la mesure du noyau de recul doit permettre de séparer.

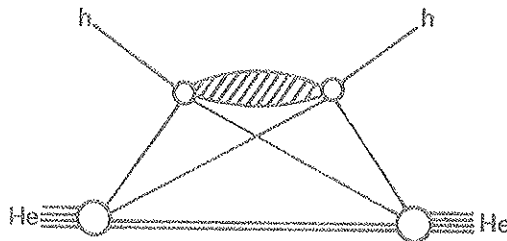
A notre connaissance, les seuls résultats à haute énergie sont ceux obtenus par une expérience réalisée au Fermilab entre 40 et 400 GeV/c avec une cible formée d'un jet gazeux d'hélium [8].

La correction d'écran inélastique est simplement la différence entre la section efficace totale hadron nucléon calculée selon la théorie de Glauber ($\sigma_{hA}^{G^L}$) et cette même section efficace totale mesurée (σ_{hA}) :

$$\Delta \sigma_{in} = \sigma_{hA}^{G^L} - \sigma_{hA}$$

Cette correction peut être expliquée par le processus suivant :

A haute énergie des états intermédiaires inélastiques doivent intervenir au cours de la rediffusion du hadron incident comme le symbolise le diagramme (diffusion double hadron ${}^4\text{He}$):

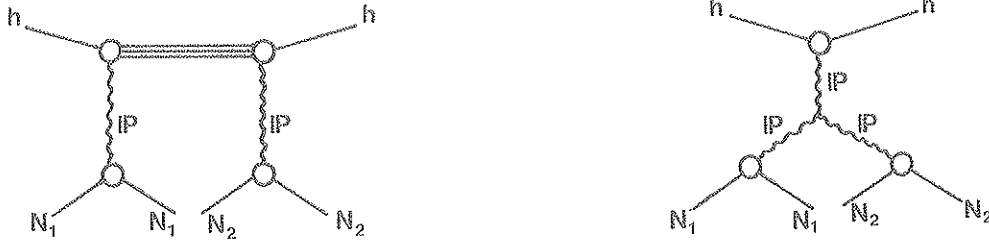


dans lequel la région hachurée représente tous les états cinématiquement possibles. La plus grande contribution est celle du hadron lui-même, mais lorsque l'énergie incidente augmente, l'importance des autres états s'accroît.

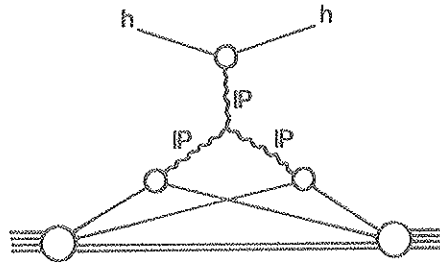
Ce processus de création d'états intermédiaires inélastiques n'est pas envisagé

dans la théorie de Glauber et doit donc apparaître comme une correction supplémentaire dépendant de l'énergie.

Les amplitudes de tels processus peuvent être estimées au moyen de la théorie de Regge [9, 11]. Suivant cette approche, la contribution inélastique peut être symbolisée par les deux diagrammes :



le premier tenant compte de deux interactions nécessaires hadron-poméron, le second de l'interaction avec triple poméron. Ce dernier diagramme prend la forme suivante dans le cas de la diffusion double d'un hadron sur un noyau d'hélium :



Cependant cette approche phénoménologique exige, outre l'introduction du pôle \mathbb{P} (poméron, dominant à très faible t), des pôles secondaires $\mathbb{R}(\mathbb{P}', \alpha, \beta, A_2)$ et la dépendance de l'amplitude avec la masse des pôles secondaires est très difficile à paramétriser.

Plutôt que de suivre cette approche, nous proposons d'étudier les corrections d'écran inélastique au travers d'un modèle de quark-parton [12]. Cette voie a l'avantage de permettre des calculs assez simples (tout au moins dans cette version où aucune sophistication n'a été introduite), de nécessiter un nombre de paramètres réduits et de ne pas demander à appuyer sur l'existence de cet être subtil et mystérieux qu'est, pour moi, le poméron.

Ce modèle s'appuie sur la structure du hadron en partons supposés répartis en plusieurs nuages, appelés quarks-constitutifs indépendants et ne se recouvrant qu'à de très hautes énergies ($p \gg 10^8$ GeV/c) [13, 14]. Pour reprendre une terminologie de QCD, les partons constituant de tels nuages peuvent être identifiés à un quark de valence accompagné de la mer quarks-antiquarks et gluons.

REFERENCES

- [1] R.J. GLAUBER,
High Energy Collision Theory : Lectures in Theoretical Physics Britton et Durham,
Interscience New York (1959), p.315.
- R.J. GLAUBER et V. FRANCO,
Phys. Rev., 142 (1966), 1195.
- [2] Voir par exemple le résumé de L. BERGSTROM et S. FREDRIKSSON,
Rev. of Mod. Phys., 52 (1980), 675.
- [3] J. BERTHOT et al.
Rapport soumis à la Conférence Internationale Santa Fe (1975)
- E. T. BOSHITS et al.,
Phys. Rev., C6 (1972), 457.
- J. FAIR et al.
Nucl. Phys., A 262 (1976), 413.
- S. L. VERBECK et al.,
Phys. Lett., 59 B (1975), 339.
- M. PALEVSKY et al.,
Phys. Rev. Lett., 32 (1974), 839.
- [4] F. BRADAMANTE et al.,
Phys. Lett., B 31 (1970), 87.
- [5] G. GOGGI et al.,
Phys. Lett. B, 77 (1979), 428.
Phys. Lett. B, 77 (1979), 433.
- [6] E. S. ABERS et al.,
Nuovo Cimento, A 42 (1966), 365.
- [7] E. M. LEVIN et M. I. STRIKMAN,
Sov. Jour. of Nucl. Phys., 23 (1976), 216.
- [8] E. JENKINS et al.,
Rapport soumis à la 19ème Conférence de Haute Energie Tokyo (1978).
- [9] A. B. KAIDALOV et V. A. KHOZE,
Rapport Leningrad
Nucl. Phys. Institute (1975).

- [10] YA. I. AZIMOV et al.,
Jetp Letters, 23 (1976), 114.
- [11] G. ALBERI et F. BALDRACCHINI,
Nucl. Phys. B, 138 (1978), 164.
Nuovo Cim. A, 57 (1980), 249.
- [12] V. M. BRAUN et YU. SHABELSKI,
Rapport Leningrad
Nuclear Physics Institute (1980).
- [13] J. NYIRI,
KFKI 118 (1980).
- [14] H. I. MIETTINEN et J. PUMPLIN,
Phys. Rev., D 18 (1978), 1696.

CHAPITRE I

DISPOSITIF EXPERIMENTALI. GENERALITES

L'expérience NA8 a pour but essentiel la mesure précise des sections efficaces différentielles de la diffusion élastique à haute énergie et à très faible transfert π^+p et pp . De ces résultats sont extraites les valeurs des paramètres ρ (rapport de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion hadronique) et b (pente logarithmique $b = \frac{d}{dt} \ln \frac{d\sigma}{dt}$) [1, 2]. Cette expérience est la suite à plus haute énergie de WA9 [3] et comporte certaines améliorations par rapport à celle-ci : précision plus grande sur la mesure de l'angle de diffusion sur l'avant et sur l'identification des particules incidentes. De plus une meilleure connaissance de l'appareillage a permis, en cours d'analyse, de définir des corrections fines qui n'avaient pas été introduites dans WA9.

L'utilisation d'une cible d'hélium avait pour motivation initiale la détermination de l'échelle absolue en t (carré du quadrimoment de transfert) afin de calibrer les mesures sur cible d'hydrogène (cf. § III.4).

Cependant, la précision des mesures autorisée par l'appareillage et le fait de pouvoir bien connaître le nombre de noyaux cibles (d'où une bonne détermination du monitoring de l'expérience) permettent d'utiliser les données sur l'hélium pour en extraire, malgré une statistique assez faible, des résultats physiques intéressants [4].

II. SITUATION GENERALE - FAISCEAU

L'expérience se situe dans la zone Nord du CERN (figure I.1) où se trouvent les faisceaux extraits du SPS avec une énergie maximum (impulsion jusqu'à 400 GeV/c).

Le faisceau secondaire utilisé H8 est obtenu par l'interaction des protons primaires sur une cible de beryllium (cible T₄). L'acceptance en énergie est définie par un collimateur dont l'écartement des lèvres peut être contrôlé à partir de la salle de comptage de façon à maintenir l'intensité du faisceau dans notre appareillage à une valeur approximativement constante (environ 10^6 particules par bouffée).

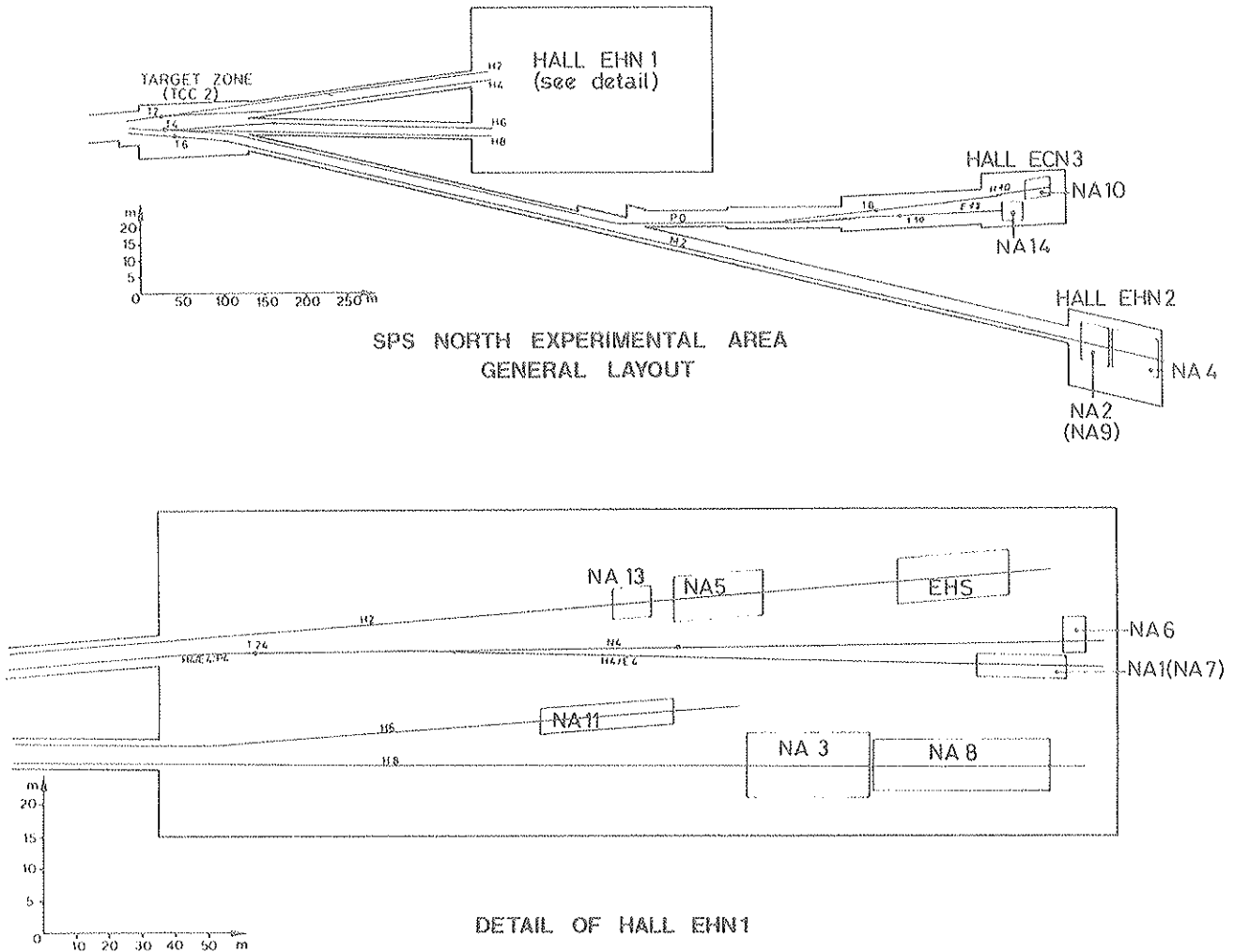


Figure I.1 : Disposition générale de la zone expérimentale

L'optique du faisceau est telle qu'un point focal est réalisé au niveau de notre cible de façon à ce que les particules incidentes y pénètrent à travers les fenêtres d'épaisseur réduite (0,27 mm) et de diamètre 80 mm. La figure I.2 représente le profil du faisceau au niveau des différents plans de chambre à fils répartis tout au long du dispositif expérimental (dont la figure I.3 précise la disposition).

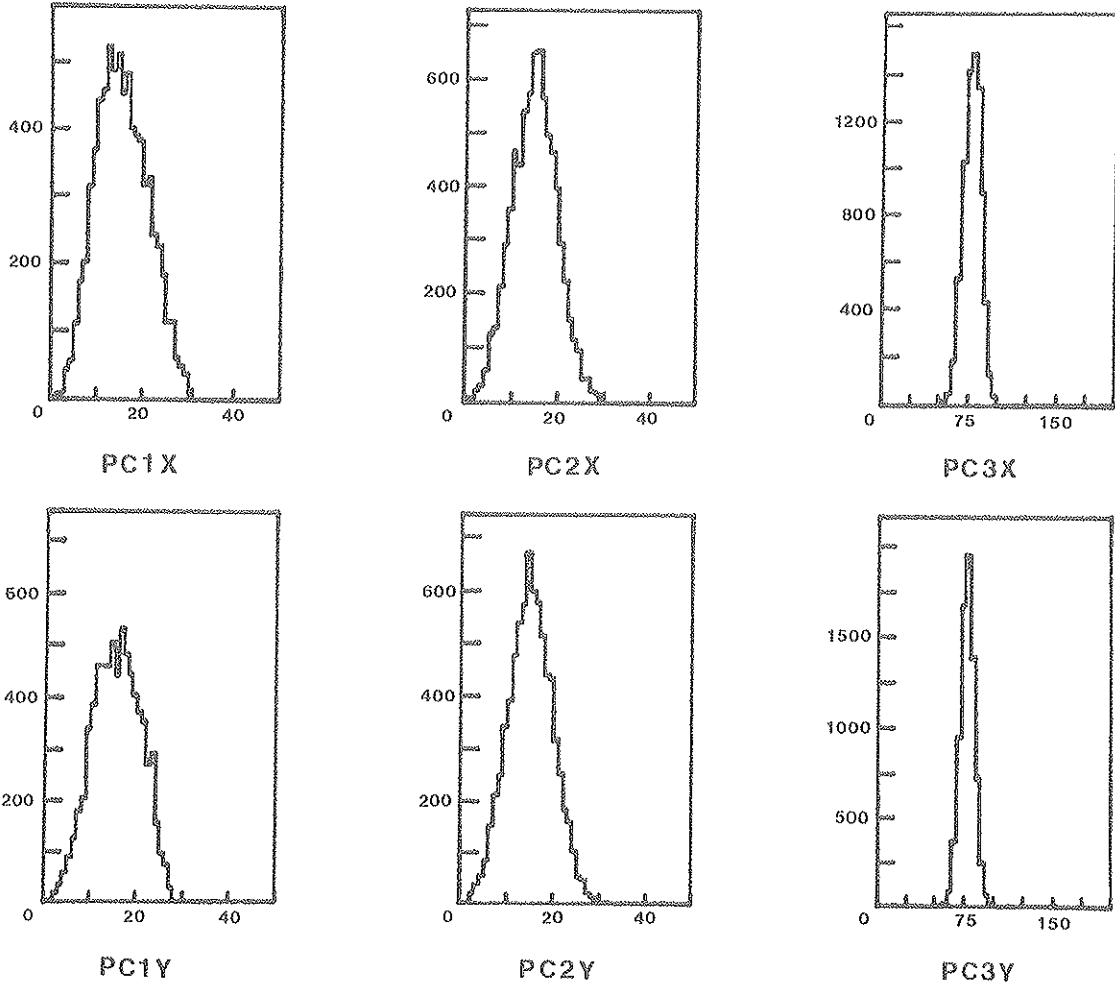


Figure I.2 : Exemples du profil du faisceau obtenus à l'aide des chambres à fils PC1 à PC3

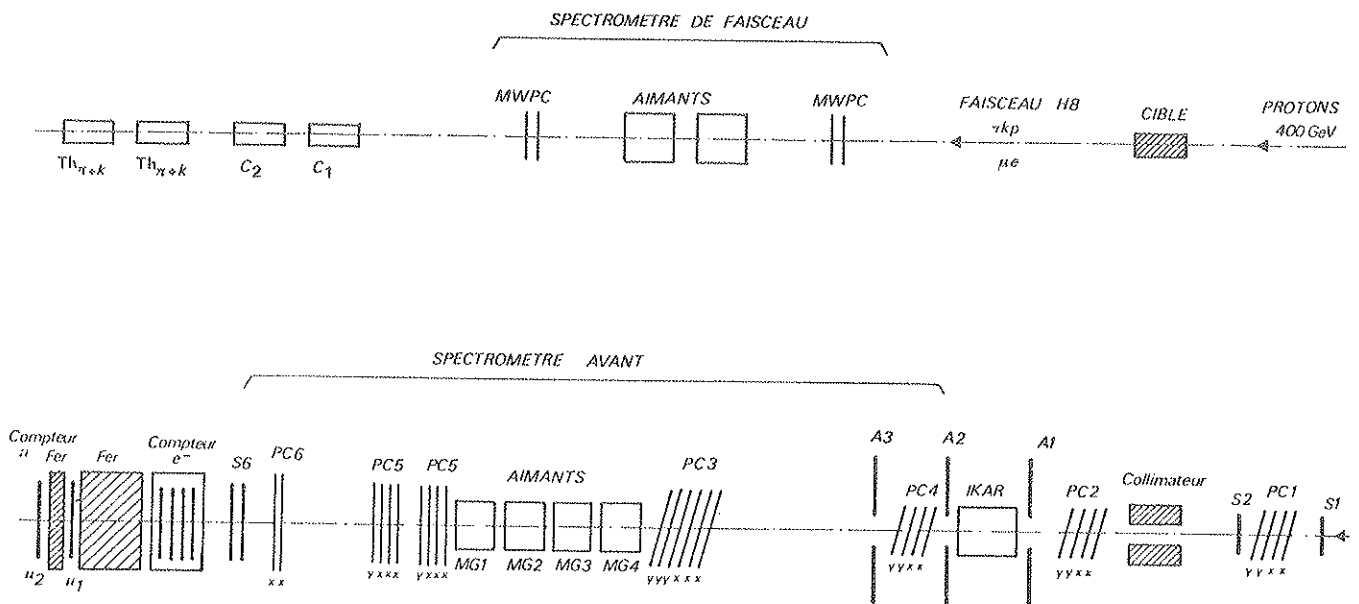


Figure I.3 : Dispositif expérimental de NA8

III. LES DETECTEURS ASSOCIES AU FAISCEAU

Le CERN met à la disposition des utilisateurs du faisceau un spectromètre et un système de compteurs Čerenkov.

a) le spectromètre de faisceau

Son rôle est de définir avec précision l'impulsion de la particule incidente. Il est constitué de 4 chambres à fils de type standard (fils de 10 μm de diamètre séparés de 1 mm) placées de part et d'autre de deux séries de trois aimants dont l'angle de déflexion est 6.8 mrad chacun.

L'efficacité des chambres dans les conditions de l'expérience a été en moyenne de 96 à 98%. Cependant l'information d'un plan n'est considérée comme utilisable pour le calcul de $\frac{\Delta p}{p}$ que si la multiplicité (c'est-à-dire le nombre de fils excités dans la chambre) est 1 ou 2 (voir table I.1). Ce calcul demande, outre la connaissance des éléments de la matrice de transfert correspondant à l'optique du faisceau, les coordonnées de la trajectoire de la particule dans 3 chambres quelconques sur les 4. Ceci permet donc de choisir la meilleure combinaison de 3 chambres et augmente l'efficacité globale du spectromètre.

Cette efficacité est alors de l'ordre de 92 à 94%.

Plan	Position* (m)	Efficacité %	Multiplicité %			
			0	1	2	> 2
1	-352.58	97.4	2.6	90.5	3.3	3.6
2	-332.99	97.9	2.1	90.4	3.9	3.6
3	-216.51	98.4	1.6	91.3	4.2	2.9
4	-196.91	96.5	3.5	90.0	3.7	2.8

* la position est comptée à partir du milieu de la cible

Table I.1 : Exemple d'efficacité (à 100 GeV/c) des chambres du spectromètre de faisceau

La figure I.4 permet de visualiser l'écart relatif $\frac{\Delta p}{p}$ en pourcentage entre p_0 valeur nominale de l'impulsion (ici 100 GeV/c) et la valeur calculée à partir des données du spectromètre.

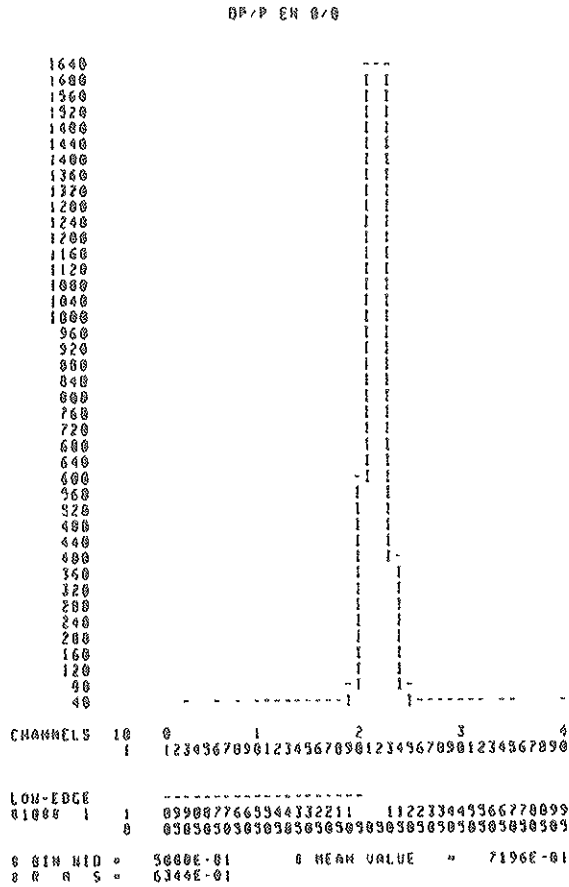


Figure 1.4 : Dispersion en impulsion calculée d'après les données du spectromètre de faisceau.

b) compteurs Čerenkov

Le faisceau contient à la fois des hadrons (K, π, p essentiellement) et des leptons (μ, e). A haute énergie l'identification de chaque particule est un problème délicat. La signature des muons et électrons est obtenue à l'aide de détecteurs spécialement construits à cet effet (cf. § 4 et 5).

Pour séparer les hadrons nous employons des compteurs utilisant le principe de l'effet Čerenkov [5] : les particules de grande impulsion p traversant le milieu radiateur émettent des photons de longueur d'onde λ suivant un angle θ tel que :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta \cdot n(\lambda)}$$

où n est l'indice de réfraction du milieu (dépendant de λ)

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{p}{E} \approx 1 - \frac{m^2}{2p^2} \text{ à haute énergie}$$

Les photons produits sont transmis à un ou plusieurs photomultiplicateurs.

A deux particules de même impulsion p et de masses respectives m_0 et m_1 correspondent la différence $\Delta\beta = \frac{m_0^2 - m_1^2}{2p^2}$ ainsi que la différence angulaire $\Delta\theta$ telle que

$$\Delta\theta \operatorname{tg} \theta \approx \Delta\beta$$

Le nombre moyen de photoélectrons produits peut être exprimé par $N = A L \theta^2$ où L est la longueur du parcours de la particule dans le milieu.

A caractérise les performances du compteur

Nous utilisons deux compteurs à seuil (désigné par Th1 et Th2) ainsi que deux CEDAR [6] (C_1 et C_2) compteurs différentiels avec correction des aberrations géométriques et chromatiques (figure I. 5).



Figure I. 5 : Schéma de principe des compteurs Cerenkov
a) compteur à seuil
b) CEDAR

Le compteur à seuil signe toutes les particules émettant une radiation suivant un angle supérieur à une valeur donnée (c'est-à-dire plus légères que celles émettant à l'angle seuil).

L'efficacité de ce type de compteur est déterminé par la fluctuation statistique du nombre N de photoélectrons et est égale à $1 - e^{-N}$. Pour notre expérience et en supposant qu'elles ne sont pas corrélées, les inefficacités des compteurs à seuil pour les π ont été trouvées égales à :

	100 GeV	150 GeV	280 GeV
Th1	0, 2 %	2, 7 %	2, 7 %
Th2	0, 2 %	2, 3 %	2, 99 %

Le CEDAR, outre des correcteurs d'aberrations géométriques et chromatiques, comprend un diaphragme annulaire d'ouverture réglable avec précision. Les photons émis focalisés par ce diaphragme peuvent être recueillis par 8 photomultiplicateurs disposés régulièrement sur la couronne de focalisation, entre lesquels peut être demandée une coïncidence multiple procurant une très bonne réjection contre les événements non désirés ; ceci toutefois au prix de l'efficacité. Celle-ci est en effet :

$$E = \left(1 - e^{-\frac{N}{q}}\right)^q$$

si q est le nombre de photomultiplicateurs impliqués dans la coïncidence. Par exemple, d'après une mesure faite à 200 GeV si l'efficacité globale du compteur est 90,6% avec 6 P.M., elle n'est plus que de 41,5% lorsque l'on exige 8 P.M. en coïncidence.

La figure I.6 montre un exemple de spectres de masse du CEDAR N°2 utilisé dans l'expérience pour une impulsion de 280 GeV/c.

De tels spectres sont obtenus en faisant varier la pression du gaz radiateur et en mesurant le rapport ϵ du nombre de particules détectées par le compteur (avec 6PM en coïncidence) au nombre de particules l'ayant traversé à une pression donnée. Ils permettent de déterminer quelle pression doit être affichée pour signer le type de particule désiré et quelle est l'efficacité globale du compteur (nombre total de particules détectées sur le nombre de particules incidentes).

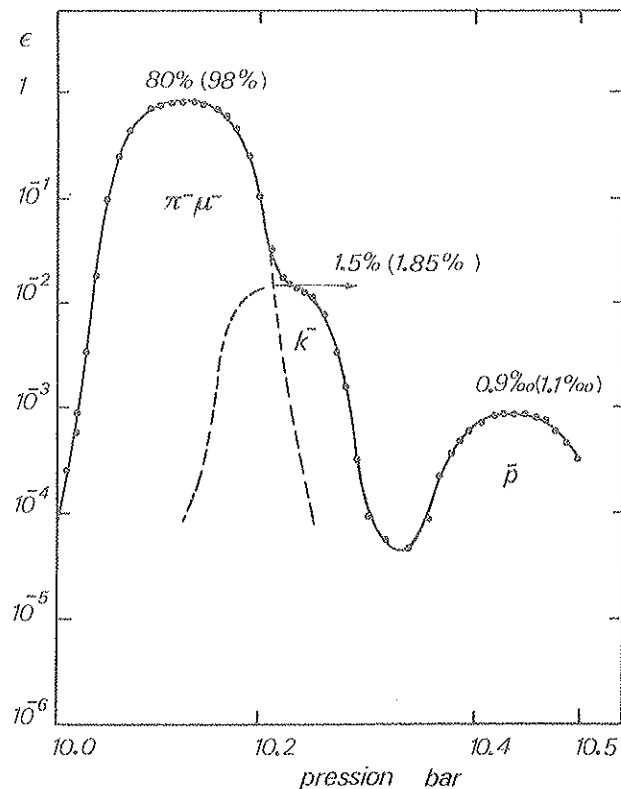


Figure I.6 : Spectre de masse du CEDAR. (la valeur de ϵ corrigée de l'inefficacité globale du compteur est indiquée entre parenthèses).

La signature des particules est obtenue par les configurations indiquées dans la table I.2. Au-dessus de 250 GeV/c l'efficacité des compteurs à seuil diminue et ils ne sont plus utilisés.

P GeV/c	π				K				P			
	Th ₁	Th ₂	C ₁	C ₂	Th ₁	Th ₂	C ₁	C ₂	Th ₁	Th ₂	C ₁	C ₂
+ 100												
- 100	1	1	0	0	1	1	1	0	0	0	0	1
- 150												
+ 150	1	1	1	0	1	1	0	0	0	0	0	0
- 200	1	1	0	0	1	1	1	1	0	0	0	0
- 250												
+ 250	/	/			/	/			/	/		
+ 300	/	/	0	0	/	/	0	0	/	/	1	1
- 280	/	/	0	0	/	/	1	1	/	/	0	0
- 300	/	/			/	/			/	/		

Table I.2

IV. DETECTEURS DE MUONS

Les muons sont caractérisés par leur très grande pénétration dans la matière. Aussi le compteur, composé de deux scintillateurs, est-il placé dans l'axe du faisceau derrière un bloc de fer de 3,2m de longueur arrêtant toutes les autres particules (électrons et hadrons).

Les deux scintillateurs de dimension $410 \times 420 \text{ mm}^2$ et $510 \times 420 \text{ mm}^2$ sont séparés par un bloc de fer de 40 cm .

En sortie des scintillateurs l'amplitude est recueillie pour toutes les particules. Les hadrons ne les traversant pas, le signal obtenu ne correspond qu'au piedestal des ADC associés aux scintillateurs alors que l'énergie laissée par les muons crée un signal de haute amplitude (cf. § III.2).

V. DETECTEUR D'ELECTRONS

Afin d'identifier les électrons et de les séparer des hadrons, on utilise les caractéristiques de perte d'énergie des particules dans la matière [7]. La gerbe électromagnétique engendrée par un électron se développe plus rapidement que la cascade hadronique (formée essentiellement par la production de pions, de fragments nucléaires ...). Dans la première partie du matériau traversé, l'énergie déposée par une gerbe électromagnétique est donc plus importante.

Le compteur est constitué d'une succession de feuilles de plomb, puis de fer dans lesquelles les cascades s'amorcent et se développent. A la sortie de chaque feuille, se trouve une plaque de scintillateur (plexipop) qui permet de mesurer le développement longitudinal de la gerbe. Le choix des épaisseurs de métal (figure I. 7) a été fait de telle sorte que l'on puisse détecter le maximum de rayonnement pour chacune des énergies incidentes. Les électrons, à 100 GeV/c, perdent le maximum d'énergie après avoir traversé environ 10 longueurs de radiation [7] (soit vers la 4ème cellule de notre détecteur (figure I. 8) et 99% de l'énergie est déposée dans 33 longueurs de radiation (vers la 10ème cellule).

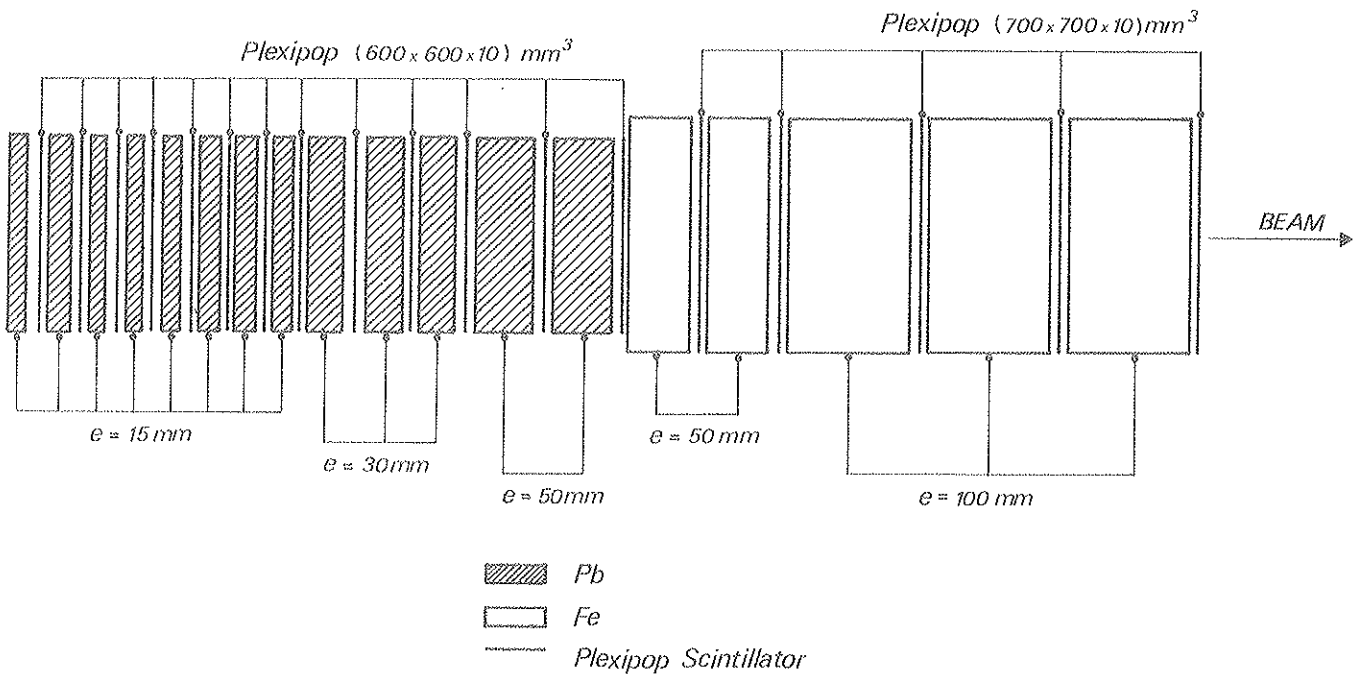


Figure I. 7 : Compteur à électrons

Le taux d'électrons du faisceau (de l'ordre de 2% à 100 GeV/c) décroît rapidement avec l'énergie et devient négligeable dès 150 GeV/c.

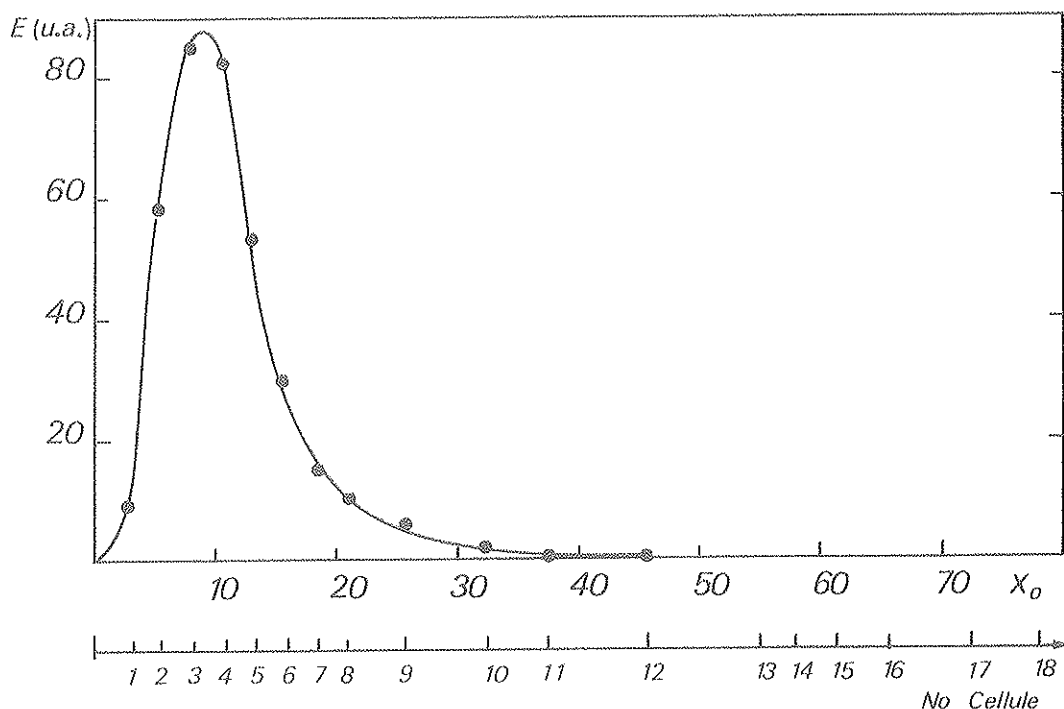


Figure I.8 : Exemple de courbe de transition pour des électrons de 100 GeV/c.

VI. LES SCINTILLATEURS

Une série de 10 scintillateurs couplés à des photomultiplicateurs 56 AVP sont disposés tout au long du dispositif expérimental. Ils interviennent au cours de la logique rapide en définissant la trajectoire des particules dans le canal d'entrée, au travers d'IKAR, et dans le cône d'acceptance sur l'avant (figure I.3).

La table I.3 précise les caractéristiques des différents scintillateurs.

VII. LES CHAMBRES A FILS

Le spectromètre avant est chargé de déterminer l'angle de diffusion θ (ce qui constitue une mesure de t par $t \sim \theta^2 p^2$) ainsi que, associé à quatre aimants, l'impulsion p_{out} des particules diffusées.

Les 28 chambres proportionnelles sont groupées en 6 blocs (notés PC1 à PC6, voir figure I.3) et mesurent la position horizontale (pour 17 d'entre elles) ou verticale (pour les 11 autres) de la particule les traversant. Leurs caractéristiques sont résumés dans la table I.4.

La figure I.9 montre deux exemples d'événements (semblables à ceux obtenus au cours du contrôle en ligne) dans les 28 plans de mesure. Les événements tests (cf. § II.2) correspondent à des particules non déviées du faisceau.

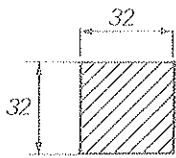
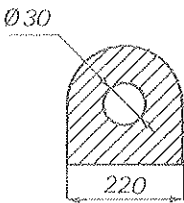
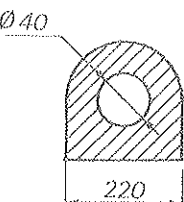
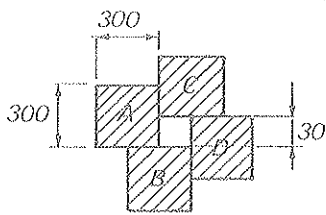
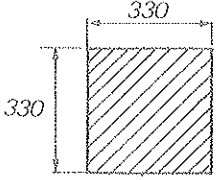
Scintillateur	Position (en m)	Caractéristiques (en mm)
S ₁ S ₂	- 22,5 - 21,5	 <p>épaisseur e = 20</p>
A ₁	- 0,85	 <p>e = 6</p>
A ₂	+ 0,85	 <p>e = 6</p>
A ₃	+ 1,70	 <p>e = 6</p>
S ₆ A S ₆ B	+ 41,0	 <p>e = 5</p>

Table L.3 : Caractéristiques générales des scintillateurs.

bloc	Mesure en X			Mesure en Y		
	Position* (m)	Fils utiles	Dimension (cm)	Position (m)	Fils utiles	Dimension (cm)
PC1	A - 22,30	32	10 x 10	A - 22,11	32	10 x 10
	B - 22,24	32	10 x 10	B - 22,06	32	10 x 10
PC1	A - 1,39	32	10 x 10	B - 1,15	32	10 x 10
	B - 1,28	32	10 x 10	B - 1,10	32	10 x 10
PC3	A 19,36	160**	20 x 20	A 19,91	160**	20 x 20
	B 19,48	160**	20 x 20	B 20,04	160**	20 x 20
	C 19,61	160**	20 x 20	C 20,16	160**	20 x 20
PC4	A 1,12	48	10 x 10	A 1,33	48	10 x 10
	B 1,18	48	10 x 10	B 1,38	48	10 x 10
PC5	A 32,31	192	20 x 20	A 32,71	192	20 x 20
	B 32,32	192	20 x 20			
	C 32,72	192	20 x 20			
	D 33,14	192	20 x 20	B 33,54	192	20 x 20
	E 33,15	192	20 x 20			
	F 33,55	192	20 x 20			
PC6	A 40,25	288	30 x 30			
	B 40,95	288	30 x 30			

** dont 64 fils constituent la partie centrale et 2 fois 48 la partie périphérique

* l'origine de ces positions est le milieu de notre cible

Table I.4

a) chambres à lecture rapide PC1 - PC4

Les 18 chambres constituant ces 4 blocs sont du type standard et ont les caractéristiques suivantes :

- le plan de mesure anodique est constitué de fils en tungstène doré de 10µm de diamètre, espacés de 1 mm.

Comme l'erreur dans la mesure de l'angle sur l'avant est due surtout à l'incertitude sur l'espacement des fils, des mesures précises ont été effectuées sur trois des chambres.

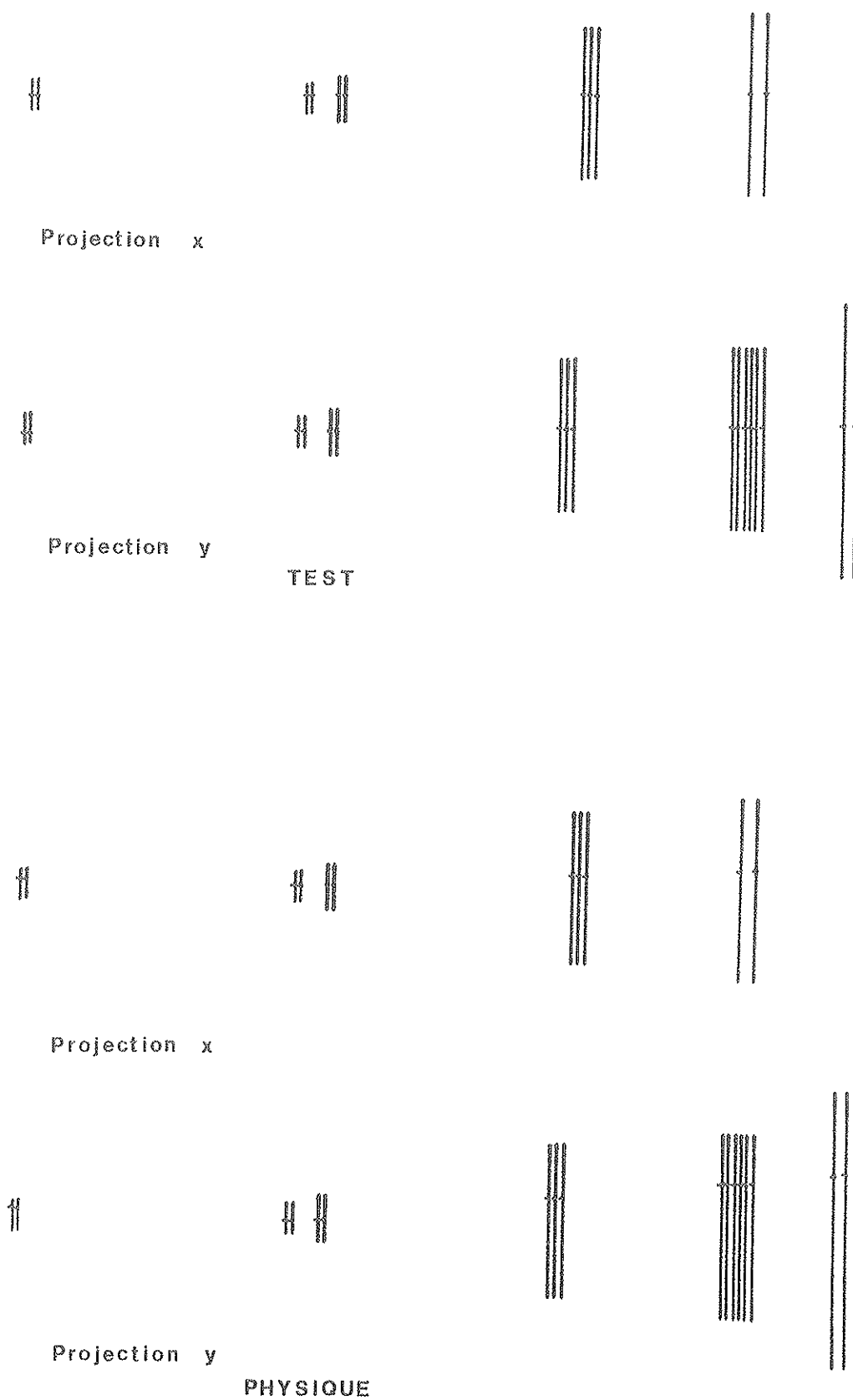


Figure I.9 : Exemples d'évènements dans les chambres proportionnelles

Elles ont montrées que la déviation de l'écartement des fils par rapport à la valeur nominale n'excédait pas 1%. L'erreur sur la mesure de l'angle de diffusion est de l'ordre de 0,1%.

- les 2 plans cathodiques sont des feuilles d'aluminium de 10 μm d'épaisseur. Ils sont situés à 5 mm du plan anodique.

- 2 fenêtres de mylar de 25 μm d'épaisseur permettent de fermer hermétiquement les chambres.

Elles sont parcourues par un flux gazeux formé de 80% d'Argon bullant dans du méthylal à 0°C, de 20% d'isobutane et de 0,5% de fréon, à la pression atmosphérique.

Les chambres constituant les blocs PC1, PC2 et la partie centrale de PC3 sont essentielles pour la sélection en ligne des évènements. Aussi, pour simplifier les calculs du processeur câblé intervenant dans le déclenchement (cf. § II.1), sont-ils positionnés de telle manière que la distance entre PC1 et PC2 soit approximativement égale à la distance PC2 - PC3.

Certains mouvements de translation ou de rotation des chambres sont possibles ; ils sont réalisés au moyen de moteurs pas à pas commandés à distance par ordinateur.

Afin d'augmenter la précision de la mesure des coordonnées, dans chaque bloc, le plan B est décalé de 0,5 mm par rapport au plan A (pour PC3, les trois plans sont décalés de 0,25 mm). Ce décalage est contrôlé en histogrammant la quantité $W = N_A - N_B - 0,5 (N_A \text{ et } N_B \text{ étant les coordonnées en mm d'une même particule dans les plans A et B})$; il atteint la valeur désirée lorsque la valeur moyenne de l'histogramme est nulle (décalage 0,5 mm) ou est égale à -0,25 (décalage 0,25 mm).

En outre le bloc PC2 peut être translaté globalement de façon à réaliser un alignement précis de PC1, PC2, PC3, qui est obtenu en optimisant les conditions de rejection des processeurs associés SDPU et REPS (cf. § II.1).

Les chambres sont inclinées autour d'un axe passant par le fil central d'un angle $\psi \approx 10^\circ$ par rapport à la direction du faisceau. L'angle de rotation de chaque plan a été choisi de façon à ce que le nombre d'évènements pour lequel un seul fil est touché soit égal à celui ou deux fils contigus sont excités (la coordonnée retenue est alors la demi-somme de celles des deux impacts).

Cette méthode permet d'augmenter la résolution spatiale des chambres [8, 9]. Dans notre cas la résolution obtenue est $\sigma = 215 \mu\text{m}$ alors qu'elle est $\sigma = 290 \mu\text{m}$ pour ces mêmes chambres maintenues perpendiculaires au faisceau (cf. thèse de A. Brenier, référence 2). La résolution globale sur l'angle de diffusion compte tenu de la diffusion coulombienne multiple varie entre 32 μrad à 100 GeV/c et 18 μrad à 300 GeV/c.

Les signaux anodiques sont préamplifiés par des circuits hybrides ALCATEL regroupés sur une carte fixée sur la chambre elle-même, puis transmis à la salle de comptage au moyen de câbles torsadés dont la longueur est ajustée pour réaliser les retards exigés par la logique de déclenchement.

Les fils intervenant dans la logique rapide sont regroupés par 16 dans des modules RMM qui sont lus directement par le SDPU pour élaborer une décision et par le calculateur au moyen d'interface CAMAC lorsque l'évènement doit être mémorisé.

Les autres fils (PC4 et partie périphérique de PC3) sont regroupés dans des modules RM dont l'information n'est accessible qu'au calculateur.

Chaque plan de mesure et la chaîne électronique associée peuvent être testés au moyen d'un signal envoyé sur les plans cathodiques.

L'impulsion créée sur chaque fil par effet capacitif est recueillie et permet de déterminer quelles sont les voies en panne.

La haute tension de fonctionnement est d'environ 4,6 KV, ce qui correspond au plateau d'efficacité (cf. thèse de A. Brenier).

L'efficacité moyenne est de 95 à 99% pour un faisceau de 10^6 p/s. La figure I. 10 montre un exemple d'inefficacité locale dans les conditions de l'expérience (plan PC4 X A). Chaque élément de la figure correspond à un carré de $2 \times 2 \text{ mm}^2$. La taille de chacun des points est proportionnelle à l'inefficacité en cet endroit de la chambre. Aucun effet dû au passage du faisceau, au centre de la chambre ne peut être mis en évidence.

La table I. 5 présente un exemple de matrice de corrélation (à 100 GeV/c) entre les deux plans A et B de PC4 X lorsqu'une chambre au moins de chacun des blocs PC1 à PC3 a eu un ou deux fils excités.

b) chambres après les aimants PC5-PC6

Le rôle de ces chambres est de mesurer l'angle de déflexion imposé aux particules par les quatre aimants afin de déterminer leur impulsion après la diffusion dans la cible.

Leur conception est semblable aux chambres précédentes. Certaines de leurs caractéristiques sont cependant différentes : les fils anodiques ont un diamètre de 20 μm , les plans cathodiques sont en mylar aluminisé, chaque chambre du bloc PC5 comporte deux plans de mesure séparés par un plan cathodique.

Les informations de ces plans n'entrant pas dans la logique de déclenchement, le système de lecture est moins rapide, utilisant une chaîne de mémoires à décalage qui transmettent l'information au CAMAC lorsqu'arrive un signal externe de déclenchement.

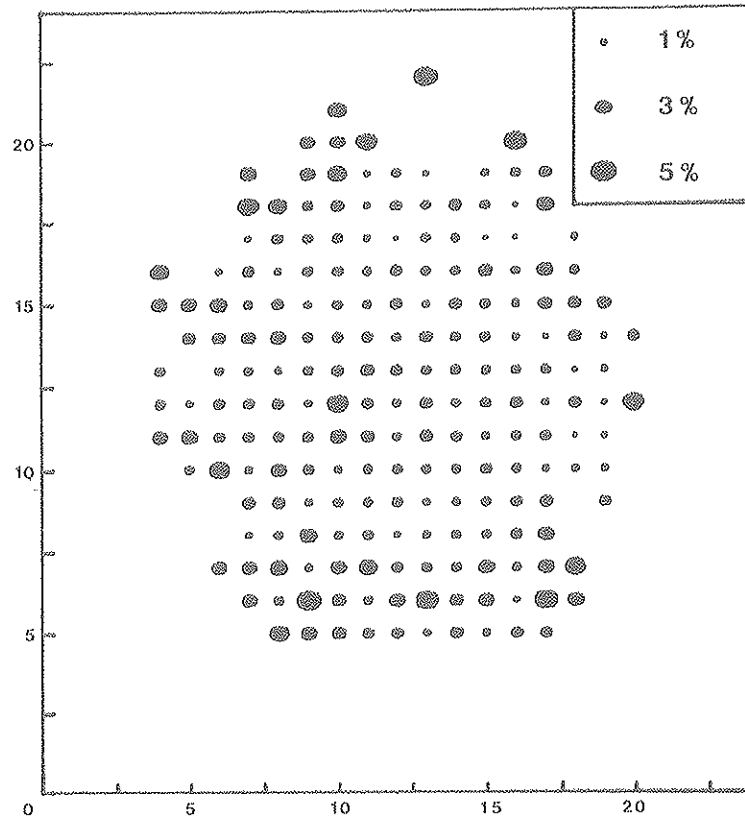


Figure I.10 : Exemple d'inefficacité locale de la chambre PC4 X A.

B \ A	0	1	2	3	4	>4	Total
0	0.20	.17	.20	.002	.002	.006	.40
1	.41	38.57	17.76	.17	.15	1.025	58.09
2	.129	21.87	12.11	.11	.08	.64	34.95
3	.001	.16	.09	.04	.01	.04	.34
4	.001	.13	.08	.001	.004	.03	.35
> 4	.01	1.00	.53	.023	.023	4.41	5.98
Total	.76	61.88	30.59	.35	.27	6.15	100.00

Table I.5 : Multiplicité (en %) dans les chambres PC4 X A et B à 100 GeV/c.

VIII. LE SPECTROMETRE DE RECOL : IKAR

Il s'agit d'une chambre à ionisation qui est à la fois cible et détecteur de recul (figure I.11). Elle est décrite dans une version primitive dans la référence [10] ainsi que dans la version actuelle dans la thèse de B. Ille (référence [11]). Elle est emplie d'un mélange d'hydrogène (2 atm) et d'hélium (8 atm), chacun de ces deux gaz ayant un taux d'impureté inférieur à 10^{-6} .

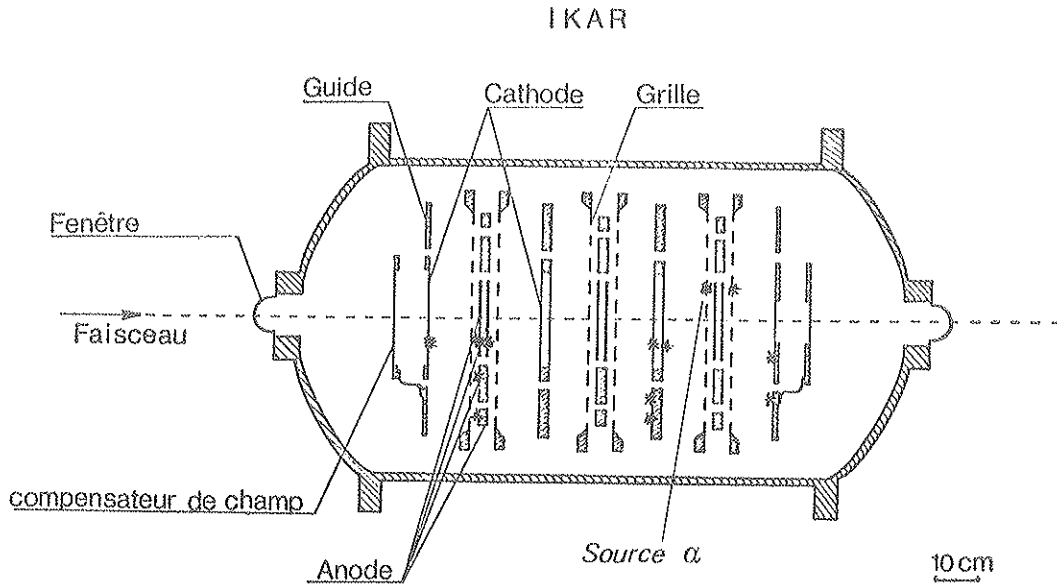


Figure I.11 : Vue en coupe de la chambre à ionisation.

Le faisceau entre et sort d'IKAR à travers une fenêtre d'acier de 80 mm de diamètre et 270 μ m d'épaisseur.

Le spectromètre est divisé en six cellules identiques et indépendantes comprenant chacune :

- trois anodes concentriques en aluminium appelées A, B et C. La plus intérieure A, de rayon 97 mm est dédoublée et ne participe qu'à une chambre, les deux autres sont communes à deux chambres contigües.

Dans la gamme de recul étudiée ($1 \text{ MeV} \leq T_R \leq 6 \text{ MeV}$, où T_R est l'énergie cinétique du noyau d'hélium), les anodes B et C ne servent que de vétos, le noyau de recul devant avoir un parcours inférieur au rayon de A (la figure I.12 illustre la corrélation parcours-énergie dans un mélange H_2 (2 atm) / H_e (8 atm) calculée d'après les tables de Williamson et Boujot [12]).

- une grille circulaire placée à 2 cm de l'anode et reliée à la terre
- une cathode circulaire distante de 12 cm de l'anode

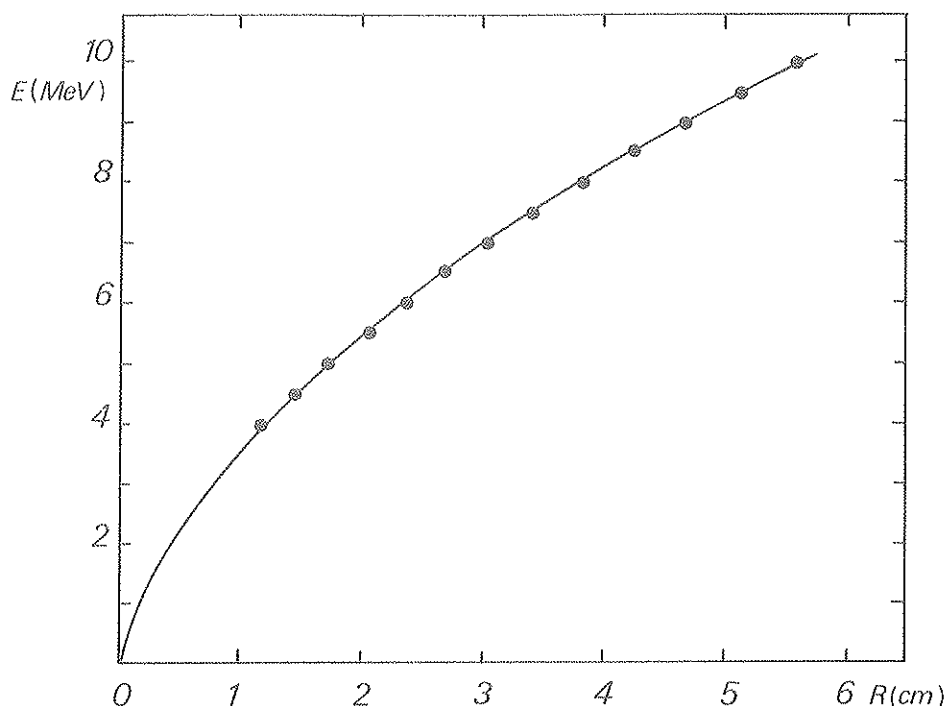


Figure I.12 : Diagramme parcours-énergie pour un noyau d'hélium dans un mélange He/H₂ dans les conditions de l'expérience.

Dans la région où elles sont traversées par le faisceau, ces électrodes sont faites de feuilles minces d'aluminium (30 μm pour les cathodes, 20 μm pour les anodes). L'épaisseur totale des électrodes est de 360 μm .

Les potentiels des anodes et des cathodes sont respectivement + 9 KeV et - 15 KeV. Le temps de dérive d'un électron depuis la cathode jusqu'à l'anode est, dans ces conditions, de 22 μs .

Lorsqu'une particule incidente subit une collision élastique avec un noyau, dans la gamme de transfert nous intéressant, celui-ci recule dans une direction approximativement perpendiculaire à celle du faisceau. Tout au long de son parcours dans le mélange gazeux, il ionise celui-ci. Les électrons libérés commencent à se déplacer vers l'anode tandis que les ions produits dérivent vers la cathode. Cette séparation de charges induit immédiatement un signal sur la cathode. Le signal cathodique croît jusqu'à l'instant t_A où les premiers électrons traversent la grille et son amplitude est :

$$V_c = \frac{q T_R}{w C_c} \left(1 - \frac{z}{d} \right) \quad (\text{voir figure I.13})$$

où T_R est l'énergie de recul du noyau
 w l'énergie de création d'une paire ion/électron

C_c la capacité grille-cathode

d la distance cathode-grille

\bar{x} la distance du point d'interaction depuis la cathode

La grille placée devant l'anode empêche celle-ci de ressentir un signal induit et l'impulsion naît seulement à l'instant t_A et croît jusqu'à une valeur V_A :

$$V_A = \frac{q T_R}{w C_A} \left(1 - \eta - (\delta - \eta) \frac{\bar{x}}{d} \right) \quad (\text{voir figure I.13})$$

où C_A est la capacité anode grille

η la proportion d'électrons piégés durant la migration

δ l'inefficacité de transparence de la grille

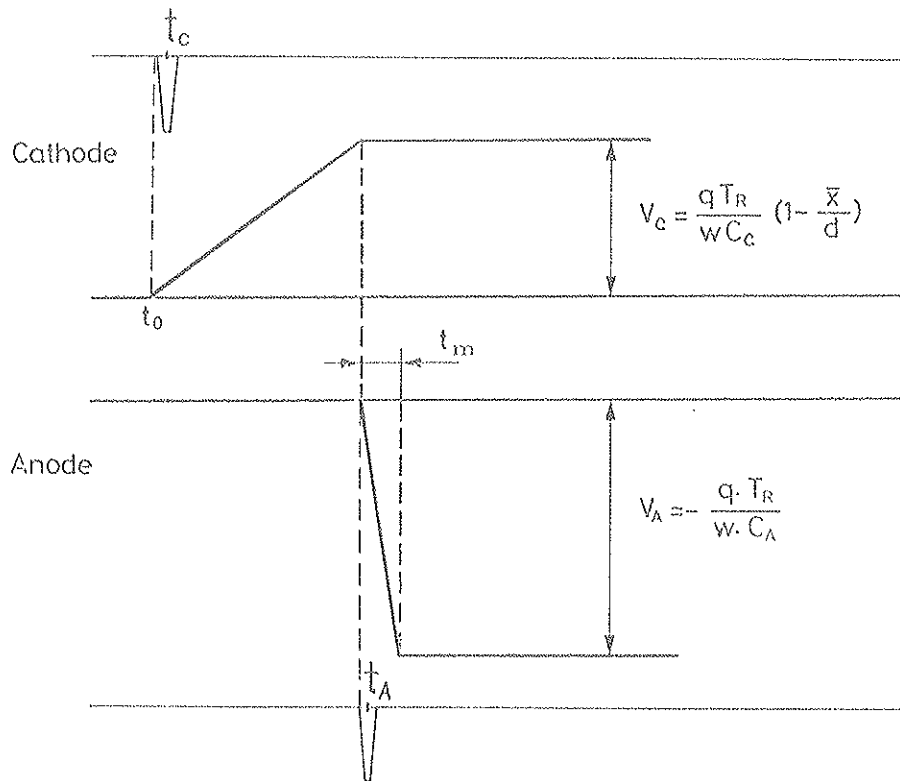


Figure I.13 : Impulsions sur les électrodes d'IKAR produites par une particule de recul dans le mélange gazeux.

Le signal V_A est amplifié avec des constantes de filtrage élevées afin de rendre la hauteur du signal en sortie indépendante du temps de montée t_m ; ce signal constitue donc une mesure de l'énergie de recul T_R . La résolution en énergie est déterminée par le bruit des préamplificateurs mais aussi par l'intensité du faisceau traversant IKAR.

En effet, la perte d'énergie dans le mélange d'une particule relativiste est d'environ 50 KeV dans chacune des cellules. Les signaux correspondant sur les électrodes sont compensés par l'envoi sur chaque électrode d'impulsion de même amplitude mais de signe opposé chaque fois qu'une particule du faisceau traverse la chambre. Cependant les fluctuations de perte d'énergie ont pour résultat une dégradation de la résolution.

Pour un faisceau d'intensité 10^6 particules distribuées sur 1 s, la résolution en énergie est de 130 KeV (largeur totale à mi-hauteur). La résolution correspondante pour le quadrimoment de transfert est de $10^{-3}(\text{GeV}/c)^2$.

Un autre signal est créé dépendant du temps de montée de l'impulsion anodique et constituant une mesure de la projection X_R de la trace de recul l_R : $X_R = l_R \cos \theta_R$, θ_R étant l'angle de recul. En effet, si v_1 et v_2 respectivement sont les vitesses de dérive des électrons dans les volumes grille-anode et cathode grille et si b est la distance grille anode,

$$t_m = \frac{b}{v_1} + \frac{l_R \cos \theta}{v_2}$$

La résolution sur la mesure de X_R dépend de celle du signal en énergie dont elle est dérivée mais aussi de la diffusion des électrons lors de leur dérive. La valeur de l'écart type est $\sigma_{X_R} = 1.5$ à 3 mm. Cette information intervient dans l'analyse comme contrainte pour rejeter les X_R évènements non élastiques.

La position Z_R du vertex dans le volume de la chambre est déduit de la mesure du temps de dérive des électrons $\Delta t = t_A - t_o$, t_o étant le temps de passage de la particule de faisceau.

La résolution en temps est principalement déterminée par le bruit sur les préamplificateurs d'anode mais dépend aussi de l'énergie de recul et de la position de la trace.

La précision globale sur le vertex est typiquement $\sigma = 0,3$ mm.

* calibration en énergie

Des sources α (^{234}U) ont été déposées sur chacune des cathodes. Dans deux cellules, il en a été aussi déposé sur les grilles afin de contrôler la perte d'électrons pendant leur dérive dans l'espace cathode grille.

Ces pertes, dues à l'adhésion des électrons avec les impuretés électro-négatives dans le mélange gazeux ou à la recombinaison, ont été évaluées à environ 0,9% pour un déplacement de 10 cm et sont corrigées.

L'énergie des α émis est $E_\alpha = E_\alpha^0 - \Delta E$ où ΔE est la perte d'énergie moyenne lors

de la traversée de la matière de la source.

$$\Delta E \approx 0.011 \text{ MeV} \quad E_{\alpha}^0 = 4.777 \text{ MeV}$$

D'où $E_{\alpha} = 4.766 \text{ MeV}$

Les α émis semblables aux noyaux de recul, permettent une calibration absolue de l'échelle en T_R et ainsi en utilisant la relation $p = \frac{2m_R T_R}{\theta}$ une détermination du moment de la particule incidente (cf. § III.4).

* contrôle de l'appareillage

En coïncidence avec une particule réelle traversant le spectromètre, un générateur programmable envoie des signaux sur les préamplificateurs des électrodes d'IKAR. Ils simulent des reculs de différentes énergies et positions (cf. § II.2).

REFERENCES

- [1] J. P. BURQ et al.
Proposal CERN/SPSC : 77-87/P 90.
- [2] J. P. BURQ et al.
Rapport CERN-EP/80-117
soumis à la 20ème Conférence Internationale de Physique de Haute Energie. Madison (USA)
Juillet 1980.
- [3] J. P. BURQ et al.
Phys. Lett., 77 B (1978), 438.
- S. MAURY
Thèse de Doctorat de 3ème cycle, Clermont-Ferrand (1978), n° 565.
- J. L. PAUMIER
Thèse de Doctorat de 3ème cycle, Clermont-Ferrand (1979), n° 600.
- [4] J. P. BURQ et al.
CERN-EP 80/114
soumis à la 20ème Conférence Internationale de Physique de Haute Energie. Madison (USA)
Juillet 1980.
- [5] M. BENOT, J. LITT, R. MEUNIER
Nucl. Instr. Meth., 105 (1972), 431.
- [6] C. BOVET, S. MILNER, A. PLACCI,
Rapport CERN Lab. II/74-4 (1974).
- [7] C. DORE, M. QUERROU,
Rapport interne collaboration NA8 (mai 1978).
- [8] E. A. DAMASKINSKY et al.,
Nucl. Instr. Meth., 130 (1975), 611.
- [9] J. P. MARTIN,
Thèse de Doctorat d'Etat Université Claude Bernard Lyon 1 (à paraître).
- [10] A. A. VOROBYOV et al.
Nucl. Instr. Meth., 119 (1974), 509
- [11] B. ILLE,
Thèse de Doctorat d'Etat Université Claude Bernard Lyon 1 (1979) n° 7914.
- [12] C. WILLIAMSON, J. P. BOUJOT,
Rapport CEA n° 2189.

CHAPITRE II

ELECTRONIQUE - LOGIQUE DE DECLENCHEMENTI. SELECTION DES EVENEMENTS PHYSIQUES

L'intensité du faisceau est réglée au moyen d'un collimateur à une valeur optimale comprise entre 8×10^5 et 10^6 particules par paquet, chacun d'eux arrivant toutes les 10.8 s et s'étalant sur 800 ms. Du fait du temps de réponse maximum important du spectromètre de recul ($22 \mu\text{s}$), la sélection des évènements s'opère suivant trois niveaux successifs :

a) définition au moyen des scintillateurs de la trajectoire d'une particule dans le faisceau et dont la direction de sortie est comprise dans le cône élastique (les anticompteurs rejettent une partie des évènements inélastiques).

Le signal de déclenchement de ce premier niveau est :

$$T_1 = S_{1a} \cdot S_{1b} (S_{2a} \cup S_{2b}) \overline{A_1} \cdot \overline{A_2} \cdot \overline{A_3}$$

où A_3 est la coïncidence d'au moins 3 des 4 scintillateurs constituant cet anticompteur.

Si une autre particule arrive dans les 80 ns suivant T_1 , l'évènement est rejeté.

b) sélection angulaire des particules diffusées

La relation à vérifier est : $(1) \theta^2 = \frac{2mT}{p^2} R > \text{seuil}$

Les projections de θ sur les axes x et y s'écrivent :

$$\theta_x = \frac{x_1 - x_2}{l_1} \quad \text{et} \quad \frac{x_2 - x_3}{l_2}$$

où x_1, x_2, x_3 sont les coordonnées sur les plans de PC1, PC2, PC3
 l_1 et l_2 les distances entre PC1-PC2 et PC2-PC3.

$$\theta_y = \frac{y_1 - y_2}{l_1} - \frac{y_2 - y_3}{l_2}$$

Comme $l_1 \approx l_2 = l$ $\theta_x = \frac{x_1 - 2x_2 + x_3}{l}$ (id pour y)

et (1) peut se traduire par

$$\begin{aligned} x_1 - 2x_2 + x_3 &\geq K_1 = l (\theta_o + 2\sigma_c + C) \\ x_1 - 2x_3 + x_3 &\leq K_2 = l (-\theta_o - 2\sigma_c + C) \end{aligned} \quad (\text{id. pour } y)$$

où θ_o représente l'angle seuil du rejet,
 σ_c la dispersion due à la diffusion coulombienne
 C une constante de recentrage

D'où :

$$(2) K_1 + 2x_2 \leq x_1 + x_3 \leq K_2 + 2x_2$$

Deux processeurs câblés sont chargés de tester si la relation (2) est vérifiée suivant le processus suivant :

Le signal T_1 déclenche la lecture des modules RMM recevant les informations des blocs PC1 à PC3 par le processeur câblé SDPU - special digital processor unit - (référence [1] et thèse B. Ille).

Celui-ci est constitué de :

- unités d'encodage (EU). Les EU de 1er niveau reçoivent les informations d'un plan de fils et déterminent en 20 ns la coordonnée dans celui-ci ainsi qu'un mot logique P. Les EU de 2ème niveau calculent en 20 ns, à partir des coordonnées des plans d'un même bloc établies par le 1er niveau, la coordonnée moyenne N_1 du bloc et délivrent un mot logique W indiquant ($W = 1$) si la différence entre les coordonnées individuelles est supérieure à 0.75 mm (élimination des traces trop inclinées).

- deux unités arithmétiques X et Y (ACU arithmetic comparator unit) qui calculent les sommes $N_1 + N_3$, $2N_2 + K_1$, $2N_2 + K_2$ et délivrent en 40 ns un mot logique Ax (ou Ay) égal à 1 si la relation (2) est vérifiée

- une unité de décision (DMU décision making unit) qui combine les informations arithmétiques et logiques des unités précédentes .

b1) définition d'une trace incidente :

$$P_{in} = P_{1x} P_{1y} P_{2x} P_{2y} \quad \text{avec} \quad P_i = (P_{iA} \cup P_{iB}) \overline{W}_i$$

b2) définition d'une trace sortante Pout

. si seule la partie centrale de PC3 intervient :

$$P_{out} = P_{3x} P_{3y} \quad \text{avec} \quad P_{3x} = P_{3Ax} \cup P_{3Bx} \cup P_{3Cx}$$

. si la gamme angulaire intéressante déborde sur la partie périphérique de PC3 (de 100 à 200 GeV/c) , un signal est construit à partir de l'information des RM de PC3 :

$$P_p = P_{px} S_x \cup P_{py} S_y \quad \text{avec}$$

$$P_{px} = P_{pAx} \cup P_{pBx} \cup P_{pCx}$$

(id avec y)

$$S_x = \phi_A \phi_B \phi_C \cup P_{3A} \phi_B \phi_C \cup \phi_A P_{3B} \phi_C \cup \phi_A \phi_B P_{3C}$$

avec ϕ : aucun fil touché sur la partie périphérique du plan considéré.

b3) les fonctions logiques finales sont :

$$P = P_{in} P_{out}$$

$$M = P_{in} (P_{out} \cup \delta P_p) \quad \text{moniteur}$$

$$T = (A \cup \delta P_p) M \quad \text{avec} \quad A = A_x \cup A_y \quad \text{déclenchement}$$

$$G = P \cdot \overline{P_p}$$

avec $\delta = 1$ si la partie périphérique de PC3 est nécessaire, $\delta = 0$ sinon
Si $T = 0$, un signal de rejet est délivré, la logique attend l'évènement suivant.

Le signal de décision du SDPU est délivré en 250 ns environ. Le facteur de rejetion défini par $\frac{\text{Nbre}(M=1)}{\text{Nbre}(T=1)}$ est de l'ordre de 250 à 100 GeV/c.

c) ultime sélection des évènements à mémoriser

Lorsque le mot $T = 1$, le SDPU déclenche plusieurs processus en parallèle :

c1) lecture par CAMAC des modules receveurs de l'information des blocs PC4 à PC6

c2) étude raffinée de l'angle sur l'avant par un autre processeur le REPS (Ring Evaluating Processor for SDPU). Il s'agit d'un module CAMAC chargé, à partir du calcul de θ_x et θ_y par le SDPU, de vérifier les inégalités :

$$*) \quad \theta_x^2 + \theta_y^2 = \theta^2 < C_1^2$$

Dans ce cas la particule n'est pas déviée et l'évènement est rejeté.

Cette coupure crée un cercle sur un histogramme $\theta_x - \theta_y$ (figure II.1). Ce cercle est circonscrit au carré dû à la coupure du SDPU ($\theta_x < K_1, \theta_y < K_1$).

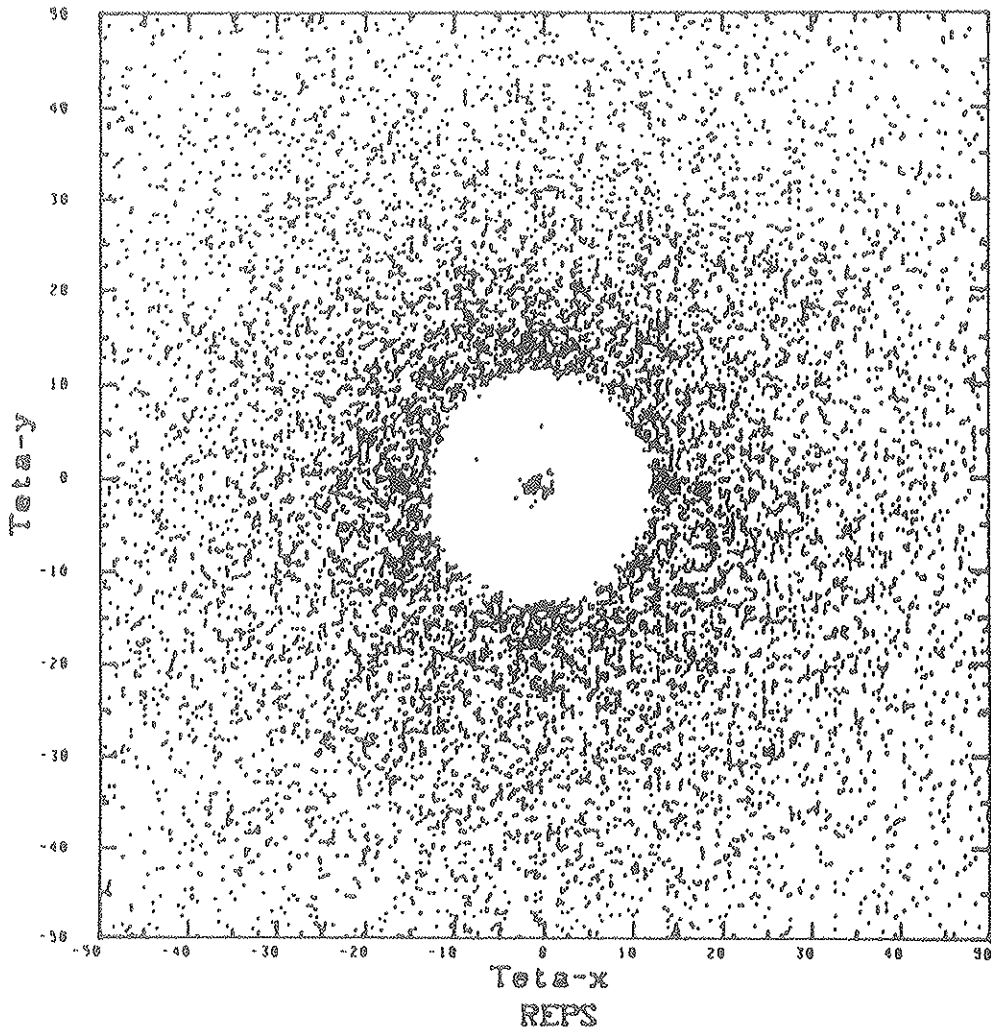


Figure II.1 : Histogramme $\theta_x - \theta_y$ après rejet des particules non déviées par le REPS et SDPU.

$$*) \quad \theta^2 \leq C_3^2$$

L'évènement est rejeté car l'angle est hors du cône d'acceptance. Ce test n'est utilisé que lorsque l'énergie des particules incidentes est suffisante pour que la gamme angulaire ne déborde pas sur la partie périphérique de PC3 (de 250 à 300 GeV/c).

*) $a^2 \text{ N } C_2^2$

Le REPS délivre alors un signal T' imitant celui des cathodes d'IKAR qui est ignoré (cf. ci-dessous).

Le REPS est essentiellement constitué de (figure II, 2) :

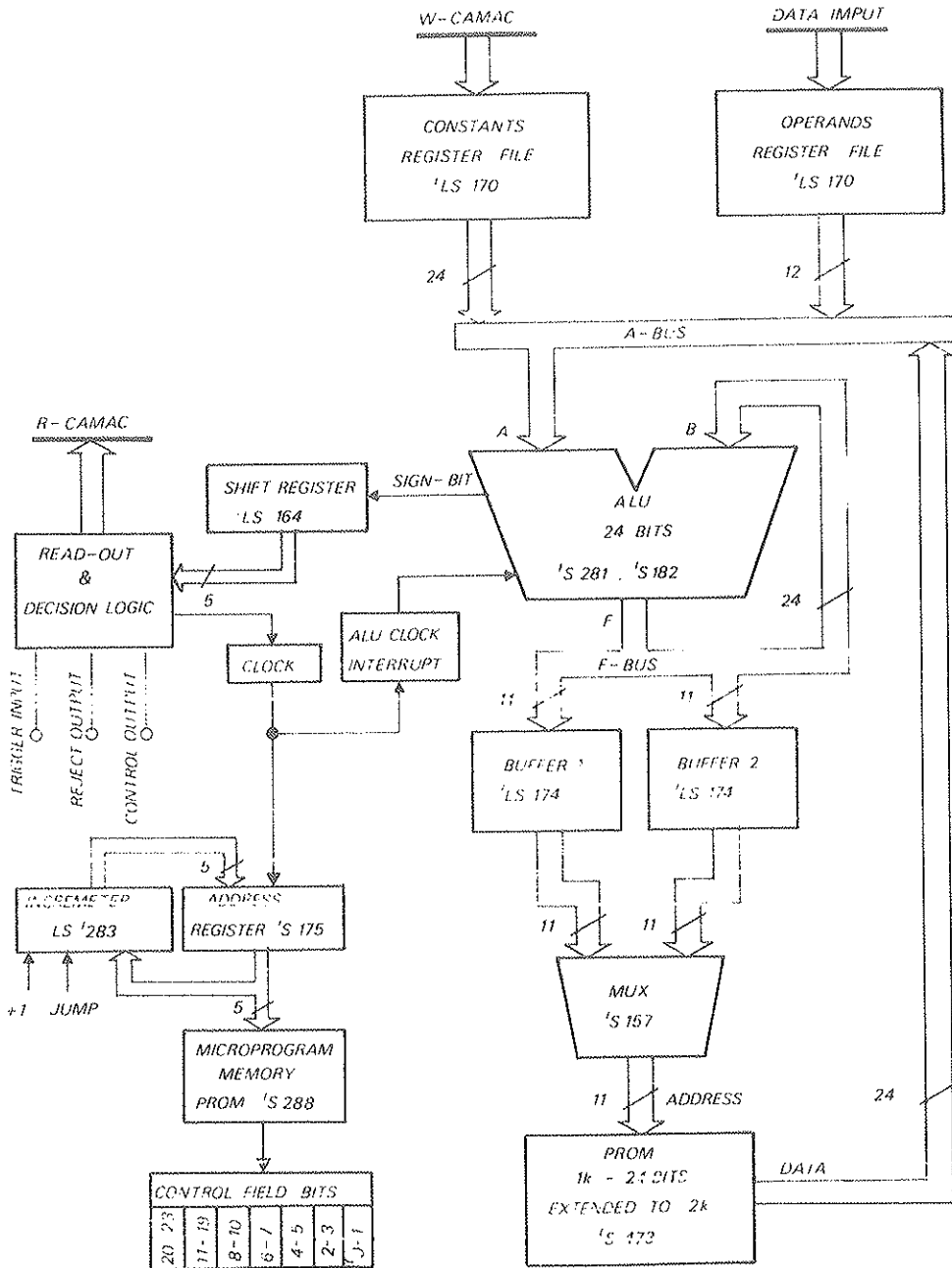


Figure II.2 : Schéma de constitution du REPS

- registres d'entrée permettant le chargement des constantes C_1^2 , C_2^2 , C_3^2 par CAMAC et θ_x , θ_y par le SDPU.
- une unité arithmétique et logique (ALU).
- une mémoire morte (PROM) contenant le micro-programme (32 x 24 bits)
- une table de décision (PROM)
- une unité de décision
- un registre permettant la lecture par CAMAC des informations et décisions du module.

Le fonctionnement du REPS est illustré par la figure II. 3.

La table de décision, contenant le carré de ses propres adresses, est adressée par les valeurs absolues de θ_x et θ_y . Puis θ_x^2 est additionné à θ_y^2 . Le résultat est comparé successivement à C_1^2 , C_2^2 , C_3^2 .

La durée du cycle d'horloge du REPS est 250 ns, les 9 instructions nécessaires à la décision utilisent un temps total de 2,25 μ s.

c3) sélection des données concernant IKAR

- ouverture pendant 4 μ s d'une porte attendant le signal cathodique (si T' est délivré par le REPS, le vrai signal est ignoré).
- ouverture pendant environ 25 μ s d'une porte sur les anodes. Si pendant ce temps est réalisé une coïncidence avec au moins 3 des anticompteurs A_3 (gerbe de particules) l'évènement est rejeté.

Un discriminateur digital élimine l'évènement si l'énergie recueillie sur l'anode A ou si la somme de celles recueillies sur A et B sont inférieures à 500 KeV (sauf à ± 100 GeV où les coupures n'étaient que de 136 KeV sur E_A et 350 KeV pour $E_A + E_B$).

Le taux de réduction de ce niveau est d'environ 10 à 15.

Restent alors de l'ordre de 120 à 150 évènements enregistrés sur bande magnétique pour chaque paquet de particules incidentes.

II. EVENEMENTS TESTS

Afin de réaliser un contrôle permanent durant toute l'expérience, un générateur envoie des impulsions tests sur les électrodes d'IKAR. Ces impulsions sont considérées comme de réels évènements et mémorisées sur bande magnétique si elles arrivent en coïncidence avec une particule ayant traversé l'appareillage. La fréquence des impulsions tests est fixe mais comme leur largeur est variable, cela permet de régler le nombre moyen d'évènements tests lors du passage d'un paquet de particules.

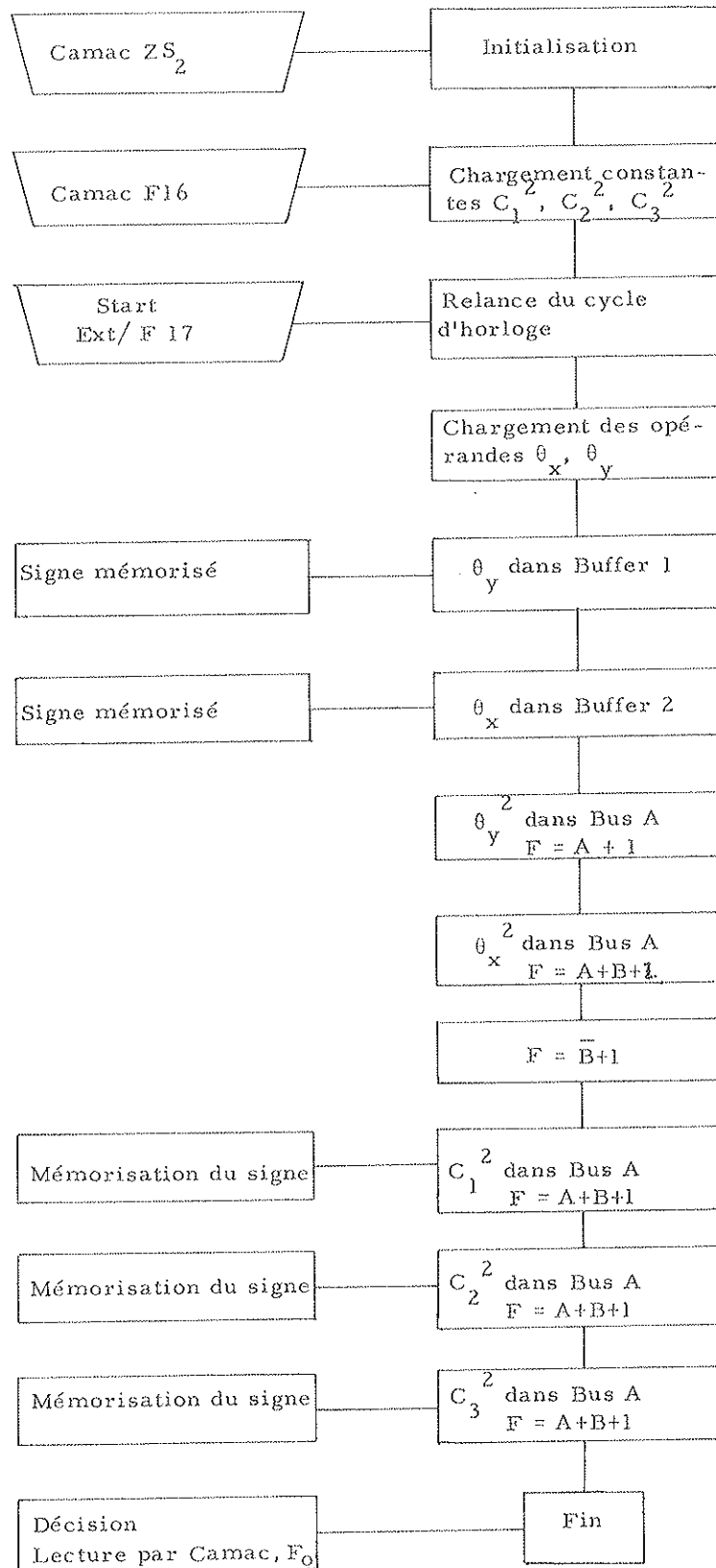


Figure II.3 : Organigramme illustrant le fonctionnement du REPS.

Ces évènements ont un rôle important :

- contrôle de la stabilité du fonctionnement du spectromètre de recul : les amplitudes et les retards sont choisis de façon à couvrir toute la gamme dynamique et tout le volume de détection.
- information des inefficacités des détecteurs et du monitoring effectif.
- simulation d'un χ^2 test semblable au χ^2 physique. Cette méthode permet de corriger le biais apporté par le rejet d'évènements à grand χ^2 (empilement dans l'électronique, effet de la résolution angulaire sur l'avant).

III. ACQUISITION - CONTROLE EN LIGNE [2]

Le système d'acquisition est assuré par un ordinateur HP 21 MX avec un autre ordinateur HP 21 MX en satellite (cf. figure II.4). Le premier est utilisé pour la lecture des données sur l'interface CAMAC, leur mise en mémoire tampon et l'écriture sur bande magnétique ; un ensemble de programmes contrôle cette acquisition et peut analyser sur un échantillon d'évènements le fonctionnement de tels ou tels détecteurs. Le deuxième ordinateur a pour rôle de remplir des histogrammes et intégrer le contenu des échelles afin de contrôler dans le temps toute l'acquisition, d'afficher des résultats. Ainsi le ordinateur central n'est pas géré par les investigations des utilisateurs, celles-ci ne se traduisant pour lui que par des transferts, à la demande du satellite, de tableaux de données.

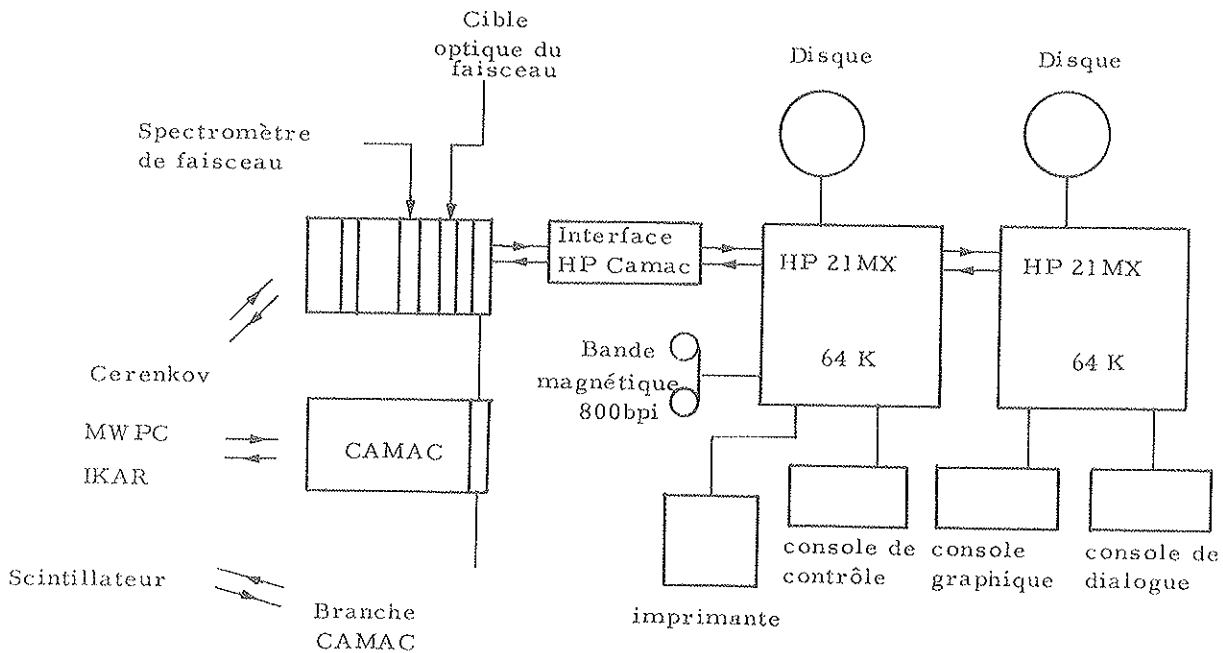


Figure II.4 : Schéma d'ensemble du système d'acquisition

Plusieurs types d'évènements sont transférés sur bande dont les principaux sont :

- évènements de type 24 (cette dénomination correspond au label du signal d'interruption (LAM : Look At Me) reçu par le calculateur).

Ils correspondent aux évènements physiques et tests proprement dits et sont de longueur variable suivant le nombre de fils touchés. Les informations sont rassemblées en blocs distincts (IKAR, électronique rapide, SDPU, RMM, chambres PC5-6, RM, chambres du spectromètre de faisceau (les 3 derniers sont de longueur variable)).

- évènements de type 15 qui rassemblent les échelles de comptage intégrées sur tout le paquet de particules incidentes.

- évènements de type 20 : correspondent à certaines informations concernant le faisceau (intensité, multiplicité, longueur du paquet de particules etc...).

[1] A. KASHCHUK
Rapport interne collaboration NA8 (1977)

[2] M. CHEMARIN
Rapport interne collaboration NA8 (1978)

CHAPITRE III

ANALYSEI. BANDES DE CALIBRATION

Elles contiennent les informations recueillies avec les sources α déposées sur les électrodes du spectromètre de recul. Il est enregistré une de ces bandes pour chacune des énergies incidentes.

Le traitement de ces informations permet le contrôle du dispositif de recul ainsi que de la pureté du mélange gazeux. Cette analyse est faite pendant les prises de données de façon à s'assurer du bon fonctionnement d'IKAR. Cette étude permet dans un deuxième temps la détermination des paramètres de calibration des voies en énergie et en temps.

II. BANDES DE DONNEES BRUTES - CREATION DES DST

L'analyse peut être, ici, divisée en deux parties :

a) contrôle de l'appareillage

Dans cette première étape, on ne s'intéresse qu'aux évènements tests afin d'exercer un contrôle fin de l'appareillage à tout instant des prises de données.

* alignement des chambres à fils

Déjà réalisé par les géomètres, il est affiné par la détermination du profil du faisceau dans chaque chambre. La valeur moyenne obtenue pour chaque plan est ensuite corrigée en ajustant la trajectoire moyenne du faisceau par une droite.

Comme la position (et notamment l'inclinaison) des chambres ne varient pas lors de la prise de données correspondant à une énergie incidente donnée, cet alignement est fait une fois,

pour toutes les bandes correspondantes.

* stabilité du spectromètre de recul

On étudie, pour toutes les bandes, le comportement de chacune des six cellules constituant IKAR, vis à vis des divers signaux tant en énergie (anodes A, B, C, cathode) qu'en temps (sur l'anode A et la cathode). Toute anomalie à un instant quelconque peut ainsi être mise en évidence et la cellule correspondante éliminée de la suite de l'analyse pour la bande considérée.

b) première sélection des évènements

Cette deuxième étape concerne à la fois les évènements physiques et tests afin de rejeter tous ceux qui sont ambigus, hors d'acceptance ou correspondant à un lepton.

* élimination des muons

Les muons sont les seules particules donnant un signal détectable dans les deux scintillateurs $\mu_1 - \mu_2$. Un histogramme des amplitudes des signaux obtenus (cf. figure III.1) permet de déterminer quelles coupures u_1^{sup} et u_2^{sup} doivent être appliquées sur ces amplitudes pour éliminer les muons.

Une particule sera considérée comme un muon si $u_1 > u_1^{\text{sup}}$ ou $u_2 > u_2^{\text{sup}}$.

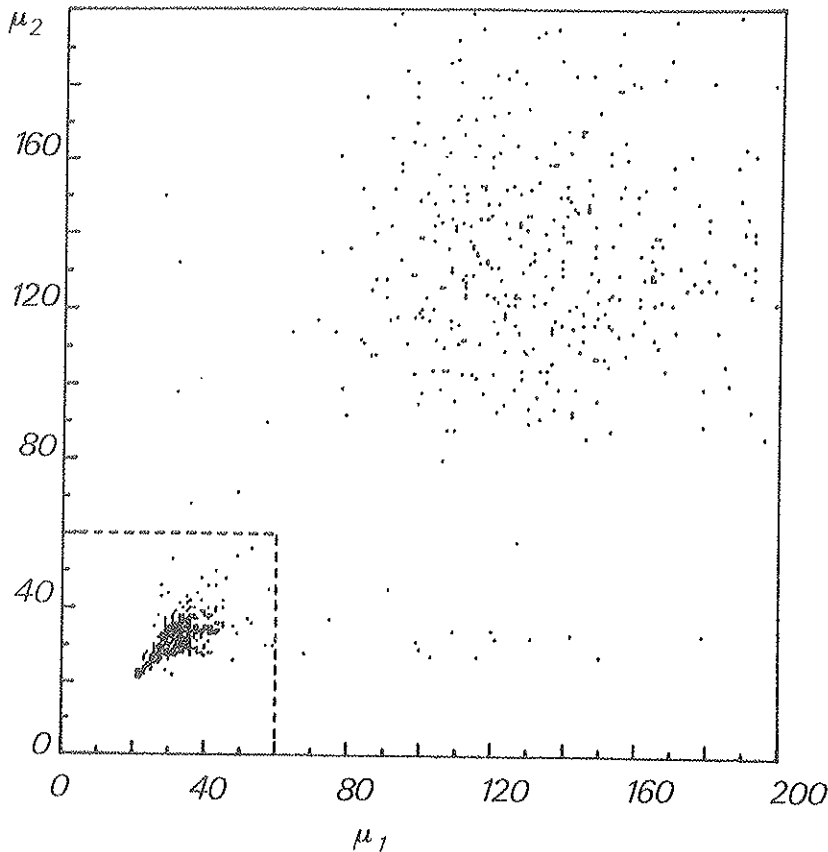


Figure III.1 : Histogramme biparamétrique $\mu_1 - \mu_2$

* élimination des gerbes de particules

Ces gerbes sont créées par interaction d'une particule avec la matière (essentiellement les parois d'IKAR) et peuvent fausser les mesures en énergie. Elles sont détectées par une coïncidence de trois scintillateurs de l'anticompteur A_3 soit avec une fenêtre de 40 ns sur le signal cathodique (mot logique 1), soit avec une fenêtre de 20 μ s sur le signal anodique (mot logique 2). Si un de ces deux mots est vrai, l'évènement est rejeté.

De plus, si une coïncidence d'au moins trois signaux A_3 est établie par l'analyse, l'évènement est aussi rejeté.

* mauvaise information de recul

On détermine tout d'abord dans quelle cellule d'IKAR s'est produite la diffusion, et pour cela quelle anode a recueilli un signal d'amplitude supérieure au seuil du discriminateur digital.

S'il n'y en a aucune (cas de certains tests) ou plus de deux, l'évènement est rejeté. S'il y en a deux, pour tenir compte des effets d'influence entre deux anodes A contiguës, on ne rejette l'évènement que si les anodes considérées sont autres que A_1 et A_2 , A_3 et A_4 ou A_5 et A_6 .

La position du vertex dans la cellule est déterminée par la mesure du temps de dérive des électrons jusqu'à la grille (§ I. 8). Si cette position est proche de la grille ou de la cathode, le noyau de recul peut avoir traversé celle-ci et fausser la mesure en énergie. Aussi élimine-t-on les évènements issus des régions situées à moins de 10 mm de la cathode et 7 mm de la grille (figure III. 2).

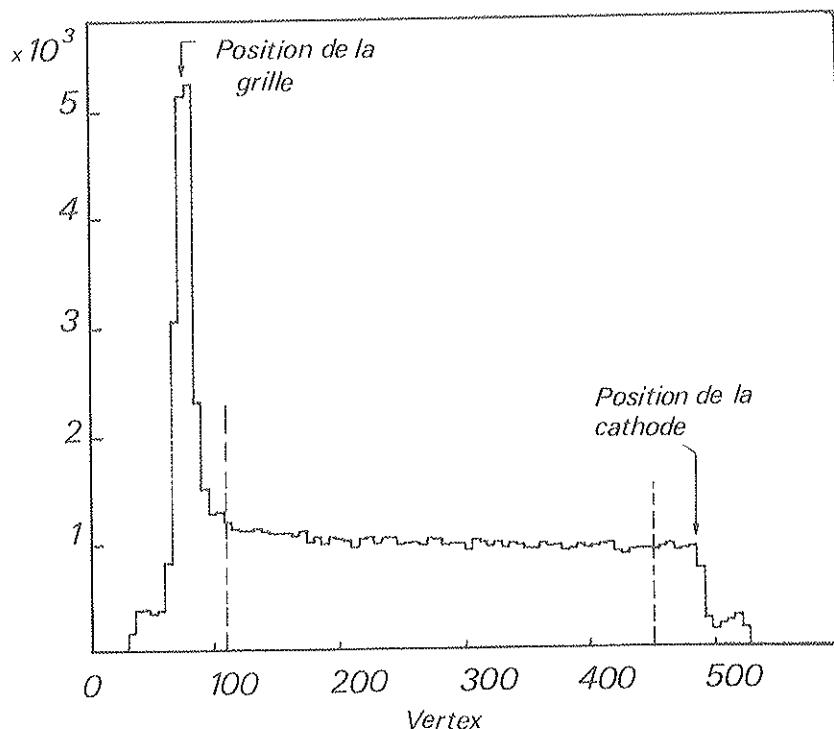


Figure III.2 : Distribution des évènements physiques suivant la position du vertex de la diffusion

* mauvais angle de diffusion

L'information des chambres à fils est remodelée en définissant trois bras :

- . à l'entrée d'IKAR : PC1 - PC2
- . à la sortie d'IKAR : PC4 - PC3
- . après les aimants : PC5 - PC6 en X, PC5 seul en Y

Un plan de mesure est éliminé de la suite de l'analyse si le nombre de fils touchés est différent de 1 ou 2 ; un bras est considéré comme reconstructible s'il comprend au moins deux bons plans séparés par plus de 417 mm (ce qui évite deux plans d'un même bloc pour PC1 à PC4). L'évènement n'est conservé que si les trois bras en X et les bras 1 et 2 en Y sont reconstructibles.

La détermination d'une trace dans chaque bras est réalisée par un ajustement à une droite des coordonnées de chaque plan utile (après leur correction motivée par l'inclinaison des chambres) au moyen d'une méthode de minimum de χ^2 . Si celui-ci est supérieur à 2 par degré de liberté, un autre ajustement est réalisé en utilisant les impacts du bras voisin. Si ce deuxième χ^2 est encore supérieur à 2 par degré de liberté, l'évènement est rejeté.

La surface utile des chambres à fils situées derrière le spectromètre de recul est telle que toute particule diffusée avec un transfert inférieur à $t_{\max} = 0.05 \text{ (GeV/c)}^2$ doit la traverser. Cependant certains évènements ont un parcours dans le bras 1 tel que le cône d'acceptance (défini par son demi-angle au sommet $\theta_{\max} = \frac{\sqrt{t_{\max}}}{p}$) déborde un des plans. De tels évènements sont rejetés afin de s'assurer qu'aucune correction d'acceptance n'est à introduire.

Le carré de l'angle de diffusion est alors calculé comme étant $\theta^2 = \theta_x^2 + \theta_y^2$ avec :

$$\theta_x = p_1 - p_2 \quad p_1 \text{ et } p_2 \text{ (} p'_1 \text{ et } p'_2 \text{) étant les pentes de la trajectoire dans les bras}$$

$$1 \text{ et } 2 \text{ en } x \text{ (en } y \text{)}$$

$$\theta_y = p'_1 - p'_2$$

* mauvaise impulsion de la particule diffusée

L'impulsion sur l'avant est mesurée à partir de l'angle de déflexion dans le plan horizontal dû aux aimants : Δr différence des pentes de la trajectoire dans les bras 2 et 3.

Comme l'énergie transférée au noyau de la cible est négligeable, Δr doit vérifier la relation :

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta r}{r}$$

où r est la valeur de l'angle de déflexion correspondant à l'impulsion nominale p et Δp est la différence entre l'impulsion mesurée par le spectromètre de faisceau (cf. § I. 3) et celle mesurée sur l'avant (figure III. 3).

de réjection.

Celui-ci exige une première lecture de chaque bande au cours de laquelle, à partir du signal créé par les muons traversant le calorimètre, on établit la valeur du piedestal et la dispersion en énergie pour chacun des 18 scintillateurs.

Au cours du deuxième passage, un χ^2_{Ha} est créée par :

$$\chi^2_{Ha} = \sum_{i=1}^{18} \left(\frac{\text{signal}_i - \text{pedestal}_i}{\sigma_i} \right)^2$$

Si ce χ^2 est inférieur à 20 (ce qui correspond à un niveau de confiance de 1% pour un χ^2 à 8 degrés de liberté) et la somme des énergies déposées dans les 10 premiers scintillateurs supérieure à 150 (cf. figure III.4) la particule est identifiée comme étant un électron et l'évènement éliminé.

SOMME DES AMPLITUDES AVEC COUPURES

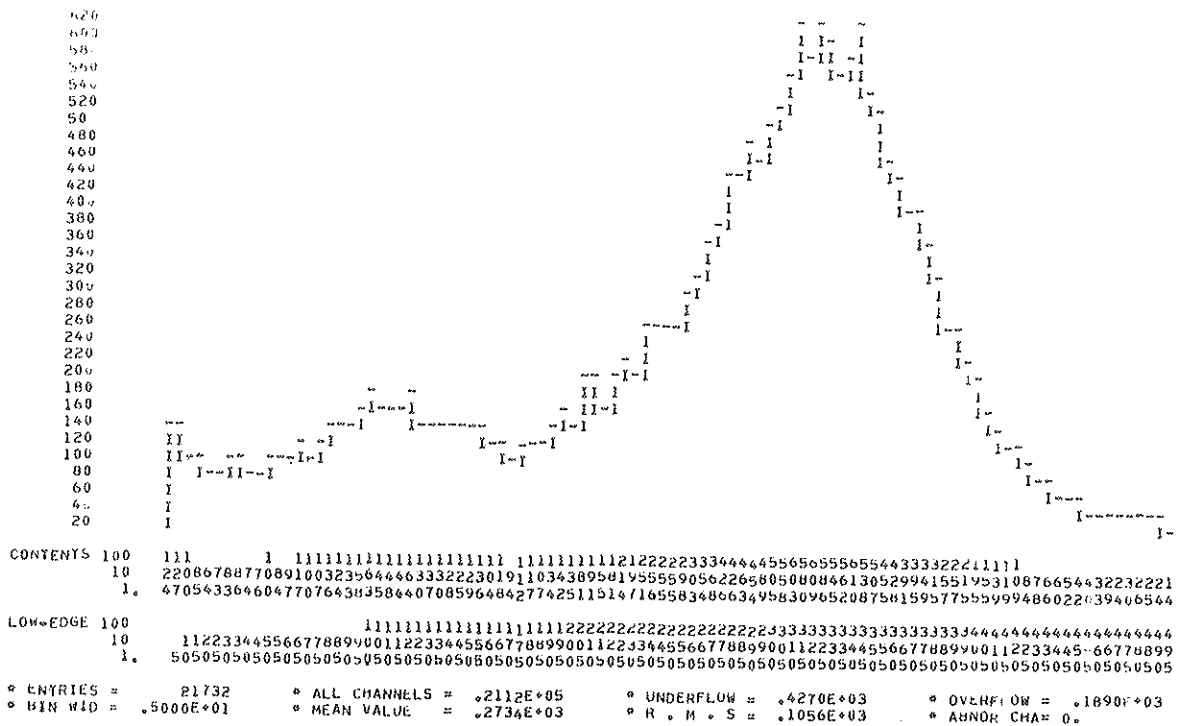


Figure III.4 : Somme des amplitudes des scintillateurs du détecteur d'électrons.
a) pour toutes particules confondues

$$\epsilon_b = \frac{N \text{ incidents} - N' \text{ rejetés}}{N \text{ incidents}}$$

A cette efficacité doit s'ajouter une correction dépendante de t , prenant en compte les effets d'empilement dans l'électronique d'IKAR et la résolution angulaire des chambres à fils. Cette correction sera évaluée au moyen d'un χ^2 test, formé de deux termes :

1° - corrélation énergie dans IKAR - énergie sur l'avant

Chaque impulsion test est générée avec l'une des 5 amplitudes correspondant aux énergies de recul suivantes : 0.62, 1.25, 1.88, 2.50, 3.13 MeV.

L'énergie correspondante dans les chambres à fils est simulée de la manière suivante :

on définit un pseudo angle de diffusion θ correspondant à l'énergie de recul E_{ikar} par :

$$\theta = \sqrt{\frac{E_{\text{ikar}} \times 2M_R}{p^2}}$$

Un angle φ est généré au hasard entre 0 et 2π selon une distribution constante. La projection de θ sur les axes sera

$$\begin{cases} \theta_x = \theta \cos \varphi + p_1 - p_2 \\ \theta_y = \theta \sin \varphi + p'_1 - p'_2 \end{cases}$$

où p_1 et p_2 (p'_1 et p'_2) sont les pentes de la trajectoire de la particule définies précédemment (§ angle de diffusion) ; ce terme faisant intervenir la résolution des chambres à fils.

L'énergie dans les chambres sera alors :

$$E_{\text{pro}} = \frac{(\theta_x^2 + \theta_y^2) p^2}{2M_R}$$

On calcule alors la différence $E_{\text{pro}} - E_{\text{ikar}}$

2° - corrélation angle-énergie

La mesure de la projection X_R de la trace de recul du noyau d'hélium est égale à $X_R = l_R \cos \theta_R$ (cf. § II.8), l_R étant la longueur du recul. Nous avons donc une autre corrélation entre la mesure de X_R et la mesure de l'énergie E_{ikar} . Lors d'une première itération portant sur une bande quelconque de l'énergie considérée, on établit les valeurs des moyennes et dispersions des distributions $E_{\text{pro}} - E_{\text{ikar}}$ et $X_R/E_{\text{ikar}} = \text{Angle}$ pour chacune des amplitudes tests soit respectivement :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{m}_{E_{\text{pro}} - E_{\text{ikar}}(I)}, \sigma_{E_{\text{pro}} - E_{\text{ikar}}(I)} \\ \bar{m}_{\text{Angle}(I)}, \sigma_{\text{Angle}(I)} \end{array} \right. \quad (I = 1 \text{ à } 5)$$

On cré alors le χ^2 suivant :

$$\chi^2(I) = \left[\frac{E_{\text{pro}} - E_{\text{ikar}}(I) - \bar{m}_{E_{\text{pro}} - E_{\text{ikar}}(I)}}{\sigma_{E_{\text{pro}} - E_{\text{ikar}}(I)}} \right]^2 + \left[\frac{\text{Angle}(I) - \bar{m}_{\text{angle}(I)}}{\sigma_{\text{Angle}(I)}} \right]^2$$

I = 1 à 5

La forme des $\chi^2(I)$ (cf. figure III. 5) est mémorisée et intervient dans la détermination des corrections ultimes à apporter au $\frac{d\sigma}{dt}$ (§ III. 5).

CHL TEST RELIOM A 100 KEV/C

CHANNEL	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	A	
49												49
48		1	2	1	1							48
47			1									47
46		1	1									46
45				1								45
44												44
43		2	1		1							43
42			1	1								42
41		2	1	1	1							41
40		2		1	1	1						40
39		1	2									39
38						1						38
37			2	1		1						37
36		3	1	2		2						36
35		3		1	3	1						35
34		2	2									34
33				2								33
32		3			1	2						32
31		2	4	1		2						31
30		4	1	1	1	2						30
29			2	2	2	1						29
28		1	3	1								28
27		1	1	2		1						27
26			3	1	3	1						26
25		1	1	3		1						25
24		3	2	1	7	2						24
23		4	3	1	2							23
22		2	2	3	5	1						22
21		3	3	2	4	2						21
20		1	2	5	4	3						20
19		3	7	5	6	4						19
18		4	1	6	5	3						18
17		4	4	11	7	6						17
16		7	11	7	6	4						16
15		10	10	10	9	13						15
14		12	15	9	9	10						14
13		24	13	15	13	13						13
12		18	26	16	15	17						12
11		29	27	18	35	16						11
10		31	31	30	37	25						10
9		44	42	56	45	51						9
8		70	70	74	71	60						8
7		101	98	105	96	91						7
6		155	156	131	153	146						6
5		201	225	244	229	242						5
4		308	403	380	433	404						4
3		590	719	673	666	675						3
2		1187	1163	1198	1238	1155						2
1		2369	2146	2129	2036	2038						1

UNB

LOW-EDGE	0	1	2	3	4	5
0	0	0	0	0	0	0

ENTRIES = 505 PLOT -----1 200 1-----
SATURATION AT= 4095 STATISTICS -----1 257951-----
1

Figure III. 5 : Distribution des événements test suivant leur amplitude et la valeur du χ^2 .

III. CALIBRATION DE L'ECHELLE EN t

Les mesures indépendantes de l'angle de diffusion θ par les chambres à fils et de l'énergie cinétique de recul T_R permettent deux déterminations indépendantes du carré du quadriment de transfert

$$|t| = (p \theta)^2 \quad (1)$$

$$|t| = 2M_R T_R \quad (2)$$

Les sources d ^{234}U émettent des particules α d'énergie $E_\alpha = 4.766 \text{ MeV}$ (§ I. 8) identiques aux noyaux de recul, donc pour les évènements tels que $T_R^* = E_\alpha$, le signal des sources est une référence de calibration absolue qui n'exige aucune relation entre la charge d'ionisation et l'énergie de recul ni aucune vérification de linéarité de l'électronique.

D'où une référence absolue pour une certaine valeur t^* :

$$|t^*| = 2M_\alpha E_\alpha \quad (3)$$

à laquelle correspond un angle θ^* pour une valeur donnée de p .

En supposant que l'échelle en θ est strictement linéaire, la loi :

$$t = t^* \left(\frac{\theta}{\theta^*} \right)^2 \quad (4)$$

permet en utilisant la relation (3) de déterminer la relation donnant l'échelle absolue en t ,

$$|t| = 2M_\alpha E_\alpha \left(\frac{\theta}{\theta^*} \right)^2$$

si la valeur θ^* est connue

De plus nous pouvons obtenir une détermination absolue de l'impulsion p à partir des relations (1) et (3) :

$$p^* = \frac{\sqrt{2M_\alpha E_\alpha}}{\theta^*}$$

La détermination de θ^* est obtenue à partir de la corrélation entre T_R et θ pour les évènements dont l'énergie cinétique de recul est proche de E_α ($4.26 \text{ MeV} \leq T_R \leq 5.26 \text{ MeV}$) et dont le vertex est situé près de la cathode ($1 \text{ cm} \leq Z_R \leq 2 \text{ cm}$). La distribution de la différence $\Delta = \frac{p\theta}{2M_R} - T_R$ (figure III. 6) pour de tels évènements permet de déterminer la valeur moyenne $\overline{\Delta}$ et la correction à apporter à la mesure de T_R (table III. 1) pour calibrer les mesures de recul avec les mesures sur l'avant.

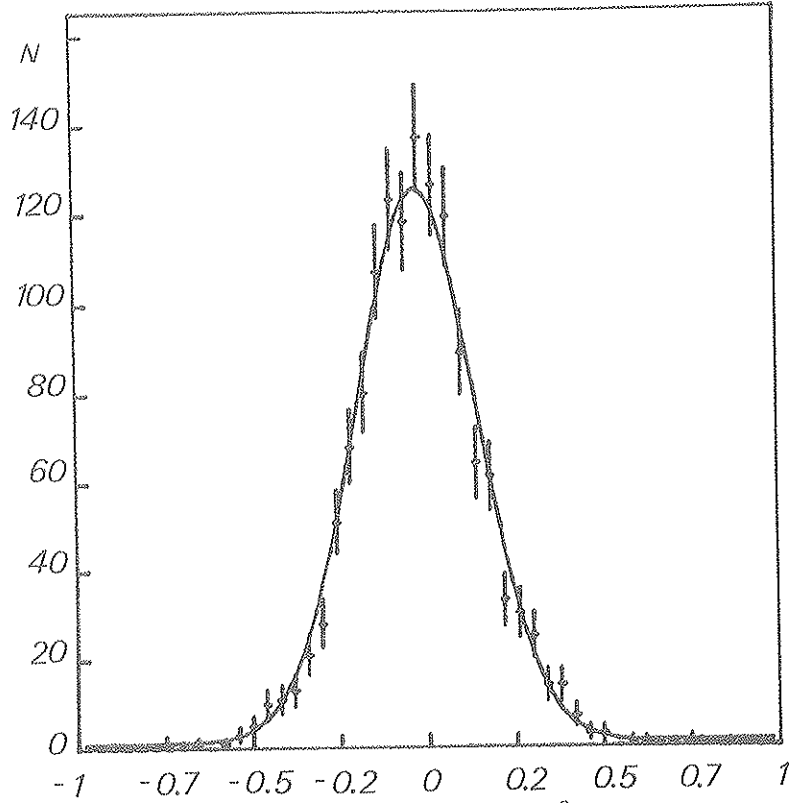


Figure III.6 : Distribution suivant la différence $\Delta = \frac{(p_0\theta)^2}{2M_R} - T_R$ des événements pour lesquels le recul est semblable à celui des α émis par les sources.

Nous obtenons aussi la correction à apporter sur le moment $\frac{p^* - p_0}{p_0} = -\frac{\bar{\Delta}}{2E_\alpha}$ et la valeur corrigée p^* du moment (table III.1).

p_0 (GeV/c)	$\frac{\Delta T_R}{T_R} = -\frac{\bar{\Delta}}{E_\alpha}$ (%)	p^* (GeV/c)
- 100	0.59 ± 0.10	100.30 ± 0.05
+ 100	0.41 ± 0.10	100.20 ± 0.05
- 150	0.75 ± 0.23	150.52 ± 0.18
+ 150	0.70 ± 0.10	150.52 ± 0.08
- 200	0.69 ± 0.12	200.79 ± 0.12
- 250	0.30 ± 0.10	250.38 ± 0.13
+ 250	0.30 ± 0.15	250.38 ± 0.18
- 280	0.46 ± 0.19	280.64 ± 0.28
- 300	-0.08 ± 0.12	299.88 ± 0.18
+ 300	-0.17 ± 0.11	299.76 ± 0.18

Table III.1 : Valeurs des corrections sur l'énergie de recul et moments absolus.

IV. ANALYSE DES DST - SELECTION FINALE DES EVENEMENTS

Cette dernière partie de l'analyse des données se fait de manière itérative. Les premiers passages servent après élimination des événements non élastiques à définir les comportements des deux corrélations : Energie chambres - Energie Ikar et Projection de la trace de recul/ Energie Ikar en fonction de l'énergie Ikar (figure III. 7 et III. 8). Au moyen du meilleur ajustement à un polynôme de degré variant entre 2 et 5, nous obtenons le comportement des moyennes et écart type de ces distributions en fonction de l'énergie de recul. Ces valeurs sont utilisées lors de l'itération suivante pour calculer un χ^2 et éliminer le bruit de fond restant.

Ce processus est rapidement convergent et la troisième itération se révèle en général définitive, les valeurs des moyennes et écarts-type obtenus étant identique à celles utilisés

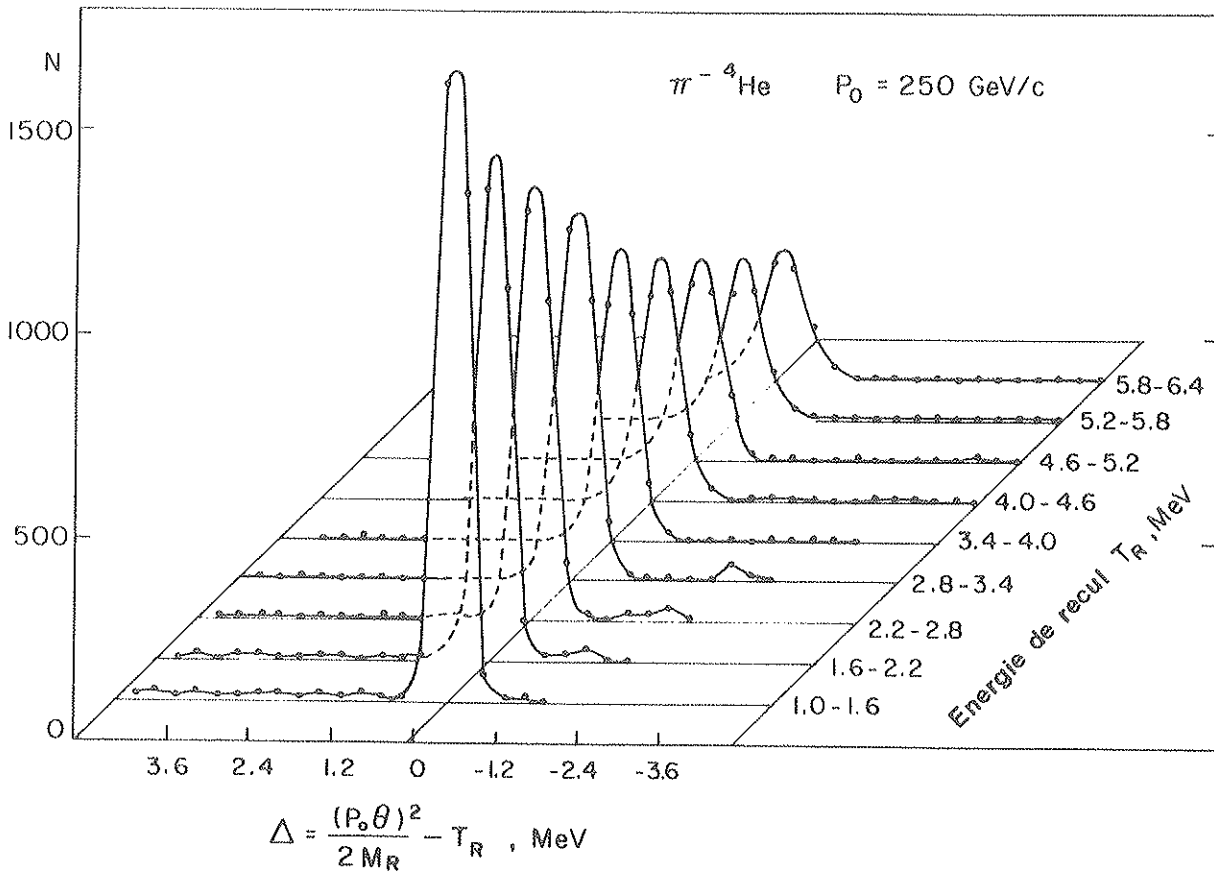


Figure III.7 : Corrélation entre l'énergie de recul T_R et la différence $\Delta = \frac{(P_0 \theta)^2}{2M_R} - T_R$

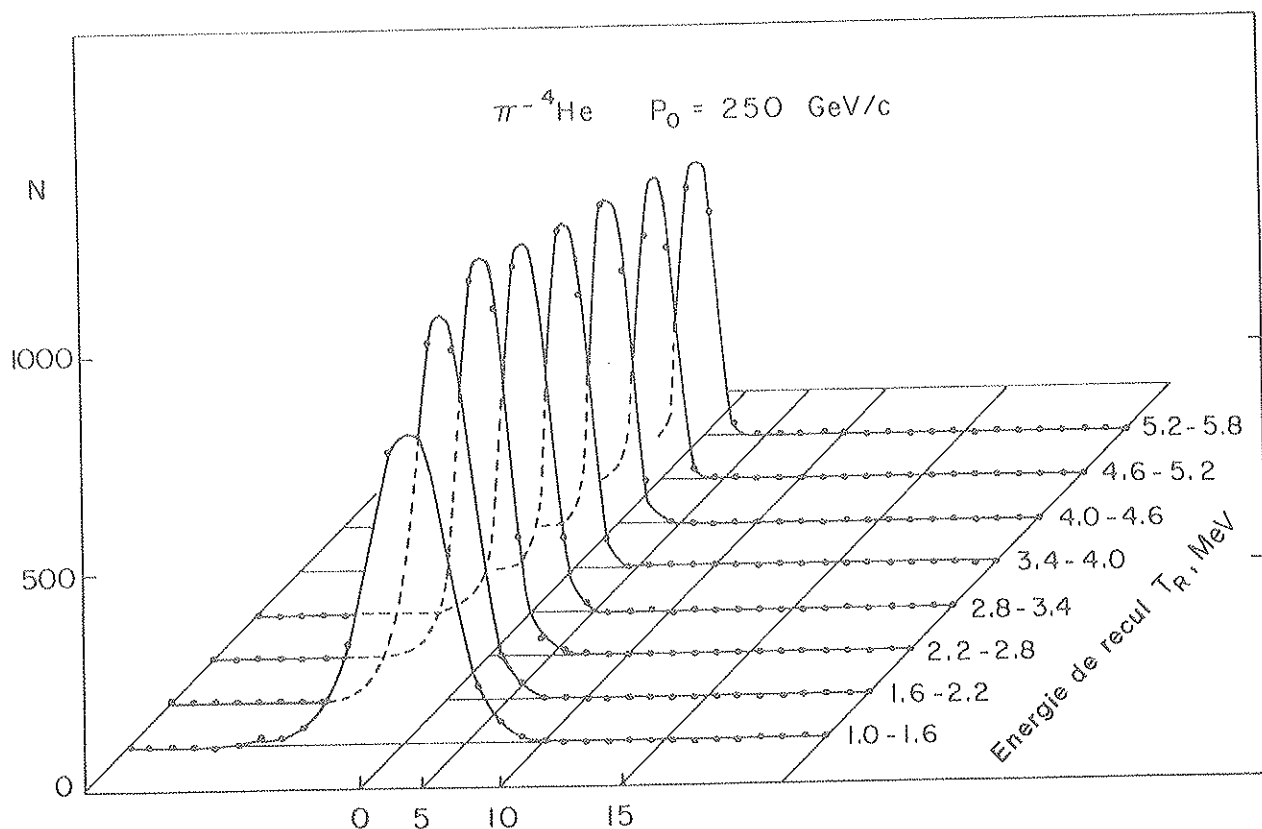


Figure III.8 : Corrélation entre l'énergie de recul T_R et la longueur X_R de la projection de la trace de recul sur l'axe du faisceau.

Ce processus est rapidement convergent et la troisième itération se révèle en général définitive, les valeurs des moyennes et écarts-type obtenus étant identiques à celles utilisées. La figure III.9 présente la corrélation entre l'énergie de recul mesurée par IKAR et par les chambres à fils avant toute coupure (a) où les événements élastiques sont noyés sous le bruit de fond et après la sélection décrite ci-après (b). Les figures III.10 et III.11 montrent deux autres exemples de corrélation pour les événements élastiques.

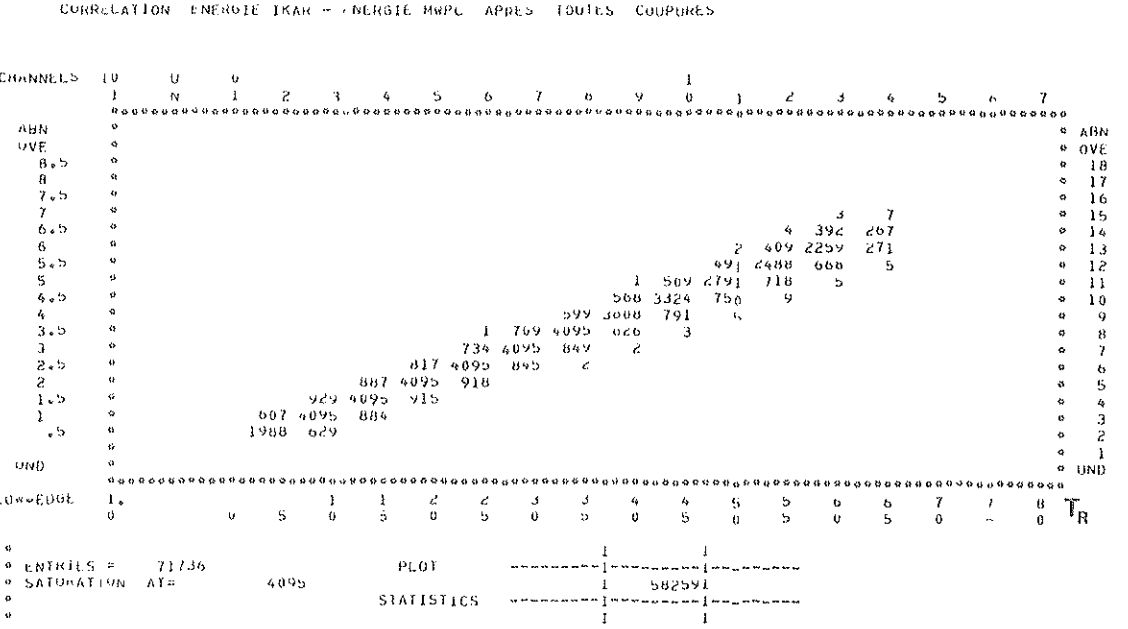
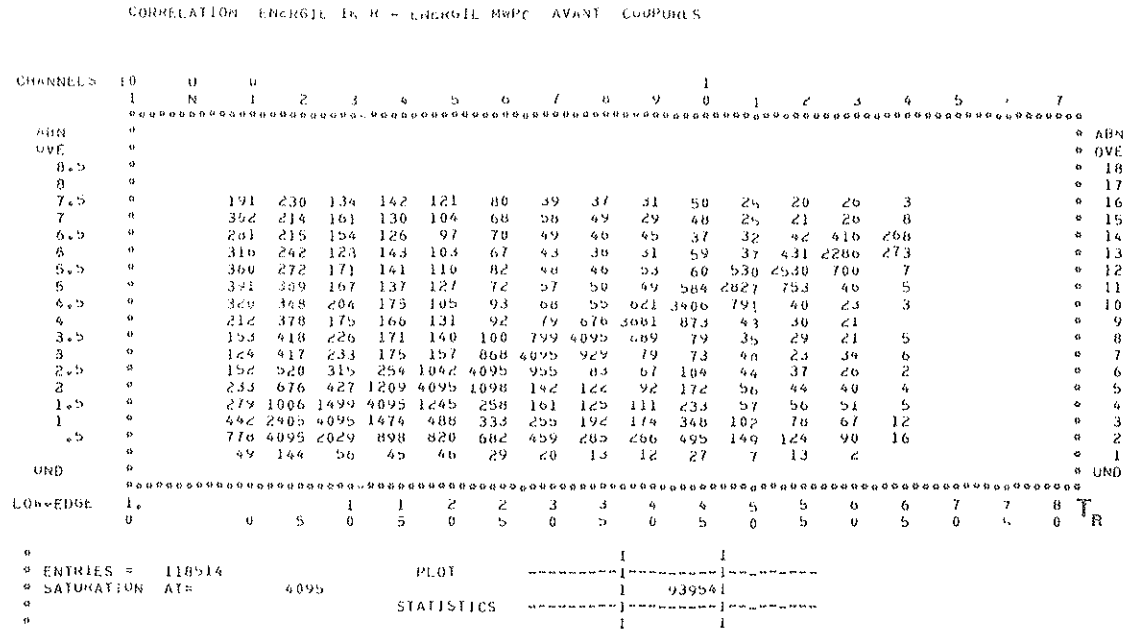


Figure III. 9 : Corrélation entre T_R et $\frac{(p_{0\theta})^2}{2M_R}$

- a) brute
- b) après sélection des évènements élastiques

La sélection des évènements physiques se fait d'après les critères suivants :

a) identification du type de particule

A partir des informations fournies par les deux Cerenkov à seuil et les deux Cedar et d'après les combinaisons définies dans la table L4 il est possible de rejeter toutes les particules autres que celles étudiées.

b) énergie de recul minimum (mesurée sur l'avant)

Les évènements pour lesquels l'énergie cinétique du noyau de recul mesurée à partir de l'angle de diffusion par les chambres à fils est inférieure à 0,2 MeV sont rejetés.

c) énergie sur l'anode B maximum

Dans la gamme de transferts étudiés, tous les noyaux d'hélium doivent être arrêtés sans sortir de la région où les électrons migrants sont recueillis par l'anode A. L'anode B ne sert donc que d'anticompteur.

Après avoir corrigé les effets d'influence de A sur B, les évènements ayant laissée une énergie supérieure à 0,5 MeV sur l'anode B sont éliminés.

d) distribution en temps sur la cathode

On rejette les évènements pour lesquels le signal en temps (entre le 'start' donné par les scintillateurs et le 'stop' dû au signal de cathode après mise en forme) est supérieur à 200 canaux (ce signal forme un pic centré autour de 90 canaux). On peut ainsi rejeter tous ceux qui n'ont pas de signal cathode (et qui forment un pic de saturation (figure III. 12)).

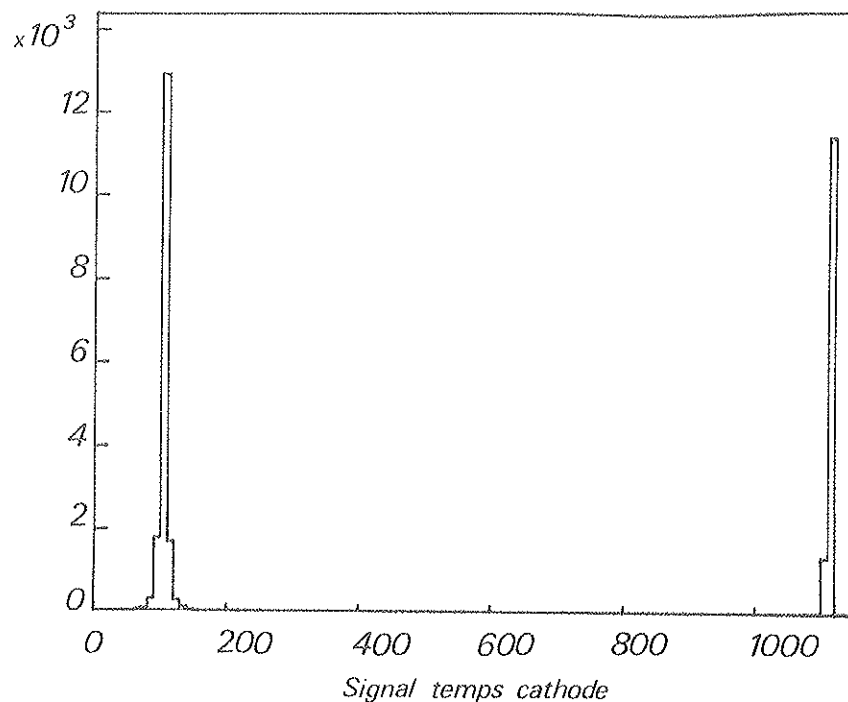


Figure III. 12 : Distribution des évènements suivant le temps sur la cathode

e) énergie de recul minimum (mesurée par IKAR)

Afin de supprimer une partie du bruit de fond, les évènements dont l'énergie de recul mesurée par l'anode A est inférieure à 0,8 MeV, sont éliminés.

f) χ^2 supérieur à 15

Pour chaque évènement restant, on forme un χ^2 à deux degrés de liberté :

$$\chi^2 = \chi_1^2 + \chi_2^2$$

où

$$\chi_1 = \frac{\Delta - m_\Delta}{\sigma_\Delta}$$

avec

$$\Delta = \frac{P_o \theta}{2M_R} - T_R \quad (\text{corrélation 1})$$

m_Δ et σ_Δ sont les paramètres de calibration décrits au début de ce paragraphe.

$$\chi_2 = \frac{\theta_R - m_\theta}{\sigma_\theta}$$

avec

$$\theta_R = \frac{X_R}{T_R} \quad (\text{corrélation 2})$$

m_θ et σ_θ paramètres de calibration associés à cette corrélation.

Les évènements dits élastiques sont ceux pour lesquels $\chi^2 < 15$ (figure III. 13).

Leur nombre $\Delta N (T'_R)$ est relié à la section efficace différentielle au point $t = 2M_R T'_R$ par :

$$\begin{aligned} \Delta N (T'_R) &= \frac{d\sigma}{dt} (t) \Delta t \times N_c \times \epsilon_t M \\ &= \frac{d\sigma}{dt} (t) \Delta T_R \times 2M_R \times N_c \times \epsilon_t M \end{aligned} \quad (1)$$

où N_c est le nombre de noyaux-cibles par cm^2

M_R la masse du noyau de recul

$\epsilon_t M$ le nombre effectif de particules incidentes, ϵ_t étant l'efficacité de l'appareillage

a) normalisation

a1) le nombre de particules incidentes est obtenu en intégrant sur toute la prise de données celles pour lesquelles une trajectoire dans le bras 1 a été définie (c'est-à-dire pour lesquelles le SDPU a délivré le signal de moniteur M) et un critère d'identification a été vérifié.

a2) l'efficacité de l'appareillage fait intervenir trois termes :

- une efficacité brute ϵ_b obtenue lors de la création des DST (§ III.2) par l'analyse des événements-tests. Elle permet de tenir compte des réductions du nombre de particules incidentes dues aux caractéristiques des détecteurs utilisés (géométrie, contamination par d'autres particules...)

- un premier terme correctif prenant en compte l'erreur due à la coupure en χ^2 , certains événements élastiques pouvant avoir un χ^2 élevé du fait des empilements dans l'électronique ou de la résolution angulaire des chambres proportionnelles. Ce sont les χ^2 tests semblables au χ^2 physique et dépendant de l'amplitude qui permettent d'évaluer ce terme :

si $T(\chi^2, T_R)$ est la distribution en χ^2 des événements tests pour chacune des énergies de recul T_R correspondant aux amplitudes du générateur, la correction $\epsilon_1(T_R)$ est simplement :

$$\epsilon_1(T_R) = \frac{\sum_{\chi^2=15}^{\infty} T(\chi^2, T_R)}{\sum_{\chi^2=0}^{\infty} T(\chi^2, T_R)}$$

- la deuxième correction correspond à l'évaluation et la soustraction du bruit de fond inélastique subsistant après la coupure en χ^2 . Pour cela les distributions $T(\chi^2, T_R)$ des événements tests nous servent de référence, le χ^2 physique ayant été bâti de façon à ce que l'énergie moyenne des canaux correspondent à l'une des 4 amplitudes les plus élevées du générateur test (1.25, 1.88, 2.50, 3.13 MeV).

La distribution des événements physiques $\Phi(\chi^2, T_R)$ est normalisée à la distribution des événements tests de même T_R :

$$\phi_N(X^2, T_R) = \phi(X^2, T_R) \times \frac{\sum_{X^2=1}^{15} T(X^2, T_R)}{\sum_{X^2=1}^{15} \phi(X^2, T_R)}$$

La distribution test est soustraite à cette distribution normalisée

$$D(X^2, T_R) = \phi_N(X^2, T_R) - T(X^2, T_R)$$

On ajuste alors la queue de distribution (correspondant à $X^2 > 15$) par une constante $C(T_R)$.

Le bruit de fond est constitué par

$$\epsilon_2(T_R) = \frac{\sum_{X^2=0}^{15} C(T_R)}{\sum_{X^2=0}^{15} \phi(X^2, T_R)}$$

a3) le nombre de noyaux cibles par cm^2 est donné par la relation :

$$N_c = N_{\text{cm}^3} \times L$$

où N_{cm^3} est le nombre de noyaux d'hélium déterminé au moment du remplissage d'IKAR

L est la longueur utile de la cible : $L = \frac{\ell \times 60}{\Delta \ell}$

ℓ est la distance moyenne entre la grille et la cathode d'une cellule déterminée par la mesure du temps de dérive des électrons (figure III. 12)

$\Delta \ell$ est la longueur effective d'une cellule compte tenu des coupures effectuées pour éliminer les évènements dont le vertex est trop proche de la grille ou de la cathode.

b) sections efficaces

La relation (1) donne

$$\frac{d\sigma}{dt}(t) = \frac{\Delta N^{el}(T'_R)}{\Delta T_R} \times \frac{1}{2m_R} \times \frac{1}{N_{\text{cm}^3}} \times \frac{\Delta \ell}{\ell \times 60} \times \frac{1}{eM}$$

$$\text{où } \Delta N^{el}(T'_R) = \Delta N(T'_R) \left[1 - \epsilon_2(T_R) \right]$$

$\Delta N(T'_R)$ étant le nombre d'évènements comptabilisés dans l'intervalle centré sur T'_R de

largeur ΔT_R

ϵ est l'efficacité de l'appareillage évaluée à partir des événements tests : $\epsilon = \epsilon_b - \epsilon_1(T_R)$

et

$$\frac{d\sigma}{dt}(t) = \frac{\Delta N (1 - \epsilon_2(T_R) + \frac{\epsilon_1(T_R)}{\epsilon_b})}{\Delta T_R} \cdot \frac{1}{\epsilon M} \cdot \frac{1}{2M_R} \cdot \frac{1}{N} \cdot \frac{\Delta t}{t \times 60}$$

Il est à noter que :

- la dépendance du terme correctif $\frac{\epsilon_1(T_R)}{\epsilon_b} - \epsilon_2(T_R)$ en T_R est très faible et nous avons préféré introduire une correction constante.

- la justification de la méthode utilisée apparaît à posteriori dans le fait qu'une variation de la coupure en X^2 entre 11 et 19 fait apparaître une déviation sur la section efficace de l'ordre de $\pm 0.1\%$.

CHAPITRE IV

RESULTATS ET DISCUSSIONSI. CORRECTIONS RADIATIVES

A haute énergie, si l'on veut des résultats avec une bonne précision, il faut tenir compte des effets de bremsstrahlung avec émission d'un photon réel et émission puis réabsorption d'un photon virtuel [1]. Les corrections à apporter sont d'autant plus importantes (encore qu'elles soient assez faibles dans notre gamme en t) que les effets radiatifs sont dépendants de t .

Les processus schématisés dans la figure IV. 1a avec échange d'un photon virtuel ne peuvent être distingués des processus élastiques non radiatifs. Ceux incluant l'émission d'un photon réel (figure IV. 1b) doivent aussi être pris en compte car l'appareillage n'ayant pas une résolution en énergie parfaite inclus de tels évènements dans le pic élastique. La queue qu'il présente vers les faibles quantités de mouvement provient de ces évènements et la coupure effectuée ($|\frac{p^2 - p_{out}^2}{p}| > 0,05$ cf. § III, 2b) élimine ceux pour lesquels le photon émis a réduit l'impulsion au-dessous de cette coupure.

La correction utilisée présente la forme suivante [1].

$$\left. \frac{dy}{dt} \right)_{\text{corrigée}} = \left. \frac{d\sigma}{dt} \right)_{\text{mesurée}} (1 + r(t))$$

où

$$r(t) = \frac{2\alpha}{\pi} \ln \frac{p}{\Delta p} \left\{ \frac{2m_i^2 - t}{\Omega} \ln \frac{\Omega - t}{\Omega + t} - 1 \right\}$$

avec

$$\Omega = (t^2 - 4t m_i^2)^{1/2}$$

α constante de structure fine

m_i masse de la particule incidente

Δp différence maximum acceptée entre p et p_{out} (dans notre cas $\frac{\Delta p}{p} = 0.05$ pour toutes les énergies).

Dans le cas de la diffusion des protons, la correction est très faible (de l'ordre de 1 pour 10 000) et n'a pas été introduite ; dans le cas des pions, cette correction reste inférieure à 0.8%.

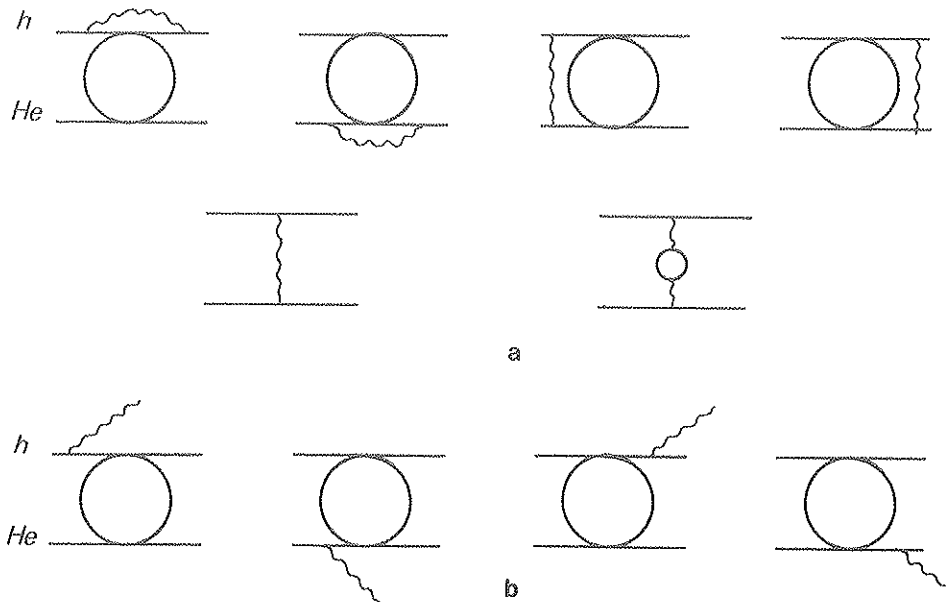


Figure IV.1 : Diagrammes associés aux effets radiatifs

Les sections efficaces différentielles (corrigées dans le cas des pions) sont présentées dans les figures IV.2 et IV.3. Les erreurs indiquées sont uniquement d'ordre statistique.

II. EXTRACTION DE σ_{tot} et b

Les sections efficaces différentielles sont ajustées avec l'expression phénoménologique suivante (formule d'interférence de Bethe) [2]

$$\frac{d\sigma}{dt} = N \frac{\pi}{p_0^2} \left| f_c e^{i\phi} + f_n \right|^2$$

avec

f_c amplitude de diffusion coulombienne (en $mb \frac{1}{2}$)

f_n amplitude de diffusion nucléaire (en $mb \frac{1}{2}$)

ϕ phase de Bethe

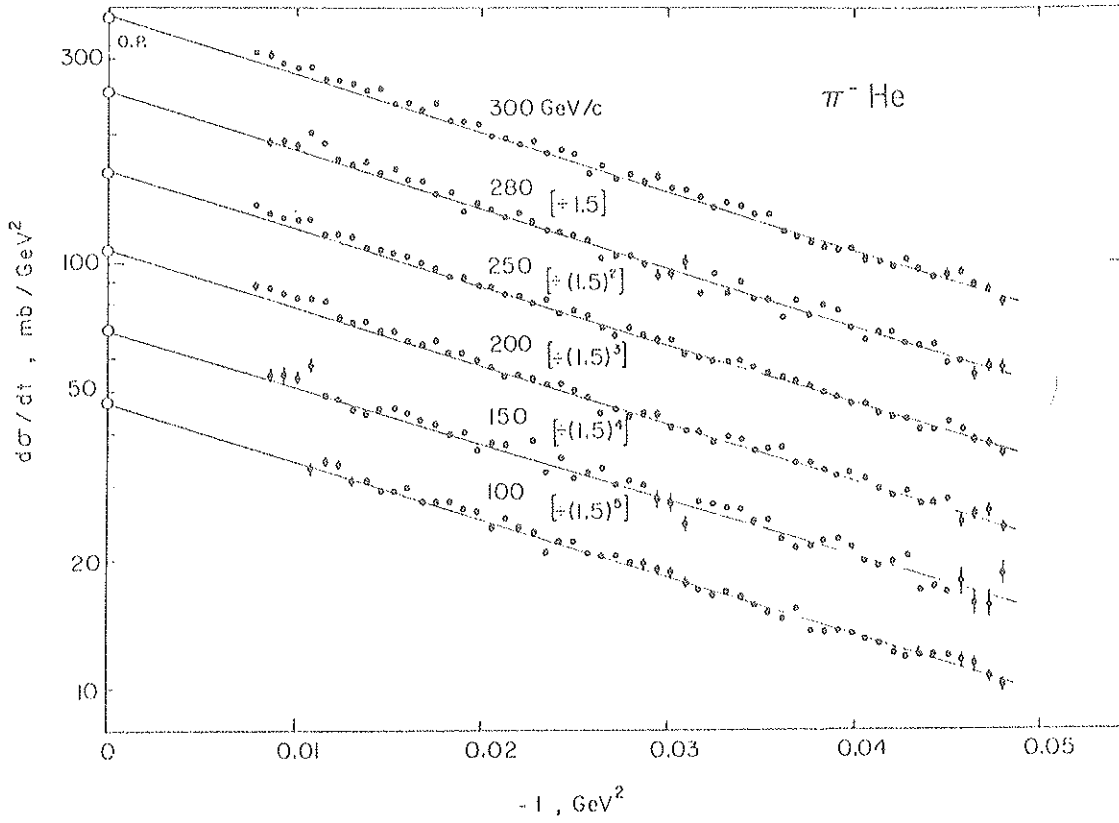


Figure IV.2 : Sections efficaces différentielles $\pi^- \text{He}$

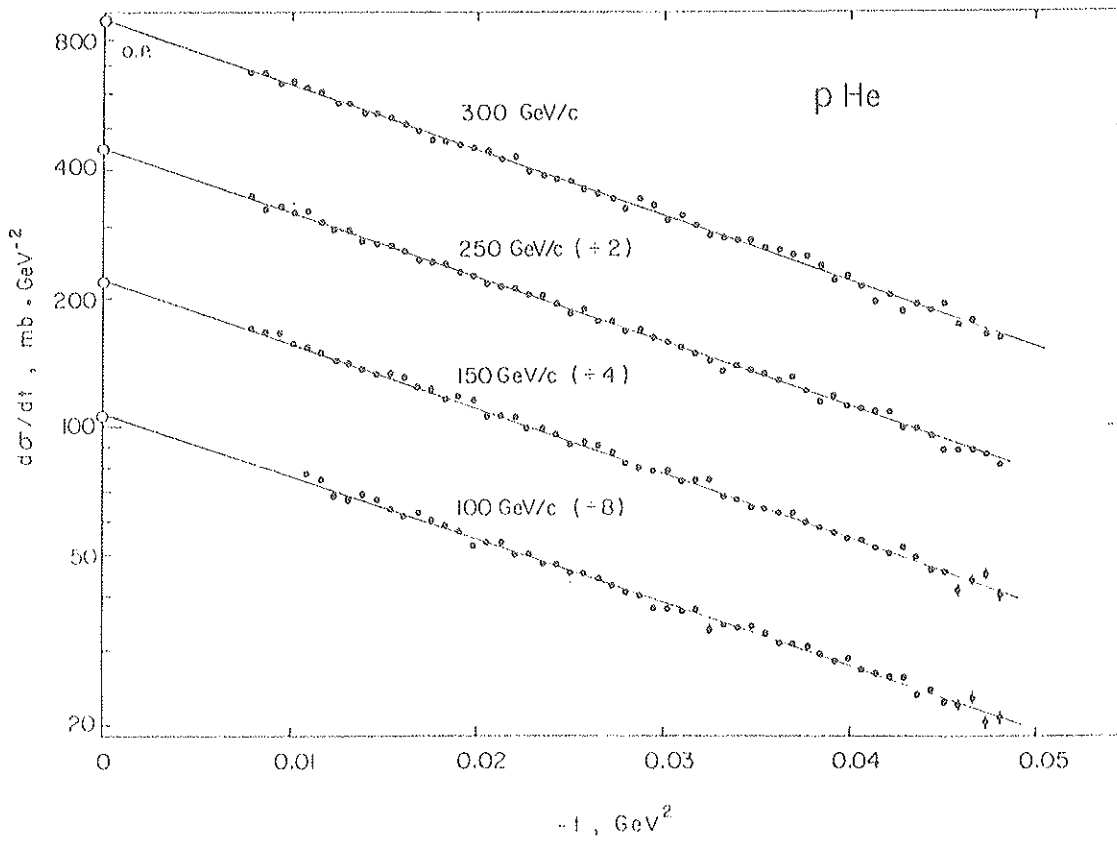


Figure IV.3 : Sections efficaces différentielles $p \text{He}$

N paramètre de normalisation astreint au cours de l'ajustement à ne pas différer de l'unité de $\pm 1\%$ (valeur maximale de l'erreur sur la normalisation).

$$f_c = \frac{2 Z_1 Z_2 \alpha \hbar c}{\beta t} p_0 F_h(t) F_{He}(t)$$

Z_1, Z_2 charges du hadron incident et du noyau cible respectivement ($Z_1 Z_2 = \pm 2$)

β célérité du hadron ($\beta \approx 1$)

α constante de structure fine

$F_h(t)$ est le facteur de forme électromagnétique du projectile. Leur forme dipolaire est la suivante :

$$F_p(t) = \frac{1}{\left(1 - \frac{t}{0.71}\right)^2}$$

$$F_n(t) = \frac{1}{1 - \frac{t}{0.59}}$$

La fonction d'onde de l'hélium $F_{He}(t)$ est prise sous la forme simple (cf. Annexe 1).

d'hélium [3] $F_{He}(t) = \exp\left(r_{He}^2 \frac{t}{6}\right)$ où $r_{He} = 1.644$ fm est le rayon moyen de charge du noyau

La phase de Bethe a la forme suivante [4]

$$\phi = -Z_1 Z_2 \alpha [\ln(-Bt) + \gamma]$$

avec

γ constante d'Euler $\gamma = 0.577$

$$B = (R_s^2 + r_h^2 + r_{He}^2) / 6$$

où

R_s est la portée moyenne effective de l'interaction forte et r_h le rayon moyen de charge du hadron. En fait la valeur de B est proche de celle de la pente logarithmique hadron hélium et a été prise, dans les calculs, égale à $33 (\text{GeV}/c)^{-2}$.

L'amplitude nucléaire f_n a été introduite sous deux formes différentes l'une purement phénoménologique, la deuxième faisant intervenir la théorie de Glauber.

a) forme phénoménologique de f_n

$$f_n = \frac{\sigma_{tot}}{4\pi\hbar c} p_0 (i + \rho) \exp\left(\frac{b t}{2}\right)$$

où

σ_{tot} est la section efficace totale hadron hélium

b la pente logarithmique hadron hélium

ρ le rapport de la partie réelle à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion hadron hélium sur l'avant.

Dans le cas de la diffusion π^4 He

$$\rho = \frac{\rho_{\pi^- p} + \rho_{\pi^+ p}}{2}$$

où

$\rho_{\pi p}$ sont déduits des calculs effectués avec les relations dispersion par Höhler et al. [5] et sont présentés dans la table IV. 1

P_0 GeV/c	$\rho_{\pi^+ p}$	$\rho_{\pi^- p}$	$\rho_{\pi \text{ He}}$	$\rho_{p \text{ He}}$
100	0.004	0.029	0.016	- 0.083
150	0.034	0.054	0.044	- 0.055
200	0.054	0.070	0.062	
250	0.068	0.083	0.075	- 0.019
280	0.075	0.089	0.082	
300	0.080	0.092	0.086	- 0.007

Table IV. 1 : Rapport des parties réelles et imaginaires des amplitudes de diffusion h He sur l'avant ($t \approx 0$).

Dans le cas de la diffusion p He, ces paramètres sont pris égaux à ρ_{pd} et sont tirés de [6] (table IV. 1).

Les paramètres σ_{tot} et b sont laissés libres au cours de l'ajustement. Une étude systématique a montré que les résultats varient très peu si on néglige les cinq premiers et les cinq derniers points des sections efficaces différentielles.

Les résultats sur σ_{tot} et b sont présentés dans la table IV. 2 ainsi que le nombre d'évènements élastiques participant à la section efficace différentielle et la quantité χ^2/n où n est le nombre de points expérimentaux

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left\{ \frac{\frac{d\sigma}{dt} \text{ th } (b, \sigma_{\text{tot}}) \Big|_{t_i} - \frac{d\sigma}{dt} \text{ exp } \Big|_{t_i}}{w_i} \right\}^2$$

w_i incertitude statistique au point i

Les valeurs de la pente b sont aussi présentées dans la figure IV.4 (où sont également portées celles établies par l'expérience du jet au Fermilab pour la diffusion p ^4He). L'accord entre les résultats de ces deux expériences est assez bon.

Reaction	Energie GeV	b (GeV) $^{-2}$	σ_{tot} mb	χ^2/n	Statistique $\times 10^3$
$\pi^- - ^4\text{He}$	100	$31.5 \pm .4$	$83.7 \pm .6$	48/49	72
$\pi^- - ^4\text{He}$	150	$30.5 \pm .7$	$83.0 \pm .9$	41/52	20
$\pi^- - ^4\text{He}$	200	$31.2 \pm .3$	$84.1 \pm .6$	49/53	92
$\pi^- - ^4\text{He}$	250	$31.2 \pm .2$	$84.7 \pm .5$	40/53	143
$\pi^- - ^4\text{He}$	280	$32.0 \pm .4$	$85.8 \pm .6$	69/52	55
$\pi^- - ^4\text{He}$	300	$31.5 \pm .2$	$85.6 \pm .5$	76/53	144
$\pi^+ - ^4\text{He}$	100	$31.7 \pm .4$	$84.1 \pm .6$	63/49	75
$\pi^+ - ^4\text{He}$	150	$32.3 \pm .5$	$85.3 \pm .7$	47/53	38
$p - ^4\text{He}$	100	$34.1 \pm .3$	$128.7 \pm .9$	46/49	98
$p - ^4\text{He}$	150	$34.9 \pm .3$	$130.8 \pm .8$	47/53	111
$p - ^4\text{He}$	250	$34.7 \pm .2$	$131.6 \pm .8$	42/53	145
$p - ^4\text{He}$	300	$35.1 \pm .2$	$132.0 \pm .8$	63/53	166

Table IV.2 : Résultats de l'ajustement purement phénoménologique

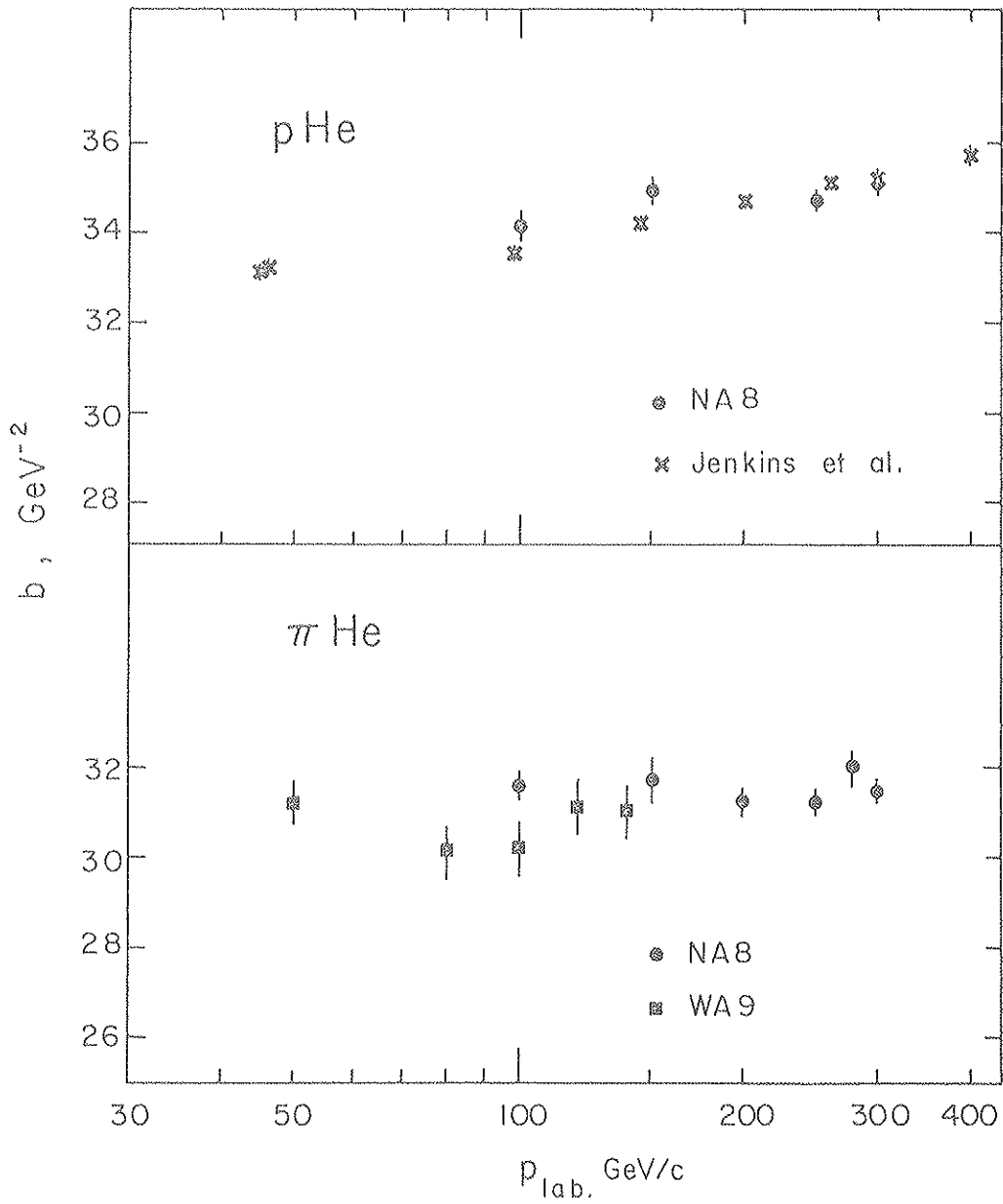


Figure IV.4 : Pentas logarithmiques déduites de l'ajustement phénoménologique des sections efficaces différentielles $p^4\text{He}$ et $\pi^4\text{He}$.

b) forme de f_n tirée de la théorie de Glauber

Si la paramétrisation du facteur de forme de l'hélium est pris à nouveau sous la forme :

$$F_{\text{He}} = \exp\left(-r_{\text{He}}^2 \frac{t}{6}\right)$$

on obtient, au moyen de la théorie de Glauber appliquée au noyau, l'équation suivante (cf. annexe 1) :

$$f_n(t) = \frac{i p_o \hbar c}{2} \exp\left(-\frac{R^2 t}{16}\right) (R^2 + 2b_{hN}) \times$$

$$\left\{ \sum_{m=1}^4 K_m C_m^4 \frac{(-1)^{m+1}}{m} (1 - i \rho_{hN})^m \left(\frac{\sigma_{hN}}{2\pi (R^2 + 2b_{hN})} \right)^m \exp\left(\frac{R^2 + 2b_{hN}}{4m} t\right) \right\}$$

où

$$R^2 = \frac{8}{9} \frac{1}{(\hbar c)^2} (r_{He}^2 - r_p^2)$$

$$r_{He} = 1.644 \text{ fm}; r_p = 0.8 \text{ fm}; R = 6.87 \text{ GeV}^{-1}$$

l'amplitude hadron nucléon a été prise sous la forme :

$$f_{hN} = f_{hp} = f_{hn} = \frac{\sigma_{hN}}{4\pi\hbar c} p_o (i + \rho) \exp\left(\frac{b_{hN} t}{2}\right)$$

les σ_{hN} sont calculées à partir des sections efficaces totales hadron-proton et hadron-neutron tirées de [7] (voir table IV. 3).

Les paramètres ρ_{hN} sont ceux décrits précédemment (table IV. 1).

P_o GeV/c	$\sigma_{\pi^+ p}$	$\sigma_{\pi^- p}$	$\sigma_{\pi N}$
100	23.33 \pm .06	24.00 \pm .06	23.67 \pm .06
150	23.50 \pm .04	24.11 \pm .04	23.81 \pm .04
200	23.78 \pm .04	24.34 \pm .04	24.06 \pm .04
250	24.18 \pm .10	24.65 \pm .04	24.42 \pm .07
280	24.43 \pm .10	24.78 \pm .06	24.61 \pm .08
300	24.48 \pm .10	24.86 \pm .08	24.67 \pm .09
P_o GeV/c	σ_{pp} mb	σ_{pn} mb	σ_{pN} mb
100	38.46 \pm .04	38.96 \pm .07	38.71 \pm .06
150	38.69 \pm .04	39.07 \pm .07	38.88 \pm .06
250	39.29 \pm .04	39.51 \pm .06	39.40 \pm .05
300	39.53 \pm .06	39.68 \pm .07	39.60 \pm .07

Table IV. 3 : Sections efficaces totales σ_{hN}

Le paramètre b_{hN} , pente logarithmique hadron nucléon reste libre au cours de l'ajustement ainsi que K_2 introduit pour tenir compte de la contribution à la section efficace totale des états intermédiaires inélastiques. Les paramètres K_1 , K_3 et K_4 [15] sont pris égaux à 1 (la faible étendue de notre gamme en t ne nous permet pas d'introduire une variation de ces paramètres).

La section efficace totale est obtenue au moyen du théorème optique :

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{4\pi\hbar c}{p_0} \text{Im} [f_n(0)]$$

Les résultats sont présentés dans la table IV.4.

Réaction	Energie GeV	b_{hN} (GeV) ⁻²	K_2	σ_{tot} mb	χ^2/n
$\pi^- - {}^4\text{He}$	100	10.9 ± .5	1.18 ± .05	83.4 ± .6	48/49
$\pi^- - {}^4\text{He}$	150	9.7 ± .8	1.27 ± .06	82.7 ± .9	41/52
$\pi^- - {}^4\text{He}$	200	10.5 ± .4	1.25 ± .04	84.0 ± .6	51/53
$\pi^- - {}^4\text{He}$	250	10.4 ± .4	1.27 ± .04	84.6 ± .5	39/53
$\pi^- - {}^4\text{He}$	280	11.1 ± .5	1.25 ± .05	85.5 ± .6	70/52
$\pi^- - {}^4\text{He}$	300	10.6 ± .3	1.26 ± .04	85.5 ± .5	75/53
$\pi^+ - {}^4\text{He}$	100	11.1 ± .5	1.15 ± .05	83.7 ± .6	64/49
$\pi^+ - {}^4\text{He}$	150	11.8 ± .6	1.12 ± .06	84.9 ± .7	47/53
$p - {}^4\text{He}$	100	11.6 ± .4	1.12 ± .03	128.1 ± .9	49/49
$p - {}^4\text{He}$	150	12.7 ± .4	1.09 ± .03	130.2 ± .8	46/53
$p - {}^4\text{He}$	250	12.3 ± .3	1.10 ± .02	130.8 ± .8	39/53
$p - {}^4\text{He}$	300	12.6 ± .3	1.12 ± .02	131.2 ± .8	62/53

Table IV.4 : Résultat de l'ajustement avec la formule de Glauber

On peut constater que ces valeurs de σ_{tot} sont compatibles avec celles obtenues précédemment dans la limite des barres d'erreur mais sont systématiquement inférieures à elles de quelques dixièmes de mb. Ce sont les résultats de l'ajustement obtenu avec la formule de Glauber qui interviendront dans la discussion, la valeur du χ^2/n étant quelque peu meilleure dans ce cas.

III. COMPARAISON DES RESULTATS AVEC LA THEORIE

1. Le modèle de Glauber [7]

a) conditions d'application

Le modèle de Glauber décrit la diffusion d'une particule de haute énergie par un potentiel $V(\vec{r})$ de portée finie ($r < a$). Si l'impulsion de la particule incidente est $p = \hbar k$ et E l'énergie de celle-ci, on doit vérifier :

$$E \gg V \quad \text{et} \quad ka \gg 1$$

(Ces inégalités sont vérifiées dès $E > 1$ GeV). De plus, le modèle n'est valable que pour de faibles angles de diffusion.

Dans le cas de notre expérience où $E \approx 100$ GeV et $\theta < 3$ mrad, ces conditions sont tout à fait réalisées.

b) diffusion sur un nucléon

A haute énergie, nous pouvons utiliser l'approximation eikonale selon laquelle le potentiel diffuseur $V(\vec{r})$ varie peu sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde associée à la particule incidente.

Partant d'une fonction d'onde radiale de la forme :

$$\Psi(\vec{r}) = e^{ikz} \phi(\vec{r})$$

cette approximation conduit à la solution suivante de l'équation de Schrödinger :

$$\psi(\vec{b}, z) = e^{i \left[kz - \frac{1}{kv} \int_{-\infty}^z V(\vec{b}, z') dz' \right]} \quad \text{avec } v = \frac{\hbar k}{m}$$

où

\vec{b} et z sont les projections transverse et longitudinale du vecteur \vec{r} sur la direction de propagation de la particule.

L'amplitude de diffusion f définie par

$$\psi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} + f(\vec{k}', \vec{k}) \frac{e^{ikr}}{r}$$

et dont l'expression asymptotique est :

$$f(\vec{k}', \vec{k}) = \frac{-m}{2\pi\hbar} \int d^3r e^{i\vec{k}'\vec{r}} V(\vec{r}) \psi(\vec{r})$$

devient si $\theta \ll 1$, avec $\vec{q} = \vec{k}' - \vec{k}$

$$f(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} \Gamma(\vec{b})$$

transformée de Fourier de la fonction de profil $\Gamma(\vec{b})$, elle-même égale à :

$$\Gamma(\vec{b}) = 1 - e^{i\chi(\vec{b})} \quad \text{avec} \quad \chi(\vec{b}) = \frac{-1}{v_1 v} \int_{-\infty}^{+\infty} dz V(\vec{b}, z)$$

(fonction de déphasage)

c) diffusion sur un noyau

A haute énergie, on peut considérer que la particule incidente traverse le noyau en un temps si court que la position des nucléons est fixe (et mesurée, par les vecteurs transverses \vec{S}_i).

Le fondement de la théorie de Glauber est d'affirmer que la fonction de déphasage du noyau est la somme des fonctions de déphasage des diffusions sur les divers nucléons

$$\chi(\vec{b}, \vec{S}_1 \dots \vec{S}_A) = \sum_{j=1}^A \chi_j(\vec{b} - \vec{S}_j)$$

et

$$\begin{aligned} \Gamma(\vec{b}, \vec{S}_1 \dots \vec{S}_A) &= 1 - \exp \left[-i \sum_{j=1}^A \chi_j(\vec{b} - \vec{S}_j) \right] \\ &= 1 - \prod_{j=1}^A [1 - \Gamma_j(\vec{b} - \vec{S}_j)] \end{aligned}$$

L'amplitude de diffusion s'écrit :

$$f(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} \int d^3r |\psi(\vec{r})|^2 \left(1 - \prod_{j=1}^A [1 - \Gamma_j(\vec{b} - \vec{S}_j)] \right)$$

et dans le cas de l'hélium -4 :

En effet, dans l'interaction particule-noyau, pour tenir compte de l'extension spatiale du noyau et des nucléons, on introduit des facteurs de forme.

Ainsi dans le cas de l'hélium -4 où le spin est nul et en négligeant le facteur de forme magnétique (très voisin de 0), la section efficace différentielle est décrite par l'équation de Rosenbluth :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} F^2(q^2)$$

où $F(q^2)$ est le produit des facteurs de forme des nucléons et du noyau :

$$F(q^2) = [F_p(q^2) + F_n(q^2)] F_{\text{He}}(q^2) \quad F_n(q^2) \approx 0$$

L'approximation de Born montre que le facteur de forme n'est autre que la transformée de Fourier de la densité :

$$F_{\text{He}}(q^2) = \int d^3 \vec{r} e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} \rho_{\text{He}}(\vec{r}) \quad (2)$$

Les valeurs du facteur de forme, proposées par les expériences ayant mesurées la diffusion élastique électron hélium [9], s'étendent sur une large gamme en t (de 0.02 à 46.2 fermi²) et présentent un minimum de diffraction aux alentours de $q^2 = 10 \text{ fm}^2$ (soit vers 0.40 (GeV/c)²).

Il est évident qu'une forme simplement gaussienne de la distribution de densité (et donc du facteur de forme) est incapable de décrire ce minimum. Cependant du fait que notre expérience ne propose des mesures qu'à des valeurs du carré du quadrimoment de transfert très inférieures ($|t_{\text{max}}| < 0.05 \text{ (GeV/c)}^2$), nous chercherons avant tout à obtenir un bon ajustement pour les faibles q^2 et prendrons en compte la description gaussienne du facteur de forme, qui présente l'avantage de permettre des calculs simples.

a) paramétrisation par une gaussienne simple [10]

Ce modèle suppose que les nucléons sont complètement non corrélés et se trouvent dans l'état fondamental 1s.

$$\rho_1(\vec{r}) = N \prod_{i=1}^A \frac{1}{(\pi R^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\vec{r}_i^2}{R^2}\right)$$

Les calculs du facteur de forme $F_1(q^2)$ et de l'amplitude de diffusion correspondant à cette paramétrisation sont décrits dans l'annexe 1, § 1.

Avec le paramètre R décrivant le mieux le rayon moyen de charge de l'hélium ($R = 6.87 \text{ GeV}^{-1}$), le facteur de forme est celui représenté dans la figure IV.6, les points expérimentaux étant une sélection (pour des raisons de clarté) des résultats obtenus en diffusion élastique e He [9].

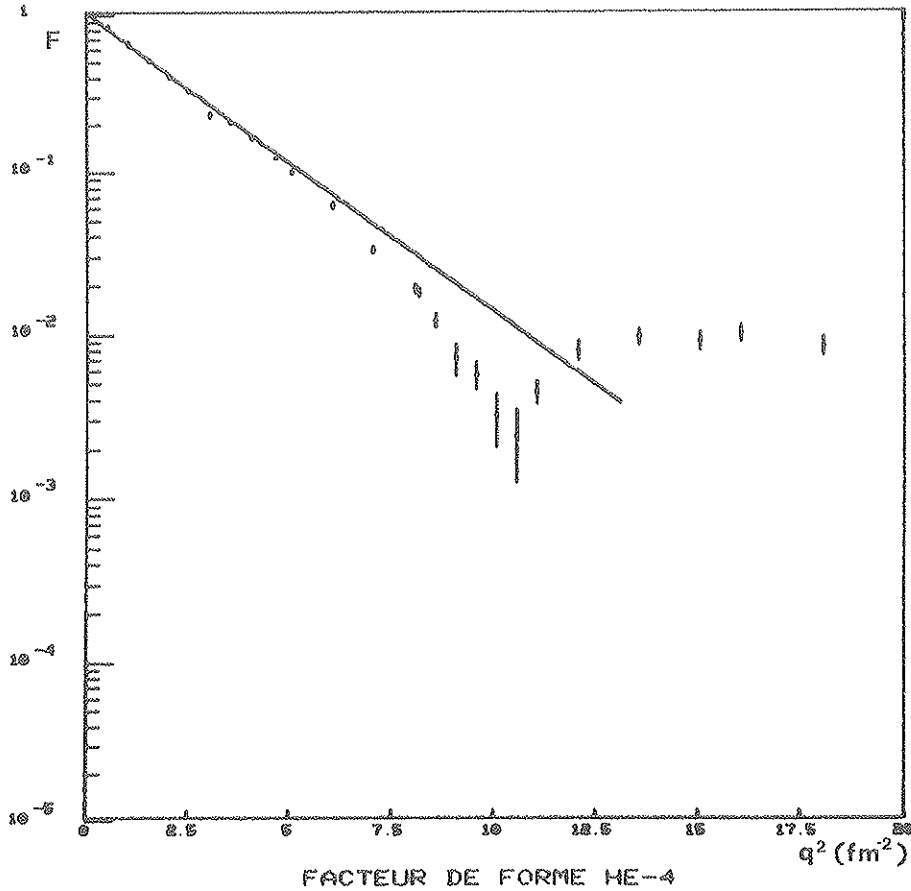


Figure IV.6 : Facteur de forme associé à la paramétrisation gaussienne simple

a2) paramétrisation par une somme de gaussiennes [11]

Pour rendre compte de la présence du minimum présent vers $q^2 = 10 \text{ fm}^{-2}$ dans le facteur de forme la distribution de densité peut-être écrite :

$$\rho_2(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_4) = N \prod_{j=1}^4 e^{-\alpha \vec{r}_j^2} [1 - D e^{-\beta \vec{r}_j^2}]$$

Cette forme traduit l'existence dans le noyau d'hélium d'un coeur répulsif. Le paramètre D décrit la plus ou moins grande intensité de la répulsion. Pour $D = 0$, on retrouve la paramétrisation précédente alors que pour $D = 1$, le coeur est dur et la densité est nulle au centre du noyau. Les valeurs suivantes des paramètres [12] constituent un très bon ajustement du facteur de forme (annexe 1, § 2) :

$$\alpha = 0.657 \text{ fm}^{-2}, \beta = 1.73 \text{ fm}^{-2}, D = 0.768$$

(voir figure IV.7).

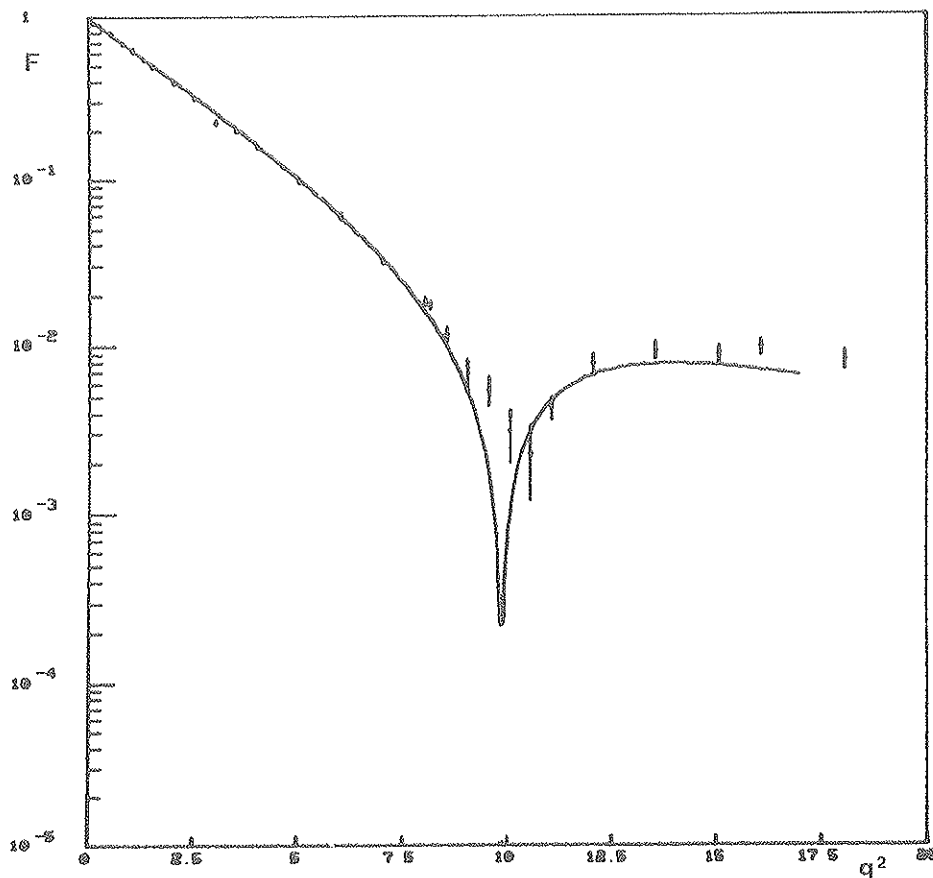


Figure IV.7 : Facteur de forme associé à la paramétrisation gaussienne double

a3) paramétrisation avec corrélation entre nucléons [11, 14]

L'hypothèse est faite ici, que la densité doit être modifiée de façon à rendre compte de l'interdiction à deux quelconques des nucléons de s'approcher l'un de l'autre dans le noyau.

La densité prend la forme générale :

$$\rho_3(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_4) = N \prod_{j=1}^4 \rho'(\vec{r}_j) \prod_{i < j} [1 - g(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|)]$$

la fonction $g(r_{ij})$ introduit le coeur répulsif nucléon-nucléon avec la condition :

$$g(r) \rightarrow 1 \text{ quand } r \rightarrow 0$$

Afin de reproduire le comportement à faible q^2 (grande distance) du facteur de forme, on prend :

$$\rho'(\vec{r}_j) = e^{-a \vec{r}_j^2}$$

Par raison de simplicité et puisque les expériences e He ne mettent pas en évidence une forme évidente de g, on choisit :

$$g(\vec{r}_{ij}) = D e^{-b \vec{r}_{ij}^2}$$

d'où

$$\rho(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_4) = N \prod_{j=1}^4 e^{-a \vec{r}_j^2} \prod_{i<j} [1 - D e^{-b \vec{r}_{ij}^2}]$$

La figure IV. 8 présente un tel ajustement avec les paramètres suivants [12] :

$$D = 1 \quad a = 0.737 \text{ fm}^{-2} \quad b = 0.810 \text{ fm}^{-2}$$

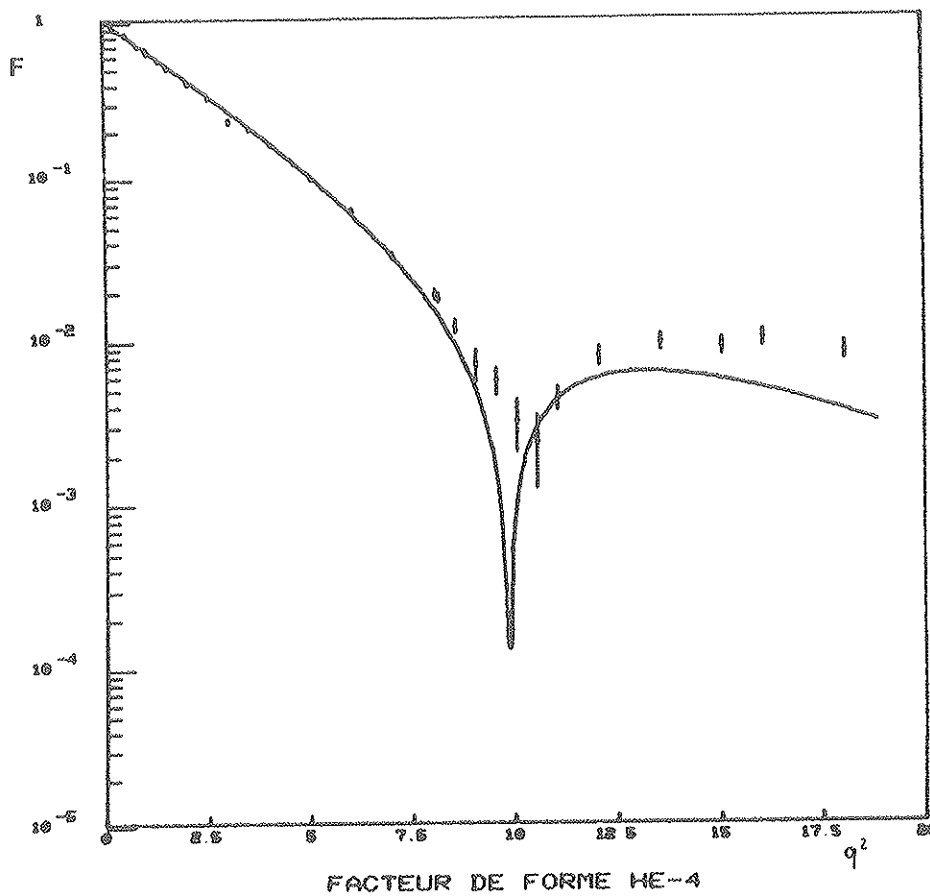


Figure IV. 8 : Facteur de forme associé à la paramétrisation avec corrélations entre nucléons

2. Evaluation des corrections d'écran inélastique

A partir des valeurs expérimentales de σ_{tot} (table IV.4) nous pouvons calculer :

$$\Delta \sigma_{\text{in}} = \sigma_{\text{tot}}^{\text{Gl}} - \sigma_{\text{tot}}$$

où $\sigma_{\text{tot}}^{\text{Gl}}$ sont les valeurs des sections efficaces calculées, au moyen du théorème optique, à partir des amplitudes de diffusion obtenues par le modèle de Glauber (pour ce calcul, les pentes élémentaires b_{hN} sont tirées de [16]).

Comme nous l'avons rappelé, $\Delta \sigma_{\text{in}}$, habituellement nommée "correction d'écran inélastique", doit rendre compte de la présence d'états intermédiaires inélastiques lors de la rediffusion du hadron incident sur le noyau (cf. Introduction).

Les résultats sont indiqués dans la table IV.5 et représentés dans la figure IV.9 où sont aussi placés ceux de WA9 en π He (de 50 à 140 GeV/c) et de l'expérience du Fermilab en p He.

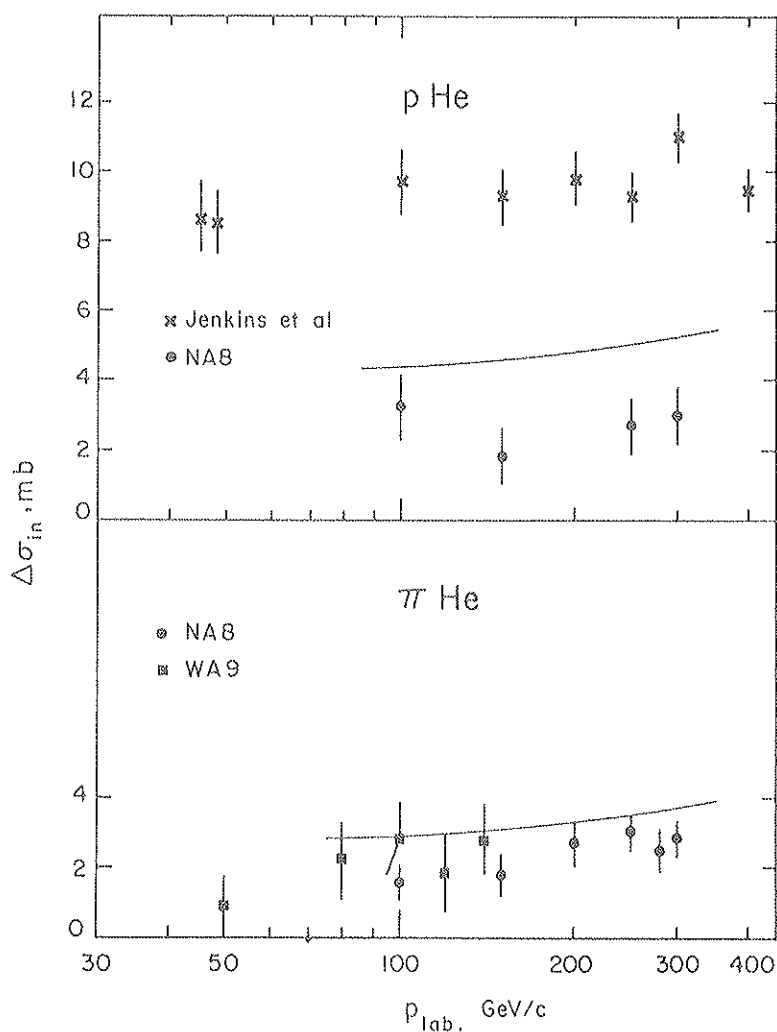


Figure IV.9 : Corrections d'écran inélastique p ^4He et π ^4He

	$\pi^+ \text{He}^4$						$p \text{He}^4$			
	100	150	200	250	280	300	100	150	250	300
Energie (GeV)										
σ_{tot} (mb)	83.6 ± .6	83.3 ± .8	84.0 ± .6	84.6 ± .5	85.5 ± .6	85.5 ± .5	128.1 ± .9	130.2 ± .8	130.8 ± .8	131.2 ± .8
σ_{tot} gaussienne simple	85.1	85.7	86.6	87.8	88.4	88.8	131.4	132.0	133.8	134.4
$\Delta\sigma_{\text{in}}$	1.5	1.5	2.6	3.2	2.9	3.3	3.3	1.8	3.0	3.2
σ_{tot} gaussienne double	85.1	85.7	86.6	87.8	88.5	88.8	131.4	132.0	133.9	134.4
$\Delta\sigma_{\text{in}}$	1.5	1.5	2.6	3.2	3.0	3.3	3.3	1.8	3.0	3.2
σ_{tot} corrélation entre nucléons	85.1	85.7	86.6	87.8	88.4	88.7	131.4	132.1	133.9	134.5
$\Delta\sigma_{\text{in}}$	1.5	1.5	2.6	3.2	2.9	3.2	3.3	1.8	3.1	3.2
calcul	3.06	3.31	3.48	3.69	3.79	3.86	4.48	4.73	5.25	5.36

Table IV.5

On peut constater que les diverses paramétrisations du facteur de forme jouent un rôle mineur dans la détermination des sections efficaces totales et conduisent à des corrections inélastiques très voisines. La variation de $\Delta \sigma_{in}$ avec l'énergie est très faible :

Si l'on représente cette dépendance par :

$$\Delta \sigma_{in} = \Delta \sigma_0 + \Delta \sigma_1 \ln s$$

nous obtenons à partir de nos points expérimentaux :

$$\Delta \sigma_1 (p \text{ He}) = 0.2 \pm 1 \text{ mb}$$

$$\Delta \sigma_1 (\pi \text{ He}) = 1. \pm 0.4 \text{ mb}$$

3. Calcul des corrections d'écran inélastique

Nous utilisons, pour cette étude, un modèle s'appuyant sur la structure des hadrons en partons distribués suivant plusieurs "nuages" appelés quarks constitutifs (au nombre de 3 pour les baryons et 2 pour les mésons).

L'idée fondamentale du modèle est de supposer que le système composé qu'est ce quark peut se transformer en un grand nombre d'états possibles et que, au cours du temps, s'opèrent des réarrangements internes pouvant faire passer d'un état à l'autre. D'autre part, seuls les états contenant des partons "faibles" (c'est-à-dire ne possédant qu'une faible partie de l'impulsion totale du quark-constitutif) peuvent interagir dans des processus à faibles transferts.

La fonction d'onde du quark s'écrira

$$|\psi\rangle = \sum_k c_k |\psi_k\rangle$$

où $|\psi_k\rangle$ désigne un état possédant k partons faibles,

Cependant dans cette version primitive [17] on considèrera d'une part un état passif q ne contenant aucun parton faible et donc n'interagissant pas, d'autre part tous les autres états contenant au moins un tel parton et que l'on réduira en quelque sorte à un état moyen que l'on appellera état actif q*.

Alors :

$$|\psi\rangle = c_0 |\psi_0\rangle + \sum_{k \neq 0} c_k |\psi_k\rangle$$

La probabilité de trouver le quark dans l'état actif q^* sera :

$$p_q = \sum_{k \neq 0} |c_k|^2 = 1 - |c_0|^2$$

et donc de le trouver dans l'état passif q : $1 - p_q = |c_0|^2$

Cette probabilité p_q constitue le premier paramètre du modèle. Pour tenir compte des changements d'état, on écrit que la distance moyenne parcourue par un quark dans l'état actif q^* est $p_q \frac{E}{\mu^2}$ (dans l'état passif q : $(1 - p_q) \frac{E}{\mu^2}$ où E est l'énergie du quark et μ^2 un facteur d'échelle qui constitue le deuxième paramètre du modèle.

La probabilité $P(z)$ de trouver un quark dans l'état actif après avoir parcouru une distance z depuis un point où il était déjà dans cet état q^* (cf. annexe 2 §1).

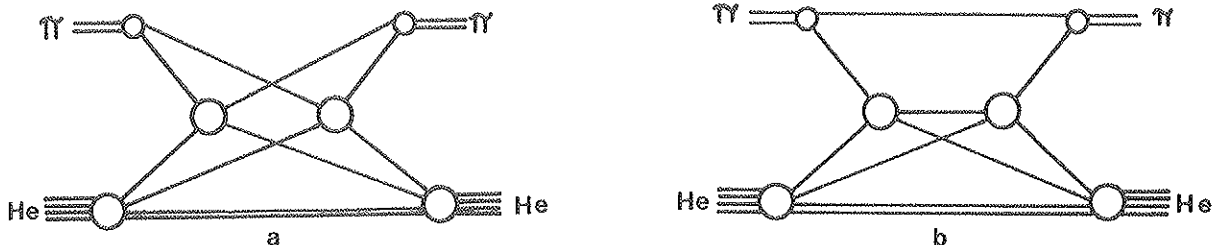
$$P(z) = p_q + (1 - p_q) e^{-\frac{\mu^2 z}{E(1-p_q)}} p_q$$

Les valeurs de ces paramètres ont été déterminées par Braun et Shabelski [17] en ajustant les données de diffusion élastique n Pb. Elles ont été trouvées égales à :

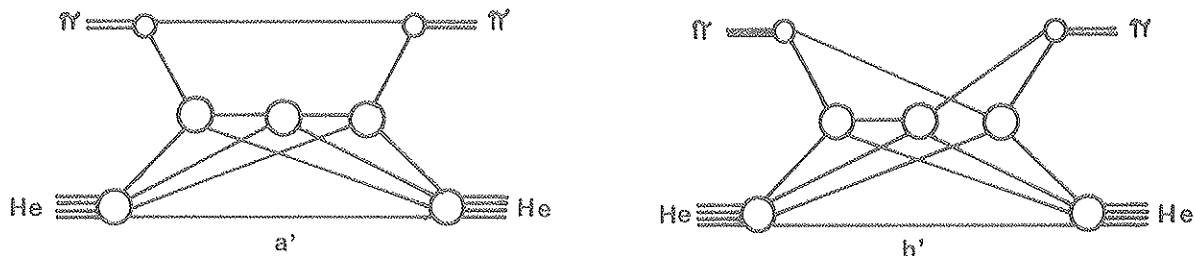
$$\begin{cases} p_q = 0.60 \\ \mu^2 = 0.1 \text{ GeV}^2 \end{cases}$$

Avec ces valeurs, les mêmes auteurs parviennent à bien reproduire aussi la variation des sections efficaces élastiques sur les noyaux de Cu, Al, C, Be.

En général, lors de l'interaction entre deux hadrons, un seul quark interagit avec un quark de l'autre hadron, les autres demeurant spectateurs. Dans la collision hadron-noyau, les probabilités d'obtenir la collision d'un, deux ou trois quarks avec un quark d'un des nucléons peuvent être du même ordre de grandeur. Par exemple la diffusion double d'un pion sur un noyau d'hélium sera représentée par les diagrammes suivants :



De même la diffusion triple du pion sur le noyau d'hélium sera représentée par les deux diagrammes :



La correction au modèle classique de Glauber intervient dans le fait qu'il est possible de trouver un quark dans l'état q ou q^* . Dans les diagrammes a, a', b' le quark rediffusant doit être dans l'état q^* après avoir parcouru la distance z séparant les deux interactions. L'amplitude de diffusion élémentaire quark nucléon est donc une fonction de cette distance z .

L'amplitude de diffusion d'un quark sur un nucléon est :

$$\begin{aligned}
 f_{qN} &= \langle \psi | T | \psi \rangle && T \text{ opérateur de diffusion élastique} \\
 &= \sum_{k \neq 0} |c_k|^2 \langle \psi_k | T | \psi_k \rangle && \text{puisque l'état } |\psi_0\rangle \text{ n'interagit pas} \\
 &= p_q \langle \psi^1 | T | \psi^1 \rangle \\
 &= p_q f_{qN}^1 \text{ où } f_{qN}^1 \text{ est l'amplitude de diffusion dans l'état actif.}
 \end{aligned}$$

Si l'on applique le modèle de Glauber aux quarks, l'amplitude de diffusion nucléaire peut s'écrire :

$$f_n(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \langle A | \langle b | \int d^2 \vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} \left\{ 1 - \prod_{i=1}^4 \left[1 - \sum_{\ell=1}^n \Gamma_{i\ell}(\vec{b} - \vec{b}_{i\ell}) \right] \right\} | h \rangle | A \rangle$$

où

$$\Gamma_{i\ell}(\vec{b} - \vec{b}_{i\ell}) = \frac{1}{2i\pi k} \int d^2 \vec{q}' e^{-\vec{q}'(\vec{b} - \vec{b}_i + \vec{b}'_{\ell})} f_{i\ell}(q', z)$$

où i désigne le nucléon de l'hélium et ℓ le quark du hadron incident interagissant.

$|A\rangle$ fonction d'onde du noyau d'hélium. La plus simple paramétrisation a été choisie :

$$\langle A | A \rangle = N \int d^3 \vec{r}_1 \dots d^3 \vec{r}_4 \delta\left(\frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 \vec{r}_i\right) \prod_{i=1}^4 \frac{1}{(\pi R^2)^{3/2}} e^{-\frac{\vec{r}_i^2}{R^2}}$$

avec $R = 6.87 \text{ GeV}^{-1}$

$|h\rangle$ fonction d'onde du hadron

$$\langle h|h\rangle = \int d^3 \vec{r}'_1 \dots \int d^3 \vec{r}'_n \delta \left(\frac{1}{n} \sum_{\ell=1}^n \vec{r}'_{\ell} \right) \rho (\vec{r}'_1 \dots \vec{r}'_n)$$

Dans le cas de la diffusion d'un pion, en négligeant le terme de diffusion quadruple, cette amplitude s'écrit (annexe 2 §2).

$$f_n(\vec{q}) = f_1 + f_2 + f_3$$

avec

$$* f_1 = \frac{ik}{2\pi} \frac{1}{2} (1 - i\rho) \sigma_{\text{tot}}^{\pi N} \exp \left(- \frac{3R^2}{16} q^2 \right) \exp \left[- q^2 \left(\frac{b_{qN}}{2} + \frac{R^2}{2} \right) \right]$$

où b_{qN} est la pente logarithmique de l'amplitude de diffusion quark nucléon,

R_{π} est le rayon moyen du pion défini au moyen du facteur de forme :

$$f_{\pi}(\vec{q}^2) = e^{-R_{\pi}^2 \frac{q^2}{2}}$$

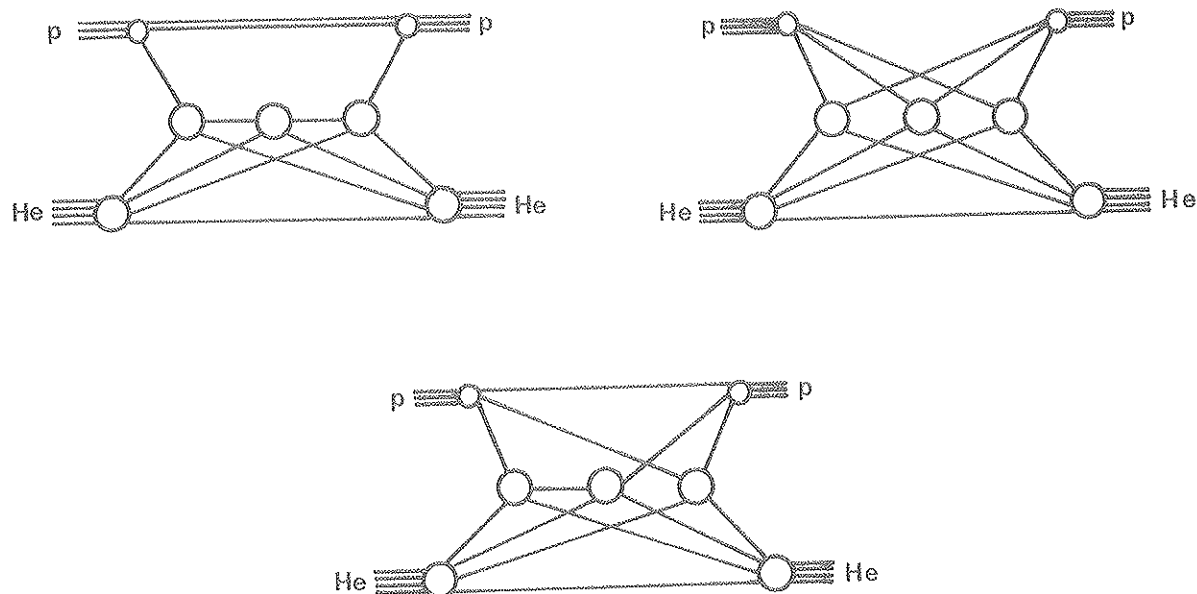
Ce terme de diffusion simple est identique à celui obtenu dans le cadre du modèle classique de Glauber en posant

$$b_{\pi N} = b_{qN} + \frac{R^2}{\pi}$$

$$* f_2 = \frac{ik}{4\pi} \frac{1}{3} \left(\frac{\sigma_{\text{tot}}^{\pi N}}{8\pi} \right)^2 (1 - i\rho) \left\{ \frac{1}{p_q} \frac{\text{eff}}{\frac{R^2}{2} + b_{qN}} \frac{\exp \left[- \frac{q^2}{4} (b_{qN} + 2R_{\pi}^2 + \frac{R^2}{4}) \right]}{\frac{R^2}{2} + b_{qN}} \right. \\ \left. + \frac{\exp \left[- \frac{q^2}{4} (b_{qN} + \frac{R^2}{4}) \right]}{2R_{\pi}^2 + \frac{R^2}{2} + b_{qN}} \right\}$$

$$* f_3 = \frac{ik}{4\pi} \frac{1}{(4\pi)^2} \left(\frac{\sigma_{\text{tot}}^{\pi N}}{4\pi} \right)^3 (1 - i\rho) \left\{ \frac{1}{(p_q)^2} \frac{\text{eff}}{3 \left(\frac{R^2}{2} + b_{qN} \right)^2} \frac{\exp \left[- \frac{q^2}{2} (R_{\pi}^2 + \frac{b_{qN}}{3} + \frac{R^2}{24}) \right]}{\frac{R^2}{2} + b_{qN} + 2R_{\pi}^2} \right. \\ \left. + \frac{1}{p_q} \frac{\text{eff}}{\left(\frac{R^2}{2} + b_{qN} \right) \left(\frac{R^2}{2} + b_{qN} + \frac{8}{3} R_{\pi}^2 \right)} \frac{\exp \left[- \frac{q^2}{4} (b_{qN} + \frac{R^2}{4} - \frac{(\frac{R^2}{2} + b_{qN}) (\frac{R^2}{2} + b_{qN} + 2R_{\pi}^2)}{3b_{qN} + 8R_{\pi}^2 + 3\frac{R^2}{2}}) \right]}{\left(\frac{R^2}{2} + b_{qN} \right) \left(\frac{R^2}{2} + b_{qN} + \frac{8}{3} R_{\pi}^2 \right)} \right\}$$

Dans le cas de la diffusion proton hélium, les diagrammes correspondant à la diffusion double sont tout à fait semblables à ceux considérés pour la diffusion d'un pion ; la diffusion triple fait intervenir les trois diagrammes :



En négligeant toujours le terme de diffusion quadruple, l'amplitude de diffusion proton hélium s'écrit :

$$f_{\vec{q}} = f_1 + f_2 + f_3$$

$$* f_1 = \frac{ik}{2\pi} 2 (1 - i\rho) \sigma_{\text{tot}}^{pN} \exp\left(-\frac{3R^2}{16} q^2\right) \left[\exp\left(-q^2 b_{qN}\right)\right]$$

$$* f_2 = \frac{ik}{4\pi} \left(\frac{\sigma_{\text{tot}}^{pN}}{4\pi}\right)^2 (1 - i\rho)^2 \left\{ \frac{1}{p_q} \frac{\exp\left[-\frac{q^2}{2} \left(\frac{R^2}{8} + \frac{b_{qN}}{2} + \beta^2\right)\right]}{\frac{R^2}{2} + b_{qN}} \right.$$

$$\left. + 2 \frac{\exp\left[-\frac{q^2}{4} \left(b_{qN} + \frac{R^2}{4} + \frac{\beta^2}{2}\right)\right]}{\frac{R^2}{2} + b_{qN} + \frac{3}{2} \beta^2} \right\}$$

$$\begin{aligned}
 * f_3 = & \frac{ik}{4\pi} \frac{(\tau_{\text{tot}}^{pN})^3}{27(2\pi)^2} \left\{ \frac{1}{(p_q^{\text{eff}})^2} \frac{\exp \left[-\frac{q^2}{6} \left(\frac{R^2}{8} + b_{qN} + 3\beta^2 \right) \right]}{\left(\frac{R^2}{2} + b_{qN} \right)^2} + 2 \frac{\exp \left[-\frac{q^2}{6} \left(\frac{R^2}{8} + b_{qN} \right) \right]}{\left(\frac{R^2}{2} + b_{qN} + \frac{3}{2}\beta^2 \right)^2} \right. \\
 & \left. + \frac{6}{p_q^{\text{eff}}} \frac{\exp \left[-\frac{q^2}{4} \left(\frac{R^2}{4} + b_{qN} + \frac{\beta^2}{2} - \frac{\left(\frac{R^2}{2} + b_{qN} \right) \left(\frac{R^2}{2} + b_{qN} + \frac{3}{2}\beta^2 \right) \right)}{3 \left(\frac{R^2}{2} + b_{qN} + 2\beta^2 \right)} \right]}{\left(\frac{R^2}{2} + b_{qN} \right) \left(\frac{R^2}{2} + b_{qN} + 2\beta^2 \right)} \right\}
 \end{aligned}$$

Les résultats de ces calculs (où sont introduits $b_{qN} = 6 \text{ GeV}^{-2}$, $R_{\pi}^2 = 4 \text{ GeV}^{-2}$, $\beta^2 = 7 \text{ GeV}^{-2}$) sont rassemblés dans la table IV.5 et représentés par le trait continu de la figure IV.9.

Ils sont en bon accord avec nos résultats expérimentaux π He, et reproduisent d'une façon relativement correcte nos résultats pHe, la variation des corrections d'écran avec l'énergie étant semblable à celle obtenue à partir de nos mesures.

REFERENCES

- [1] G. B. WEST et D. R. YENNIE,
Phys. Rev., 172 (1968), 1413.

M. R. SOGARD,
Phys. Rev., D9 (1974), 1486.
- [2] H. BETHE,
Ann. of Phys., 3 (1958), 190.
- [3] A. BERTIN et al.,
Phys. Lett., 55 B (1975), 411.
- [4] M. LOCHER,
Nucl. Phys., B2 (1967), 525.
- [5] G. HOHLER, H. P. JAKOB et F. KAISSER,
Report KFK 2457 (1977), part.2
- [6] D. GROSS et al.,
Phys. Rev. Lett., 41 (1978), 217.
- [7] A. S. CARROLL et al.,
Phys. Lett., 61 B (1976), 303.
Phys. Lett., 80 B (1979), 423.
- [8] R. J. GLAUBER,
Lectures in theoretical physics vol. 1.
Interscience publishers Inc (1959), 315.
- [9] R. F. FROSCH et al.,
Phys. Rev., 160 (1967), 874.

U. ERICH et al.,
Zeits. Phys., 209 (1968), 208.

J. S. Mc CARTHY, I. SICK et R. R. WHITNEY,
Phys. Rev., C15 (1977), 1396.

R. G. ARNOLD et al.,
Phys. Rev. Lett., 40 (1978), 1429.
- [10] W. CZYZ et L. LESNIAK,
Phys. Lett., 24 B (1967), 227.

- [11] R. H. BASSEL et C. WILKIN,
Phys. Rev., 174 (1968), 1179.
- [12] F. VAZEILLE,
Thèse de Doctorat d'Etat Université Clermont-Ferrand II (1980), n° E281.
- [13] G. FALDT,
Communication privée.
- [14] O. KOFOED-HANSEN et C. WILKIN,
Ann. of Phys., 63 (1971), 309.
- [15] E. JENKINS et al.,
Communication à la 20ème Conférence Internationale de Physique de Haute Energie,
Madison (USA) (1980).
- [16] L. A. FAJARDO et al.,
Fermilab-Pub 80/27 - exp 7120 (1980)
soumis à Phys. Rev.
- [17] V. M. BRAUN et YU SHABELSKI,
Rapport Leningrad Nuclear Physics Institute (1980).

ANNEXE 1

PARAMETRISATION DU FACTEUR DE FORME DE L'HELIUM [13]

I. GAUSSIENNE SIMPLE

On écrit la densité nucléaire sous la forme :

$$\rho(\vec{r}) = N \delta\left(\frac{1}{4}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 + \vec{r}_3 + \vec{r}_4)\right) \prod_{i=1}^4 \frac{1}{(\pi R^2)^{3/2}} e^{-\frac{\vec{r}_i^2}{R^2}}$$

Le facteur de forme :

$$F(\vec{q}^2) = \int d^3\vec{r}_1 \dots d^3\vec{r}_4 e^{i\vec{q}\vec{r}_1} \rho(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_4)$$

s'écrit alors simplement :

$$F(\vec{q}^2) = e^{-\vec{q}^2 \frac{3R^2}{16}}$$

Si r_{He} est le rayon moyen de charge de l'hélium et r_p celui du proton :

$$R^2 = \frac{1}{(1 - \frac{1}{4})} \frac{2}{3} (r_{\text{He}}^2 - r_p^2) = \frac{8}{9} (r_{\text{He}}^2 - r_p^2)$$

La constante N est calculée au moyen de la condition de normalisation :

$$1 = \int d^3\vec{r}_1 \dots d^3\vec{r}_4 \rho(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_4)$$

$$1 = N \frac{1}{(2\pi^3)^{3/2}} \int d^3 \vec{Q} \left[\frac{1}{(vR^2)^{3/2}} \int d^3 \vec{r} \exp \left(-\frac{\vec{r}^2}{R^2} + i \frac{\vec{Q} \cdot \vec{r}}{4} \right) \right]^4$$

et

$$N = \left(\frac{mR^2}{4} \right)^{3/2}$$

L'amplitude de diffusion obtenue par le modèle de Glauber s'écrit :

$$f_n(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2 b e^{i \vec{q} \cdot \vec{b}} \left\{ 1 - \int d^3 \vec{r}_1 \dots d^3 \vec{r}_4 N \delta \left(\frac{1}{4} \sum_{j=1}^4 \vec{r}_j \right) \times \right. \\ \left. \prod_{j=1}^4 \frac{1}{(vR^2)^{2/3}} e^{-\frac{\vec{r}_j^2}{R^2}} \left(1 - \frac{1}{2i\pi k} \int d^2 \vec{q}' (f_j)(\vec{q}') e^{-i \vec{q}' \cdot (\vec{b} - \vec{s}_j)} \right) \right\} \quad (1)$$

où $f_j(\vec{q}')$ est l'amplitude de diffusion du nucléon j . Nous l'écrivons sous la forme phénoménologique :

$$f(\vec{q}') = \frac{k}{4\pi} \sigma_{hN} (i + \rho) e^{-b_{hN} \frac{q'^2}{2}}$$

σ_{hN} : section efficace totale hadron nucléon

b_{hN} : pente logarithmique hadron nucléon

Après intégration l'équation (1) s'écrit :

$$f_n(\vec{q}) = \frac{ik}{2} \exp \left(\frac{R^2 q^2}{16} \right) (R^2 + 2b_{hN}) \sum_{m=1}^4 C_m^4 \frac{(-1)^{m+1}}{m} \times \\ \left(\frac{\sigma_{hN} (1 - i\rho)}{2\pi (R^2 + 2b_{hN})} \right)^m \exp \left(-\frac{R^2 + 2b_{hN}}{4m} q^2 \right)$$

II. SOMME DE GAUSSIENNES

La densité est ici écrite :

$$\rho(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_4) = N \prod_{j=1}^4 e^{-\alpha \vec{r}_j^2} \left[1 - D e^{-\beta \vec{r}_j^2} \right]$$

La condition de normalisation s'écrit :

$$1 = \frac{1}{(2\pi)^3} N \int d^3 \vec{Q} \int d^3 \vec{r}_1 \dots d^3 \vec{r}_4 \prod_{j=1}^4 e^{i \vec{Q} \cdot \vec{r}_j} e^{-\alpha \vec{r}_j^2} (1 - D e^{-\beta \vec{r}_j^2})$$

et

$$\frac{1}{N} = \left(\frac{\pi}{\alpha}\right)^{\frac{9}{2}} \left(1 + \frac{\beta}{\alpha}\right)^{\frac{3}{2}} \sum_{m=0}^4 C_m^4 \left[-\frac{D}{\left(1 + \frac{\beta}{\alpha}\right)^{3/2}} \right]^m \left[\frac{16}{4 + (4-m)\frac{\beta}{\alpha}} \right]^{3/2}$$

Le facteur de forme de l'hélium s'écrit :

$$F(\vec{q}^2) = N \int d^3 \vec{r}_1 \dots d^3 \vec{r}_4 e^{i \vec{q} \cdot \vec{r}_1} \delta\left(\frac{1}{4} \sum_{j=1}^4 \vec{r}_j\right) \prod_{j=1}^4 e^{-\alpha \vec{r}_j^2} (1 - D e^{-\beta \vec{r}_j^2})$$

$$= \frac{N}{(2\pi)^3} \left(\frac{\pi}{\alpha}\right)^6 \left(\frac{\pi}{16}\right)^{3/2} \sum_{n=0}^3 B_n \left\{ \left(\frac{1}{a_n}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\alpha_n \vec{q}^2} - D \left(\frac{\alpha}{\gamma}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{1}{b_n}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\beta_n \vec{q}^2} \right\}$$

avec $\gamma = \alpha + \beta$ $B_n = (-1)^n C_n^3 \left[D \left(\frac{\alpha}{\gamma}\right)^{\frac{3}{2}} \right]^n$

$$a_n = \frac{4-n}{4\alpha} + \frac{n}{4\gamma} \quad b_n = \frac{3-n}{4\alpha} + \frac{n-1}{4\gamma}$$

$$\alpha_n = \frac{1}{a_n} \frac{1}{4\alpha} \left(\frac{3-n}{4\alpha} + \frac{n+1}{4\gamma} \right) \quad \beta_n = \frac{1}{b_n} \frac{1}{4\gamma} \left(\frac{3-n}{4\alpha} + \frac{n}{4\gamma} \right)$$

A partir de l'équation (1), on obtient l'amplitude de diffusion :

$$f_n(\vec{q}) = \sum_{m=1}^4 f_m$$

$$f_m = -i k N C_m^4 \frac{\pi^{\frac{9}{2}}}{4} \frac{1}{\left(\alpha + \frac{1}{2b_{hN}}\right)^m \alpha^{6-m}} \left[-\frac{\sigma_{hN}(1-i\rho)}{4\pi b_{hN}} \right]^m \times$$

$$\sum_{k=0}^m C_k^m (-d_1)^{m-k} \sum_{\ell=0}^{4-m} C_\ell^{4-m} (-d_2)^{4-m-\ell} \frac{1}{\left[L^2(k) + 4B(k, \ell) M(k) \right] \sqrt{A(k, \ell)}} \times$$

$$\exp \left[-\frac{q^2 B(k, \ell)}{L^2(k) + 4B(k, \ell) M(k)} \right]$$

avec

$$A(k, \ell) = \frac{k + \ell}{4\alpha} + \frac{4 - \ell - k}{4\gamma} \quad B(k, \ell) = \frac{k}{4(\alpha + a)} + \frac{m - k}{4(\gamma + \alpha)} + \frac{\ell}{4\alpha} + \frac{4 - m - \ell}{4\gamma}$$

$$M(k) = \frac{ka\alpha}{\alpha + a} + \frac{(m - k)a\gamma}{\gamma + a} \quad L(k) = \frac{ka}{\alpha + a} + \frac{(m - k)a}{\gamma + a}$$

$$d_1 = D \frac{\alpha + a}{\gamma + a} \sqrt{\frac{\alpha}{\gamma}} \quad d_2 = D \left(\frac{\alpha}{\gamma}\right)^{\frac{3}{2}}$$

III. PARAMETRISATION AVEC CORRELATION ENTRE NUCLEONS [11, 14]

La densité nucléaire s'écrit :

$$\rho(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_4) = N \prod_{j=1}^4 e^{-a \vec{r}_j^2} \prod_{i < j} \left[1 - D e^{-b \vec{r}_{ij}^2} \right]$$

Comme $\vec{r}_{ij}^2 = \vec{r}_i^2 + \vec{r}_j^2 - 2 \vec{r}_i \cdot \vec{r}_j$

$$\rho(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_4) = N \sum_{k=0}^6 (-D)^k \sum_{\ell=1}^k \exp \left[- \sum_{i, j=1}^{\ell} B(k, \ell, i, j) \vec{r}_i \cdot \vec{r}_j \right]$$

avec $\ell_k = C_k^6$

$$B(k, \ell, i, i) = a + b$$

pour $i \neq j$, $B(k, \ell, i, j) = -b$ si $\ell \in [1, \ell_k]$, 0 sinon

Le facteur de forme de l'hélium s'écrit alors

$$F(\vec{q}^2) = N \sum_{k=0}^6 (-D)^k \sum_{\ell=1}^{\ell_k} \int d^3 \vec{r}_1 \dots d^3 \vec{r}_4 e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_1} \delta \left(\sum_{i=1}^4 \vec{r}_i \right) \times$$

$$\exp \left[- \sum_{i, j=1}^4 B(k, \ell, i, j) \vec{r}_i \cdot \vec{r}_j \right]$$

$$F(\vec{q}^2) = N \sum_{k=0}^6 (-D)^k \sum_{\ell=1}^{\ell_k} \frac{1}{[\det B(k, \ell)]^{3/2}} \frac{1}{\sum_{ij} [B^{-1}(k, \ell)_{ij}]^{3/2}}$$

$$\exp \left[-\frac{q^2}{4} \left\{ B^{-1}(k, \ell)_{1,1} - \frac{(\sum_{ij} B^{-1}(k, \ell)_{ij})^2}{\sum_{ij} B^{-1}(k, \ell)_{ij}} \right\} \right]$$

Les matrices $B(k, \ell)$ ont comme éléments $B(k, \ell)_{i,j} = B(k, \ell, i, j)$.

Le facteur de normalisation N est obtenu en posant $F(0) = 1$.

ANNEXE 2

ELEMENTS DU MODELE DE QUARK-PARTONS

I. PROBABILITE DE TROUVER LE QUARK DANS UN ETAT ACTIF

La probabilité que le quark soit dans l'état q^* à une distance dz du point z est :

$$P(z + dz) = P(z) e^{\frac{\mu^2 dz}{p_q E}} + (1 - P(z)) (1 - e^{-\frac{\mu^2 dz}{(1-p_q) E}})$$

Probabilité d'être
dans q^* en z

 Probabilité d'être
dans q en z

Probabilité de
rester actif

 Probabilité de ne pas
rester passif

Ce qui conduit à l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dP(z)}{dz} + P(z) \frac{\mu^2}{p_q (1-p_q) E} - \frac{\mu^2}{(1-p_q) E} = 0$$

dont la solution est :

$$P(z) = p_q + (1 - p_q) e^{-\frac{\mu^2 z}{E (1-p_q) p_q}} \quad \text{si pour } z = 0, \text{ le quark est dans l'état actif } q^* \\ (P(0) = 1)$$

II. AMPLITUDE DE DIFFUSION HADRON-HELJUM

$$f_n(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} N \int d^2 b e^{i \vec{q} \cdot \vec{b}} \langle h|h \rangle d^3 \vec{r}_1 \dots d^3 \vec{r}_4 \delta\left(\frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 \vec{r}_i\right) \left[\prod_{i=1}^4 \frac{1}{(\pi R^2)^{3/2}} e^{-\frac{\vec{r}_i^2}{R^2}} \right]$$

$$\left\{ 1 - \prod_{i=1}^4 \left[1 - \sum_{\ell=1}^n \frac{1}{2i\pi k} \int d^2 \vec{q}' e^{-i \vec{q}' \cdot (\vec{b} - \vec{b}_i + \vec{b}'_\ell)} f_{i\ell}(q', z) \right] \right\}$$

Si l'on néglige la différence entre proton et neutron

$$f_n(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} N \int d^2 b e^{i \vec{q} \cdot \vec{b}} \langle h|h \rangle \int d^3 \vec{r}_1 \dots d^3 \vec{r}_4 \delta\left(\frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 \vec{r}_i\right) \left[\prod_{i=1}^4 \frac{1}{(\pi R^2)^{3/2}} e^{-\frac{\vec{r}_i^2}{R^2}} \right] \times$$

$$\left\{ \sum_{j=1}^4 C_j^4 (-1)^{j+1} \left[\sum_{\ell=1}^n \frac{1}{2i\pi k} \int d^2 \vec{q}' e^{-i \vec{q}' \cdot (\vec{b} - \vec{b}_i + \vec{b}'_\ell)} f_{i\ell}(q', z) \right] \right\}$$

A - CAS DU PION : n = 2

1. Diffusion simple j = 1

La probabilité de trouver le quark dans l'état q^* est p_q

$$f_{i\ell}(\vec{q}', z) = p_q f_{i\ell}^1 = p_q \frac{f_{qN}}{p_q} = f^{qN}(\vec{q}') = \frac{k}{4\pi} \sigma_{qN} (i + \rho) e^{-\frac{b_{qN}}{2} q'^2}$$

et

$$f_1(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} 4 N \int d^2 \vec{b} e^{i \vec{q} \cdot \vec{b}} \langle h|h \rangle \frac{1}{8\pi^2} \times 2 \times \frac{8}{\pi^{3/2}} \frac{1}{R^2} \int d^2 \vec{q}' e^{-i \vec{q}' \cdot (\vec{b} + \vec{b}'_\ell)} \times$$

$$\exp - \frac{3 q'^2 R^2}{16} \sigma_{qN} (1 - i\rho) e^{-\frac{b_{qN}}{2} q'^2}$$

Le facteur de forme du pion est défini par

$$F_\pi(q'^2) = \langle h|h \rangle e^{-i \vec{q}' \cdot \vec{b}'_\ell}$$

$$= \int d^3 \vec{r}'_1 \dots d^3 \vec{r}'_n e^{-i \vec{q}' \cdot \vec{b}'_{\ell}} \delta \left(\frac{1}{n} \sum_{\ell=1}^n \vec{r}'_{\ell} \right) \exp \left(-k \frac{q'^2}{2} \right)$$

Après intégration sur \vec{q}' et \vec{b}' et si l'on prend $\sigma^{qN} = \sigma_{\text{tot}}^{qN} / 2$:

$$f_{1\ell}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \frac{2(1-i\rho)}{\sigma_{\text{tot}}^{qN}} e^{-q^2 \frac{3R^2}{16}} \exp - q^2 \left(\frac{b_{qN}}{2} + \frac{R^2}{2} \right)$$

2. Diffusion double $j=2$

Deux termes apparaissent, l'un faisant intervenir la diffusion de deux quarks différents ℓ et ℓ' . La probabilité de trouver un quark dans l'état actif est p_q :

$$f_{i\ell}(\vec{q}', z) = p_q \frac{f^{qN}(\vec{q}')}{p_q} \quad (\text{id avec } \ell')$$

L'autre faisant intervenir la rediffusion d'un même quark :

$$f_{i\ell}(\vec{q}', z') f_{j\ell}(\vec{q}'', z'') = p_q \frac{f^{qN}(\vec{q}')}{p_q} \frac{f^{qN}(\vec{q}'')}{p_q} \left[p_q + (p_q - 1) e^{-\frac{\mu^2 |z' - z''|}{E p_q (1-p_q)}} \right]$$

a) deux quarks différents

$$f_{2j}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} N \int d^2 \vec{b}' e^{i \vec{q}' \cdot \vec{b}'} \langle h | h \rangle \int d^3 \vec{r}'_1 \dots d^3 \vec{r}'_4 \delta \left(\frac{1}{4} \sum \vec{r}'_i \right) \left[\frac{4}{\prod_{i=1}^4 (\pi R^2)^{3/2}} e^{-\frac{\vec{r}'_i^2}{R^2}} \right] \times \frac{-12}{(2i\pi k)^e} \int d^2 \vec{q}'_1 d^2 \vec{q}'_2 e^{-i \vec{q}' \cdot (\vec{b}' - \vec{b}'_1 + \vec{b}'_2)} e^{-i \vec{q}'_1 \cdot (\vec{b}' - \vec{b}'_j + \vec{b}'_{\ell'})} f^{qN}(\vec{q}'_1) f^{qN}(\vec{q}'_2)$$

Soit après intégration et compte tenu du fait que $\vec{b}'_{\ell} = -\vec{b}'_{\ell'}$

$$f_{2j}(\vec{q}) = -3 \frac{ik}{4\pi} \frac{(\sigma^{qN})^2}{8\pi} \frac{\exp \left[-\frac{q^2}{4} \left(b_{qN} + \frac{R^2}{4} \right) \right]}{2 R_{\pi}^2 + \frac{R^2}{2} + b_{qN}}$$

b) diffusion sur le même quark

$$f_{22}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} N \int d^2 \vec{b} e^{i \vec{q} \cdot \vec{b}} \langle h|h \rangle \int d^3 \vec{r}_1 \dots d^3 \vec{r}_4 \delta\left(\frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 \vec{r}_i\right) \left[\frac{4}{\pi} \frac{1}{(\pi R^2)^{3/2}} e^{-\frac{r_i^2}{R^2}} \right]$$

$$\times \frac{-12}{(2i\pi k)^2} \int d^2 \vec{q}' d^2 \vec{q}'' e^{-i \vec{q}' \cdot (\vec{b} - \vec{b}_i + \vec{b}'_i)} e^{-i \vec{q}'' \cdot (\vec{b} - \vec{b}_j + \vec{b}''_j)} f^{qN}(\vec{q}') f^{qN}(\vec{q}'')$$

$$\times \left[1 + \left(\frac{1}{p_q} - 1\right) e^{-\frac{\mu^2 |z_i - z_j|}{E p_q (1-p_q)}} \right]$$

Après avoir décomposé $\vec{r}_i = \vec{b}_i + \vec{z}_i$ et posé $Z = z_i - z_j$ distance entre les deux interactions nous arrivons à l'intégrale sur Z :

$$I = \int_0^\infty dZ \left(\frac{1}{p_q} - 1\right) \exp\left[-\frac{Z^2}{2R^2} - \frac{\mu^2 Z}{E p_q (1-p_q)}\right]$$

Si l'on pose

$$\xi = \frac{\mu^2 Z R}{\sqrt{Z} E p_q (1-p_q)}, \quad \text{cette intégrale nous conduit à la définition de } \frac{1}{p_q^{\text{eff}}}$$

$$I = \left(\frac{1}{p_q} - 1\right) e^{\xi^2} \frac{\sqrt{2\pi} R}{2} \left[1 - \Phi(\xi)\right] = \frac{\sqrt{2\pi}}{2} R \frac{1}{p_q^{\text{eff}}}$$

où

$$\Phi(x_0) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x_0} e^{-x^2} dx \text{ est la fonction d'erreur.}$$

Les intégrations suivantes sont classiques et :

$$f_{22}(\vec{q}) = \frac{ik}{4\pi} \frac{1}{p_q^{\text{eff}}} \frac{3(\sigma^{\pi N})^2}{8\pi} (1-i\beta)^2 \frac{\exp\left[-\frac{q^2}{4} (b_{hN}^2 + 2R_\pi^2 + \frac{R^2}{4})\right]}{\frac{R^2}{2} + b_{hN}^2}$$

3. Diffusion triple

Les calculs, dans ce cas, sont tout à fait semblables, deux termes apparaissant aussi, l'un faisant intervenir un seul quark conduit à un terme en $\frac{1}{(p_q^{eff})^2}$, l'autre prenant en compte la diffusion double d'un des quarks et diffusion simple sur l'autre (terme en $\frac{1}{p_q^{eff}}$).

CONCLUSION

Le but essentiel de la mesure de la diffusion élastique hadron hélium sur l'avant dans l'expérience NA8 était, rappelons le, de permettre une calibration absolue des mesures de transfert du détecteur de recul avec celles effectuées par les chambres à fils. Il est donc extrêmement satisfaisant d'avoir pu en extraire des résultats physiques intéressants et originaux sur l'effet d'écran inélastique, les seules données existantes jusqu'à présent à haute énergie (avec la cible-jet gazeux du Fermilab) étant de surcroît en assez net désaccord avec les nôtres. Il sera donc important pour évaluer plus sûrement les corrections inélastiques de connaître les résultats des expériences R 210 ^[1] et R 418 ^[2] qui étudient la diffusion élastique $p\alpha$ et $\alpha\alpha$ aux ISR du CERN.

Il est peut-être utile d'insister sur ce qui fait l'originalité et sans doute la supériorité de notre méthode expérimentale :

- utilisation d'une cible gazeuse constituant aussi un détecteur de recul et permettant de mesurer avec précision le lieu de l'interaction, et donc, associé au fait qu'elle présente une symétrie cylindrique, de déterminer son acceptance sans avoir besoin de recourir à une méthode de simulation statistique. On peut ainsi connaître la normalisation absolue de l'expérience, ce qui est très précieux si l'on veut déduire des mesures la valeur de la section efficace totale.

- mesures à la fois de l'énergie de la particule de recul et de l'angle de diffusion sur l'avant. Les corrélations qui sont déduites de ces données complémentaires autorisent une très bonne réjection du bruit de fond.

Les résultats obtenus sur les sections efficaces totales sont assez surprenants dans le fait qu'ils diffèrent assez peu des prévisions du modèle de Glauber. Outre le fait que l'on s'attendait à ce que les états intermédiaires inélastiques interviennent de manière plus importante, il est frappant de constater qu'un modèle fondé sur une image naïve de boules s'entrechoquant les unes sur les autres et se portant mutuellement ombre conserve encore une validité certaine même lorsque de nombreux processus sont rendus possibles par la grande énergie disponible dans le centre de masse.

Cependant, pour faibles qu'elles soient (de l'ordre de 2% en π He et 3% en p He) ces corrections au modèle n'en sont pas moins précieuses pour la compréhension des processus hadroniques. En cela l'approche (quoique encore très phénoménologique) du modèle des partons est très intéressante. Une grande part de sa séduction est due à sa simplicité puisqu'avec seulement deux paramètres déterminés avec des noyaux de Pb il est capable de rendre compte de la diffusion élastique sur des noyaux très divers. Il serait néanmoins enrichissant dans une étape ultérieure d'apporter quelque amélioration à ce modèle afin qu'il rende mieux compte (certainement au prix d'une perte de simplicité) des phénomènes élémentaires de l'interaction forte :

- étude de la variation du paramètre p_q avec l'énergie du hadron et le transfert de la diffusion

- considération d'un grand nombre d'états possibles et non plus seulement 2 (Miettinen et Pumplin (réf. [14] de l'introduction) ont envisagé le cas de N partons faibles distribués selon une loi de Poisson).

Il serait enfin très révélateur de réaliser le remplacement du modèle de partons par la chromodynamique quantique. Cette approche introduisant les interactions entre gluons et quarks doit permettre de comprendre quelle est la durée de vie des états introduite d'une manière abrupte dans le modèle utilisé.

[1] CERN-HEIDELBERG-LUND, Collaboration
 Rapports CERN-ISRC/79-3
 79-10 p. 101
 80-6

[2] CERN-MIT-NAPOLI-PISA-STONY BROOK, Collaboration
 Rapports CERN-ISRC/79-11 p. 102
 80-2
 80-12