INSTITUT DE PHYSIQUE, UNIVERSITÉ DE NEUCHATEL

Directeur : Professeur Jean Rossel

Etude expérimentale des interactions $\bar{p}$-noyau à 3 GeV/c dans l'émulsion nucléaire

THÈSE

PRÉSENTÉE A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHATEL
POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

CLAUDE METZGER

PHYSICIEN DIPLOMÉ
DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHATEL

IMPRIMATUR POUR LA THÈSE

ETUDE EXPERIMENTALE DES INTERACTIONS ANTIPROTON-NOYAU A 3 GeV/c DANS L'EMULSION NUCLEAIRE

de M. Claude Metzger

UNIVERSITÉ DE NEUCHATEL

FACULTÉ DES SCIENCES

La Faculté des sciences de l'Université de Neuchâtel, sur le rapport de Messieurs les professeurs

E. Jeannet, J. Rossel et P. Huguenin

autorise l'impression de la présente thèse sans exprimer d'opinion sur les propositions qui y sont contenues.

Neuchâtel, le 19 novembre 1969

Le doyen : Roger Bader

Prof. R. Bader

A JOSETTE

TABLE DES MATIERES

pages

I Introduction 9
1) Les modèles 9
2) But de ce travail 12

II Méthodes expérimentales 15
1) Irradiation 15
2) Dépouillement et critères 15
3) Techniques de mesure 17

III Libre parcours moyen 25
1) Détermination du libre parcours moyen des antiprotons 25
2) Libre parcours moyen et sections efficaces 27

IV Analyse de l'échantillon 31
1) Distributions des événements en fonction des nombres de branches 31
2) Corrélation entre N_f, N_h et l'énergie incidente . 34
3) Intercorrélations entre les nombres de traces ... 35
4) Discussion 36

V Distribution angulaire des traces fines 39
1) Méthode 39
2) Distribution expérimentale et adaptation des paramètres 41
3) Angle médian 47
4) Critique de la méthode et discussion 47

		pages
VI	Analyse des traces grises	49
	1) Probabilité de détection	49
	2) Spectres énergétiques	50
	3) Distribution angulaire	50
	4) Distributions des moments transverses et longitudinaux	54
	5) Discussion	55
VII	Analyse des traces noires	59
	1) Probabilité de mesure	59
	2) Distributions angulaires	60
	3) Spectres énergétiques	62
	4) Energie d'excitation	64
	5) Distributions des moments transverses et longitudinaux	67
	6) Discussion	70
	Conclusions	75
	Appendice A	77
	Appendice B	80
	Bibliographie	83

I. INTRODUCTION

Les principes généraux des collisions nucléaires à hautes énergies, énumérés par Serber[1], suggèrent que les interactions inélastiques, de particules avec les noyaux, s'effectuent en plusieurs étapes distinctes se succédant dans le temps. En effet, la longueur d'onde associée à une particule énergétique ($T_{cin} > 100$ MeV pour un nucléon) est de l'ordre de la portée des forces nucléaires ou plus petite, ce qui permet d'imaginer que l'interaction débute par une collision particule incidente - nucléon dans le sein du noyau. Les particules issues de ce choc primaire peuvent, suivant l'énergie cinétique de la particule incidente, interagir collectivement avec les nucléons du noyau ou provoquer une cascade d'interactions. Finalement, les chocs secondaires laissent un noyau résiduel excité.

1. Les modèles

En l'absence d'une description exacte des interactions nucléaires, de nombreux modèles, basés sur différents groupes d'hypothèses simplificatrices, ont été mis au point. Chaque modèle ne peut rendre compte que d'une partie de notre connaissance, et la plupart d'entre eux sont "spécialisés" décrivant un processus d'interaction particulier. Lorsque les processus considérés sont complexes et mettent en jeu un nombre important de particules, les modèles dérivés du modèle statistique semblent à priori bien adaptés; ils présentent toutefois des difficultés de calcul considérables et leurs prévisions ne concordent qu'approximativement avec les résultats expérimentaux.

Ci-dessous nous citons trois modèles qui permettent de décrire les principales caractéristiques des interactions nucléaires à hautes énergies que nous pouvons observer au moyen des émulsions nucléaires.

a) Modèle du Tunnel

Les interactions, avec des particules de provenance cosmique et ayant une énergie cinétique supérieure à 1000 GeV, se caractérisent par un très grand nombre de particules créées. A ces énergies ultra-

relativistes la distribution angulaire des particules est très fortement pointée vers l'avant. On a donc une gerbe de particules qui, par une interaction collective avec les nucléons du noyau, creuse un tunnel dans le noyau. Après un certain temps, ce tunnel s'effondre et la surface de l'édifice nucléaire diminue; l'énergie de surface ainsi gagnée contribue à l'excitation du noyau résiduel.

La description de telles interactions se fait au moyen :

- du modèle du "Fireball" [2] pour expliquer les distributions angulaires des particules produites.
- du modèle hydrodynamique[3] pour décrire la variation de la multiplicité "N_f" des particules créées en fonction de l'énergie incidente et du nombre atomique "A" de la cible. Ce modèle prédit que la multiplicité varie comme :

$$N_f \approx T^{1/4} \; A^{3/4}$$

ce qui semble confirmé par l'expérience.

- du modèle de l'évaporation pour la désexcitation du noyau résiduel. La valeur de l'énergie d'excitation au début de l'évaporation, déduite de résultats expérimentaux, confirme l'effondrement de l'édifice nucléaire.

b) Cascade intranucléaire

Lorsque l'énergie cinétique de la particule incidente est inférieure à 30 GeV (limite actuelle des accélérateurs) les particules issues du choc primaire ont la possibilité de s'échapper ou de produire des interactions secondaires avec d'autres nucléons du noyau. Ainsi une cascade d'interactions secondaires se développe, mais elle dégènère rapidement car la longueur d'onde, associée aux particules secondaires, tertiaires, etc., augmente et autorise des interactions avec des groupements de nucléons.

La cascade intranucléaire n'est pas, à proprement parler, un modèle. C'est un calcul du type de Monte-Carlo où l'on fait intervenir des modèles d'interactions nucléon-nucléon ou, ce qui est plus courant, des résultats expérimentaux que l'on corrige pour tenir compte du fait que ces interactions se produisent dans la matière nucléaire.

Le calcul le plus général est dû à Metropolis et coll.[4]. Ces derniers ont établi un programme pour la calculatrice MANIAC et ils ont étudié les cascades induites par des nucléons de 80 à 1840 MeV dans différents noyaux. Les résultats de ces calculs montrent que les distributions angulaires des particules dépendent assez peu de l'énergie des particules incidentes et que la cascade est sensiblement indépendante de la masse "A" de la cible pour des noyaux moyens et lourds. Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les prévisions quantitatives de ces calculs.

La cascade intranucléaire est sensée se dérouler dans un temps de l'ordre de 10^{-22} seconde et les particules qui n'ont pas acquis l'énergie nécessaire pour sortir du puits nucléaire (et coulombien pour les particules chargées) restent prisonnières du noyau résiduel, lui conférant une certaine énergie d'excitation.

c) Evaporation nucléaire

La désexcitation du noyau résiduel, que l'on peut comparer à un noyau compound, est traitée convenablement par le modèle statistique. Lorsque l'excitation est importante, les niveaux forment une suite pratiquement continue. L'approximation de l'évaporation est alors suffisante pour décrire le processus de désexcitation.

Dans le modèle statistique on applique au noyau les concepts thermodynamiques habituels de température, d'entropie et de capacité calorifique. C'est à Weisskopf que l'on doit la théorie de l'évaporation, et il a montré qu'il faut s'attendre à ce que la distribution énergétique des particules chargées soit de la forme :

$$\frac{dN}{dT} = \frac{T - V}{\theta^2} e^{-\frac{T - V}{\theta}} \qquad (1)$$

où "V" représente la barrière de Coulomb
et θ la température nucléaire.

L'expression (1) n'est valable que lorsqu'une seule particule est émise par le noyau. Mais pour de grandes énergies d'excitation, plusieurs particules peuvent être émises successivement, voir même simultanément. On a donc des évaporations successives avec refroidissement du noyau résiduel, car l'émission d'une particule entraîne un abaissement considérable de la température.

E. Jeannet[5] a proposé de remplacer dans la relation (1) le paramètre θ par une température moyenne :

$$\bar{\theta} = \sqrt{\theta_i \, \theta_F}$$

qui est la moyenne géométrique de la température initiale et finale. Dans ce cas, "V" est alors une borne énergétique qui dépend des barrières de Coulomb. Cette approximation n'est valable que lorsque la température initiale n'est pas trop élevée (3-4 MeV).

D'autre part, C. Bovet[6] a donné pour le spectre énergétique une relation plus complexe qui ne dépend pratiquement pas de le température finale, celle-ci étant toujours délicate à déterminer.

2. But de ce travail

Ce travail constitue une étape des recherches sur les réactions nucléaires à hautes énergies, entreprises par le groupe de Physique Corpusculaire de notre institut au moyen des émulsions nucléaires.

L'intérêt de l'étude des réactions nucléaires des antiprotons avec les noyaux réside dans le processus d'excitation particulier qui résulte de l'annihilation d'une paire antiproton incident-nucléon du noyau. Dans ce travail nous nous sommes limités à l'étude globale des interactions des antiprotons de 3 GeV/c avec les noyaux des composants de l'émulsion et nous avons comparé nos résultats avec ceux de différents auteurs, en particulier avec les résultats d'une irradiation de proton[7] de même énergie.

Cette analyse comparée se divise en cinq parties :

- La première concerne les libres parcours moyens.

- La deuxième partie, intitulée "Analyse de l'échantillon" compare les distributions des événements, discriminés selon les critères mentionnés dans le chapitre II.

- La troisième se rapporte à l'étude de la distribution angulaire des traces dites "fines". Nous avons remarqué, lors du dépouillement, que les traces fines des étoiles de grande multiplicité forment des gerbes très ouvertes. Nous avons rapproché ce fait aux phénomènes observés aux énergies ultra-relativistes et avons essayé d'expliquer cette distribution en utilisant une méthode cinématique dérivée du modèle du "Fireball".

- Dans la quatrième partie, "Analyse des traces grises", nous comparons nos résultats avec les calculs de Monte-Carlo dus à Metropolis et coll.[4].

- Finalement, la cinquième partie, "Analyse des traces noires", se rapporte à une analyse sommaire de l'évaporation nucléaire.

II. METHODES EXPERIMENTALES

1. Irradiation

Nous disposons d'un empilement de 27 émulsions Ilford G5 (14,5 cm x 23,0 cm x 600 µm) irradié au CERN le 12.7.1962 dans un faisceau d'antiprotons d'impulsion égale à 3,0 GeV/c ± 2°/o.

D'après les renseignements du CERN[8], le faisceau est composé de :

85 à 90°/o d'antiprotons

10 à 15°/o de bruit de fond (principalement des muons).

D'autre part, pour un faisceau généré dans les mêmes conditions, Armenteros et coll.[9] indiquent une contamination de 15°/o et un rapport π/μ de 1/6. Par la suite nous nous référerons à ces dernières valeurs.

2. Dépouillement et critères

Le dépouillement a été fait selon la méthode dite "par suivage de traces" par les groupes de Physique Corpusculaire des Universités de Berne et Neuchâtel. Les événements trouvés ont été classés en fonction de leur nombre de traces. Ces dernières ont été séparées en trois catégories selon les appellations et les critères suivants :

traces fines "N_f" : ce sont les traces dont l'ionisation est comprise entre le minimum g_o et 1,4 g* (g* = 1,015 g_o = ionisation de proton de 3 GeV/c). Cette dernière valeur correspond aux énergies cinétiques suivantes :

800 MeV pour les protons

120 MeV pour les pions

traces grises "N_g" : l'ionisation de ces traces est comprise entre 1,4 et 6,8 g*. Pour des ionisations dépassant 5 g_o, la fluctuation devient importante et nous préférons prendre des critères sur le parcours. Les traces grises sont celles dont le parcours total est plus grand que 3 500 µm et dont l'ionisation est supérieure à 1,4 g*; ce qui correspond aux domaines d'énergies :

800 - 29 MeV pour les protons
120 - 12 MeV pour les pions

traces noires "N_n" : les traces noires ont un parcours inférieur à 3 500 µm.

A chaque événement nous avons attribué le triplet de nombre :

$$(N_n; N_g; N_f) .$$

Les étoiles du type (0; 0; 1), dont la trace fine fait un angle inférieur à 5° par rapport à la direction incidente, sont considérées comme des diffusions coulombiennes et ne sont pas retenues lors du dépouillement. De ce fait, nous perdons un certain nombre de diffusions nucléaires. Deux plaques ont été spécialement dépouillées pour estimer cette perte. En se basant sur la formule de Rutherford pour la diffusion coulombienne, Mme Pallinger[10] a estimé que la perte en événement est de 1,4°/o.

Remarque : les physiciens, qui utilisent les émulsions nucléaires, discriminent souvent les traces en deux catégories :

traces fines "N_f"
traces à forte ionisation (heavy) "N_h" = "N_g" + "N_n".

Cette discrimination facilite la comparaison de travaux pour lesquels des émulsions et des critères différents ont été choisis.

3. Techniques de mesure

Pour la mesure des énergies et les identifications des particules, nous avons choisi les méthodes suivantes :

a) Mesure de parcours

Un système de mesure digital sur image projetée a été mis au point dans notre Institut. Cette technique et ses possibilités ont été décrites par M. Bogdanski[7,11].

Fig. 1 : Coordinatographe avec lecteurs digitaux pour la mesure de parcours sur l'image projetée. Un lecteur est monté sur l'axe de la commande verticale de la platine du microscope.

Pour déterminer les énergies cinétiques à partir des parcours, nous avons utilisé la relation :

$$T = (T_1 R_1^{-\eta_1})\, R^{\eta_1}$$

où T = énergie cinétique cherchée

R = parcours de la particule

R_1 = parcours de référence

T_1 = énergie cinétique correspondant au parcours de référence

η_1 = index parcours-énergie cinétique

Les index parcours-énergie ont été tabulés par W. Barkas[12].

b) Mesure d'ionisation

La mesure d'ionisation par comptage de la densité linéaire des grains "g" de la trace est une mesure de la vitesse de la particule[13].

c) Mesure de la diffusion multiple

La technique de mesure de la diffusion multiple, dans les émulsions nucléaires, a été développée par le groupe de Bristol[14,15,16]. Elle permet de déterminer la quantité :

$$p\beta c = \frac{KZ}{<\alpha>} f(S) \left(\frac{S}{S_o}\right)^{1/2} \qquad [MeV/c] \qquad (2)$$

où K = facteur de diffusion multiple pour une cellule S

Z = nombre de charge de la particule

$<\alpha>$ = angle moyen de diffusion multiple en degrés, pour une cellule S

S = longueur de la cellule sur laquelle on mesure α

S_o = longueur de la cellule de référence = 100 µm

$f(S)$ = fonction qui tient compte de la variation de K en fonction de S.

Pour déterminer $<\alpha>$ avec une précision acceptable, on doit mesurer les angles de diffusion multiple sur un grand nombre de cellules, et neutraliser les causes d'erreurs qui dépendent :

- des distorsions de l'émulsion
- du degré d'humidité relative (l'émulsion étant hygroscopique)
- du bruit de fond de l'instrument de mesure
- des erreurs de lecture.

Pour éliminer ces différentes causes d'erreurs nous avons :

- mesuré $< \alpha >$ sur deux cellules S_1 et S_2. En combinant ces deux mesures, on élimine les erreurs dues aux faibles distorsions et on obtient pour l'angle moyen se rapportant à la cellule de référence :

$$< \alpha >_{S_o} = \left[\frac{< \alpha_1^2 > - < \alpha_2^2 >}{(S_1/S_o)^2 f^2(S_1) - (S_2/S_o)^2 f^2(S_2)} \right]^{1/2} . \qquad (3)$$

- effectué les mesures dans un local à température et degré d'humidité relative constants.
- utilisé un microscope d'examen de traces nucléaires LEITZ. Cet instrument a été conçu spécialement pour éliminer le bruit de fond, mais il est très sensible aux vibrations et pour cette raison nous l'avons installé sur une table de marbre munie d'éléments antivibratoires.

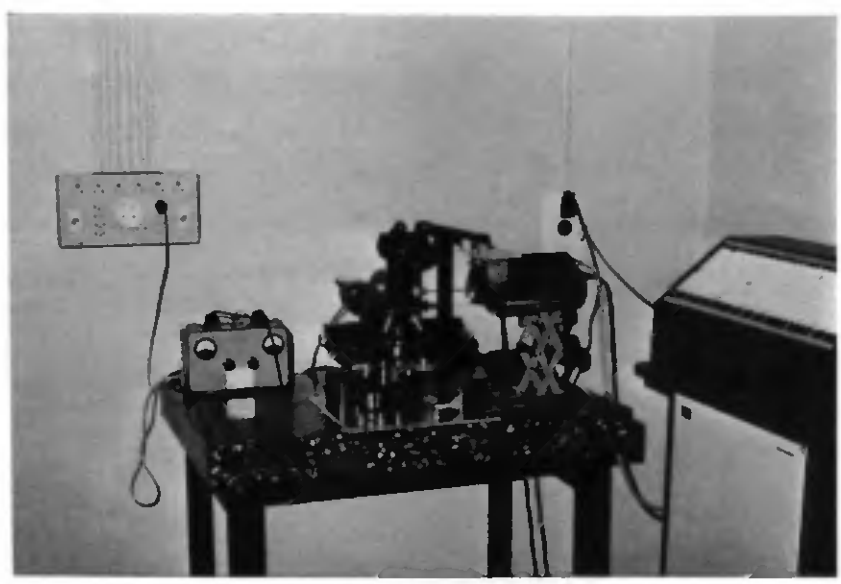


Fig. 2 : Microscope d'examen de traces nucléaires LEITZ, avec lecteur digital, pour la mesure de la diffusion multiple.

- adjoint à ce microscope un lecteur digital qui permet d'enregistrer les mesures sur cartes perforées. Cette adjonction a eu pour effet de supprimer les erreurs de lecture et de diminuer considérablement le temps de mesure.

L'équation (2) nous indique que l'angle moyen de diffusion multiple est inversement proportionnel à la quantité $p\beta c$. Il est donc nécessaire de choisir des longueurs de cellules S_1 et S_2 de manière à ce que les $< \alpha >$ soient plus grand que les erreurs résiduelles. Pour faciliter le travail de mesure, nous avons pris une cellule initiale $S_i = 25$ µm ce qui nous permet de choisir des cellules $S_1 = n\, S_i$ et $S_2 = m\, S_i$; n et m étant définis après une première estimation de $p\beta c$. Les calculs ont été effectués par un ordinateur IBM 1130 et le programme a été conçu pour éliminer les mesures présentant de trop grande dispersion et pour choisir les longueurs de cellules adéquates.

Pour vérifier et évaluer l'efficacité de ces améliorations, nous avons utilisé les méthodes statistiques de corrélations. La fig. 3 nous montre les droites de régression pour la distribution des traces dont nous avons pu déterminer l'impulsion par la mesure du parcours. Le meilleur facteur de corrélation que nous avons obtenu est :

$$f = 0{,}83$$

ce qui indique une corrélation entre $p\beta c$ et $< \alpha >$ de 99°/o. D'autre part, une mesure correcte de $< \alpha >$ exige l'indépendance statistique des cellules sur lesquelles nous mesurons les déviations. Pour augmenter le nombre de mesure sur chaque trace, nous avons consciemment introduit un biais en mesurant les angles sur des cellules se chevauchant. Avec ce biais, le facteur de diffusion multiple, pour une cellule de référence S_o, devient :

$$K = 26{,}24 \pm 0{,}73 \qquad [°\mathrm{MeV/c}]$$

au lieu de :

$$K = 24 \qquad [°\mathrm{MeV/c}]$$

valeur prédite par la théorie[12].

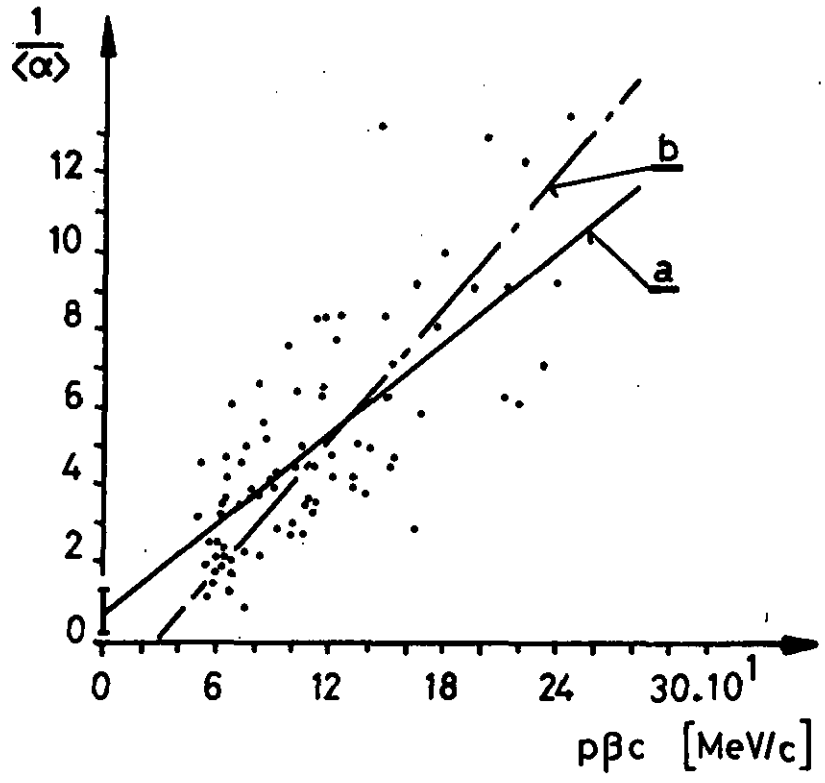


Fig. 3 : Etalonnage de la mesure de la diffusion multiple pour des protons dont on a déterminé le parcours total. La droite "a" représente la fonction :

$$\frac{1}{<\alpha>} = \frac{1}{K}\, p\beta c + B$$

et la droite "b" :

$$p\beta c = \frac{K'}{<\alpha>} + c$$

et le facteur de corrélation vaut :

$$\rho = \sqrt{\frac{K'}{K}} = 0{,}83$$

d) Discrimination des traces

En utilisant deux des trois méthodes de mesure citées, il est possible de déterminer le nombre de charge électrique et la masse des particules. Pour la discrimination des traces grises, nous avons combiné la mesure de la ionisation et de la diffusion multiple. La fig. 4 nous montre qu'une telle discrimination est aisée; les courbes en trait plein sont dues à Barkas[12], tandis que les points résultent des mesures effectuées par l'une de nos collaboratrices techniques.

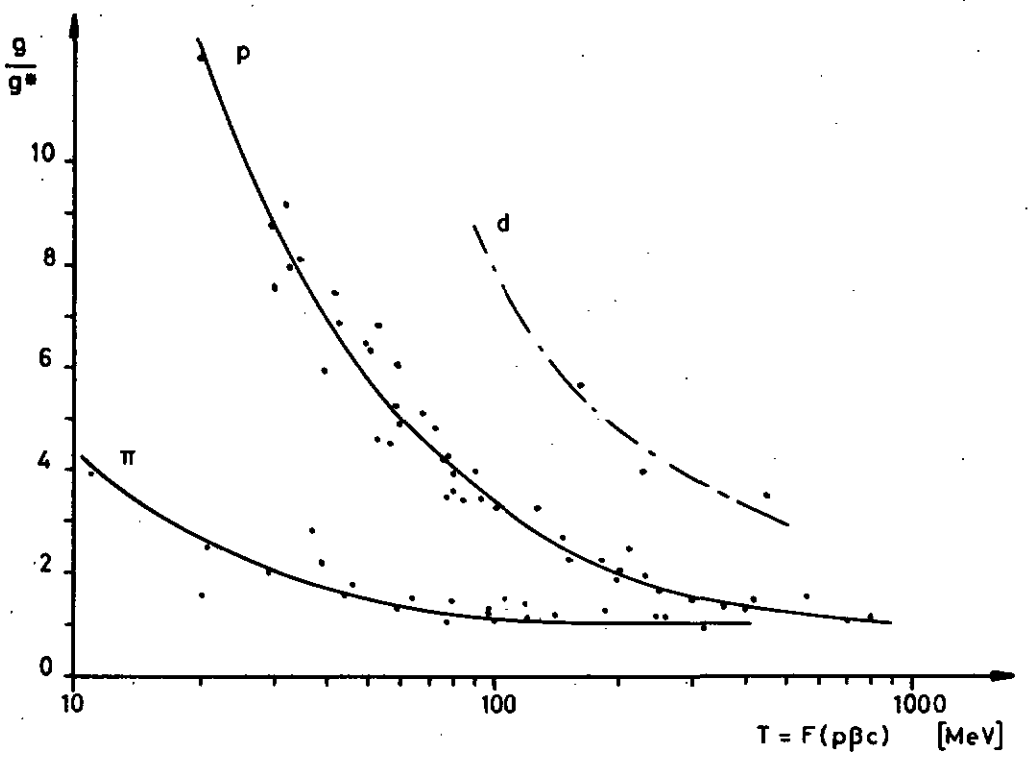


Fig. 4 : Etalonnage de la discrimination des traces grises. Les courbes en trait plein sont dues à Barkas[12].

e) Mesure d'angles

Sur un microscope nous avons la possibilité de mesurer les angles :

ξ au moyen d'un goniomètre, en prenant le centre de l'étoile et la trace incidente comme références.

δ par la mesure des coordonnées d'un point de la trace émergente, le centre de l'étoile étant pris comme référence. δ se détermine au moyen de la relation :

$$\tan \delta = \frac{Z_1 f}{\sqrt{X_1^2 + Y_1^2}}$$

où le facteur "f" corrige la profondeur Z_1 pour tenir compte de l'affaissement de l'émulsion lors du développement.

L'angle polaire se détermine, alors, par la relation :

$$\cos \theta = \cos \xi \cos \delta$$

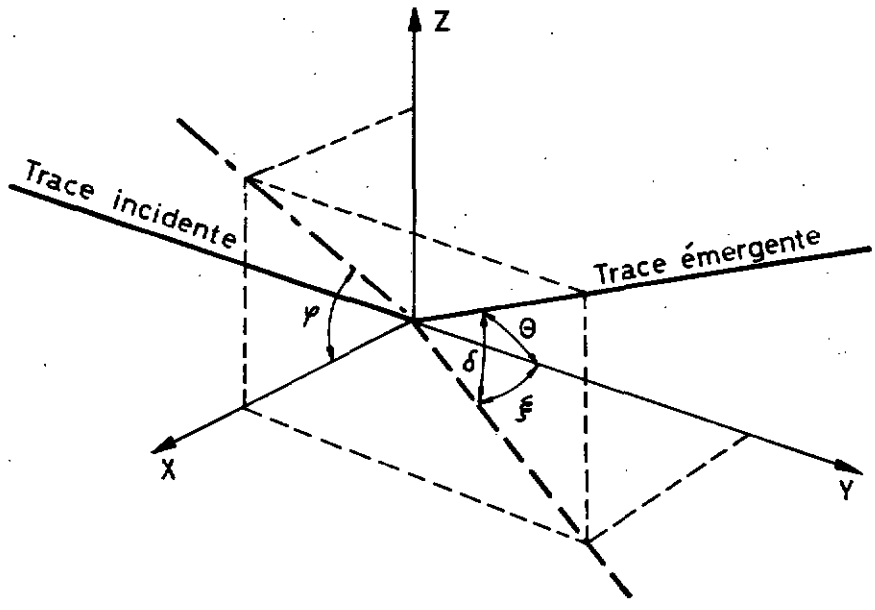


Fig. 5 : Schéma de principe de la mesure des angles.

III. LIBRE PARCOURS MOYEN

1. Détermination du libre parcours moyen des antiprotons

Nous avons suivi 548,68 mètres de traces incidentes, et avons trouvé 1663 événements.

Lors de l'irradiation, l'empilement n'était pas parfaitement aligné sur le faisceau et de ce fait, les traces incidentes ne peuvent être suivies que sur une longueur de quelques centimètres seulement. Cette longueur étant bien inférieure au libre parcours moyen des particules contaminant le faisceau, la longueur de traces incidentes suivies, dues à ces particules, est donc proportionnelle à la contamination du faisceau.

particule du faisceau	o/o	longueur de traces suivies	libre parcours moyen
π	2,15	11,742 m	35,5 ± 1 cm (17)
μ	12,85	70,560 "	∞
$\bar{p}$	85,00	466,378 "	à déterminer
	100,00	548,680 "	

Le nombre d'événements doit être corrigé :

a) pour tenir compte de l'efficacité du dépouillement :

1663 . 1,014 = 1686 événements

b) pour tenir compte des étoiles produites par les pions :

1686 - (1174,2/35,5) = 1653 événements.

Le libre parcours moyen des antiprotons de 3 GeV/c est donc :

46637,8/1653 = 28,21 ± 0,75 cm.

Pour calculer l'erreur, nous n'avons tenu compte que de la fluctuation statistique sur le nombre d'événements.

Les tableaux I, II et la figure 6 nous permettent de comparer ce résultat avec ceux trouvés par d'autres auteurs, pour des irradiations de protons et d'antiprotons de différentes énergies.

T [GeV]	Libre parcours moyen [cm]	Références
0,6	33,7 ± 3,0	(18)
0,95	37,0 ± 2,3	(19)
2,2	33,0 ± 2,3	(20)
3,5	34,4 ± 5,0	(21)
5,7	35,6 ± 2,4	(22)
6,2	38,2 ± 1,5	(23)
8,7	35,0 ± 1,3	(24)
9,0	36,9 ± 0,9	(25)
14,0	29,0 ± 1,0	(26)
19,8	37,0 ± 1,7	(27)
20,5	35,6 ± 1,5	(28)
23,5	36,6 ± 1,0	(29)
25,0	32,6 ± 1,4	(30)
27,0	35,1 ± 1,5	(28)
28,0	37,9 ± 1,2	(31)
250,0	41,0 ± 10,0	(32)

Tableau I : libre parcours moyen pour les protons.

T [GeV]	Libre parcours moyen [cm]	Références
1,3	26,0 ± 5,0	(33)
2,23	28,2 ± 0,75	ce travail
4,14	28,9 ± 0,8	**

** Travail en cours dans notre Institut

Tableau II: libre parcours moyen pour les antiprotons

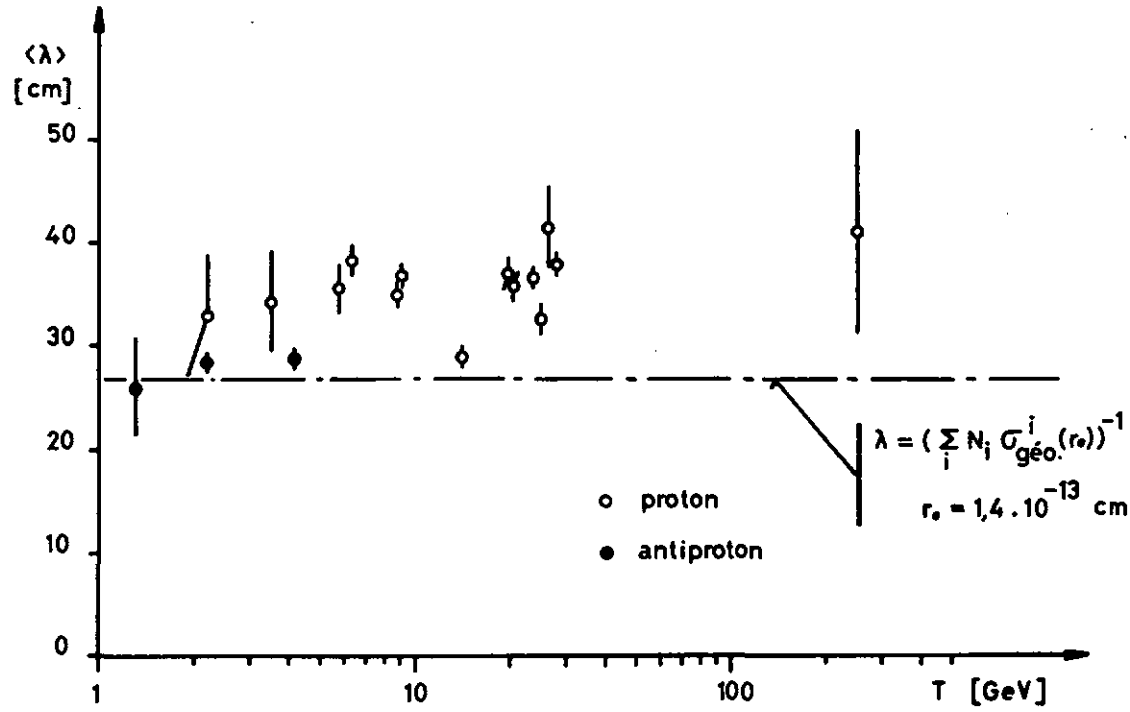


Fig. 6 : Libre parcours moyen dans l'émulsion ILFORD G5 en fonction de l'énergie incidente.

2. Libre parcours moyen et sections efficaces

Le libre parcours moyen est lié aux sections efficaces par la relation[34] :

$$\frac{1}{\langle \lambda \rangle} = (\sum_i N_i \, \sigma_{in}^{(i)}) + N_H \, \sigma_t$$

où N_i = nombre d'atomes de l'espèce (i) par cm^3

N_H = nombre d'atome d'hydrogène par cm^3

$\sigma_{in}^{(i)}$ = section efficace inélastique pour les noyaux (autres que l'hydrogène) de l'émulsion

σ_t = section efficace totale particule-nucléon.

Connaissant les sections efficaces totales $\bar{p}$ - p [34], nous pouvons déduire de nos mesures $\sum_i N_i \sigma_{in}^{(i)}$:

	T [GeV]	σ_t [mb]	$\sum_i N_i \sigma_{in}^{(i)}$ [mb]
$\bar{P}$	2,23	80,0 ± 6,0	328,9 ± 9,6
	4,14	67,0 ± 2,1	323,8 ±10,4
P	2,2	44,5**	288
	3,5	42,4**	277
	5,7	40,8**	268

** Ces sections efficaces ont été interpolées sur les courbes données par Barashenkov [34].

La comparaison des $\sum_i N_i \sigma_{in}^{(i)}$ nous indique que, dans ce domaine d'énergies, les sections efficaces antiprotons-noyaux sont plus grandes que celles des protons-noyaux.

En supposant que la section efficace inélastique est équivalente à la section efficace géométrique, nous pouvons déterminer le rayon de Fermi. Pour les différentes énergies incidentes, nous obtenons :

particule	T [GeV]	r_o [cm]
$\bar{P}$	2,23	1,35 10^{-13}
	4,14	1,34 "
P	2,2	1,27 "
	3,5	1,24 "
	5,7	1,22 "

Le rayon de Fermi est donné, pour l'émulsion, par la relation :

$$r_o = \left[\frac{\sum_i N_i \, \sigma_{géo}^{(i)}}{2\pi \sum_i N_i \, A_i^{2/3}} \right]^{1/2} = \left[\frac{\sum_i N_i \, \sigma_{géo}^{(i)}}{1,792 \; 10^{24}} \right]^{1/2}$$

IV. ANALYSE DE L'ECHANTILLON

Pour l'analyse et les mesures, nous n'avons retenu que les événements se trouvant à plus de 40 microns de la surface supérieure ou du fond des émulsions. Cette élimination est nécessaire, car les régions proches des surfaces sont toujours plus développées que le reste de l'émulsion et les critères n'y sont plus valables. Sur les 1663 événements trouvés, il nous en reste 1448 pour l'analyse.

1. Distribution des événements en fonction des nombres de branches

Les figures 7, 8 et 9 nous donnent les fréquences des événements en fonction de leur nombre de traces. Sur les figures, nous avons aussi reporté les fréquences des événements pour l'irradiation de protons[7].

Ci-dessous, nous rapportons les nombres moyens des traces de différentes natures des étoiles de protons et d'antiprotons de 3GeV/c (T = 2,23 GeV) et d'antiprotons de 5 GeV/c (T = 4,14 GeV).

	p 2,23 GeV	$\bar{p}$ 2,23 GeV	$\bar{p}$ 4,14 GeV
$< N_f >$	0,95 ± 0,05	1,87 ± 0,06	3,25 ± 0,10
$< N_h >$	6,87 ± 0,32	8,87 ± 0,27	8,90 ± 0,35
$< N_n >$	4,45 ± 0,22	4,88 ± 0,17	5,39 ± 0,23
$< N_g >$	2,42 ± 0,12	3,93 ± 0,14	3,51 ± 0,14
$< N_g > / < N_h >$	0,352	0,446	0,393
$< N_g > / < N_n >$	0,543	0,806	0,649

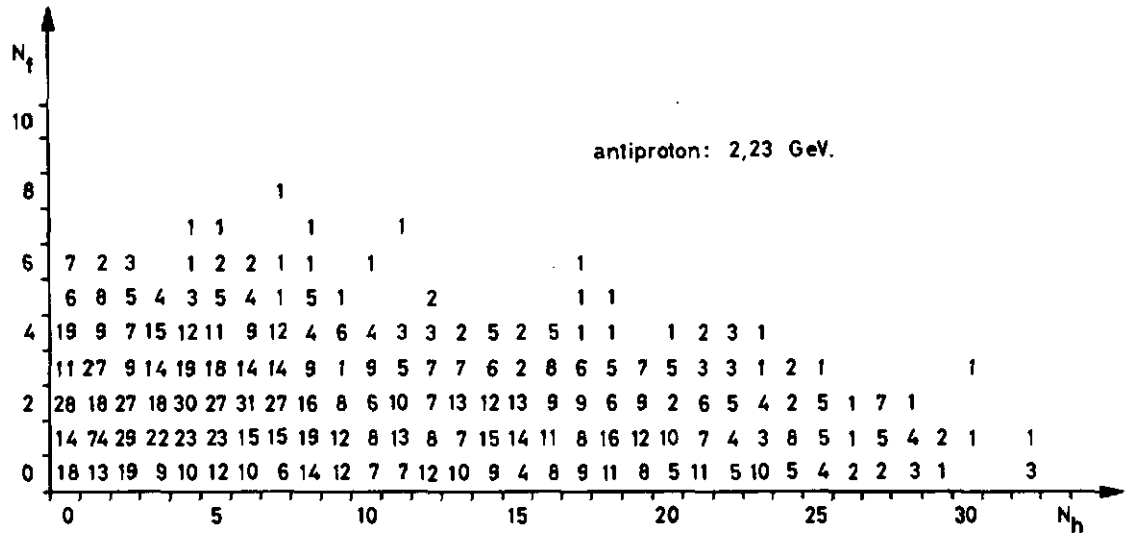


Fig. 7 : Distribution biparamétrique des événements de l'échantillon en fonction du nombre de traces fines N_f et du nombre de traces à forte ionisation N_h.

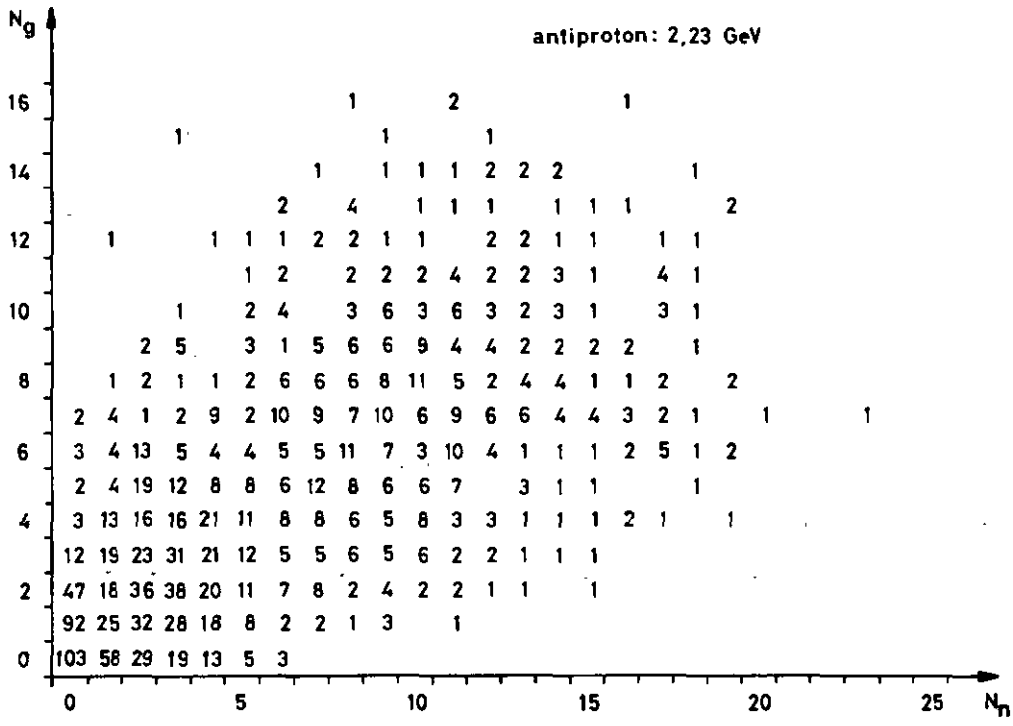


Fig. 8 : Distribution biparamétrique des événements de l'échantillon en fonction du nombre de traces grises N_g et du nombre de traces noires N_n.

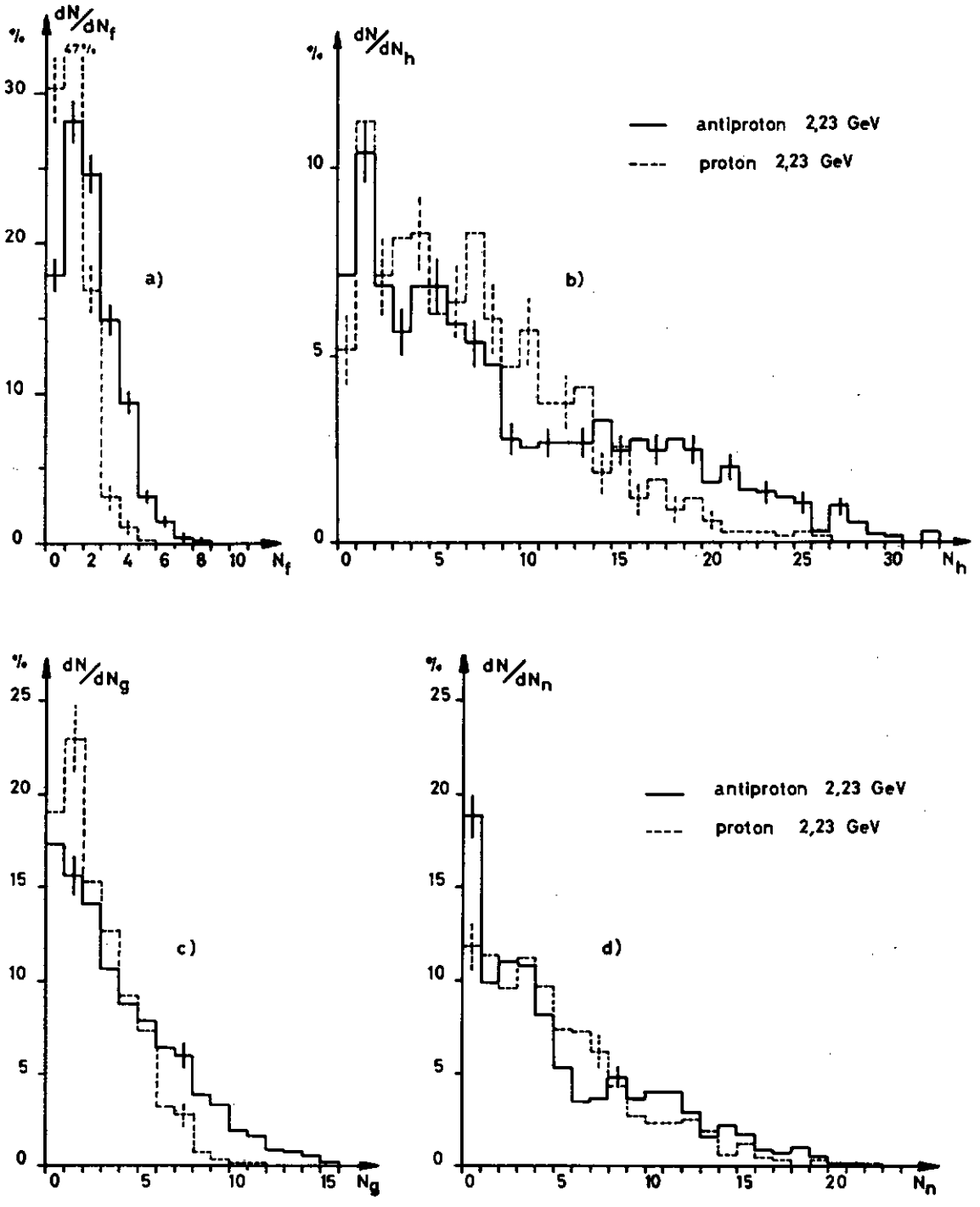


Fig. 9 : Distributions des événements de l'échantillon en fonction

a) du nombre de traces fines N_f

b) du nombre de traces à forte ionisation N_h

c) du nombre de traces grises N_g

d) du nombre de traces noires N_n

Les histogrammes en trait tillé se rapportent à l'échantillon provenant d'une irradiation de proton à même énergie.

2. Corrélation entre N_f , N_h et l'énergie cinétique incidente

Pour les irradiations de protons, il existe une relation empirique bien connue entre le nombre moyen de traces fines et l'énergie cinétique de la particule incidente (fig. 10). Pour les énergies inférieures à 30 GeV, cette relation est :

$$< N_f > = 0,60\ T^{0,7}$$

où T est exprimé en GeV.

Pour les antiprotons, nous disposons seulement de nos deux mesures et nous voyons sur la fig. 10 qu'il est possible que nous ayons une loi empirique de la même forme.

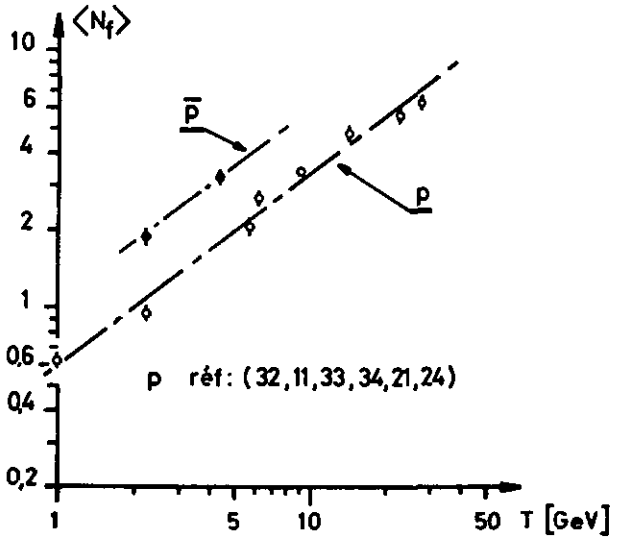


Fig. 10 : Multiplicité moyenne en fonction de l'énergie cinétique de la particule incidente.

Il existe aussi une relation entre le nombre moyen de traces à forte ionisation et l'énergie de la particule incidente. Meyer, Teucher et Lohrmann[28] donnent un graphique représentant cette corrélation. Parmi les travaux cités par ces auteurs, nous avons pris les résultats de ceux dont les critères sont les plus voisins des nôtres (fig. 11). Les valeurs pour les antiprotons, obtenues par le groupe de l'Institut de Physique de Uppsala[33,35] et par nous-mêmes, sont reportées sur ce graphique.

Sur la courbe relative aux protons, nous remarquons un maximum entre 6 et 8 GeV. Pour ces énergies, la production de pions commence à devenir importante[36]. La plupart de ces pions sont émis avec des énergies inférieures au GeV; c'est-à-dire dans le domaine énergétique où les sections efficaces pions-nucléons sont les plus grandes et où l'on a formation de résonances. De ce fait, la cascade sera importante, de même que l'excitation moyenne des noyaux résiduels. A plus haute énergie, on constate la formation de gerbes de pions.

3. Intercorrélation entre les nombres de traces

Sur les figures 7 et 8 nous remarquons que N_h et N_f ainsi que N_g et N_n sont corrélés. Ces corrélations sont précisées sur la fig. 12 pour les trois irradiations étudiées dans notre Institut.

A plus haute énergie, on peut représenter les fonctions $< N_h > = f(N_f)$ et $< N_n > = f(N_g)$ par des droites[37]. Si nous faisons de même pour les quelques points dont nous disposons, nous obtenons les résultats suivants :

Particule	T [GeV]	$< N_h > = A\ N_f + B$	
		A	B
p	2,23	- 0,68 ± 0,13	6,52 ± 0,30
$\bar{p}$	2,23	- 1,20 ± 0,24	10,96 ± 0,80
	4,14	- 0,45 ± 0,12	11,38 ± 0,55

Particule	T [GeV]	$< N_n > = C\ N_g + D$	
		C	D
p	2,23	1,03 ± 0,14	2,09 ± 0,44
$\bar{p}$	2,23	1,27 ± 0,16	0,20 ± 0,66
	4,14	1,35 ± 0,14	0,99 ± 0,85

4. Discussion

Bien que les résultats rapportés dans ce chapitre n'aient pas un caractère très fondamental, ils nous donnent cependant des renseignements concernant les mécanismes de l'interaction.

Le nombre moyen de traces fines est une mesure de l'énergie primaire. Ces traces, laissées par des particules de grande vitesse, sont les messagères directes des premières interactions à l'intérieur du noyau.

Le nombre moyen de traces à forte ionisation dépend aussi de l'énergie primaire. Sur la fig. 11, nous voyons que les interactions inélastiques $\bar{p}$-noyau ont tendance à se comporter, à hautes énergies, comme les interactions p-noyau. Cette constatation est en accord avec les résultats connus des interactions élémentaires des protons et des antiprotons[38].

Les traces grises proviennent en grande majorité de la cascade intranucléaire, tandis que les traces noires sont surtout émises lors de la désexcitation du noyau résiduel. La corrélation, entre $< N_n >$ et N_g (fig. 12), signifie que l'excitation résiduelle dépend de l'ampleur de la cascade. D'autre part, nous remarquons que $< N_n > = f(N_g)$ dépend assez peu de la nature de la particule incidente et de son énergie; Winzeler[37] donne pour des irradiations de protons à 6,2 et 22,5 GeV :

$$< N_n > = 1{,}21\ N_g + 1{,}49$$

expression dont les coefficients sont du même ordre de grandeur que nos résultats.

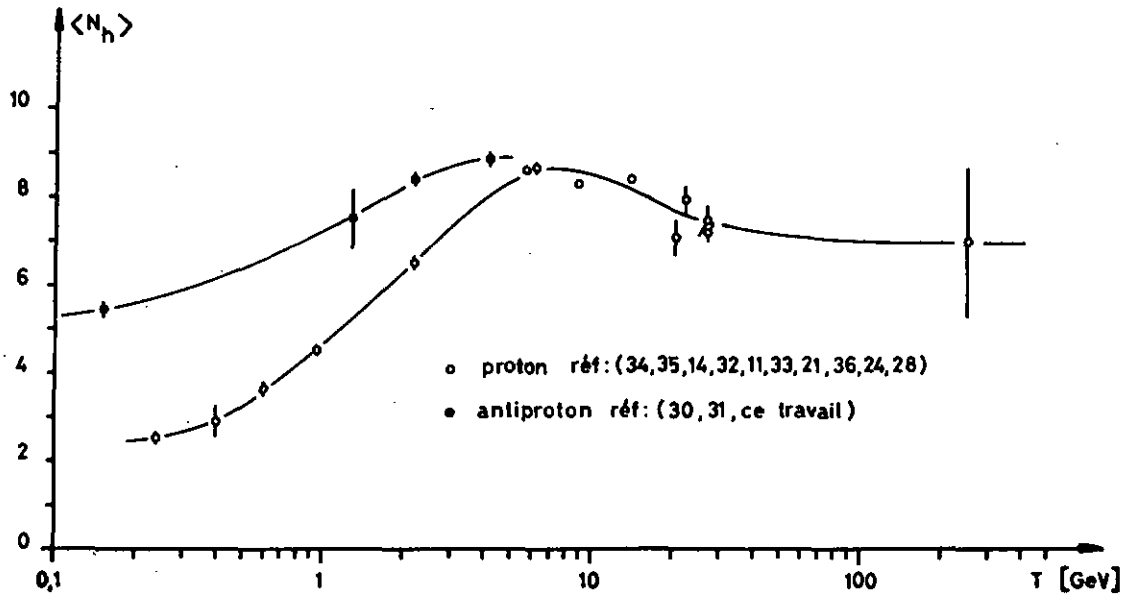


Fig. 11 : Nombres moyens de traces à forte ionisation (grises et noires) des événements produits dans l'émulsion ionographique par des protons et antiprotons incidents de différentes énergies.

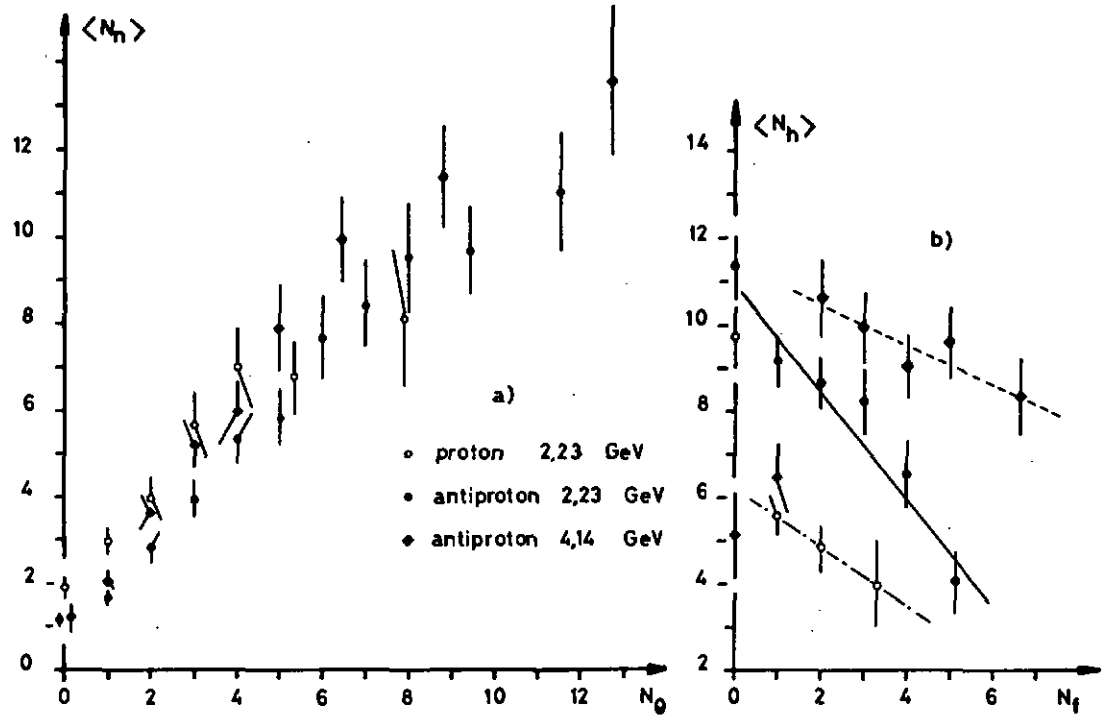


Fig. 12 : Etude comparée de la variation : a) du nombre moyen de traces noires en fonction du nombre de traces grises, b) du nombre de traces à forte ionisation en fonction du nombre de traces fines.

V. DISTRIBUTION ANGULAIRE DES TRACES FINES

La mesure de la diffusion multiple ne permet pas de déterminer l'énergie des traces fines, car la dispersion des mesures est trop importante[10]. Comme c'est la seule méthode que nous pouvions envisager, nous avons renoncé à mesurer les énergies de ces traces.

1. Méthode

La méthode, que nous proposons, trouve son origine dans la physique ultra-relativiste. Dans ce cadre, elle a été étudiée détail par Von Lindern[39].

Considérons la relation de transformation des angles entre le système du C.M. et celui du laboratoire :

$$\operatorname{cotg}\ \theta_L = \Gamma \frac{\cos\ \theta_{CM} + m}{\sin\ \theta_{CM}} \qquad (3)$$

où $m = \beta_{CM}/\beta_{part}^{(CM)}$

β_{CM} = vitesse du C.M.

$\beta_{part}^{(CM)}$ = vitesse de la particule dans C.M.

$\Gamma = (1 - \beta_{CM})^{-1/2}$ = facteur de Lorentz

Lorsque la condition

$$\beta_{CM} \leq \beta_{part}^{(CM)} \leq 1 \qquad (4)$$

est réalisée, (3) est une relation biunivoque entre les angles. Considérons maintenant la distribution angulaire, pour un "m" donné, en fonction de $\frac{1}{\Gamma} \operatorname{cotg}\ \theta_L$. Cette dernière est reliée à celle du C.M. par :

$$\frac{dN}{d\,\frac{1}{\Gamma}\,\mathrm{cotg}\,\theta_L} = \frac{d\,\cos\theta_{CM}}{d\,\frac{1}{\Gamma}\,\mathrm{cotg}\,\theta_L}\,\frac{dN}{d\,\cos\theta_{CM}} \tag{5}$$

pour alléger la notation, posons :

$$X = \frac{1}{\Gamma}\,\mathrm{cotg}\,\theta_L \qquad\qquad Y = \cos\theta_{CM}$$

$$\frac{dN}{dX} = \frac{dY}{dX}\,\frac{dN}{dY} \tag{5}$$

De (3) nous dérivons dY/dX :

$$X = \frac{Y - m}{\sqrt{1 - Y^2}} \tag{3}$$

$$Y = \frac{-\,m \pm X\sqrt{1 + X^2 - m^2}}{1 + X^2} \tag{6}$$

$$\frac{dY}{dX} = \frac{1 - m^2 + X^2(1 + m^2) \pm 2mX\sqrt{1 + X^2 - m^2}}{\sqrt{1 + X^2 - m^2}\,(1 + X^2)^2} \tag{7}$$

Pour $m \leq 1$, (3) et (7) sont des relations biunivoques et seule la détermination positive de la racine doit être retenue. L'expression (5) s'écrit alors :

$$\frac{dN}{dX} = \frac{1 - m^2 + X^2(1 + m^2) + 2mX\sqrt{1 + X^2 - m^2}}{\sqrt{1 + X^2 - m^2}\,(1 + X^2)^2}\;\cdot\;\frac{dN}{dY} \tag{5a}$$

Tandis que pour $m > 1$, elle devient :

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dX} = {} & \frac{1 - m^2 + X^2(1 + m^2) + 2mX\sqrt{1 + X^2 - m^2}}{\sqrt{1 + X^2 - m^2}\,(1 + X^2)^2}\;\cdot\;\frac{dN}{dY}\,(+) \\ & + \frac{1 - m^2 + X^2(1 + m^2) - 2mX\sqrt{1 + X^2 - m^2}}{\sqrt{1 + X^2 - m^2}\,(1 + X^2)^2}\;\cdot\;\frac{dN}{dY}\,(-)\end{aligned} \tag{5b}$$

où dN/dY(+) et dN/dY(-) correspondent aux deux déterminations réelles de Y (voir fig. 13).

2. Distribution expérimentale et adaptation des paramètres

Afin d'interpréter nos résultats expérimentaux, nous devons faire un certain nombre d'hypothèses sur la nature des particules, sur leur distribution angulaire ainsi que sur leur spectre énergétique dans C.M.

a) Nous supposerons que la majorité des particules sont des pions. Dans le cas d'interaction $\bar{p}$-noyau de l'émulsion, nous avons estimé que dans le 80°/o des événements il y a une annihilation pionique (voir Appendice A).

b) Pour la réaction $\bar{p}$-N à 3 GeV/c, la vitesse du centre de masse est :

$$\beta_{CM} = \frac{P_1}{W_1 + M}$$

où P_1 = impulsion de la particule incidente
W_1 = énergie totale de la particule incidente
M = masse du nucléon en MeV

Seules les particules ayant une masse inférieure à celle des nucléons, peuvent satisfaire la condition (4). Cette dernière nous donne aussi le minimum du paramètre "m" : $m_{min} = 0,73$.

Les critères de dépouillement nous fixent la valeur maximum de ce paramètre : $m_{max} = 1,64$. Si nous supposons que les traces fines sont toutes dues aux pions, le tableau ci-dessous nous renseigne sur l'évolution de "m" en fonction de l'énergie cinétique des pions dans C.M. Les critères étant définis dans le laboratoire, nous avons donc un angle solide de détection qui varie avec l'énergie.

T_{CM} [MeV]	m	Ω_L	Remarques
T_{max} = 1245	0,74	4π	annihilation en 2π
T = 383	0,76	4π	" en $5,3\pi$ [36]
340	0,763	4π	émission à 180° T_L = 120MeV
120	0,87	$2\pi(1-\cos 60°)$	
65	1	$2\pi(1-\cos 40°)$	
16	1,64	0	émission à 0° T_L = 120 MeV

Nous ne connaissons pas le spectre énergétique des traces fines, mais R. Hagedorn et J. Ranft[40] ainsi que K. Imaeda[41] ont montré que les distributions des moments transverses, des particules secondaires émises lors d'interactions à hautes énergies, peuvent être interprétées par un modèle statistique avec une température de l'ordre de 140 MeV. D'autre part, les travaux de T. Ferbel à 3,28 GeV/c [42] montrent que, dans le référentiel du centre de masse et pour différents canaux d'annihilation, les distributions des moments sont en accord avec les espaces de phases, et que ces derniers tendent vers une forme maxwellienne lorsque la multiplicité augmente.

Pour une discussion, nous admettrons avec Fermi[43] que le spectre énergétique est de forme maxwellienne, avec une température de 140 MeV, ce qui correspond à la masse d'un pion (fig. 14). Sous cette grossière hypothèse, nous estimons que le nombre de pions, ayant une énergie inférieure à 65 MeV dans le C.M., est de l'ordre de 3°/o du nombre total de mésons π.

En conséquence, nous pouvons négliger la fraction de particule dont le paramètre "m" est supérieur à 1. Notons que ces particules doivent avoir un angle inférieur à 90° dans le système du laboratoire.

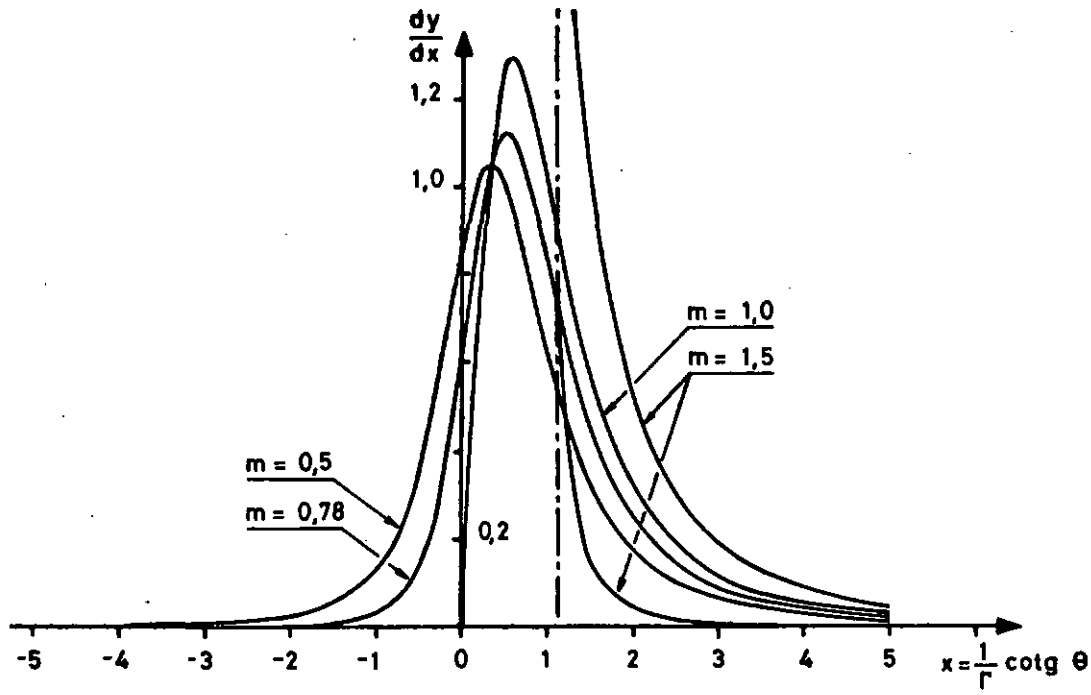


Fig. 13 : Courbe représentant la fonction de transformation (7) pour différentes valeurs de m. Pour m = 1,5 nous avons deux courbes qui correspondent aux déterminations réelles positives et négatives de la racine de l'expression (7).

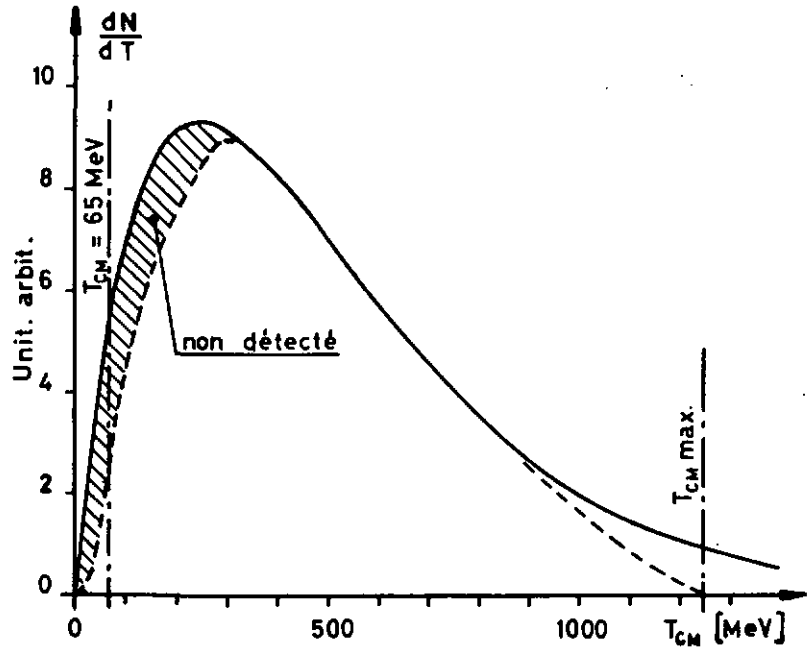


Fig. 14 : Spectre maxwellien des pions d'annihilation.

Pour interpréter la distribution angulaire expérimentale, nous devrions prendre, pour la fonction de transformation, le produit de convolution :

$$\frac{dY_1}{dX}(X) = \int_{0,73}^{1} \frac{dY}{dX}(X,m) f(m) dm$$

f(m) n'est pas connu, mais "m" varie peu en fonction de T_{CM} et nous supposons que nous pouvons remplacer cette convolution par la fonction :

$$\frac{dY_1}{dX} = \frac{dY}{dX}(X, m_{eff})$$

où le paramètre "m_{eff}" est à déterminer expérimentalement.

c) Concernant la distribution angulaire dans C.M., nous admettons qu'elle est symétrique par rapport à 90°. Nous discuterons deux cas :

1. l'isotropie
2. l'anisotropie telle que celle que l'on observe pour les annihilations pioniques de $\bar{p}$ - p.

   T. Ferbel[42] donne la distribution angulaire des pions chargés issus d'annihilation $\bar{p}$-p à 3,28 GeV/c (fig. 15 a). Sur cette figure, la distribution n'est pas symétrique. Ferbel, utilisant le fait que les annihilations sont invariantes sous la conjugaison de charge, mesure les angles des π^+ par rapport aux protons et des π^- par rapport aux antiprotons. Nos mesures se référant aux antiprotons, nous avons symétrisé les résultats de Ferbel et adapté un polynôme du type :

$$\frac{dN}{d \cos \theta_{CM}} = \sum_{i=0}^{n} a_i (\cos^2 \theta_{CM})^i$$

Le meilleur résultat obtenu est :

$$\frac{dN}{d \cos \theta_{CM}} = 0{,}0424 + 0{,}0378 \cos^4 \theta_{CM}$$

avec un $\chi^2 = 4{,}543$ pour 8 degrés de liberté, ce qui nous donne un niveau de confiance de 80°/o (fig. 15 b).

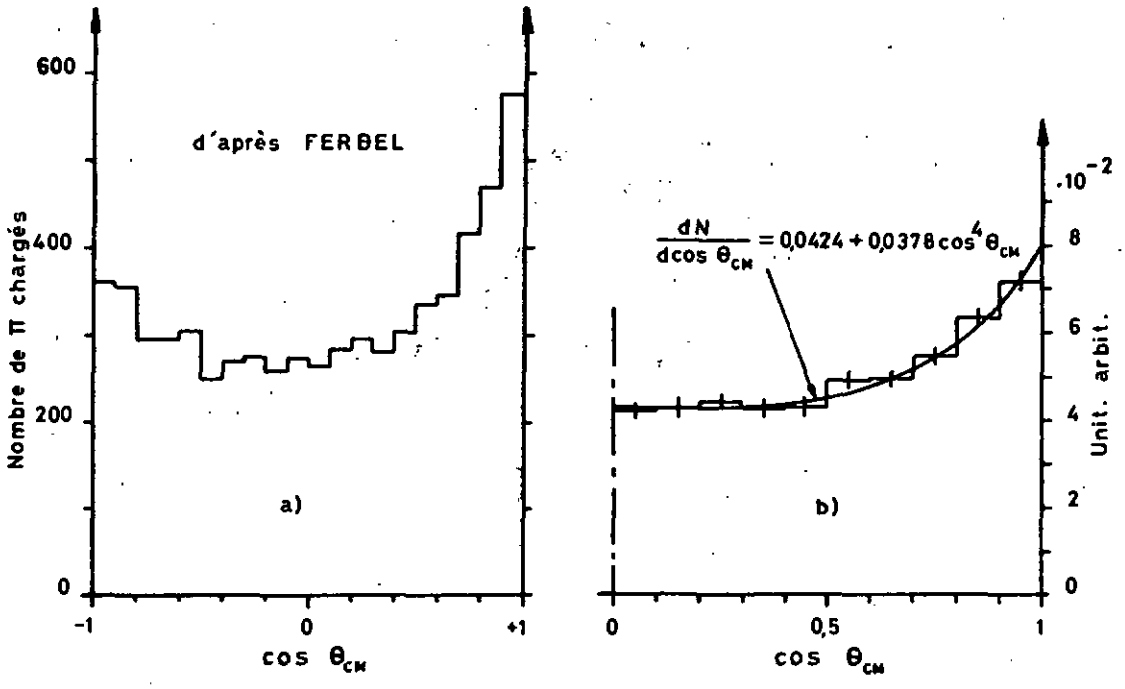


Fig. 15 : a) Distribution angulaire des pions chargés issus d'annihilations $\bar{p}$-p à 3,28 GeV/c. b) Même distribution mais symétrisée en vertu de l'invariance sous la conjugaison de charge.

La fig. 16 nous donne la distribution angulaire expérimentale. Du nombre total de traces fines, soit 2686, nous avons retiré 117 traces dont les caractéristiques cinématiques permettent de les identifier comme étant des antiprotons ayant subi une diffusion.

Sur cette distribution, nous avons cherché à adapter (5a) en introduisant les distributions angulaires dans C.M., proposées sous c).

Le meilleur résultat (fig. 17) est obtenu pour : $m_{eff} = 0,776$, avec une distribution angulaire anisotrope dans C.M.

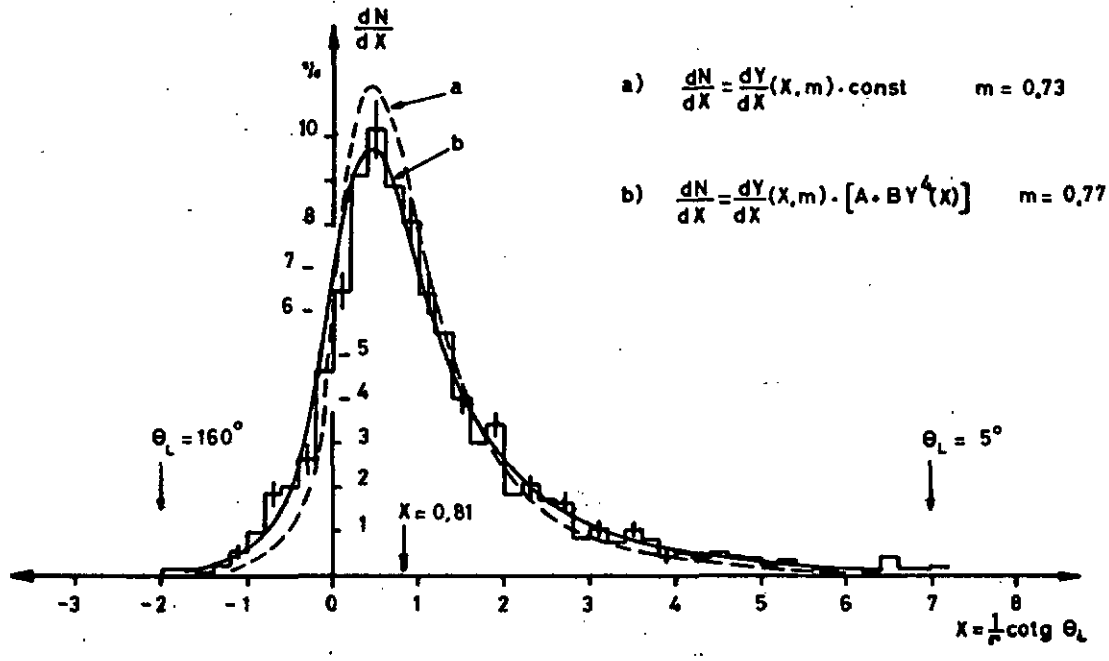


Fig. 16 : Distribution angulaire des traces fines issues $\bar{p}$-noyau dans l'émulsion nucléaire.

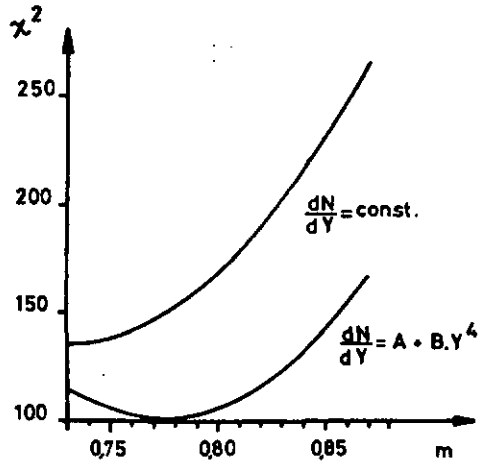


Fig. 17 : χ^2 pour les distributions angulaires en fonction du paramètre "m".

3. Angle médian

Sous l'hypothèse d'une distribution angulaire symétrique par rapport à 90° dans C.M., nous pouvons calculer l'angle médian. Ce dernier est l'angle par rapport auquel nous avons de part et d'autre 50°/o de particules.

De la relation (3), nous tirons :

$$\text{cotg } \theta_{L(1/2)} = \Gamma \frac{\cos \frac{\pi}{2} + m}{\sin \frac{\pi}{2}} = \Gamma m$$

Ci-dessous, nous donnons les angles médians expérimentaux et calculés ainsi que les rapports avant-arrière de la distribution expérimentale pour ces deux angles.

résultats	$\theta_{L(1/2)}$	Av/Ar	m
expérimentaux	39° 20	1,00	0,854
calculés	42°	1,15	0,776

4. Critique de la méthode et discussion

Pour interpréter nos résultats expérimentaux, nous avons négligé :

a) les corrections dues aux critères de dépouillement.

Sur la base de la distribution de Maxwell citée précédemment, et des angles solides de détection, nous avons estimé graphiquement que dans le domaine $-3 \leq \frac{1}{\Gamma} \text{cotg } \theta_L \leq 0{,}81$, il manque environ 7,5°/o de la totalité des traces (soit 193 traces). Remarquons que c'est dans ce domaine que nous avons la plus mauvaise adaptation de la courbe calculée (fig. 16). D'autre part, par rapport à l'angle médian calculé, il manque 180 traces pour obtenir un rapport avant-arrière expérimental égal à 1.

b) le fait que les particules, laissant des traces fines, ne proviennent pas toutes de la première interaction. Le calcul d'estimation de l'appendice A nous indique que seulement 40°/o des annihilations ont lieu lors du premier choc.
Les particules issues des collisions secondaires tendent à élargir et à rendre la distribution plus isotrope, car pour ces interactions, la direction incidente et le facteur de Lorentz sont différents.

c) le fait que les annihilations $\bar{p}$-n se produisent aussi dans les noyaux.

Les expériences, utilisant des chambres à bulles à deutérium, et qui pourraient nous fournir des renseignements sur ce type d'annihilation, n'ont débuté que ces dernières années. De ce fait, nous manquons d'informations expérimentales.
D'autre part, s'il n'y a pas de restriction dynamique, le rapport entre les annihilations avec les neutrons et les protons de la matière nucléaire (compte tenu des sections efficaces géométriques et du nombre des constituants de l'émulsion), est :

$$\frac{\bar{p} - n}{\bar{p} - p} = 1,27$$

Par conséquent, nous avons statistiquement plus d'annihilations avec les neutrons. Il s'ensuit que la distribution angulaire des pions, produits lors de ces annihilations, ne doit pas être très différente de celle des pions issus des annihilations $\bar{p}$ - p.

Remarque : Pour l'irradiation de protons[7], plus de la moitié des traces fines sont des protons d'énergie supérieure à 800 MeV. Pour ces particules, la relation (4) n'est pas satisfaite. Comme le nombre de pions créés est peu important ($\sim$ 1 pion par événement inélastique), on ne peut pas étudier les distributions angulaires avec la méthode exposée ci-dessus.

VI. ANALYSE DES TRACES GRISES

Pour effectuer les mesures de diffusion multiple, nous avons dû couper les émulsions afin de pouvoir les manoeuvrer sur la platine du microscope LEITZ (fig. 2); nous n'avons sacrifié que les quatre plaques du centre de l'empilement. Nous disposons donc d'un lot de 256 événements dont toutes les traces grises, pour lesquelles :

$$\sin \delta = \sin \theta \cdot \sin \varphi < 0{,}707$$

ont été mesurées.

La discrimination de ces traces nous a donné les résultats suivants :

Particule	Nombre de traces	°/o
protons	515	79,1
pions	118	18,2
de masse $> m_p$	18	2,7
	651	100,0

1. Probabilité de mesure

Les critères choisis nous définissent deux plans parallèles au support de l'émulsion et équidistant par rapport à la direction de la trace incidente. Ces deux plans découpent deux calottes de la sphère trigonométrique centrée sur l'étoile, dans lesquelles les traces ne sont pas retenues. La probabilité de mesure, en fonction de cos θ (fig. 18) se calcule comme suit :

$$\cos \theta < 0{,}707 \rightarrow P(\cos \theta) = \frac{2}{\pi} \arcsin \left(\frac{0{,}707}{\sin \theta} \right)$$

$$\cos \theta > 0{,}707 \rightarrow P(\cos \theta) = 1$$

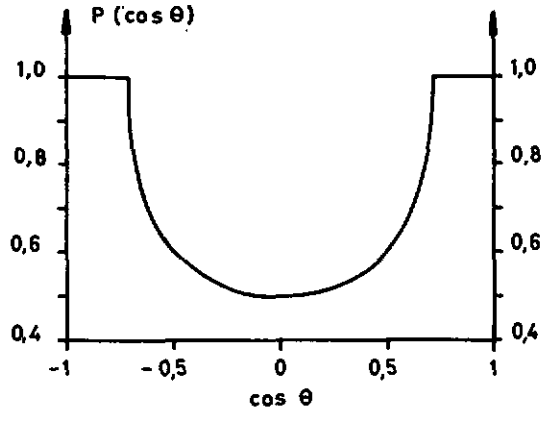


Fig. 18 : Probabilité de mesure des traces grises en fonction de cos θ.

2. Spectre énergétiques

Les figures 19 et 20 nous donnent les spectres énergétiques pour les protons et les pions.

Les spectres ont été corrigés en tenant compte de la corrélation angle-énergie que nous pouvons entrevoir sur la fig. 22. Pour ce faire, nous avons attribué à chaque trace un poids statistique qui est l'inverse de la probabilité de détection.

3. Distribution angulaire

La fig. 21 permet la comparaison des distributions angulaires de toutes les traces grises pour les irradiations d'antiprotons et de protons à même énergie[7].

Nous avons dressé les distributions angulaires des protons pour deux intervalles d'énergie (fig. 22) et celle des pions (fig. 23) de manière à pouvoir les comparer avec les résultats du calcul de Metropolis[4]. Pour ces distributions nous avons obtenu les valeurs moyennes suivantes :

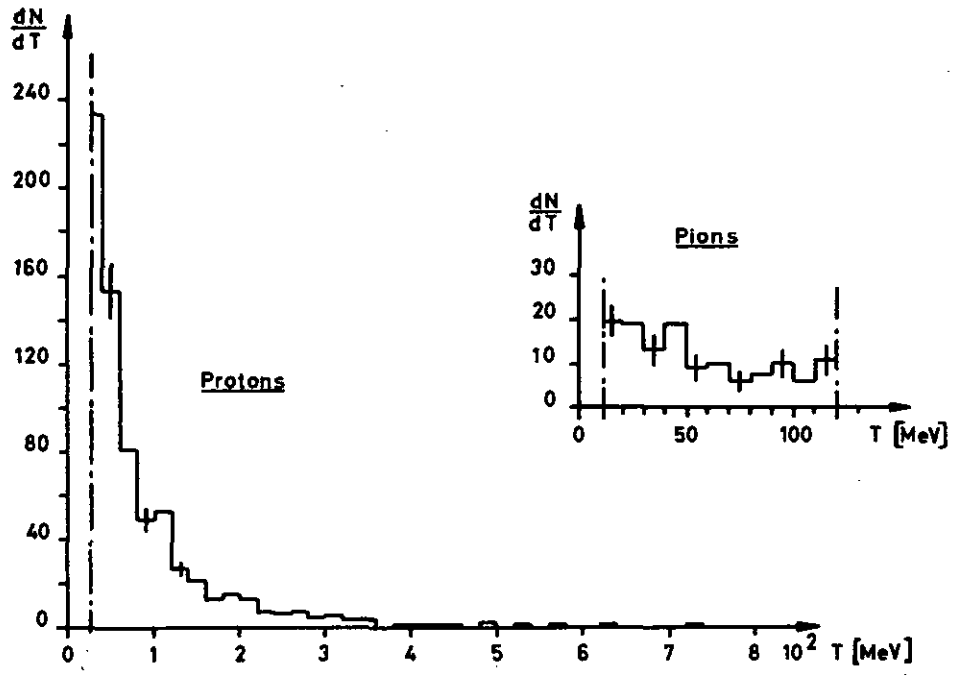


Fig. 19 : Spectres énergétiques des protons et des pions.

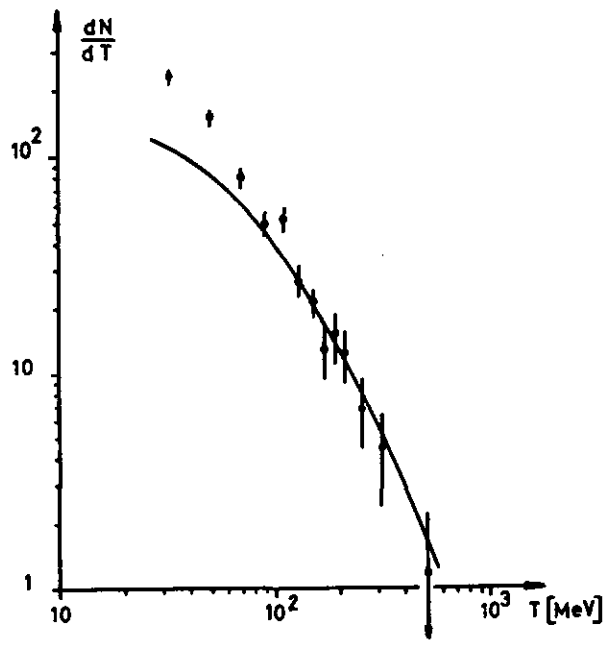


Fig. 20 : Spectre énergétique des protons en représentation doublement logarithmique. Les résultats d'un calcul de Monte-Carlo de Metropolis[4], pour des interactions protons-uranium à 1840 MeV, sont représentés en trait plein sur ce graphique. L'adaptation a été faite entre 100 et 500 MeV.

$< \cos \theta > = 0.443 \pm 0.053$ pour $90 \text{ MeV} \leq T_p$

$< \cos \theta > = 0.243 \pm 0.054$ pour $30 \text{ MeV} \leq T_p < 90 \text{ MeV}$

$< \cos \theta > = 0.155 \pm 0.065$ pour $12 \text{ MeV} \leq T_\pi \leq 120 \text{ MeV}$

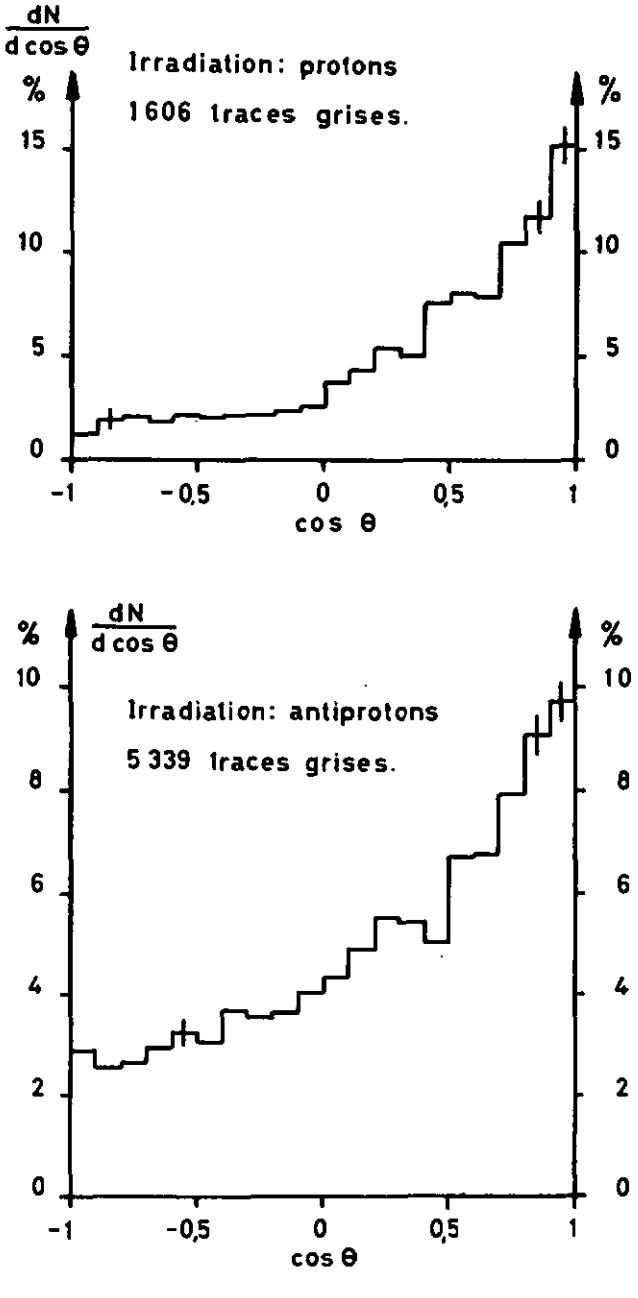
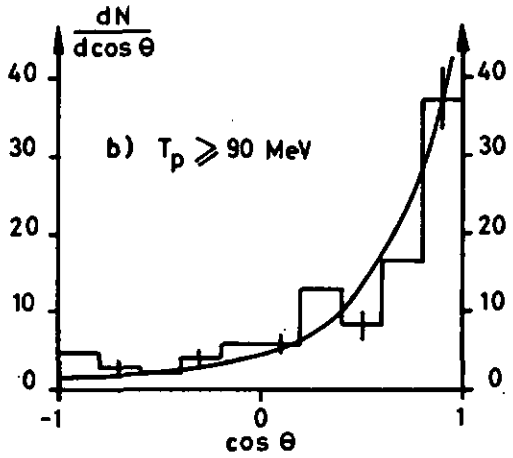


Fig. 21 : Distributions angulaires de toutes les traces grises de notre irradiation et de l'irradiation de protons à même énergie.



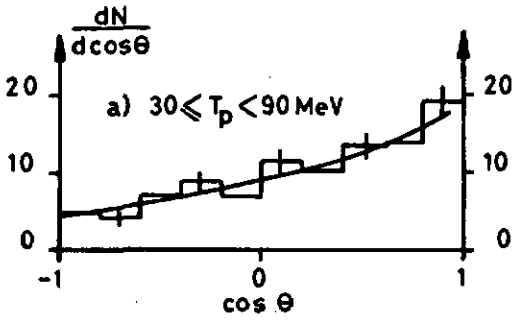


Fig. 22 : Distributions angulaires des protons. Les courbes en trait plein sont dues à Metropolis[4]; elles ont été calculées pour une interaction protons-uranium à 1840 MeV.

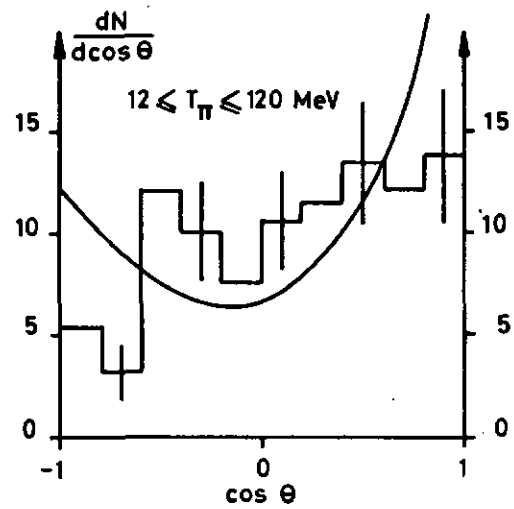


Fig. 23 : Distribution angulaire des pions. La courbe en trait plein est due à Metropolis[4]; elle a été calculée pour les pions émis lors d'interactions protons-uranium à 1840 MeV.

4. Distributions des moments transverses et longitudinaux

Sur la fig. 24 nous avons reporté la distribution polaire des impulsions des protons mesurés, ainsi que les distributions des moments transverses et longitudinaux. Ces deux dernières distributions sont corrigées. Nous avons obtenu les valeurs moyennes suivantes :

$$< P_{\perp} > = < P \sin \theta > = 267,1 \pm 18,9 \quad \text{MeV/c}$$

$$< P_{=} > = < P \cos \theta > = 174,9 \pm 37,7 \quad \text{MeV/c}$$

et un rapport avant-arrière de $3,09 \pm 0,11$.

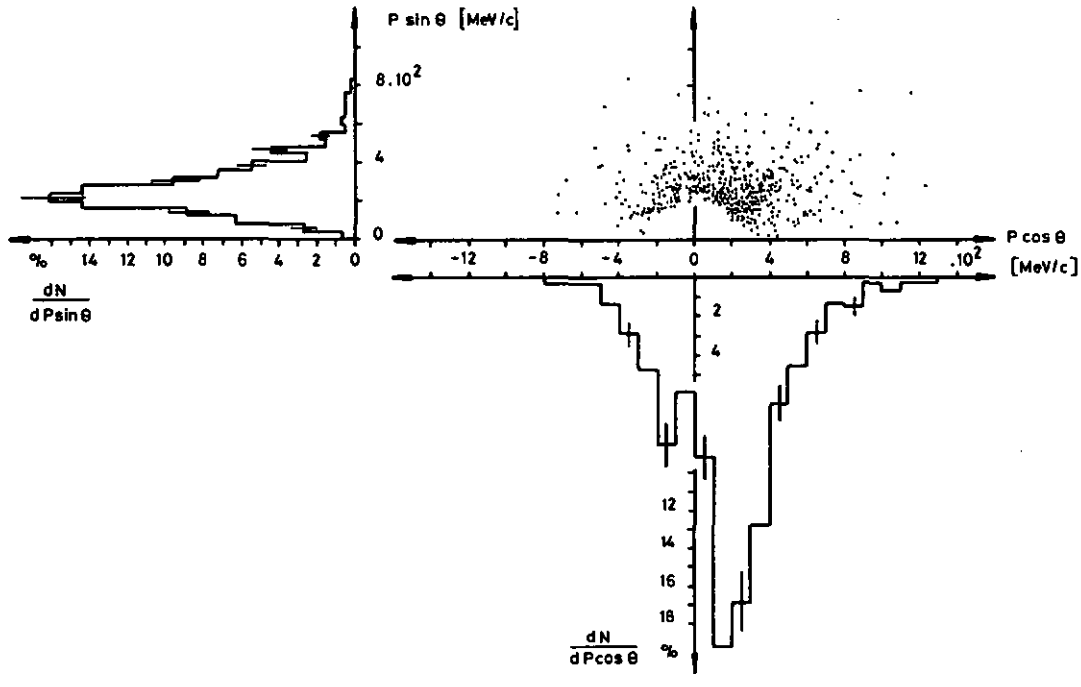


Fig. 24 : Distribution polaire et distributions des moments transversaux et longitudinaux des protons.

5. Discussion

Les figures 20 et 22 nous confirment que la majorité des traces grises sont émises lors de la cascade intranucléaire. La concordance des distributions angulaires des protons avec les résultats des calculs de Monte-Carlo est excellente.

Soulignons que les calculs de Metropolis et coll. indiquent que les distributions angulaires dépendent assez peu de l'énergie des particules incidentes et que le processus de la cascade est sensiblement indépendant de la masse "A" du noyau irradié.

Concernant le spectre énergétique des protons (fig. 20), nous remarquons qu'il est possible d'adapter grossièrement une fonction du type :

$$\frac{dN}{dT} \propto T^{-\gamma}$$

sur la queue de cette distribution. Ceci est une caractéristique des protons et des particules lourdes de cascade. Le tableau suivant nous donne quelques valeurs du paramètre γ.

irradiations	particules	γ	références
$\bar{p}$ 3 GeV/c	p	2,3	cette expérience
rayon cosmique (atmosphère)	p	2,2	(44)
rayon cosmique (émulsion)	d , p	2,2	(45)
$\bar{p}$ 22 GeV/c	He^3	2,4	(46)

Une autre caractéristique se dégage de l'étude des moments transverses. En 1961, Cocconi et coll.[47] ont remarqué que les distributions des moments transverses, des particules secondaires pro-

duites lors d'interactions p-p à très hautes énergies, pouvaient être décrites approximativement par la fonction empirique (voir appendice B) :

$$\frac{dN}{dP_\perp} \propto P_\perp \, e^{-aP_\perp} \qquad \text{avec } 1/a = 165 \text{ MeV/c}$$

Nos résultats peuvent, dans l'intervalle allant de 300 à 800 MeV/c (fig. 25), être décrits par la même fonction, et nous avons obtenu pour le paramètre "1/a" la valeur :

$$1/a = 189 \text{ MeV/c}$$

Ce résultat est en accord avec ceux de B. Jordan[48], qui a étudié l'émission de particules à petits angles dans les collisions p-Be à 24 GeV/c. Il a obtenu les valeurs suivantes :

Particules	1/a [MeV/c]
π^-	150
K^-	170
K^+	200
$\bar{p}$	180
p	210

D'après le travail de Jordan, cette loi empirique n'est valable que pour des angles supérieurs à 6° (100 mrad).

Quant aux distributions des pions, la faible quantité de ces particules ne nous permet pas de tirer des renseignements valables. Néanmoins, nous constatons, comme nous nous y attendions (le processus de formation n'étant pas le même), que la distribution angulaire est différente de celle du calcul de Metropolis. D'autre part, le spectre énergétique est plus fourni aux basses énergies; il apparaît donc que certains de ces pions ont eu des interactions secondaires dans la matière nucléaire.

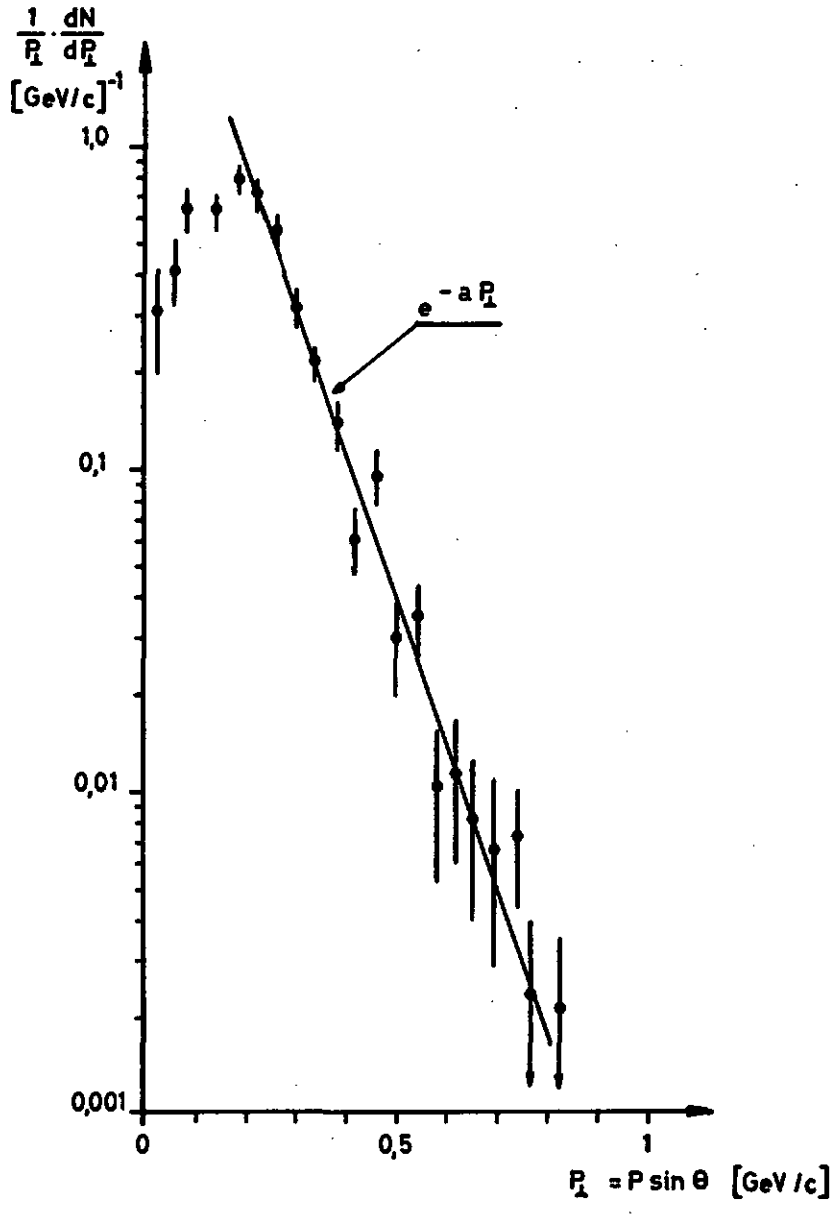


Fig. 25 : Distribution des moments transversaux des protons en représentation doublement logarithmique.

VII. ANALYSE DES TRACES NOIRES

6937 traces noires ont été mesurées jusqu'à leur extrémité dans l'empilement. Sur ce nombre, 539 traces quittent l'émulsion. Les 6398 traces, dont le parcours total est mesuré, ont été discriminées par évaluation visuelle de l'ionisation. L'impossibilité de déterminer la masse des particules d'une dizaine de MeV dans une émulsion nucléaire, nous conduit à classer les particules en "protons" ($Z = 1$) et "alpha" ($Z = 2$).

1. Probabilité de mesure

La probabilité $P(R)$, pour une trace de longueur R de rester dans l'empilement, a été calculée par M. Bogdanski[11]. Sur la base d'une distribution angulaire isotrope, il a obtenu les résultats suivants :

$$\begin{aligned} R \leq \Delta \qquad & P(R) = 1 \\ \Delta \leq R \leq L \qquad & P(R) = 1 - \frac{1}{2(L - 2\Delta)} \frac{(R - \Delta)^2}{R} \\ R > L \qquad & P(R) = \frac{L}{2R} \end{aligned}$$

où Δ = hauteur de la couche d'émulsion, en surface et au fond de l'empilement, où nous n'avons pas retenu les événements.

L = hauteur totale de l'empilement.

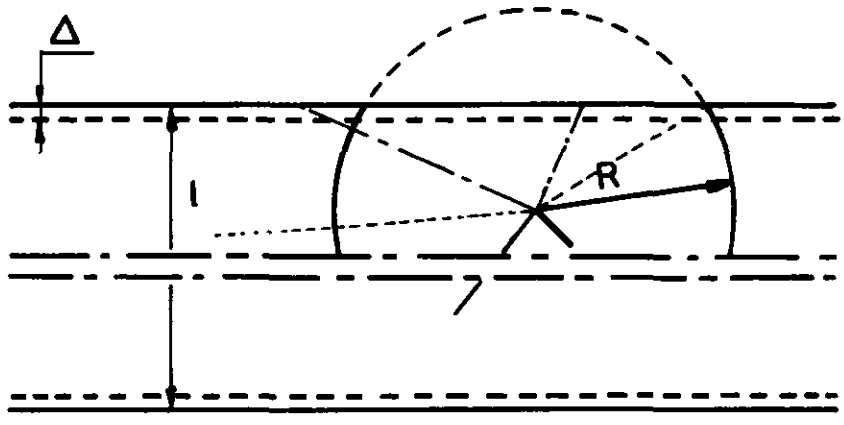


Fig. 26 : Définition des paramètres utilisés pour le calcul de la probabilité $P(R)$.

En utilisant la correspondance parcours-énergie, nous avons déterminé la probabilité P(T). La figure 27 nous donne cette probabilité pour les protons. Pour les alpha, la correction géométrique totale est inférieure à $1^{o}/oo$.

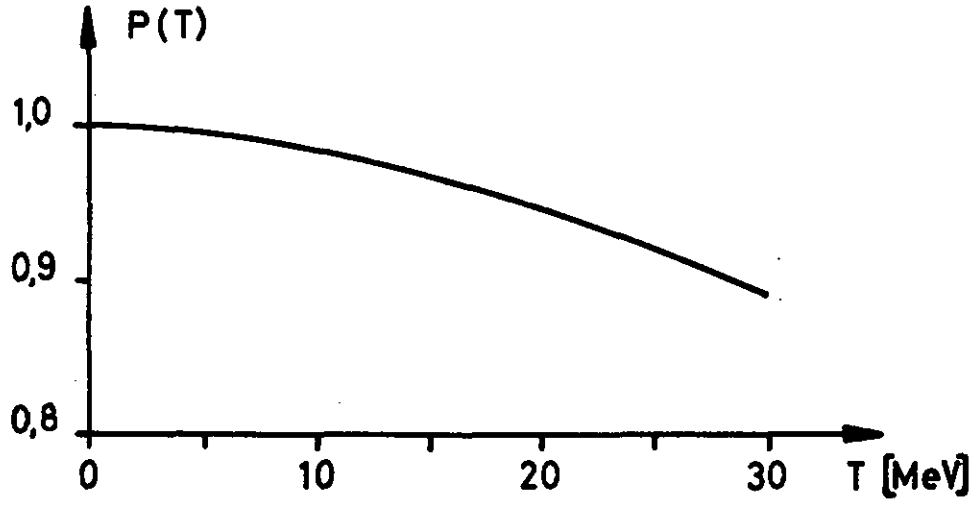


Fig. 27 : Probabilité de mesure des protons en fonction de leur énergie cinétique.

2. Distributions angulaires

La fig. 28 nous permet de comparer les distributions angulaires des "protons" et des "alpha" pour les deux irradiations d'antiprotons et de protons à même énergie. Les droites en trait-point correspondent à l'isotropie.

Ci-dessous nous donnons les valeurs moyennes obtenues.

irradiations	particules	< cos θ >
p 3 GeV/c	p	0,0992 ± 0,0126
	α	0,0738 ± 0,0205
$\bar{p}$ 3 GeV/c	p	0,0244 ± 0,0072
	α	0,0496 ± 0,0114

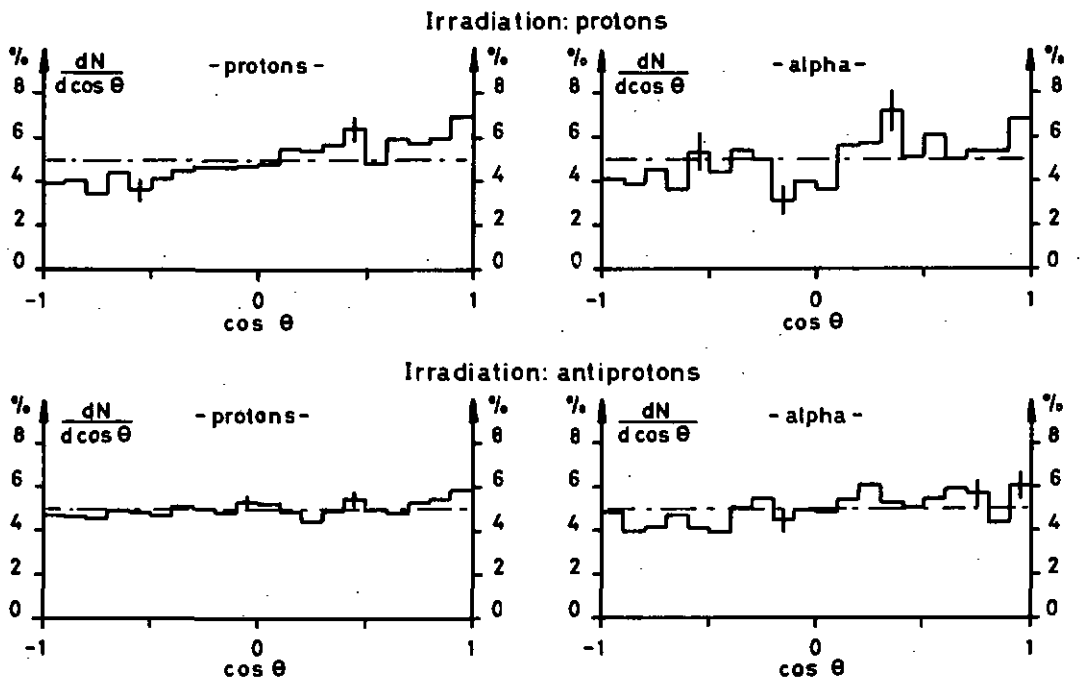


Fig. 28 : Distributions angulaires des traces noires discriminées en "protons" et "alpha". Les droites en trait-point correspondent à l'isotropie.

3. Spectres énergétiques

Sur les figures 29 et 30, nous avons reporté les spectres énergétiques corrigés des traces noires. Les histogrammes sont comparés avec un spectre de la forme :

$$\frac{dN}{dT} = \frac{(T - V')}{\overline{\theta}^2} e^{-\left(\frac{T - V'}{\overline{\theta}}\right)} \qquad (8)$$

où V' = borne énergétique inférieure qui dépend de la barrière de Coulomb

$\overline{\theta}$ = température nucléaire moyenne

Les valeurs des paramètres pour les courbes les mieux adaptées à nos histogrammes sont :

irradiations	particules	V' [MeV]	$\overline{\theta}$ [MeV]	χ^2	$P_{26}(\chi^2)$
p	p	1,5	5,25	39,3	0,04
	α	2,5	5,25	25,3	0,5
$\overline{p}$	p	1,0	5,5	49,0	0,01
	α	2,0	4,5	17,4	0,85

Nous constatons que les histogrammes des "alpha" sont en bon accord avec cette formulation, tandis que pour les histogrammes des "protons", les niveaux de confiance $P(\chi^2)$ sont tels, qu'il n'est pas possible de se prononcer.

D'autre part, pour une irradiation donnée, la température nucléaire devrait en principe être la même pour toutes les sortes de particules émises. Nous constatons que c'est le cas pour l'irradiation de protons mais pas pour celle d'antiprotons. Cependant,

sur les 14 premières classes de l'histogramme, nous pouvons adapter une courbe dont les paramètres valent :

$$V = 1{,}0 \text{ MeV} \qquad \overline{\theta} = 4{,}5 \text{ MeV}$$

avec un $\chi^2 = 17{,}0$, ce qui donne un niveau de confiance $P_{13}(\chi^2) = 0{,}20$ pour une norme de 0,89.

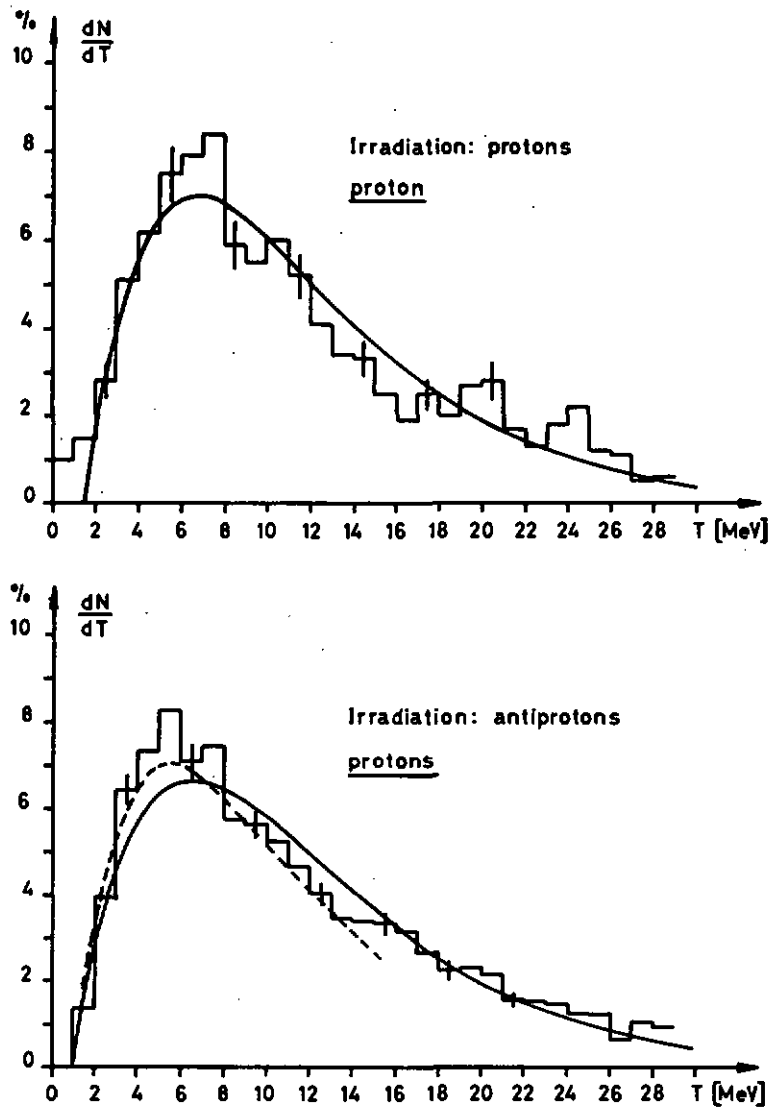


Fig. 29 : Spectres énergétiques des traces noires discriminées comme "protons". Les courbes lisses sont calculées à partir de l'expression (8). La courbe en trait-tillé est adapté sur les 14 premières classes de l'histogramme.

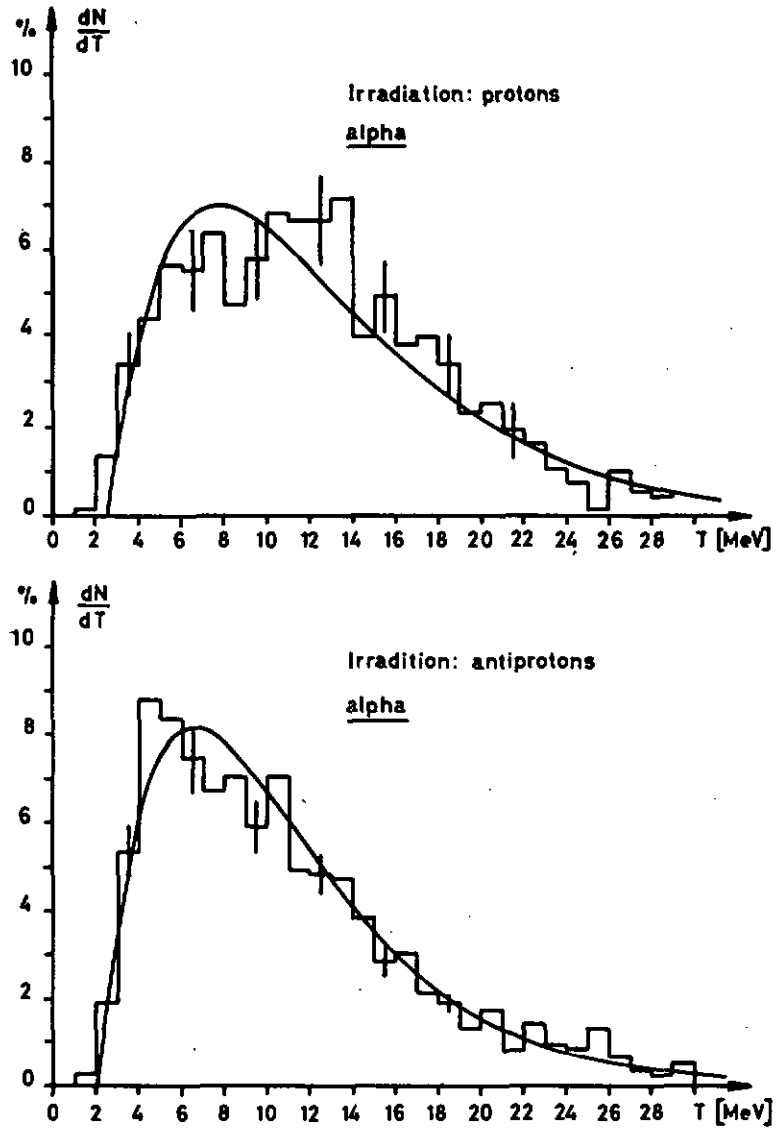


Fig. 30 : Spectres énergétiques des traces noires discriminées comme "alpha". Les courbes lisses sont calculées à partir de l'expression (8).

4. Energie d'excitation

Dans le but d'étudier l'énergie d'excitation des étoiles au début de l'évaporation, nous avons calculé, pour chaque événement, l'énergie "U_+" qui est la somme des énergies cinétiques des traces noires.

Aux traces qui font des interactions secondaires dans l'émulsion, nous assignons l'énergie :

$$T = P(N_n) < T_\alpha > + (1 - P(N_n)) < T_p >$$

où $P(N_n)$ = probabilité que la trace soit un alpha en fonction du nombre de traces noires par étoile (fig. 31)

$<T_\alpha>_p$ = énergie moyenne des spectres énergétiques corrigés des "alpha" ou des "protons".

A chaque trace quittant l'émulsion, nous avons attribué l'énergie moyenne des distributions obtenues en soustrayant les spectres des "protons" réellement détectés de ceux que nous avons corrigés.

Les histogrammes des valeurs "U_+", ainsi calculés, sont reportés sur la fig. 32. La décroissance de ces distributions est typiquement celle d'une exponentielle et nous avons essayé d'adapter une courbe à deux paramètres de la forme :

$$\frac{dN}{dU_+} = A\, U_+^n\, e^{-\frac{U_+}{U_o}}$$

où A est une constante de normalisation.

Les paramètres "n" et "U_o" pour les meilleures adaptations sont :

irradiations	n	U_o [MeV]	χ^2	$P_{25}(\chi^2)$
p	0,6	37,32	20,6	0,7
$\bar{p}$	0,3	51,50	48,7	0,01

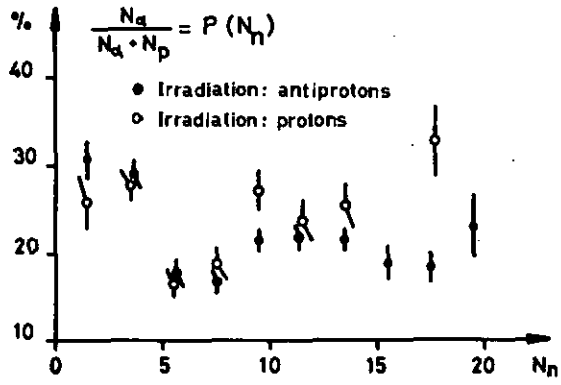


Fig. 31 : Rapport "nombre d'alpha/nombre de traces noires" en fonction du nombre de traces noires par événement.

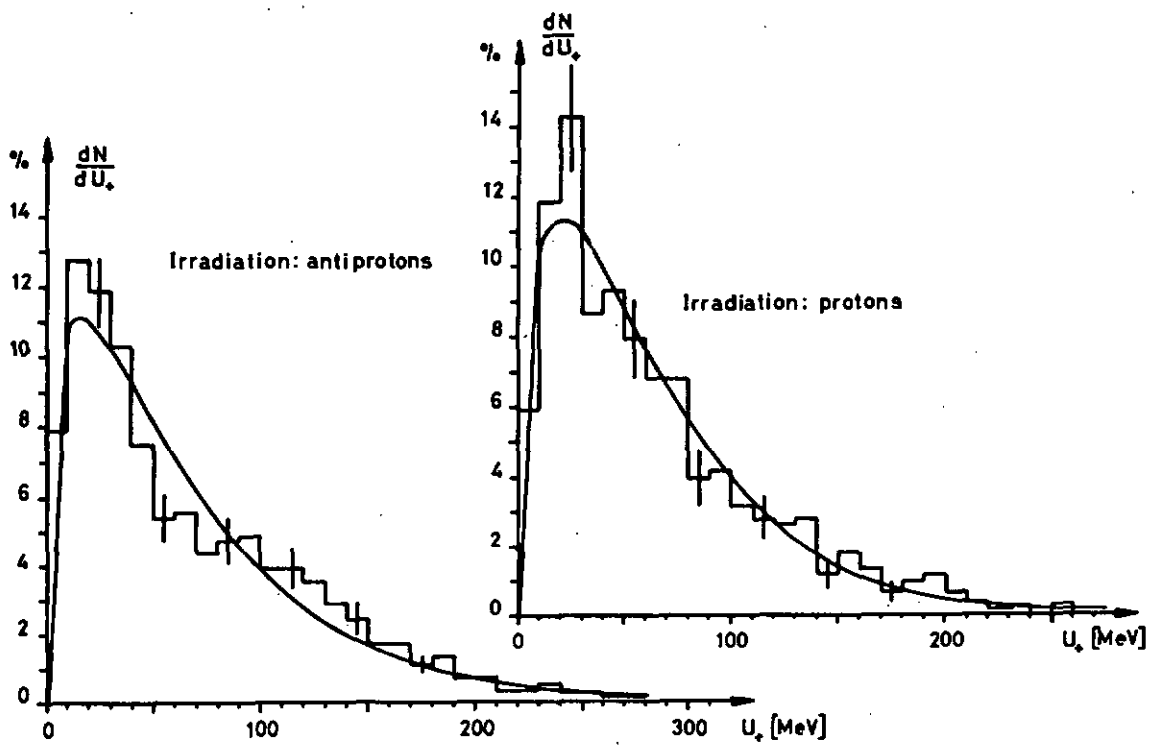


Fig. 32 : Spectres des énergies "U_+". U_+ est la somme des énergies cinétiques des traces noires d'un événement.

5. Distributions des moments transverses et longitudinaux

Les figures 33 à 36 donnent les distributions polaires des impulsions des traces mesurées, ainsi que les distributions corrigées des moments transverses et longitudinaux. Pour la distribution polaire des protons issus de l'irradiation d'antiprotons (fig. 36), nous n'avons reporté que les traces mesurées dans les six émulsions du centre de l'empilement.

Pour corriger les spectres des moments, nous avons tenu compte :

a) du spectre énergétique corrigé

b) du parcours dans l'empilement et de l'angle θ de chaque trace qui quitte l'émulsion.

Un programme, établi pour l'ordinateur IBM 1130, calcule l'énergie cinétique des particules quittant l'émulsion et détermine les spectres des moments de ces particules qui sont toutes considérées comme des protons.

Les valeurs moyennes expérimentales des moments et des rapports avant-arrière sont mentionnées ci-dessous.

irradiations	particules	P [MeV/c]	P sin θ [MeV]	P cos θ [MeV/c]	rapport Av/Ar
p	α	302 ± 13	236 ± 16	18,9 ± 7,0	1,28 ± 0,02
	p	133 ± 10	114 ± 11	13,0 ± 2,0	1,33 ± 0,05
$\bar{p}$	α	280 ± 21	220 ± 22	15,5 ± 4,5	1,18 ± 0,05
	p	136 ± 21	109 ± 23	4,1 ± 1,0	1,05 ± 0,02

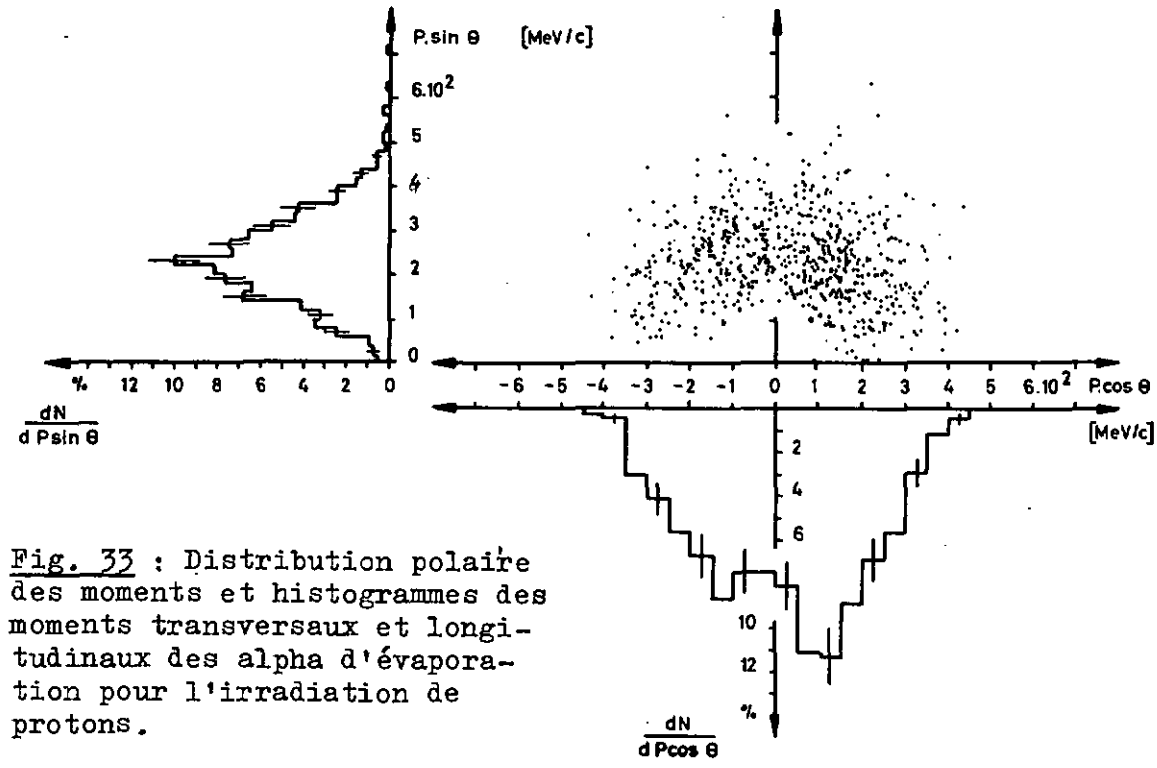


Fig. 33 : Distribution polaire des moments et histogrammes des moments transversaux et longitudinaux des alpha d'évaporation pour l'irradiation de protons.

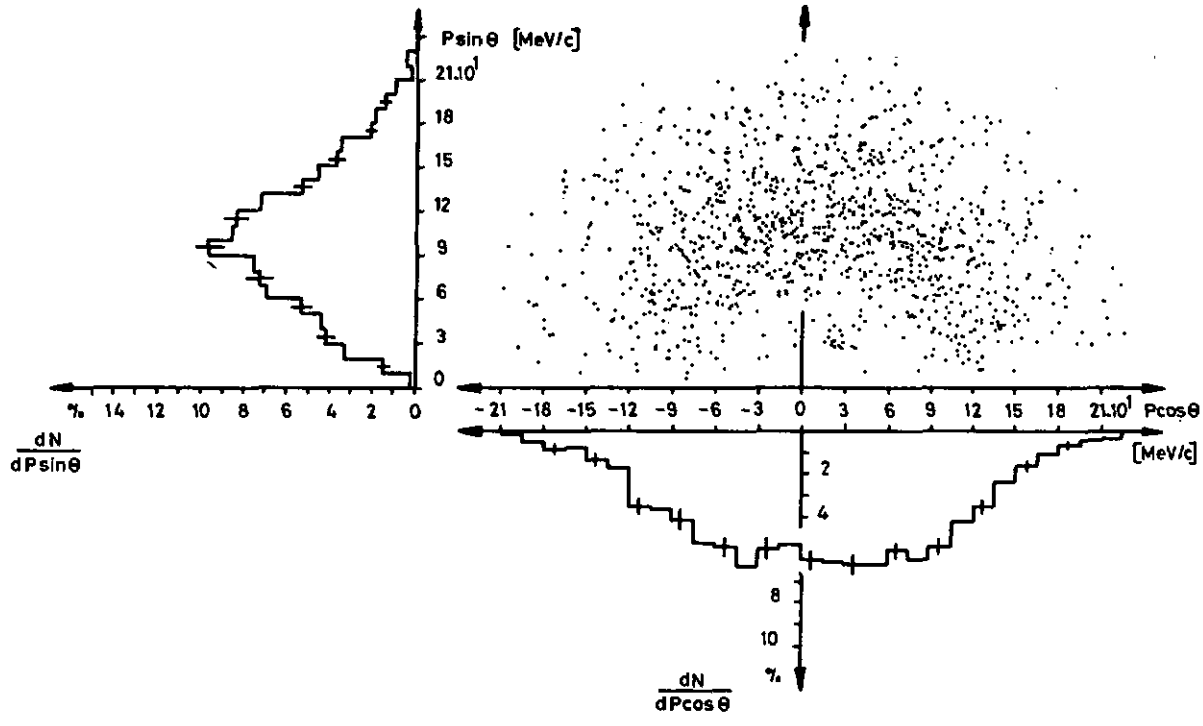


Fig. 34 : Distribution polaire des moments et histogrammes des moments transversaux et longitudinaux des protons d'évaporation pour l'irradiation de protons.

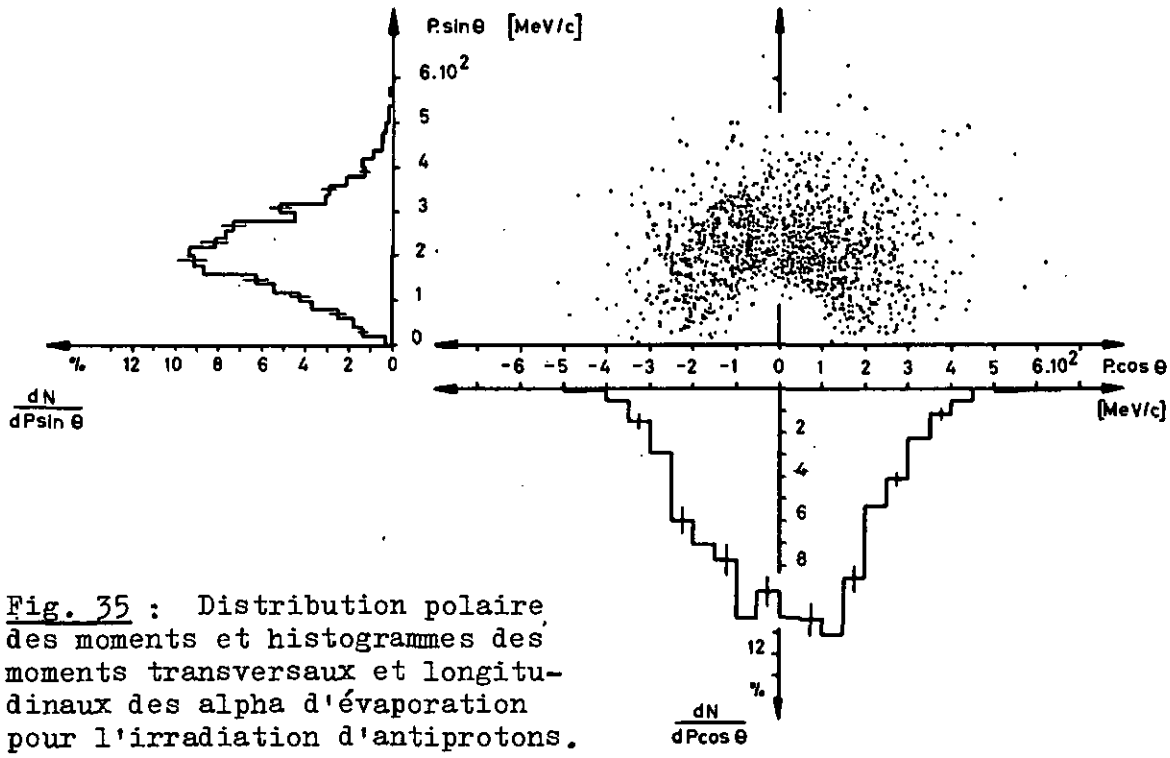


Fig. 35 : Distribution polaire des moments et histogrammes des moments transversaux et longitudinaux des alpha d'évaporation pour l'irradiation d'antiprotons.

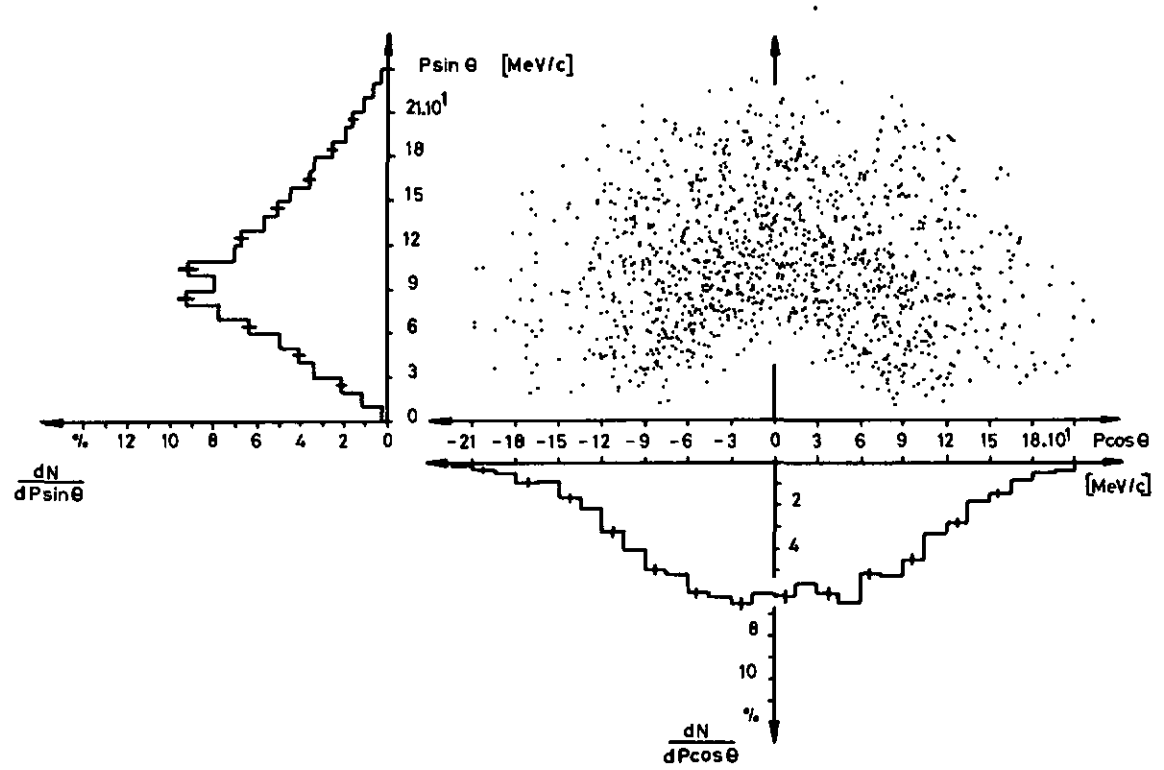


Fig. 36 : Distribution polaire des moments et histogrammes des moments transversaux et longitudinaux des protons d'évaporation pour l'irradiation des antiprotons.

6. Discussion

Dans le langage de la physique statistique, lorsque l'on dit d'un noyau qu'il a une énergie d'excitation "U", on décrit une situation dans laquelle les niveaux proches de $\varepsilon = U$ peuvent être occupés. "U" est donc l'énergie moyenne d'un petit intervalle $\Delta\varepsilon$ contenant plusieurs niveaux :

$$U = \frac{\int \varepsilon\ \omega(\varepsilon)\ e^{-\varepsilon/\theta}\ d\varepsilon}{\int \omega(\varepsilon)\ e^{-\varepsilon/\theta}\ d\varepsilon}$$

où $\omega(\varepsilon)$ est la densité des niveaux.

Cette expression est la connexion fondamentale entre "U" et la température θ du noyau excité. L'énergie d'excitation est essentiellement due aux nucléons de cascade qui ne peuvent quitter le noyau. Comme le processus de cascade est un phénomène stocastique, nous aurons donc une distribution d'énergie d'excitation (par conséquent un spectre de températures initiales) pour une collection de noyaux résiduels de nombre de masse "A" différent.

Le traitement analytique exact du refroidissement du noyau est un problème inextricable. Seule la méthode de Monte-Carlo permet de donner des résultats en parfait accord avec l'expérience. Toutefois, comme nous l'avons mentionné dans l'introduction, quelques chercheurs ont proposé des théories approximatives du refroidissement. Ces théories ne sont applicables que pour des échantillons particuliers d'étoiles et ne tiennent pas compte du spectre des températures initiales ni de la distribution de masse des noyaux résiduels.

Aux problèmes d'ordre thermodynamiques viennent se greffer des effets cinématiques; nous avons vu que les particules émises ont

un moment longitudinal moyen différent de zéro, alors que du point de vue thermodynamique $< P \cos \theta > = 0$. Nous pouvons calculer la vitesse longitudinale moyenne de ces particules de la manière suivante :

$$< P \cos \theta > = < M \beta = >$$

$$< \beta = > = \frac{< P \cos \theta >}{M}$$

irradiations	particules	$< \beta = >^*$
p	α	0,0051 ± 0,0018
	p	0,0136 ± 0,0020
$\bar{p}$	α	0,0042 ± 0,0012
	p	0,0044 ± 0,0011

* Vitesses longitudinales moyennes en unité c.

Si nous formulons l'hypothèse que les effets cinématiques ne se manifestent que dans la direction longitudinale, les distributions des moments transverses sont uniquement d'origine thermodynamique. Nous pouvons constater que, pour les deux irradiations, ces distributions sont pratiquement identiques pour chaque classe de particules.

Ces considérations ne diminuent pas la complexité du problème et un calcul de Monte-Carlo, seul possible en raison du manque d'informations expérimentales, dépasse le cadre de ce travail.

D'autre part, les particules "noires" ne proviennent pas toutes de l'évaporation. En effet, nos histogrammes présentent un aspect analogue à ceux que Dostrovsky et coll.[51] ont calculé à partir de distributions de noyaux (noyau initial Ag^{109}) et d'énergie d'excitation qui résultent des calculs de Metropolis et coll.[4] et dans lesquels ils ont inclus les protons de cascades ayant une énergie cinétique inférieure à 50 MeV. A propos de cette "contamination" des

spectres, l'étude des distributions angulaires nous apporte des renseignements intéressants.

Le cas des particules α est particulièrement clair. On peut calculer le $< \cos \theta >_{évap}$ en utilisant l'expression suivante[6] :

$$< \cos \theta >_{évap} = \frac{2}{3} Vc \int_o^\infty \sqrt{\frac{M}{2T}} \frac{dN}{dT} dT$$

où Vc = vitesse longitudinale moyenne du noyau émetteur

et $\frac{dN}{dT} = \frac{T - V'}{\overline{\theta}^2} e^{-\frac{T - V'}{\overline{\theta}}}$

Si les particules α sont toutes des particules d'évaporation, Vc est égale à leur vitesse longitudinale moyenne. En introduisant cette dernière ainsi que les paramètres expérimentaux dans l'expression ci-dessus, nous obtenons les valeurs :

irradiations	$< \cos \theta >_{évap}$	$< \cos \theta >_{exp}$
p	0,0580	0,0738 ± 0,0205
$\overline{p}$	0,0515	0,0496 ± 0,0114

Puisque les $< \cos \theta >_{évap}$ calculés tombent dans le domaine d'erreur des valeurs expérimentales, nous pourrions prétendre que l'évaporation est la rource dominante de production des α, et que leur vitesse longitudinale moyenne est bien égale à Vc.

En ce qui concerne les protons, nous obtenons les résultats suivants :

irradiations	$< \cos \theta >_{évap}$	$< \cos \theta >_{exp}$
p	0,0213*	0,0992 ±0,0126
$\bar{p}$	0,0183	0,0244 ±0,0072

* Pour l'irradiation de protons, nous avons pris :
Vc = vitesse longitudinale moyenne des particules α.

A condition de connaître $< \cos \theta >_{cas}$, l'expression :

$$N_{évap} < \cos \theta >_{évap} + N_{cas} < \cos \theta >_{cas} = (N_{évap} + N_{cas}) < \cos \theta >_{exp}$$

permet d'évaluer le rapport :

$$\frac{N_{cas}}{N_{évap}} = \frac{\text{Nombre de protons de cascade}}{\text{Nombre de protons d'évaporation}}$$

Pour l'intervalle d'énergie 0-30 MeV il n'est pas possible d'évaluer, autrement que par un calcul de Monte-Carlo, la valeur moyenne du cos θ de cascade. Toutefois, la valeur $< \cos \theta >_{cas} = 0,243$ pour l'intervalle 30 MeV $\leq T_p < 90$ (voir fig. 22) nous permet d'évaluer une borne minimum pour ce rapport et nous avons obtenu :

$$0,5 < \frac{N_{cas}}{N_{évap}} \quad \text{pour l'irradiation de protons}$$

$$0,028 < \frac{N_{cas}}{N_{évap}} \quad \text{pour l'irradiation d'antiprotons}$$

Permettons-nous maintenant quelques commentaires sur les énergies d'excitation avant l'évaporation. Les histogrammes de la fig. 32 présentent un intérêt non négligeable puisque l'énergie emportée par parti-

cules chargées est une mesure de l'ionisation de la matière environnant l'événement. D'autre part la forme de ces histogrammes est semblable à celle des distributions calculées par Metropolis et coll.[4] qui ont montré que la distribution des énergies résiduelles U sont de forme maxwellienne lorsque la cascade est importante.

Afin d'évaluer l'énergie d'excitation $\overline{U}$ relative à l'irradiation d'antiproton, nous avons ajouté à $\overline{U}_+$ l'énergie moyenne $\overline{U}_n$ emportée par les neutrons et l'énergie de liaison totale moyenne $\overline{B}_{tot}$ par étoile (voir à ce propos réf. 7).

irradiations	$\overline{U}$ [MeV]	A	références
$\bar{p}$ 2,2 GeV	185	(Ag Br) 74	ce travail
p "	197	(Ag Br) 74	(7)
p 1,85GeV	110	(Aℓ) 27	(4)
(Monte-Carlo)	205	(Ca) 64	(4)

Etant donné les approximations faites dans les évaluations faites sur nos résultats d'une part et sur ceux de Metropolis d'autre part, nous pouvons considérer que l'accord est satisfaisant.

CONCLUSIONS

A même impulsion incidente, une interaction $\bar{p}$-noyau se différencie d'une interaction p-noyau par le fait qu'une paire antiproton-nucléon peut s'annihiler en libérant l'énergie de masse de cette paire. L'analyse préliminaire de l'échantillon nous indique que cet excédent d'énergie se manifeste essentiellement par une émission plus abondante de traces fines et grises.

L'interprétation des distributions angulaires des traces fines précise que la grande majorité de ces traces ont été laissées par des pions énergétiques, et nos résultats sont en bon accord avec les caractéristiques expérimentales des annihilations $\bar{p}$-p à une énergie voisine.

Quant à l'analyse des traces grises, elle nous montre :

a) que les corrélations angles-énergies, pour les protons sont en bon accord avec les calculs de Metropolis.

b) que le spectre énergétique, de ces mêmes protons, présente un excédent de particules aux basses énergies par rapport aux calculs cités ci-dessus.

c) que la distribution des moments transverses suit approximativement, dans l'intervalle 200-800 MeV/c la loi empirique de Cocconi.

En ce qui concerne l'émission des particules secondaires de faible énergie (traces noires), nous avons vu que les histogrammes des "alpha" sont en bon accord avec la relation :

$$\frac{dN}{dT} = \frac{T - V}{\bar{\theta}^2} e^{-\frac{T - V}{\bar{\theta}}}$$

mais que l'interprétation des histogrammes de "protons" présente quelques difficultés. Il apparaît que ces dernières proviennent d'une contamination de protons de cascade.

D'autre part, entre les deux irradiations les rapports "nombre d'alpha/nombre de traces noires" (fig. 31) ne diffèrent que pour les étoiles ayant quinze traces noires et plus. Le nombre de tels événements étant petit (surtout pour l'irradiation de protons) cette différence ne paraît pas significative, et nous pouvons dire que ces rapports ne dépendent pas du mode d'irradiation.

Au terme de ce travail, que nous aurions voulu plus comparatif, nous constatons que les différents mécanismes, qui sont couramment évoqués pour expliquer globalement les phénomènes des collisions nucléaires à haute énergie, permettent une interprétation acceptable de nos résultats.

Entre les deux irradiations, nous avons pu établir que la nature des phénomènes secondaires est similaire et que seule l'intensité dépend du mode d'excitation, c'est-à-dire de l'interaction primaire.

Dans le cas de l'irradiation d'antiprotons, l'interaction primaire concède au noyau une énergie moyenne plus grande, induisant de ce fait une cascade plus importante et nous avons mis en évidence que l'émission de particule de basse énergie est excédentaire. En effet, la distribution angulaire des traces grises est plus pointée vers l'avant pour l'irradiation de protons tandis que les corrélations angles-énergies sont identiques; il s'ensuit que la cascade induite par les antiprotons doit présenter un excès de particules de basse énergie, ce qui est confirmé expérimentalement (fig. 20). Cette constatation faites à la frontière (arbitrairement fixée) séparant la cascade de l'évaporation, nous montre l'importance des effets cinématiques dans l'émission de particules secondaires de basse énergie.

APPENDICE A

Estimation du taux d'annihilation dans les noyaux de l'émulsion

Nous reproduisons ci-dessous un calcul d'estimation effectué par E. Jeannet[49].

Pour ce calcul, il a été supposé que les sections efficaces $\bar{p}$-N_{libre} sont valables dans le noyau sans correction et que la particule incidente est peu déviée de sa trajectoire lors des collisions.

Pour la première interaction, on aura donc les pourcentages suivants dans les différents canaux :

annihilation	élastique	inélastique
45,3°/o	30,6°/o	22,6°/o

Pour les particules qui ne sont pas annihilées, on calcule la probabilité qu'elles interagissent une seconde fois dans le même noyau. Cette probabilité est :

$$1 - e^{-\bar{\ell}/\lambda}$$

où λ = libre parcours moyen dans la matière nucléaire

$\bar{\ell}$ = distance moyenne que les particules doivent parcourir pour sortir du noyau.

On distribue, alors, les secondes interactions en annihilations, chocs élastiques et inélastiques, et nous recommençons le cycle pour une troisième interaction et ainsi de suite.

Dans le calcul de la probabilité des chocs secondaires, on doit tenir compte des canaux par lesquels la particule a passé. Le

$$\bar{l} = \frac{2\pi \int_h \int_x h\, l\, e^{-x/\lambda}\, dx\, dh}{2\pi \int_h \int_x h\, e^{-x/\lambda}\, dx\, dh}$$

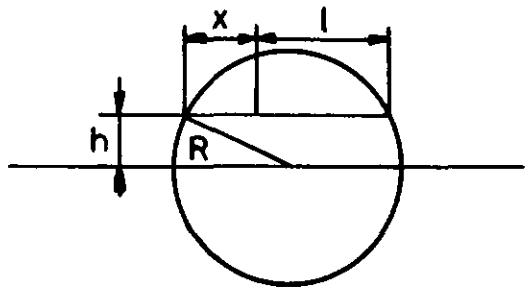


Fig. 37 : Distance moyenne que les particules doivent parvourir pour sortir du noyau.

tableau suivant nous donne les λ et $\bar{\ell}$ pour l'Ag-Br.

	canaux	λ [fermi]	$\bar{\ell}$ [fermi]
après 1 choc	E	3,98	4,63
	I	5,39	3,94
après 2 chocs	E-E	7,96	3,10
	E-I	9,37	2,70
	I-I	10,78	2,47
après 3 chocs	E-E-E	11,94	2,27
	E-E-I	13,35	2,22
	E-I-I	14,78	1,91
	I-I-I	16,17	1,68

E = choc élastique I = choc inélastique

Les résultats de ce calcul nous indiquent que le 80°/o des antiprotons s'annihilent dans la matière nucléaire et ces annihilations se répartissent, sur les composants de l'émulsion, de la manière suivante :

	°/o étoiles	°/o annihilation
Ag-Br	68,8	61,9
C-N-O	25,8	15,9
H	5,4	2,4
	100,0	80,2

Elles se distribuent en fonction du nombre de chocs comme indiqué ci-dessous :

45°/o	lors du 1er choc
30°/o	lors du 2ème choc
15°/o	lors du 3ème choc
4,8°/o	lors du 4ème choc

APPENDICE B

Distribution des moments transverses des protons de cascade

En 1961, Cocconi et coll.[47] ont remarqué, dans les phénomènes de production à très hautes énergies, que les distributions des moments transverses des particules créées pouvaient être decrites par la fonction empirique :

$$\frac{dN}{dP_\perp} \propto P_\perp \, e^{-a P_\perp}$$

De nombreuses expériences ont confirmé ce fait et indiquent que le paramètre 1/a varie entre 150 et 170 MeV/c.

Hagedorn[50] a montré que ce comportement pouvait être décrit par un modèle thermodynamique, et dans ce cas le spectre des moments transverses est :

$$\frac{dN}{dP_\perp} = \text{const } P_\perp \int_0^\infty e^{-\left[\frac{1}{\theta}\sqrt{P_=^2 + \mu^2}\right]} dP_= \qquad (1.B)$$

où $\mu^2 = P^2 + M^2$

$\sqrt{P^2 + M^2} = E$ = énergie totale de la particule émise.

En intégrant on obtient :

$$\frac{dN}{dP_\perp} = \text{const } P_\perp \sqrt{P^2 + M^2}\; K_1\left[\frac{\sqrt{P^2 + M^2}}{\theta}\right] \qquad (2.B)$$

où K_1 = fonction de Hankel modifiée de première espèce dont le comportement asymptotique est :

$$K_1(X) \underset{X \to \infty}{\to} \sqrt{\frac{\pi}{2X}}\, e^{-X}\left[1 + \frac{\theta}{X} + O\left(\frac{1}{X^2}\right)\right]$$

avec $\theta < 1$

ce qui nous conduit, en négligeant les termes en $1/X$ et $1/X^2$, à :

$$\frac{dN}{dP_\perp} \approx \text{const } P_\perp \sqrt{\theta \sqrt{P_\perp^2 + M^2}} \; e^{-\frac{\sqrt{P_\perp^2 + M^2}}{\theta}} \qquad (3.B)$$

et dans le cas où $P_\perp^2 \gg M^2$ on obtient :

$$\frac{dN}{dP_\perp} \approx \text{const } P_\perp^{3/2} \; e^{-\frac{P_\perp}{\theta}} \qquad (4.B)$$

Nous avons vu dans le chapitre VI que sur la distribution des moments transversaux des traces grises, nous pouvons adapter la formule empirique de Cocconi avec :

$$1/a = 189 \text{ MeV/c}$$

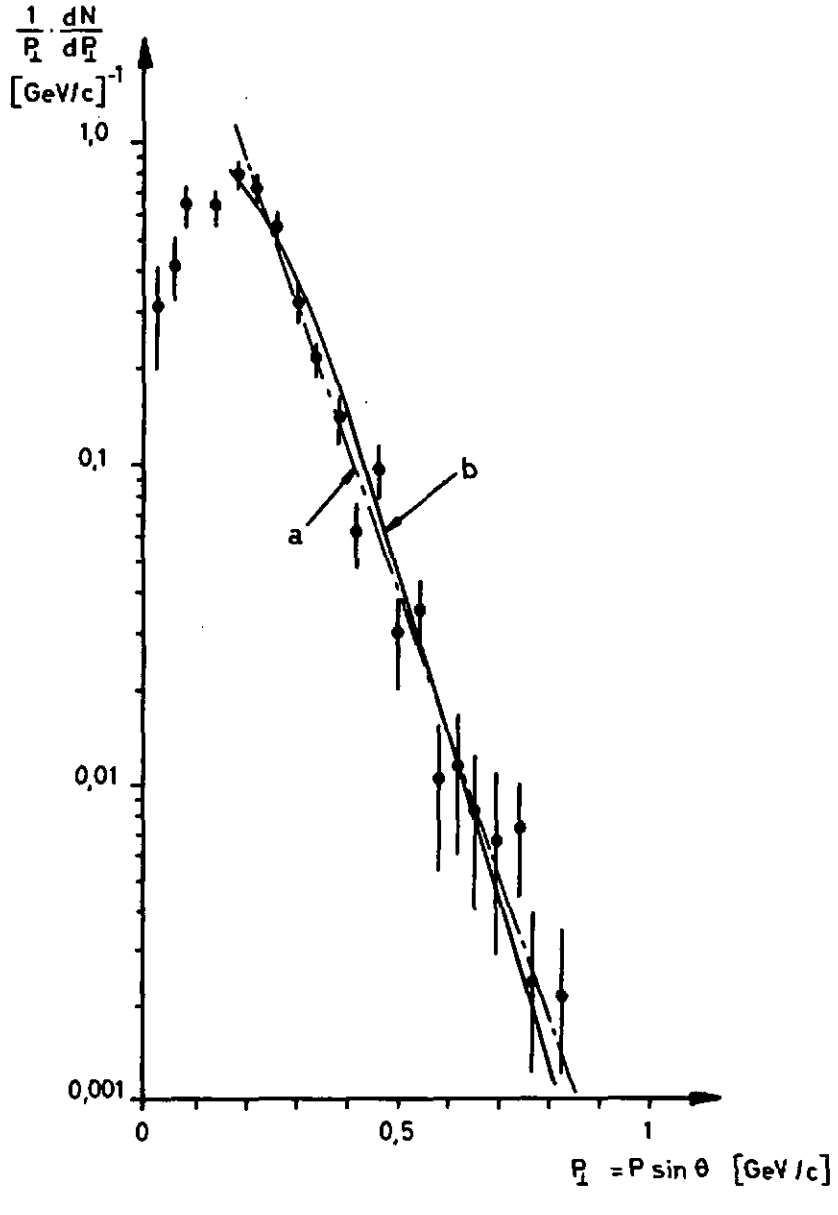
Or, d'après Hagedorn, on peut interpréter cette valeur comme une température.

Sous cette optique, les valeurs expérimentales obtenues peuvent paraître valables pour les phénomènes de production aux énergies ultra-relativistes, mais en ce qui concerne la cascade intranucléaire, elles deviennent incompréhensibles; ce qui se justifie puisque l'approximation donnée par la relation (4.B) n'est pas applicable dans ce cas. En adaptant la relation (2.B) sur notre distribution (fig. 38), nous obtenons la température

$$\theta = 40 \text{ MeV}$$

ce qui paraît plus vraisemblable.

Fig. 38 : Distribution des moments transversaux des protons de cascade. La droite a) correspond à la formule empirique de Cocconi et la courbe b) à la relation (2.B).



BIBLIOGRAPHIE

1)	Serber R.	Phys. Rev. 72, 1144 (1947)
2)	Gierula J.	Fortschritte der Physik 11, 109 (1963)
3)	Belenky S.Z. Landau L.D.	Usp. Fiz. Nauk. 56, 309 (1955)
4)	Metropolis N. et coll.	Phys. Rev. 110, 185-204 (1958)
5)	Jeannet E.	Bull. Soc. Neuch. S. Nat. 86, 5 (1963)
6)	Bovet C.	Helv. Phys. Acta 37, 361 (1964)
7)	Bogdanski M. et coll.	Helv. Phys. Acta 42, 485 (1969)
8)	Combe J.C.	Communication personnelle
9)	Armenteros R. et coll.	Int. Conf. High Energy Phys. 1962, page 236
10)	Pallinger Mme	Lizenziatarbeit. Université de Berne
11)	Bogdanski M.	Travail de diplôme. Université de Neuchâtel
12)	Barkas W.H.	UCRL - 2579 Rev.
13)	Barkas W.H.	Nuclear Research Emulsions Academic Press New York, 1963
14)	Ritson D.M.	Techniques of High Energy Physics Interscience Publishers New York, 1961
15)	Fowler P.H. et coll.	Phil. Mag. 41, 169 (1950)
16)	Menon M.G. et coll.	Phil. Mag. 42, 932 (1951)
17)	Ronne B.E. et coll.	Arkiv För Fysik 22, 175 (1962)
18)	Lock W.O. et coll.	Proc. Roy. Soc. A230, 222 (1955)
19)	Lock W.O. et coll.	Proc. Roy. Soc. A230, 215 (1955)
20)	Smith L. et coll.	Phys. Rev. 92, 851 (1953)
21)	Andreus T.C.	Thesis 1961. University of Arizona
22)	Rajopadhye V.Y.	Phil. Mag. 5, 537 (1960)
23)	Winzeler H. et coll.	Nuovo Cimento 17, 8 (1960)

24) Zhdanov G.B. et coll. Sov. Phys. J.E.T.P. 10, 442 (1960)

25) Kobzev V.A. et coll. Sov. Phys. J.E.T.P. 14, 538 (1962)

26) Bricman C. et coll. Nuovo Cimento 20, 1017 (1961)

27) Abraham F.F. et coll. Nuovo Cimento 26, 717 (1962)

28) Meyer H. et coll. Nuovo Cimento 28, 1399 (1963)

29) Cvijanowich G. et coll. Nuovo Cimento 20, 1012 (1961)

30) Bizzeti P.G. et coll. Nuovo Cimento 27, 6 (1963)

31) Jain P.L. et coll. Nuovo Cimento 21, 859 (1961)

32) Lohrmann E. et coll. Phys. Rev. 122, 672 (1961)

33) Ronne B.E. et coll. Arkiv för Fysik 22, 193 (1962)

34) Barashenkov V.S. Fortschritte der Physik 22, 193 (1962)

35) Ekspong A.G. et coll. Nuclear Physics 22, 353 (1961)

36) Barashenkov V.S. et coll. Fortschritte der Physik 14, 357 (1966)

37) Winzeler H. et coll. Nuclear Physics 69, 661 (1965)

38) Barashenkov V.S. et coll. Fortschritte der Physik 15, 435 (1967)

39) Von Lindern L. Nuovo Cimento 48, 289 (1967)

40) Hagedorn R. J. Ranft CERN Ref. TH/851 (1967)

41) Imaeda Nuovo Cimento 48A, 482 (1967)

42)	Ferbel T.	Thesis 1963. Yale University. Communication at the A.P.S. Meeting at Columbia June 23, 1965.
43)	Fermi E.	Prog. Theor. Phys. 5, 570 (1950)
44)	Schopper E. et coll.	Nukleonen in der atmosphäre Cosmic Rays II P.H. XLVI/1
45)	Ray E.C.	Experimental Results of Flights in the Stratosphere Cosmic Rays I P.H. XLVI/1
46)	Egli P.	Helv. Phys. Acta 40, 539 (1967)
47)	Cocconi G. et coll.	Lawrence Radiation Laboratory report UCID - 1444
48)	Jordan B.	CERN 65-14
49)	Jeannet E.	Communication personnelle
50)	Hagedorn R.	Suppl. Nuovo Cimento 3, 147 (1965)
51)	Dostrovsky et coll.	Phys. Rev. 111, 1659 (1958)

J'adresse mes remerciements au Professeur Rossel qui, en m'engageant comme assistant, m'a donné l'occasion d'effectuer ce travail. Je lui exprime ma reconnaissance pour les conseils et les encouragements qu'il m'a donnés durant mon séjour dans son Institut.

Je remercie le Professeur Jeannet, chef du Groupe de Physique Corpusculaire et Directeur de cette thèse, pour son aide et ses conseils.

Je tiens à remercier le Dr Lohrmann de Hambourg qui nous a prêté l'empilement d'émulsions.

J'exprime toute ma gratitude à Mr Bogdanski pour sa collaboration efficace. Ma reconnaissnnce va également à Mesdames Despond, Grosjean, Gretillat, Kiraly, Harsanyi, Aubert et Gonthier pour leurs minutieux travaux de mesures.

Genève, le 28 octobre 1968

CURRICULUM VITAE

Originaire de Neuchâtel, je suis né le 24 décembre 1933 à Genève. J'ai fait mes classes primaires et un an de lycée à Nice (France). De retour au pays, j'ai suivi les cours du Technicum Neuchâtelois (section Neuchâtel) et j'ai obtenu le diplôme cantonal de technicien-mécanicien en 1956. De septembre 1955 à février 1958, j'ai exercé l'activité de technicien dans le département d'étude et de projets de la S.A. des Ateliers de Construction Burckhardt à Bâle. Après avoir réussi l'examen d'admission à la Faculté des Sciences de l'Université de Neuchâtel, une bourse accordée par l'Etat et la Ville de Neuchâtel m'a permis de poursuivre mes études et j'ai obtenu le diplôme de physicien en février 1965. Dès cette date et jusqu'en juillet 1968, j'ai travaillé à l'Institut de Physique comme assistant du Professeur Rossel. Depuis lors j'exerce mon activité de physicien au CERN dans la Division SI.