626

INSTITUT DE PHYSIQUE DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHATEL
Groupe de physique corpusculaire

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES INTERACTIONS ANTIPROTON-PROTON A 1,2 GeV/c

— PHÉNOMÈNES A DEUX CORPS —

THÈSE
présentée à la Faculté des Sciences
de l'Université de Neuchâtel
pour l'obtention du grade de Docteur ès Sciences
par

MICHEL BOGDANSKI
physicien diplômé
de l'Université de Neuchâtel

1971

INSTITUT DE PHYSIQUE DE L'UNIVERSITE DE NEUCHATEL

Groupe de physique corpusculaire

ETUDE EXPERIMENTALE DES INTERACTIONS ANTIPROTON - PROTON A 1,2 GeV/c

- P H E N O M E N E S A D E U X C O R P S -

T H E S E

présentée à la Faculté des Sciences

de l'Université de Neuchâtel

pour l'obtention du grade de Docteur ès Sciences

par

MICHEL BOGDANSKI

physicien diplômé

de l'Université de Neuchâtel

IMPRIMATUR POUR LA THÈSE

Etude expérimentale des interactions antiproton-proton à 1,2 GeV/c. Phénomènes à 2 corps.

de M. Michel Bogdanski

UNIVERSITÉ DE NEUCHATEL

FACULTÉ DES SCIENCES

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

E. Jeannet, J. Rossel et M. Gailloud (Lausanne)

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

Neuchâtel, le 12 mars 1971

Le doyen : Roger Bader

R. Bader

A ma femme

TABLE DES MATIERES

I		INTRODUCTION	p. 1
II		CHAMBRE A BULLES	p. 3
III		CINEMATIQUE DES REACTIONS A DEUX CORPS	p. 7
	1	Lois de conservation dans le laboratoire	p. 7
	2	Passage du système du laboratoire au système du centre de masse (ou inversément)	p. 10
IV		PHENOMENES A DEUX CORPS CHARGES	p. 14
	1	Dépouillement	p. 14
	2	Mesures et calculs	p. 17
	3	Etalonnage	p. 23
	.1	Dépouillement total	p. 24
	.2	Perte due aux diffusions aux petits angles	p. 25
	.3	Sections efficaces topologiques	p. 28
	.4	Correspondance volume fiduciaire - volume de calcul	p. 28
	.5	Calibration	p. 30
	.6	Contamination du faisceau d'antiprotons	p. 31
	4	Résultats fournis par les programmes de reconstruction cinématique	p. 35
	.1	Hypothèses	p. 35
	.2	χ^2 et probabilité	p. 36
	.3	Masse manquante	p. 39
	.4	Coplanarité	p. 43
	5	Analyse de la diffusion élastique	p. 45
	.1	Correction azimuthale	p. 45
	.2	Evaluation du pic de diffraction	p. 50

IV.5.3	Caractéristiques de la section efficace différentielle	p.	51
.4	Discussion des résultats	p.	55
.1	Modèle du disque noir	p.	55
.2	Décomposition en ondes partielles	p.	56
.3	Approximation iconale	p.	58
.4	Diffusion vers l'arrière	p.	60
6	Etude de l'annihilation $\bar{p}p$ en $\pi^- \pi^+$ et $K^- K^+$		
V	ECHANGE DE CHARGE $\bar{p}p \longrightarrow \bar{n}n$	p.	67
1	Section efficace d'échange de charge à 1,2 GeV/c	p.	67
2	Dépouillement	p.	69
3	Mesures et calculs	p.	73
4	Probabilité de détection des étoiles associées	p.	76
5	Distributions angulaires	p.	81
6	Résultat et discussion	p.	86
	ANNEXE	p.	92
	REFERENCES	p.	100

TABLE DES FIGURES

II - 1	Aspect schématique d'une chambre à bulles	p. 6
IV - 1	Evaluation des pertes dues aux diffusions élastiques aux petits angles	p. 27
2	Distribution des valeurs de χ^2 pour $\bar{p}p \longrightarrow \bar{p}p$	p. 37
3	Distribution de probabilité pour $\bar{p}p \longrightarrow \bar{p}p$	p. 38
4	Distribution de probabilité pour $\bar{p}p \longrightarrow K^- K^+$ et $\bar{p}p \longrightarrow \pi^- \pi^+$	p. 40
5	Masse manquante au carré pour $\bar{p}p \longrightarrow \bar{p}p$	p. 41
6	Masse manquante au carré pour $\bar{p}p \longrightarrow \pi^- \pi^+$ et $\bar{p}p \longrightarrow K^- K^+$	p. 42
7	Distribution de la coplanarité	p. 44
8	Distribution angulaire $dN/d\cos\vartheta^*$ pour $\bar{p}p \longrightarrow \bar{p}p$	p. 46
9	Distribution azimuthale totale $dN/d\phi$	p. 47
10	Distribution azimuthale $dN/d\phi$ pour $0,6 \leq \cos\vartheta^* \leq 0,8$	p. 49
11	Section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ pour $\bar{p}p \longrightarrow \bar{p}p$	p. 52
12	Section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$, comparée à un ajustement obtenu à partir d'une décomposition en ondes partielles	p. 57
13	Section efficace différentielle vers l'arrière, $d\sigma/d\Omega$ $(-1,0 \leq \cos\vartheta^* \leq -0,8)$, pour $\bar{p}p \longrightarrow \bar{p}p$	p. 62
14	Sections efficaces partielles pour $\bar{p}p \longrightarrow K^- K^+$ et $\bar{p}p \longrightarrow \pi^- \pi^+$	p. 65
15	Distributions angulaires $dN/d\cos\vartheta^*$ pour $\bar{p}p \longrightarrow K^- K^+$ et $\bar{p}p \longrightarrow \pi^- \pi^+$	p. 66

V - 1	Courbes pour l'évaluation des angles solides ω' et ω	p.	72
2	Evaluation de la section efficace d'annihilation $\bar{n}p$	p.	80
3	Distributions angulaires $dN/d\cos\vartheta^*$ pour $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ (HBC 81 cm)	p.	82
4	Distributions angulaires $dN/d\cos\vartheta^*$ pour $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ (HBC 2 m)	p.	83
5	Evaluation de V (ϑ)	p.	85
6	Distributions angulaires pondérées pour $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ (HBC 81 cm)	p.	87
7	Distributions angulaires pondérées pour $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ (HBC 2 m)	p.	88
8	Section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ pour $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$, avec détail du pic vers l'avant	p.	89

A - 1	$p = p(\vartheta)$ pour $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ et $\bar{p}p \rightarrow \pi^- \pi^+$	p.	94
2	$p = p(\vartheta)$ pour $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ et $\bar{p}p \rightarrow K^- K^+$	p.	95
3	$\vartheta_4 = \vartheta_4(\vartheta_3)$ pour $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ et $\bar{p}p \rightarrow \pi^- \pi^+$	p.	96
4	$\vartheta_4 = \vartheta_4(\vartheta_3)$ pour $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ et $\bar{p}p \rightarrow K^- K^+$	p.	97
5	$\vartheta^* = \vartheta^*(\vartheta)$ pour $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ et $\bar{p}p \rightarrow \pi^- \pi^+$	p.	98
6	$\vartheta^* = \vartheta^*(\vartheta)$ pour $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ et $\bar{p}p \rightarrow K^- K^+$	p.	99

I. INTRODUCTION

Dans le cadre de l'étude générale des interactions antiproton-proton en chambre à bulles à hydrogène que nous entreprenons dans notre groupe, nous nous sommes penchés, en tout premier lieu, sur les phénomènes à deux corps. Par sa relative simplicité, ce type d'événement nous permettra de parfaire nos techniques de dépouillement (" scanning "), de mettre au point les procédés de mesures et de nous accoutumer au traitement par ordinateur de toutes nos informations.

D'emblée, nous tenons à remercier les groupes de physique des hautes énergies à Liverpool (Université) et à Paris (Faculté des Sciences) qui nous ont permis d'entreprendre ce travail en mettant leurs films à notre disposition. Le tableau I-1 indique le nombre de clichés obtenus pour différentes irradiations.

Tableau I-1

Chambre	Irradiation	Nombre de clichés	Impulsion (GeV/c)	Champ magn. (kG)	Contamination du faisceau * (%)
81 cm	1964	47.000	$1,200 \pm 0,022$	21	$1,0 \pm 0,2$
2 m	fév. 1967	28.000	$1,144 \pm 0,075$	9,5	15 ± 2
2 m	mars 1968	38.000	$1,077 \pm 0,140$	9,5	8 ± 1

* Pourcentages établis au paragraphe IV.3.5

Ce travail se divise en deux parties bien distinctes.

Dans la première, nous considérons 22 films de la chambre de 81 cm pour y examiner les événements à deux corps chargés. A notre impulsion de 1,2 GeV/c (à laquelle correspond une énergie totale dans le système du centre de masse de 2,15 GeV), cela revient à dire que nous nous proposons d'étudier les réactions hadroniques suivantes :

$$(1) \quad \bar{p}\, p \longrightarrow \bar{p}\, p$$

$$(2) \quad \bar{p}\, p \longrightarrow \pi^- \pi^+$$

$$(3) \quad \bar{p}\, p \longrightarrow K^- K^+$$

Dans la seconde partie, nous examinerons tous les films mentionnés dans le tableau I-1 pour y étudier l'échange de charge $\bar{p}\, p \longrightarrow \bar{n}\, n$. Les deux autres réactions hadroniques possibles donnant deux corps neutres, à savoir $\bar{p}\, p \longrightarrow \pi^o \pi^o$ et $\bar{p}\, p \longrightarrow \bar{K}^o K^o$, ne seront pas envisagées; la première ne peut être étudiée par la technique de la chambre à bulles à hydrogène, alors que la seconde fait l'objet d'un travail actuellement en cours dans notre groupe à des énergies supérieures.

II. CHAMBRE A BULLES

Très succintement, nous voulons rappeler quelques caractéristiques de la détection des particules élémentaires par la méthode des chambres à bulles.

A la fois cible et détecteur, une chambre à bulles consiste en un récipient contenant un liquide surchauffé. En tant que cible, nous pouvons envisager un proton (chambres à hydrogène), un proton et un neutron (chambres à deutérium), ou des atomes plus lourds (chambres à liquide lourd). Pour notre expérience, nous ne considérerons que des chambres à bulles à hydrogène.

Dans l'enceinte de la chambre, l'hydrogène est maintenu à une température de quelque 26° K, sous une pression d'environ 5 atmosphères. Soumis à une brusque décompression de 3 ou 4 atmosphères, le liquide surchauffé est porté à la limite de l'ébullition. C'est le moment propice pour la détection. Le faisceau de particules incidentes est envoyé à travers ce milieu. On s'arrange pour obtenir en moyenne une quinzaine de particules par détente. Un fraction d'entre elles interagit avec les noyaux-cibles donnant lieu aux événements que l'on se propose d'étudier. Par ionisation, toutes les particules chargées provoquent un échauffement local du milieu suffisant, dans des conditions appropriées, pour conduire à la formation de petites bulles, tout au long de la trajectoire des particules. Lorsque le rayon des bulles ainsi créées est supérieur à une valeur critique, celles-ci croissent régulièrement. Lorsqu'elles atteignent une dimension suffisante, de puissants flashes illuminent la chambre dont l'intérieur peut être photographié par plusieurs caméras simultanément (3 pour la chambre de 81 cm, 4 pour la chambre de 2 m). On obtient ainsi 3 (ou 4) clichés

représentant les mêmes événements, mais vus sous des angles légèrement différents; c'est ce qui nous permettra après coup de reconstituer les phénomènes dans l'espace. Finalement le liquide est à nouveau compressé, les bulles disparaissent et le cycle peut recommencer se répétant ainsi toutes les trois secondes.

Sur les faces des épaisses fenêtres de la chambre sont gravés des points de repère (ou "marques fiduciaires"), visibles sur chaque photo. . Ils nous permettent de rétablir le système de référence de la chambre et de retrouver la position de tout point de l'espace.

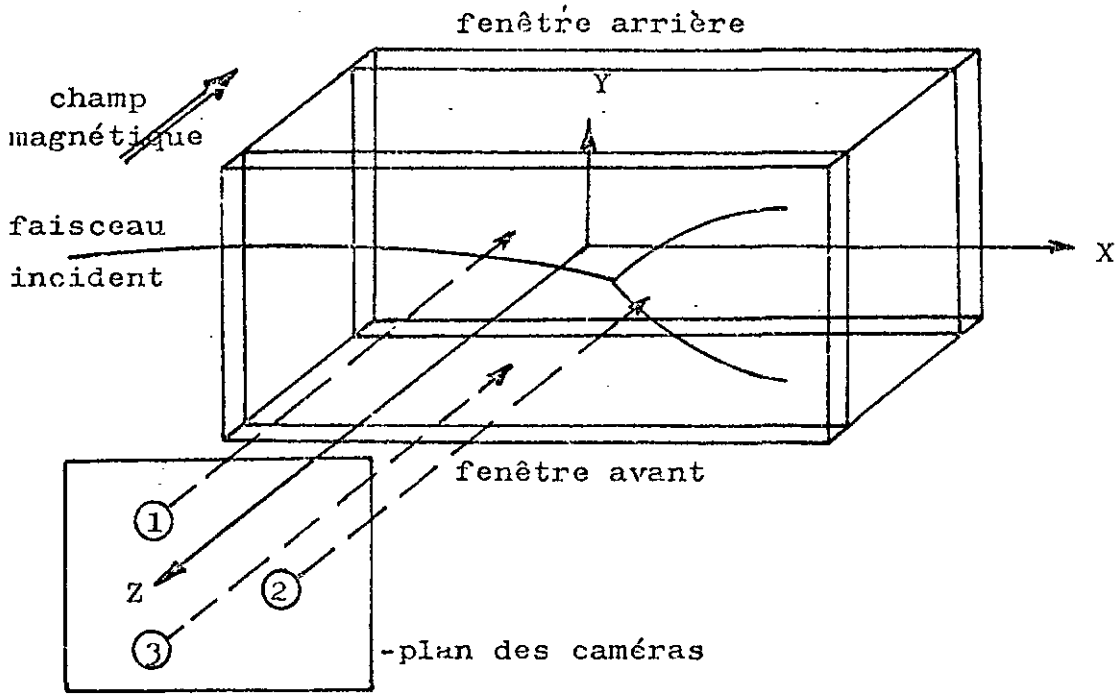
L'enceinte de la chambre est entourée d'un aimant créant un champ magnétique intense, connu en tout point avec une grande précision. Ce champ a pour effet de courber les trajectoires des particules chargées avec un rayon de courbure proportionnel à leur impulsion; cela nous permet de déterminer cette dernière grandeur en mesurant la courbure des traces. Le signe de la charge portée par la particule est donné par le sens de la courbure.

Un aspect schématique d'une chambre à bulles est représenté sur la Fig. II-1.

Naturellement, plus le volume d'hydrogène à disposition est grand, plus on a de chances d'obtenir un événement à l'intérieur de la chambre et, ce qui est souvent encore plus intéressant, d'observer des interactions secondaires. Aussi la tendance actuelle est-elle de construire des chambres toujours plus grandes. Mais on est rapidement limité par des difficultés technologiques. D'autre part, les moyens d'analyse des clichés deviennent toujours plus complexes et coûteux. Nous avons eu affaire pour notre part à deux chambres du CERN, de dimensions moyennes. Celle de 81 cm mesure approximativement $81 \times 30 \times 30$ cm^3, alors que celle de 2 m mesure environ $200 \times 70 \times 50$ cm^3.

Mentionnons pour conclure quelques points positifs et négatifs au sujet de l'utilisation d'une chambre à bulles. Parmi les avantages, on notera

la bonne résolution spatiale du détecteur, le fait que les particules-cibles sont connues, que tous les événements sont enregistrés et cela dans un angle solide de 4π . Parmi les désavantages, on déplore la non-détection des particules neutres et la lenteur du système d'acquisition, ainsi que du traitement de données. Il n'est pas possible d'autre part d'enclencher la chambre après sélection électronique des événements.



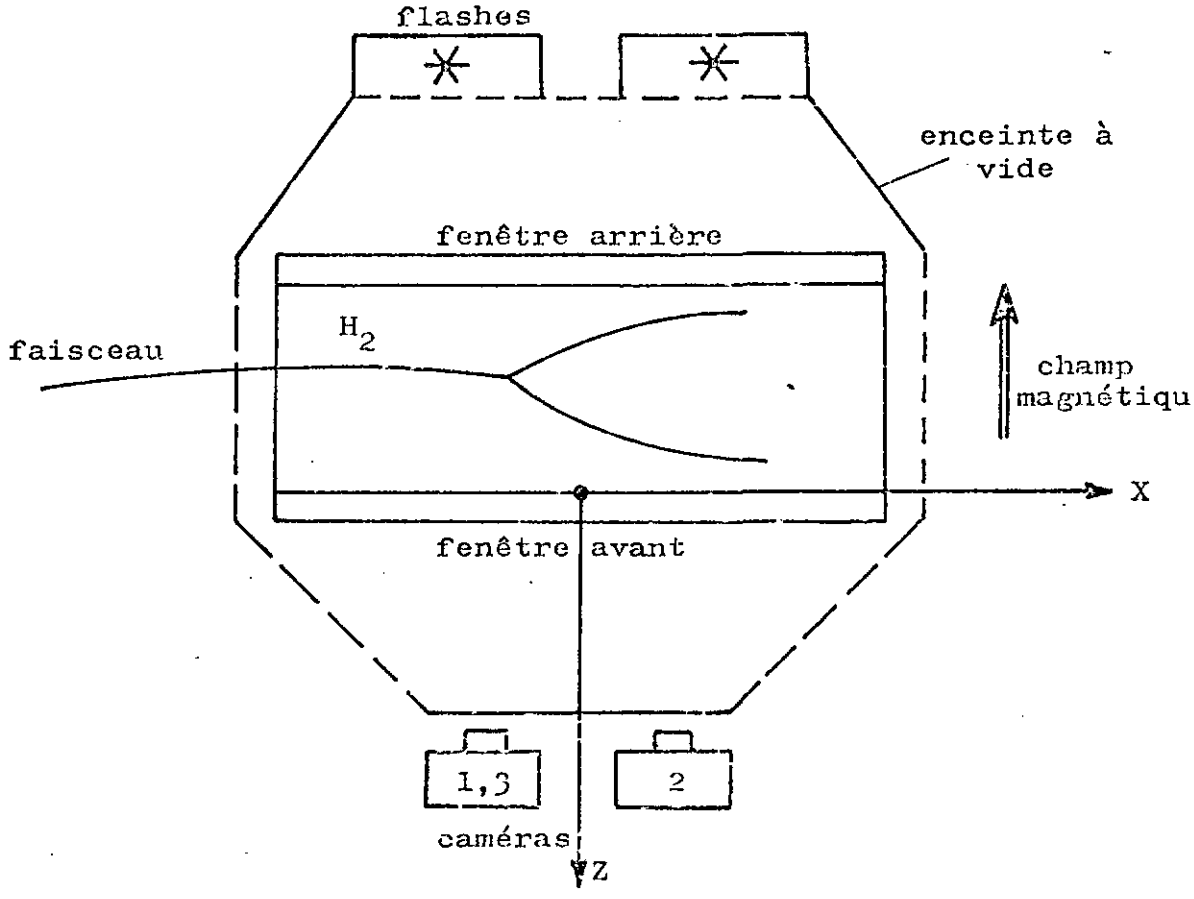


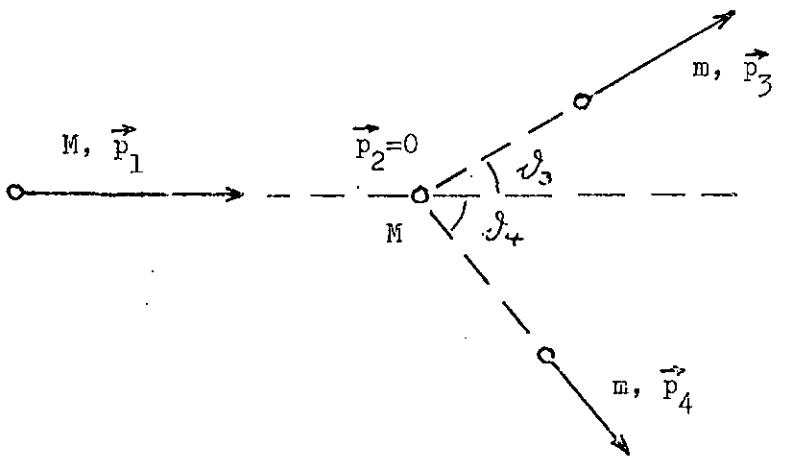
Fig. II-1 Aspect schématique d'une chambre à bulles.

III. C I N E M A T I Q U E D E S R E A C T I O N S A 2 C O R F S

Une réaction à deux corps, soit $1 + 2 \longrightarrow 3 + 4$, est régie, du point de vue cinématique, par des relations suffisamment simples pour qu'il soit possible d'en tirer quelques résultats préliminaires. Dans notre cas, les calculs sont encore simplifiés par le fait que nous considérons toujours des réactions telles que $m_1 = m_2 = M$ et $m_3 = m_4 = m$. D'autre part, nous poserons $c = 1$ dans les formules qui suivront.

III.I Lois de conservation dans le laboratoire

Il s'agit d'envisager le cas d'une particule de masse M, d'impulsion $\vec{p}_1 = \vec{p}_{lab}$ connue, tombant sur une particule de masse M au repos. Après la collision, nous obtenons deux particules de même masse m, émises sous des angles ϑ_3 et ϑ_4 avec, respectivement, des impulsions $\vec{p}_3$ et $\vec{p}_4$. Une telle réaction est représentée schématiquement ci-dessous.



Les lois de conservation pour l'énergie et l'impulsion nous fournissent les équations suivantes où $p_i = |\vec{p}_i|$:

$$\sqrt{M^2 + p_1^2} + M = \sqrt{m^2 + p_3^2} + \sqrt{m^2 + p_4^2}$$

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_3 + \vec{p}_4 \longrightarrow \begin{cases} p_4^2 = p_1^2 + p_3^2 - 2\, p_1\, p_3 \cos \vartheta_3 \\ p_3^2 = p_1^2 + p_4^2 - 2\, p_1\, p_4 \cos \vartheta_4 \end{cases}$$

De ces relations, l'on déduit $p_3 = p_3(\vartheta_3)$ et $p_4 = p_4(\vartheta_4)$. L'on obtient, en posant $px_{3,4} = p_1 \cos \vartheta_{3,4}$:

$$p_{3,4} = \frac{M\, px_{3,4} \ (\pm) \ \sqrt{(M^2 - m^2)\, E_{lab}^2 + m^2\, px_{3,4}^2}}{E_{lab}^2 - px_{3,4}^2}\, E_{lab} \qquad \text{(III.1-1)}$$

où $E_{lab} = M + \sqrt{M^2 + p_1^2}$ = énergie totale dans le laboratoire.

Le signe (-) devant la racine de l'équation (III.1-1) n'intervient que lorsque $M < m$. Pour un angle d'émission donné, nous obtenons en effet deux impulsions possibles (voir fig. iii, p. 12). Dans ce cas nous avons un angle d'émission maximum $< 90^\circ$ donné par la valeur de $\cos \vartheta$ annulant la racine de (III.1-1) :

$$\vartheta_{max} = \arccos \left(\frac{E_{lab}}{m\, p_1} \sqrt{m^2 - M^2} \right) \qquad \text{(III.1-2)}$$

Pour les canaux considérés nous aurons, pour les angles d'émission dans le laboratoire des différentes particules, les domaines de variation suivants (voir fig. i,ii et iii; p. 11 et 12) :

$\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$ ($m < M$) : $0 \leq \vartheta \leq 180^{\circ}$

$\bar{p}$, p ($m = M$) : $0 \leq \vartheta \leq 90^{\circ}$

$\bar{n}$, n ($m > M$) : $0 \leq \vartheta \leq 83{,}8^{\circ}$ (tiré de III.1-2)

De la loi de conservation de l'impulsion :

$$p_1 = p_3(\vartheta_3)\cos\vartheta_3 + p_4(\vartheta_4)\cos\vartheta_4$$

il serait possible d'établir la correspondance entre ϑ_3 et ϑ_4. Mais ce calcul étant fastidieux, nous préférons l'envisager dans le paragraphe suivant où nous aurons recours aux propriétés particulières du système du centre de masse.

III.2 Passage du système du laboratoire au système du centre de masse (ou inversément).

Définissons successivement :

dans le système du laboratoire :

l'impulsion de la particule incidente : $p_1 = p_{lab}$

l'énergie cinétique de la particule incidente : $T_1 = \sqrt{p_1^2 + M^2} - M$

l'énergie totale : $E_{lab} = T_1 + 2\,M$

dans le système du centre de masse (grandeurs notées avec *) :

l'énergie totale : $E^* = \sqrt{4\,M^2 + 2\,M\,T_1}$

l'énergie totale d'une particule, pour notre cas où les 2 particules émises ont même masse : $E^*_{3,4} = \frac{1}{2}\,E^*$

l'impulsion : $p^*_{3,4} = \sqrt{E^{*\,2}_{3,4} - m^2}$

$= p^*_3 = p^*_4$

(par définition du CM)

les grandeurs caractéristiques :

(permettant de passer d'un système à l'autre) $\gamma^* = E_{lab} / E^*$

$\eta^* = p_1 / E^*$

où $\eta^* = \beta^*\,\gamma^*$

(Voir en annexe pour les valeurs numériques de toutes ces grandeurs à $p_{lab} = 1{,}2$ GeV/c)

La correspondance entre les deux systèmes s'exprime à l'aide des transformation de Lorentz pour l'impulsion. Elles s'écrivent pour une particule i :

$$p_i \cos \vartheta_i = \gamma^* p_i^* \cos \vartheta_i^* + \eta^* E_i^* \qquad \text{(III.2-1)}$$

$$\underbrace{E_i}_{\text{laboratoire}} = \underbrace{\eta^* p_i^* \cos \vartheta_i^* + \gamma^* E_i^*}_{\text{centre de masse}}$$

En fait, ces relations transforment un cercle (centre de masse) en une ellipse (laboratoire). Aussi est-il agréable de représenter géométriquement les différentes situations rencontrées (fig. i,ii,iii; p.11-12). Dès maintenant nous adopterons la notation : $\vartheta^* = \vartheta_3^*$ et $p^* = p_{3,4}^*$

Puisque $E_3^* = E_4^* = \frac{1}{2} E^*$, nous avons immédiatement :

$$\underbrace{\eta^* E_3^*}_{\text{point 3}} = \underbrace{\eta^* E_4^*}_{\text{point 4}} = \tfrac{1}{2} p_1$$

Pour m < M (fig. i), les points 3 et 4 sont à l'intérieur de l'ellipse. On constate que $\vartheta_{3,4}$ peut varier entre 0° et 180° et que $p_{3,4} = p_{3,4}(\vartheta_{3,4})$ est univoque.

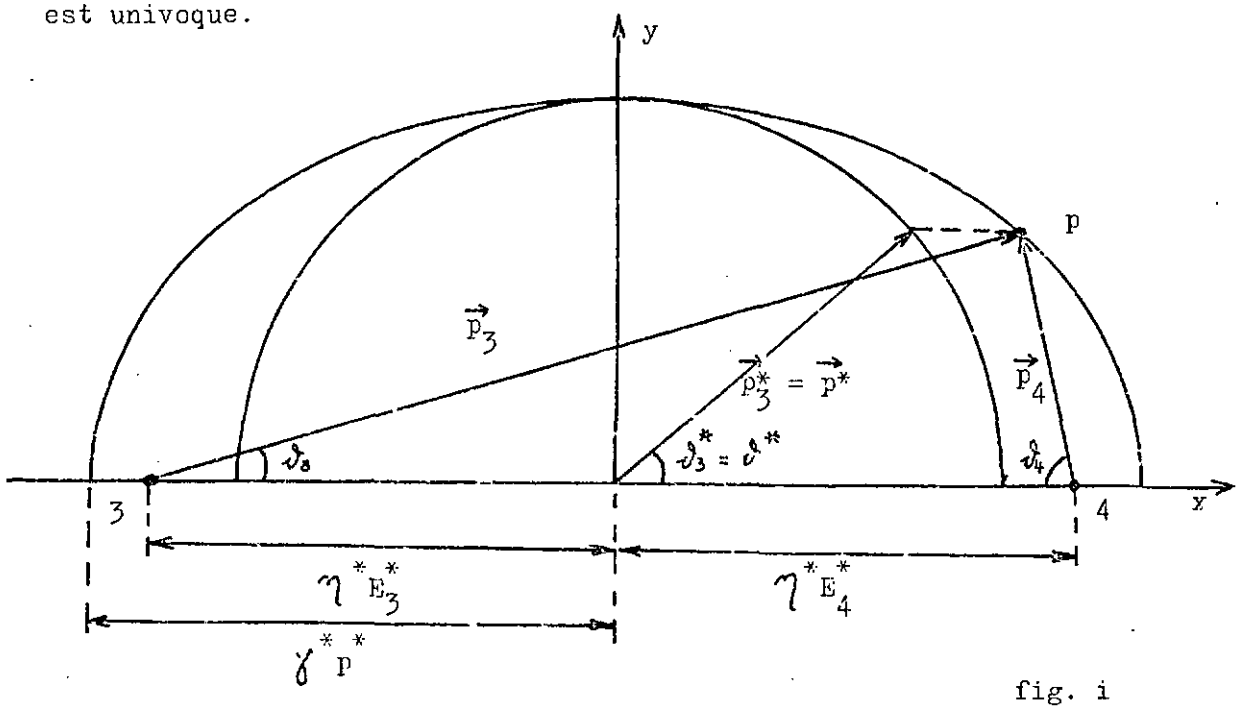


fig. i

Lorsque m = M (cas élastique, fig. ii) , les points 3 et 4 sont sur l'ellipse. $\vartheta_{3,4}$ varie alors entre 0° et 90° et on n'a toujours qu'une seule impulsion pour un angle ϑ donné.

Enfin, si m > M (fig. iii) , les points 3 et 4 sont à l'extérieur de l'ellipse. Nous avons alors un angle d'émission maximum $< 90^\circ$ et deux solutions pour l'impulsion, $\vec{p}_3^-$ et $\vec{p}_3^+$ (III.1-1).

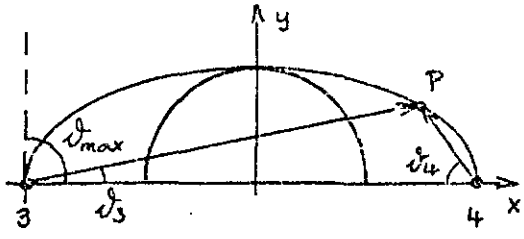


fig. ii m = M (cas élastique)

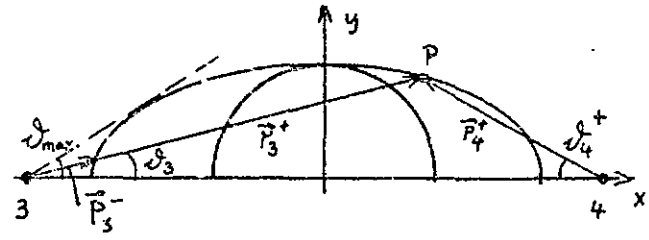


fig. iii m > M

Il est maintenant possible de trouver la correspondance entre ϑ_3 et ϑ_4. Pour cela il faut tout d'abord trouver les coordonnées du point P, donné par les intersections de l'ellipse avec une droite partant de 3 sous un angle ϑ_3. Nous devons donc résoudre le système :

$$\begin{cases} \dfrac{x^2}{\gamma^{*2}\, p^{*2}} + \dfrac{y^2}{p^{*2}} = 1 & \text{équation de l'ellipse} \\ y = x \operatorname{tg} \vartheta_3 + \tfrac{1}{2} p_1 \operatorname{tg} \vartheta_3 & \text{équation de la droite} \end{cases}$$

où $\tfrac{1}{2} p_1 = \eta^* E_3^*$

On en tire, en posant $z = \gamma^{*2} \operatorname{tg}^2 \vartheta_3$:

$$x = \frac{-z\, p_1 + k \sqrt{D}}{2 (1 + z)} \quad ; \qquad y = \operatorname{tg} \vartheta_3 (\tfrac{1}{2} p_1 + x)$$

avec : $D = 4 (1 + z) p^{*2} \gamma^{*2} - z\, p_1^2$

Physiquement, k prend les valeurs suivantes :

pour $m > M$: $k = \pm 1$ (2 solutions)

$m = M$: $k = +1$

$m < M$: $k = +1$ si $\vartheta_3 \leq 90°$

$k = -1$ si $\vartheta_3 > 90°$

$x(\vartheta_3)$ connu, on obtient alors :

$$\operatorname{tg} \vartheta_4 = \frac{p_1 + 2x}{p_1 - 2x} \operatorname{tg} \vartheta_3 \qquad \text{(III.2-2)}$$

Pour le cas élastique cette relation se simplifie appréciablement. Si $m = M$, nous avons en effet que $\frac{1}{2} p_1 = \gamma^* p^*$. Alors $D = p_1^2$

et $x = \frac{1}{2} p_1 \frac{1 - z}{1 + z}$ d'où : $\operatorname{tg} \vartheta_4 = \frac{1}{\gamma^{*2} \operatorname{tg} \vartheta_3}$ (III.2-3)

Calculons encore l'angle d'émission ϑ_i^* dans le système du centre de masse, correspondant à un angle donné ϑ_i dans le laboratoire. Nous avons de (III.2-1) :

$$p_i \cos \vartheta_i = \gamma^* p_i^* \cos \vartheta_i^* + \eta^* E_i^*$$

Sachant que $p_i^* = p^*$ et $\eta^* E_i^* = \frac{1}{2} p_1$, on obtient :

$$\vartheta_i^* = \arccos \left(\frac{p_i \cos \vartheta_i - \frac{1}{2} p_1}{\gamma^* p^*} \right) \qquad \text{(III.2-4)}$$

p_i est donné par (III.1-1).

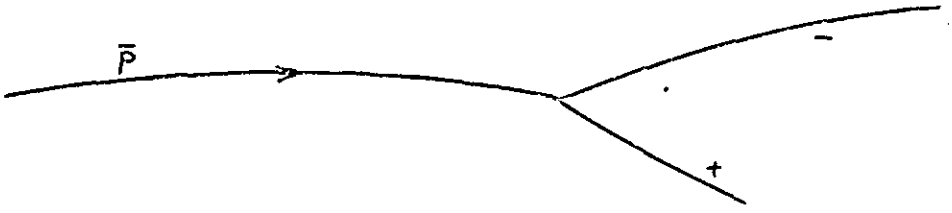
En annexe nous donnons, sous forme graphique, une illustration de différentes relations établies dans ce chapitre. Nous y envisageons tous les canaux qui nous intéressent à $p_{lab} = 1{,}2$ GeV/c .

IV. PHENOMENES A DEUX CORPS CHARGES

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'étudier les annihilations $\bar{p}\,p \longrightarrow \pi^-\pi^+$ et $\bar{p}\,p \longrightarrow K^-K^+$, ainsi que la diffusion élastique $\bar{p}\,p \longrightarrow \bar{p}\,p$ pour $-1{,}0 \leq \cos\vartheta^* \leq 0{,}8$.

IV. 1 Dépouillement

Pour atteindre le but proposé nous avons cherché, sur 22 films de la chambre de 81 cm tous les événements du type " 2 branches " .



Afin de réduire le nombre d'événements à mesurer, nous avons appliqué, au niveau de la table de dépouillement, plusieurs critères de sélection.

a) Nous avons éliminé d'emblée les événements dont la trace incidente s'écarte de plus de 2° (en projection) de la direction moyenne du faisceau.

b) Pour rejeter la plus grande partie des événements appartenant au pic de diffraction, soit $\bar{p}\,p \longrightarrow \bar{p}\,p$ avec $0{,}8 < \cos\vartheta^* \leq 1{,}0$, nous avons éliminé les événements dont la trace positive s'arrête dans la chambre. Cela équivaut à ne retenir que les diffusions de l'antiproton sous un angle supérieur à $\sim 15^\circ$ (à $\vartheta_{lab} = 15^\circ$ correspond $\cos\vartheta^* = 0{,}83$)

c) On ignore également deux catégories d'événements qui, d'une façon triviale, ne satisfont pas la loi de conservation de l'impulsion. Ce sont ceux pour lesquels les deux branches sont situées du même côté de la trace incidente (fig. j) et ceux où les deux branches font entre elles un angle supérieur à 180° (fig. jj).

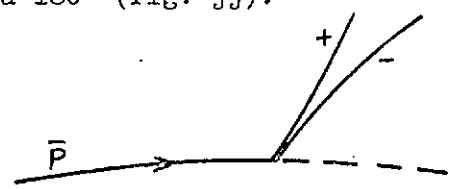


fig. j

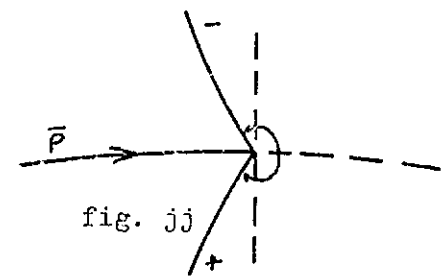


fig. jj

d) Le fait de n'envisager que des réactions à deux corps a pour conséquence que tous nos événements doivent être coplanaires, puisque la particule-cible est au repos. Aussi avons-nous imaginé un test de coplanarité s'appliquant directement lors de l'observation des événements encore en lice après examen des points a, b et c ! Ce test [1] est basé sur le fait que nous avons deux vues symétriques d'un événement, celles données par les caméras 1 et 3. On procède de la façon suivante (fig.k) :

On place les vertex A et A' sur une droite parallèle à celles reliant les marques fiduciaires M_1 M_2 et $M_{1'}$ $M_{2'}$; puis on tire à partir de A et A' les tangentes aux traces. Celles des traces incidentes coupent une droite située à une distance fixe de A A' (6 cm dans notre cas) en D et D'. Par D, nous tirons une droite faisant un angle de 30° avec A A' et coupant les tangentes aux deux branches de la vue 1 en B et C. Par ces 2 points, nous traçons des parallèles à A A' coupant les tangentes aux deux branches correspondantes de la vue 3 en B' et C'. B' C' coupe D D' en D''. Si l'événement est coplanaire, on devrait avoir D'' = D' . Pour tenir compte de l'imprécision apportée lors de cette construction géométrique, nous avons considéré comme candidats les événements

pour lesquels la distance D' D'' était inférieure à 2 mm .

Nous n'avons pas appliqué ce test aux événements dont l'angle d'ouverture entre les deux branches était supérieur à 90°(en projection) . En effet, dans ce cas, la construction géométrique devient délicate et l'on n'a plus une précision suffisante pour l'évaluation de la distance D' D'' .

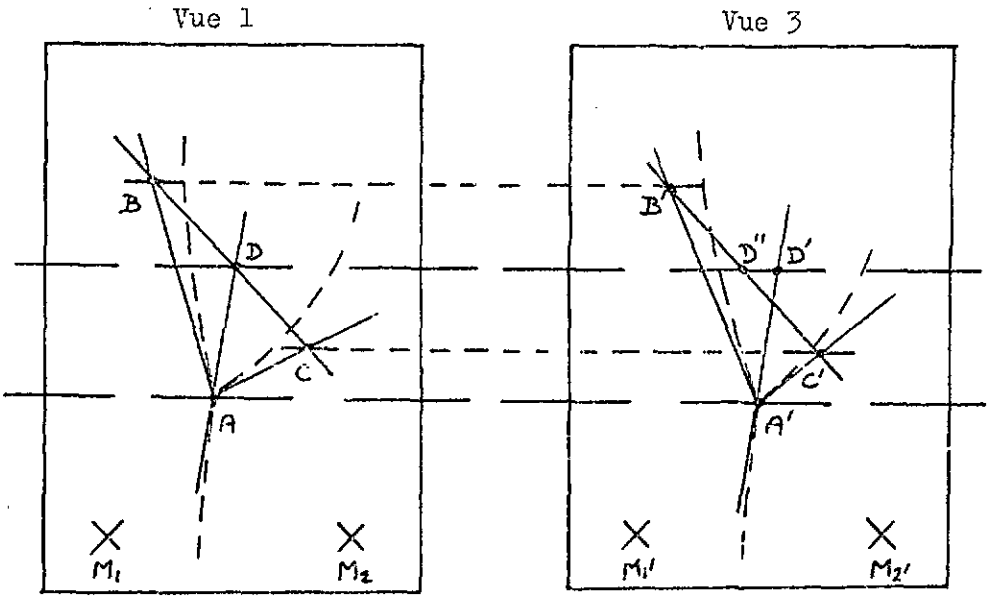


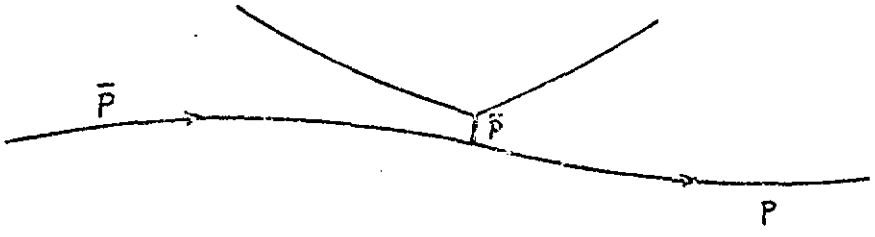
fig. k

Lors du dépouillement, des événements peuvent nous échapper pour deux raisons :

1°) L'observation n'est pas aisée lorsqu'un événement se présente "horizontalement" , c'est-à-dire lorsque l'angle entre l'axe optique d'une caméra et le plan de l'événement est petit. Nous évaluerons plus tard (IV.5.1) une correction pour tenir compte de ce fait.

2°) Pour une diffusion élastique sous un angle voisin de 90° ($-1,0 \leq \cos \vartheta^* \lesssim -0,8$) , l'antiproton est émis avec une faible impulsion et s'arrête dans la chambre. On enregistre donc l'annihilation de l'antiproton, à l'arrêt ou à très faible énergie, en une étoile secondaire. Il se peut même que sa trace soit trop courte pour être visible. L'événement

global apparaît alors comme une étoile primaire à nombre impair de branches. Dans ces conditions, c'est le proton qui emporte presque toute l'énergie. Il est donc émis dans le prolongement de la trace indidente, mais avec une courbure inversée, formant ainsi une sorte de " S " .



Ce genre d'événement est rare (environ un par 500 clichés) et difficile à repérer. Aussi avons-nous mené très soigneusement un double scanning supplémentaire en recherchant spécialement les changements de courbure des traces incidentes.

Ainsi, vu le type d'événement recherché et en prenant les précautions énoncées ci-dessus,nous espérons avoir un échantillon non biaisé à disposition.

IV. 2 Mesures et calculs

Tous nos événements ont été mesurés sur un appareil semi-automatique ENETRA 114 A. Il s'agit de pointer sur chacune des 3 vues à disposition (2 suffisent à la rigueur , mais la précision en souffre) :

- 4 marques fiduciaires, destinées à fixer le système de coordonnées.
- le vertex primaire

- de 5 à 10 points, le long des 3 traces de l'événement, en partant toujours du vertex primaire.

Ces informations, livrées sur cartes ou rubans perforés, sont mises sous une forme adéquate par ordinateur à l'aide d'un programme EPUR. Ce dernier rejette les événements présentant éventuellement des séquences de mesures incorrectes, mais il ne donne pas d'information sur la précision de la mesure. Les données sont ensuite analysées par les programmes standards du CERN, THRESH et GRIND, adaptés pour l'IBM 7040 du Centre de Calcul de l'EPF - Lausanne.

THRESH procède à la reconstruction géométrique d'un événement dans l'espace. Il nous fournit les coordonnées spatiales du vertex primaire, les angles d'émission de chaque trace, ainsi que leur courbure. Il rejette les points et les traces mal mesurés, et parfois même l'événement complet, lorsque les erreurs sont trop nombreuses. En plus de la reconstruction géométrique, THRESH juge donc de la qualité de la mesure. Avec notre ENETRA, nous pouvons atteindre les précisions suivantes :

- pour la localisation d'un point	$\pm$ 100 μm	dans un plan parallèle à la fenêtre frontale.
	$\pm$ 500 μm	dans le plan perpendiculaire.
- pour l'estimation d'un angle	mieux que 1°	dans le plan parallèle à la fenêtre frontale.
	mieux que 3°	dans le plan perpendiculaire.
- sur la courbure, donc sur l'impulsion	1,5 % à 1 GeV/c.	

GRIND procède à la reconstruction cinématique des événements. A l'aide du champ magnétique, il convertit le rayon de courbure fournit par THRESH en impulsion. Puis il examine les hypothèses physiques que nous lui proposons. Pour chaque événement il introduit les masses adéquates correspondant aux différentes hypothèses, puis calcule, à l'aide des lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion, la masse manquante au carré MM^2 de chaque événement. Pour un système de particules incidentes caractérisé par une énergie totale E_{lab} et une impulsion $\vec{P}_{lab}$, et pour n particules émises $(E_i , \vec{p}_i)$, on a :

$$MM^2 = \left(E_{lab} - \sum_{i=1}^{n} E_i \right)^2 - \left(\vec{P}_{lab} - \sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i \right)^2 \qquad (IV.2\text{-}1)$$

Si cette masse manquante est compatible avec celle de 0 ou 1 π^0 (pour notre cas; voir les hypothèses ci-dessous), GRIND ajuste alors les différentes variables du calcul, dans leur domaine d'erreur, par la recherche d'un χ^2 minimum. Si cette dernière grandeur est inférieure à une limite choisie, alors l'hypothèse ainsi testée est retenue. Pour notre expérience, nous avons envisagé six hypothèses :

(1) $\bar{p}\, p \longrightarrow \bar{p}\, p$

(2) $\bar{p}\, p \longrightarrow \pi^- \pi^+$

(3) $\bar{p}\, p \longrightarrow K^- K^+$

(4) $\bar{p}\, p \longrightarrow \bar{p}\, p \pi^0$

(5) $\bar{p}\, p \longrightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$

(6) $\bar{p}\, p \longrightarrow K^- K^+ \pi^0$

Le groupe des hypothèses à deux corps (1-3) conduit à des ajustements à quatre contraintes. Nous avons en effet 9 grandeurs mesurées (p, λ, φ, pour chaque trace; fig. m) contre 9 variables calculées (également p, λ et φ), liées par 4 équations de conservation (une pour l'énergie, trois pour l'impulsion).

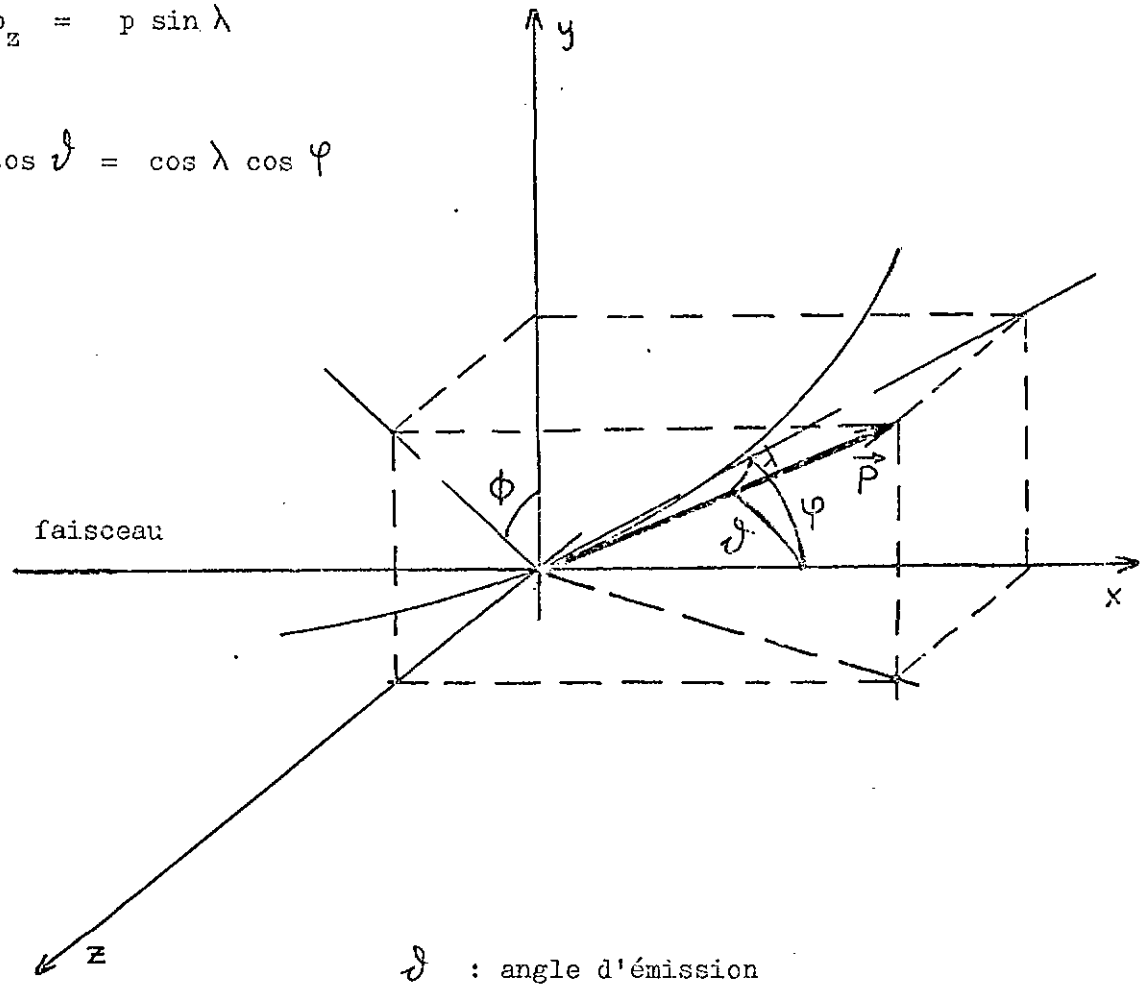
Le groupe des hypothèses à trois corps (4-6) conduit lui à des ajustements à une contrainte seulement, car nous avons dans ce cas 12 variables à calculer.

$$p_x = p \cos\lambda \cos\varphi$$

$$p_y = p \cos\lambda \sin\varphi$$

$$p_z = p \sin\lambda$$

$$\cos\vartheta = \cos\lambda \cos\varphi$$



ϑ : angle d'émission

λ : angle de profondeur

φ : angle projeté

ϕ : angle azimuthal

fig. m

Lorsqu'une grandeur ne peut être mesurée correctement, elle est considérée comme variable. On perd alors une contrainte pour nos ajustements. C'est ce qui se produit par exemple pour les événements " S ", où la trace de l'antiproton est souvent trop courte pour que son rayon de courbure, donc son impulsion, puisse être calculé. Ils apparaissent alors comme des événements à trois contraintes.

L'examen des résultats fournis par GRIND pose parfois un dilemme Il peut arriver en effet qu'un événement satisfasse plusieurs hypothèses. La séparation reste empreinte d'incertitude, mais nous pouvons toutefois relever quelques points qui, pratiquement nous permettent souvent de faire notre choix!

a) D'une façon générale, les ajustements à quatre contraintes sont plus sûrs que ceux à une contrainte.

b) pour chaque ajustement réalisé GRIND évalue, en fonction du χ^2 minimum trouvé et du nombre de contraintes N, la probabilité $P_n(\chi^2)$ d'obtenir une valeur de χ^2 supérieure à celle considérée.

   C'est donc une indication intéressante quant à la qualité d'un ajustement. Il est toutefois prudent de ne l'envisager comme critère de sélection que lorsqu'on a affaire à des probabilités qui diffèrent d'un ou plusieurs ordres de grandeur.

c) Une grandeur particulièrement utile fournie par GRIND est la valeur attendue (projetée sur le plan z = o) pour la densité de bulles d'une trace. Elle est calculée, pour une impulsion donnée, en fonction des différentes masses des particules considérées et relativement à une valeur inférieure obtenue pour des particules au minimum d'ionisation. Pratiquement, on base nos comparaisons sur la densité de bulles des traces incidentes.

   Si cette méthode de discrimination est favorable pour reconnaître un proton d'un π ou d'un K, elle l'est déjà moins pour séparer ces deux dernières particules, surtout à grande

impulsion. Elle devient même tout à fait inefficace pour trancher entre les hypothèses (2) et (5) par exemple, puisque les particules entrant en jeu sont les mêmes dans les deux cas, avec des impulsions relativement proches.

Résolution du système

Pour évaluer la résolution de notre système de mesure ainsi que de nos procédés de calculs, nous nous sommes attachés à déterminer la masse du K^o. Pour cela nous avons considéré un échantillon, réparti sur l'ensemble de nos 22 films, de 200 V^o visiblement produits par la désintégration : $K^o \longrightarrow \pi^+\pi^-$ ($\bar{K}^o \longrightarrow \pi^-\pi^+$). Par mesure des traces d'un V^o, nous pouvons calculer la masse manquante au système de 2π .

Divisant la chambre en trois régions, nous avons obtenu les résultats mentionnés dans le tableau IV-1.

On trouve dans les tables pour les propriétés des particules [3] :

$$M^2_{K^o} = \left(\begin{matrix} 0,49776 \\ \pm\ 0,00016 \end{matrix} \right)^2 = \begin{matrix} 0,24776 \\ \pm\ 0,00011 \end{matrix} \quad GeV^2$$

Nos résultats sont donc compatibles avec cette valeur.

Il est à noter en outre que les meilleurs résultats sont obtenus dans la partie centrale de la chambre et que, d'autre part, l'imprécision est la plus grande pour $20 \leq x \leq 40$ cm.

Tableau IV-1

x (cm)	MM^2 (GeV^2)
-20 - 0	0,2496 ± 0,0299
0 - 20	0,2476 ± 0,0297
20 - 40	0,2470 ± 0,0373
-20 - 40 (moyenne)	0,2480 ± 0,0563

IV. 3 Etalonnage

Le but d'un étalonnage est de permettre la détermination de sections efficaces en valeur absolue. Pour cela, il nous faut établir la valeur en mb d'un événement, recensé dans un volume défini de la chambre. Il est donc nécessaire de recenser absolument toutes les interactions se produisant dans ce volume. C'est ce que nous avons fait au cours d'un scanning totalement indépendant de celui que l'on réalise pour une expérience particulière. Aussi voulons-nous bien préciser que les corrections que nous allons envisager dans ce paragraphe IV. 3 n'ont rien à voir avec des considérations, déjà faites ou à venir, relatives à notre étude de phénomènes à deux corps.

Nous pouvons considérer l'hydrogène liquide comme une cible au repos. La section efficace σ_R, pour une réaction R, s'écrit alors :

$$\sigma_R = \frac{N_R}{L\ (A/M)\ \rho} \qquad \text{(IV.3-1)}$$

avec :

N_R : Nombre de réactions du type R recensées dans l'échantillon, après ajustement cinématique.

L : Longueur des traces primaires suivies sur l'ensemble des clichés.

A : Nombre d'Avogadro.

M : Masse atomique de l'hydrogène.

ρ : Densité de l'hydrogène à la fin de la détente.

σ_R s'écrit en fait comme le rapport entre le nombre de réactions considérées par unité de longueur de trace incidente (N_R / L) et le nombre n d'atomes d'hydrogène par unité de volume ($n = \rho\ A\ /\ M$).

Pratiquement, on rencontre de grandes difficultés à obtenir avec une bonne précision les valeurs absolues de N_R , L et ρ.

Pour tourner ces difficultés, nous avons considéré comme connue au départ la section efficace totale σ_T . Cette grandeur est en effet déterminée très précisément par la technique des compteurs et on ne peut prétendre améliorer cette donnée par une expérience de chambre à bulles. Nous prenons donc pour les interactions $\bar{p}$ p à 1,2 GeV/c :

$$\sigma_T = 108,96 \pm 0,11 \text{ mb} \quad (5)$$

A l'aide de la relation (IV.3-1), σ_T s'exprime comme :

$$\sigma_T = \frac{N_T}{L\,(A/M)\,\rho} \qquad (IV.3-2)$$

où N_T est le nombre total d'événements de notre échantillon se produisant dans le volume fiduciaire choisi.

De (IV.3-1 et IV.3-2) nous tirons :

$$\frac{\sigma_R}{\sigma_T} = \frac{N_R}{N_T} \qquad \text{ou} \qquad \sigma_R = \frac{N_R}{N_T}\,\sigma_T$$

Notre problème se réduit maintenant à déterminer N_T .

IV.3.1 Dépouillement total

Nous effectuons un scanning spécial au cours duquel il faut procéder de la façon suivante :

a) Compter les traces du faisceau à l'entrée et à la sortie d'un domaine fixe.

b) Compter indépendamment les événements de chaque catégorie (0 br, 2 br, 4 br, etc) à l'intérieur de ce domaine. Vérifier ensuite, pour chaque cliché, que la différence entre le nombre de traces entrantes et sortantes du faisceau est bien égale au nombre total d'événements recensés sur le cliché.

Ce comptage est fait sur tous nos films, à raison d'un cliché sur dix. C'est ainsi que nous avons obtenu, pour les 22 films considérés de la chambre de 81 cm les résultats mentionnés dans le tableau IV-2 .

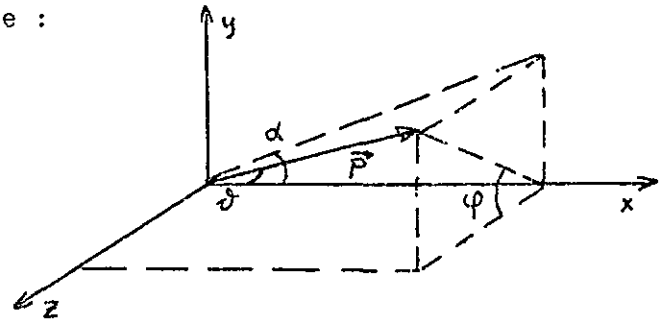
Tableau IV-2

Nombre de clichés valables	21.704
Nombre de clichés dépouillés	2.262
Nombre total d'événements recensés	4.454
Nombre de 0 branche	344
Nombre de deux branches	2.514
Nombre de quatre branches	1.432
Nombre de six branches	165
Reste (huit branches)	2

IV.3.2 Perte due aux diffusions aux petits angles

Les diffusions élastiques sans recul visible sont difficiles à déceler, surtout quand elles se situent aux extrémités du domaine de dépouillement. La seule façon de les repérer est d'observer le changement de direction que subit leur trace incidente. Nous avons constaté empiriquement que la sensibilité de l'oeil ne permet pas de garantir l'observation d'un changement de direction inférieur à $2,5^{\circ}$. Aussi avons-nous admis, pour la suite, que seules les diffusions sans recul sous un angle supérieur à $2,5^{\circ}$ (en projection)

sont détectées à coup sûr. C'est sur cette base que nous avons évalué la perte due aux diffusions aux petits angles. Nous avons la situation suivante :



ϑ : angle d'émission de la particule dans le laboratoire

φ : angle azimuthal

α : angle projeté sur le plan xy, de valeur maximum $\alpha_o = 2{,}5^o$

Pour un angle ϑ fixé, on a un angle azimuthal maximum φ_o donné par :

$$\varphi_o = \text{arc sin} \left(\frac{\text{tg } \alpha_o}{\text{tg } \vartheta}\right)$$

La fraction d'angle solide perdue vaut $\Delta\Omega(\vartheta) = \dfrac{2\alpha_o \varphi_o(\vartheta)}{360^\circ}$

Elle est à multiplier par la section efficace différentielle $d\sigma(\vartheta)$ pour avoir la perte en fonction de ϑ. Il s'agit ensuite d'intégrer ce produit entre $\vartheta = 0$ et $\vartheta = \vartheta_{max}$; ϑ_{max} étant défini comme l'angle d'émission de l'antiproton à partir duquel le proton de recul est visible en projection. Nous avons fait ce calcul pour plusieurs impulsions, tirant les informations relatives à $d\sigma(\vartheta)$ d'un article de R. COOPER et al. [4]. Les résultats sont reportés sur la Fig. IV.1. Nous obtenons pour notre impulsion de 1,2 GeV/c une perte $\Delta\sigma$ évaluée à :

$$\Delta\sigma(\bar{p}\,p \longrightarrow \bar{p}\,p) = 7{,}46 \pm 0{,}65 \text{ mb}$$

Nous avons donc un pourcentage de perte pour la totalité des événements valant :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_T} = (6{,}8 \pm 0{,}7)\ \%$$

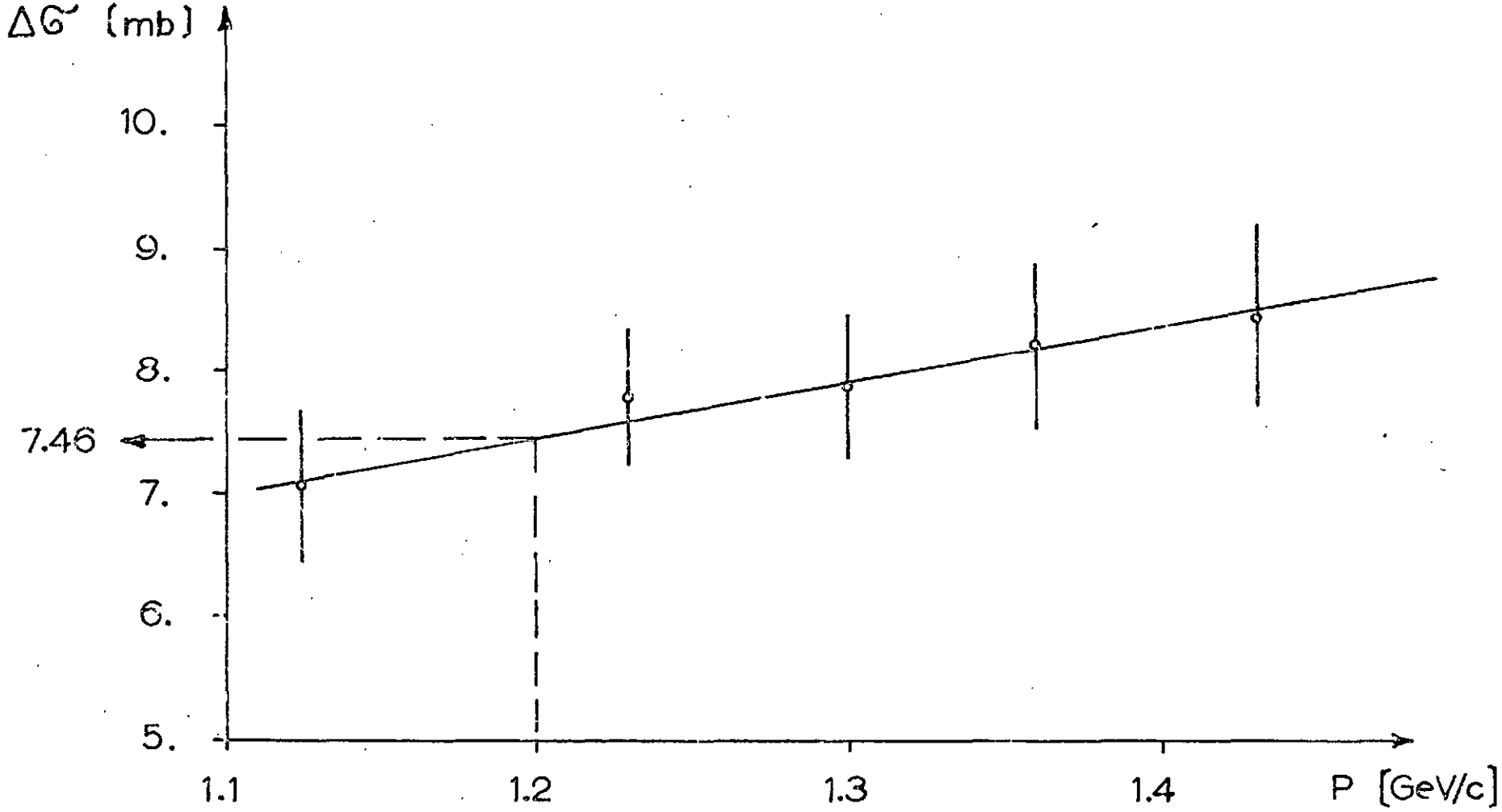


Fig.IV-1 Perte due aux diffusions $\bar{p}p \to \bar{p}p$ aux petits angles.

IV.3.3 Sections efficaces topologiques

Le calcul ci-dessus nous permet de corriger les nombres du tableau (IV-2) en conséquence . Nous reportons dans le tableau IV-3 les sections efficaces topologiques pour notre échantillon. Nous les comparons aux résultats de DOBRZYNSKI [5], pour une impulsion de 1,17 GeV/c .

Tableau IV-3

Type	N	%	$\sigma^{1,20}$ (mb)	$\sigma^{1,17}$ [5] (mb)
Total (corrigé)	4.785	100	$108,96 \pm 0,11$ (5)	$108,0 \pm 3,0$
0 branche	344	7,2	$7,8 \pm 0,5$	$9,2 \pm 0,5$
2 branches (corrigé)	2.842	59,4	$64,7 \pm 1,2$	$60,0 \pm 3,0$
4 branches	1.432	29,9	$32,6 \pm 0,9$	$32,4 \pm 2,0$
6 branches	165	3,5	$3,8 \pm 0,3$	$5,9 \pm 0,4$
reste	2	$< 0,05$	-	-

IV.3.4 Correspondance volume fiduciaire - volume de calcul

Définissons en premier lieu les deux volumes utilisés.

a) Volume de calcul : V_c

Lors du scanning de nos événements à deux branches, nous avons envisagé toute la surface des clichés, sans définir de limites. Mais après coup, une fois la position des vertex primaires calculée, nous n'avons retenu que les événements

situés à l'intérieur d'un volume V_c défini par :

$$-20,0 \leq x \leq 30,0 \quad \text{cm}$$

$$-8,0 \leq y \leq 8,0 \quad \text{cm}$$

$$-23,7 \leq z \leq -7,9 \quad \text{cm}$$

b) Volume fiduciaire : V_{sc}

Au contraire, lors du recensement des événements de toutes catégories, nous avons défini sur la vue 1 une surface de scanning limitée selon la fig. n , par les marques fiduciaires.

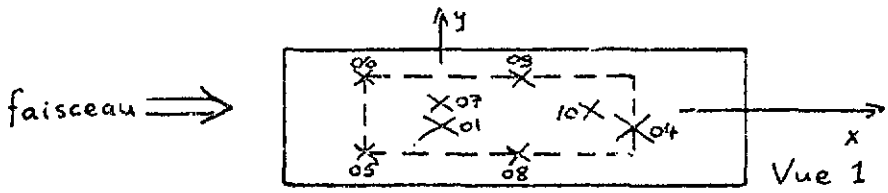


fig. n

Le faisceau passant relativement bien au centre de la chambre, les limites pour y et z sont assimilables à celles du volume de calcul. Par contre, les limites sur x sont sensiblement différentes. En effet, la ligne passant par les marques 05 - 06 se situe à $x = -13,3 \pm 0,1$ cm , et celle s'appuyant sur la marque 04 se trouve à $x = 34,3 \pm 0,4$ cm.

c) Rapport N_{sc} / N_c

Nous calculons le rapport du nombre d'événements N_{sc} , compris dans le volume V_{sc}, au nombre d'événements N_c , attendu dans V_c , en prenant le rapport entre les volumes respectifs. Nous apportons cependant encore une petite correction pour tenir compte de la variation de la probabilité de détection selon x . Si bien que nous calculons finalement :

$$\frac{N_{sc}}{N_c} = \int_{-13,3}^{34,3} e^{-\frac{x}{\lambda}} dx \Big/ \int_{-20}^{30} e^{-\frac{x}{\lambda}} dx$$

Nous avons $\lambda = 1 / n \sigma_T$ et $n = \rho A / M$.

Nous prenons les valeurs suivantes pour évaluer ce rapport :

$A = 6{,}0222\ 10^{23}$ mole^{-1}

$M = 1{,}008$ g mole^{-1}

$\rho = 0{,}0624$ g cm^{-3} (*)

$\sigma_T = 108{,}96$ mb

$\Rightarrow n = 3{,}73\ 10^{22}$ protons cm^{-3}

(*) Valeur introduite dans les programmes THRESH et GRIND

$\Rightarrow \lambda = 246{,}2$ cm

Notre rapport vaut alors : $\dfrac{N_{sc}}{N_c} = 0{,}93 \pm 0{,}02$

IV.3.5 Calibration

Nous sommes dès lors en mesure de calculer la valeur absolue en mb d'un événement compris dans le volume de calcul.

Si l'on utilise les données du tableau IV-2, on a successivement :

Pour le volume de scanning :

$$N_{sc}^{tot} = 4457 \frac{21704}{2262} = 42765 \text{ événements}$$

Pour le volume de calcul :

$$N_c^{tot} = N_{sc}^{tot} \frac{N_c}{N_{sc}} = \frac{42765}{0{,}93} = 45984\ (\pm 1010) \text{ événements}$$

Il correspond à ce nombre une section efficace égale à la section efficace totale de l'interaction $\bar{p}$ p à 1,2 GeV/c, moins la contribution apportée par la diffusion aux petits angles :

$$\sigma^{tot} = \sigma_T - \Delta\sigma = 108{,}96 - 7{,}46 = 101{,}5 \pm 0{,}7 \text{ mb}$$

Nous obtenons donc la correspondance cherchée :

	1 événement	$\longleftrightarrow$	$2{,}21 \pm 0{,}05$ μb
ou	1 microbarn	$\longleftrightarrow$	$4{,}53 \pm 0{,}10$ évt

(IV.3-3)

IV.3.6 Contamination du faisceau d'antiprotons

Une cause susceptible d'influencer nos résultats est la pollution du faisceau incident en parasites légers (pions, muons) .

Nous nous sommes attachés à déterminer l'importance de ce phénomène par la méthode des rayons deltas (électrons arrachés aux molécules d'hydrogène par les particules incidentes) . On sait que l'énergie maximale acquise par un électron δ à la suite d'une collision frontale vaut :

$$E^{\delta}_{max} = \frac{2\, m_e\, p^2}{m_e^2 + m^2 + 2\, m_e\, (p^2 + m^2)^{\frac{1}{2}}}$$

où l'on définit : m_e : masse de l'électron

m : masse de la particule incidente

p : impulsion de la particule incidente

Ainsi, à 1,2 GeV/c, on a, pour différentes particules incidentes

$\bar{p}$: $E^{\delta}_{max} = 1{,}67$ MeV

π^- : $E^{\delta}_{max} = 71{,}0$ MeV

μ^- : $E^{\delta}_{max} = 118{,}7$ MeV

Par conséquent un rayon δ d'énergie supérieure à 1,67 MeV ne peut provenir que d'une collision avec une particule incidente de masse inférieure à celle de l'antiproton.

La section efficace différentielle de collision d'une particule chargée avec un électron est connue théoriquement. On peut donc estimer le taux des particules parasites dans le faisceau d'antiprotons en comptant les électrons δ partant des traces primaires avec une énergie supérieure à 1,67 MeV et en connaissant les nombres relatifs de μ et de π dans le faisceau.

Pour une raison de commodité, nous évaluons l'énergie des électrons en comptant le nombre de tours de leur trace en spirale. Il faut donc faire au préalable une calibration qui donne le nombre de tours en fonction de l'énergie de l'électron à son point de départ.

Définissons successivement :

ϕ : Le flux de particules entrant dans le volume fiduciaire choisi, certaines de ces particules pouvant être des parasites.

ϕ_c : Le flux moyen de particules parasites. C'est notre inconnue !

N_δ : Le nombre moyen d'électrons δ observés dans le volume fiduciaire et dont l'énergie dépasse un seuil $E_{min} > 1,67$ MeV.

N : Le nombre moyen d'interactions dans ce même volume, corrigé pour tenir compte des pertes dues aux diffusions aux petits angles.

σ_δ : La section efficace de création de δ dont l'énergie est comprise entre E_{min} et E_{max}. Qu'elle soit calculée pour des μ^- ou des π^-, sa valeur est approximativement la même (voir p. 53).

σ_+ : La section efficace totale d'interaction $\bar{p}$ p à 1,2 GeV/c.

σ_c^- : La section efficace totale correspondante pour les π^- : $\sigma_c (\pi^- p) = 45$ mb [6]. La section efficace des μ^- peut être considérée comme négligeable.

On a alors :

$$\frac{N_\delta}{N} = \frac{\phi_c \sigma_\delta}{\phi_p \sigma_T + \phi_c \sigma_c} = \frac{\phi_c \sigma_\delta}{(\phi - \phi_c)\sigma_T + \phi_c \sigma_c}$$

d'où, pour la contamination du faisceau :

$$\frac{\phi_c}{\phi} = \left[\frac{N}{N_\delta} \cdot \frac{\sigma_\delta}{\sigma_T} + \left(1 - \frac{\sigma_c}{\sigma_T} \right) \right]^{-1}$$

N et N_δ sont comptés sur la table de dépouillement; σ_T et σ_c sont tirés des tables récentes; σ_δ doit être calculé pour les π^- et les μ^- (7) après avoir fixé la valeur de E_{min} à 4,73 MeV. Ce choix est fait pour assurer une précision suffisante pour la détermination du nombre de tours des électrons, nombre valant 4 pour cette valeur de E_{min}.

Nous avons calculé :

$$\sigma_\delta(\pi^-) = 41{,}3 \text{ mb}$$
$$\sigma_\delta(\mu^-) = 45{,}3 \text{ mb}$$

Utilisant les données ci-dessus, notamment $\sigma_\delta = \sigma_\delta(\mu^-)$, nous trouvons finalement une contamination du faisceau d'antiprotons :

$$\frac{\phi_c}{\phi} = (1{,}0 \pm 0{,}2) \%$$

Notons que la plupart des parasites sont des μ^-, produits lors de la désintégration de K^- ou de π^- avant l'entrée de la chambre. Nous en voulons pour preuve qu'aucun rayon δ d'énergie supérieure à E_{min} n'a été vu sur une trace donnant lieu à une étoile.

En fin de compte nous pouvons admettre, puisque nous avons étalonné notre échantillon uniquement en comptant des événements, que cette contamination n'influence pas notre résultat IV.3-3 .

Il est à relever en outre que le faisceau d'antiprotons dont nous disposons pour la chambre de 81 cm est particulièrement pur.

Mentionnons en passant que ceux irradiant la chambre de 2 m le sont beaucoup moins. En effet, en menant des calculs analogues, nous avons trouvé pour les irradiations de la chambre de 2 m :

$$1967 \quad : \quad \frac{\phi_c}{\phi} = (15 \pm 2)\ \%$$

$$1968 \quad : \quad \frac{\phi_c}{\phi} = (\ 8 \pm 1)\ \%$$

IV. 4 Résultats fournis par les programmes de reconstruction cinématique.

IV. 4.1 Hypothèses

Après étude des ajustements effectués par le programme GRIND, nous pouvons subdiviser l'ensemble de nos événements selon les catégories mentionnées dans le tableau IV-4.

Pour le cas où un événement satisfaisait plusieurs hypothèses, nous avons appliqué les considérations exprimées à la fin du paragraphe IV.2. La séparation se révèle aisée pour les événements élastiques, facilement reconnaissables sur la table de dépouillement. Mais elle est difficile pour les canaux inélastiques.

Tableau IV-4

Hypothèses	Nombre	(nombre de contraintes)
$\bar{p}\ p \longrightarrow \bar{p}\ p$	3318	(4-c)
	57	(3-c)
	1	(2-c)
	2	(1-c)
$\bar{p}\ p \longrightarrow \pi^-\ \pi^+$	65	(4-c)
$\bar{p}\ p \longrightarrow K^-\ K^+$	16	(4-c)
$\bar{p}\ p \longrightarrow$ 3 corps	~ 800	
$\bar{p}\ p \longrightarrow >$ 3 corps (NO FIT)	~1700	

IV. 4.2 χ^2 et probabilité.

La qualité d'un ajustement est évaluée par le calcul de l'estimateur χ^2. Pour un système à N contraintes, on peut montrer que si les erreurs entachant des résultats expérimentaux sont distribuées selon une loi gaussienne autour des valeurs moyennes, la distribution attendue des valeurs de χ^2 pour un ensemble d'événements s'exprime par :

$$f_N(\chi^2) = \frac{C}{2^n \Gamma(n)} (\chi^2)^{n-1} e^{-\frac{1}{2}\chi^2} \qquad \text{(IV.4-1)}$$

où $n = \frac{1}{2} N$

et C = facteur de normalisation exprimant le nombre d'événements envisagés et tenant éventuellement compte d'une coupure effectuée pour les grandes valeurs de χ^2.

La probabilité $P_N(\chi^2)$ de retrouver une valeur de χ^2 supérieure à celle obtenue est définie par :

$$P_N(\chi^2) = \frac{1}{C} \int_{\chi^2}^{\infty} f_N(\chi^2)\, d(\chi^2)$$

Si la loi IV.4-1 est vérifiée, cette probabilité devrait présenter une distribution homogène, pour la population d'événements considérée. Nous avons reporté sur la Fig. IV-2 la distribution du χ^2 de nos événements élastiques, ajustés avec 4 contraintes (N = 4). Nous avons rejeté ceux présentant un χ^2 supérieur à 15 ($P_4(\chi^2 = 15) = 0{,}005$).
Une comparaison est faite avec la distribution attendue IV.4-1. On constate un petit désaccord qui se traduit par une légère inhomogénéité de la distribution correspondante pour la probabilité (Fig. IV-3).

Ceci est dû au calcul simplifié que GRIND utilise pour estimer les erreurs, si bien que celles-ci ne sont pas distribuées de façon tout à fait gaussienne autour des valeurs moyennes. Ce fait pourtant ne porte pas à conséquence.

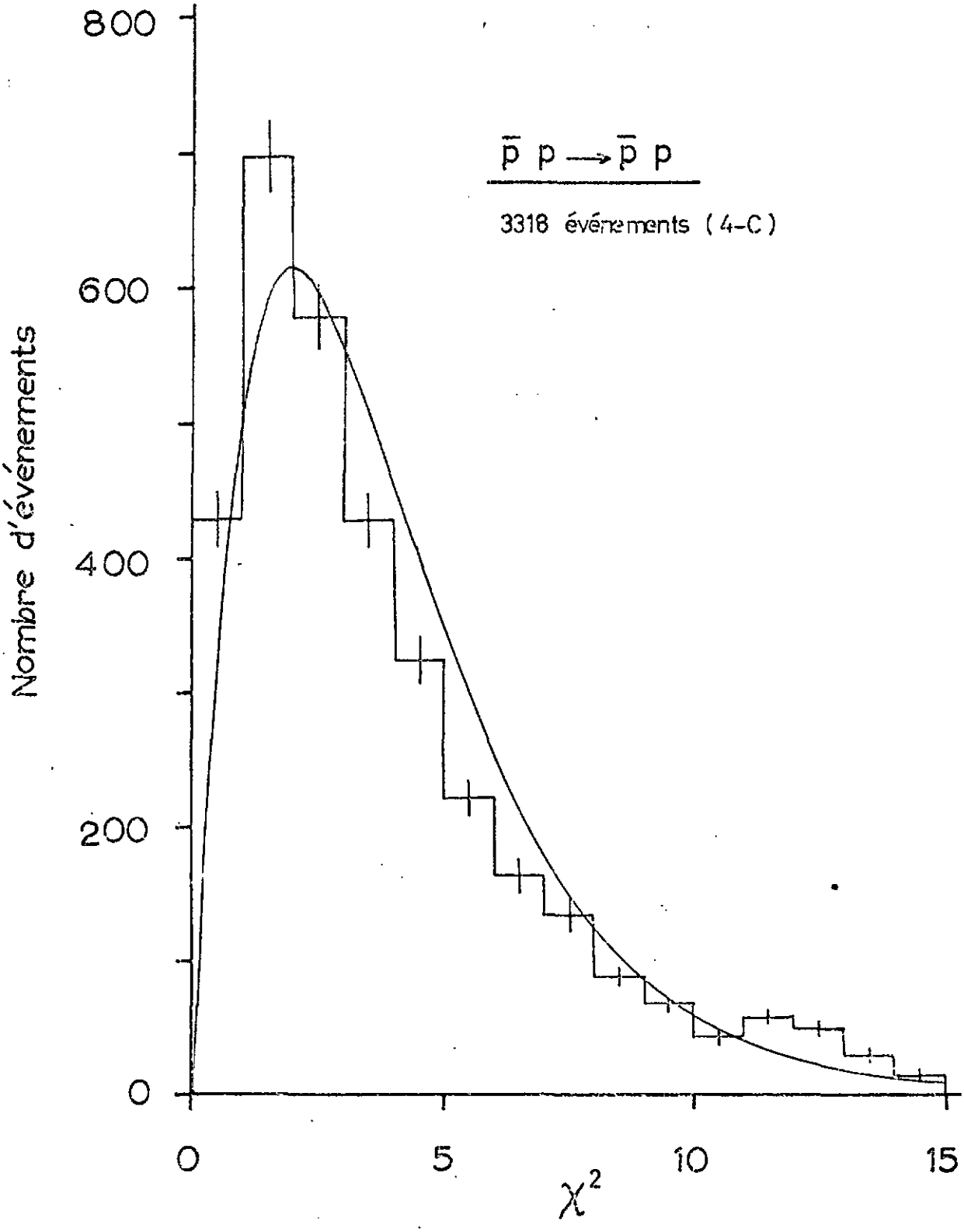


Fig. IV-2 Distribution du χ^2

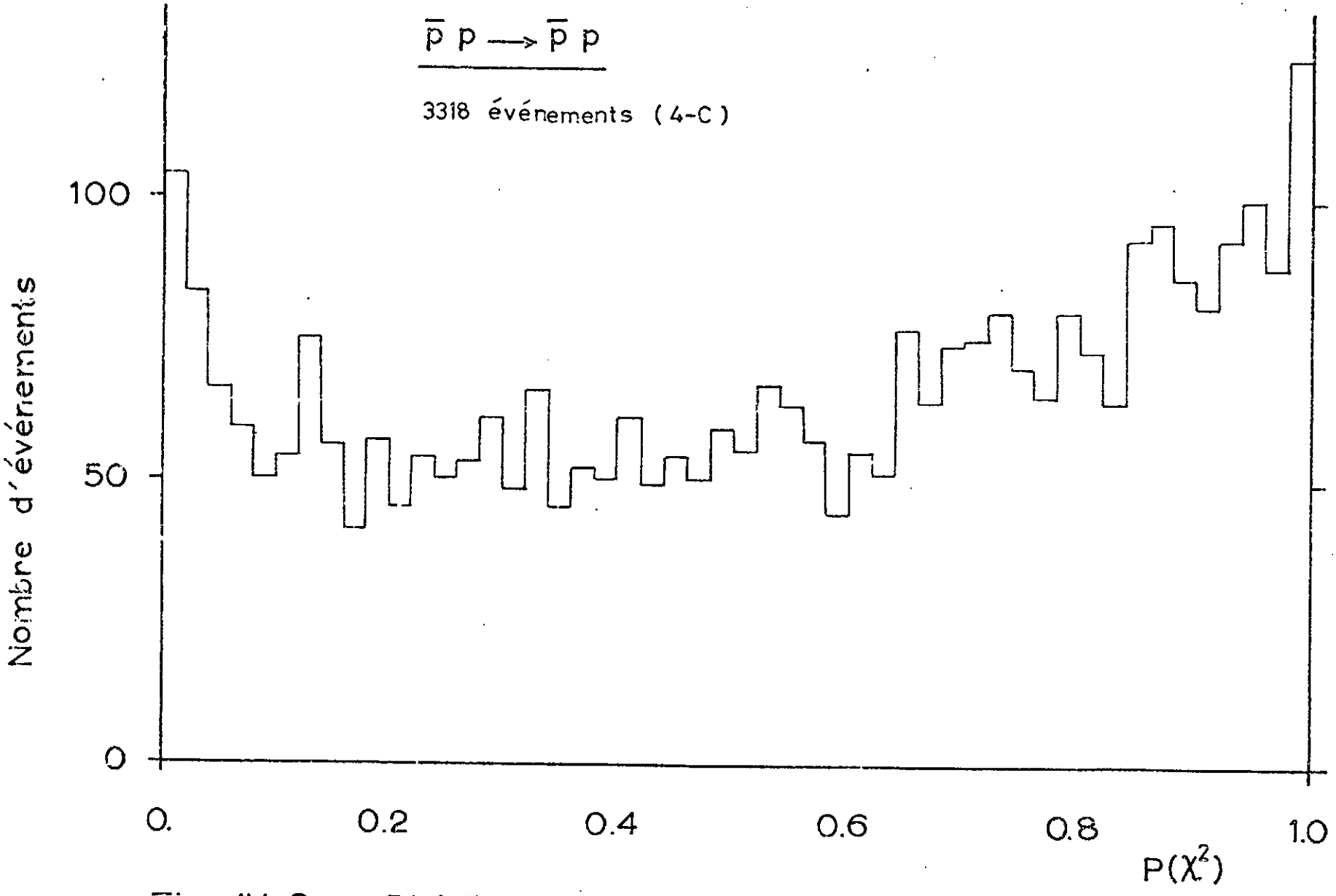


Fig. IV-3 Distribution de probabilité

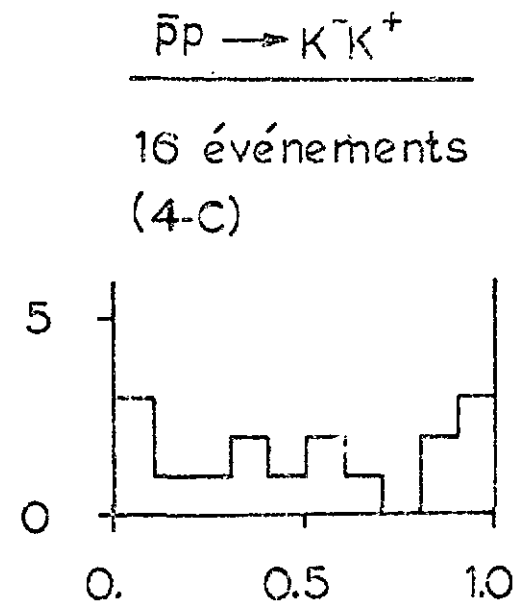
Sur la Fig. IV.4, nous montrons les probabilités obtenues pour les canaux inélastiques $\bar{p}\,p \rightarrow \pi^- \pi^+$, et $\bar{p}\,p \longrightarrow K^- K^+$.
Leur distribution ne prête toutefois à aucune interprétation, vu le peu d'événements à disposition.

IV.4.3 Masse manquante

Si tous nos événements à deux corps chargés étaient parfaitement mesurés, la masse manquante (IV.2-1) de chacun serait nulle. Mais puisque chaque variable calculée est entachée d'une erreur, nous obtenons une distribution des valeurs de la masse manquante autour de zéro.

Les Fig. IV-5 et IV-6 donnent les distributions de la masse manquante au carré relatives à chacune de nos interactions. On constate, surtout pour le canal élastique, un déplacement très net des masses manquantes au carré vers des valeurs négatives. On peut montrer [8] que ce déplacement provient d'un biais systématique introduit par THRESH lors de l'ajustement des traces aux points de mesure. Il est particulièrement marqué pour les ajustements à 4 contraintes, c'est-à-dire lorsque la masse manquante attendue est nulle.

On remarque également sur les Fig. IV-5 et IV-6 la différence entre les largeurs des spectres obtenus, d'une part pour les canaux d'annihilation, d'autre part pour le canal élastique. Cela découle du fait que les impulsions emportées par les particules lors de nos réactions d'annihilation sont plus grandes que lors des diffusions élastiques. Leurs traces sont par conséquent moins courbées, ce qui entraîne une mesure moins précise et provoque l'élargissement du spectre.



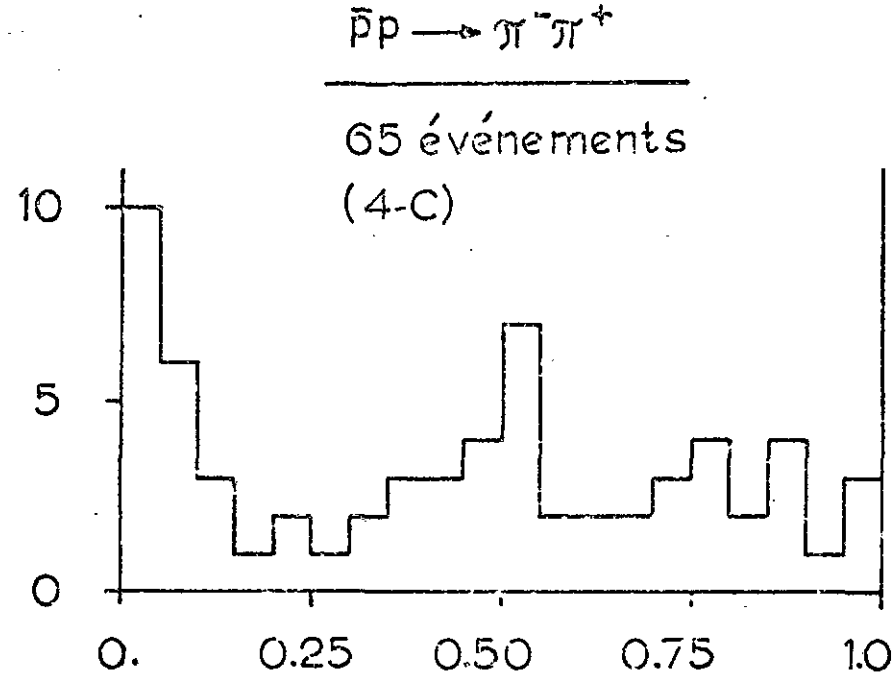


Fig. IV-4 Distribution de probabilité : $P(\chi^2)$

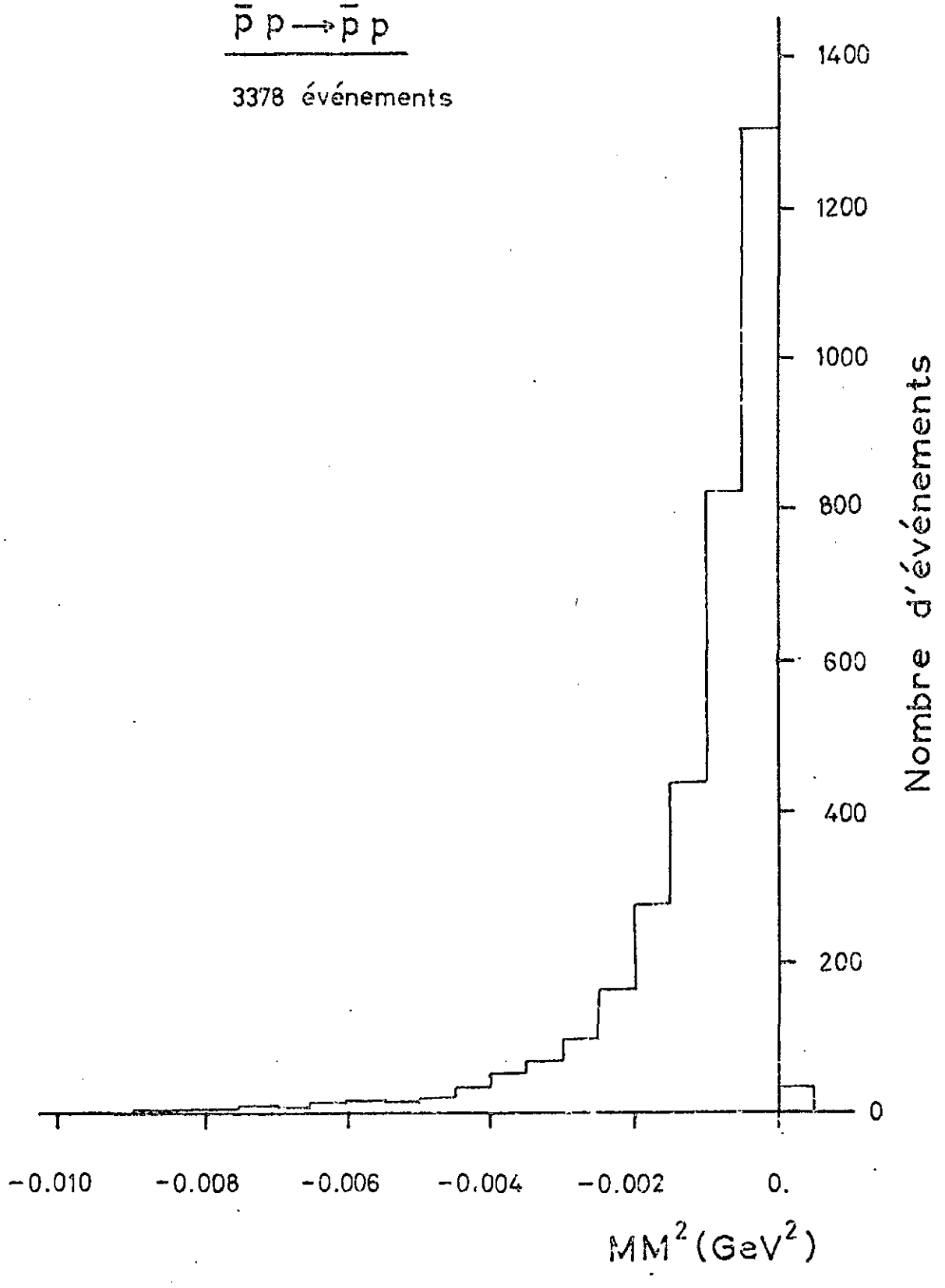


Fig. IV-5 Masse manquante au carré

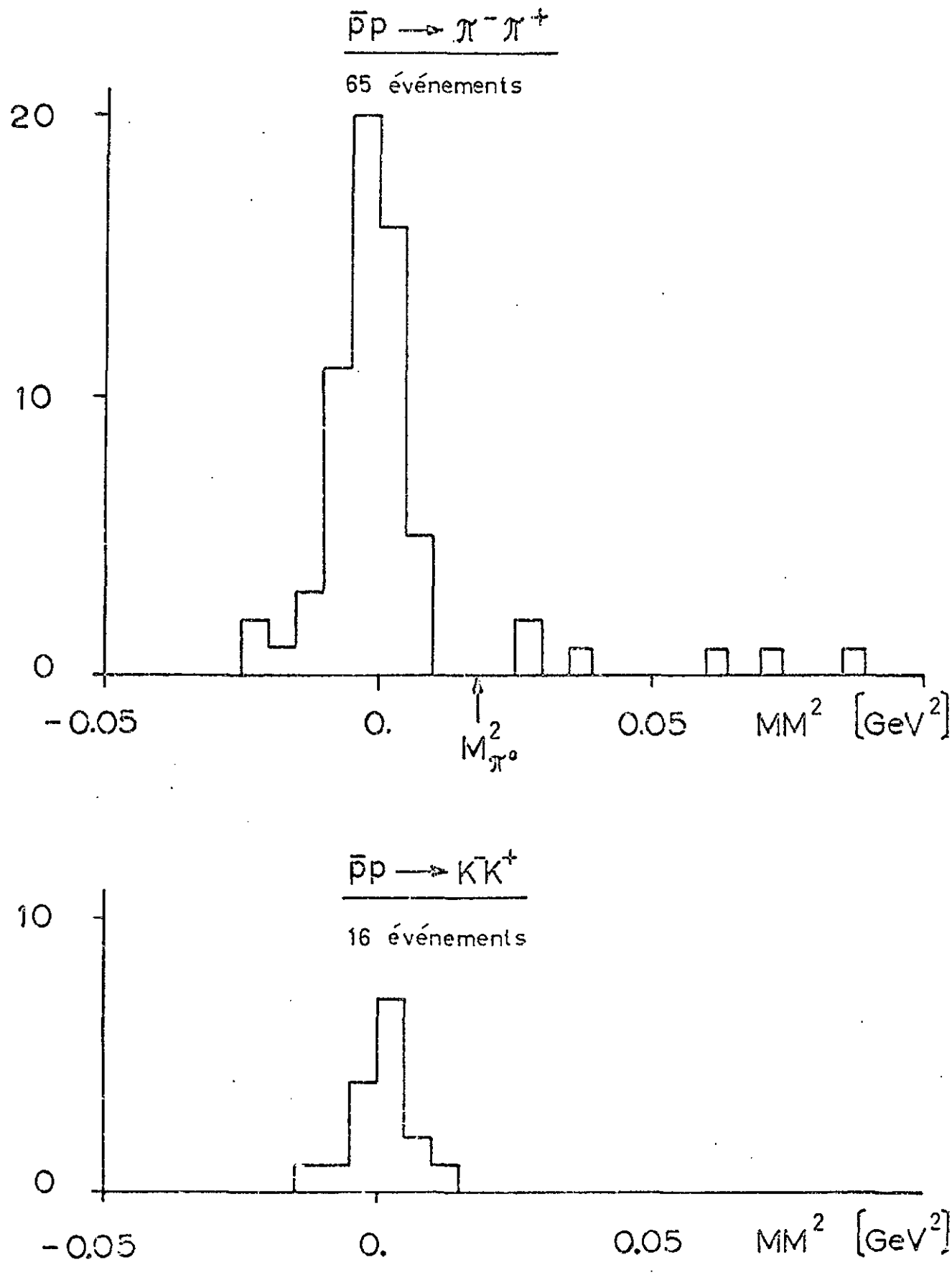


Fig. IV-6 Masse manquante au carré.

IV.4.4 Coplanarité

Pour chacun de nos événements, nous avons calculé le facteur de coplanarité c défini par :

$$c = \frac{\vec{p}_1}{p_1} \cdot \left(\frac{\vec{p}_2}{p_2} \times \frac{\vec{p}_3}{p_3} \right)$$

Ce sont les grandeurs mesurées, donc non ajustées, qui interviennent dans ce calcul.

c est compris entre -1,0 et +1,0 pour trois vecteurs $\vec{p}_1$, $\vec{p}_2$, $\vec{p}_3$ quelconques. Mais il est nul (ou tout au moins voisin de zéro, compte tenu des erreurs de mesure) pour nos réactions à deux corps, où $\vec{p}_1 = \vec{p}_2 + \vec{p}_3$. La Fig. IV-7 montre les distributions de c obtenues pour nos trois réactions. Il est à relever que plus du 90 % des événements présentent un facteur de coplanarité inférieur à 0,01 en valeur absolue. C'est là l'indication d'une mesure précise des angles d'incidence et d'émission des traces. La largeur à mi-hauteur de notre distribution vaut $\Delta c = 0{,}010$. Nous pouvons la comparer à celle obtenue dans des conditions analogues par R. COOPER [9] : $\Delta c_{(COOPER)} = 0{,}016$.

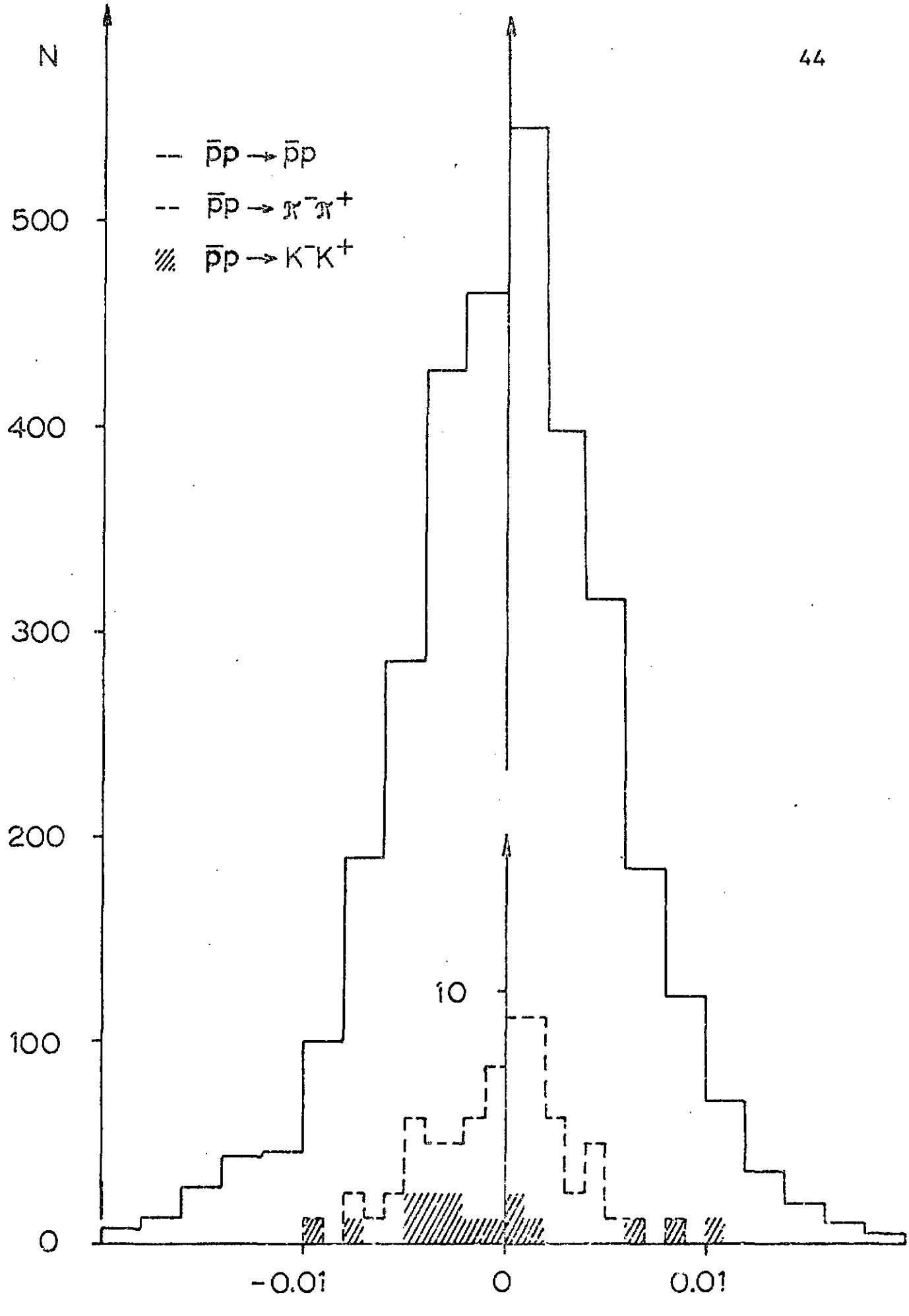


Fig. IV-7 Coplanarité.

IV.5 Analyse de la diffusion élastique

Le résultat le plus intéressant que l'on cherche à obtenir lors de l'étude d'une diffusion élastique est la distribution angulaire des événements dans le système de centre de masse. C'est elle que nous présentons dans la Fig. IV-8 (sans correction) en fonction de cos $\vartheta^*_{\bar{p}}$. Nous définissons dès maintenant ϑ^* comme étant l'angle d'émission de l'antiproton dans le CM. Nous posons donc $\vartheta^* = \vartheta^*_{\bar{p}}$.
Avant d'examiner les caractéristiques de la distribution angulaire obtenue, nous voulons lui apporter quelques corrections et compléments.

IV.5.1 Correction azimuthale

Nous avons déjà mentionné (IV.1) que, lors du dépouillement, des événements passent inaperçus du fait de leur position " horizontale " dans la chambre. Nous pouvons maintenant nous rendre compte de l'importance de cette perte en considérant la distribution azimuthale $\frac{dN}{d\phi}$ de nos événements (Fig. IV-9). Celle-ci, au lieu d'être constante, présente deux défauts importants d'événements pour les valeurs de ϕ voisines de $\frac{1}{2}\pi$ et $\frac{3}{2}\pi$ (Voir fig. m, p.20 pour la définition de ϕ). Comme déjà mentionné, la position défavorable de certains événements par rapport aux axes des caméras en est la cause. Il faut ajouter que le fait d'exiger que les traces des événements retenus sortent toutes deux de la chambre (IV.1.b) en accentue l'effet. Il est vrai que ce critère ne s'applique pas d'une façon isotrope.

Conscients de ce biais, nous nous sommes efforcés de rendre la distribution azimuthale constante. Pour évaluer les pertes, nous avons découpé notre distribution angulaire (Fig. IV-8) en bandes plus ou moins larges de cos ϑ^*. Pour chaque bande, nous avons reporté la

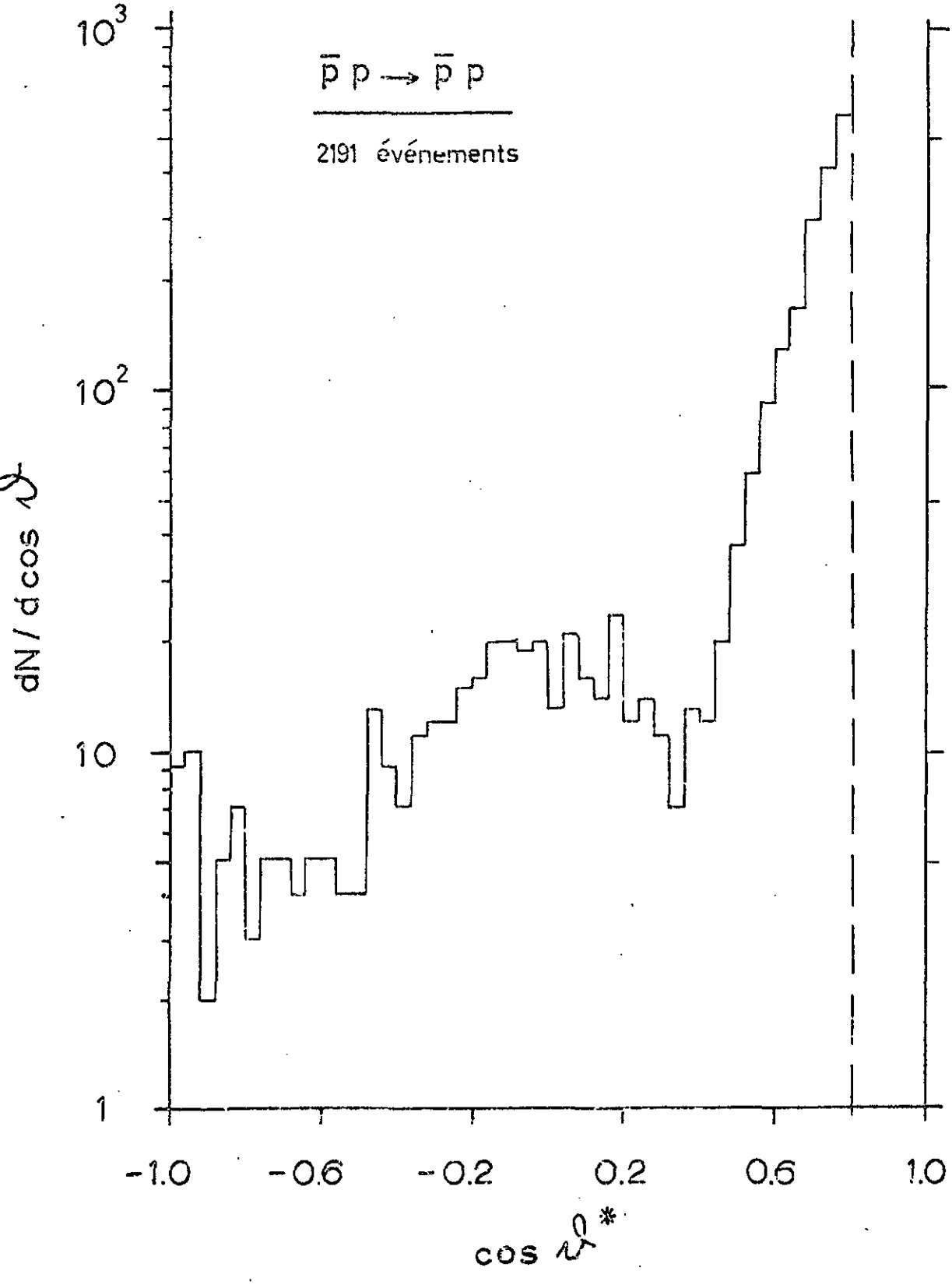


Fig. IV-8 Distribution angulaire

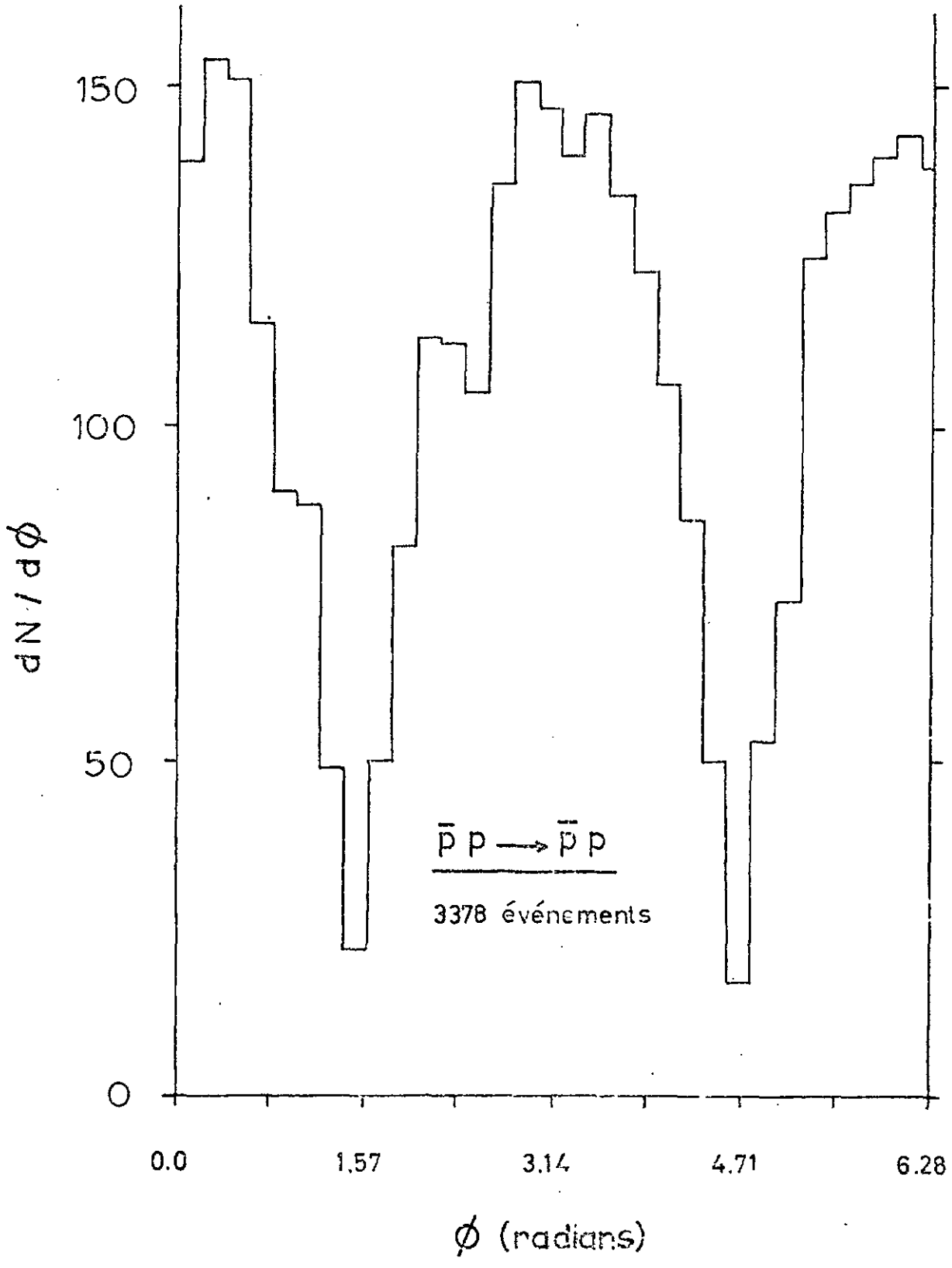


Fig. IV-9 Distribution azimuthale totale

distribution azimuthale, que nous avons complétée de façon à la rendre isotrope, en procédant de la façon décrite ci-dessous.

Nous prenons pour exemple la Fig IV-10 où nous avons reporté $\frac{dN}{d\phi}$ pour les événements tels que $0,6 \leq \cos \vartheta^* \leq 0,8$. Nous calculons la valeur moyenne m_1 du spectre global des N_1 événements ($N_1 = 1583$, $m_1 = 50,4$). La ligne correspondante à cette valeur moyenne fait apparaître dans la distribution des " creux " flagrants au voisinage de $\phi = \frac{1}{2}$ et $\phi = \frac{3}{2}\pi$. Nous soutrayons le nombre d'événements compris dans ces creux du nombre total N_1 , et nous calculons une nouvelle valeur moyenne m_2 pour les classes restantes ($m_2 = 60,6$). Le nombre réel N_2 d'événements vaut alors :

$$N_2 = \frac{m_2}{m_1} N_1 \quad (= 1903)$$

ce qui nous indique une perte $\mathcal{P}_{az}(\cos \vartheta^*)$ valant :

$$\mathcal{P}_{az}(\cos \vartheta^*) = \frac{N_2 - N_1}{N_2} \quad (= 16,8\ \%)$$

Nous avons mené ce type de calcul pour différents découpages selon $\cos \vartheta^*$ et, après quelques tâtonnements, nous sommes arrivés aux résultats résumés dans le tableau IV-5.

Tableau IV-5

$\cos \vartheta^*$	$\mathcal{P}_{az}(\cos \vartheta^*)$ (%)
-1,0 - 0,2	10,6
0,2 - 0,6	15,0
0,6 - 0,8	16,8

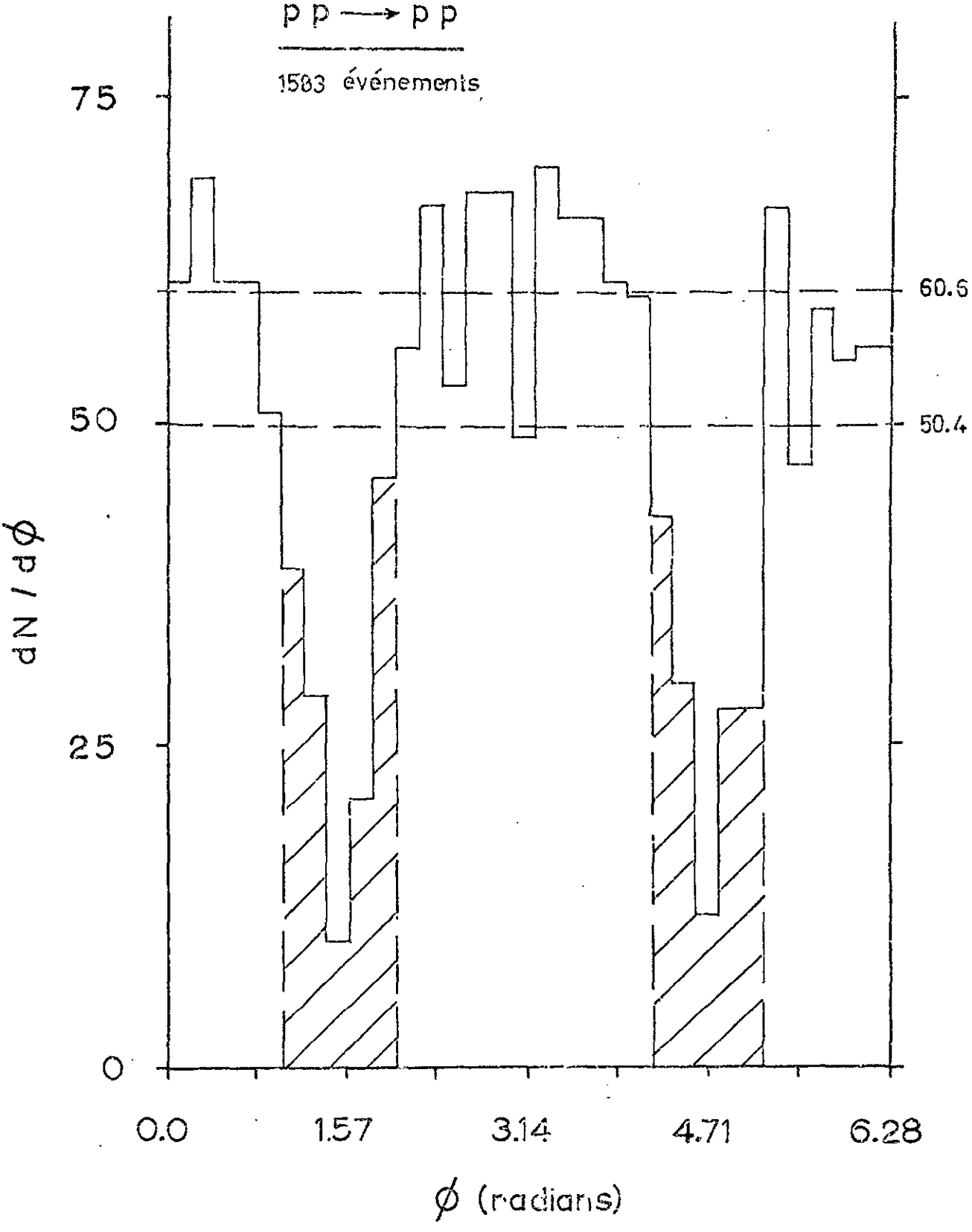


Fig. IV-10 Distribution azimuthale pour $0.6 \leq \cos \vartheta^{*} \leq 0.8$

IV.5.2 Evaluation du pic de diffraction

Au cours de notre expérience, nous avons délibérément ignoré les diffusions aux petits angles, pour limiter le nombre d'événements à mesurer. Il nous paraît maintenant intéressant de combler cette lacune par un calcul approximatif relativement simple.

On distingue nettement sur la Fig. IV-8, pour les classes telles que $0,5 \leq \cos \vartheta^* \leq 0,8$, le départ d'un pic de diffraction qui, en échelle logarithmique, prend l'allure d'une droite. La correction azimuthale ne modifie pas cette impression. Nous nous sommes donc efforcés d'adapter, à partir du nombre corrigé d'événements contenus dans ces classes, une fonction :

$$\frac{dN}{d(\cos \vartheta^*)} = e^{a + b \cos \vartheta^*} \qquad (IV.5\text{-}1)$$

Cette dépendance est en effet un aspect bien connu des phénomènes de diffraction.

Nous avons ainsi la possibilité d'évaluer, par extrapolation, le nombre d'événements $N(0,8 - 1,0)$ contenus dans les classes telles que $0,8 \leq \cos \vartheta^* \leq 1,0$.

D'autres travaux [9] montrent que l'adaptation au pic de diffraction d'une exponentielle contenant un terme en $\cos^2 \vartheta^*$ donne de meilleurs résultats, mais nous précisons bien que notre but n'est pas de faire ici une étude complète du pic vers l'avant, mais simplement d'obtenir une estimation de la section efficace élastique.

C'est ainsi que pour un χ^2 minimum égal à 8,2 et une probabilité $P_7(8,2) = 0,30$, nous avons obtenu pour notre fonction IV.5-1 :

$$a = - 1,11 \pm 0,02$$

$$b = 9,85 \pm 0,02$$

Si bien que nous pouvons évaluer $N(0,8 - 1,0)$:

$$N(0,8 - 1,0) = \frac{1}{\Delta \cos \vartheta^*} \int_{0,8}^{1,0} e^{a + b \cos \vartheta^*} \, d(\cos \vartheta^*)$$

$$= 13.650 \pm 550 \text{ événements}$$

IV.5.3 Caractéristiques de la section efficace différentielle.

Compte tenu des considérations précédentes, nous obtenons finalement une distribution angulaire $dN / d(\cos \vartheta^*)$ corrigée et complétée. Nous en déduisons la section efficace différentielle $d\sigma / d\Omega$ de la Fig. IV-11 en introduisant la norme (IV.3-3). Pour une largeur de classe $\Delta \cos \vartheta^* = 0,1$, nous avons la correspondance :

$$1 \text{ événement / classe} = \frac{20}{4\pi} \left(2,21 \pm 0,05 \right) = 3,51 \pm 0,08 \ \mu b/sr \qquad (IV.5-2)$$

Nous reportons également en abscisse sur la Fig.IV-11 le transfert d'impulsion t donné par

$$t = - 2 \, p^{*2} \, (1 - \cos \vartheta^*) \qquad (IV.5-3)$$

Pour $p_{lab} = 1,2$ GeV/c, nous avons $p^* = 0,524$ GeV/c.

Enumérons les principales caractéristiques que présente cette section efficace différentielle:

1°) Un grand pic vers l'avant comprend la majorité des événements. On peut l'approximer par une fonction exponentielle (IV.5-1), d'exposant linéaire en $\cos \vartheta^*$ et caractérisé par une "pente" $b = 9,85 \pm 0,02$. En substituant t à $\cos \vartheta^*$, on obtient pour

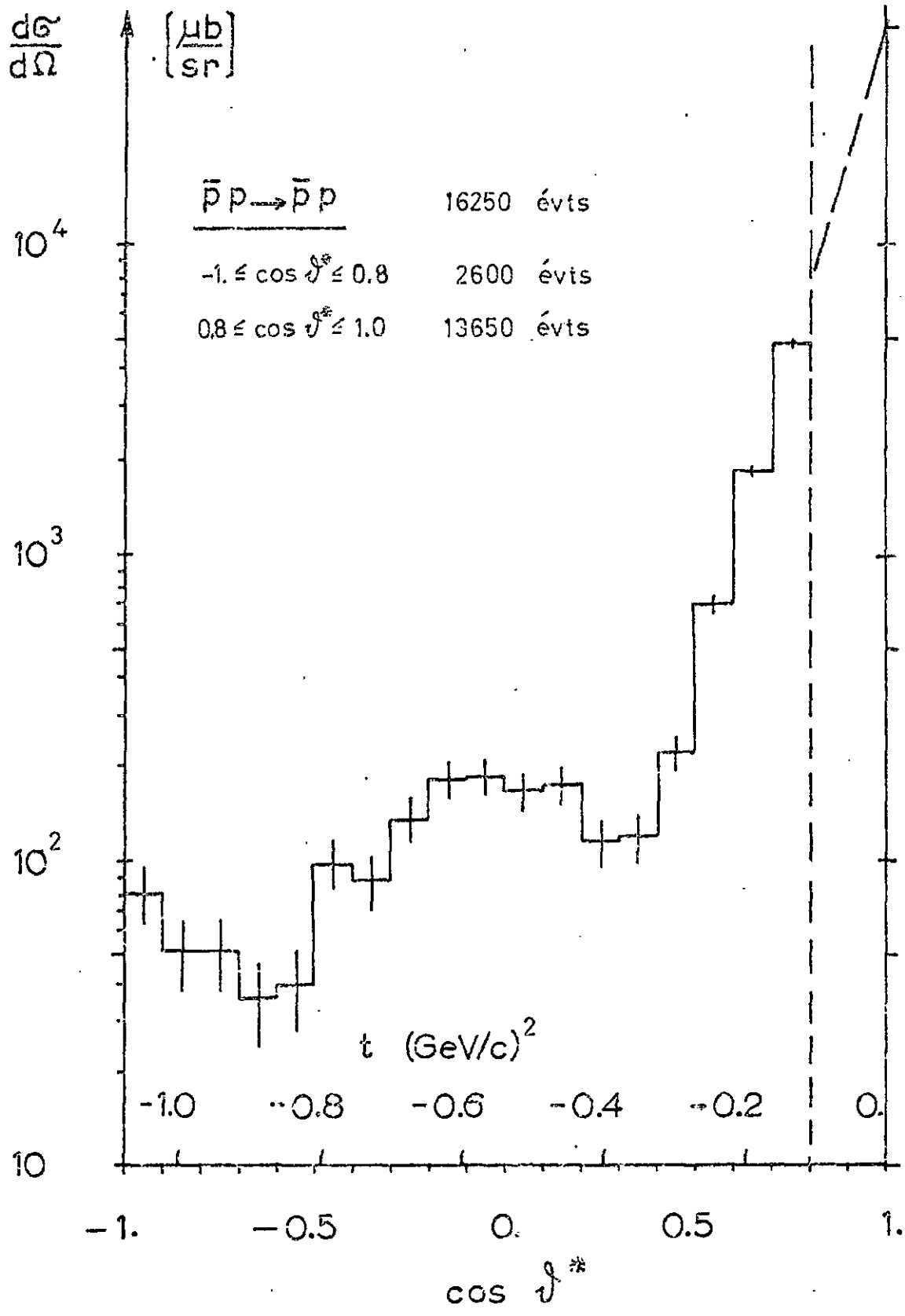


Fig. IV-11 Distribution angulaire

la"pente" : $b' = \frac{b}{2\,p^{*2}} = 17,9 \pm 0,5\ (\ GeV/c\ )^{-2}$.

D'autre part, si l'on extrapole cette fonction exponentielle jusqu'en $\vartheta^* = 0$ ($t = 0$), on trouve :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\ (\vartheta^* = 0) = 55,0 \pm 2,5\ mb/sr$$

ou $$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{p^{*2}}\ \frac{d\sigma}{d\Omega} = 628 \pm 33\ mb\ (GeV/c)^{-2}$$

Ces valeurs sont à comparer avec celle que l'on déduit du théorème optique : $\sigma_T = 4\pi\lambda\ Im\ (\ f(0))$.

Sous l'hypothèse que l'amplitude de diffusion $f(\vartheta^*)$ est purement imaginaire, l'on a : $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left|f(\vartheta^*)\right|^2 = f^2\ (\vartheta^*)$.

d'où : $$\frac{d\sigma^{op.}}{d\Omega}\ (\vartheta^* = 0\ ) = \frac{\sigma_T^2}{(4\pi\lambda\ )^2} = 53,0 \pm 1,5\ mb/sr$$

Il apparaît donc que notre amplitude de diffusion est quasi totalement imaginaire, si ce n'est complètement, à $\vartheta^* = 0^o$.

2°) On observe deux minima, situés à :

$$t_1 \cong -0,35\ (GeV/c)^2 \quad (\cos\vartheta^* \cong 0,36)$$

et $$t_2 \cong -0,90\ (GeV/c)^2 \quad (\cos\vartheta^* \cong -0,64),$$

ainsi qu'un maximum secondaire pour $t \cong -0,60 (GeV/c)^2$ $(\cos\vartheta^* \cong -0,09)$

Une telle structure indique que nous avons vraisemblablement affaire à un phénomène diffractif. C'est pourquoi, au paragraphe suivant, nous invoquerons des modèles absorptifs pour interpréter une partie de nos résultats.

3°) On distingue très nettement un troisième maximum pour $\cos \vartheta^* \simeq -1,0$. En considérant le peuplement des deux dernières classes de notre distribution, nous obtenons :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (-1,0 \leq \cos \vartheta^* \leq -0,8) = 64,8 \pm 11,4 \quad \mu b/sr$$

Nous reviendrons également plus en détail sur cet aspect particulier de notre section efficace différentielle au paragraphe IV.5.4 .

4°) A partir du nombre total N d'événements constituant notre distribution, et toujours en nous référant à la norme (IV.3-3) , nous avons la possibilité d'estimer la section efficace élastique pour l'interaction $\bar{p}p$ à 1,2 GeV/c. Précisons toutefois que cette estimation n'a qu'une valeur indicative, vu le procédé de calcul utilisé pour déterminer N . En effet, sur 16.250 événements, 13.650 proviennent d'une extrapolation basée sur les 2.600 que nous avons effectivement mesurés!
Nous obtenons :

$$\sigma (\bar{p}p \longrightarrow \bar{p}p)_{1,2 \text{ GeV/c}} = 36,0 \pm 2,3 \text{ mb}$$

Pour comparaison, mentionnons les valeurs d'autres travaux :

R. COOPER [9] :

$$\sigma (\bar{p}p \longrightarrow \bar{p}p)_{1,2 \text{ GeV/c}} = 38,2 \pm 1,5 \text{ mb} \quad .$$

W.A. COOPER [10] :

$$\sigma (\bar{p}p \longrightarrow \bar{p}p)_{1,24 \text{ GeV/c}} = 43,2 \pm 3,5 \text{ mb}$$

IV.5.4 Discussion des résultats

Nous venons de constater que la section efficace différentielle pour la diffusion élastique $\bar{p}p$ présente une structure particulière, caractéristique d'un phénomène de diffraction. Mentionnons que ce n'est pas le cas des diffusions pp , où $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta^*)$ décroit de façon absolument monotone. Pour cette réaction, le rapport de la section élastique à la section de réaction vaut ~ 2 à notre impulsion, alors que ce rapport n'est que $\sim 0,5$ pour l'interaction $\bar{p}p$. Cette différence est due à l'importance des canaux d'annihilation, qui dominent le phénomène et rendent la diffusion élastique fortement diffractive. Nous pouvons donc interpréter notre distribution par un modèle absoptif où l'amplitude de diffusion $f(\vartheta^*)$ peut être considérée comme purement imaginaire. Ce fait est confirmé par notre évaluation du point optique (IV.5.3, 1°).

IV.5.4.1 Modèle du disque noir

Le premier modèle que l'on considère habituellement est celui dans lequel on remplace le nucléon par un disque parfaitement absorbant de rayon R . La section efficace différentielle s'exprime alors par une fonction de Bessel de première espèce, d'ordre 1 :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta^*) \Big/ \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta^* = 0) = \left[\frac{2\, J_1(p^* R \sin\vartheta^*)}{p^* R \sin\vartheta^*}\right]^2$$

($c = \hbar = 1$)

En faisant correspondre le premier zéro de cette fonction au premier minimum que l'on observe sur notre distribution ($\cos\vartheta^* = 0,36$), on en déduit une portée R pour l'interaction valant : $R \simeq 1,5$ fm.

Ce modèle simple, qui rend compte du pic de diffraction et de l'existence de minima, prédit mal la position du deuxième minimum, calculé avec une valeur R déduite de la position du premier.

Des modèles plus raffinés, tels ceux de FRAHN et VENTER [12,11] ou de BRYAN et PHILLIPS [13,11], introduisant des amplitudes de diffusion dépendant du spin, remportent déjà plus de succès. Mais le grand nombre de paramètres qu'ils font intervenir nous masquent la réalité physique du phénomène !

IV.5.4.2 Décomposition en ondes partielles

Nous nous sommes contentés pour notre part de reproduire notre distribution angulaire en utilisant une décomposition en ondes partielles de l'amplitude de diffusion, considérée comme purement imaginaire :

$$f(\vartheta^*) = \frac{i}{2\,p^*} \sum_{L=0}^{L_{max}} (2L+1)\, a_L\, P_L(\cos\vartheta^*)$$

(où a_L est réel)

De par l'orthogonalité des polynômes de Legendre, on a :

$$a_L = p^* \int_{-1}^{+1} f(\vartheta^*)\, P_L(\cos\vartheta^*)\, d(\cos\vartheta^*)$$

Posons $x = \cos\vartheta^*$. Pour une section efficace différentielle découpée en n classes i , de largeur 2δ , nous obtenons pratiquement pour a_L :

$$a_L = p^* \sum_{i=1}^{n} \sqrt{\frac{d\sigma}{d\Omega}(x_i)} \int_{x_i-\delta}^{x_i+\delta} P_L(x_i)\, dx_i$$

Nous avons considéré des valeurs de L_{max} allant jusqu'à 10, mais notre meilleur ajustement (Fig. IV-12) est obtenu pour $L_{max} = 5$.

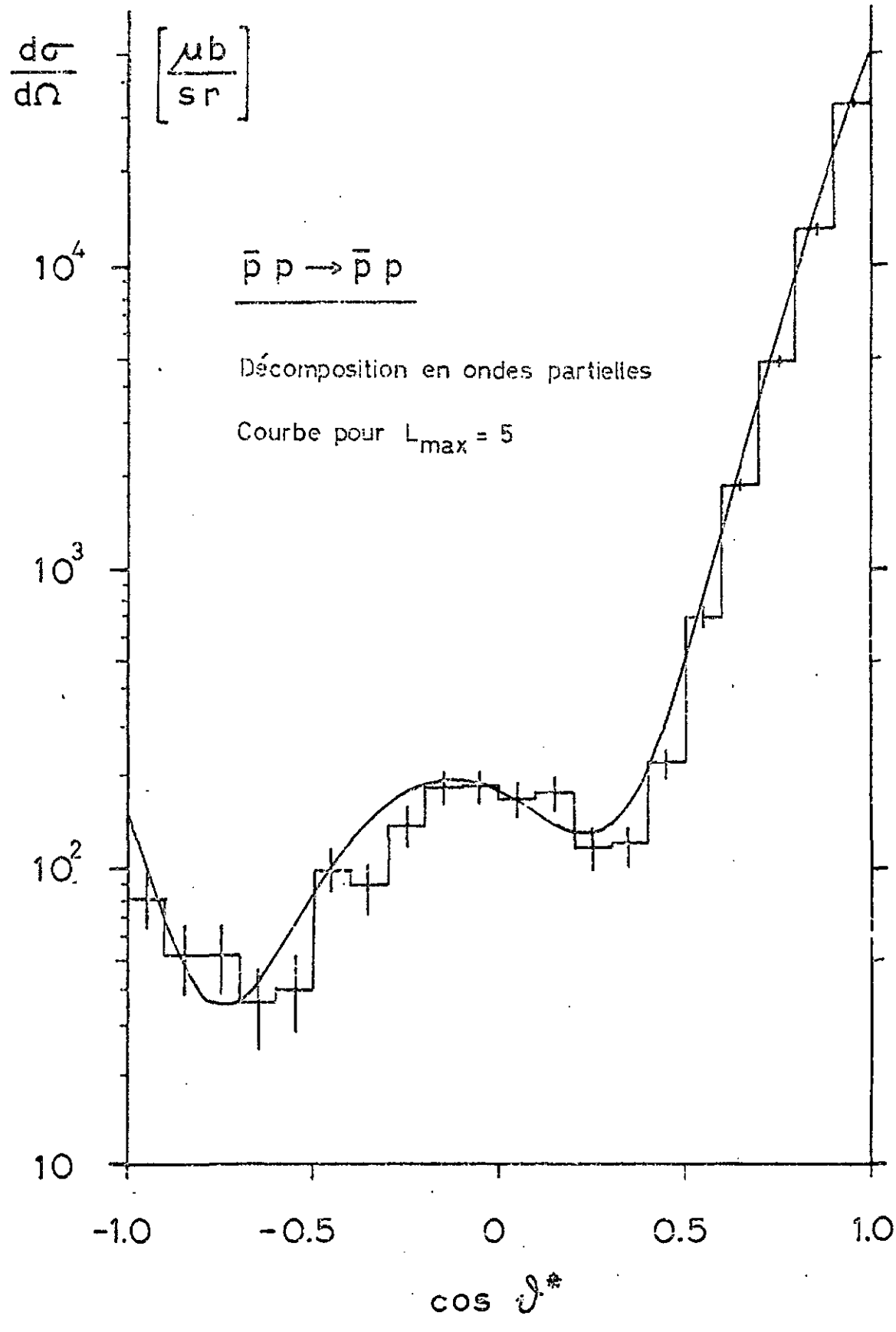


Fig. IV-12 Distribution angulaire

Nous obtenons pour les différents a_L :

$$a_o = 1,66 \qquad a_3 = 0,36$$
$$a_1 = 0,96 \qquad a_4 = 0,17$$
$$a_2 = 0,62 \qquad a_5 = 0,02$$

L'adaptation s'est faite en normant la distribution à l'aide de la valeur donnée par le point optique.

Mentionnons qu'un potentiel rectangulaire $V(r \leq 0,94 \text{ fm}) = -i \cdot 0,33$ GeV, nul ailleurs, conduit, à l'approximation de Born, aux mêmes valeurs de a_o et de a_1. Comme on peut s'y attendre, cette approximation ne rend pas compte des autres a_L. Le calcul montre que $kR \cong 3$, alors que l'approximation de Born, à la limite des grandes énergies, s'applique sous l'hypothèse $kR \gg 1$.

IV.5.4.3 Approximation iconale

Dans le cadre des modèles absorptifs, nous avons également considéré une approximation dite " iconale " [2]. L'idée en est d'envisager l'amplitude de diffusion comme étant proportionnelle à la quantité de matière interagissante traversée, pour un paramètre d'impact déterminé. Il s'agit donc de se donner une distribution de densité $\rho(r)$ pour obtenir les grandeurs directement mesurables suivantes :

- la section efficace totale : σ_T
- la section efficace élastique : $\sigma^{él}$
- la "pente" définie au paragraphe IV.5.3, 1° : b'

Nous donnons dans le tableau IV-5 les expressions de ces grandeurs en fonction de la portée R de l'interaction. Elles sont obtenues en considérant pour les nucléons interagissants une densité ρ constante:

$$\rho(r) = \begin{cases} 1 & \text{pour } r \leq R \\ 0 & \text{pour } r > R \end{cases}$$

Tableau IV-5

Grandeur	Expression théorique	Expérience	
		Nos résultats	R. COOPER (9)
σ_T	$\frac{4}{3}\pi R^2$	108,96 ± 0,11 mb (5)	108,96 ± 0,11 mb
σ^{el}	$\frac{\pi R^2}{2}$	36,0 ± 2,3 mb	38,2 ± 1,5 mb
b'	$\frac{R^2}{4}$	7,0 ± 0,2 mb (17,9 ± 0,5 $(GeV/c)^{-2}$)	6,45 ± 0,15 mb (16,6 ± 0,4 $(GeV/c)^{-2}$)
σ_T/σ^{el}	$\frac{8}{3} = 2,66$	3,0 ± 0,2	2,83 ± 0,12
$\sigma_T/$ b'	$\frac{16\pi}{3} = 16,7$	15,6 ± 0,6	16,7 ± 0,4
$\sigma^{el}/$ b'	$2\pi = 6,28$	5,2 ± 0,4	5,9 ± 0,3

Nous rappelons également, dans le tableau IV-5 les valeurs que nous avons obtenues pour ces grandeurs et nous mentionnons aussi pour comparaison celles de R. COOPER [9].

Les rapports $\sigma_T / \sigma^{él}$, σ_T / b' et $\sigma^{él}$/ b' sont indépendants de R. Ils permettent donc une comparaison directe avec les résultats expérimentaux. Les nôtres ne concordent pas très bien avec les prévisions, mais nous rappelons qu'ils ne sont qu'indicatifs. Les ordres de grandeur sont toutefois respectés. Par contre COOPER, qui a mesuré soigneusement le pic de diffraction, obtient des résultats très voisins des prédictions théoriques. Cela laisse supposer que la distribution de densité choisie est appropriée.

Signalons encore la valeur R que l'on peut tirer de l'expression de σ_T: $R \cong 1{,}6$ fm . Elle est en bon accord avec celle obtenue à partir du disque noir.

IV.5.4.4 Diffusion vers l'arrière

Une explication dynamique séduisante de la présence d'un pic arrière serait d'envisager la production, dans le canal direct, d'une résonance bosonique de masse égale à l'énergie totale du système $\bar{p}p$ dans son CM.

L'intérêt pour la recherche de telles résonances a été stimulé par la découverte de gibosités dans la variation de la section efficace totale $\bar{p}p$ en fonction de l'énergie, par ABRAMS et al.[14]. Les grandeurs des structures observées à (2190 ± 5), (2345 ± 10) et (2380 ± 10) sont de l'ordre de quelques millibarns.

Un méson dont la masse correspond au domaine de la première bosse signalée a été observé par FOCACCI et al. [15] : c'est le T(2195).S'il appartient à la trajectoire ρ de Regge, sa masse laisse prévoir que son spin devrait être égal à 5 . Le passage par un état intermédiaire de spin élevé nécessite des valeurs élevées du moment orbital l.

L'effet des ondes partielles correspondantes ne peut s'observer que vers l'arrière où l'influence de la diffraction est faible.

Aussi des expériences de formation ont-elles été entreprises par plusieurs groupes. Pour notre part, en plus de la valeur signalée au paragraphe IV.5.3, 3° , nous avons mesuré $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $(-1,0 \leq \cos\vartheta^{*} \leq -0,8)$ à quatre autres impulsions, sur des films de la chambre de 2 m, aimablement mis à notre disposition par les groupes de Liverpool et de Paris (Tableau IV-6) [16]. L'ensemble de ces résultats est reporté sur la Fig. IV-13. La structure qui semblait se dessiner à la suite des mesures de W.A. COOPER et al.[17] ne semble pas se confirmer. La production dans le canal direct du T(2195) reste donc improbable. Cela ne nous étonne guère car, comme l'a montré MONTANET [18], la formation de cette résonance est fortement contrariée par la barrière centrifuge dans le cas du système $\bar{p}p$.

A la fin du chapitre V , nous reviendrons sur quelques considérations à propos de ce pic arrière.

Tableau IV-6

p_{lab} (GeV/c)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $(-1,0 \leq \cos\vartheta^{*} \leq -0,8)$ (μb/sr)
$1,12 \pm 0,04$	$60,3 \pm 9,3$
$1,20 \pm 0,02$ (81 cm)	$64,8 \pm 11,4$
$1,23 \pm 0,04$	$75,7 \pm 15,4$
$1,30 \pm 0,03$	$70,1 \pm 16,5$
$1,36 \pm 0,03$	$80,8 \pm 13,3$

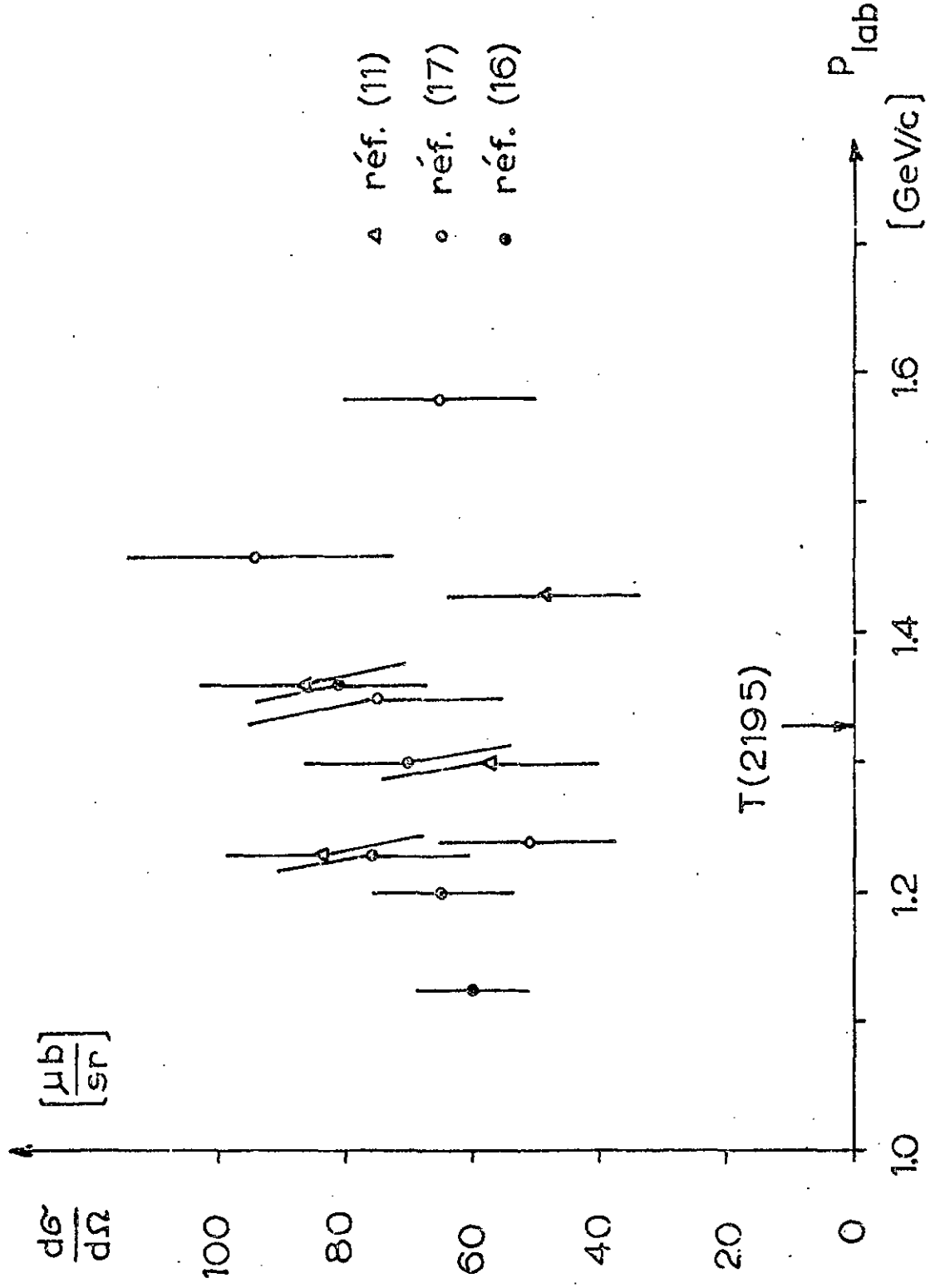


Fig. IV-13 $\frac{d\tilde{\sigma}}{d\Omega}$ $(-1.0 \leq \cos\theta^* \leq -0.8)$ pour $\bar{p}p \to \bar{p}p$

IV. 6 Etude de l'annihilation $\bar{p}p$ en $\pi^- \pi^+$ et $K^- K^+$

Notre statistique est malheureusement très faible en ce qui concerne ces canaux. Nous obtenons en effet, comme déjà mentionné dans le tableau IV-4, 65 événements pour l'annihilation $\pi^- \pi^+$ et 16 événements pour l'annihilation en $K^- K^+$. En tenant compte d'une correction azimuthale de 10,6 % (IV.5.1) et en introduisant notre norme (IV.3-3) nous avons une estimation de la section efficace pour ces réactions à 1,2 GeV/c :

$$\sigma(\bar{p}p \rightarrow \pi^- \pi^+) = 159 \pm 20\ \mu b$$

$$\sigma(\bar{p}p \rightarrow K^- K^+) = 40 \pm 10\ \mu b$$

Sur les Fig. IV-14, A et B, nous comparons nos résultats à ceux d'autres expériences.

Nous donnons également, sur la Fig. IV-15, les distributions angulaires de nos événements. On constate une nette émission des π^- vers l'arrière dans le CM, alors que les K^- présentent une distribution isotrope.

Nous pouvons calculer l' asymétrie A définie par : $A = \frac{F - B}{F + B}$,

où l'on note : F : le nombre d'événements pour $0 \leq \cos\vartheta^* \leq 1$

B : le nombre d'événements pour $-1 \leq \cos\vartheta^* < 0$

Nous obtenons dans notre cas :

$A = -0{,}32 \pm 0{,}12$ pour $\bar{p}p \rightarrow \pi^- \pi^+$

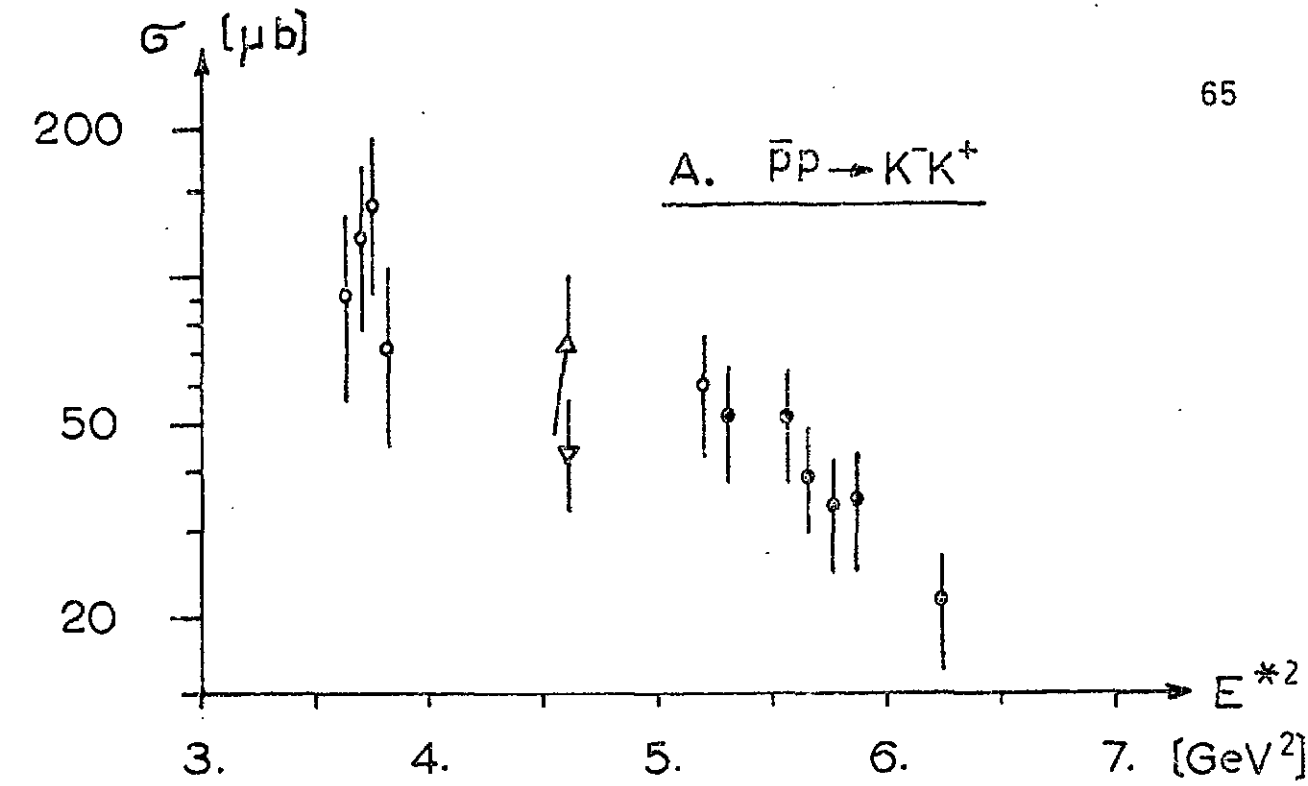
$A = 0{,}0 \pm 0{,}25$ pour $\bar{p}p \rightarrow K^- K^+$

Il ressort de plusieurs travaux [18] que l'asymétrie A dépend de l'énergie. Un résumé succint de la situation est illustré par le tableau IV-7 . On peut constater que nos deux mesures sont en accord avec ces résultats.

Tableau IV-7

p_{lab} (GeV/c)	$A(\bar{p}p \longrightarrow \pi^- \pi^+)$
0 - 0,55	> 0
0,55- 1,5	< 0
$> 1,5$	> 0

p_{lab} (GeV/c)	$A(\bar{p}p \longrightarrow K^- K^+)$
0 - 1,2	< 0
$> 1,2$	> 0



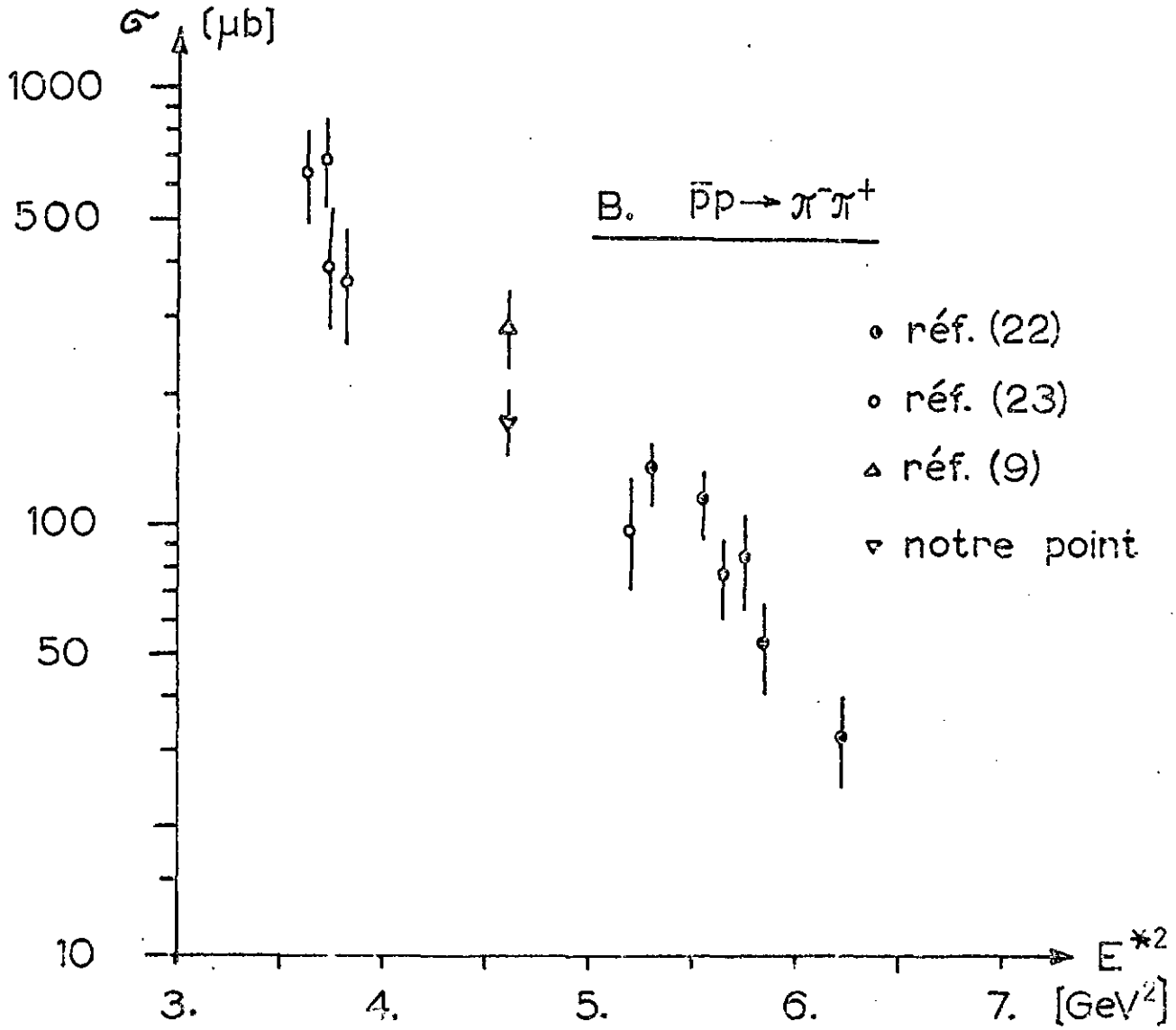


Fig. IV-14 Sections efficaces partielles.

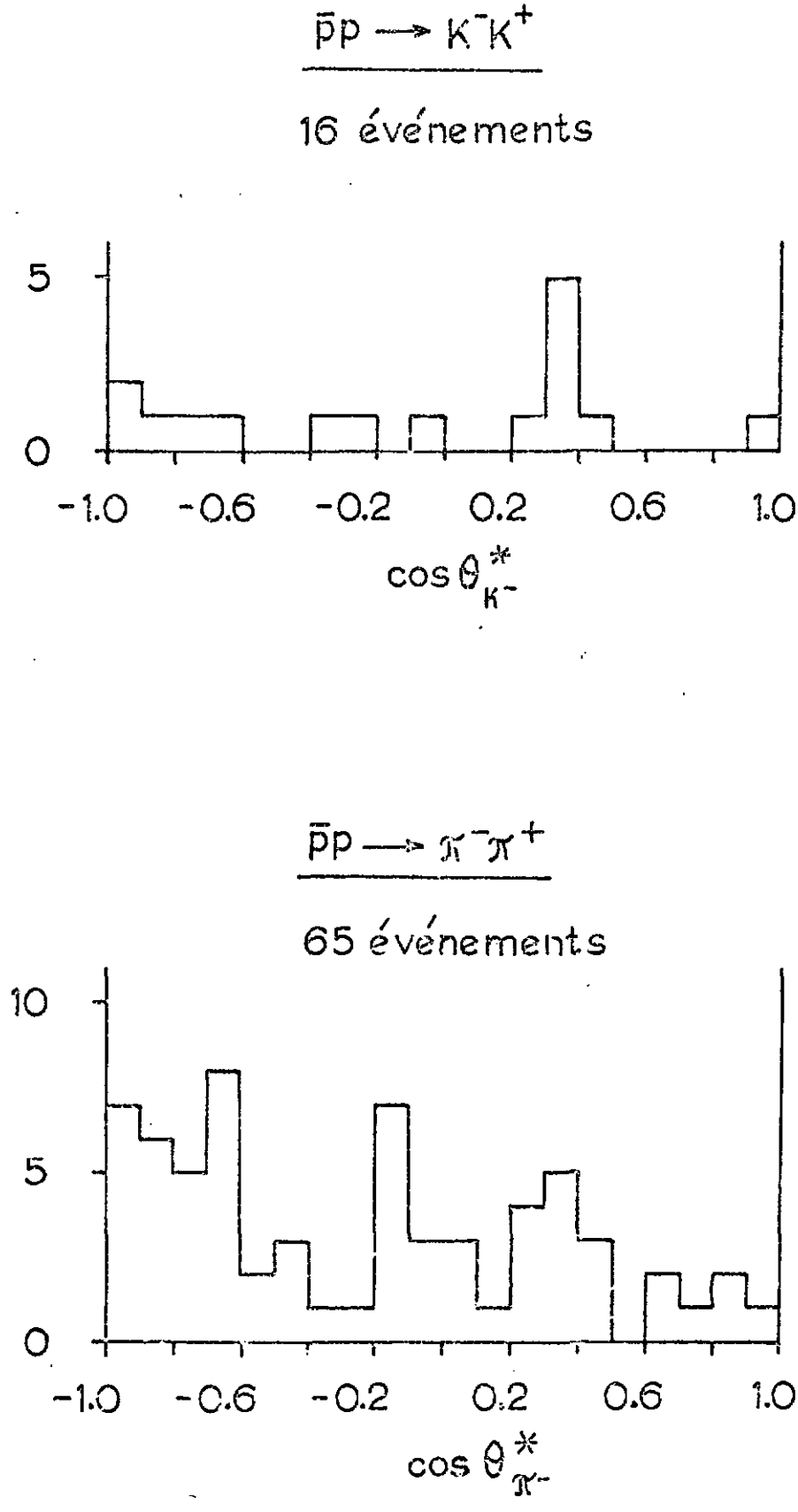


Fig. IV-15 Distribution angulaire

V. E C H A N G E D E C H A R G E $\bar{p}p \longrightarrow \bar{n}n$

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'étudier l'échange de charge $\bar{p}p \longrightarrow \bar{n}n$, c'est-à-dire une réaction à deux corps neutres. Notre but est d'obtenir la distribution angulaire des antineutrons dans le système du centre de masse. Pour cela, nous avons dépouillé tous les films mentionnés dans le tableau I-1 . Nous regrouperons finalement les résultats provenant des trois irradiations à disposition, si bien que notre étude de l'échange de charge couvre un domaine d'impulsion s'étendant de 0,95 à 1,25 GeV/c.

V.1 Section efficace d'échange de charge à 1,2 GeV/c

En effectuant en premier lieu, tout à fait indépendamment de notre étude de l'échange de charge, un dépouillement spécial, tel celui exposé au paragraphe IV.3, nous avons déterminé les sections efficaces topologiques pour les événements recensés sur les 46 films à disposition de la chambre de 81 cm . Nous obtenons, à partir de cet échantillon :

$$\sigma^{0\ br}_{1,2\ GeV/c} = 7,9 \pm 0,3\ mb$$

Cette valeur est quasiment égale à celle mentionnée dans le tableau IV.3.

Les événements à 0 branche proviennent de trois types de réaction :

- l'échange de charge pur, $\bar{p}p \longrightarrow \bar{n}n$.
- l'échange de charge inélastique, $\bar{p}p \longrightarrow \bar{n}n\pi^o$.
- l'annihilation $\bar{p}p$ en particules neutres.

Pour connaître la section efficace d'échange de charge, il s'agit donc de soustraire à $\sigma^{0\ br}$ la contribution des deux derniers cas.

Le modèle de LAMB [20], qui est un modèle statistique invariant sous SU (3), prévoit, pour le processus d'annihilation, une section efficace de 0,93 mb.

D'autre part, sous l'hypothèse de l'indépendance de charge, ou en considérant également un modèle statistique, on a l'égalité :

$$\sigma(\ \bar{p}p \longrightarrow \bar{n}n\pi^o\ ) = \sigma(\ \bar{p}p \longrightarrow \bar{p}p\pi^o\ )$$

Nous pouvons donc évaluer l'importance de l'échange de charge inélastique à partir de la diffusion inélastique. Pour cette dernière réaction, R. COOPER [9] trouve une section efficace de $0,23 \pm 0,04$ mb .

Il nous reste donc finalement pour la section efficace d'échange de charge :

$$\sigma(\ \bar{p}p \longrightarrow \bar{n}n\ )_{1,2\ GeV/c} = 6,8 \pm 0,4\ mb \qquad (V.1\text{-}1)$$

Pour comparaison, nous donnons les résultats de deux autres travaux :

A. COLEBORN [19] :

$$\sigma(\ \bar{p}p \longrightarrow \bar{n}n\ )_{1,2\ GeV/c} = 8,9 \pm 0,7\ mb$$

T. ELIOFF [25] :

$$\sigma(\ \bar{p}p \longrightarrow \bar{n}n)_{1,135\ GeV/c} = 6,0 \pm 1,3\ mb$$

V.2 Dépouillement

Puisque les deux particules émises après l'échange de charge sont neutres, elles ne laissent pas de traces visibles dans la chambre à bulles. Aussi sommes-nous obligés, pour obtenir une information sur l'angle d'émission de l'antineutron, de rechercher une interaction secondaire de celui-ci. Nous avons donc cherché sur nos clichés tous les événements du type " 0 branche + étoile associée ", c'est-à-dire un antiproton qui interagit avec un proton de la chambre pour donner, par échange de charge, un antineutron et un neutron (0 br.). L'antineutron supposé interagit lui-même, après avoir parcouru une certaine distance, avec un autre proton et donne lieu à une étoile dite " associée ", à nombre impair de branches (1,3,5 ou 7 branches)(fig.o)

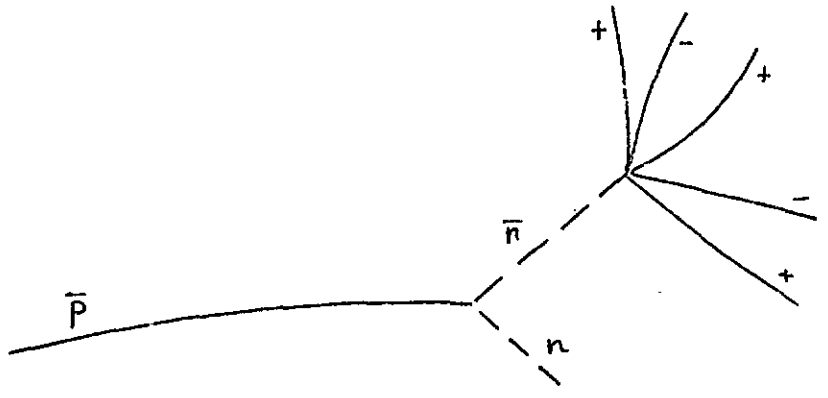


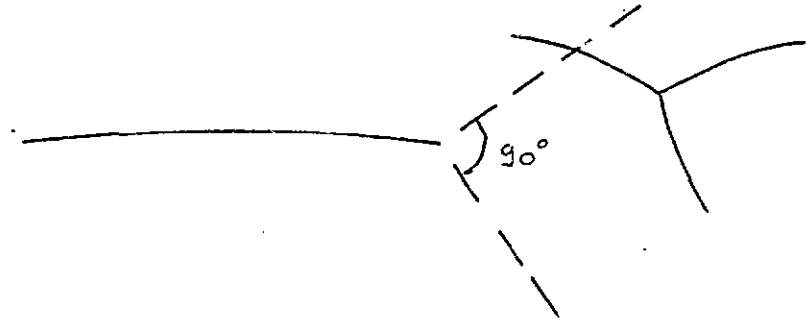
fig. o

Nous nous sommes intéressés plus particulièrement à l'annihilation en pions de l'antineutron sur le proton. Délibérément, nous n'avons pas retenu les étoiles associées à une branche. Celles-ci peuvent provenir soit de la diffusion élastique $\bar{n}p$, soit d'une annihilation ne produisant qu'un seul π chargé. Le bruit de fond pour de tels événements est important. D'autre part, les ajustements, au vertex secondaire, ne peuvent se faire qu'avec une contrainte. C'est pour des raisons analogues que nous ne recherchons pas non plus les événements secondaires dus au neutron (diffusion np).

Pour notre dernière irradiation (2 m - 1968), nous avons d'ailleurs limité notre dépouillement aux étoiles associées à 5 et 7 branches seulement. Sur nos deux premiers échantillons, nous avons en effet constaté que les étoiles à 3 branches sont difficiles à ajuster, le nombre de π^0 émis étant souvent supérieur à 1 . De ce fait les ajustements à quatre contraintes sont rares. Nous tiendrons compte de cette restriction en calculant la probabilité de détection de chacune des étoiles associées (p. 76) .

Du point de vue cinématique, l'angle d'émission dans le laboratoire de l'antineutron ne peut être qu'inférieur à 90° (III.1-2) . Cela revient à dire qu'il nous faut rechercher sur nos clichés les interactions secondaires de l'antineutron dans une région située en avant des étoiles à 0 branche trouvées. Signalons que pratiquement nous avons procédé de manière inverse; nous avons recherché en premier lieu les étoiles secondaires, facilement repérables, pour scruter ensuite la région située en arrière de celles-ci pour y recenser les événements à 0 branche.

Au cours de notre premier dépouillement, c'est-à-dire celui effectué pour l'irradiation dans la chambre de 81 cm, nous avons limité le domaine de scanning des étoiles associées à un cône, d'angle d'ouverture égal à 90° .



Cela équivaut à ne retenir que les événements pour lesquels l'angle projeté φ de l'antineutron est $\leq 45^\circ$. Pour tenir compte de cette restriction nous pondérons les événements présentant un angle d'émission $\vartheta_{lab} \geq 45^\circ$ par un poids P, pour tenir compte de la fraction d'angle solide perdue en fonction de ϑ_{lab}.

Définissons :

$$d\Omega = 2\pi \sin\vartheta \, d\vartheta \quad : \text{ angle solide total}$$
$$d\Omega' = 4\Phi \sin\vartheta \, d\vartheta \quad : \text{ angle solide perdu}$$

pour ϑ donné

où $\Phi = \arccos(\operatorname{cotg}\vartheta)$ $\quad (\varphi = 45^\circ)$

$$\omega = \frac{1}{2\pi}\frac{d\Omega}{d\vartheta} = \sin\vartheta$$

$$\omega' = \frac{1}{2\pi}\frac{d\Omega'}{d\vartheta} = \frac{\Phi}{\pi/2}\sin\vartheta$$

Nous obtenons pour la fraction α de l'angle solide perdue :

$$\alpha(\vartheta) = \frac{\omega'}{\omega} = \frac{\Phi\,(\text{rad})}{\pi/2}$$

Sur la Fig. V-1, nous avons tracé les courbes ω et ω' nous permettant de calculer rapidement $\alpha(\vartheta)$. Le poids G que nous assignons à chaque événement tel que $\vartheta_{lab} \geq 45^\circ$ vaut donc :

$$G = \frac{1}{1-\alpha} \qquad (V.2\text{-}1)$$

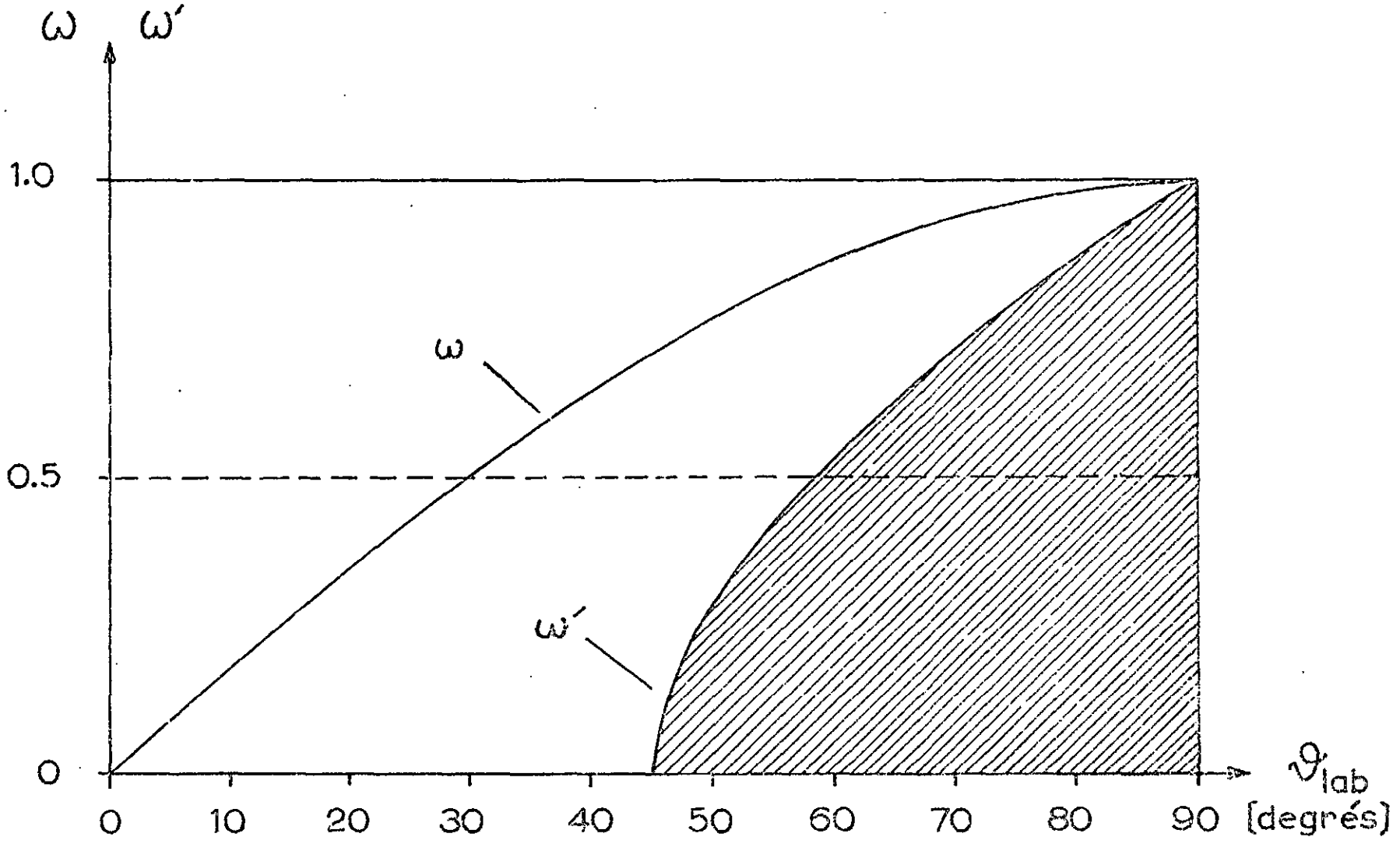


Fig. V-1 Courbes pour l'évaluation du rapport ω'/ω .

V.3 Mesures et calculs

Nous avons obtenu, pour l'ensemble de nos trois irradiations, un échantillon de quelque 1.200 étoiles à 0 branche avec étoile associée à 3,5 ou 7 br. Tous ces événements ont été mesurés sur un ENETRA 114 A, puis traités dans la chaîne de programme THRESH - GRINL. Nous avons introduit les hypothèses cinématiques suivantes :

1°) Au vertex primaire, nous réalisons l'échange de charge $\bar{p}p \longrightarrow \bar{n}n$. Nous mesurons p, φ et λ pour l'antiproton incident, ainsi que φ et λ seulement pour l'antineutron (fig. m, p. 20). Nous avons donc 5 grandeurs mesurées, contre 9 variables à calculer. Avec les 4 équations de contrainte provenant des lois de conservation, il nous reste donc un système à 0 degré de liberté.

2°) En considérant au vertex secondaire un antineutron d'impulsion incidente calculée sous 1°, nous exprimons l'annihilation :

$\bar{n}\ p \longrightarrow$ 3,5 ou 7 π^- chargés (4 contraintes)

ou $\bar{n}\ p \longrightarrow$ 3,5 ou 7 π chargés + 1 π^0 (1 contrainte)

Lors des calculs, une ambiguïté apparaît. En effet, pour un angle $\vartheta^{\bar{n}}_{lab}$ donné, nous obtenons deux impulsions possibles pour l'antineutron (III.1-1 et Fig. A.2) . L'une, notée "B", correspond à un antineutron émis vers l'arrière dans le CM, et possédant une très faible impulsion dans le LAB (2 - 50 MeV/c) . Toutefois, en considérant les événements s'ajustant avec quatre contraintes, nous n'en avons trouvé aucun satisfaisant la solution "B" .

Seuls des ajustements à une contrainte présentent parfois une telle solution. Cependant, en admettant que la section efficace d'annihilation $\sigma_{\bar{n}p}^{ann}$ pour des antineutrons émis avec la petite impulsion est supérieure à 10 b (σ_{np}^{T}), nous obtenons un libre parcours moyen ne dépassant pas 1 cm . On devrait donc observer pour cette catégorie d'événements une distance moyenne entre le vertex primaire et le vertex secondaire (AS) notablement plus faible que celle obtenue pour les autres catégories; or on la trouve égale, aux fluctuations près, à la valeur moyenne de AS calculée dans le cas des ajustements à quatre contraintes, soit environ 50 cm . Cela nous autorise à rejeter systématiquement les ajustements du type "B" . Pour la suite, nous ne retiendrons donc, pour tous nos événements, que les ajustements invoquant la solution d'impulsion supérieure pour les antineutrons, comme l'ont également fait par ailleurs BIZZARI et al. [24], ainsi que HINRICHS et al. [26] .

Numériquement, nous obtenons les résultats indiqués dans le tableau V-1 . Nous n'avons retenu que les événements présentant une impulsion, pour l'antiproton incident, comprise entre 0,95 et 1,25 GeV/c . Notre échantillon global comprend donc :

142 événements avec un ajustement à 4 contraintes.

538 événements avec un ajustement à 1 contrainte.

447 événements non ajustés ("NO FIT"), comprenant des annihilations pioniques avec plus d'un π° émis, les annihilations kaoniques, ainsi que des associations incorrectes.

Nous évaluerons plus loin (p. 84) l'importance de la contamination des événements "NO FIT" par les associations incorrectes.

Tableau V-1

Topologie \ Chambre		81 cm	2 m - 1967	2 m - 1968	Total
3 branches	4 - c	4	7		11
	1 - c	67	121	——	188
	NO FIT	138	152		290
5 branches	4 - c	19	29	71	119
	1 - c	40	57	246	343
	NO FIT	23	21	106	150
7 branches	4 - c	1	3	8	12
	1 - c	1	0	6	7
	NO FIT	1	1	5	7
Total		294	391	442	1127

V.4 Probabilité de détection des étoiles associées

Le volume dont nous disposons pour observer une étoile associée est spatialement limité. Aussi manquons-nous un grand nombre d'événements. Pour tenir compte de cette perte, nous apportons une correction géométrique à la distribution angulaire des antineutrons. Pour cela, nous attribuons à chaque événement un poids égal à l'inverse de sa probabilité de détection. Pour estimer ce poïds, nous procédons de la façon décrite ci-dessous.

Nous définissons deux volumes parallélépipédiques rectangles : un grand volume A, où nous détectons une étoile associée, et un plus petit B, compris dans A, où se trouve l'étoile à 0 branche correspondante.

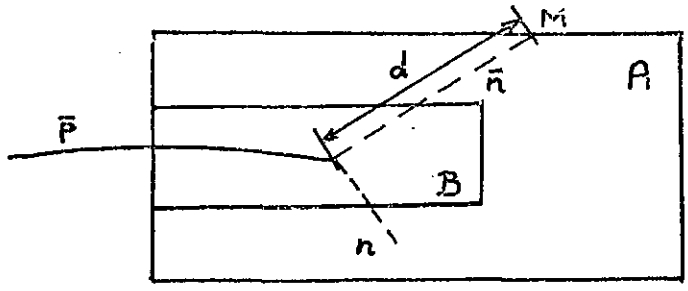


fig. p

Si l'antineutron n'interagissait pas dans A, il rencontrerait les "parois" de ce volume en un point M situé à une distance d du vertex primaire. Cet antineutron a donc une probabilité d'interaction dans A valant :

$$P_A = 1 - e^{-d/\lambda}$$

où $\lambda = 1/\ n\ \sigma^{tot}_{\bar{n}p}$ est le libre parcours moyen de l'antineutron.

Comme nous ne recherchons pas toutes les interactions de l'antineutron, mais que nous limitons notre dépouillement aux annihilations donnant lieu à des étoiles à 3,5 et 7 branches (voire 5 et 7 branches seulement) nous avons à multiplier P_A par la probabilité P_R d'avoir une annihilation du type recherché.

La probabilité de détection P_D est alors donnée par :

$$P_D = P_R \, P_A$$

où $P_R = \dfrac{\sigma^D}{\sigma_{\bar{n}p}^{tot}}$; σ^D est la section efficace de production des événements recherchés.

Comme $\sigma_{\bar{n}p}^{tot} \cong 120$ mb [25] , $\lambda \gg d$ et l'on peut développer P_A en série, ce qui conduit à

$$P_D \cong d \, n \, \sigma^D$$

Les événements secondaires sélectionnés étant tous des étoiles d'annihilation, on a :

$$\sigma^D = k^D \sigma_{\bar{n}p}^{ann}$$

k^D représente le taux de production des différentes catégories d'événements et on peut l'estimer à partir des prédictions théoriques de LAMB [20] reportées dans le tableau V-2 . Nous n'avons ces prédictions que pour deux valeurs d'impulsion, 0 et 1,2 GeV/c . Toutefois, en nous basant sur des données analogues obtenues pour l'annihilation $\bar{p}p$, nous pouvons admettre une variation linéaire des différents taux de production en fonction de l'impulsion de l'antineutron. Nous considérons donc les valeurs suivantes pour k^D :

- Pour le dépouillement des étoiles associées à 3,5 ou 7 branches (HBC 81 cm et HBC 2 m - 1967) :

$$k^{3,5,7} = 82,8\ \% \quad \text{(pratiquement constant)}$$

- Pour le dépouillement des étoiles associées à 5 et 7 branches (HBC 2 m - 1968) :

$$k^{5,7} = (19,6 + 4,7\ p_{\bar{n}})\ \% \qquad [p_{\bar{n}}] = \text{GeV/c}$$

Tableau V-2

Type d'événement	% à 0 GeV/c ($\bar{p}n$)	% à 1,2 GeV/c ($\bar{n}p$)
Annihilation pionique	94,9	92,5
étoiles à 1 branche	12,5	9,3
étoiles à 3 branches	67,8	58,0
étoiles à 5 branches	19,3	24,5
étoiles à 7 branches	0,3	0,7
Annihilation kaonique	5,1	7,5

La section efficace d'annihilation $\sigma^{ann}_{\bar{n}p}$ n'est pas connue expérimentalement. On peut cependant l'évaluer à partir de la section efficace d'annihilation $\bar{p}p$. Le système $\bar{p}p$ est en effet un mélange d'états d'isospin I = 0 et I = 1 , alors que le système $\bar{n}p$ est un état pur I = 1 . Nous pouvons donc écrire :

$$\left.\begin{aligned} \sigma^{ann}_{\bar{p}p} &= \tfrac{1}{2} (\sigma_{I=0} + \sigma_{I=1}) \\ \sigma^{ann}_{\bar{n}p} &= \sigma_{I=1} \end{aligned}\right\} \text{ d'où } \sigma^{ann}_{\bar{n}p} = \frac{2\ \sigma^{ann}_{\bar{p}p}}{1 + \sigma_{I=0} / \sigma_{I=1}}$$

Le rapport $\sigma_{I=0} / \sigma_{I=1}$ est calculé par LAMB [20] . Il dépend peu de l'énergie et vaut $\sim 0{,}75$ à 1,2 GeV/c .

$\sigma^{ann}_{\bar{p}p}$ est connue expérimentalement [5] et est également prédite par LAMB [20].

A partir de ces informations, nous pouvons estimer la section efficace d'annihilation $\bar{n}p$. Nous donnons les résultats de cette évaluation sur la Fig. V-2 .

Nous sommes donc maintenant en mesure de calculer un poids w_D pour chaque événement :

$$w_D = (d\, n\, k^D\, \sigma^{ann}_{\bar{n}p})^{-1} \qquad (V.4\text{-}1)$$

Pour les deux chambres à disposition nous avons choisi les volumes A et B suivants (fig. p , p. 76) :

HBC 81 cm

B	A
$-20 \leq x \leq 20$ cm	$-20 \leq x \leq 40$ cm
$-5 \leq y \leq 5$ cm	$-10 \leq y \leq 10$ cm
$-17{,}5 \leq z \leq -13$ cm	$-25 \leq z \leq -5$ cm

HBC 2 m

B	A
$-80 \leq x \leq 50$ cm	$-80 \leq x \leq 80$ cm
$-17{,}5 \leq y \leq 17{,}5$ cm	$-25 \leq y \leq 25$ cm
$-33{,}5 \leq z \leq -15$ cm	$-50 \leq z \leq 0$ cm

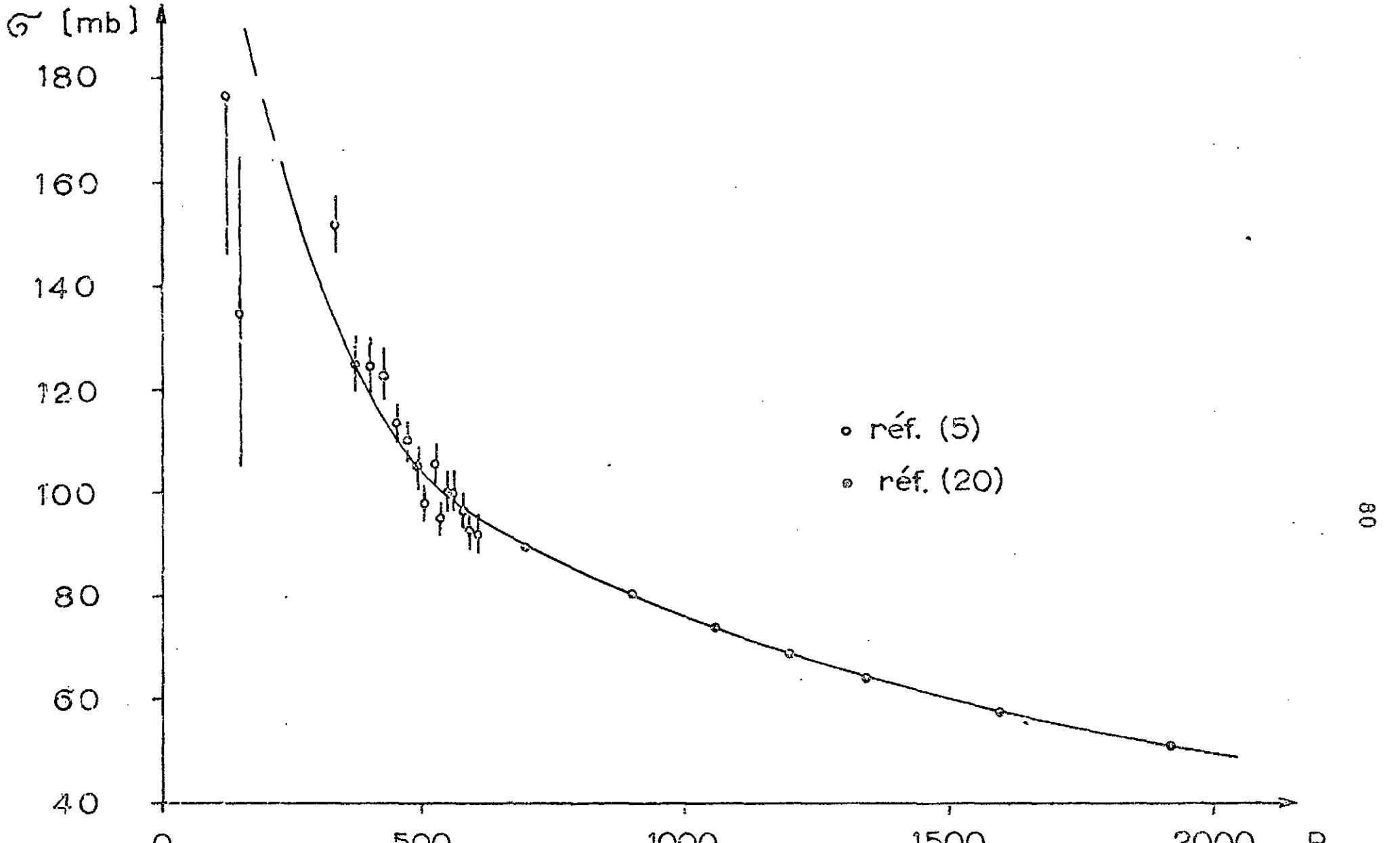


Fig. V-2 Evaluation de $\sigma_{\bar{n}p}^{ann}$

Dans le tableau V-3, nous indiquons le nombre d'événements restant en lice après ces limitations. Nous mentionnons également les poids moyens obtenus pour chaque irradiation.

Tableau V-3

Chambre	Nombre total d'événements après coupure	Poids moyen
81 cm	238	15,4
2 m - 1967	349	6,3
2 m - 1968	342	19,3
Total	929	

V.5 Distributions angulaires

Nous reportons sur les Fig. V-3 et V-4 les distributions angulaires en nombre d'événements, obtenues pour chacune des deux chambres à bulles considérées. Nous avons groupé les résultats provenant des deux irradiations faites dans la chambre de 2 m .

Sur chacune des Fig. V-3 et V-4 , nous donnons les distributions déduites d'une part des événements ajustés avec quatre et une contraintes (b), d'autre part des événements non ajustés ("NO FIT") ((a), – – –) .

Comme déjà mentionné à la fin du paragraphe V.3 , une partie de ces derniers peut provenir d'associations incorrectes. Pour évaluer leur

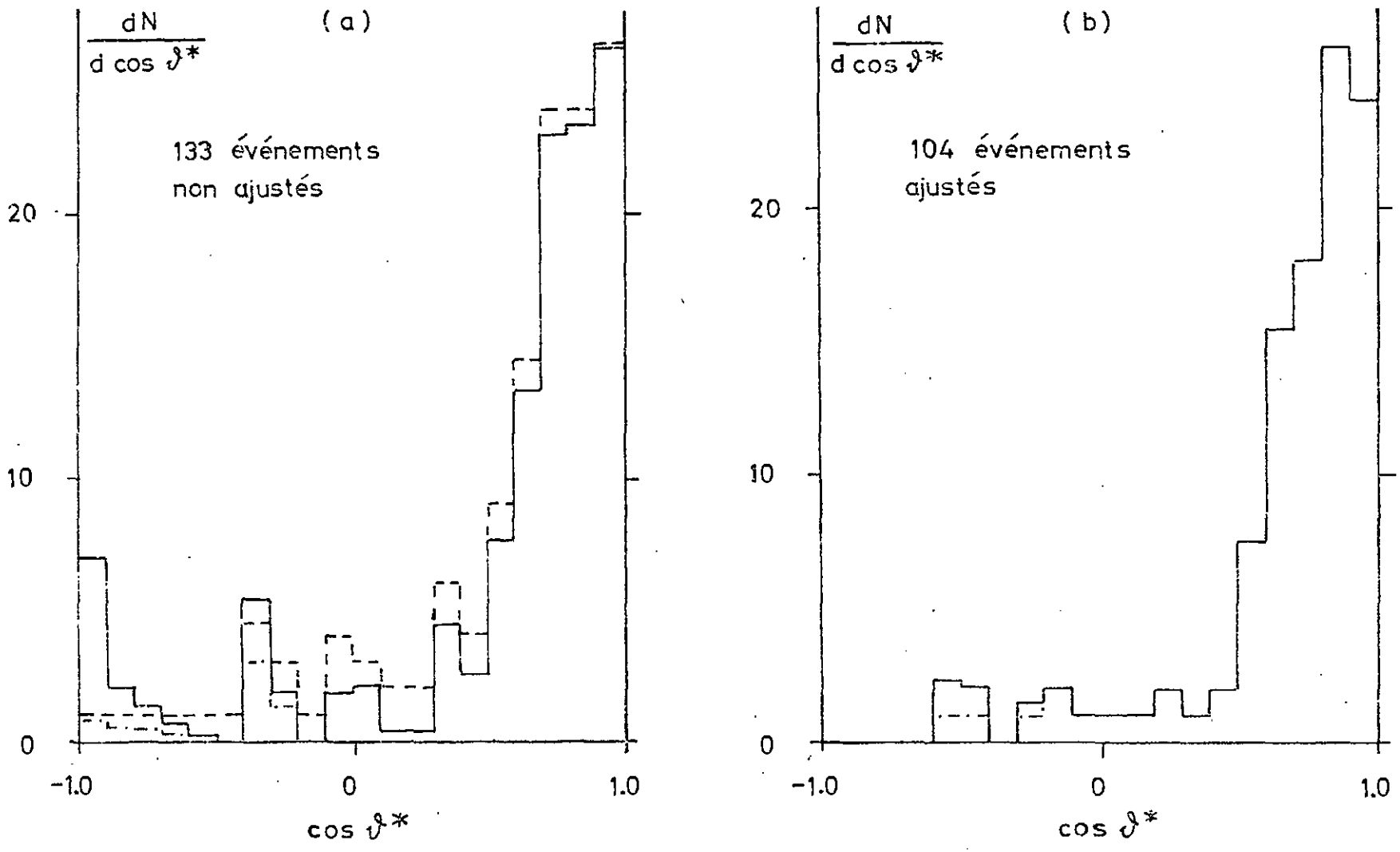


Fig. V-3 Distribution angulaire (HBC 81 cm)

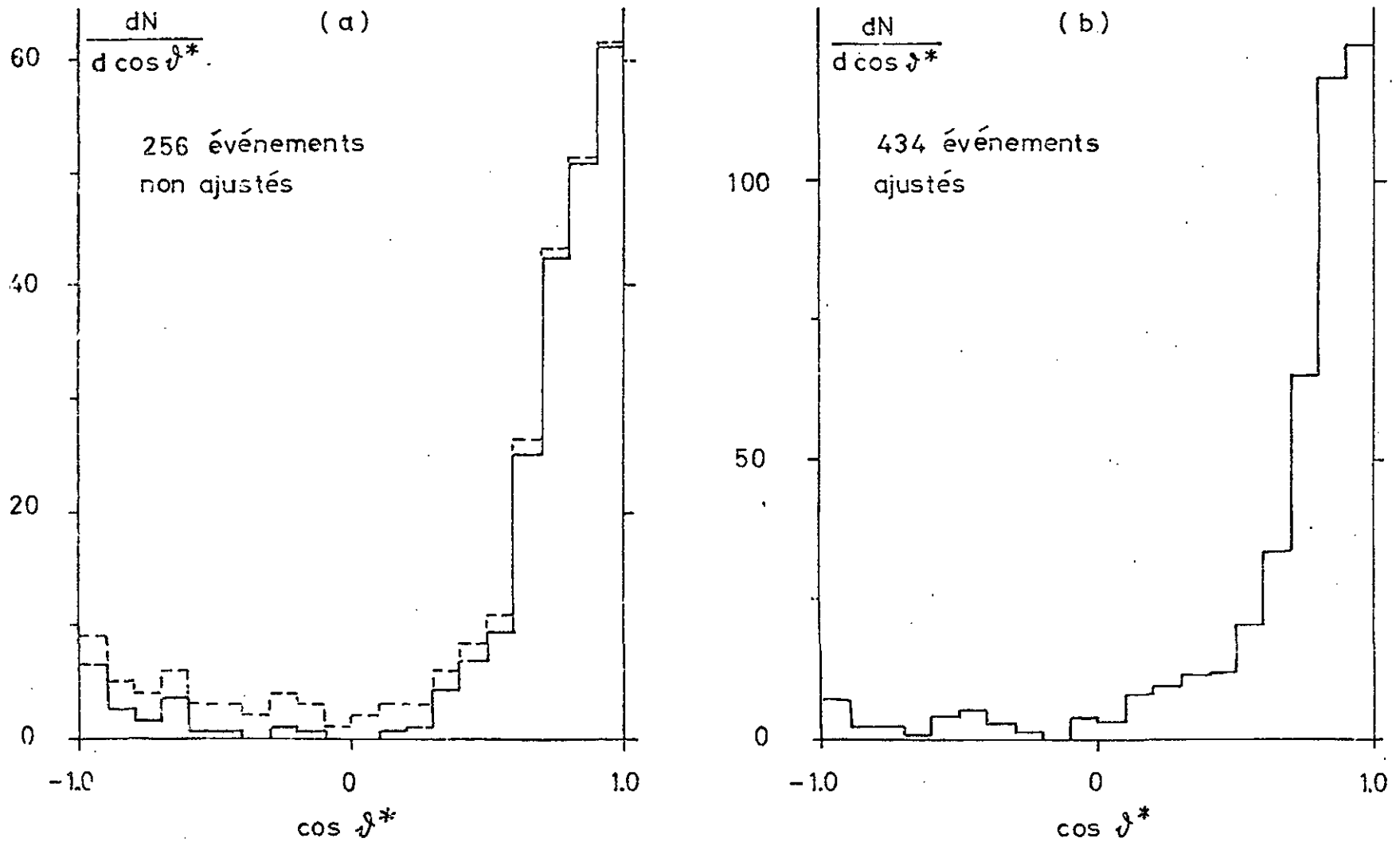


Fig. V-4 Distribution angulaire (HBC 2 m)

nombre en fonction de cos ϑ^* , nous admettons que l'importance de cette contamination est proportionnelle au volume fiduciaire V (ϑ) sous-tendu à l'angle d'émission $\vartheta^{\bar{n}}_{lab}$ (fig. q) .

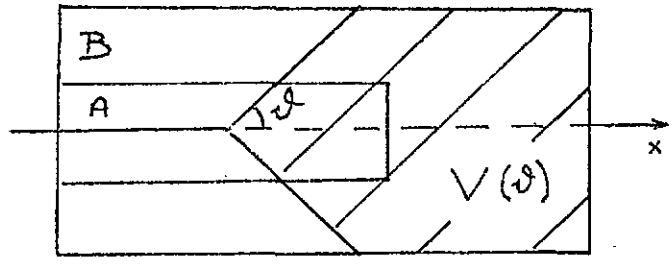


fig. q

Nous calculons ce volume en choisissant pour position moyenne du vertex primaire le centre de A et en considérant B comme un cylindre d'axe x , de surface de base égale à celle d'une section yz du parallélépipède B . En fonction de cos ϑ^* , nous obtenons les résultats reportés sur la Fig. V-5 . Pour la chambre de 81 cm , nous avons multiplié V (ϑ) par G^{-1} (V.2-1) pour tenir compte des restrictions apportées lors du dépouillement.

Nos distributions angulaires sont fortement pointées vers l'avant. Or c'est pour cette région que le nombre d'associations incorrectes est le moindre, puisque le volume à disposition est le plus petit. C'est donc vers l'arrière (dans le CM) que, relativement, la contamination sera la plus forte. Aussi calculons-nous le nombre de fausses associations en posant que le rapport du nombre d'événements tels que $-1 \leq \cos \vartheta^* \leq 0$, au nombre d'événements tels que $0 \leq \cos \vartheta^* \leq 1$, est le même tant pour les distributions (a) que pour les distributions (b) . C'est ainsi que nous obtenons :

- pour HBC 81 cm : 23 associations incorrectes
  (17 % des événements non ajustés et
  10 % de l'ensemble des événements)

- pour HBC 2 m : 38 associations incorrectes
  (15 % des événements non ajustés et
  6 % de l'ensemble des événements)

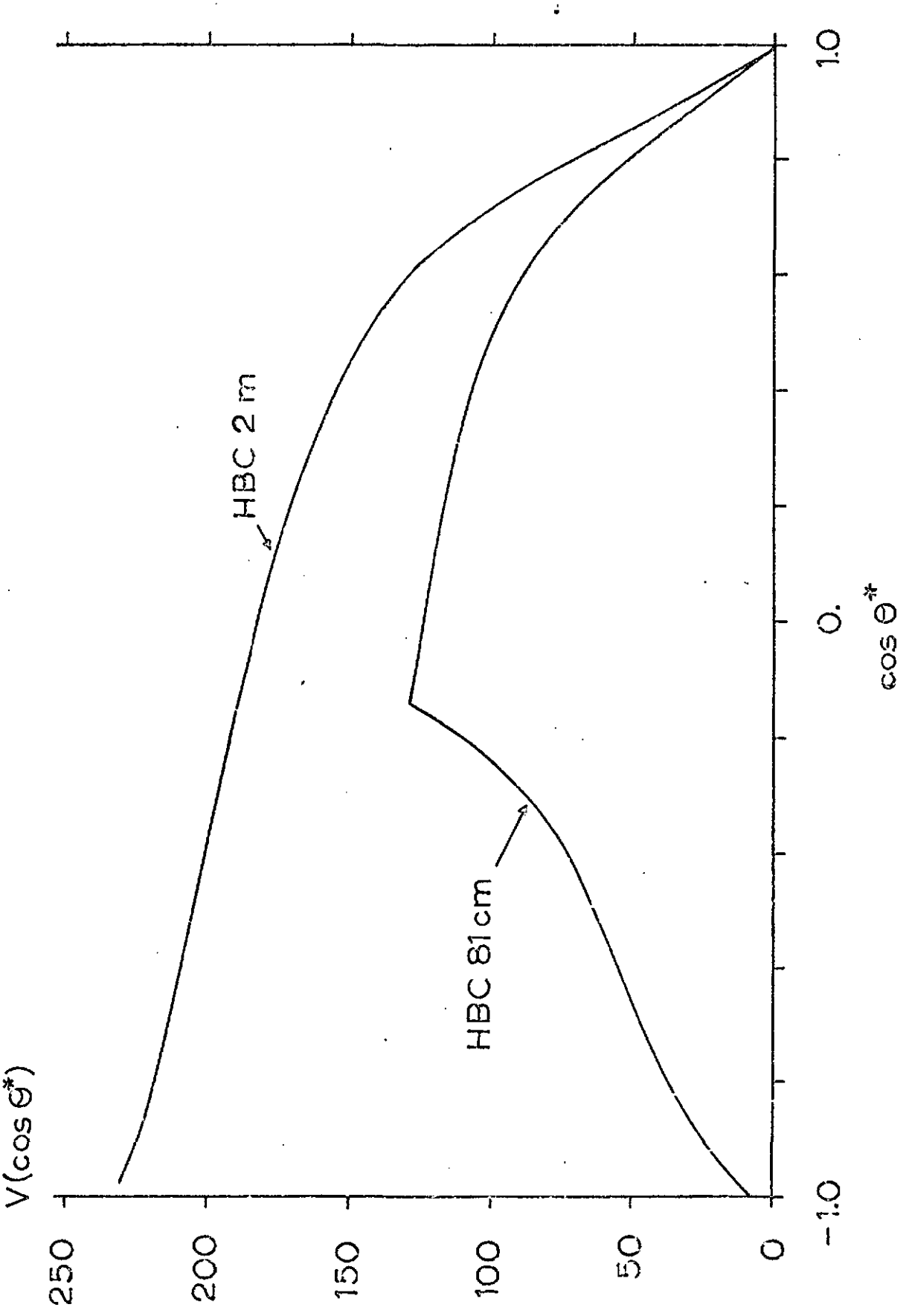


Fig. V-5

Nous soustrayons ces événements des distributions (b)– – –, en les répartissant dans chaque classe proportionnellement au volume $V(\cos\vartheta^*)$. Nous obtenons alors les distributions représentées par le trait continu ——, sauf sur la Fig. V-3 (b) où nous traçons une ligne – . – . pour $\cos\vartheta^* < -0{,}14$ ($\vartheta^{\bar{n}}_{lab} > 45^\circ$) . Pour cette région nous n'obtenons la distribution définitive (——) qu'après pondération par C (V.2-1) .

Signalons qu'une cause d'erreur susceptible d'entacher nos distributions peut provenir d'événements où l'antineutron, avant de s'annihiler effectue une diffusion élastique $\bar{n}p$. Cependant les observations de A. COLEBOURN[19] montrent que ce phénomène n'intervient que dans 3 % des cas et ne modifie pratiquement pas les distributions angulaires.

V.6 Résultat et discussion

Nous reportons sur les Fig. V-6 et V-7 les distributions angulaires pondérées selon la méthode du paragraphe V.4. Etant donné la similitude des quatre distributions obtenues, nous les avons groupées pour donner la section efficace différentielle globale de nos événements (Fig. V-8) . Nous avons utilisé pour cela la valeur $6{,}8 \pm 0{,}4$ mb (V.1-1) pour la section efficace d'échange de charge à 1,2 GeV/c, bien que notre spectre d'impulsion pour cette distribution s'étende de 0,95 à 1,25 GeV/c .

On constate sur la Fig. V-8 que la section efficace différentielle présente un large pic vers l'avant. Celui-ci s'aplatit pour les petites valeurs de ϑ^* . Nous avons également reporté sur la Fig. V-8 le détail du nombre d'événements tels que $\cos\vartheta^* > 0{,}8$. Leur dis-

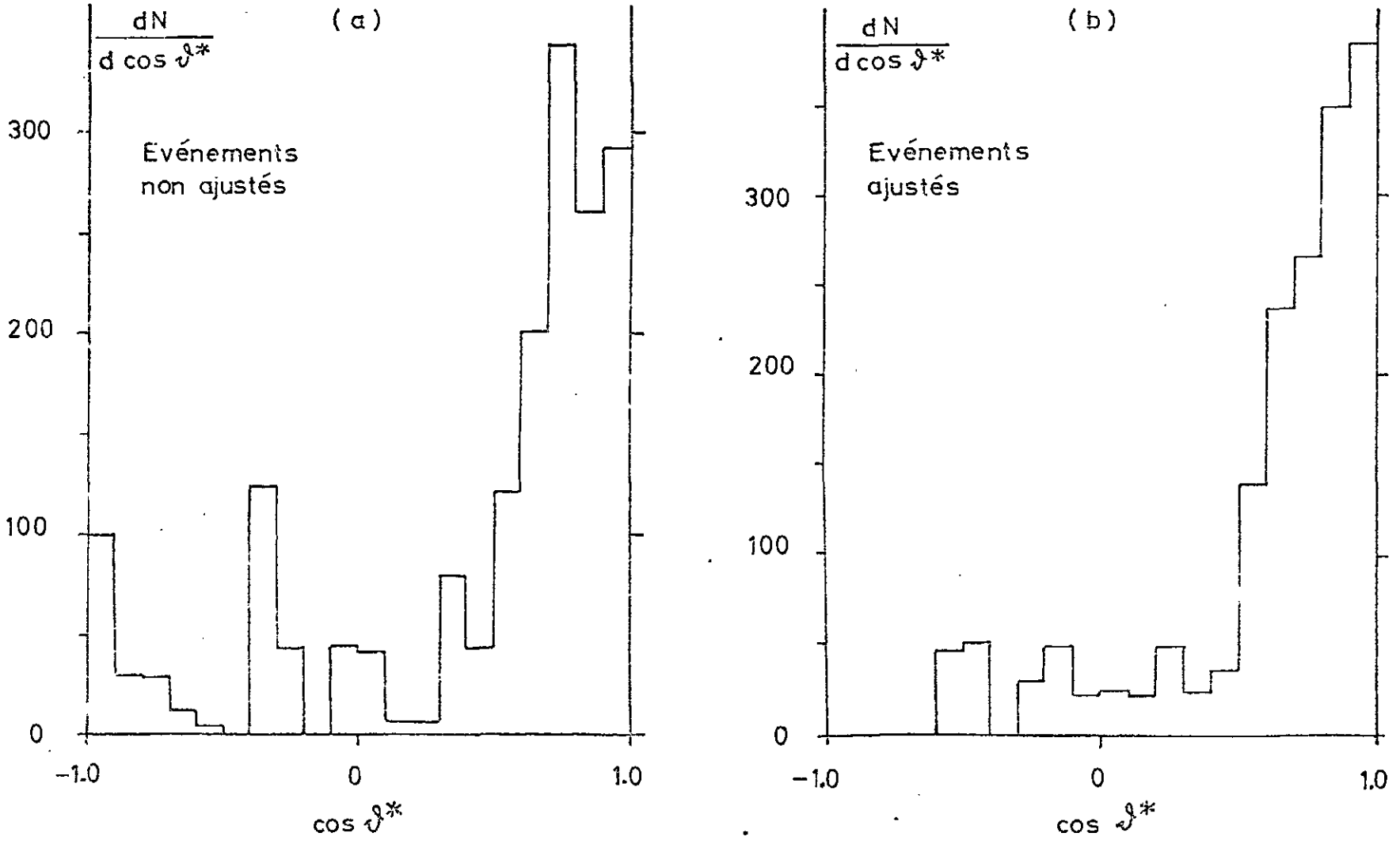


Fig. V-6 Distribution angulaire pondérée (HBC 81 cm)

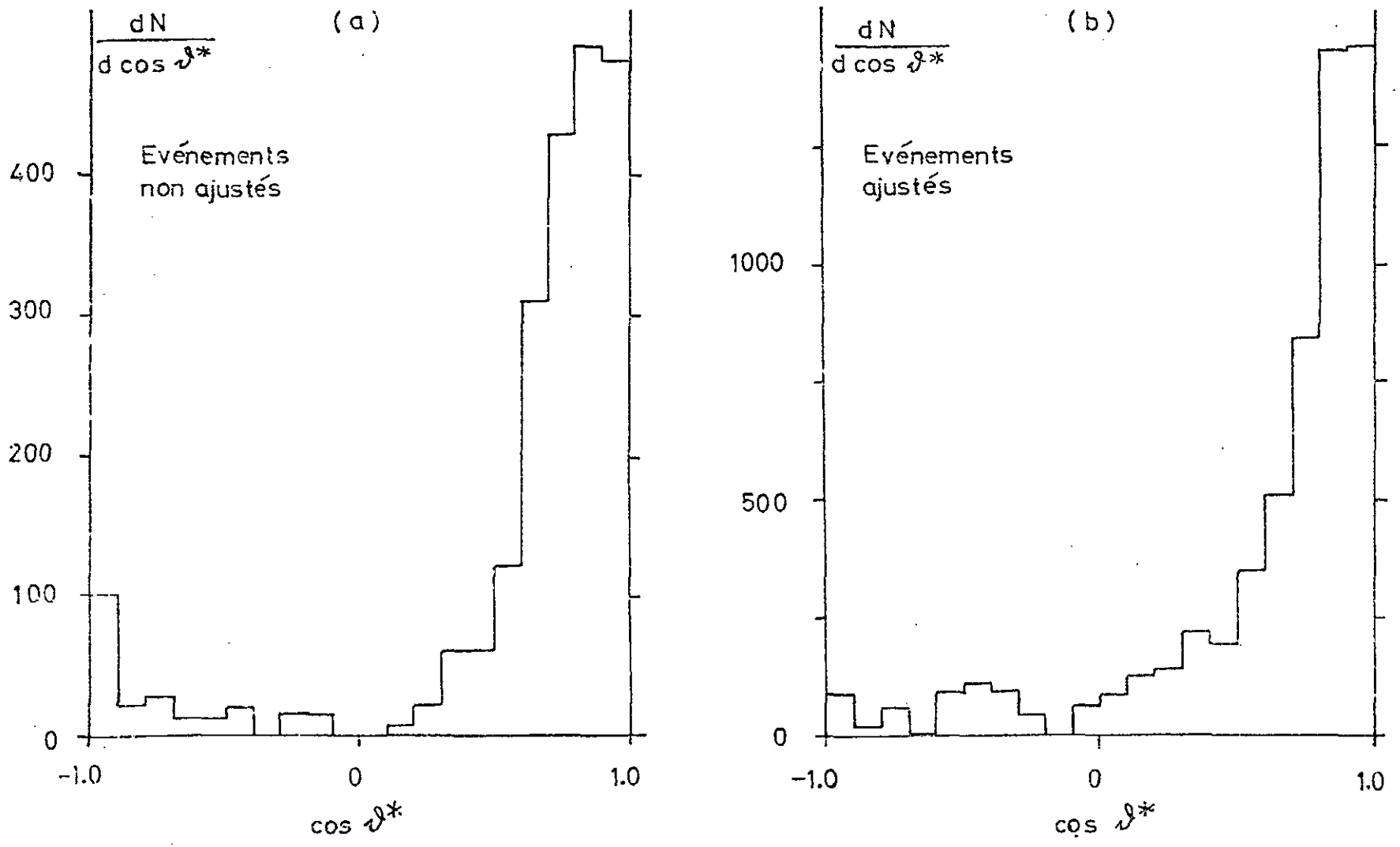


Fig. V-7 Distribution angulaire pondérée (HBC 2m)

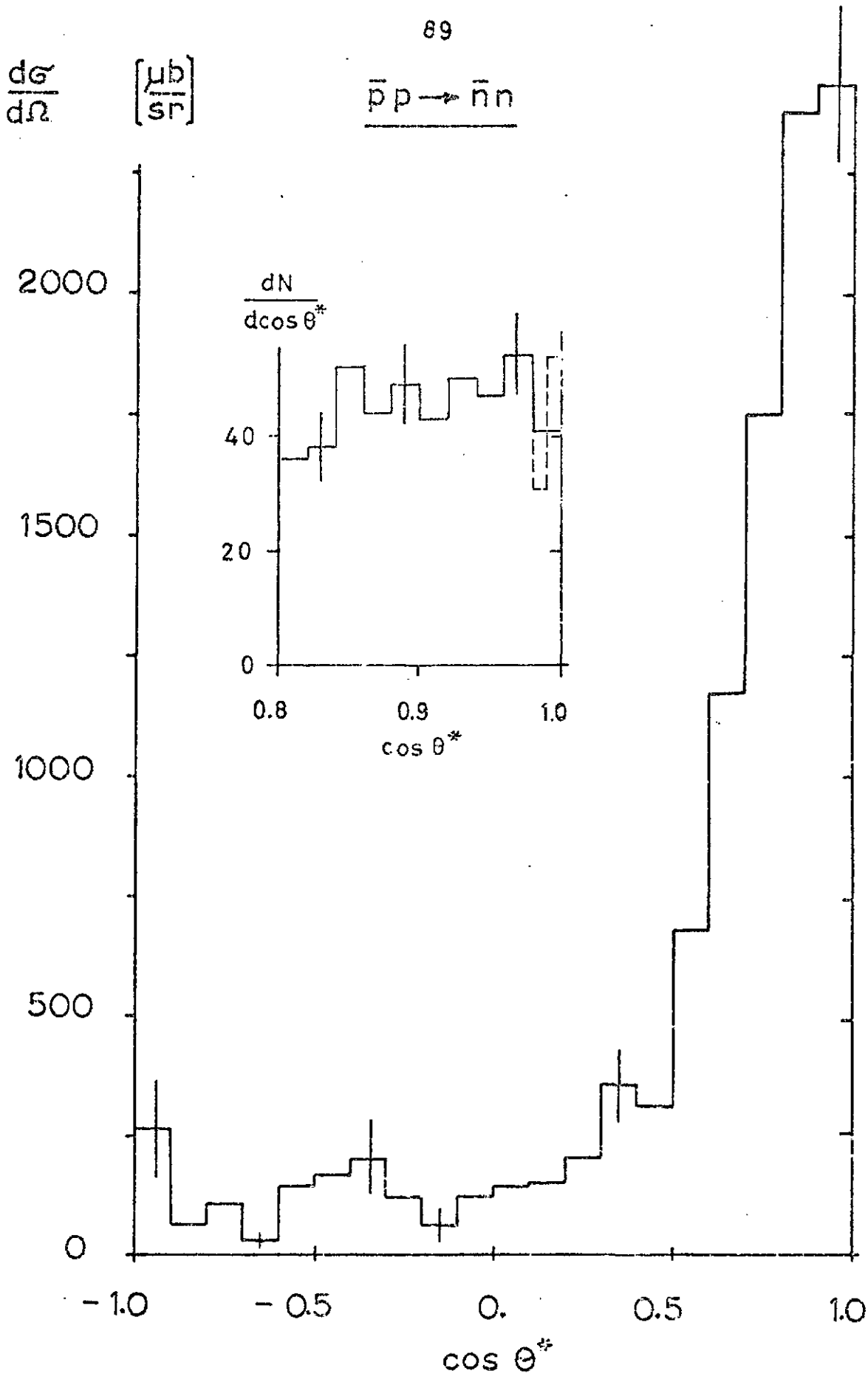


Fig. V-8 Section efficace différentielle.

tribution apparaît quasiment constante, contrairement aux résultats d' ATWOOD et al. [21] qui trouvent une montée rapide de la distribution pour $t < 0{,}03$ ($\cos\vartheta^* \gtrsim 0{,}95$ dans notre cas).

On peut comprendre l'aplatissement du pic vers l'avant si l'on considère la section efficace différentielle comme la somme des modules au carré de deux amplitudes :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f|^2 + |g|^2$$

où f, amplitude de non renversement du spin, s'exprime à l'aide de polynômes de Legendre P_n .

et g, amplitude de renversement du spin, s'exprime à l'aide de polynômes associés de Legendre P_n^m .

Or, pour $m \neq 0$, les P_n^m sont proportionnels à $\sin^m \vartheta^*$, si bien que g s'annule pour $\vartheta^* = 0$.

Nous constatons donc que l'amplitude de renversement du spin joue un rôle important pour le canal de l'échange de charge, alors que ce n'est pas le cas pour la diffusion élastique, qui est pratiquement purement diffractive.

On observe également sur la Fig V-8 une structure de la section efficace différentielle pour $\cos\vartheta^* < 0$. Celle-ci n'est peut-être pas significative.

Le pic arrière en particulier est produit en majeure partie (~70 %) par des événements non ajustés (Fig. V-6 (a) et V-7 (a)) . La distribution la plus sûre (Fig. V-7 (b)) ne fait pas, quant à elle, apparaître un pic significatif.

Il faut remarquer en outre que la pondération par w_D (V.4-1) , pour les événements tels que $\cos\vartheta^* < 0$, est imprécise, car la section efficace d'annihilation $\bar{n}p$ est mal connue, spécialement aux faibles impulsions (< 230 MeV/c).

La valeur de $\frac{d\sigma}{d\Omega}(-1 \leq \cos\vartheta^* \leq -0,8)$ vaut 162 ± 60 μb/sr ; elle est comparable (à 1,5 déviation standard) à la section efficace différentielle élastique dans le même angle solide ($64,8 \pm 11,4$ μb/sr - Tableau IV-6) .

En conclusion, nous obtenons une section efficace différentielle d'échange de charge caractérisée par une valeur de 2,4 mb/sr pour $0,8 \leq \cos\vartheta^* \leq 1,0$ (pic vers l'avant) et par une valeur moyenne de 0,12 mb/sr pour les grands angles d'émission de l'antineutron ($\cos\vartheta^* < 0,3$) .

Pour préciser la structure possible suggérant deux minima, l'un à $\cos\vartheta^* = -0,15$, l'autre à $\cos\vartheta^* = -0,65$ (même valeur que pour la diffusion élastique), il serait nécessaire d'augmenter la statistique afin de ne considérer que les événements ajustés.

D'autre part, une connaissance expérimentale détaillée de la section efficace d'annihilation $\bar{n}p$ permettrait de donner à chaque événement un poids indépendant d'un modèle.

A N N E X E

Courbes cinématiques pour réactions à deux corps

Nous nous sommes intéressés, au cours de ce travail, aux quatre réactions ci-dessous :

$$\bar{p}\ p \longrightarrow \bar{p}\ p\ .$$
$$\bar{p}\ p \longrightarrow \pi^-\pi^+$$
$$\bar{p}\ p \longrightarrow K^-\ K^+$$
$$\bar{p}\ p \longrightarrow \bar{n}\ n$$

Pour chacune d'elles, nous donnons graphiquement, en fonction de l'angle d'émission ϑ dans le laboratoire d'un des deux produits de réaction, les grandeurs suivantes :

a) Fig. A.1 et A.2 :

L'impulsion dans le laboratoire, $p = p(\vartheta)$, calculée d'après la relation (III.1-1).

b) Fig. A.3 et A.4 :

L'angle d'émission ϑ_4 dans le laboratoire de l'autre produit de réaction, $\vartheta_4 = \vartheta_4(\vartheta_3)$, calculé d'après les relations (III.2-2) et (III.2-3).

c) Fig. A.5 et A.6 :

L'angle d'émission ϑ^* dans le système du centre de masse, $\vartheta^* = \vartheta^*(\vartheta)$, calculé d'après la relation (III.2-4).

Nous donnons encore dans le tableau A.1 les expressions et les valeurs numériques des différentes grandeurs utilisées au cours de nos calculs et déjà mentionnées au paragraphe III.2 . (M + M $\longrightarrow$ m + m)

Tableau A.1

Grandeur	Expression	Valeurs numériques
p_1	p_{lab}	1,2 GeV/c
T_1	$\sqrt{p_1^2 + M} - M$	0,585 GeV
E_{lab}	$T_1 + 2M$	2,46 GeV
E^*	$\sqrt{2 M E_{lab}}$	2,15 GeV
$E^*_{3,4}$	$\frac{1}{2} E^*$	1,075 GeV
$p^*_{3,4}$	$\sqrt{E^{*2}_{3,4} - m^2}$	0,521 GeV/c (n) 0,524 GeV/c (p) 0,954 GeV/c (K) 1,065 GeV/c (π)
γ^*	E_{lab} / E^*	1,145
η^*	p_1 / E^*	0,558
β^*	η^* / γ^*	0,487

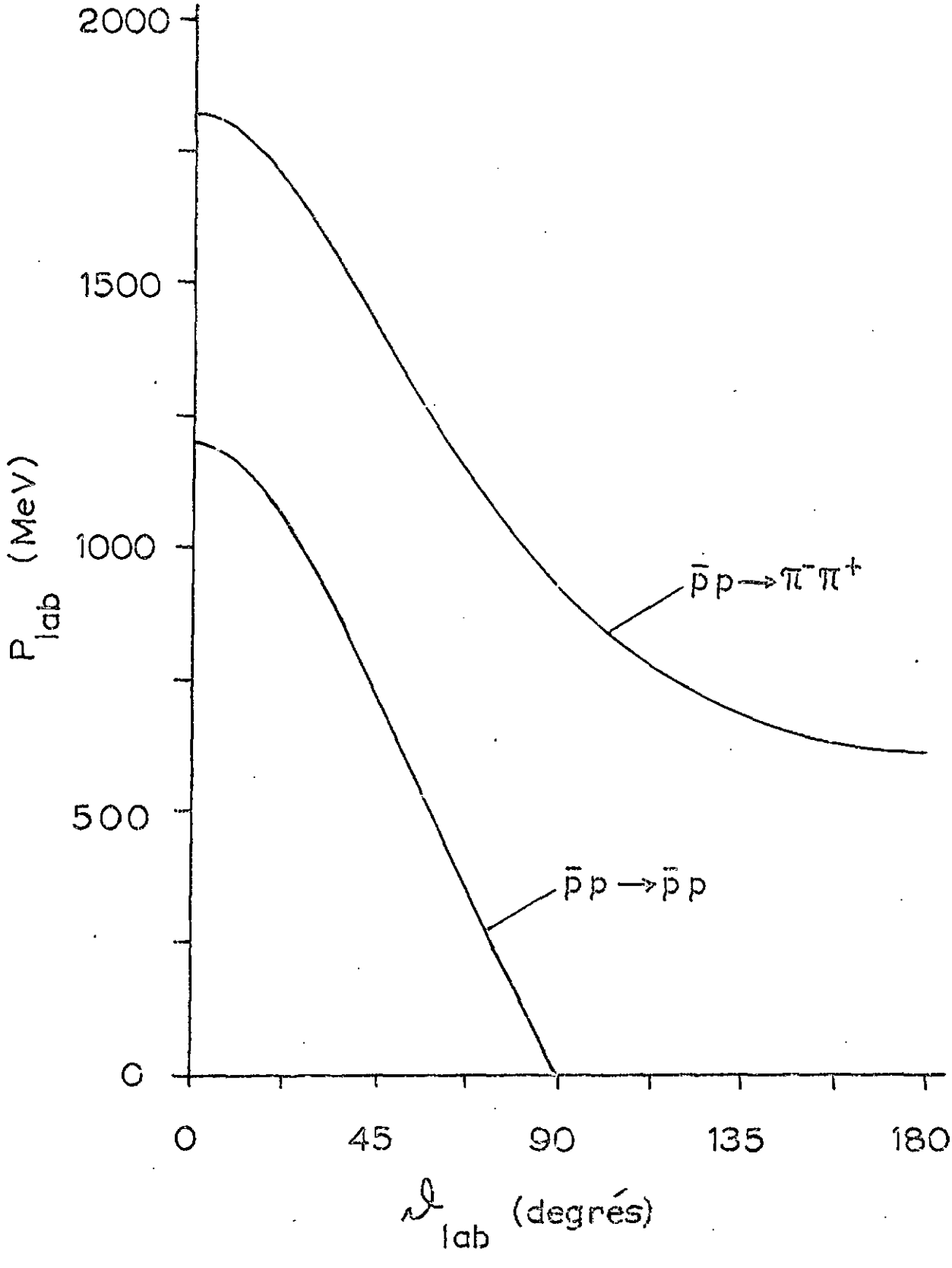

2000
1500
1000
500
0
P_{lab} (MeV)
$\bar{p}p \rightarrow \pi^-\pi^+$
$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$
0
45
90
135
180
θ_{lab} (degrés)

Figure A.1

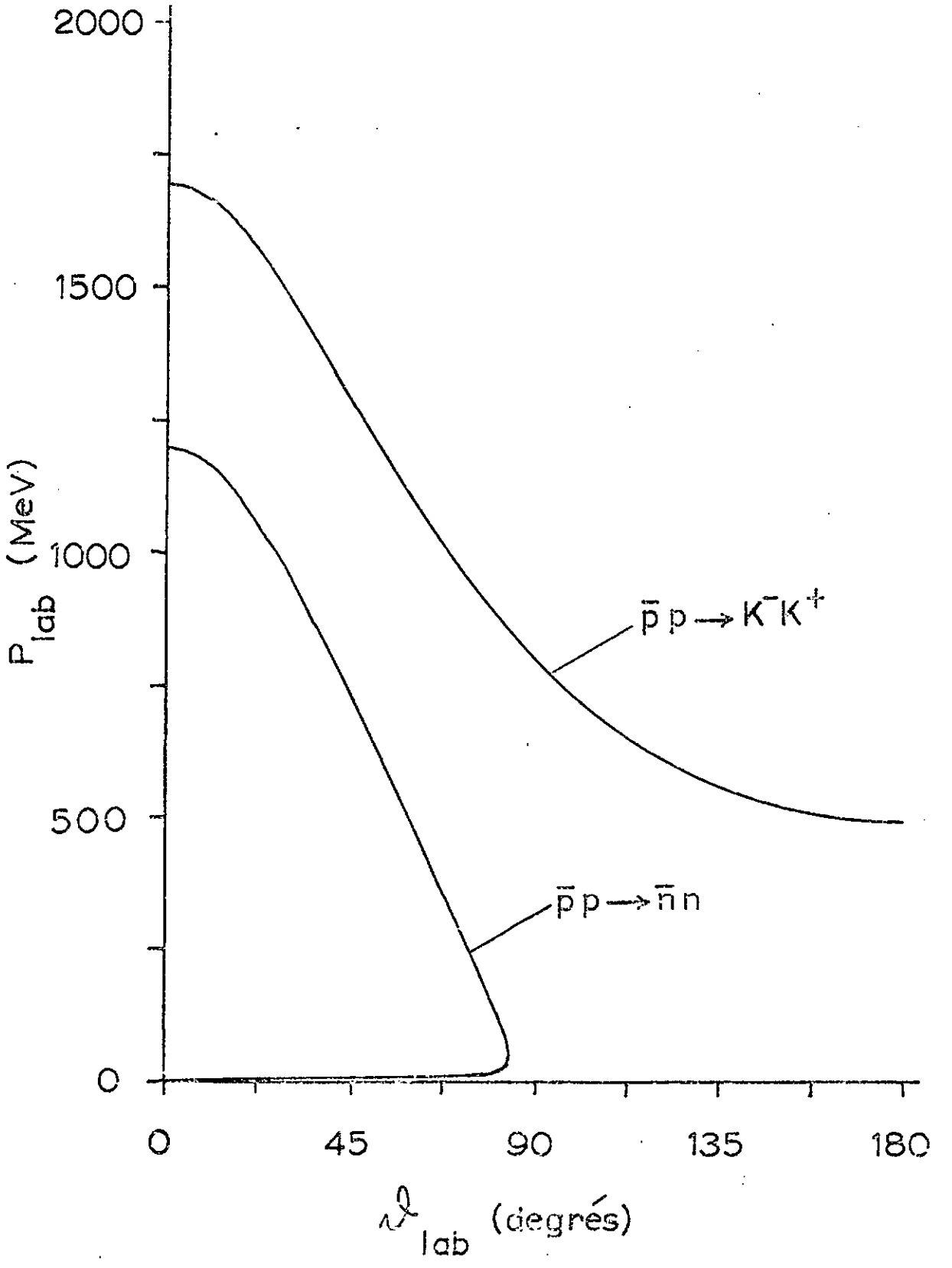

2000
1500
1000
500
0
P_{lab} (MeV)
$\bar{p}p \rightarrow K^-K^+$
$\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$
0
45
90
135
180
θ_{lab} (degrés)

Figure A.2

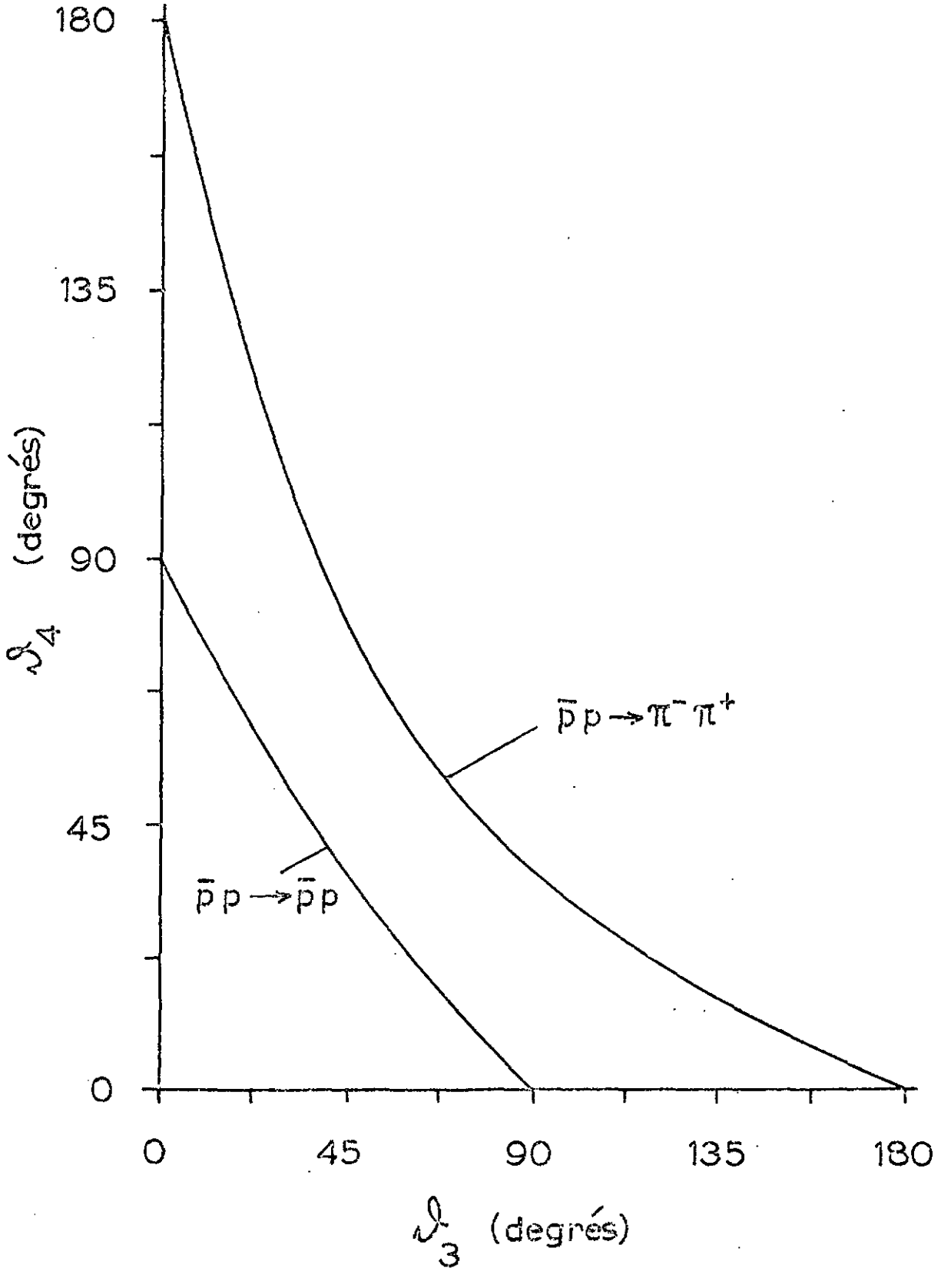

180
135
90
45
0
ϑ_4 (degrés)
$\bar{p}p \rightarrow \pi^- \pi^+$
$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$
0
45
90
135
180
ϑ_3 (degrés)

Figure A.3

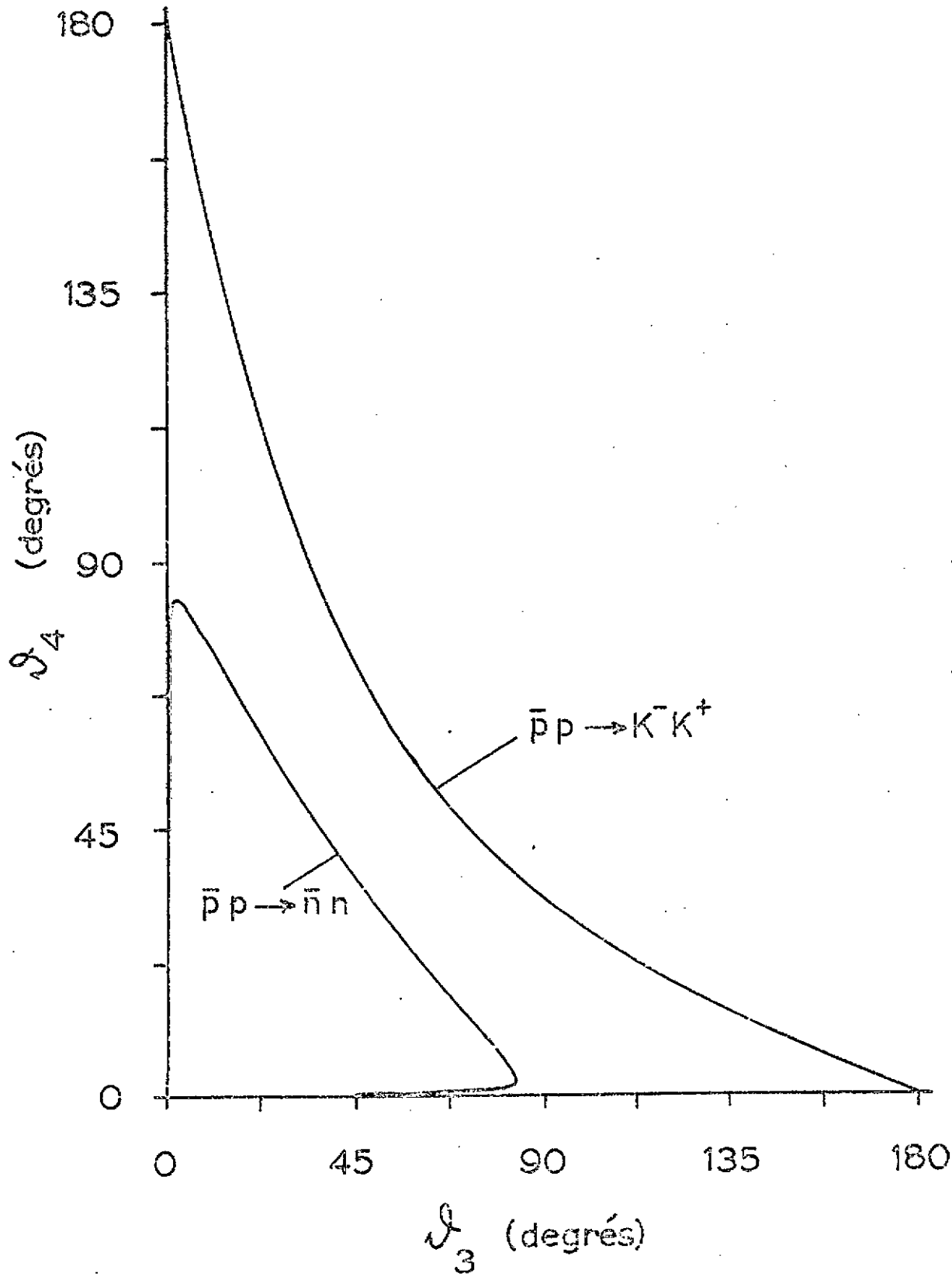

180
135
90
45
0
ϑ_4 (degrés)
$\bar{p}p \rightarrow K^- K^+$
$\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$
0
45
90
135
180
ϑ_3 (degrés)

Figure A.4

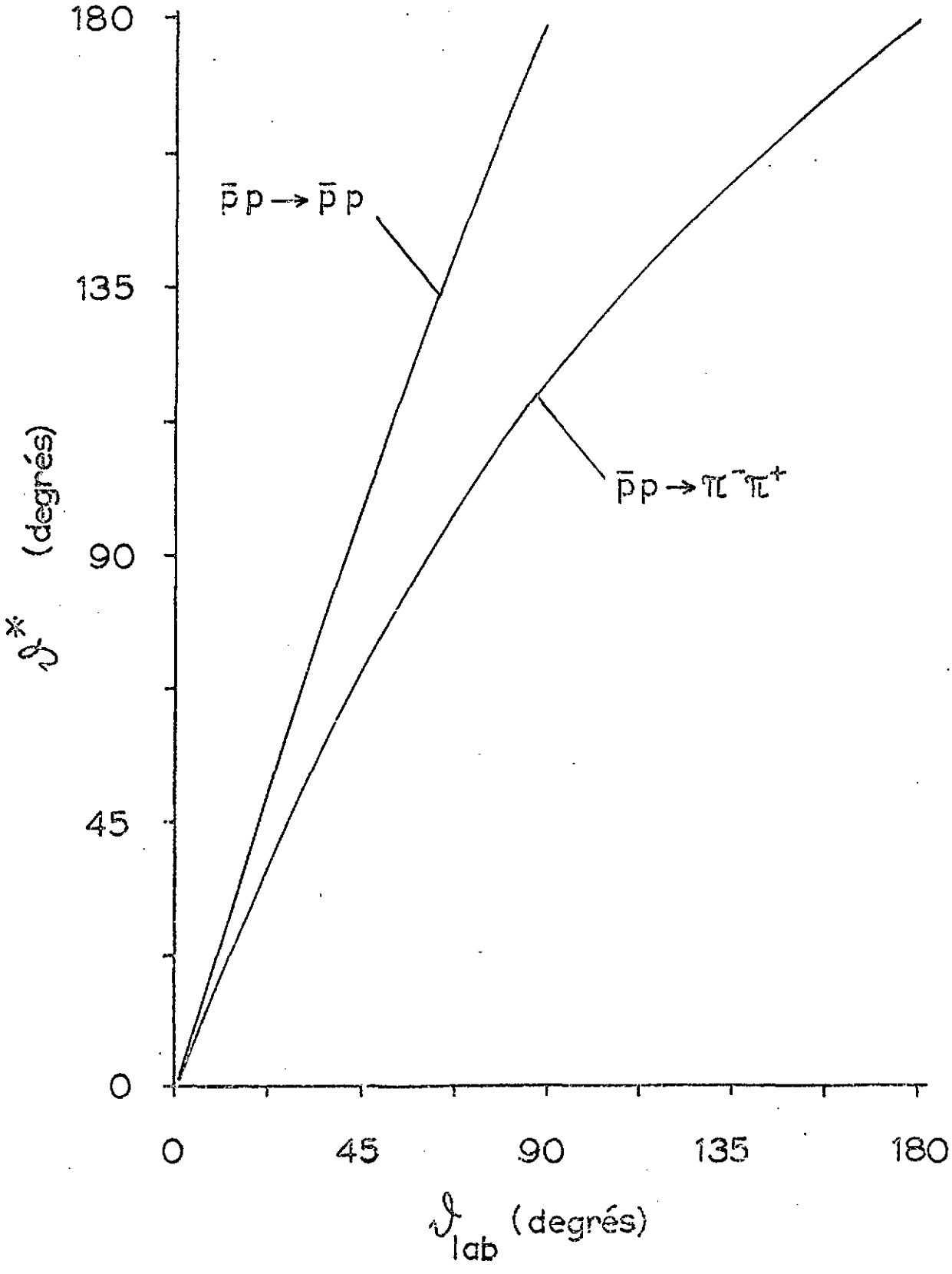

180
135
90
45
0
ϑ^* (degrés)
$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$
$\bar{p}p \rightarrow \pi^-\pi^+$
0
45
90
135
180
ϑ_{lab} (degrés)

Figure A.5

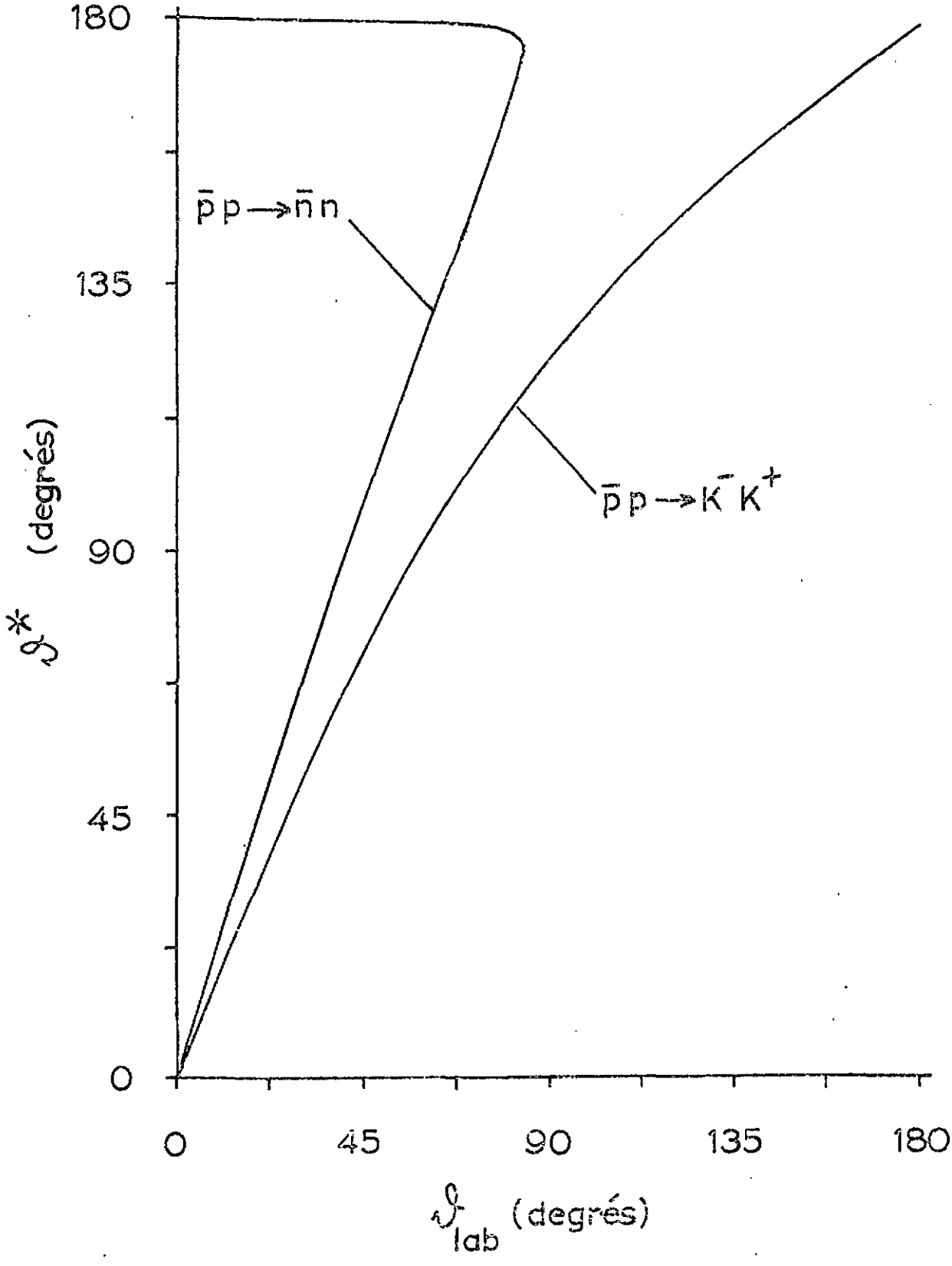

180
135
90
45
0
ϑ^* (degrés)
$\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$
$\bar{p}p \rightarrow K^- K^+$
0
45
90
135
180
ϑ_{lab} (degrés)

Figure A.6

R E F E R E N C E S

(1) M. ALSTON, J.V. FRANCK, L.T. KERTH
Bubble and Spark Chambers, R.P. Shutt
Academic Press (1967)

(2) B.T. FELD
Models of Elementary Particles
Ginn - Blaisdell (1969)

(3) Review of Particle Properties
Phys. Letts., 33B (1970)

(4) R. COOPER, R.A. DONALD, D.N. EDWARDS
G. COMAI, S. LIMENTANI, L. PERUZZO
Communication à la XIVième Conférence Internationale sur la Physique des Hautes Energies, Vienne (1968)

(5) CERN - HERA 70-3

(6) CERN = HERA 69-1

(7) B. ROSSI
High Energy Particles, vol. I
Prentice-Hall , 1952

(8) E. FETT
Kinematical Idnetification of
Bubble Chamber Events
Ecole d'Herceg Novi (1965)

(9) R. COOPER
Thèse, Université de Liverpool (1969)

(10) W.A. COOPER, D. HODGES, L. HYMAN, T. JACH,
J. LOKEN, W. MANNER, B. MUSGRAVE, R. ROYSTON
Nuclear Physics B16, 155 (1970)

(11) R.A. DONALD, D.N. EDWARDS, D. HOWARD,
R.S. MOORE, T.C. BACON, I. BUTTERWORTH,
R.J. MILLER, J.J. PHELAN
Communication à la XVième Conférence Internationale sur la Physique des Hautes Energies, Kiev (1970)

(12) W.E. FRAHN et R.H. VENTER
Ann. Phys. (NY) , 27, 135, 385, 461 (1964)

(13) R.A. BRYAN, R.J.N. PHILLIPS
Nuclear Physics, B5 201 (1968)

(14) R. ABRAMS, R.L. COOL, G. GIACOMELLI, T.F. KYCIA,
B.A. LEONTIC, K.K. LI, D.N. MICHAEL
Phys. Rev. Letts., 18, 1209 (1967)

(15) M.N. FOCACCI, W. KIENZLE, B. LEVRAT, B.C. MAGLIC,
M. MARTIN
Phys. Rev. Letts., 17, 892 (1966)

(16) S. VALLET, E. JEANNET, J.-B. GAY, M. BOGDANSKI,
M. GAILLOUD, Ph. ROSSELET, R. WEILL
Article à paraître dans Helv. Phys. Acta

(17) W.A. COOPER, L.G. HYMAN, W. MANNER
B. MUSGRAVE, L. VOYVODIC
Phys. Rev. Letts., 20, 1059 (1968)

(18) L. MONTANET
CERN / D. Ph. II 69-30

(19) A. COLEBOURN
Thèse, Université de Liverpool (1970)

(20) D.Q. LAMB
Thèse, Université de Liverpool (1969)

(21) W. ATWOOD, B. BARISH, H.W. NICHOLSON, J. PINE,
A.V. TOLLESTRUP, J.K.YOH, A.S. CAROLL,
F. LOBKOWICZ, Y. NAGASHIMA
Phys. Rev. D 2, 2519 (1970)

(22) J.W. CHAPMAN, F. HESS, J. LYS, C.T. MURPHY,
J.C. VANDER VELDE
Phys. Rev. Letts., 21, 1718 (1968)

(23) R. BIZZARRI, P. GUIDONI, F. MARZANO, G.C. MONETTI,
P. ROSSI, D. ZANELLO, E. CASTELLI, M. SESSA
Nuovo Cimento Letts., Vol 1, 15, 749 (1969)

(24) R. BIZZARRI, B. CONFORTO, G.C. GIALANELLA, P. GUIDONI,
F. MARCELJA, E. CASTELLI, M. CESCHIA, M. SESSA
Nuovo Cimento 54A, 456 (1968)

(25) T. ELIOFF, L. AGNEW, O. CHAMBERLAIN, H.M. STEINER,
C. WIEGAND, T. YPSILANTIS
Phys. Rev. 128 , 869 (1962)

(26) C.K. HINRICHS, B.J. MOYER, J.A. POIRIER, P.M. OGDEN
Phys. Rev. 127 , 617 (1962)

Je ne veux pas conclure ce travail sans remercier les nombreuses personnes qui m'ont permis de le mener à chef.

Le Prof. E. Jeannet m'a constamment prodigué ses conseils et encouragé. Il n'a pas tari d'explications pour clarifier de nombreux points, au cours de cette étude.

Mes collègues de bureau, Mme S. Vallet et M. J.-B. Gay, n'ont pas ménagé leur peine pour l'élaboration de ce travail auquel ils ont activement participé. Qu'ils trouvent ici l'expression de toute ma reconnaissance.

Le Prof. M. Gailloud a suivi de près tout le travail de cette thèse qui s'est effectué à Lausanne. Qu'il en soit sincèrement remercié, ainsi que ses collaborateurs, MM. G. Charrière, Ph. Rosselet et R. Weill.

Madame A. Bossuat a su résoudre avec maestria tous les problèmes de programmation. Je rends hommage à sa grande compétence et la remercie de toute son amabilité.

Je tiens également à remercier le Prof. Ch. Blanc et M. P. Santschi, ainsi que tous leurs collaborateurs du Centre de Calcul de Lausanne, de nous avoir facilité le passage de nombreux programmes sur l'ordinateur IBM 7040.

La maison IBM, Extension Suisse, nous a pour sa part accordé plusieurs heures de calcul gratuites au temps héroïques où elles se payaient cher !

J'ai toujours été bien reçu au Centre de Calcul de l'Université de Neuchâtel, où le Prof. P. Banderet et ses collaborateurs m'ont souvent aidé à résoudre de délicats problèmes de programmation.

J'aimerais adresser un merci spécial à toutes nos abeilles butineuses; je veux mentionner nos collaboratrices qui, tant à Neuchâtel qu'à Lausanne, ont mené à bien l'important travail de dépouillement et de mesure. Qu'elle reçoivent ici l'expression de toute ma gratitude.

J'aimerais mentionner également notre collaboration avec le groupe de physique théorique de Lausanne. Que les Prof. J.-J. Loeffel et G. Wanders, ainsi que M. O. Piguet soient remerciés de l'aide qu'ils m'ont apportée pour clarifier certains aspects théoriques de cette étude.

J'ai toujours trouvé un bon accueil auprès de toutes les personnes de notre Institut. Que son directeur, le Prof. J. Rossel, ainsi que ses collaborateurs, en soient remerciés.

Ce travail a bénéficié de l'aide financière du Fonds National Suisse pour la Recherche Scientifique.

Neuchâtel, février 1970

M Bogdanski

CURRICULUM VITAE

Originaire de Couvet (Neuchâtel), je suis né le 6 juin 1942 à Neuchâtel. Toutes mes études se sont déroulées dans cette ville. Après avoir suivi les classes de l'Ecole Primaire et du Collège Latin, j'entre au Gymnase Cantonal, section scientifique, où j'obtiens le certificat de Maturité type C, avec mention bien, en 1961. Puis je fréquente les cours de la Faculté des Sciences de l'Université, qui me mènent au diplôme de physicien en 1967.

J'ai eu la possibilité de participer à deux stages d'été, pendant la période des vacances universitaires. L'un à Eindhoven (Pays - Bas) en 1964 où, dans les bureaux de développement de Philips S.A., j'ai étudié la stabilité des arcs produits dans des lampes à décharges. Le second en 1966, à la Division des Chambres à Traces du CERN où, sous la conduite du Prof. M. Ferro-Luzzi, j'ai pu m'initier aux secrets du traitement et de l'analyse des clichés de chambres à bulles.

Dès 1966, tout en étant assistant du Prof. J. Rossel pour les exercices du cours de Physique III, je poursuis des travaux de recherche dans le groupe de Physique Corpusculaire de l'Institut de Physique, sous la direction du Prof. E. Jeannet.

Publications :

- Interactions p-noyau à 3 GeV/c dans l'émulsion nucléaire.
  Avec E. Jeannet et C. Metzger Helv. Phys. Acta 42, 485 (1969)

Communications à la XVième Conférence Internationale sur la Physique des Hautes Energies, Kiev (1970) :
(Collaboration Liverpool-Lausanne-Neuchâtel)

- Charge exchange scattering of 1.2 GeV/c antiprotons.
- The annihilation of antineutrons on protons in the momentum range 1.0 - 1.2 GeV/c .