

THESE

Présentée à la Faculté des Sciences
de l'Université de Grenoble

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR en PHYSIQUE NUCLEAIRE - 3ème Cycle

par

B. AUBERT

Contribution à l'étude de la diffusion ($\pi^+ p$) à 120 MeV,
par l'exploitation des clichés de chambre à bulles.

Commission d'examen :

N. FELICI	Président
A. MOUSSA	
R. BOUCHEZ	Examineurs
L. MONTANET	

CERN LIBRARIES, GENEVA

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00098976

Date de la soutenance : 18 juin 1960

La chambre à bulles est un moyen de choix pour étudier la physique des hautes énergies car elle permet de conserver de l'évènement nucléaire une photographie stéréoscopique qui pourra être étudiée par la suite. Une chambre est capable de prendre en un temps relativement court un grand nombre de photographies. L'automatisme a été développé au maximum pour permettre une étude aisée de ces clichés. Généralement on considère trois stades :

- le dépouillement qui consiste à examiner les photographies et rechercher les évènements intéressants.

- les mesures à l'aide d'appareils automatiques : Instruments pour l'évaluation des photographies IEP.

- les calculs effectués par une machine électronique, qui restituent la géométrie et la cinématique.

L'expérience décrite ici sur la diffusion ($\pi^+ p$) a été réalisée au moyen de 20.000 photographies de chambre à bulles à propane par une équipe du service STS-IEP au CERN. Avant de donner un compte-rendu de ce travail, nous rappellerons les bases théoriques et examinerons les appareils utilisés. Je tiens à remercier Monsieur Robert BOUCHEZ de m'avoir orienté vers la physique des hautes énergies, Messieurs Lew KOWARSKI et Yves GOLDSCHMIDT-CLERMONT de m'avoir reçu à Genève dans leur service ainsi que tout le personnel du groupe IEP et particulièrement Monsieur Lucien MONTANET, pour l'accueil sympathique et les discussions nombreuses et profitables. Le film a été obtenu avec la chambre à propane de deux litres du Groupe de l'Université de Padoue du Professeur LORIA, au synchrocyclotron du CERN en Juin 1959.

PLAN

Chapitre I	- Théorie classique de la diffusion élastique	Page 1
I-1	Rappel du formalisme du spin isotopique	1
2	Théorie classique de la diffusion élastique	5
	Particules sans spin	
	Contribution des spins	
3	Variation des phases avec l'impulsion	16
	Courbes	
Chapitre II	- Méthodes expérimentales	
II-1	L'appareillage	21
	- Les appareils de dépouillement	
	- Les appareils de mesures	
	Baby IEP	
	IEP	
2	Les problèmes de dépouillement	29
3	Les problèmes de mesures	32
	Photographies.	
Chapitre III	- Contribution à l'étude de la diffusion ($\pi^+ p$) à 120 MeV	
III-1	Dispositif expérimental	41
2	Exploitation des photographies	43
	A Analyse préliminaire	
	B Détermination de l'énergie incidente	
	C Conduite de l'expérience	
3	Analyse des résultats	54
4	Conclusions	
	Tableaux - Photographies - Courbes	
Bibliographie -		

Chapitre I

THEORIE CLASSIQUE DE LA DIFFUSION

Nous essayerons de traiter le problème dans sa plus grande généralité. Nous introduirons le formalisme du spin isotopique, puis nous étudierons le problème classique de la diffusion avec la notation de Fermi pour les déphasages. Nous préciserons ensuite la participation dans l'onde diffusée du spin ordinaire et du spin isotopique. Enfin nous terminerons par un aperçu des possibilités que peut offrir pour l'étude de la structure du noyau, la diffusion π N.

Au point de vue quantique nous considérerons le méson π comme non relativiste ; nous resterons dans un domaine d'énergie inférieure à l'énergie de masse. Remarquons de plus qu'aux énergies très basses pour la physique des mésons π , un simple calcul

$$\ell_{\max} = \frac{\hbar}{\lambda}$$

montre qu'en dessous de 300 MeV, nous pouvons nous limiter aux ondes s ($\ell = 0$) et p ($\ell = 1$).

I - 1 - Le formalisme du spin isotopique -

Les forces nucléaires sont indépendantes de la charge. En faisant abstraction de celle-ci et des interactions faibles, proton et neutron sont indiscernables ; on peut les considérer comme deux états différents d'une seule particule. La différence sera caractérisée par un nombre quantique Q fonction de la charge électrique. Si nous considérons un fermion possédant deux états de spin, en l'absence de champ magnétique, ces deux états sont indiscernables. Cette analogie a conduit

à construire un formalisme analogue à celui de la théorie du spin.

Nous représenterons les deux nucléons par un vecteur colonne à deux composantes, par exemple

$$p = \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix} \quad n = \begin{vmatrix} 0 \\ 1 \end{vmatrix}.$$

Pour calquer la théorie du spin, nous essayerons d'introduire des matrices analogues aux matrices de Pauli

$$1 = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \quad \tau_1 = \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix} \quad \tau_2 = \begin{vmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{vmatrix} \quad \tau_3 = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{vmatrix}$$

Possédant les propriétés de l'opérateur σ (σ_1 σ_2 σ_3)

$$\vec{\tau} \wedge \vec{\tau} = i \vec{\tau}$$

$$\tau_1 \tau_2 = i \tau_3 \quad \tau_1 \tau_2 = -\tau_2 \tau_1$$

$$\tau_2 \tau_3 = i \tau_1 \quad \tau_2 \tau_3 = -\tau_3 \tau_2$$

$$\tau_3 \tau_1 = i \tau_2 \quad \tau_3 \tau_1 = -\tau_1 \tau_3$$

Nous définirons le spin isotopique

$$\vec{I} = \frac{\vec{\tau}}{2} \quad (1)$$

et nous compléterons l'analogie en introduisant les opérateurs I_+ et I_-

$$I_{\pm} = I_1 \pm i I_2$$

Nous pouvons en déduire la relation entre charge et spin isotopique pour le nucléon

$$Q = I_3 + \frac{1}{2} \quad (2)$$

Pour un système à N nucléons

$$Q = \sum_{i=1}^N Q_i = I_3 + \frac{N}{2} \quad (2')$$

Si nous décomposons l'état de spin I en multiplet $(-I; +I)$ nous aurons le multiplet de charge

$$q = -I + \frac{N}{2}, -I + \frac{N}{2} + 1, \dots, +I + \frac{N}{2}$$

Tous les multiplets de charges ont pour centre de charge la valeur $N/2$, d'où la relation valable pour un système de nucléons

$$\frac{\text{Nombre de baryons}}{2} = \text{centre de charge}$$

Généralisons la notion de spin isotopique à un triplet par exemple π^+ et π^0 . Nous attribuerons le spin total 1 et nous définirons les opérateurs de spin analogues à ceux de la théorie des moments angulaires ρ (ρ_1, ρ_2, ρ_3).

$$\rho_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{vmatrix} \quad \rho_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{vmatrix} \quad \rho_3 = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{vmatrix}$$

$$\pi^+ = \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} \quad \pi^0 = \begin{vmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{vmatrix} \quad \pi^- = \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{vmatrix}$$

Nous obtenons les relations suivantes

$$\begin{aligned} \rho_1 \pi^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \pi^0 & \rho_1 \pi^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\pi^+ + \pi^-) & \rho_1 \pi^- &= \frac{1}{\sqrt{2}} \pi^0 \\ \rho_2 \pi^+ &= \frac{i}{\sqrt{2}} \pi^0 & \rho_2 \pi^0 &= \frac{i}{\sqrt{2}} (\pi^- - \pi^+) & \rho_2 \pi^- &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \pi^0 \\ \rho_3 \pi^+ &= \pi^+ & \rho_3 \pi^0 &= 0 & \rho_3 \pi^- &= -\pi^- \end{aligned}$$

Les trois dernières relations prouvent que

$$\begin{aligned} Q &= \rho_3 & \text{opérateur de } I_3 \\ Q &= I_3 & (3) \end{aligned}$$

Les relations 2 et 3 sont identiques mais ici N le nombre de baryon est nul, le centre de charge est zéro.

Addition des spins isotopiques -

Considérons un système de deux particules. L'addition de deux ou plus isospins suit les règles classiques d'addition des moments angulaires ordinaires. La fonction propre de l'état $|I, I_3\rangle$ combinaison

des états $|I^{(1)} I_3^{(1)}\rangle$ et $|I^{(2)} I_3^{(2)}\rangle$

$$I = I^{(1)} + I^{(2)}$$

pourra être écrite comme un produit des fonctions

$$\psi_1(I^{(1)} I_3^{(1)}) \psi_2(I^{(2)} I_3^{(2)})$$

$$|II_3\rangle = \sum_{I_3^{(1)}, I_3^{(2)}} \overbrace{\left(I^{(1)} I^{(2)} I_3^{(1)} I_3^{(2)} \middle| I^{(1)} I^{(2)} II_3 \right)}^{\mathcal{C}} \psi(I^{(1)} I_3^{(1)}) \psi(I^{(2)} I_3^{(2)})$$

$\mathcal{C}$ sera le coefficient de Clebsch-Gordan appliqué au spin isotopique

Tableau I

	$I = 3/2$	$I = 1/2$
$I_3 + 3/2$	$ p\pi^+\rangle$	
$+ 1/2$	$\frac{\sqrt{2} p\pi^0\rangle - N\pi^+\rangle}{\sqrt{3}}$	$\frac{ p\pi^0\rangle + \sqrt{2} N\pi^+\rangle}{\sqrt{3}}$
$- 1/2$	$\frac{ p\pi^-\rangle + \sqrt{2} N\pi^0\rangle}{\sqrt{3}}$	$\frac{\sqrt{2} p\pi^-\rangle - N\pi^0\rangle}{\sqrt{3}}$
$- 3/2$	$ N\pi^-\rangle$	

(coefficients calculés avec les conventions de Wigner)

I-2 - Théorie classique de la diffusion élastique

1 - Particules sans spin

Nous étudierons la diffusion d'une particule incidente sur un noyau. On représentera le noyau comme un potentiel statique $V(r)$ qui tend vers zéro à l'infini. Le potentiel $V(r)$ doit décroître suffisamment vite (en particulier plus vite que $1/r$). On ne pourra pas appliquer cela à un potentiel coulombien. Nous ferons le calcul indépendamment du temps qui introduit dans les fonctions d'onde un coefficient

$$e^{-i\omega t} \quad \text{avec} \quad \omega = \frac{\hbar k^2}{2m}$$

On représentera la particule incidente par une onde plane et nous chercherons à exprimer l'onde diffusée à travers le potentiel V . Nous devons donc résoudre l'équation de Schrödinger

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \right] \psi(r) = E \psi(r)$$

proche de l'infini, cette équation devient

$$(\nabla^2 + k^2) \psi(r) = U(r) \psi(r)$$

avec

$$k = \frac{mv}{\hbar} \\ U = \frac{2m}{\hbar^2} V(r)$$

Nous voulons représenter l'onde ψ comme superposition d'une onde plane incidente e^{ikz} et d'une onde diffuse sphérique ayant la même énergie $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$. Elle sera donc de la forme

$$\boxed{e^{ikz} + \frac{1}{r} e^{ikr} f(\theta, \varphi)} \quad (1)$$

Evaluons la section efficace - Le courant de particules diffusées par le centre, traversant un élément de sphère $R^2 d\Omega$ est égal à i = densité de particules diffusées $\times$ vitesse de la particule $\times$ surface traversée

$$|\psi|^2 \times \frac{\hbar k}{m} \times R^2 d\Omega$$

Le flux incident sera $f = |\Psi_I|^2 \times \frac{k \hbar}{m} = \text{densité} \times \text{vitesse}$

La section efficace est donnée par $\sigma(\theta, \varphi) = \frac{i}{f}$

$$\sigma(\theta, \varphi) d\Omega = |\Psi_D|^2 \times \frac{k \hbar}{m} \times R^2 d\Omega \quad \text{en intégrant sur la sphère unité}$$

$$\Psi_I = e^{ikz}$$

$$\Psi_D = \frac{1}{R} e^{ikz} f(\theta, \varphi)$$

$$\sigma_{\text{tot}}(\theta, \varphi) = \int |\Psi_D|^2 d\Omega \quad (2)$$

Réolvons l'équation de Schrödinger. Pour cela nous reprenons le procédé classique de séparation de variables radiales et angulaires

$$\Psi = R(r) f(\theta, \varphi)$$

1) Rappelons la solution de l'équation en f

$$L^2 f = \ell(\ell+1) f$$

qui admet pour f

$$f = \sum_{\ell} A_{\ell} P_{\ell}(\cos \theta)$$

Nous aurons donc une équation

$$\Psi = \sum_{\ell} A_{\ell} P_{\ell}(\cos \theta) f_{\ell}(r) \quad (3)$$

Pour calculer le coefficient A_{ℓ} nous nous servirons du fait que l'onde contient un terme d'onde plane. Décomposons l'onde plane en ondes partielles

$$e^{ikz} = \sum_{\ell} A_{\ell} P_{\ell}(\cos \theta) f_{\ell}(r)$$

on trouve que

$$A_{\ell} = (2\ell+1) i^{\ell}$$

$$\Psi_I = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) i^{\ell} P_{\ell}(\cos \theta) f_{\ell}(r) \quad (4)$$

2) Etudions l'équation radiale

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left[(k^2 - u) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] R = 0$$

en divisant par k^2 nous nous ramenons à une équation de Bessel

$$\frac{1}{k^2} \frac{d^2}{dr^2} R + \frac{1}{kr} \frac{dR}{dr} + \left(1 - \frac{\ell(\ell+1)}{k^2 r^2} \right) R = 0$$

qui a pour solution

$$R = A J_\ell(kr) + B N_\ell(kr)$$

A et B étant des constantes

Pour distinguer le sens de propagation des différentes parties composant cette onde, nous introduisons les fonctions sphériques de HANKEL $h^{(2)}$ se dirigeant vers le centre diffuseur et $h^{(1)}$ s'en éloignant.

$$J_\ell(x) = \frac{1}{2} [h_\ell^{(1)}(x) + h_\ell^{(2)}(x)]$$

$$N_\ell(x) = \frac{1}{2i} [h_\ell^{(1)}(x) - h_\ell^{(2)}(x)]$$

Nous écrirons donc

$$R = \frac{1}{2} [A_e h_e^{(1)}(kr) + B_e h_e^{(2)}(kr)] \quad (5)$$

A_e et B_e réels ou imaginaires.

En se servant de (4) et de (5) nous aurons après décomposition de l'onde incidente en deux parties

$$\psi_I = \psi_I^{(1)} + \psi_I^{(2)}$$

à une constante près

$$\psi_I^{(1)} = \sum_{\ell} (2\ell+1) i^{\ell} \frac{1}{2} h_e^{(1)}(kr) P_{\ell}(\cos \theta)$$

et de même pour $\psi_I^{(2)}$

$$\psi_I = \sum_{\ell} (2\ell+1) i^{\ell} \frac{1}{2} [h_e^{(1)}(kr) + h_e^{(2)}(kr)] P_{\ell}(\cos \theta)$$

et avec (5)

$$\psi = \sum_{\ell} (2\ell+1) i^{\ell} \frac{1}{2} \left[A_{\ell} h_{\ell}^{(1)}(kr) + B_{\ell} h_{\ell}^{(2)}(kr) \right] P_{\ell}(\cos\theta) \quad (6)$$

Nous aurons l'onde diffuse en faisant la différence

$$\psi_D = \psi - \psi_I$$

L'onde diffuse ne doit pas comprendre de termes $h^{(2)}$ (se dirigeant vers le centre diffuseur) donc les termes en $h^{(2)}$ doivent disparaître ce qui entraîne

$$B_{\ell} = 1$$

Repassons aux fonctions de Bessel-Neumann

$$\psi = \sum_{\ell} (2\ell+1) i^{\ell} \frac{1}{2} \left[(A_{\ell}+1) J_{\ell}(kr) + i (A_{\ell}-1) N_{\ell}(kr) \right] P_{\ell}(\cos\theta)$$

Nous devons avoir une solution réelle donc

$$A_{\ell} + 1 \left[J_{\ell}(kr) + i \frac{A_{\ell}-1}{A_{\ell}+1} N_{\ell}(kr) \right] = C_{\ell} R_{\ell}(r)$$

C_{ℓ} (pouvant être complexe) sera obtenu par normalisation ; R, J, N sont des fonctions réelles, donc

$i \frac{A_{\ell}-1}{A_{\ell}+1}$ est réel - A_{ℓ} est donc un facteur de phase de module unité. On écrira, δ_{ℓ} étant appelé le déphasage de l'onde ℓ

$$A_{\ell} = \exp 2i\delta_{\ell}$$

Reportons les valeurs des coefficients dans l'équation (6)

$$\psi = \sum_{\ell} (2\ell+1) i^{\ell} \frac{1}{2} \left[e^{2i\delta_{\ell}} h_{\ell}^{(1)}(kr) + h_{\ell}^{(2)}(kr) \right] P_{\ell}(\cos\theta)$$

Pour avoir l'onde diffuse ψ_D nous soustrayons ψ_I

$$\psi_D = \sum_{\ell} (2\ell+1) i^{\ell} P_{\ell}(\cos\theta) \frac{1}{2} \left[(e^{2i\delta_{\ell}} - 1) h_{\ell}^{(1)}(kr) \right] \quad (7)$$

Pour r grand la forme asymptotique de la fonction $h^{(1)}$ est

$$\begin{aligned} h_{\ell}^{(1)}(kr) &\approx \frac{1}{kr} e^{i(kr - (\ell+1)\frac{\pi}{2})} \\ &\approx \frac{1}{ikr} e^{ikr} \times \frac{1}{e} \end{aligned}$$

$$\psi_D = \sum_l (2l+1) P_l(\cos\theta) \frac{e^{ikr}}{2ikr} (e^{2i\delta_l} - 1) \quad (7')$$

Or $\psi_D = \frac{1}{2} e^{ikr} f(\theta)$

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_l (2l+1) e^{i\delta_l} \sin\delta_l P_l(\cos\theta) \quad (8)$$

Nous avons ainsi la possibilité avec (2) et (7) d'exprimer la section efficace totale de diffusion

$$\sigma = |f(\theta)|^2$$

Par suite des relations d'orthogonalité des polynômes de Legendre et en intégrant d $\sim$

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) \sin^2\delta_l$$

D'où une relation entre la section efficace et le déphasage.

On appelle ~~théorème~~ théorème optique la relation entre σ_{tot} et l'amplitude de l'onde transmise avec $\theta = 0$

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k} \text{Im} f(0)$$

Nous pourrions prévoir des résonances pour les valeurs de δ_l qui font $\sin^2 \delta_l = 1$

2 - Contribution des spins

Reprenons le problème au début. Nous écrirons la fonction d'onde en faisant intervenir des facteurs X pour le spin ordinaire et S pour le spin isotopique.

$$\psi_I = e^{ikz} X S$$

$$\psi_D \rightarrow \frac{e^{ikr}}{r} f(\theta, \varphi) X S$$

Il y a conservation du spin isotopique. Evaluons S, les états propres pour les différents états de charges sont donnés par le tableau I du

paragraphe I-1. (inversé)

$$S \begin{cases} |\pi^+ p\rangle = |3/2, 3/2\rangle \\ |\pi^- p\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} |3/2, -1/2\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |1/2, -1/2\rangle \\ |\pi^0 N\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} |3/2, -1/2\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} |1/2, -1/2\rangle \end{cases} \quad (9)$$

L'état $|\pi^+ p\rangle$ est un pur état $3/2$ alors que $|\pi^- p\rangle$ est une combinaison des états $I = 3/2$ et $I = 1/2$

$$\sigma_{\text{tot}}(\pi^+ p) = \sigma_{3/2} \quad \sigma_{\text{tot}}(\pi^- p) = \frac{1}{3} \sigma_{3/2} + \frac{2}{3} \sigma_{1/2}$$

La fonction $f(\theta, \varphi)$ dépend des impulsions initiale p_1 et finale p_2 du proton et de l'opérateur de spin σ . On l'écrit en général $m(\theta, \varphi)$

$$m(\theta, \varphi) = f(\theta) + i g(\theta) \vec{\sigma} \cdot \vec{n} \quad (10)$$

θ étant l'angle entre p_1 et p_2 et $\vec{n}$ la normale au plan $p_1 p_2$.

Nous prendrons comme axe de propagation p_1 un axe parallèle à σ_z , donc le dernier terme n'agit que sur $\sigma_x \sigma_y$ de $\vec{\sigma}$, ce qui entraîne un changement de spin ; g sera appelé amplitude avec changement de spin (spin flip) et f amplitude sans changement de spin. Nous affecterons g et f d'indice pour indiquer la dépendance du spin isotopique. Ainsi

$$m_+ = m_{3/2} = f_{3/2}(\theta) + i g_{3/2}(\theta) \vec{\sigma} \cdot \vec{n}$$

La cas de la diffusion $|\pi^- p\rangle$ est plus compliqué par suite de deux possibilités de charge dans l'état final ($\pi^- p$) et ($\pi^0 N$). En appliquant les équations (9), nous obtenons

$$\psi_D \rightarrow \frac{e^{ikr}}{r} \times \left[\frac{1}{\sqrt{3}} |3/2, -1/2\rangle m_{3/2} + \sqrt{\frac{2}{3}} |1/2, -1/2\rangle m_{1/2} \right] \quad (11)$$

Or alternativement (9) donne

$$\begin{aligned} |3/2, -1/2\rangle &= \left[\frac{1}{\sqrt{3}} |\pi^- p\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |\pi^0 N\rangle \right] m_{3/2} \\ |1/2, -1/2\rangle &= \left[\sqrt{\frac{2}{3}} |\pi^- p\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} |\pi^0 N\rangle \right] m_{1/2} \end{aligned}$$

(11) devient donc

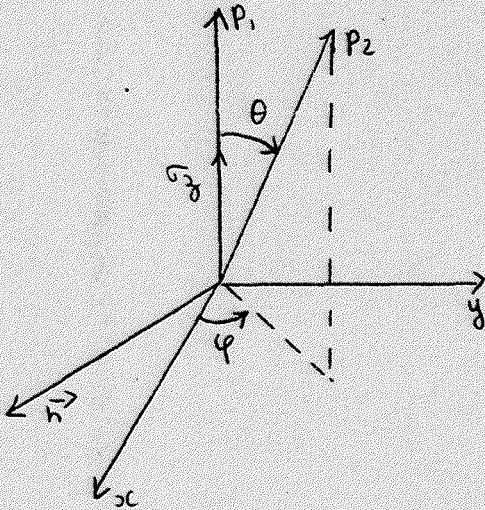
$$\psi_D = \frac{e^{ikr}}{r} \times |\pi^- p\rangle \left[\frac{1}{3} m_{3/2} + \frac{2}{3} m_{1/2} \right] + \frac{e^{ikr}}{r} \times |\pi^0 N\rangle \left[\frac{\sqrt{2}}{3} (m_{3/2} - m_{1/2}) \right]$$

Nous avons ainsi toutes les formules d'amplitude de diffusion.

Tableau 2

$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p$	$m_+ = m_{3/2}$
$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p$	$m_- = \frac{1}{3} m_{3/2} + \frac{2}{3} m_{1/2}$
$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$	$m_0 = \frac{\sqrt{2}}{3} (m_{3/2} - m_{1/2})$
$\psi_D = e^{\frac{i k r}{\lambda}} \left \begin{smallmatrix} + \\ 0 \end{smallmatrix} \right\rangle > m_{\frac{+}{0}} \chi$	

Exprimons $m \chi$ sous forme matricielle. Nous pouvons faire le produit $\vec{\sigma} \cdot \vec{n}$ $\vec{n} = (\sin \varphi, \cos \varphi, 0)$



$$\vec{\sigma} \cdot \vec{n} = \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix} \sin \varphi - \begin{vmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{vmatrix} \cos \varphi$$

$$= \begin{vmatrix} 0 & i e^{-i \varphi} \\ -i e^{i \varphi} & 0 \end{vmatrix}$$

$$m \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} f & -g e^{i \varphi} \\ g e^{i \varphi} & f \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} f \\ g e^{i \varphi} \end{vmatrix} \quad (11)$$

L'équation (11) montre que g est l'amplitude avec changement de spin. Calculons la section efficace différentielle. Nous devons faire le produit $\psi^* \psi$ donc il nous faut trouver la norme de $m \chi$

$$\begin{aligned} \chi^\dagger m^\dagger m \chi &= \chi^\dagger (f^* - i g^* \vec{\sigma} \cdot \vec{n}) (f + i g \vec{\sigma} \cdot \vec{n}) \chi \\ &= |f|^2 + |g|^2 + i (f^* g - g^* f) \chi^\dagger \vec{\sigma} \cdot \vec{n} \chi \end{aligned}$$

En usant du fait que $\vec{\sigma} \cdot \vec{n}$ est un opérateur de carré unité ; de plus nous ne considérerons que des protons non polarisés, dans ce cas le dernier terme pourra être posé égal à zéro, d'où la formule remplaçant l'équation (2)

$$\boxed{\frac{d\sigma}{d\theta} = |f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2} \quad (12)$$

Calcul de f et g -

Dans le cas des particules sans spin le moment angulaire total J est égal à ℓ et n'a qu'une valeur possible. Supposons maintenant une particule à spin (p) et une particule sans spin (π). Le moment angulaire total J sera $\ell + s$. Nous allons décomposer notre onde. Pour l'onde s il n'y a toujours qu'une valeur de J ; nous gardons le résultat précédent. Pour l'onde P il y a deux possibilités $J = \ell \pm 1/2$. Pour simplifier nous supposons que le π incident se propage dans la direction de z négatif et que le spin du proton est couché sur l'axe des z dans la direction positive; la composante J_z du moment angulaire sera $J_z = \ell - 1/2$ d'où $M = 1/2$.

La solution $Y_{\ell m}$ de l'équation de Schrödinger relative aux angles

$$L^2 f_m^\ell = \ell(\ell+1) f_m^\ell \quad f_m^\ell = Y_{\ell m}$$

devient fonction de trois nombres quantiques ℓ, m .

$$J^2 F_{\ell, s}^m = J(J+1) F_{\ell, s}^m$$

$$J_z F_{\ell, s}^m = M F_{\ell, s}^m$$

Les fonctions F seront $F_{\ell, \ell+1/2}^{1/2}$ et $F_{\ell, \ell-1/2}^{1/2}$, ce sont des combinaisons des solutions de l'équation pour spin nul $Y_{\ell m}$. Les coefficients sont donnés par le tableau de Clebsch Gordan (cf Condon et Shortley - the theory of the atomic spectra - p. 76)

Tableau 3

$s = 1/2$ $M = 1/2$	$m_s = 1/2$ $m_\ell = 0$	$m_s = -1/2$ $m_\ell = 1$
$J = \ell + 1/2$	$\left(\frac{\ell+1}{2\ell+1} \right)^{1/2}$	$\left(\frac{\ell}{2\ell+1} \right)^{1/2}$
$J = \ell - 1/2$	$-\left(\frac{\ell}{2\ell+1} \right)^{1/2}$	$\left(\frac{\ell+1}{2\ell+1} \right)^{1/2}$

d'où la fonction F

$$F_{e, e+\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2e+1}} \begin{vmatrix} \sqrt{e+1} & \gamma_{e,0}(0,\varphi) \\ \sqrt{e} & \gamma_{e,1}(0,\varphi) \end{vmatrix}$$

$$F_{e, e-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2e+1}} \begin{vmatrix} -\sqrt{e} & \gamma_{e,0}(0,\varphi) \\ \sqrt{e+1} & \gamma_{e,1}(0,\varphi) \end{vmatrix}$$

ce qui donne alternativement

$$\gamma_{e,0}(0,\varphi) \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix} = \sqrt{\frac{e+1}{2e+1}} F_{e, e+\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} - \sqrt{\frac{e}{2e+1}} F_{e, e-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}$$

Comme $\rho_e^0 = \sqrt{\frac{4\pi}{2e+1}} \gamma_{e,0}$ l'équation 4 devient

$$\psi_I = \sqrt{4\pi} \sum_e \sqrt{2e+1} i^e \gamma_{e,0}(0,\varphi) \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix} f_e(\lambda)$$

$$\psi_I = \sqrt{4\pi} \sum_e \sqrt{2e+1} i^e f_e(\lambda) \left[\sqrt{\frac{e+1}{2e+1}} F_{e, e+\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} - \sqrt{\frac{e}{2e+1}} F_{e, e-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \right]$$

Nous devons nous attendre à ce que chaque onde partielle $F_{e,\gamma}$ subisse un déphasage que nous appellerons $\delta_{e,\gamma}$ par analogie avec δ_e

l'équation 7' devient

$$\psi_D = \sqrt{4\pi} \sum_e \frac{e^{ikr}}{2ikr} \left[\sqrt{e+1} (e^{2i\delta_{e, e+\frac{1}{2}}}-1) F_{e, e+\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} - \sqrt{e} (e^{2i\delta_{e, e-\frac{1}{2}}}-1) F_{e, e-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \right] \quad (13)$$

Pour la commodité, nous allons poser

$$a_{e,\gamma} = \frac{e^{2i\delta_{e,\gamma}} - 1}{2i}$$

Repassons en γ_{em}

$$\psi_D = \frac{\sqrt{4\pi}}{k} \sum_e \frac{e^{ikr}}{r} \frac{a_{e, e+\frac{1}{2}}}{\sqrt{2e+1}} \begin{vmatrix} e+1 \gamma_{e,0} \\ \sqrt{e(e+1)} \gamma_{e,1} \end{vmatrix} + \frac{\sqrt{4\pi}}{k} \sum_e \frac{e^{ikr}}{r} \frac{a_{e, e-\frac{1}{2}}}{\sqrt{2e+1}} \begin{vmatrix} e \gamma_{e,0} \\ \sqrt{e(e+1)} \gamma_{e,1} \end{vmatrix} \quad (14)$$

En remarquant que $\gamma_{e,1}$ correspond à $m_s = -1/2$ donc à un renversement du spin, on peut identifier les équations (11) et (14) ce qui donne

$$\boxed{\begin{aligned} f(\theta) &= \frac{\sqrt{4\pi}}{k} \sum_e \frac{1}{\sqrt{2e+1}} \left[(e+1) a_{e, e+\frac{1}{2}} + e a_{e, e-\frac{1}{2}} \right] \gamma_{e,0}(\theta) \\ g(\theta) &= \frac{\sqrt{4\pi}}{k} \sum_e \sqrt{\frac{e(e+1)}{2e+1}} \left[a_{e, e+\frac{1}{2}} - a_{e, e-\frac{1}{2}} \right] \gamma_{e,1}(\theta) e^{-i\varphi} \end{aligned}} \quad (15)$$

Le théorème optique est toujours valable $\sigma_{\text{tot}} = \frac{4\pi}{k} \text{Im } f(0)$

Ce qui donne en développant les exponentielles

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{\ell} \left[(\ell+1) \sin^2 \delta_{\ell, \ell+1/2} + \ell \sin^2 \delta_{\ell, \ell-1/2} \right] \quad (16)$$

Nous savons de plus que f et g dépendent du spin isotopique d'après le tableau 2 ; à chaque I correspond un f et un g donc des "a" ce qui entraîne des déphasages : $f_I \rightarrow a_{I\ell} \rightarrow \delta_{I\ell}$

Notation -

Nous nous limiterons aux ondes s et p . Pour les ondes s $\ell = \gamma = 0$ nous n'affecterons donc δ que d'un seul indice I pour l'onde p nous aurons deux indices, le premier fonction de I le second de J .

Tableau 4

	$I = 3/2$	$I = 1/2$
s	δ_3	δ_1
$p \ell+1/2$	δ_{33}	δ_{13}
$p \ell-1/2$	δ_{31}	δ_{13}

$$\left. \begin{aligned} f_+ &= f_{3/2}(0) & g_+ &= g_{3/2}(0) \\ f_- &= \frac{1}{3} f_{3/2}(0) + \frac{2}{3} f_{1/2}(0) & g_- &= \frac{1}{3} g_{3/2}(0) + \frac{2}{3} g_{1/2}(0) \\ f_0 &= \frac{\sqrt{2}}{3} [f_{3/2}(0) - f_{1/2}(0)] & g_0 &= \frac{\sqrt{2}}{3} [g_{3/2}(0) - g_{1/2}(0)] \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Calculons f_3, g_3 et f_1, g_1 pour les ondes s et p .

$$Y_{0,0} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \quad Y_{1,0} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \theta \quad Y_{1,1} = -\sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin \theta e^{i\varphi}$$

Les indices 3 et 1 sont écrits pour $3/2$ et $1/2$.

$$\left. \begin{aligned} f_3(\theta) &= \frac{1}{k} [a_3 + (2a_{33} + a_{31}) \cos \theta] \\ g_3(\theta) &= -\frac{1}{k} [(a_{33} - a_{31}) \sin \theta] \\ f_1(\theta) &= \frac{1}{k} [a_1 + (2a_{13} + a_{11}) \cos \theta] \\ g_1(\theta) &= -\frac{1}{k} [(a_{13} - a_{11}) \sin \theta] \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Avec les équation 12 et 18 on voit que la section efficace différentielle sera de la forme

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{k^2} (A + B \cos \theta + C \cos^2 \theta)$$

Les coefficients A B C sont obtenus en élevant au carré les modules des f et g. Nous pouvons ainsi obtenir $A_+, B_+, C_+, A_-, B_-, C_-, A_0, B_0, C_0$. Donnons les résultats pour la diffusion ($\pi^+ p$)

$$\left. \begin{aligned} A_+ &= |a_3|^2 + |a_{33} - a_{31}|^2 \\ B_+ &= 2 \operatorname{Re} a_3^* (2a_{33} + a_{31}) \\ C_+ &= 3|a_{33}|^2 + 6 \operatorname{Re} a_{31}^* a_{33} \end{aligned} \right\} (19) \left\{ \begin{aligned} A_+ &= \sin^2 \delta_3 + \sin^2 (\delta_{33} - \delta_{31}) \\ \frac{1}{2} B_+ &= \sin \delta_3 (2 \sin \delta_{33} \cos (\delta_{33} - \delta_{31}) + \sin \delta_{31} \cos \delta_{33}) \\ \frac{1}{3} C_+ &= \sin^2 \delta_{33} + 2 \sin \delta_{31} \sin \delta_{33} \cos (\delta_{33} - \delta_{31}) \end{aligned} \right.$$

De plus l'équation 16 donne

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} (\sin^2 \delta_3 + \sin^2 \delta_{31} + 2 \sin^2 \delta_{33}) \quad (20)$$

Les calculs pour la diffusion $|\pi^- p\rangle$ sont beaucoup plus longs. On obtient ainsi les coefficients $A_-, B_-, C_-, A_0, B_0, C_0$ (Bethe p. 67)

Dans la littérature relative à la physique du méson π les phases sont généralement notées α . Nous emploierons donc indifféremment $\alpha_3, \alpha_{31}, \alpha_{33}$ pour $\delta_3, \delta_{31}, \delta_{33}$.

I-3 - Variation des phases en fonction de l'énergie.

Chew et Low (1) ont trouvé une relation liant les phases α_{33} α_{31} α_{13} α_{11} par leur cotangente à l'énergie en fonction de la constante de couplage renormalisée f . Ils utilisèrent pour le nucléon un modèle statique et traitèrent le problème de diffusion par la théorie des perturbations. C'est

$$\text{pour } \alpha_{33} \quad \frac{4}{3} f^2 \eta^3 \cotg \alpha_{33} = \omega \left(1 - \frac{\omega}{\omega_2} \right)$$

$$\text{pour } \alpha_{31} \quad -\frac{2}{3} f^2 \eta^3 \cotg \alpha_{31} = \omega \left(1 - \frac{\omega}{\omega_2} \right)$$

ω énergie totale dans le système du centre de masse diminuée de l'énergie de masse du nucléon

ω_2 énergie à la résonance

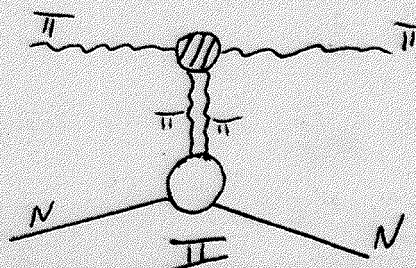
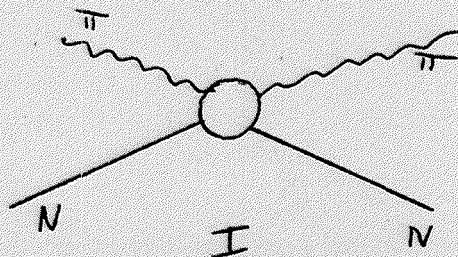
η impulsion dans le système du centre de masse

Goldberger (2) retrouve ce résultat et obtient les phases s par les relations de dispersion. α_1 et α_3 varient linéairement avec η . On a déterminé (3,4) par des expériences de compteurs les coefficients

$$\alpha_3 = -0,11 \eta$$

$$\alpha_1 = 0,173 \eta$$

Les résultats expérimentaux du groupe de Bologne (5) (émulsions nucléaires) ne semblent pas en accord avec la variation de α_3 dans la région de 120 MeV. Le calcul de Chew et Low considère une interaction directe d'un π^+ et d'un proton suivant le modèle I. La précédente irrégularité pourrait, si elle se confirmait, être utilisée comme preuve d'un autre processus d'interaction.



On suppose le noyau formé d'un coeur dur et entouré d'un nuage de mésons π . Il pourrait y avoir émission et absorption simultanée d'un méson π virtuel qui agirait avec le pion incident avec formation intermédiaire d'un isobare suivant le modèle II.

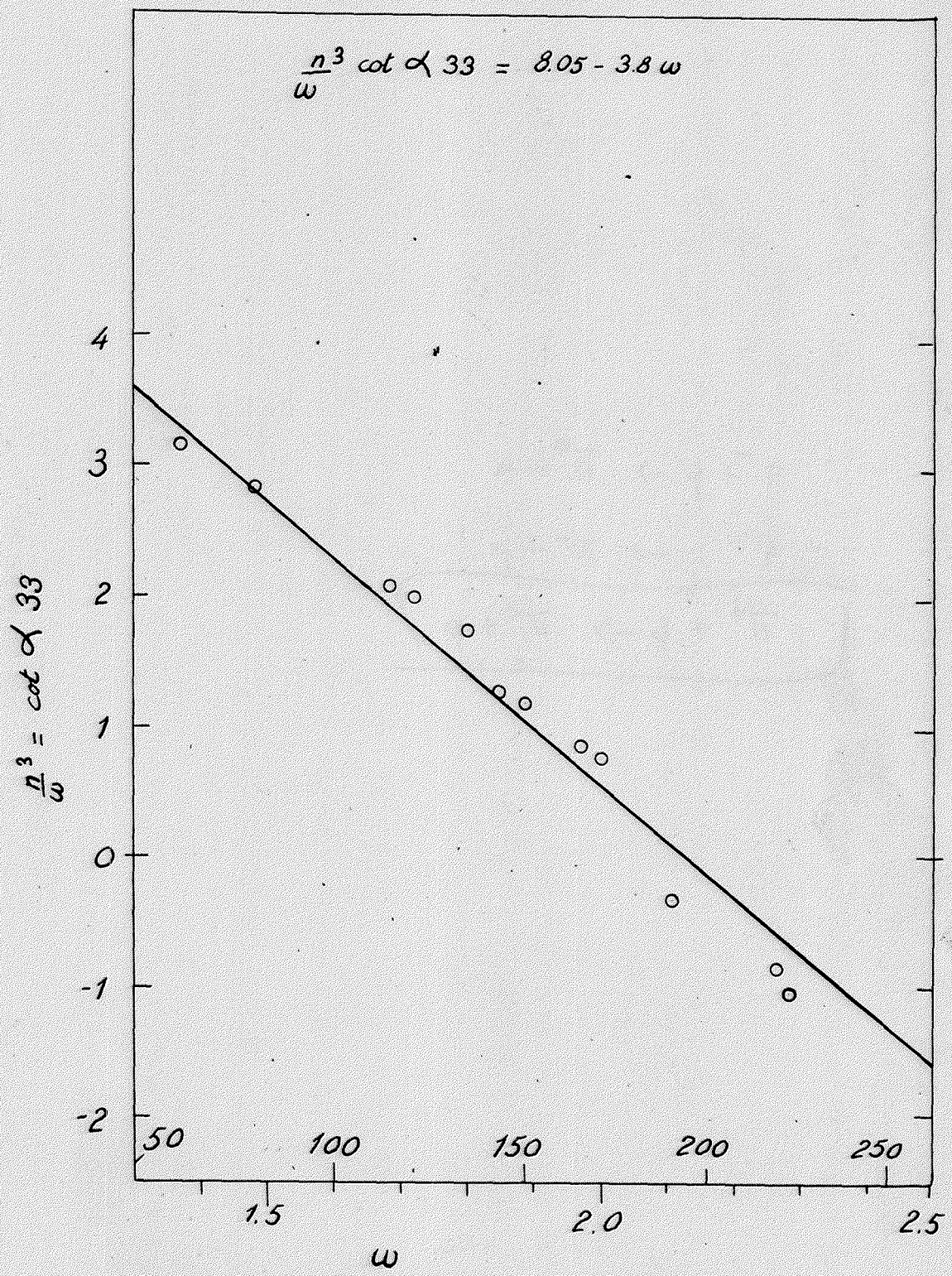
(1) Chew et Low	1955	Phys. Rev. 100 (1950)
(2) Goldberger	1956	Proceedings of the six annual Rochester Conference
(3) Barnes et coll.	1958	NYO 2170 - CERN Conference
(4) Puppi	1958	CERN Conférence
(5) Ferrari et coll.	1956	CERN Conférence

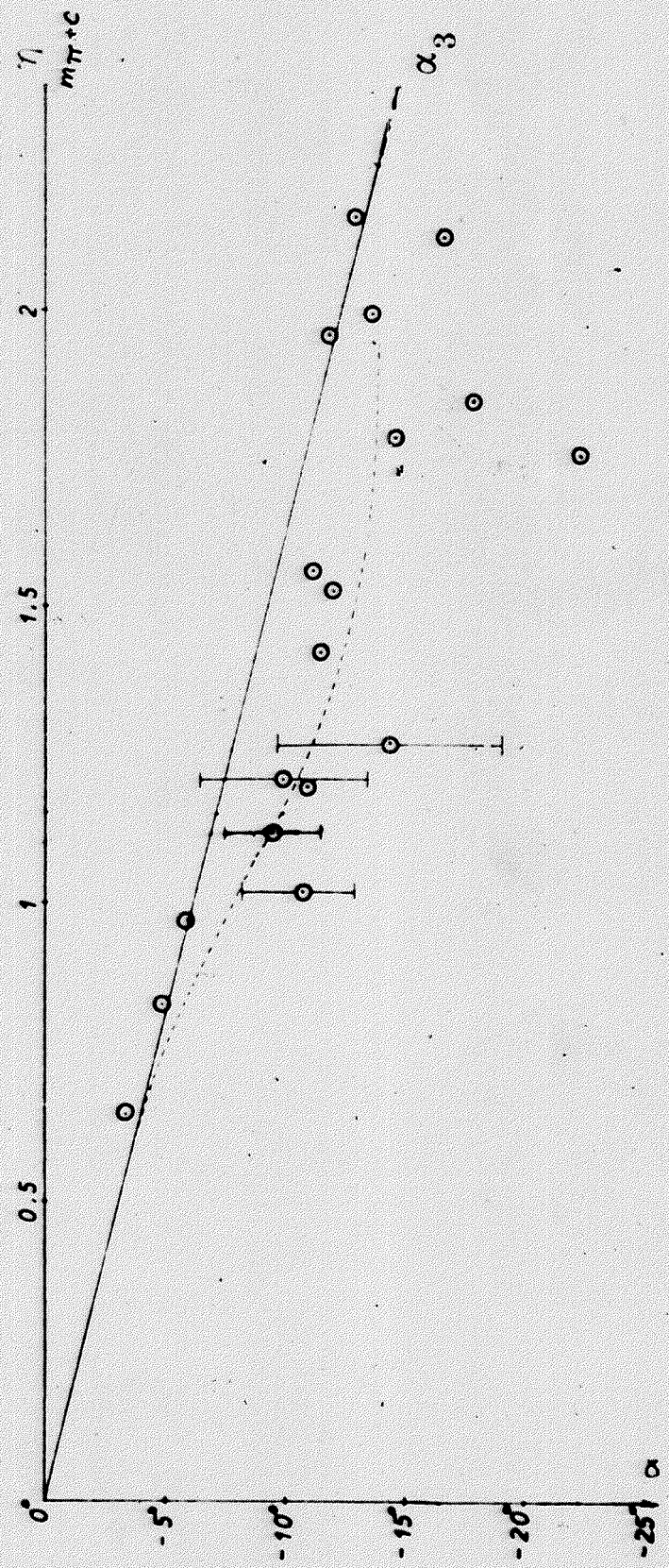
Courbes

- (1) Diagramme de Chew et Low
- (2) Variation de α_3 avec l'impulsion
- (3) Variation de α_{31} et α_{33} avec l'impulsion

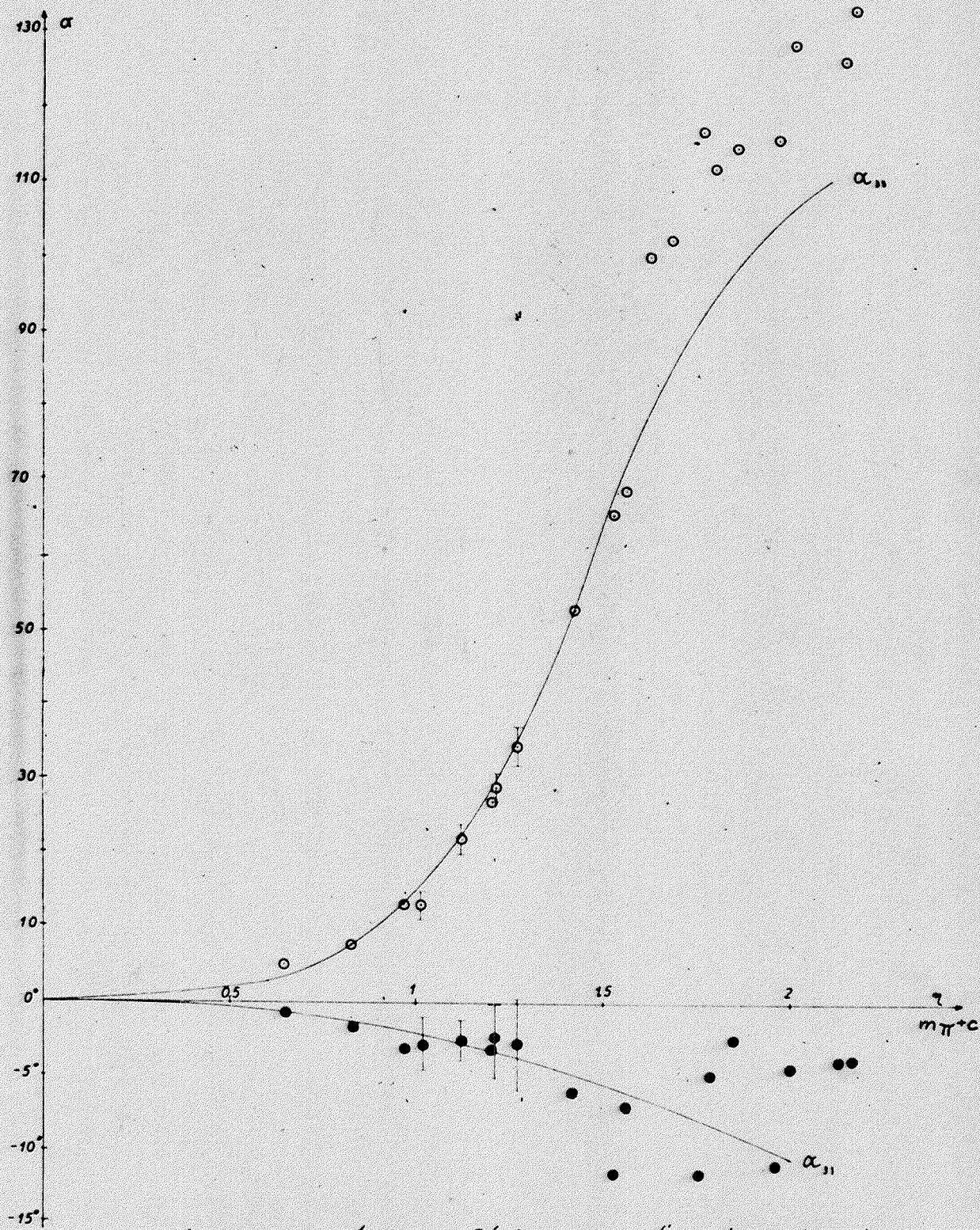
DIAGRAMME de CHEW-LOW

$$\frac{n^3}{\omega} \cot \alpha_{33} = 8.05 - 3.8 \omega$$





Variation de α_3 avec l'impulsion du pion .



Variation de α_{33} et α_{31} avec l'impulsion du pion

Chapitre II

METHODES EXPERIMENTALES

Les études réalisées à l'aide des photographies de chambres à bulles nécessitent un automatisme très développé vu le grand nombre de clichés que l'on peut prendre en un temps relativement court.

Nous verrons les appareils qui permettent de dépouiller les photographies en repérant les événements intéressants et ceux qui font les mesures (instruments pour l'évaluation des photographies) Baby IEP et IEP.

Nous aborderons ensuite les différents problèmes qui peuvent se poser lors du dépouillement et des mesures.

II - 1 - L'APPAREILLAGE

Les appareils de dépouillement

Un appareil de dépouillement est en général constitué de visionneuses en nombre égal au nombre de caméras. (Le nombre 3 tend à se généraliser avec les grandes chambres). Le CERN a étudié plusieurs possibilités puis il s'est arrêté sur un modèle présentant les caractéristiques suivantes :

- Le bâti mécanique permet de regarder les vues verticalement et tangentiellement.
- La planéité du film est assurée soit par un presse-film à succion qui nécessite une pompe à vide, soit par un électro-aimant.

- L'avancement du film se fait dans les deux sens.
- Il y a possibilité d'obtenir l'avancement simultané des trois films.
- La position des tiroirs optiques est telle que l'on peut superposer deux vues, ce qui est nécessaire pour savoir si une trace s'arrête ou non dans la chambre.
- Le dépouillement peut être fait à deux ce qui diminue les causes d'erreurs dues à l'appréciation personnelle dans les cas de superpositions par exemple.

Un film devra toujours être regardé deux fois. En général, la seconde fois, il l'est par des assistantes techniques spécialement entraînées pour l'expérience en cours. Une troisième vision sera nécessaire pour comparer les deux premiers dépouillements et trancher les cas douteux.

Une liste sera faite des événements intéressants qui sera transmise aux personnes responsables des mesures.

Les appareils de mesure -

On distingue deux catégories d'appareils qui diffèrent par leur principe. Les Baby IEP sont des appareils qui ne mesurent que des angles, des directions. Les IEP sont des appareils qui mesurent des coordonnées. Parmi ceux-ci on considère deux classes : ceux réalisant la "stéréoscopie exacte" ou la "stéréoscopie approchée". Les premiers mesurent les points correspondants (par exemple, pour cela, reconstituent l'évènement dans l'espace). Les autres mesurent sur les photos planes puis recalculent l'évènement. Ce sont ces derniers qui sont utilisés au GERN. Pour ceux-ci il est nécessaire de connaître, pour établir le programme que l'on donnera à la calculatrice, la position des caméras et la structure de la chambre. Il y aura deux programmes, l'un pour le IEP, l'autre pour le Baby IEP. Lorsqu'un évènement est "classique", c'est-à-dire qu'il ne présente pas d'ambiguïté, il sera mesuré

au Baby IEP car les mesures sont plus rapides. Malheureusement celui-ci ne fonctionne plus pour les traces courbes des chambres à champ magnétique. Nous verrons les différents projets à l'étude pour permettre la construction d'un baby IEP pour traces courbes.

Pour éviter la contribution dans la distorsion des traces d'une non planéité du film, on utilise les presse-films à succion; les pompes à vide seront antiparasitées pour ne pas introduire d'erreurs dans le système électronique de comptage.

Sur les vitres des chambres sont dessinées des marques : "les marques fiduciales". Celles-ci se reproduiront sur toutes les photographies. Connaissant avec précision la position de celles-ci dans l'espace, il sera possible de faire des mesures relatives ; en principe trois marques suffisent mais on préfère en utiliser 4 ou 5 afin de faire une vérification interne des mesures.

a - Le Baby IEP

Avec un système de projection analogue à celui des appareils de dépouillement, on projette sur un écran mobile la photographie de la chambre à bulles. On amène le point O de l'écran sur le point A d'interaction, puis on superpose la direction OO' successivement aux directions définies par le point A et les marques fiduciales, ce qui fixe le point A dans la chambre. On superpose ensuite OO' aux droites à mesurer (cf. fig. II-2).

Les mesures se font par un disque codé. Pour un disque comprenant mille positions nous aurons une précision du tiers de degré sur chaque pointé d'où une précision de 1° sur une mesure d'angle dans l'espace. La précision sur les coordonnées cartésiennes d'un point sera fonction de la géométrie utilisée. Cette méthode n'est intéressante que lorsque l'on peut déterminer avec précision la direction. En effet, pour les petites traces (protons peu énergiques par exemple) on commet

sur la détermination manuelle de la direction une erreur de mesure incompatible avec la précision de l'appareil. Le codeur est relié à un perforateur qui donne, soit une bande, soit des cartes perforées qui seront directement utilisées par une calculatrice électronique.

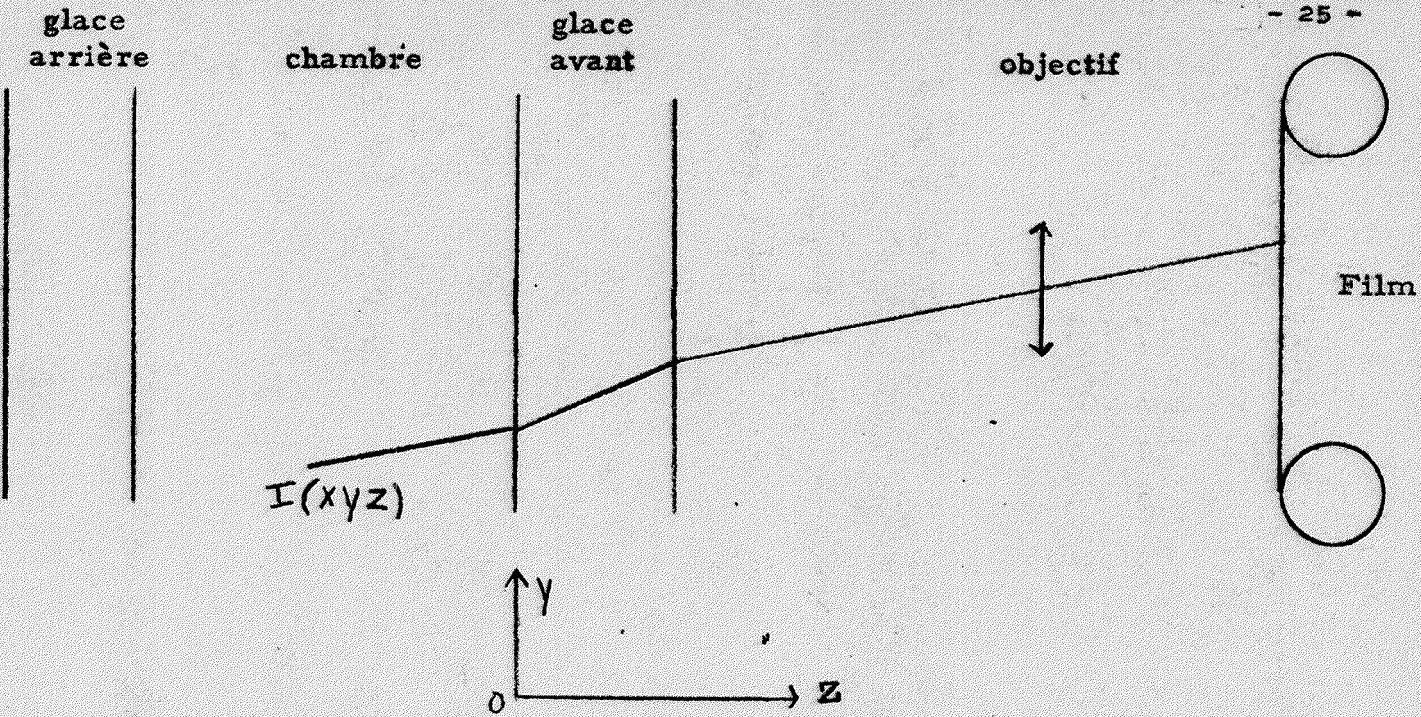
Entre chaque mesure il faut faire une mise à zéro. On mesure approximativement 20 évènements à 3 branches dans une heure. Une machine correctement utilisée est donc capable de passer un grand nombre d'évènements en un temps relativement court ; c'est l'avantage des Baby IEP sur les IEP ; mais seuls les évènements à traces droites et de bonne constitution pourront être mesurés au Baby IEP.

Donnons maintenant un aperçu des différentes possibilités d'extension du principe du Baby IEP à la mesure des traces courbes.

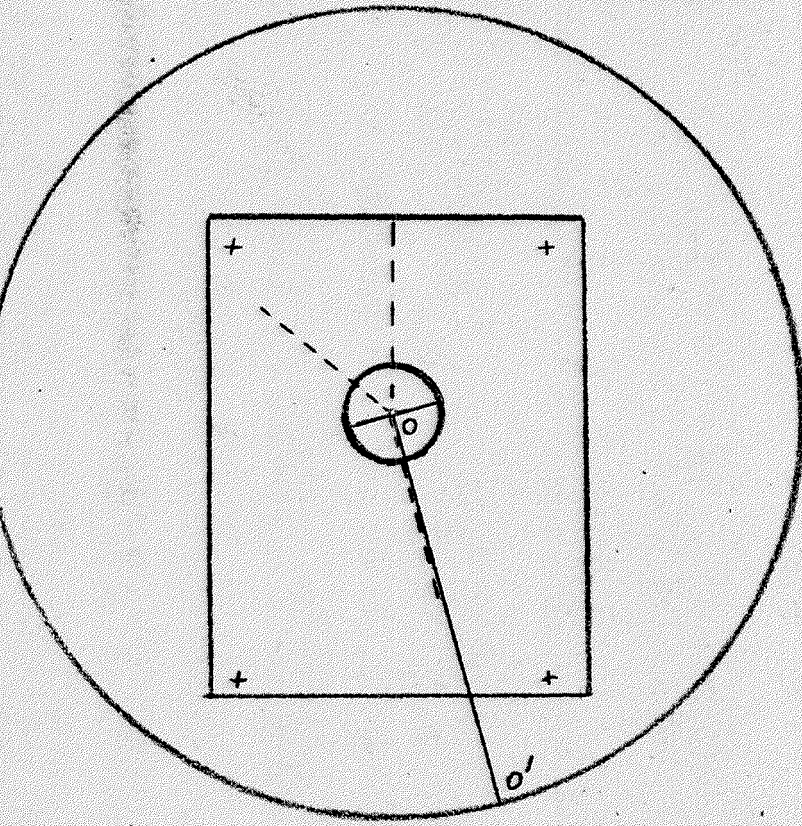
La première idée fut de graver sur un disque superposé à l'écran mobile, au lieu d'une droite OO' , tout un jeu de courbes à rayon croissant. On devrait chercher à superposer la trace étudiée et l'une des courbes dessinées, le codage serait réalisé à l'aide des deux disques mobiles. Cette idée fut rapidement abandonnée, l'écran était encombré de trop de traits et l'exploration des clichés était rendue difficile.

Deux autres réalisations sont en cours d'étude. La première consiste à construire un système déformable de segments de droite tel que tous les segments restent tangents à un cercle de rayon variable (cf. Fig. II-3), l'image et les segments de droite étant projetés simultanément sur l'écran.

La seconde consiste à projeter une courbe avec un agrandissement variable ; pour cela on dispose sur un banc d'optique le système de projection de la courbe. Une première recherche grossière consiste à choisir la courbe de référence parmi 9 courbes types, en fonction de l'énergie. On ajustera avec le système optique cette courbe sur celle à étudier. Le système de codage peut être basé sur le déplacement de l'objectif pour la mise au point (pour le rayon de courbure) et sur la



Dispositif de prise de vue
Fig. II-1



écran du Baby IEP
Fig. II-2

Projet de
Baby IEP à trace
courbe

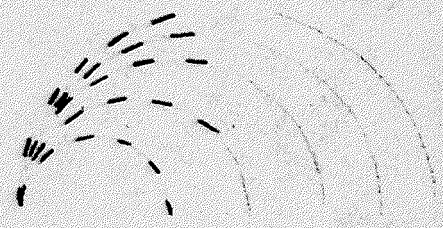


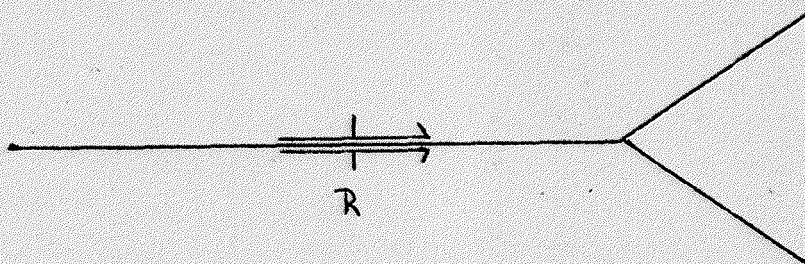
Fig. II-3

rotation de la courbe de référence dans son plan (pour la position).

b - Les IEP -

Ils déterminent à partir de mesure plane, les lignes correspondantes sur chaque photographie, ce qui évite la mesure difficile de points correspondants. On recalcule à partir des traces les coordonnées X Y Z des points.

L'écran du IEP est fixe ; ce sont les lentilles de projection qui sont mobiles. Un projecteur auxiliaire superpose à la photo, sur l'écran un repère R. Celui-ci peut tourner dans son plan autour de son axe mais le centre reste fixe (cf. Fig. II-4)



Le centrage du repère R se fait à l'aide d'un SAMBATRON. Une lame semi-argentée dédouble le faisceau de projection, la première partie donne l'image sur l'écran, la seconde tombe sur un prisme tournant. Le prisme se trouve devant un photomultiplicateur finement diaphragmé qui donne une impulsion lorsque la fente n'est pas éclairée. Les axes du prisme sont coupés et noircis et donnent un signal de référence. Le prisme tourne à 8000 tours minute. Une trace donnera une impulsion parasite. Le système sera centré lorsque cette impulsion sera à mi-distance de deux impulsions références. Un système électronique commande les moteurs, réglant la marche du chariot supportant les lentilles de projection de telle sorte que la trace soit centrée. (cf. fig. II-5-6)

Les déplacements sont codés par utilisation des systèmes de

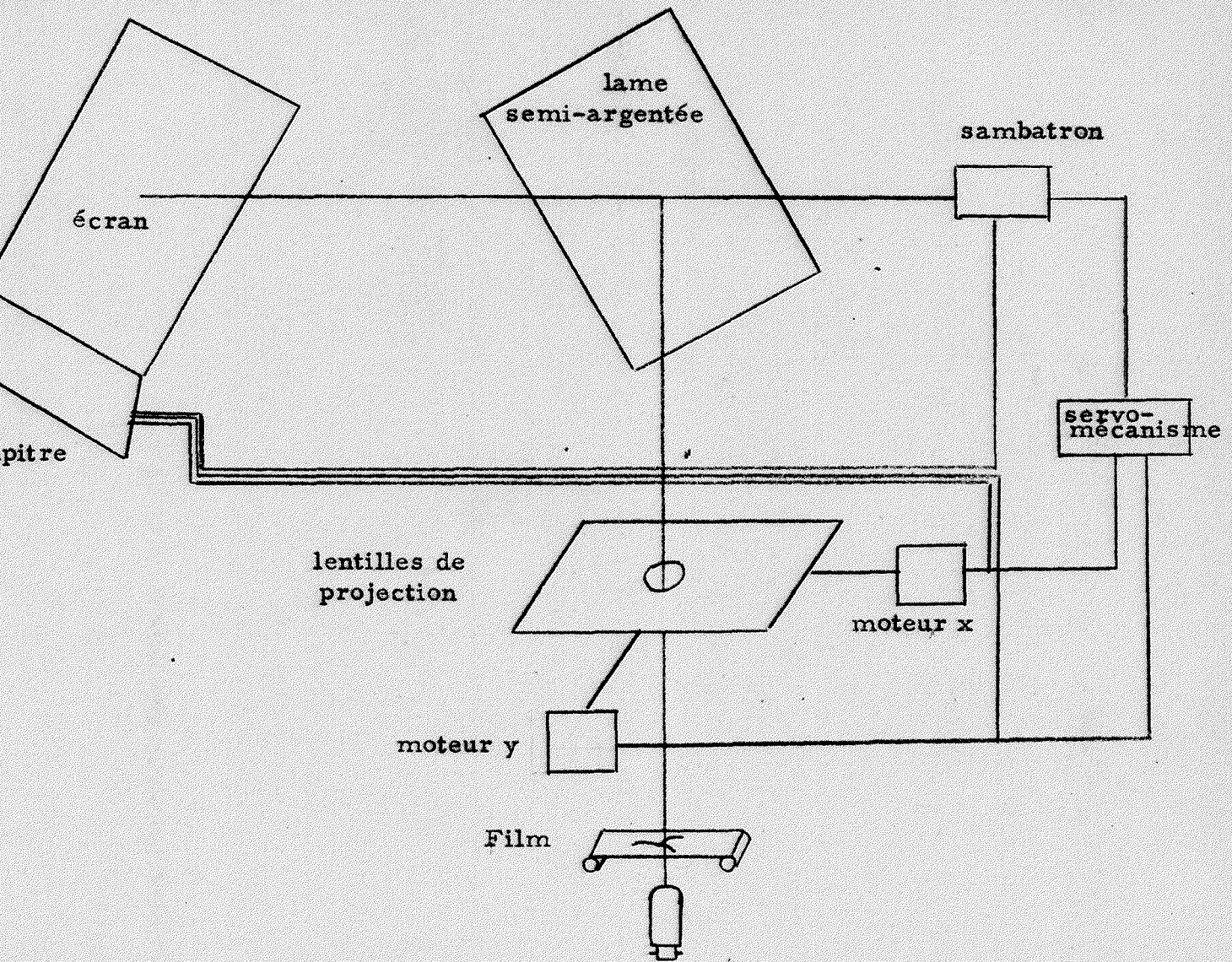


Schéma d'ensemble du IEP

Fig. II-4

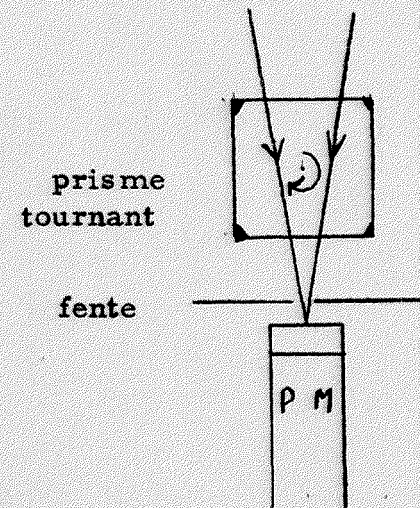


Fig. II-5

impulsion sans trace

trace non centrée

trace centrée

Sambatron

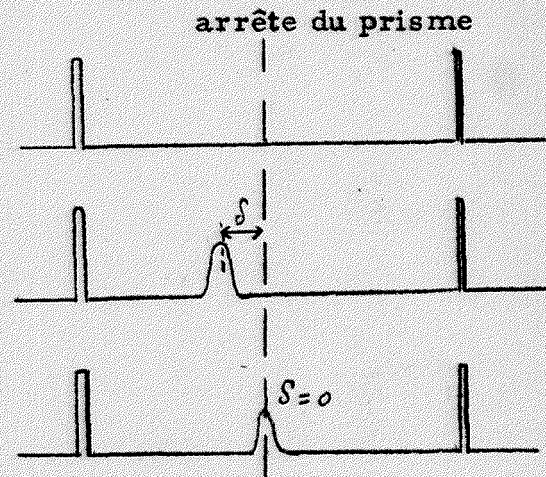


Fig. II-6

franges de Moiré. Le mouvement des franges est compté par les photo-transistors, le sens du déplacement est obtenu en comparant la sortie de deux transistors séparés par un quart de frange. Il y a quatre photo-transistors par frange.

Nous obtenons ainsi une précision sur chaque pointé de l'ordre de $2,5 \mu$. Il faut approximativement 10 à 15 minutes pour mesurer un évènement sur deux vues. On peut espérer faire une soixantaine d'évènements par jour. Les résultats sont donnés sur bandes ou cartes perforées directement utilisables par les machines à calculer électroniques.

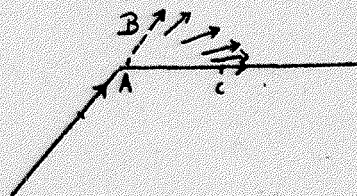
Circuit suiveur de trace.

Le sambatron donne un "signal d'erreur" V_o lorsque la trace n'est pas centrée. Le chariot porteur de film est mobile en X et Y ; il est actionné par deux moteurs dont le régime règle les vitesses de déplacements V_x et V_y . Pour suivre une trace droite, nous imposons aux moteurs une liaison telle que

$$V_x = K V_y$$

Si la trace fait un angle en A le chariot continue dans la direction initiale jusqu'en B mais le sambatron donne un signal V_o qui sera utilisé à l'aide de servomécanisme pour modifier la constante K en cours de mouvement. La flèche retrouvera la trace en C en passant par les positions intermédiaires indiquées.

Pour suivre une trace courbe la constante K devra varier de manière continue.



II - 2 - LES PROBLEMES DE DEPOUILLEMENT

Le dépouillement est le point de départ de toute étude et son importance est capitale. Il s'agit non seulement de regarder les photographies et de rechercher les événements mais aussi d'en commencer l'interprétation et de juger s'il faut ou non envoyer l'évènement aux mesures.

Nous ne parlerons pas de l'interprétation physique qui varie avec chaque expérience. Ainsi, pour une expérience faite au moyen d'une chambre à propane il faudra distinguer la diffusion sur les protons libres et la diffusion sur les noyaux de carbone.

Par contre, il existe un certain nombre de critères valables pour toutes les expériences qui permettent de déterminer lors du dépouillement si un événement est mesurable. On prendra au dépouillement, des critères suffisamment larges pour être sûr de ne pas introduire d'erreurs systématiques. Il en existe deux classes : l'une A excluant les événements ne faisant pas partie de la catégorie étudiée, l'autre B les événements non mesurables.

A - Nous éliminerons les événements parasites qui sont créés par des particules ne faisant pas partie du faisceau de particules incidentes donc de particules connues à énergie bien déterminée. Ce sont :

- les particules n'entrant pas dans la chambre par la fenêtre d'entrée du faisceau.
- les particules ayant subi des diffusions et dont la trace n'est pas parallèle à la direction du faisceau.
- les particules ayant déjà subi une diffusion à l'intérieur de la chambre.

B - Les événements difficilement mesurables seront rejetés.

Ce sont :

- ceux qui se trouvent dans un volume mal éclairé. Le centre de la chambre possède un éclairage uniforme, mais il y a une limite au-delà

de laquelle les événements sont dans une région de pénombre. Nous définirons un volume utile, plus petit que le volume de la chambre.

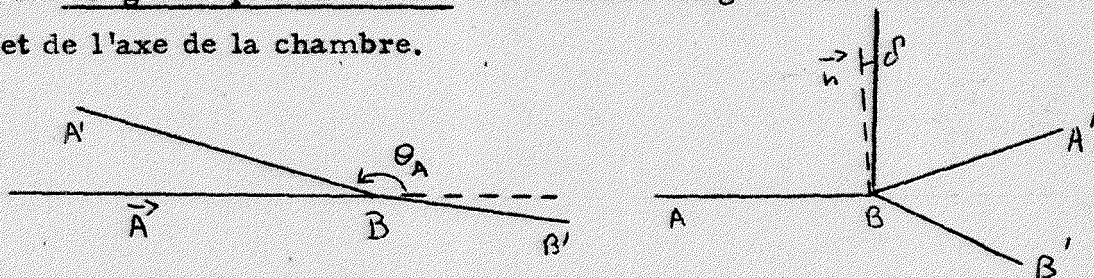
- les événements qui ont une trace trop courte pour être mesurée avec une précision convenable. Remarquons que le fait d'exclure les événements qui se produisent trop près de la paroi de la chambre peut être considéré comme étant l'exclusion des événements à trace visible trop courte.
- les événements superposés, s'il y a trop de traces visibles, et dont on ne peut déterminer le point de diffusion.
- les événements situés dans les plans perpendiculaires au plan des glaces.

Efficacité -

Nous établissons une liste des événements relevés sur chaque photographie. Pour chaque film le dépouillement sera fait deux fois, de manière indépendante, de telle sorte que nous possédions deux listes des événements se trouvant sur les mêmes photos.

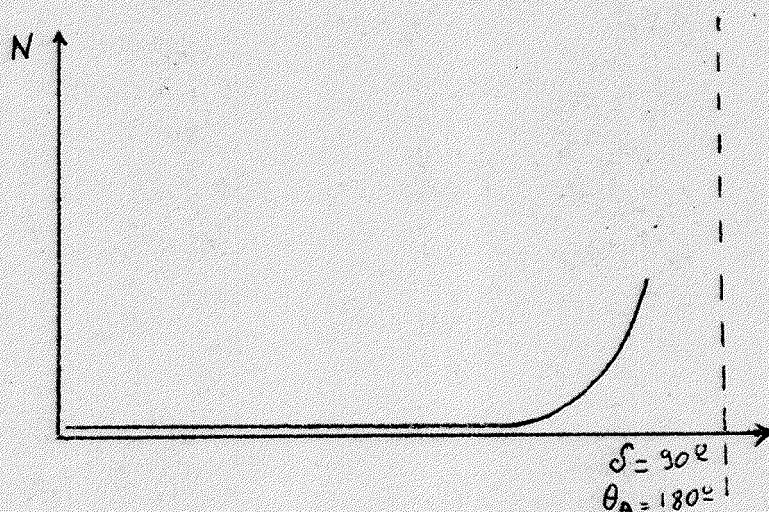
On attachera une attention particulière aux événements qui n'ont été relevés qu'une fois. En général, ces événements sont des événements difficiles à voir, donc de structure géométrique particulière.

Définissons deux paramètres qui servent à caractériser cette structure. Nous considérerons le cas du choc d'une particule A sur une particule B ; nous avons des étoiles à trois branches dans un plan. Dans le plan nous pourrions prendre pour paramètre l'angle θ_A (l'angle θ_B étant connu en fonction de θ_A) et dans l'espace nous pourrions prendre l'angle de profondeur δ défini comme angle de la normale au plan et de l'axe de la chambre.



Nous étudierons avec le résultat des mesures la répartition en θ_A et en δ des évènements oubliés. Pour θ_A voisin de 180° et pour δ voisin de 90° , l'évènement apparaîtra comme une droite et ne sera pas vu. Traçons les graphiques représentant le nombre d'évènements oubliés en fonction de θ_A et de δ .

Nous aurons une représentation qui ira croissant à partir d'un certain angle. Avec ce graphique nous pourrions déterminer les limites que nous devons accepter pour ne pas introduire d'erreur systématique.



Position d'un évènement -

On superpose sur la table de dépouillement une grille caractérisée en abscisse par des lettres et en ordonnée par des chiffres ou réciproquement. On définira la position de l'évènement comme sur un plan A 4, G 2 ... Si plusieurs évènements semblables se trouvent sur la même photo, on ajoute au numéro de la photo un chiffre 1, 2, 3 ... en numérotant les évènements à partir de l'entrée du faisceau et suivant la direction de celui-ci.

Les feuilles de dépouillement -

Elles seront constituées en fonction de l'expérience en cours, mais d'une manière générale elles comportent :

- une partie caractérisant l'évènement - numéro de photo et position,
- une partie définissant la nature de l'évènement
- des commentaires pour les mesures
- des commentaires pour les physiciens.

En même temps sera commencé un livre d'expériences qui reprendra les principales données consignées dans les feuilles de dépouillement.

II -3 - LES PROBLEMES DE MESURES

Nous avons vu au paragraphe II-1 qu'il existe deux types d'appareils de mesures, les Baby IEP et les IEP. Dès le dépouillement, il faut juger où un évènement doit être mesuré. La partie réservée aux mesures dans les feuilles de dépouillement et dans le livre d'expériences comprend deux colonnes identiques propres à chacune des catégories d'appareils. Celles-ci sont subdivisées pour permettre de faire remesurer l'évènement et d'ajouter des commentaires.

Le choix se fait en fonction de la structure de l'évènement et de l'expérience en cours. Tout dépend de la précision que nous demanderons. Nous connaissons les caractéristiques de nos appareils et nous allons envisager un certain nombre de problèmes qui se posent.

Précision -

Un facteur important dans la détermination de la précision requise est le nombre d'évènements dont on dispose pour réaliser l'expérience. En effet le poids statistique de chaque évènement est inverse de la racine carrée du nombre d'évènements. La précision utile pour une expérience avec mille évènements sera trois fois plus large, que pour une expérience avec 100 évènements. Pour une étude avec beaucoup de cas, le Baby IEP

sera très utilisé, par contre pour les évènements rares, le IEP sera nécessaire. De plus, la précision dépend de la nature physique de la mesure ; ainsi pour différencier un V de désintégration de Λ^0 d'un V de K^0 il sera nécessaire d'opérer avec une très grande précision.

Base optique -

Le Baby IEP mesure les angles des traces avec une direction fixe que l'on détermine à l'aide de deux marques fiduciaires. Nous définissons le plan de projection passant par le foyer du système optique de prise de vue et s'appuyant sur l'image de la trace sur la photo. Nous avons deux vues et nous reconstruisons géométriquement la trace dans l'espace à l'aide de deux plans de projection.

Si nous ne disposons que de deux caméras, il y aura indétermination quand un plan de projection (contenant la trace et un foyer) passera par l'autre foyer. Les deux plans de projection contiennent la droite passant par les deux foyers (base optique). Lorsque nous sommes près de ce plan, une petite erreur de mesure donnera à la reconstruction une très grande variation : les deux plans étant presque parallèles leur intersection est mal définie. Connaissant la base optique nous ne donnerons pas à mesurer au Baby IEP les évènements qui ont une trace parallèle à celle-ci, dans le cas des expériences où nous ne disposons que de deux photographies. Il faut alors, soit tenir compte de ces évènements non mesurés dans les résultats, soit les mesurer au IEP en mesurant des points correspondants.

Distorsion -

Une trace droite peut apparaître par une étude approfondie légèrement courbe. Ceci peut avoir de nombreuses causes :

- Diffusion multiple de la particule incidente sur les noyaux du liquide remplissant la chambre.

- Mouvements divers du liquide dans la chambre, courant de convection, turbulences ...
- Défaut du système optique
- Erreurs de mesure dues au IEP, non planéité du film ...

Il est possible de calculer la courbure due à la diffusion multiple (Blackett - suppl. Nuovo Cimento 11, 264 - 1954). La distorsion est fonction de la grosseur de la bulle, donc du temps de retard pour le déclenchement du flash. Si celui-ci a beaucoup de retard nous pouvons avoir action de la recompression qui crée des turbulences. Pour un déclenchement rapide nous avons des traces très fines et la distorsion due au IEP devient aussi importante que la distorsion due à la diffusion multiple. Les autres distorsions sont petites comparées à celle causée par la diffusion multiple. Les grandes chambres nécessiteront une étude spéciale du système optique.

Diffusion multiple -

Un problème se pose à la personne qui prend les mesures lorsque les traces émises subissent une diffusion.

Si la diffusion est simple, avec un point d'interaction bien défini, la trace (A_2 par exemple) sera constituée d'une part, du segment AB avant diffusion et de B_2 après diffusion. Le programme de reconstruction géométrique et cinématique pour la machine à calculer devra comporter la possibilité de calculer ces événements.

Plus difficile est le cas de la diffusion multiple. La trace fait de nombreux angles ; il est difficilement possible de suivre la trace rigoureusement, et pratiquement impossible de concevoir un programme mathématique de reconstruction capable de rendre utile une telle mesure. On peut soit approximer à une trace moyenne gardant l'angle d'émission de la particule à l'interaction principale A, soit limiter la mesure à la portion de trace ne subissant pas de diffusion. Nous pourrions également

essayer de pondérer les erreurs. L'erreur sur la détermination d'une droite à l'aide de deux points est inversement proportionnelle à la distance ℓ de ces deux points. Mais pour une trace ayant des diffusions, l'erreur est proportionnelle à la racine du nombre de chocs, donc est proportionnelle à $\sqrt{\ell}$.



Nous pourrions essayer de combiner ces erreurs et ainsi de savoir le poids à donner aux points mesurés en fonction de leur position sur la trace.

Erreurs -

Il existe deux possibilités d'évaluer les erreurs dans les mesures : le calcul d'erreurs internes et le calcul d'erreurs externes.

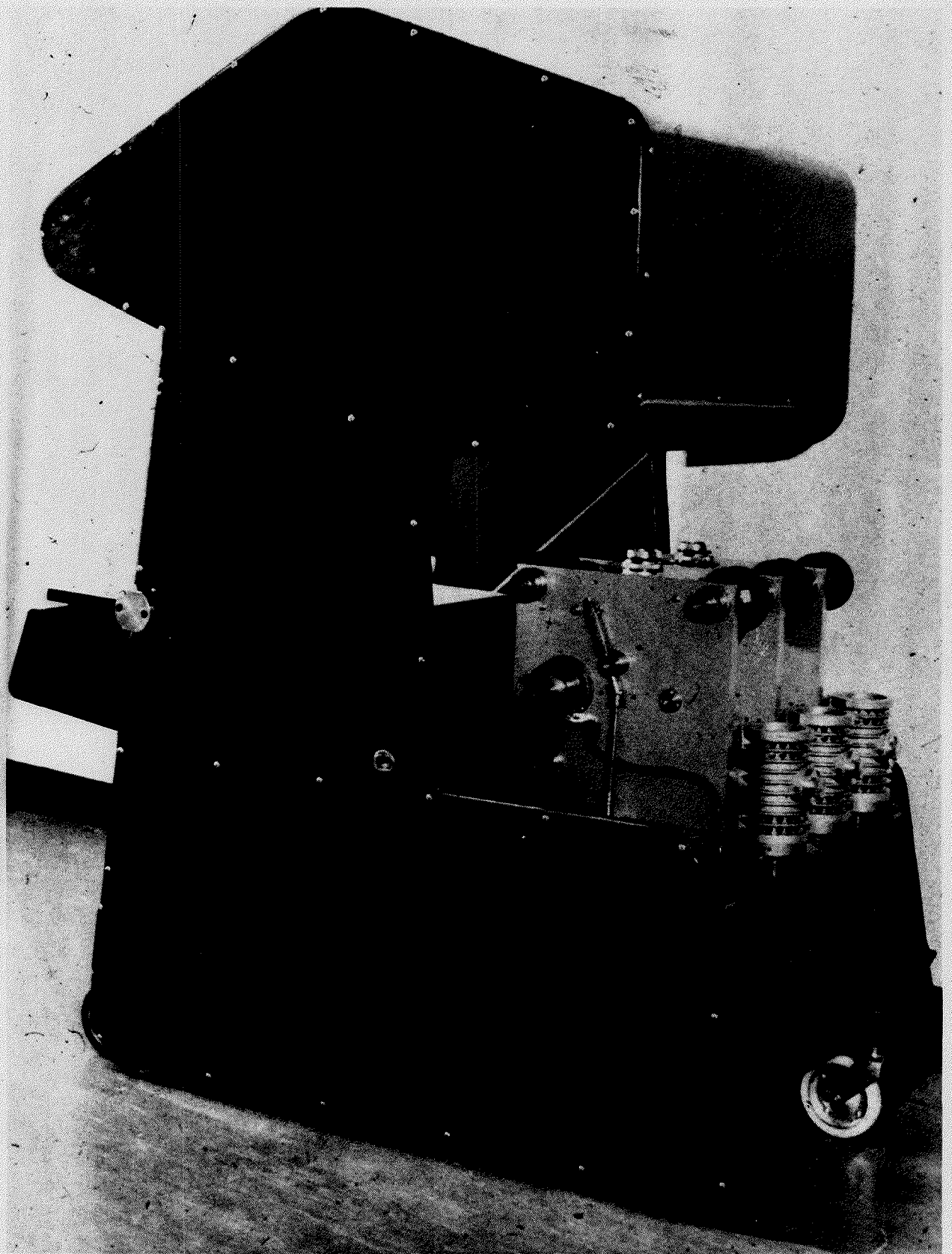
Pour calculer les erreurs par le premier procédé, on prend l'erreur sur chaque pointé et on conduit le calcul mathématiquement pour chaque interaction. Pour le Baby IEP on suppose une erreur d'angle

$\Delta \alpha$, pour le IEP une erreur de pointé Δx . Dans ce cas, tous les points n'ont pas le même poids statistique et nous devons prendre la même erreur quelle que soit la grosseur de la trace, la position du point sur celle-ci et l'aspect géométrique de l'évènement. Le calcul présente par contre l'avantage de montrer rapidement si l'opératrice a fait une faute de mesure.

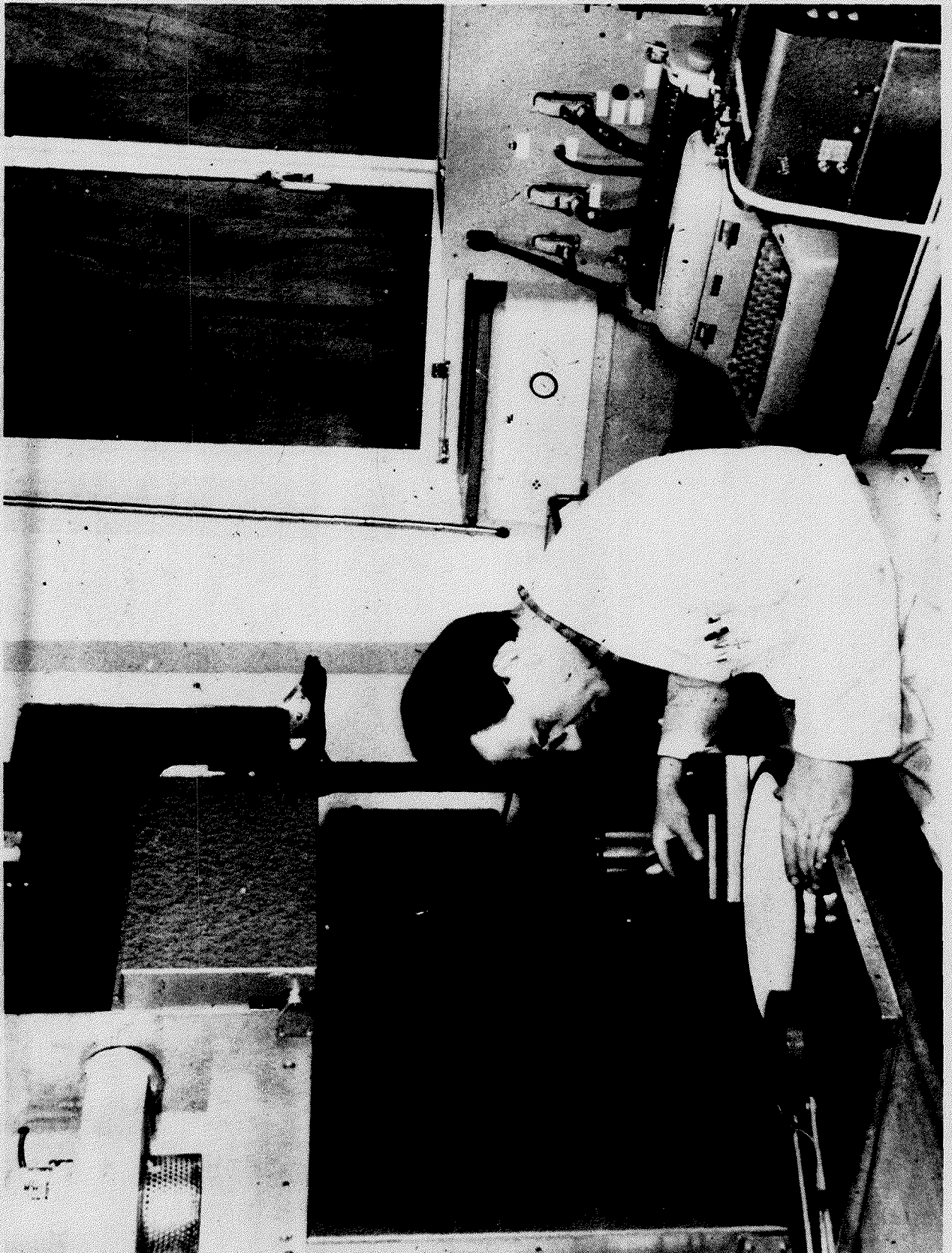
Pour le calcul d'erreurs externes, nous faisons une étude préliminaire qui consiste à évaluer l'erreur moyenne pour chaque catégorie de traces en fonction de la position et de la structure. Par la suite nous évaluerons l'erreur sur un résultat en combinant les erreurs réalisées sur les mesures de chaque trace en fonction de leur géométrie. Le procédé est plus physique. Il semble que l'on doive faire les deux calculs et prendre comme erreur sur le résultat final la plus forte des deux. Une erreur interne trop grande conduira à une nouvelle mesure de l'évènement.

Photographies

- Table de dépouillement
- Feuille de dépouillement
- Baby IEP
- IEP



[illegible]





Chapitre III

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA DIFFUSION

$$\pi^+ p \text{ à } 120 \text{ MeV}$$

Les résultats expérimentaux que nous possédons, relatifs à la phase α_3 , ne sont pas en accord avec les prévisions théoriques. Ils furent obtenus au moyen d'émulsions nucléaires ou de compteurs avec une faible statistique.

Le but de notre expérience sera d'étudier la diffusion avec une bonne précision. La chambre à bulles nous permet de matérialiser le choc $\pi^+ p$ par des traces visibles formant une étoile à trois branches. Après avoir déterminé la branche correspondant au proton, nous en étudierons la distribution angulaire dans le système du centre de masse et en déduirons, par les formules du chapitre I, les déphasages.

III -1 - Dispositif expérimental

Les photographies ont été obtenues au moyen d'une chambre à propane de deux litres, de dimensions $7 \times 14 \times 21$ cm. C'est une chambre en laiton, une face (7×21) est occupée par le système d'expansion, une autre (7×14) par la fenêtre d'entrée du faisceau, les deux faces (14×21) sont constituées de vitres épaisses pour permettre la prise de vue. Elles sont faites chacune de deux épaisseurs de 30 mm de verre trempé séparés par une feuille de 4 mm de plexiglas pour la sécurité.

Le système d'expansion est constitué de deux pistons de 45 mm de diamètre dont la course est inférieure à 2 cm, la pression dans la chambre varie entre 10 et 25 atmosphères, la température de fonction-

nement est 60° c. Le système optique est montré en fig. III-1. Le flash éclaire toute la chambre au moyen d'un miroir sphérique. Une lentille est placée en contact avec la première vitre et condense les rayons lumineux. Deux objectifs Schneider (f. 36) forment l'image de la chambre sur un film de 35 mm unique, qui passe simultanément derrière les deux objectifs. L'angle de stéréoscopie est 25° .

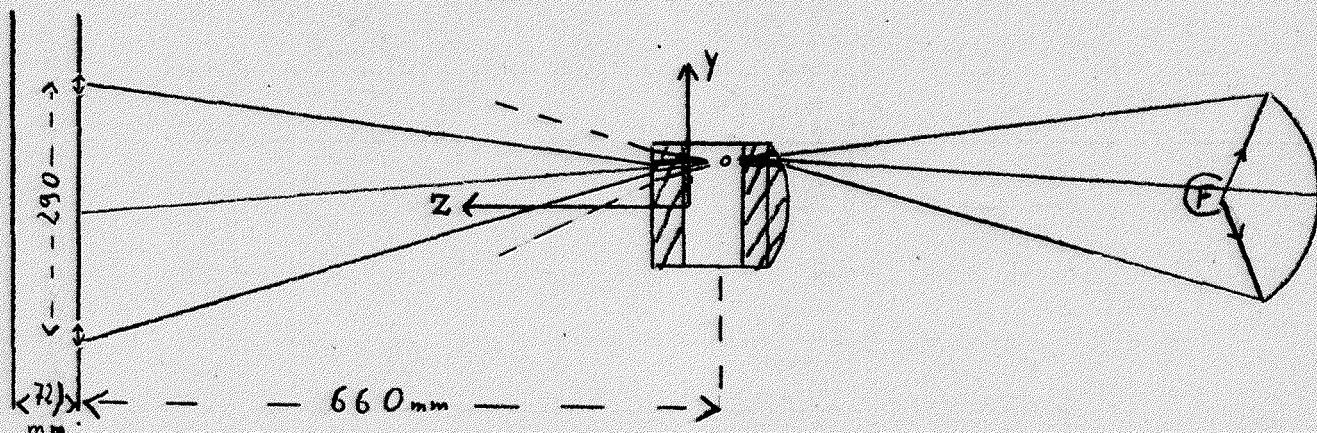


Fig. III-1

La chambre fut placée dans un faisceau de π^+ . Le synchrocyclotron du CERN fournissait un faisceau de protons de 600 MeV. Les π sont obtenus par choc sur une cible de carbone. On sépare par un champ magnétique les deux faisceaux π^+ et p puis à l'aide de filtres on sélectionne les π de 120 MeV. Le système d'expansion, le déclenchement du flash et l'avancement du film sont synchronisés avec le passage du faisceau. A cause du temps mort de la chambre le cycle se reproduit toutes les 1,1 secondes, on ne prend donc qu'un jet de mésons sur 64 produits à l'aide du synchrocyclotron.

III -2 - Exploitation des photographies

La principale difficulté vient de la présence dans le milieu diffuseur de noyaux de carbone et d'hydrogène. Nous ne nous intéresserons qu'aux chocs sur protons libres pour éviter les calculs de l'énergie de Fermi. Lorsque le noyau de carbone éclate sous le choc, nous pouvons observer des étoiles à 2, 3, 4 et 5 branches suivant que l'énergie est transférée à un ou plusieurs nucléons. Il y aura donc possibilité de confusion entre les étoiles à 3 branches créées sur hydrogène ou sur carbone. Au fur et à mesure du déroulement de l'expérience, nous discriminerons ces deux types d'évènements.

A - Analyse préliminaire

Le premier dépouillement sera fait méthodiquement en notant tous les évènements se trouvant sur les photographies en spécifiant H, C₂, C₃, C₄... suivant qu'il s'agit d'un évènement compatible avec une collision sur proton libre ou d'une étoile engendrée par collision sur carbone (l'indice représentant le nombre de branches de l'étoile). On inscrira également les évènements secondaires sur une branche d'étoile, les interactions dues à des mésons n'appartenant pas au faisceau et celles où une superposition empêche de déterminer le point de choc. Dans certains cas, il est possible de déterminer à vue l'origine physique d'une étoile à 3 branches, connaissant la cinématique du choc élastique à deux corps.

Lois cinématiques -

1) La conservation de l'impulsion transversale oblige le méson et le proton à être émis de part et d'autre de la ligne de vol du méson incident.

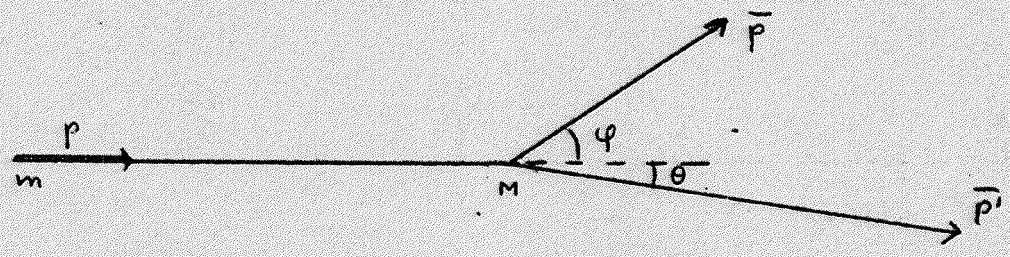
2) Les équations

$$\overline{E}' = \gamma (M\gamma - \beta^2 M\gamma \cos \theta^*)$$

$$\tan \theta_P = -\frac{1}{\gamma} \cot \theta^*$$

permettent de discuter la collision.

Formules cinématiques - c=1



AVANT

APRES

E
 p_x
 $p_y = 0$
 $p_z = 0$

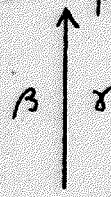
$E' = M$
 $p' = 0$

Laboratoire

$\bar{E} = (E^* + \beta p_x^* \cos \theta^*) \gamma$
 $\bar{p}_x = (p_x^* \cos \theta^* + \beta E^*) \gamma$
 $\bar{p}_y = p_y^* \sin \theta^*$
 $\bar{p}_z = 0$

$\bar{E}' = \gamma (M \gamma - \beta^2 M \gamma \cos \theta^*)$
 $\bar{p}_x' = \gamma (-\beta M \gamma \cos \theta^* + \beta M \gamma)$
 $\bar{p}_y' = -\beta M \gamma \sin \theta^*$
 $\bar{p}_z' = 0$

Transformation de Lorentz



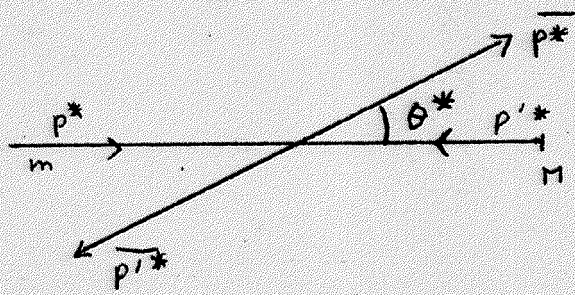
$\gamma(E - \beta p_x)$
 $= \gamma(p_x - \beta E)$
 $= 0$
 $= 0$

$E'^* = M \gamma$
 $p_x'^* = -\beta M \gamma$
 $p_y'^* = 0$
 $p_z'^* = 0$

Centre de masse

$\bar{E}^* = E^*$
 $\bar{p}_x^* = p_x^* \cos \theta^*$
 $\bar{p}_y^* = p_y^* \sin \theta^*$
 $\bar{p}_z^* = 0$

$\bar{E}'^* = M \gamma$
 $\bar{p}_x'^* = -\beta M \gamma \cos \theta^*$
 $\bar{p}_y'^* = -\beta M \gamma \sin \theta^*$
 $\bar{p}_z'^* = 0$



$\tan \theta_p = \frac{\bar{p}_y}{\bar{p}_x} = -\frac{1}{\gamma} \cot \theta_p^*$

pour $\theta^* = \pi$ $\theta_p = 0$ le méson est renvoyé à l'arrière et le proton émis vers l'avant.

$\theta^* \searrow$ le proton est émis avec une énergie de plus en plus faible

$$\theta^* = 0 \quad \theta_p = \frac{\pi}{2}$$

Il est en général possible de déterminer par l'ionisation la trace correspondant au proton ; elle est plus noire que la trace du méson. Si elle fait un angle supérieur à $\frac{\pi}{2}$ nous rejeterons l'évènement.

3) Détermination du parcours - Si le proton s'arrête dans la chambre, nous calculons à partir de sa longueur l'énergie initiale (cf. courbe parcours énergie). L'énergie maximum pour un angle d'émission de 0° correspond à une longueur de trace de 9 cm. Nous rejeterons les protons plus énergiques.

Pour savoir si le proton s'arrête dans la chambre nous superposons deux photographies. Nous amenons en coïncidence les marques fiduciaires de la glace avant ; tous les points du plan de la glace coïncident si le proton sort de la chambre par cette glace, les extrémités de la trace sur chaque photographie sont confondues. On procède de même pour la glace arrière. Si nous ne réalisons pas la superposition du point terminal, la trace s'arrête dans la chambre.

4) Un autre moyen de discrimination sera d'étudier les angles plans. Nous mesurons sur la vue 1 les angles θ_1 et φ_1 des traces diffusées avec la trace incidente, de même θ_2 et φ_2 sur la vue 2. Connaissant le système de projection conique utilisé pour la prise de vue, nous calculons les relations $\theta_1 = f(\varphi_1, \theta_2)$ à partir des relations entre θ et φ que doivent satisfaire les collisions élastiques sur proton libre. Nous comparerons θ_1 mesuré et θ_1 calculé. Ces relations cependant sont approchées ; elles seraient strictement valables pour un évènement produit au centre de la chambre (cf courbe).

5) Le choc à deux corps doit être traité dans un plan. Le produit

mixte des trois impulsions : méson π avant le choc, méson et proton après le choc doit être nul. Nous appelons ce paramètre la coplanarité.

Premières mesures - Les premiers évènements furent donnés à mesurer au Baby IEP. La bande perforée de mesure est passée avec un programme de reconstruction géométrique et cinématique P_1 à la calculatrice électronique Mercury du CERN. Les résultats comprennent

- o) Le numéro de l'évènement
- 1) Un nombre caractérisant l'orientation de la photographie et prouvant que le codeur est au zéro.
- 2) Les coordonnées du point d'interaction et les erreurs.
- 3) Les coordonnées du point final des traces secondaires (s'ils existent) et leurs erreurs.
- 4) Les trois cosinus directeurs des trois traces et leurs erreurs.
- 5) La coplanarité et l'angle de profondeur (voir II-2)
- 6) L'angle dans l'espace mesuré pour chaque trace, l'angle calculé en faisant l'hypothèse que la trace correspond au proton (pour les traces secondaires) et la différence des deux que nous appellerons la "corrélation angulaire".
- 7) Le parcours si la trace s'arrête et l'énergie incidente initiale correspondante.
- 8) L'angle d'émission dans le système du centre de masse.

Pour savoir si un évènement est bien mesuré, nous attacherons notre attention sur les points 1, 2, 3, 4 et 6 en vérifiant les erreurs internes. L'angle de profondeur (5) pourra expliquer une mauvaise mesure. Nous regarderons les évènements mal mesurés pour une cause indépendante des appareils de mesure, ce qui conduit à définir :

- 1) un volume limite hors duquel les évènements ne sont pas mesurables, soit parce que mal éclairés, soit parce que les traces sont

	EVENT 524141,	REF. 0999
①	ORIENTATION 0.0000	0.0000
②	POINT AA 36.6516 0.1866	-45.2127 1.0471
③	GG -26.7904 0.0959	-63.9549 0.5584
	TRACK AF 0.6867	0.5749
④	AG -0.9404	-0.2864
	AI 0.9999	0.0000
⑤	COPLANARITY 0.0393	49.6758 0.0000
	PROTON AF 132.9253 77.1373	154.5198 3.1065 0.0000
⑥	PROTON AG -20.2740 18.2066	36.7516 ⑧ 0.0000 57.5495 0.0000
⑦	RANGE AG 67.5412	61.4591 114.6269

trop courtes. X, Y, Z sont exprimés en centimètres.

$$- 8,4 < X < + 8,4 \quad - 6,1 < Y < + 6,1 \quad - 7,3 < Z < 0$$

- 2) une longueur minimum de trace du proton (5 mm) ce qui correspond à une valeur minimum de l'angle φ du méson voisin de 45°
- 3) un angle de profondeur maximum 80°

B - Détermination de l'énergie incidente

Pour avoir une bonne précision nous devons effectuer ce calcul avec des paramètres bien mesurés. Ceux qui s'imposent, sont

- 1) l'angle φ du méson π dont la trace est fine et bien déterminée.
- 2) l'énergie T_p déterminée d'après le parcours lorsque le proton s'arrête dans la chambre.

Nous choisissons plusieurs centaines d'évènements bien calculés pour entreprendre le calcul cinématique :

La conservation de l'énergie donne $p_\pi^2 = (E_0 + m - T)^2 - m^2$

M masse au repos du p

m masse au repos du

T énergie cinétique du proton émis

φ angle d'émission du π dans le labo.

E_0, p_0 énergie cinétique et impulsion, incidente

La conservation de l'impulsion

$$p_p^2 = (E_0 + m - T)^2 - m^2 + p_0^2 - 2p_0 \cos \varphi [(E_0 + m - T)^2 - m^2]^{1/2}$$

posons $C = E_0 + m$

Nous remplaçons p_0 et p_p en fonction des énergies T, E_0 et ainsi nous obtiendrons une équation du 4ème degré en C

$$A C^4 + B C^3 + C C^2 + D C + E = 0$$

avec

$$A = \sin^2 \varphi$$

$$B = - 2 T \sin^2 \varphi$$

$$C = (T^2 - 2 m^2) \sin^2 \varphi - 2 T M$$

$$D = 2 m^2 T \sin^2 \varphi + 2 M T^2$$

$$E = m^4 \sin^2 \varphi + T^2 M^2 + 2 m^2 T M + m^2 T^2 \cos^2 \varphi$$

d'où C et E_0

Rapportons l'énergie au centre de la chambre. Si G représente la perte d'énergie par unité de longueur et G_1 représente la coordonnée suivant l'axe du faisceau de l'évènement, G_1 sera positif dans la première moitié de la chambre et négatif dans la seconde (l'axe des G_1 est de sens opposé à celui du faisceau et a pour origine le milieu de la chambre). Dans ce cas, l'énergie rapportée au centre de la chambre sera

$$E = E_0 - G G_1$$

Programmation -

Nous donnons un exemple de programme "autocode" communément utilisé par la calculatrice Mercury, afin de résoudre l'équation du 4ème degré. Nous rechercherons les zéros de la fonction

$$H(x) = A x^4 + B x^3 + C x^2 + D x + E$$

Faisons varier x de petite quantité $x(I), x(I+1)$. Pour prendre les limites de variation nous devons connaître une valeur très approchée de l'énergie. Pour notre problème nous ferons varier E_0 de 60 à 160 MeV. Si nous prenons comme unité pour C (soit x) 100 MeV, il variera entre 2 et 3. Nous désirons un pas de variation de 0,5 MeV. Nous écrirons donc

$$I = 1 (1) 200$$

$$x_I = 0.005 I + 2$$

TYPE DE PROGRAMME "AUTOCODE"

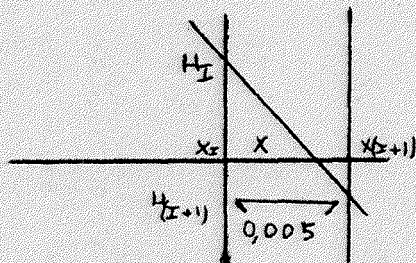
```

TITLE
ENERGIE INCIDENTE RAPPORTEE AU CENTRE DE LA CHAMBRE
CHAPTER 0*
H→200
X→200
G→2
1) READ(S)
READ(G)
J=1(1)S
READ(W)
PRINT(W) 6,0
READ(U)
Y=ψ COS(πU/180)
Z=ψ SIN(πU/180)
READ(V)
V=0.01V
READ(G1)**
2)?A=ZZ
?B=-2VA
W=1.3963
U=9.38213
?C=VVA-2WWA-2VU
?D=2WWVA+2UVV
?E=WWWWA+VVUU+2WWVU+WWVYYY
3)?I=1(1)200
?XI=0.0051+2
X(1+1)=0.0051+2.005
HI=AXIXIXIXI+BXIXIXI+CXIXI+DXI+E
H(1+1)=AX(1+1)X(1+1)X(1+1)X(1+1)+BX(1+1)X(1+1)X(1+1)
H(1+1)=H(1+1)+CX(1+1)X(1+1)+DX(1+1)+E
?F=HIH(1+1)
JUMP 4, F>0
X=ψ DIVIDE(0.005HI, HI-H(1+1))
X=XI+X-W
PRINT(100X) 3,2
SPACE
SPACE
X=100X-GGI
PRINT(X) 3,2
4) REPEAT
NEWLINE
REPEAT
END
ψ SIN
CLOSE
*****

```


La première ligne indique en "langage machine" que I varie de 1 en 1, de 1 à 200.

Nous rechercherons la valeur de I qui rend négatif $H(X_I) H(X_{I+1})$.
Connaissant celle-ci nous ajoutons à X_I la quantité X



$$X = \frac{0.005 H_I}{H_I - H_{I+1}}$$

ce qui suppose l'intervalle suffisamment petit pour confondre $H(X)$ et une droite..

Connaissant X nous en déduisons C d'où E_0 et E. Il pourra y avoir dans l'intervalle de 100 MeV que nous explorons plusieurs zéros de la fonction H ; nous devons éliminer les solutions parasites avec une table Θ_{π} en fonction de T.

Entrées des données numériques -

- READ (S) nombre d'évènements
- (G) dT/dx en MeV/un du liquide de la chambre (1,09 pour le propane)
- (W) numéro de l'évènement étudié avec 6 chiffres
- (U) Θ_{π} en degré
- (V) T_p en MeV
- (G₁) coordonnées du point d'interaction en cm

m et M sont compris dans le programme sous forme

$$W = 1.3963$$

$$U = 9.38213$$

ils pourront être changés pour étudier le choc élastique d'autres particules.

Sortie des résultats -

- PRINT (W) 6,0 numéro de l'évènement
- (100 X) 3,2 énergie incidente en MeV au point d'interaction.
- (X) 3,2 énergie incidente en MeV rapportée au centre de la chambre.

Remarques -

- 1 - ? Ces marques permettent de vérifier le programme lors d'un premier passage avec un exemple connu par impression du chiffre devant lequel elles sont placées. Mais il faut demander à l'opératrice de la machine à calculer d'annuler leur effet pour ne pas occuper trop de temps de machine, l'impression des résultats étant plus longue que le calcul lui-même.
- 2 - Ψ sin en fin de programme indique que la fonction sinus a été placée en mémoire rapide.
- 3 - Il faut à peu près 20 minutes (pour 300 évènements) de calculatrice.

C - Conduite de l'expérience

1 - Dépouillements

Le second dépouillement sera fait d'une manière indépendante en notant tous les évènements mais en tenant compte des conclusions de l'analyse préliminaire pour classer "non mesurable" un certain nombre de cas. Les conditions du premier dépouillement sont évidemment toujours valables.

Une troisième vision du film sera nécessaire dans le but de comparer les deux premières et trancher les cas douteux. Lorsqu'on ne sait résoudre ceux-ci en regardant la photo, on les envoie mesurer pour avoir des données numériques.

Nous établissons maintenant une liste générale des évènements intéressants et devons les classer suivant trois catégories :

- évènements facilement mesurables, envoyés au Baby IEP, qui seront étudiés avec le programme P_1 sur la Mercury du CERN.
- évènements plus délicats - traces courtes, traces parallèles à la base optique ... mesurés au IEP, seront étudiés avec un programme P_2 analogue à P_1 et tenant compte des caractéristiques du IEP.

Ils seront calculés par IBM 704 à Paris après traduction de la bande perforée donnée par le IEP en cartes perforées utilisées par IBM.

- évènements rejetés.

2 - Etude des résultats

Les programmes P_1 et P_2 donnent des résultats numériques analogues à ceux précédemment énumérés ; le rôle du physicien sera de juger ces résultats et de les interpréter. Il devra dire :

- s'il faut remesurer l'évènement

- si la mesure est bonne en tant que choc sur carbone

Un évènement est-il bien mesuré ? ou choc sur hydrogène

Comme précédemment on regarde les données 1, (2, 3) 4 et 6.

On peut admettre

- une erreur de l'ordre du millimètre sur la détermination des coordonnées X Y Z des points. (0,3 mm sur X et Y et 1,5 mm sur Z)

- une erreur du centième sur les cosinus directeurs des traces

- une erreur de quelques degrés sur les angles dans l'espace

On tient compte dans ces estimations de la valeur de l'angle de profondeur.

Un évènement est-il carbone ou hydrogène ?

Nous considérons la coplanarité et la corrélation angulaire.

La limite supérieure de la première sera 0,1 et de la seconde 5° . Si les deux valeurs sont plus grandes l'évènement est carbone, si une valeur est plus grande l'autre plus faible, l'évènement peut être hydrogène, si les deux valeurs sont inférieures, il y a une forte probabilité d'avoir une étoile sur hydrogène. Nous regrouperons ces deux paramètres et définirons par la suite un critère ρ_g (Programme 5 - III-3) que nous pourrions appliquer dans tous les cas et qui doit discriminer les évènements "hydrogène" des évènements "carbone".

Lorsqu'une mesure est bonne il faut déterminer la trace qui correspond au proton parmi les deux traces secondaires. Cette déter-

mination est en général facile avec la corrélation angulaire, cependant il est parfois nécessaire de se référer à la photographie pour identifier le proton par ionisation et éventuellement par son parcours.

Les évènements mal mesurés sont envoyés aux remesures. Souvent celles-ci sont nécessitées par une erreur des appareils de mesures. Il y a trois séries de remesures, le nombre de cas à remesurer décroît régulièrement.

Nombre d'évènements total	9 913	dont	932	N M
à mesurer 1 fois -	B I	7 600	I	1 400
2 fois -		3 130		800
3 fois -		1 000		500

Rejet 1 100

3 - Dernière vision

Arrivés au stade des troisièmes remesures, nous effectuerons une nouvelle vision du film pour examiner les évènements qui ont été mesurés trois fois sans résultat. Ils pourront être rejetés comme difficilement mesurables, renvoyer aux mesures si rien ne justifie les erreurs précédentes, ou nous pourrions admettre une mesure déjà faite comme bonne en considération de la géométrie. Lorsqu'un évènement est finalement exclus, il figure dans le livre de dépouillement avec la mention "exclus" et, dans les commentaires, la raison de l'exclusion ; ceci permettra de retrouver facilement le nombre d'évènements exclus et d'étudier leur influence sur les résultats obtenus.

B. I : Baby IEP

I : IEP

N. M: non mesurable -

III-3 - Analyse des résultats -

Nous disposons maintenant d'une certaine quantité d'évènements bien mesurés. L'analyse sera faite par échelon successif à l'aide de programmes spéciaux. Nous garderons le plus longtemps possible la séparation entre les interactions mesurées au IEP et celles mesurées au Baby IEP car nous ne ferons pas jouer sur les unes et sur les autres les mêmes critères puisqu'elles ont été séparées du fait de leur structure.

Programme 3

Son but est de sélectionner parmi les résultats du programme 1 ceux qui présentent un intérêt pour la suite des calculs. Nous retiendrons

- le numéro de l'évènement
- les coordonnées du point d'interaction
- le cosinus de l'angle fait par la trace incidente avec l'axe du faisceau
- la coplanarité
- l'angle de profondeur
- l'angle du proton mesuré
- l'angle du méson
- l'angle du proton calculé
- l'angle du proton dans le centre de masse
- l'énergie du proton calculée à partir du parcours
- les coordonnées du point terminal de la trace du proton

Les évènements IEP calculés par IBM furent sélectionnés à la main pour deux raisons. La première est qu'il aurait fallu retraduire les cartes résultats IBM en rubans perforés pour servir de données numériques au programme 3. La seconde est que le nombre de ces évènements était moins grand que ceux des Baby IEP (1000 pour 5000). Nous perforons une bande analogue à la bande résultat du programme 3 en choisissant les mêmes données que précédemment. Lorsque le proton ne s'arrête

pas dans la chambre, les coordonnées du point terminal sont remplacées par les cosinus directeurs de la trace du proton.

Programmes 4 et 4'

Ils jouent le même rôle, l'un pour les mesures Baby IEP, l'autre pour les mesures IEP.

1) application rigoureuse de seuils. Ils sont très bas pour ne pas rejeter de bons événements, ce sont :

- en volume* - $6 < X < +7$ $-5,1 < Y < +5,1$ $-6,8 < Z < -0,5$
- en corrélation angulaire 15°_2 ,
- en inclinaison de la trace incidente par rapport à l'axe du faisceau
 $\cos \alpha = 0,9945$
- en coplanarité $0,4$
- en longueur minimum de proton (on coupera à l'angle du π correspondant, soit 45°) -

2) Etude de l'évènement et classification par un indice

$$V = 100 P + 10 M + N + 0,1 R$$

P caractérise l'angle de profondeur δ $P = 1$ $0 < \delta < 80^\circ$

2 $0 < \delta < 60^\circ$

M - l'angle d'inclinaison de la trace incidente

$M = 1$ $0,9945 < \cos \alpha < 1$ 6°

2 $0,9986 < \cos \alpha < 1$ 3°

N - le volume

$N = 1$ $-6 < X < +7$ $-5,1 < Y < +5,1$ $-6,8 < Z < -0,5$

2 $-4,5 < X < +6$ $-4,5 < Y < +4,5$ $-6,3 < Z < -1$

3 $-4,5 < X < +5,5$ $-4 < Y < +4,5$ $-6,3 < Z < -1$

les événements $N = 3$ sont bien placés, au milieu de la chambre, bien éclairés et sans distorsion.

R indiquera, en prenant les valeurs 1 ou 2 si le proton s'arrête dans la chambre donc si l'énergie calculée par le parcours est exacte ou

* (X, Y, Z, en centimètres)

correspond à une valeur minimum.

L'indice V remplacera dans les "données réduites" qui sortiront de ce programme les coordonnées du point d'interaction et du point terminal de la trace du proton. Il peut prendre 24 valeurs différentes.

3) Constitution d'histogrammes qui serviront à définir les critères de l'étude finale.

a - nombre d'évènements en fonction de la coordonnée X du point d'interaction - ce qui nous permettra de juger l'utilité d'une séparation en 3 volumes.

b - coplanarité. Nous représenterons la valeur absolue de la coplanarité. Les histogrammes seront faits pour les deux valeurs de P et pour 7 intervalles de variation de l'angle φ du méson π (intervalles de 20° allant de 40° à 180°). Nous obtenons pour chacun d'eux un écart standard variant autour de 0,11.

c - corrélation angulaire. Nous ferons ces histogrammes dans les mêmes cas que pour la coplanarité. L'écart standard sera ici au voisinage de $3,5^\circ$ - cf. courbe 6, 7 et 9 -

Programme 5

Il reprend les données réduites fournies par les programmes précédents et regroupe les résultats IEP et Baby IEP. Nous appliquons ici les derniers critères de rejection et construisons les courbes de distribution angulaire.

Critères -

a - Connaissant avec précision l'angle du méson π nous pouvons définir l'énergie cinétique du proton. On comparera cette valeur calculée par la cinématique à celle calculée par le parcours. S'il n'y a pas correspondance, le choc ne satisfait pas les lois du choc élastique. Cependant la détermination du parcours peut manquer de précision lorsque la trace plonge dans la chambre avec un grand angle de profondeur. Nous n'élimi-

nerons pas a priori les événements qui ne satisfont pas à ce critère mais les classerons à part en nous servant d'un indice o ($o = 0; 1$) prenant deux valeurs.

b - Les deux principaux critères sont la coplanarité et la corrélation angulaire. Les histogrammes donnés par le Programme 4 permettent de calculer une valeur moyenne et un écart standard σ_c pour la coplanarité et σ_θ pour la corrélation angulaire. Nous définirons un paramètre dépendant de la géométrie

$$\rho_g = \left[\left(\frac{\omega p l}{r_c} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \theta}{\sigma_\theta} \right)^2 \right]^{1/2}$$

Nous admettrons une limite supérieure pour ρ_g et ajouterons aux paramètres précédents Q ,

$$Q = 1$$

$$\rho_g < \sqrt{4} = 2$$

$$Q = 2$$

$$\rho_g < \sqrt{2}$$

Nous ferons sortir ici les histogrammes de cette quantité ; ils nous seront utiles pour estimer le pourcentage d'événements sur carbone et et son influence sur le résultat final. cf. courbe 8 -

Courbes de distribution angulaire -

Nous avons l'angle du proton dans le centre de masse ; une deuxième partie de ce programme consistera à construire les courbes $N = f(\cos \theta^*)$. Nous le ferons pour toutes les combinaisons possibles des paramètres P M N O Q ce qui nous donnera 48 courbes. Nous divisons notre variation de $\cos \theta^*$ en intervalles de 5 centièmes, nous sommes arrêtés dans notre distribution (par les protons trop courts) à θ_π^* voisin de 55° ; $\cos \theta_\pi^* = -0,573$ mais pour obtenir le maximum d'indications de la courbe, nous ferons varier $\cos \theta^*$ de $+1$ à $-0,65$ ce qui nous donnera 33 points par courbe.

D'après le chapitre I ces courbes doivent avoir la forme

$$N = A + B \cos \theta^* + C \cos^2 \theta^*$$

Nous identifierons nos courbes expérimentales à cette courbe théorique. Pour chaque courbe nous avons 33 équations à 3 inconnues ABC. Nous résolverons ces systèmes par la "méthode des moindres carrés". Pondérons chaque point expérimental en divisant par $\sqrt{N_i}$:

$$\sqrt{N_i} = \frac{A}{\sqrt{N_i}} + \frac{B}{\sqrt{N_i}} \cos \theta^* + \frac{C}{\sqrt{N_i}} \cos^2 \theta^*$$

Changeons de variables

$$\begin{aligned} A &= x & B &= y & C &= z \\ \sqrt{N_i} &= d_i & \frac{1}{\sqrt{N_i}} &= a_i & \frac{\cos \theta^*}{\sqrt{N_i}} &= b_i & \frac{\cos^2 \theta^*}{\sqrt{N_i}} &= c_i \\ d_i &= a_i x + b_i y + c_i z \end{aligned}$$

Nous nous ramènerons au système d'équations normales

$$\begin{aligned} (a \ d) &= (a \ a) x + (a \ b) y + (a \ c) z \\ (b \ d) &= (b \ a) x + (b \ b) y + (b \ c) z \\ (c \ d) &= (c \ a) x + (c \ b) y + (c \ c) z \end{aligned}$$

$$\text{avec } (a \ a) = \sum \frac{1}{N_i} \quad (b \ a) = (a \ b) \quad (b \ a) = (a \ c) \quad (d \ a) = \sum 1$$

$$(a \ b) = \sum \frac{\cos \theta^*}{N_i} \quad (b \ b) = \sum \frac{\cos^2 \theta^*}{N_i} \quad (c \ b) = (b \ c) \quad (d \ b) = \sum \cos \theta^* \quad (d \ d) = \sum N_i$$

$$(a \ c) = \sum \frac{\cos^2 \theta^*}{N_i} \quad (b \ c) = \sum \frac{\cos^3 \theta^*}{N_i} \quad (c \ c) = \sum \frac{\cos^4 \theta^*}{N_i} \quad (d \ c) = \sum \cos^2 \theta^*$$

Remarquons que $(d \ a)$ représente le nombre d'équations et $(d \ d)$ représente le nombre total de cas étudiés ou la surface délimitée par la courbe et les axes.

$$\Delta = \begin{vmatrix} (a \ a) & (a \ b) & (a \ c) \\ (b \ a) & (b \ b) & (b \ c) \\ (c \ a) & (c \ b) & (c \ c) \end{vmatrix}$$

$$x = \frac{\begin{vmatrix} (a \ d) & (a \ b) & (a \ c) \\ (b \ d) & (b \ b) & (b \ c) \\ (c \ d) & (c \ b) & (c \ c) \end{vmatrix}}{\Delta}$$

$$y = \frac{\begin{vmatrix} (a \ a) & (a \ d) & (a \ c) \\ (b \ a) & (b \ d) & (b \ c) \\ (c \ a) & (c \ d) & (c \ c) \end{vmatrix}}{\Delta}$$

$$z = \frac{\begin{vmatrix} (a \ a) & (a \ b) & (a \ d) \\ (b \ a) & (b \ b) & (b \ d) \\ (c \ a) & (c \ b) & (c \ d) \end{vmatrix}}{\Delta}$$

Nous calculons le résidu $(N_i - (A + B x_i + C x_i^2))^2$ et en déduisons l'erreur standard. Un dernier calcul nous donnera la précision sur les coefficients A B C (cf Smart Combination of observations- p. 125)

Normalisation -

Nous passons maintenant de nos courbes de distribution angulaire

$$N_i = A + B \cos \theta_i^* + C \cos^2 \theta_i^*$$

aux courbes de section efficace différentielle (cf chap. I)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{k^2} (A + B \cos \theta^* + C \cos^2 \theta^*)$$

En intégrant entre - 1 et + 1 cette dernière équation, nous obtenons la section efficace totale

$$\sigma_{tot} = 4\pi \lambda^2 \left(A + \frac{C}{3} \right)$$

$\lambda^2 = \frac{1}{k^2}$ k étant l'impulsion dans le centre de masse.

Comme nous l'avons vu au paragraphe I-2-1 le nombre total de particules diffusées $\sum_i N_i$ est proportionnel à σ_{tot}

Les valeurs de σ_{tot} sont bien connues, nous pourrions donc normaliser nos coefficients A B C expérimentaux $\left(A + \frac{C}{3} \right) = K \sigma_{tot}$

Si $\bar{A}$ $\bar{B}$ $\bar{C}$ sont les coefficients normalisés, nous avons

$$\bar{A} = \frac{A}{K} \quad \bar{B} = \frac{B}{K} \quad \bar{C} = \frac{C}{K}$$

Programme 6 -

A partir des courbes de distribution angulaire, il recalcule par la méthode des moindres carrés les coefficients A B C. Ceci a pour avantage, connaissant les événements exclus d'extrapoler certains points (par exemple ceux correspondant à la base optique) et de prendre des intervalles de variation de $\cos \theta^*$ différents.

Par l'intermédiaire des formules I - 19 nous déduisons les phases

$$A^+ = \sin^2 \rho_3 + \sin^2 (\rho_{33} - \rho_{31})$$

$$B^+ = 2 \left[2 \sin \rho_{33} \cos (\rho_{33} - \rho_{31}) + \sin \rho_{31} \cos (\rho_{33} - \rho_{31}) \right] \sin \rho_3$$

$$C^+ = 3 \left[\sin^2 \rho_{33} + 2 \sin \rho_{31} \sin \rho_{33} \cos (\rho_{33} - \rho_{31}) \right]$$

Ce sont les coefficients A et surtout B qui influent sur la variation de la phase α_3 .

III - 4 - Résultats et Conclusion

Energie incidente -

L'étude a été faite au moyen de 20 000 photographies, 9 900 cas de diffusion furent mesurés et 2 500 retenus comme hydrogène. L'énergie incidente a été déterminée, comme indiqué en III- 2, à l'aide de 300 bons évènements. Des mesures furent faites également à l'Université de Padoue, les deux résultats concordent et conduisent à

$$E = 121,7 \pm 6 \text{ MeV}$$

C'est cette énergie qui fut utilisée dans les programmes 5 et 6.

Pour cette valeur, la section efficace totale $\pi^+ p$, la quantité de mouvement et la longueur d'onde incidente (divisée par 2π) toutes deux dans le système du centre de masse

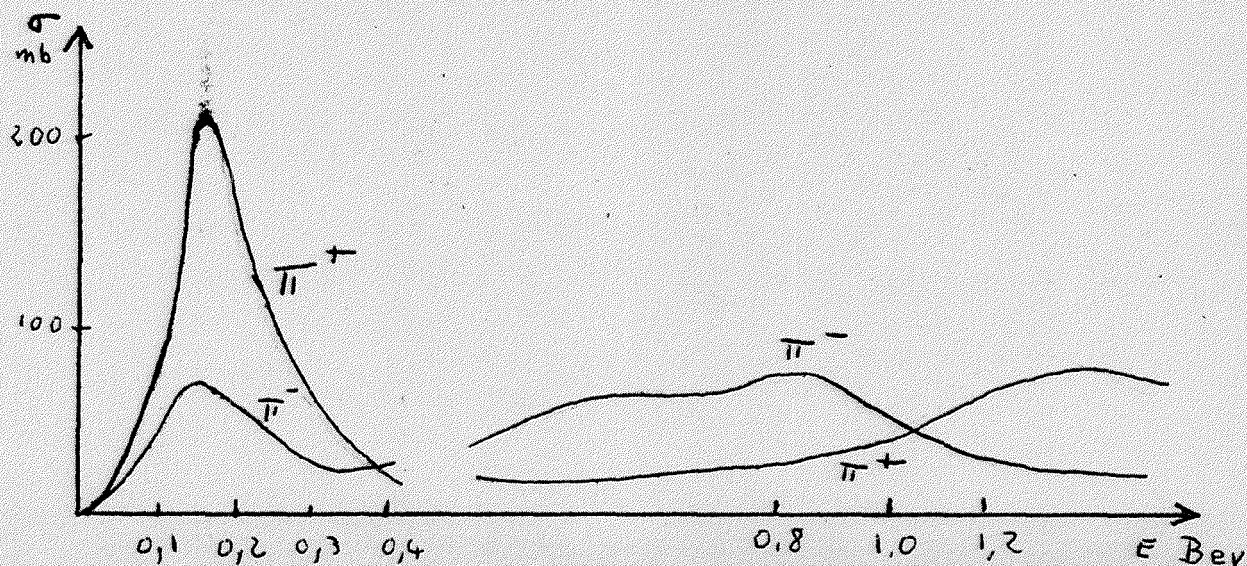
$$\sigma_{\text{tot}} = 98 \text{ mb}$$

$$\eta = 1,255 \text{ } m_{\pi^+} c$$

$$m_{\pi^+} = 273,3 m_e$$

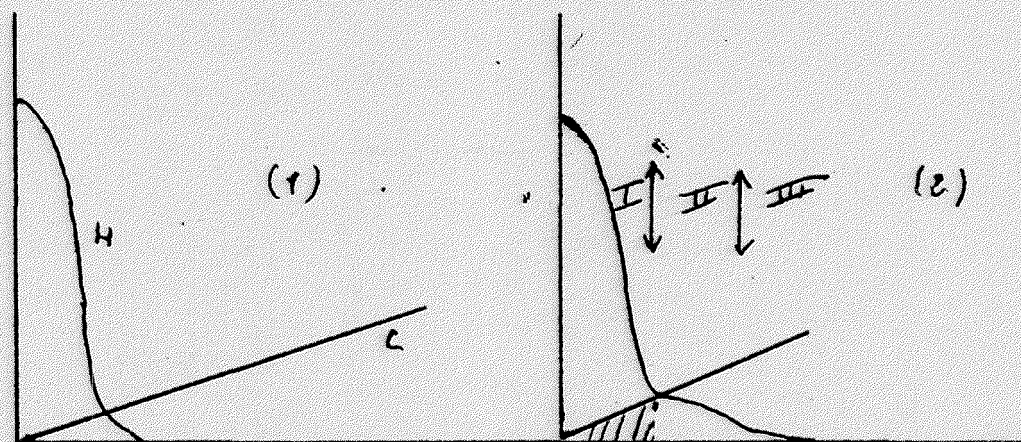
$$\lambda = 1,125 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

Si nous examinons la courbe de section efficace totale (πp) nous voyons que nous nous placons en-dessous de la résonance ($3/2, 3/2$) définie par $\alpha_{33} = 90^\circ$ et située à 170 MeV



Contamination en carbone -

Sur les 2 500 évènements retenus nous avons un pourcentage d'évènements sur carbone qui ont échappé à tous les critères restrictifs. Pour en connaître l'importance examinons le diagramme ρ_g (cf courbe 8)



Le diagramme théorique 1 prévoit la superposition d'un pic hydrogène et d'un accroissement de carbone. Nous obtenons le diagramme 2. La première région correspond au pic H la seconde à l'accroissement de carbone qui diminue en III par suite des critères de rejection aux dépouillements et aux mesures. La région I contient les évènements "hydrogène" et la contamination en carbone sera la surface hachurée.

Nombre d'évènements total 2 500

Contamination en C probable 8 %

Naturellement, cette contamination est évaluée en supposant que les évènements dus aux collisions sur carbone se distribuent suivant la figure 1 ; cette hypothèse est justifiée si l'on admet que pour ces évènements, coplanarité et corrélation angulaire sont corrélées étroitement, ce qui n'est pas nécessairement le cas.

Influence des différents facteurs -

1) Le volume - Les coefficients A B et C varient lorsque l'on

passé du grand volume aux deux autres, ces derniers donnent des coefficients semblables. Ceci s'explique par le fait que le grand volume admet les bords de la chambre qui contiennent des événements difficiles à mesurer. Volume choisi : le moyen.

2) L'angle d'incidence du méson π . Nous avons deux limites 3° et 6° . Le nombre d'événements diminue de moitié mais les coefficients sont, dans le domaine d'erreurs, les mêmes - limite admise 6° -

3) L'angle de profondeur. Deux limites ont été choisies 80° et 60° . Il a paru nécessaire de prendre la plus petite limite.

4) Critère ρ_g . Le diagramme 8 prouve que l'on peut admettre $\rho_g < 2$.

5) L'énergie incidente. En rejetant les événements qui n'ont pas le parcours correspondant aux lois cinématiques, nous agissons plus sur les événements qui ont un proton de trace courte que sur ceux qui ont un proton de grand parcours (et qui sort de la chambre). Nous devons donc diminuer notre courbe de distribution pour les protons de trace courte donc pour $\theta^* > \frac{\pi}{2}$, ce qui augmente l'asymétrie et agit donc directement sur B. Nous ne nous servons donc pas de ce critère.

6) La limite inférieure a également une forte influence sur la détermination de B ; nous avons dû arrêter notre distribution à $\cos \theta^* = -0,5$

7) La détermination des phases est très sensible à la fluctuation statistique. C'est la raison pour laquelle nous prendrons pour $\cos \theta^*$ un intervalle de variation de 0,1. Nous aurons ainsi 14 points donc 14 équations pour la méthode des " moindres carrés " du programme 6.

Extrapolation de la région correspondant à la base optique

La base optique correspond à θ^* tel que $0,15 < \cos \theta^* < 0,35$. Nous savons avoir exclu 96 événements rentrant dans cette catégorie. Après toutes les analyses nous avons conservé le $1/3$ des événements que nous possédions au départ ; il semble donc justifié de rajouter dans la partie correspondant à la base optique le $1/3$ des événements que nous

avons exclu, soit 30.

Résultats -

Nous avons trouvé 2 500 évènements hydrogène, mais par le jeu des différents facteurs nous sommes amenés à ne sélectionner que 1454 cas de diffusion afin que la détermination des phases ne soit pas altérée par des erreurs expérimentales. L'analyse définitive est faite à l'aide des données suivantes :

$\cos \theta^*$		N	
- 0,45	- 0,35	68	
- 0,35	- 0,25	45	
- 0,25	- 0,15	68	
- 0,15	- 0,05	51	
- 0,05	+ 0,07	68	
0,05	0,10	66	
0,15	0,25	72	) extrapolé
0,25	0,35	85	
0,35	0,45	95	
0,45	0,55	111	
0,55	0,65	161	
0,65	0,75	121	
0,75	0,85	201	
0,85	0,95	242	
A =	0,334	$\pm$ 0,031	
B =	- 0,258	$\pm$ 0,093	
C =	0,846	$\pm$ 0,18	
α_3	$-9,45^\circ$	$\pm$ 1,4	
α_{33}	$32,5^\circ$	$\pm$ 0,5	
α_{31}	$-0,8^\circ$	$\pm$ 0,45	

Les erreurs sur les phases sont déterminées par la méthode graphique d'Ashkin.* Les coefficients A B C étant corrélés il est très difficile

* Ashkin J et Vosko S. H P. R 1953 91 1248

d'évaluer ces erreurs ; toutefois nous pensons qu'elles sont trop pessimistes, ayant pris les erreurs maxima sur A et sur B.

Conclusion -

Des mesures ont été faites également à la main par l'Université de Padoue sur 1000 événements. Les résultats confirment les nôtres et conduisent à prendre pour la phase α_3

$$\alpha_3 = -10^\circ \pm 1^\circ$$

Replaçons ce résultat parmi ceux déjà connus.

			E	σ_T	α_3	α_{31}	α_{33}
Théorique	Goldberger		120 MeV		$-7,9^\circ$		
Expéri- mentale	Bologne 56	369	114 MeV	83	$-10,1^\circ \pm 3,5^\circ$	$-2,4 \pm 2,5$	$29,3 \pm 1,5$
	Padoue	2500	121,7 MeV	98	$-10^\circ \pm 1$	$-0,81 \pm 0,45$	$32,5 \pm 0,5$
	CERN 60						
-	Bologne 56	502	124 MeV	106	$-14,4 \pm 4,8$	$-2,8 \pm 2,9$	$34,4 \pm 1,8$

L'anomalie observée par les expériences de Bologne n'est pas confirmée, nous nous rapprochons de la valeur théorique. Nous avons pu observer l'influence des différents facteurs ; tous contribuent à augmenter la valeur absolue de la phase α_3 . On peut donc expliquer les résultats de Bologne en considérant qu'à cause du petit nombre d'événements, des critères très restrictifs n'ont pu être appliqués.

Statistique -

J'aimerais avant de terminer, signaler que cette expérience est la première qui fut réalisée sur le plan européen avec des instruments automatiques pour l'évaluation des photographies et que, de ce fait, de nombreuses améliorations pourraient être apportées à la méthode. Elle est le fruit d'un travail d'équipe groupant, en plus des physiciens, des assistants techniques entraînés et des spécialistes chargés de la bonne marche des appareils.

STATISTIQUE

N	photographies utilisables	20 000
N	d'évènements mesurés	9 913
N	- non mesurables	932
N	- rejetés au dépouillement ou après une 1ère mesure	2 000

pour trace incidente inclinée	35 %
hors limite	35 %
proton trop court	15 %
trace π // à la base optique	5 %
angle de profondeur $> 80^\circ$	2 %
divers	8 %

N	d'évènements mesurés 1 fois au B.I	7 600	au IEP	1400
N	- - 2 fois au B.I.	3 130	au IEP	800
N	- - 3 fois au B.I.	1 000	au IEP	500

N	d'évènements finalement admis comme hydrogène	2 500
	avec contamination en carbone probable	8 %

<u>Temps nécessaire</u>	au dépouillement	6 mois
	aux mesures Baby IEP	150 jours
	IEP	75 jours
	calculatrice	225 heures

Pour construire et tester les programmes de cinématique et géométrie en "code de base" : temps voisin de 6 mois, les programmes "autocodes" d'analyse : temps variant de un à deux mois par programme.

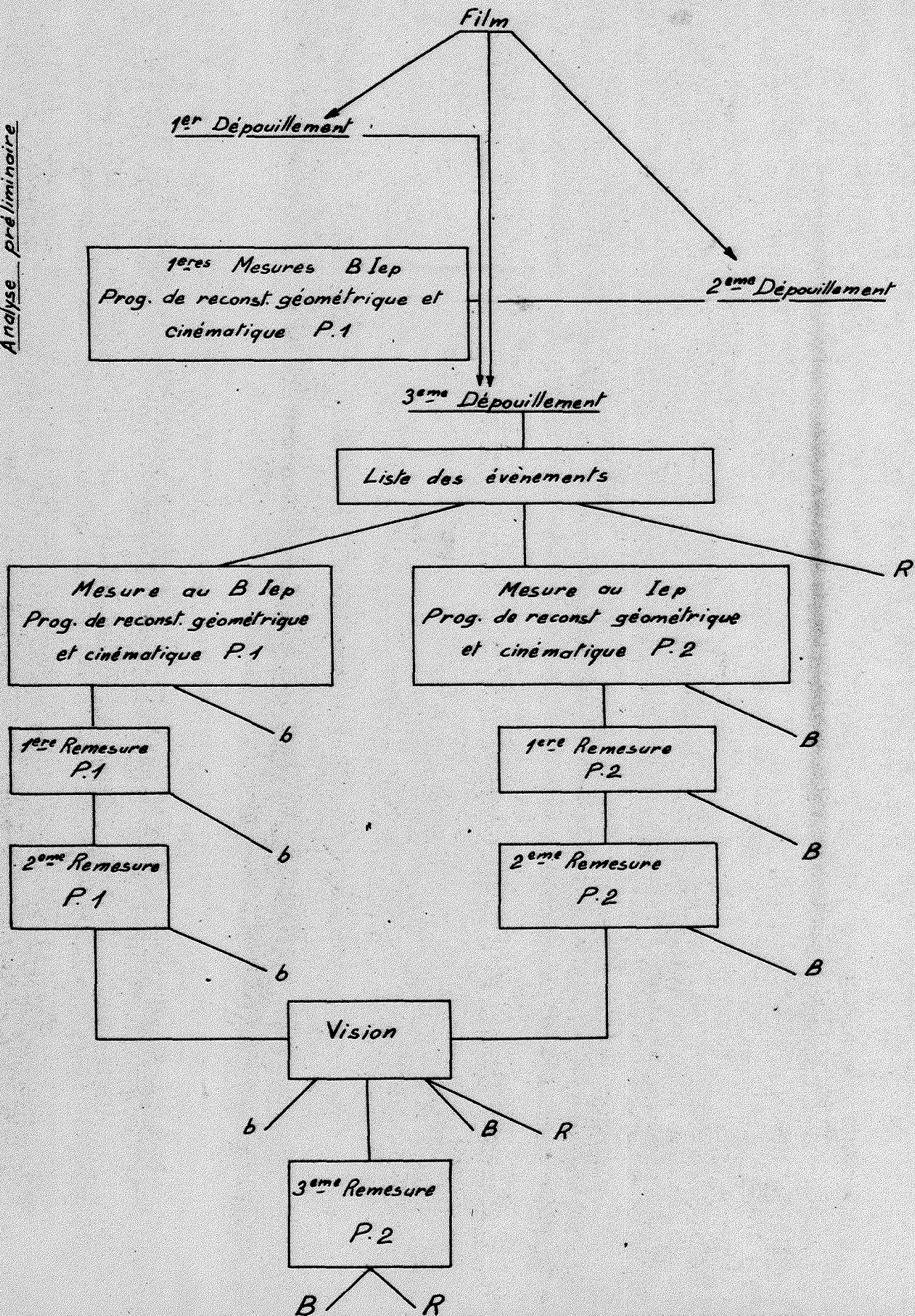
I - Tableau général de la marche de l'expérience

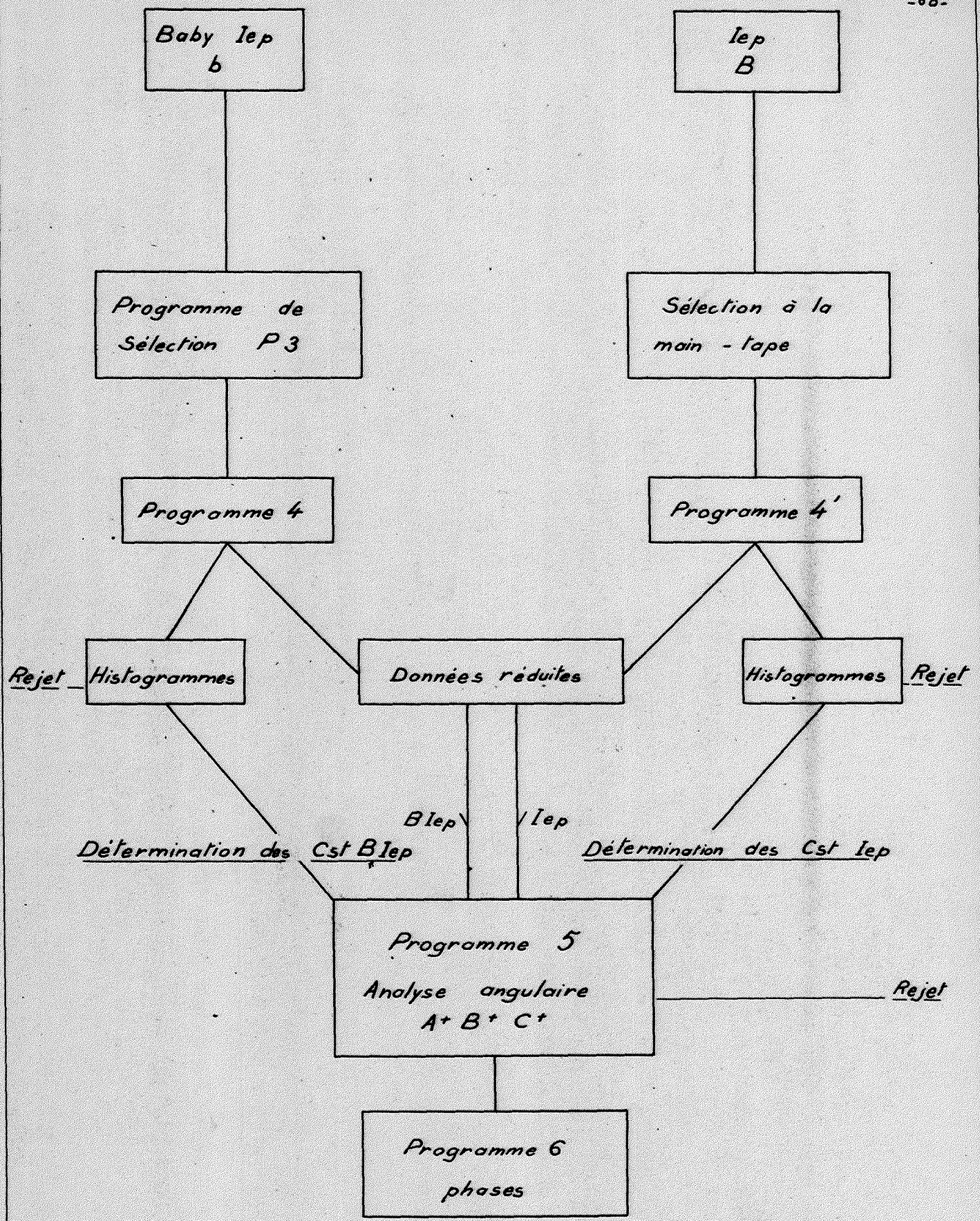
II - Photographies

- Evènement hydrogène probable
- Evènement surement carbone

III - Courbes

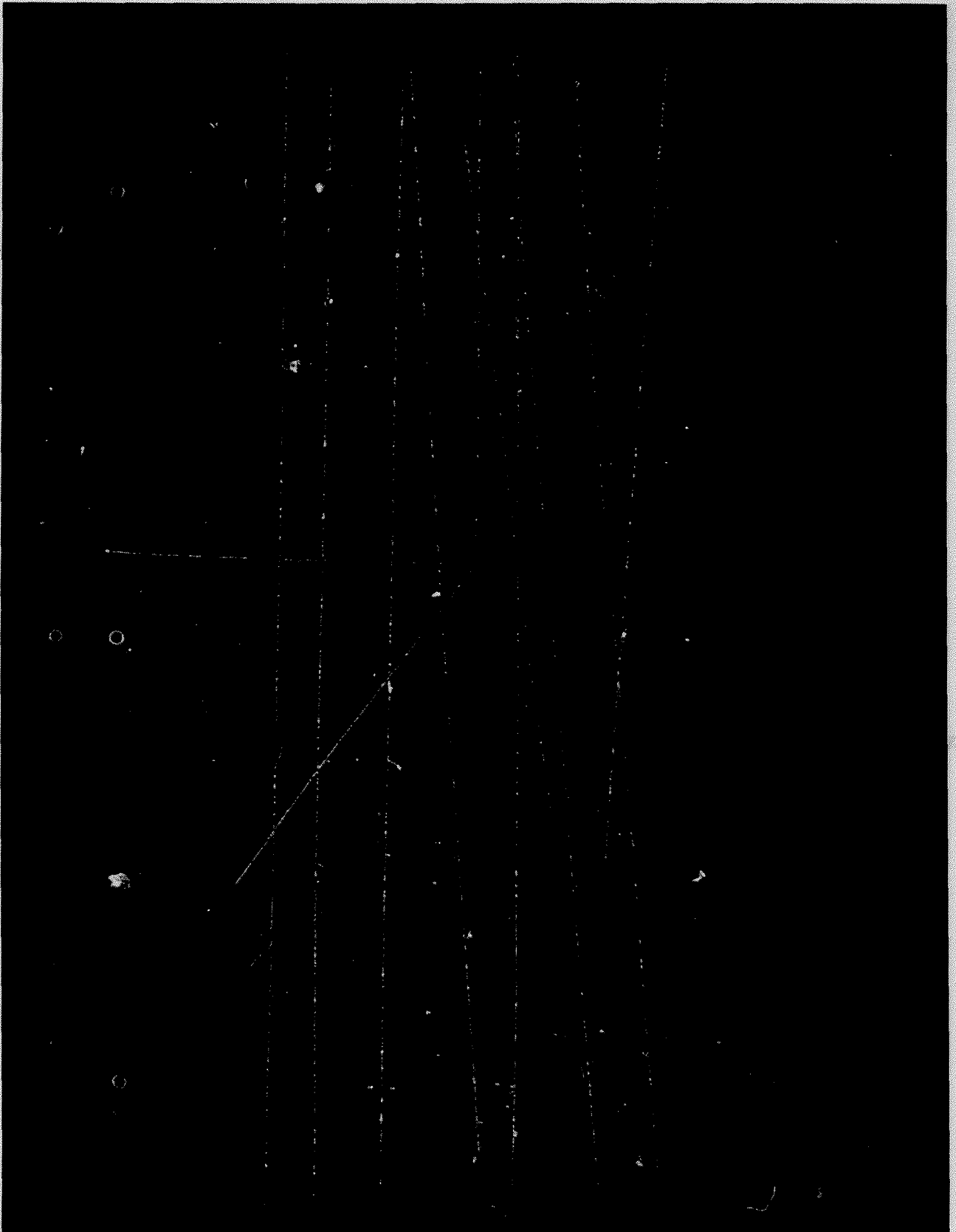
- 1) Courbe cinématique (T_p, θ_π)
- 2) Courbe cinématique (θ_π, θ_p)
- 3) Courbe cinématique $\theta_1 = f(\varphi_2, \theta_2)$
- 4) Courbe parcours énergie dans le propane
- 5) Distribution de l'énergie incidente
- 6) Distribution de la corrélation angulaire
- 7) Distribution de la coplanarité
- 8) Distribution du critère ρ_g
- 9) Distribution du nombre d'évènements le long de l'axe du faisceau
- 10) Courbe $y = A + B \cos \theta^* + C \cos^2 \theta^*$

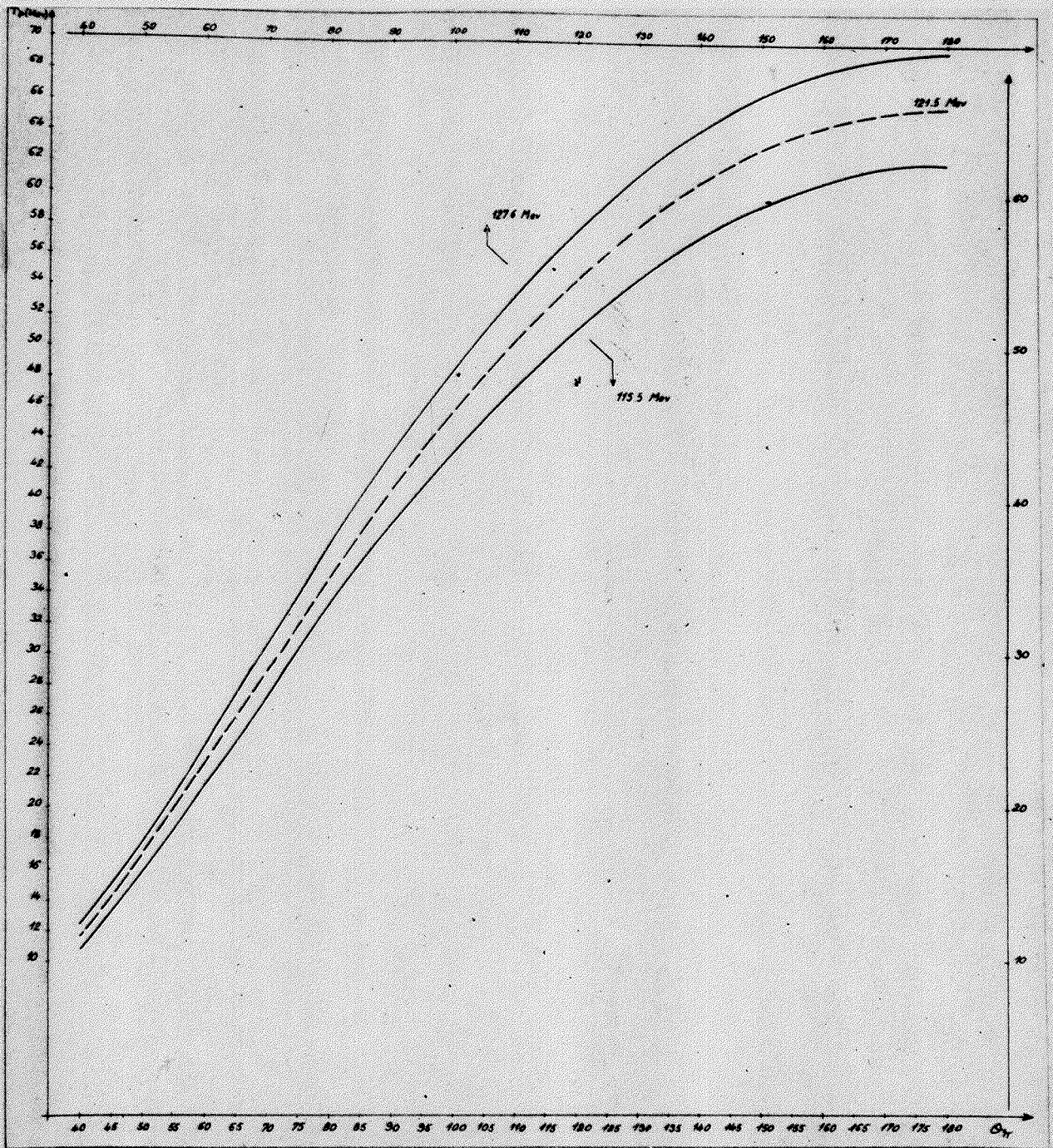


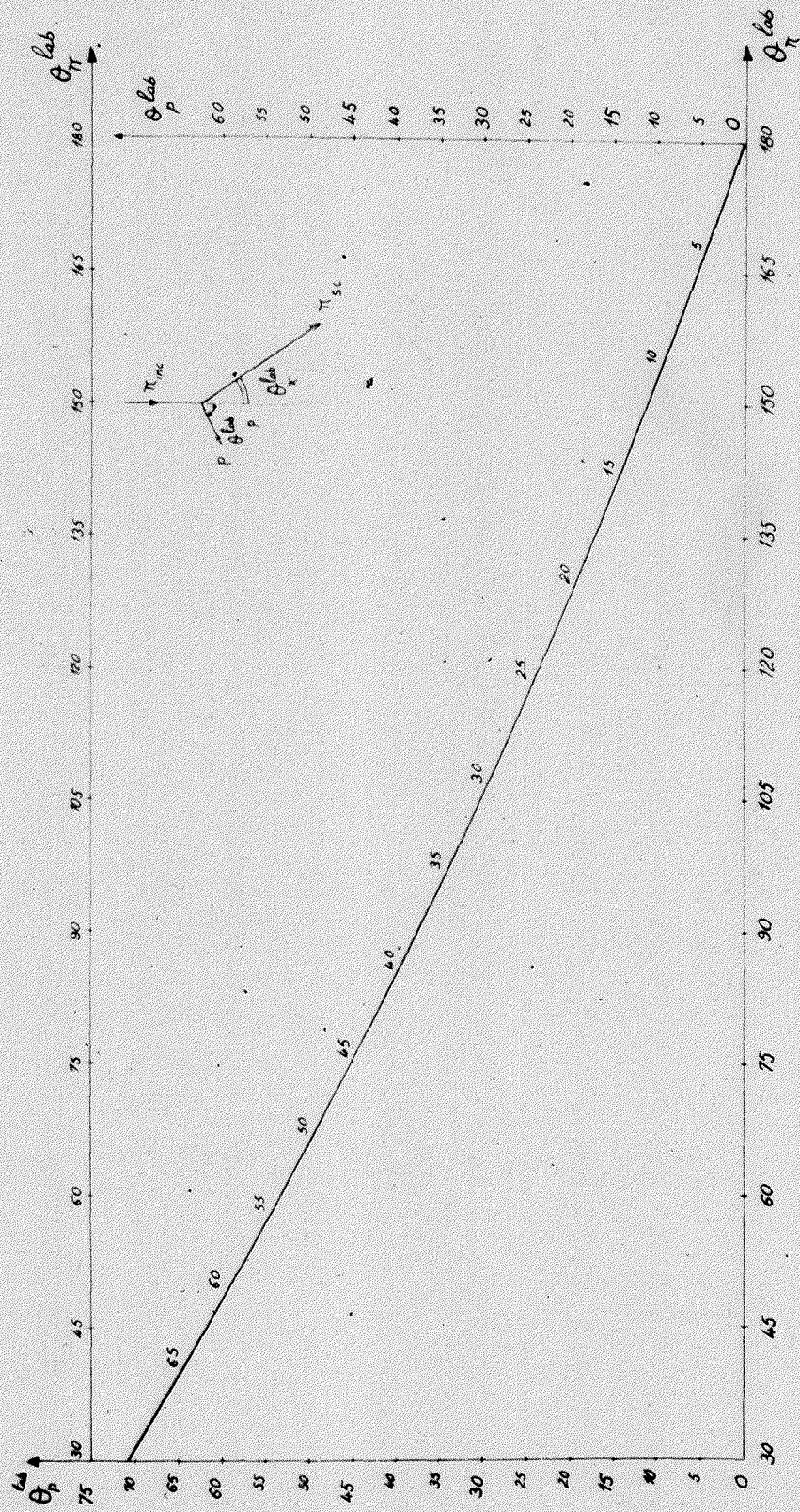


ANALYSE des RESULTATS

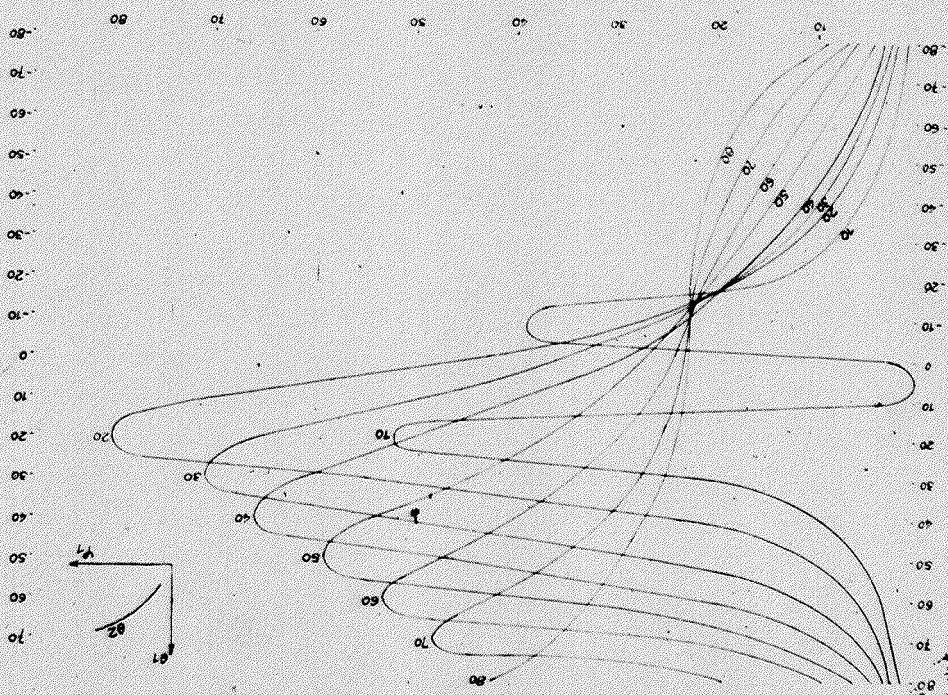
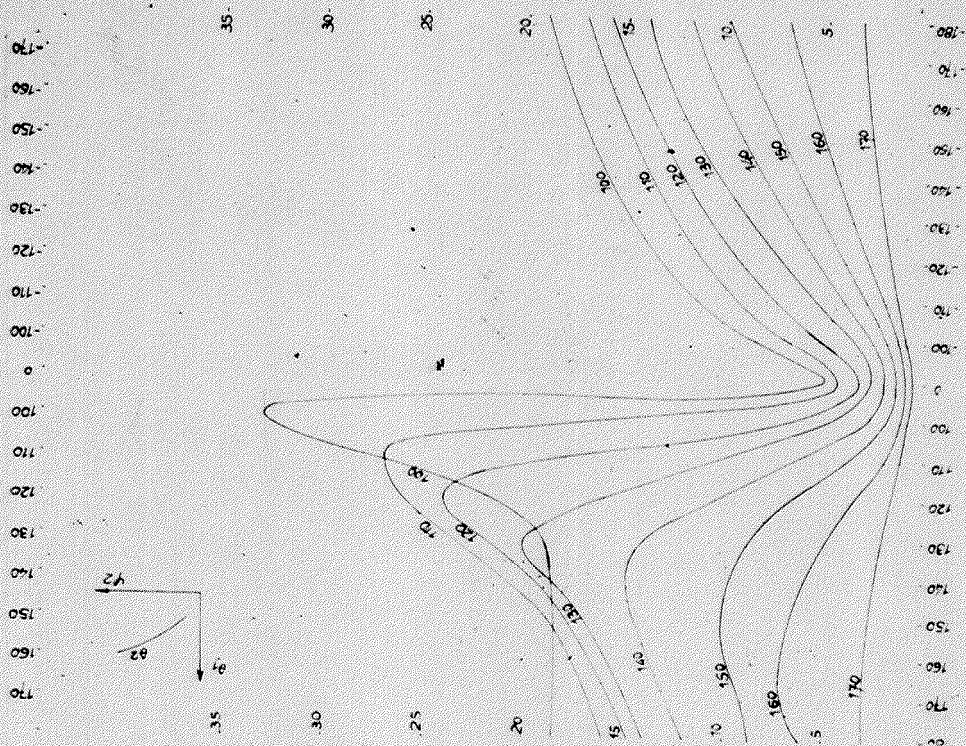




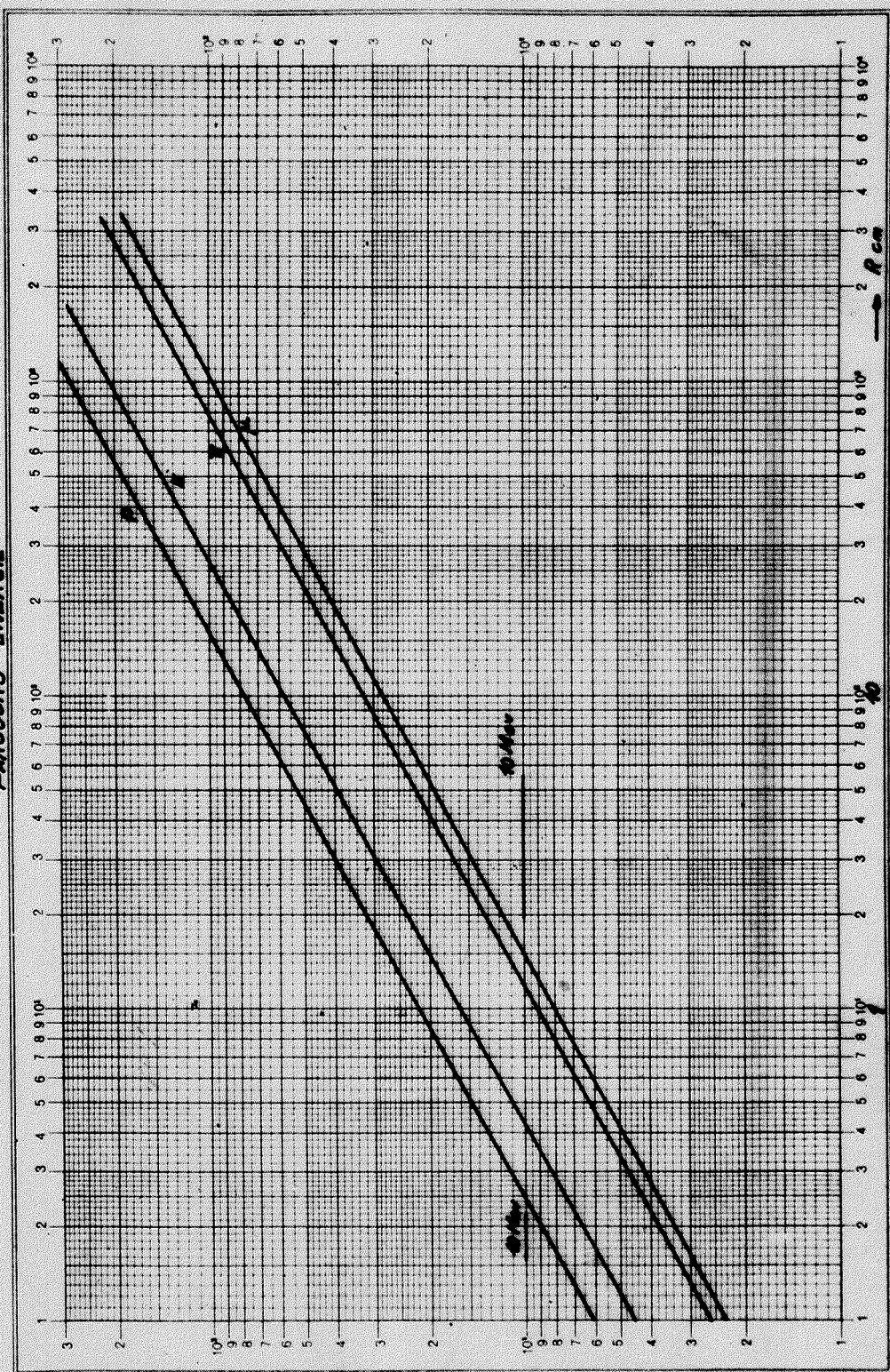




$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p \quad T_\pi = 130 \text{ MeV}$



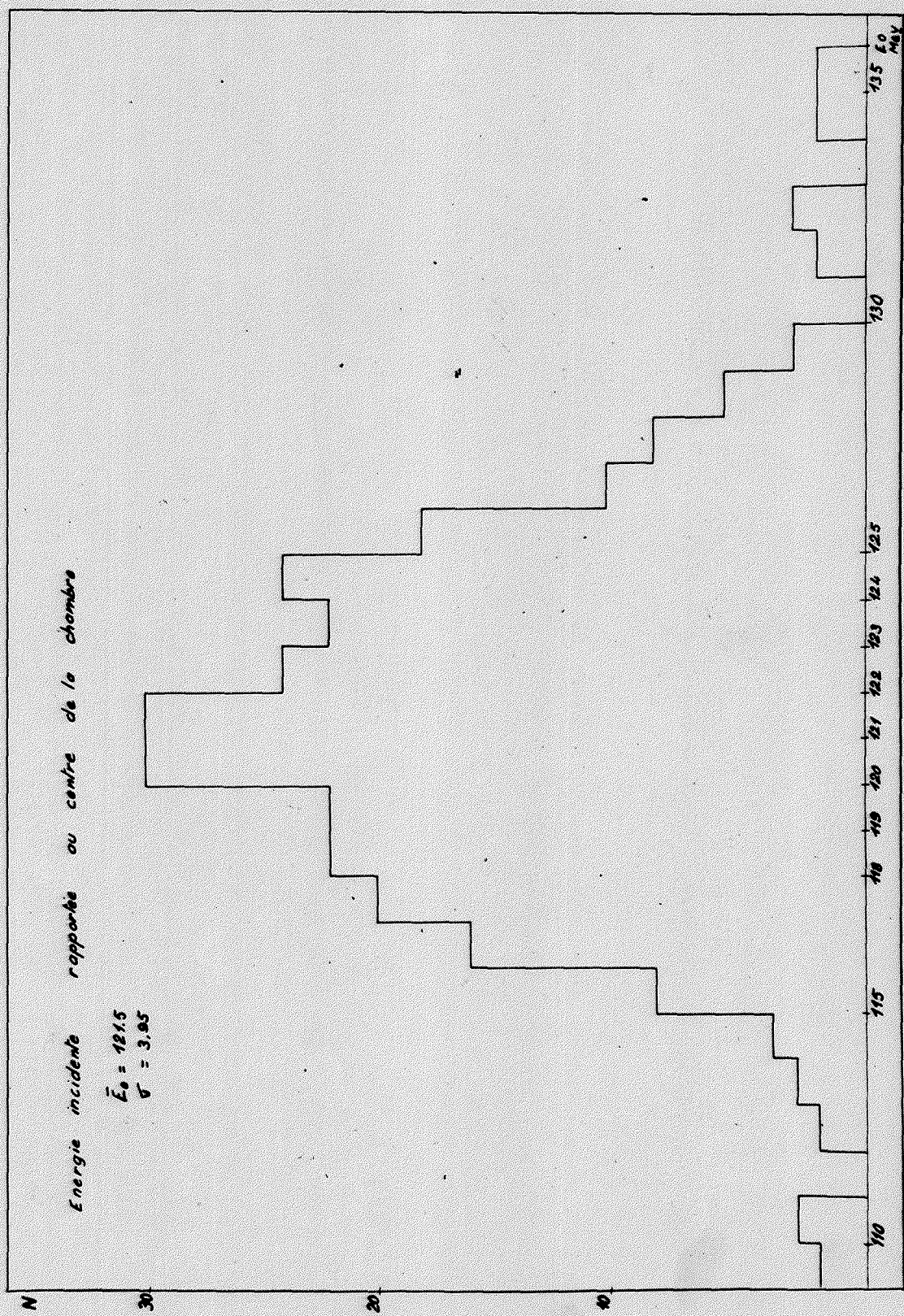
PARCOURS ENERGIE

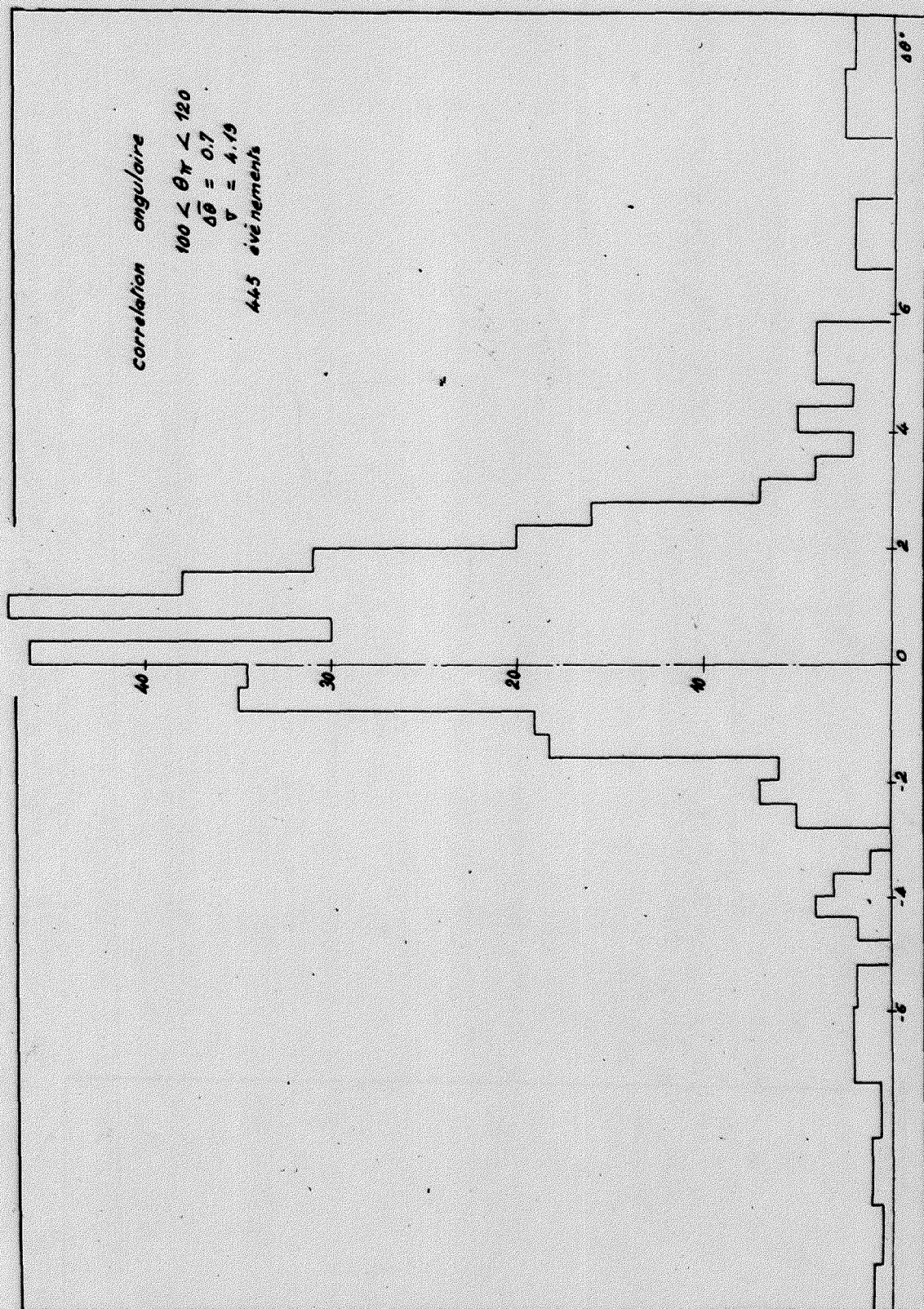


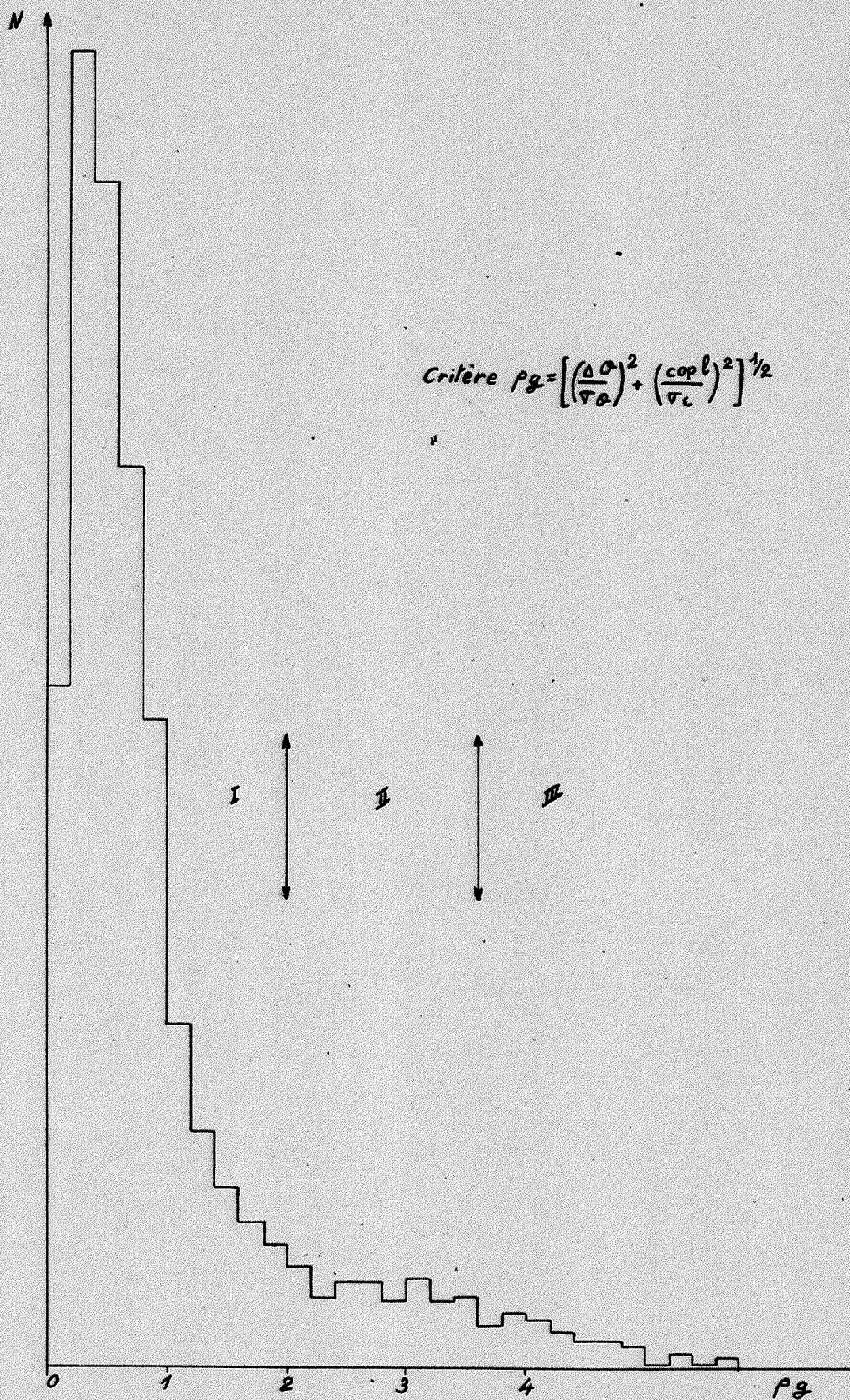
Ed. Asimil. arch. Rev. Nr. 100

Ed. 100

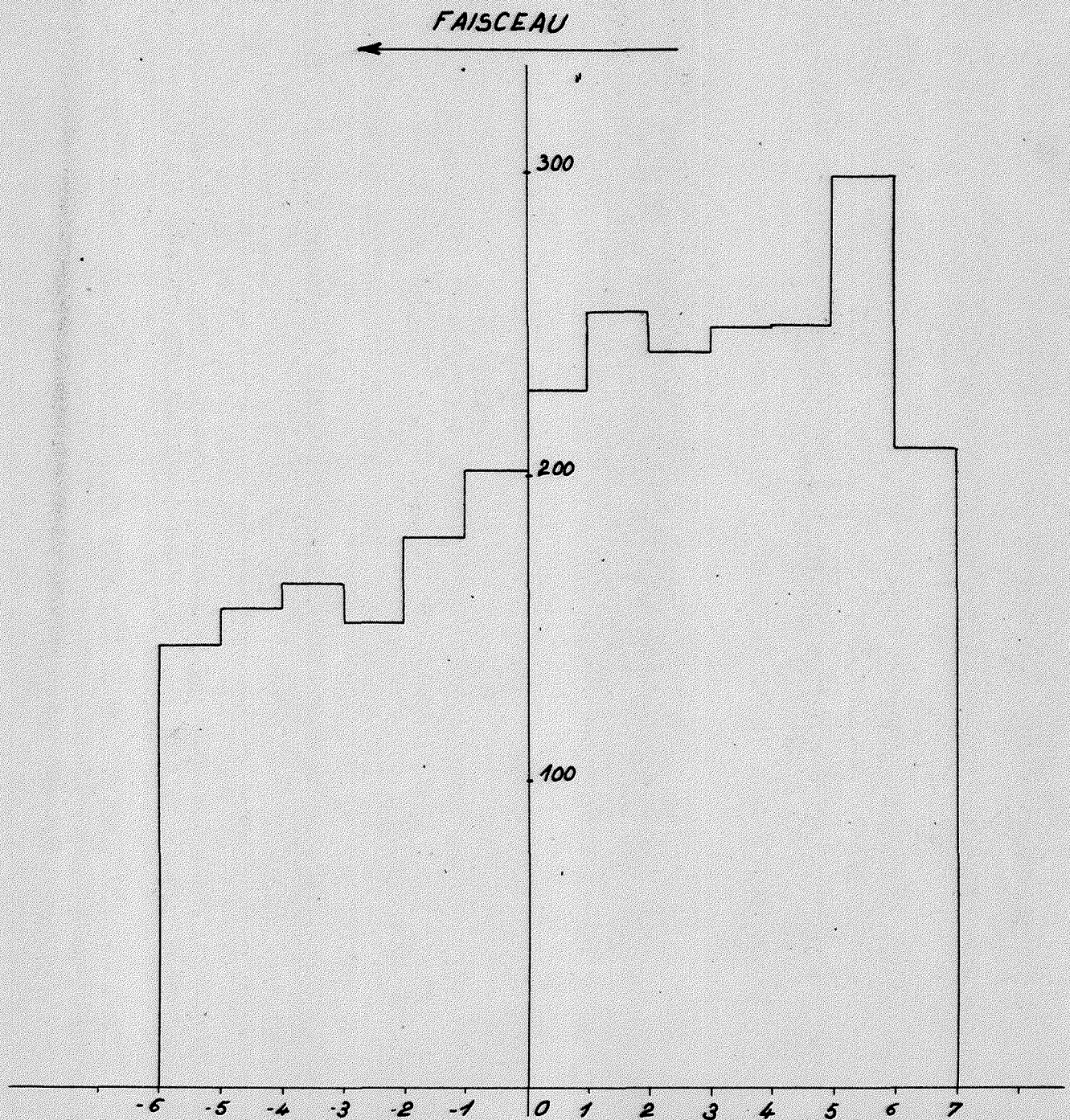
Ed. 100



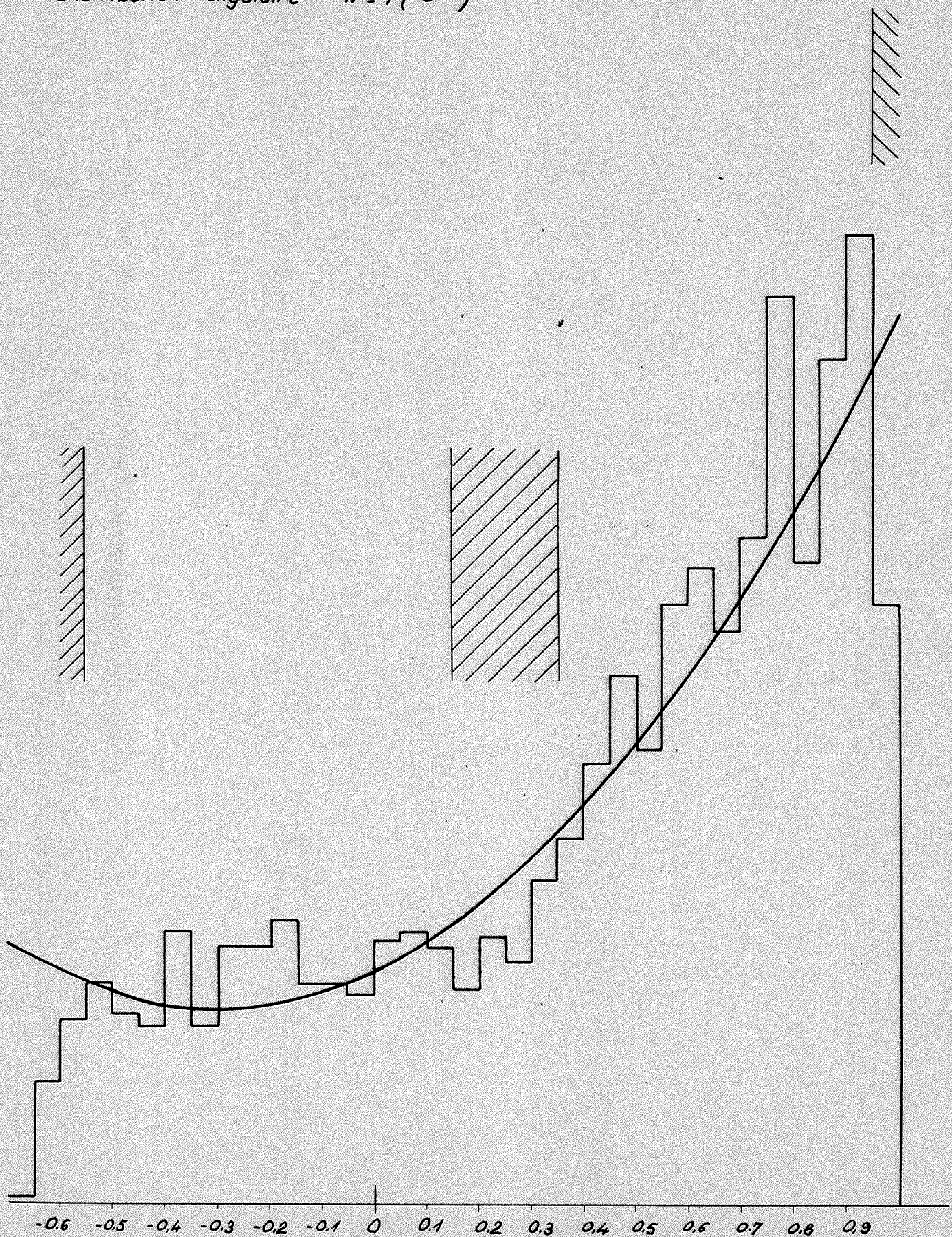




N d'évènements
en fonction de X



Distribution angulaire $N = f(\theta^*)$



Bibliographie

- | | | |
|--|------|--|
| Ashkin J. | 1958 | International Summer School of Physics - Varenna - "Pion Physics" |
| Berthelot A. | 1955 | Cours CEA - "le méson π " |
| Bethe H. , de Hoffman F. | | Mésons and Field T II |
| Condon E. U et Shortley G. H | | The theory of atomic spectra |
| Ferrari G. , Ferreti L. , Gessaroli R. | | Experimental results on $\pi^+ p$ |
| Manaresi E. , Puppi G. , Quarenì G | 1956 | scattering in the energy range between 70 and 130 MeV. |
| Ranzi A, Stanghellini A. | | CERN Symposium - p. 230 |
| Orear J. | 1956 | Determination of the πp phase shifts - CERN Symposium - p. 233 |
| Yuan L. C. L. | 1956 | Pion Nuclear scattering - CERN Symposium - p. 195 |
| ----- | | |
| Cziffra P. , Moravcsik M. J | | "A practical guide to the Method of Least Squares" UCRL 8523 |
| Goldschmidt-Clermont Y. | 1959 | "Instrument for Picture Evaluation a survey" - International Conference on high Energy Accelerators - p. 523 |
| - | 1957 | "The analysis of nuclear particle tracks by digital computer" - CERN - 57 29 |
| Macleod G. | 1960 | Geometrical reconstruction for digitised protractor measurements CERN - 60 12 |
| - | 1960 | A kinematics programme for the analysis of pion proton elastic scattering - CERN 60 13 |
| - | 1960 | Digitised Protractors for the measurement of track chamber photographs - CERN 60 14 |
| Orear J. | | Statistic for Physicists UCRL 841 |
| Smart W. | | Combination of observations Cambridge Press. |

- 1958 International meeting on instrument for
the evaluation of photographs - CERN 58 24
- 1959 Conference Internationale sur les instruments
pour l'évaluation des photographies -
CERN - 59 10
-