

ORSAY

N°D'ORDRE : 2291



CM-P00051097

C,

OTUM CERN A2
THEQ 30 AOUT 1977

Laboratoire de Physique Nucléaire
des Hautes Énergies
ÉCOLE POLYTECHNIQUE
91128 PALAISEAU CEDEX

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

CERN LIBRARIES, GENEVA

LE TITRE DE DOCTEUR 3ÈME CYCLE

Physique Théorique

PAR

MONSIEUR FRANCOIS THIERRY LOUIS BERNARD

SUJET : Etude de la production de particules étranges par
des courants neutres induits par des neutrinos et
des antineutrinos de 1 à 12 GeV.

tenue le 28 Juin 1977

devant la Commission d'examen

MM. M. DAVIER

Président

B. DEGRANGE

P. FLEURY

Mme M.K. GAILLARD

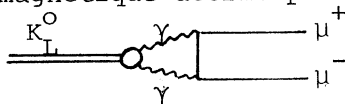
Thesis-1977-Francois

- INTRODUCTION -

Les neutrinos et antineutrinos qui n'interagissent avec la matière que par interaction faible représentent un instrument idéal pour l'étude de cette force.

Ses manifestations sont connues depuis longtemps (radioactivité β , désintégration des particules étranges). Cependant, ce n'est qu'en 1973, dans la chambre à bulle Gargamelle traversée par le faisceau de neutrinos du CERN, qu'a été mise en évidence une nouvelle manifestation de l'interaction faible : les réactions dites "courant neutre" où le neutrino reste neutrino à l'opposé du "courant chargé" où le neutrino se transforme en lepton chargé (Réf. 01).

Les courants neutres avaient déjà été recherchés dans les désintégrations faibles de particules étranges (donc avec variation d'étrangeté). L'expérience avait fourni des limites ou des chiffres très faibles (réf.02) : $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ (taux = $2.6 \pm .5 \cdot 10^{-7}$), $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ ($< 2.4 \cdot 10^{-6}$), $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ ($< .6 \cdot 10^{-6}$), $K_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($< 3.2 \cdot 10^{-7}$) et surtout $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($1 \pm .3 \cdot 10^{-8}$). Cette dernière désintégration est compatible avec le processus électromagnétique décrit par le graphe :



Ceci suggère que les courants neutres conservent l'étrangeté ($\Delta S = 0$). C'est d'ailleurs pour obtenir cette propriété que Glashow, Iliopoulos et Maiani (Réf.03) ont proposé un nouveau nombre quantique, le charme, dont l'existence a été confirmée par la découverte récente de nouvelles particules (Réf.04).

Pour tester la validité de la règle $\Delta S = 0$, on dispose déjà de données sur les désintégrations des mésons K (essentiellement $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$). Ces processus ont en commun d'avoir une quadri-impulsion transférée du genre temps.

Il est par suite intéressant d'étendre ce test à une autre région dynamique, celle des réactions de neutrinos (et d'antineutrinos) qui transfèrent des moments du genre espace. Ce test consiste à rechercher les particules étranges produites dans des interactions de type courant neutre et d'étudier si cette production a lieu par paires. Une limite supérieure du taux de non conservation de l'étrangeté peut ainsi être obtenue.

La connaissance de l'importance de la production en paire donne par ailleurs, dans le cadre d'un modèle de quarks, une idée de l'interaction des neutrinos sur les quarks étranges du nucléon.

Le travail qui est présenté porte sur toute la statistique⁽¹⁾ des particules étranges produites par des neutrinos et antineutrinos dans Gargamelle⁽²⁾ auprès du PS du CERN, ce qui correspond à environ 51 000 événements du type courant chargé pour les neutrinos et à 14 000 pour les antineutrinos.

(1) A l'exception d'une expérience antineutrino dans du propane, à laquelle notre laboratoire ne participait pas, mais qui aurait de toute façon pesé d'un faible poids statistique.

(2) Les laboratoires qui ont collaboré à ces expériences sont :

- pour les expériences avec la chambre remplie de fréon : Aachen, Bruxelles, CERN, Ecole Polytechnique, Milan, Orsay et UCL
- pour les expériences dans du propane : Aachen, Bruxelles, CERN, Ecole Polytechnique, Orsay et Padoue.

Quelques restrictions sont à apporter à ces résultats :

1) seules les particules étranges neutres ont été cherchées :
des productions du type K^+K^- ou $\Sigma^\pm K^\pm$ ne sont pas prises en considération. (1)
Il s'agit donc de l'étude inclusive de production de Λ^0, Σ^0, K^0 et $\bar{K}^0$, l'identification des Σ et K chargés étant trop délicate pour être faite de façon systématique aux énergies de notre expérience (2)

2) une coupure en énergie hadronique, inhérente aux problèmes expérimentaux (notamment pour l'estimation du bruit de fond de neutrons) et qui a été fixée à 1 GeV est appliquée à l'état final des interactions produites par des courants neutres. Il eut été plus naturel de procéder à une coupure en masse hadronique correspondant au seuil de production de particules étranges pour comparer les événements avec et sans V^0 . Les interactions ayant lieu sur des noyaux, l'information sur cette masse hadronique est détruite par les réinteractions des hadrons à l'intérieur de ce noyau et par le mouvement de Fermi du nucléon cible. En utilisant les variables x et y de Björken (Réf.05) la coupure en énergie hadronique à 1 GeV est la coupure $y \geq \frac{1\text{GeV}}{E}$ (E : énergie du neutrino) et la coupure en masse hadronique pour la production $\Lambda^0 K^+$ est $y \geq \frac{.91 \text{ GeV}}{E(1-x)}$. Les interactions de neutrino se produisant surtout à des x de l'ordre de 0,2-0,4 (Réf.06), les coupures en énergie hadronique et en masse hadronique ont des effets comparables.

(1) Les K^+ se désintégrant à l'arrêt ont aussi été cherchés systématiquement dans les événements possédant déjà un V^0 , car ils sont alors bien identifiables.

(2) Les $\Sigma^\pm$ se désintègrent à une distance de l'ordre de 1 cm du vertex de production et les $K^\pm$ sont difficiles à distinguer des autres hadrons quand ils interagissent ou sortent de la chambre.

Nous commençons par décrire l'appareillage (la chambre, le faisceau et la mesure expérimentale de son flux) puis nous procédons à l'analyse des données (définition et sélection des événements de type courant neutre et des V^0 , corrections à apporter aux lots ainsi sélectionnés).

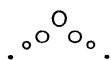
Ensuite nous donnerons une limite supérieure à la production avec variation d'étrangeté des Λ^0 et Σ^0 et nous indiquerons le taux de Λ^0 , Σ^0 , K^0 et $\bar{K}^0$ produits en paire avec une autre particule étrange dans les événements de type courant neutre, tant avec un faisceau de neutrinos qu'avec un faisceau d'antineutrinos.

Enfin, nous comparerons ces chiffres avec les prédictions de modèles théoriques. Nous chercherons à séparer les contributions respectives de deux processus de production de particules étranges en paires : l'interaction directe du neutrino (ou de l'antineutrino) sur un quark étrange (quark de la "mer") dans le nucléon, et la production associée, phénomène purement hadronique qui n'est pas directement lié à l'interaction du neutrino.

C H A P I T R E I

- DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE -

PRISE DE DONNEES.



Ce travail s'inscrit dans le cadre des expériences faites avec le faisceau de neutrinos (ν) ou d'antineutrinos ($\bar{\nu}$) du CERN dans la chambre à bulle Gargamelle. De nombreuses publications ont déjà traité de ces appareillages. Des détails peuvent être obtenus dans la Référence I-1.

A - LE FAISCEAU "NEUTRINO" du CERN - DETERMINATION DU FLUX.

1) Le faisceau "neutrino"

Les ν ou $\bar{\nu}$ utilisés sont produits par une succession de réactions nucléaires dont l'origine est un faisceau de protons issus du synchrotron à proton (PS) de 28 GeV du CERN.

Le PS accélère à chaque cycle, d'une durée voisine de trois secondes, $1.1 \cdot 10^{12}$ protons puis, par suite d'une amélioration technique, $5 \cdot 10^{12}$ protons à une énergie de 26 GeV.

Ces protons sont envoyés sur une cible de béryllium dans laquelle ils interagissent en produisant des mésons π et K (figure I.1).

Ce sont ces mésons qui, par leurs désintégrations, produisent les neutrinos principalement selon $\pi \rightarrow \mu \nu_{\mu}$ et $K \rightarrow \mu \nu_{\mu}$.

Pour obtenir un faisceau de ν il faut sélectionner les particules positives ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$) et ce sont les particules négatives qui produisent des $\bar{\nu}$ ($\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_{\mu}$).

Une fois choisi le type de faisceau désiré, les particules du bon signe produites dans la cible sont focalisées vers l'avant par une "corne magnétique", (Réf.I.2) les particules de signe opposé étant au contraire défocalisées.

Ces particules sélectionnées sont alors envoyées dans un tunnel long de 67m où elles peuvent se désintégrer. Cette distance correspond en moyenne à $\frac{1.2}{p}$ et $\frac{8.9}{p}$ longueurs de désintégration respectivement pour les π et les K (p étant l'impulsion en GeV/c de la particule considérée).

A l'extrémité de ce tunnel se trouve un blindage d'acier et de béton (longueur = 22m , densité = 7.25 g/cm^3) destiné à arrêter toutes les particules (notamment les muons) accompagnant les neutrinos, ces derniers le traversant grâce à la faiblesse de leurs interactions avec la matière.

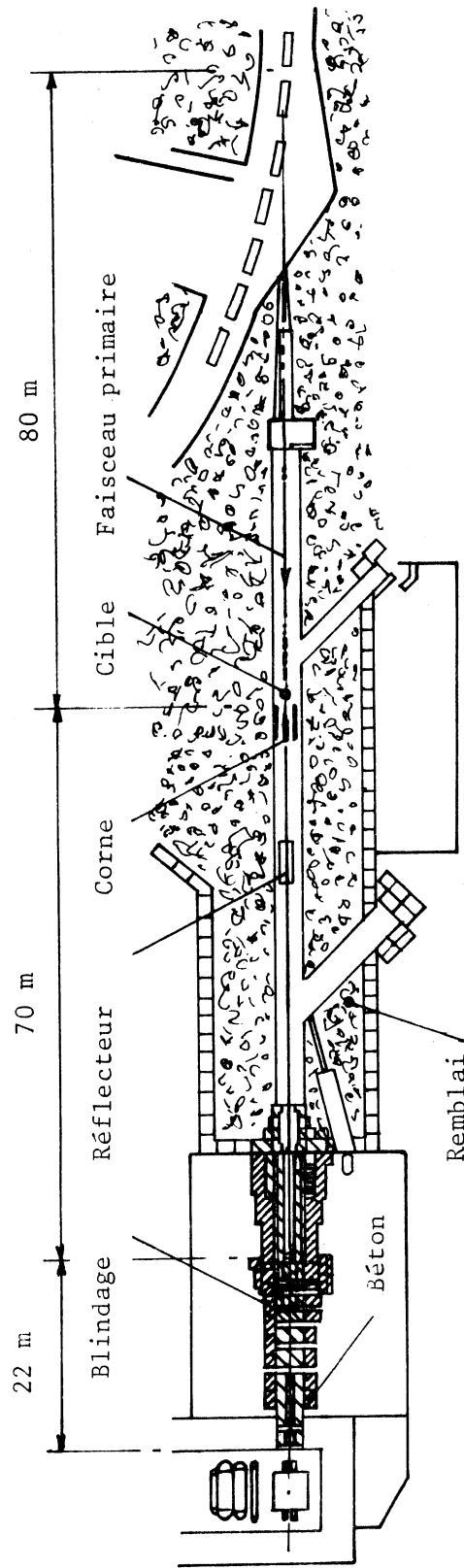


Fig. I - 1 :- Plan général du faisceau "Neutrino"

Tout au long de ce blindage sont installés des détecteurs de muons permettant une mesure du flux de muons en fonction de la profondeur de blindage traversé et de la distance à l'axe du faisceau.

2) Flux de ν ainsi obtenu

La quantité de neutrinos produite dépend en premier lieu du nombre de protons accélérés par le PS. Or, par suite d'une amélioration de l'injecteur du PS - dénommé sous le terme de "booster" - ce nombre de protons accélérés a varié d'un facteur voisin de 5 entre les expériences des années 1971-72 et 1973 à 1975 (nominal 10^{12} à nominal 5.10^{12}).

La quantité importante pour connaître le flux de neutrinos est la distribution $\frac{d^2 N}{dr dE}$ (r : position radiale du ν dans la chambre, E : énergie du neutrino).

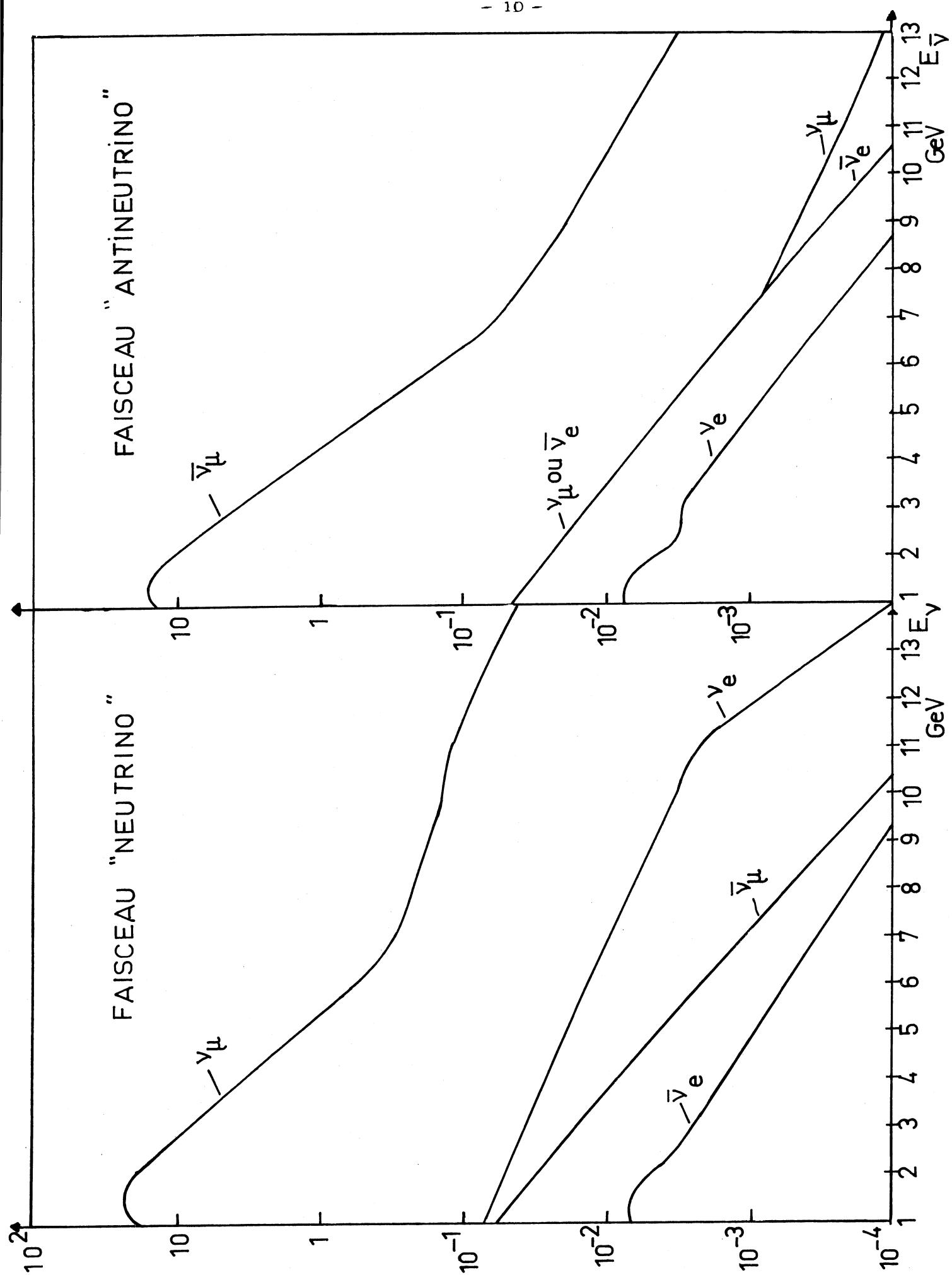
Cette grandeur est obtenue à partir de quatre données :

- le spectre de production de hadrons dans la cible
- le rapport K/π du nombre de K ou nombre π produits dans cette cible par des protons de 26 GeV/c
- le courant dans les cornes
- la distribution $\frac{d^2 N}{dr dx}$ des μ qui passent dans le blindage en fonction de la distance à l'axe du faisceau (r) et de la pénétration dans le blindage (x).

Les deux premières données ont été déterminées par des expériences préalables (faites à 24 GeV/c et extrapolées à 26 GeV/c), et seront utilisées pour connaître la forme du spectre de neutrinos. La quatrième est obtenue par une mesure directe dans le blindage, à l'aide de détecteurs solides. Elle sera utilisée pour fixer le nombre total de neutrinos incidents (normalisation du spectre).

Un programme de Monte-Carlo traite ces données (propagation et désintégration des π et des K , parcours et arrêt des μ dans le blindage) et donne une distribution $\frac{d^2 N}{dr dx}$ par proton incident sur la cible.

FIG. I. 2. - FLUX DES FAISCEAUX ν ET $\bar{\nu}$ - UNITÉ ARBITRAIRE.



La normalisation est obtenue par ajustement aux spectres mesurés des μ . Cet ajustement permet de vérifier la validité de la méthode. La connaissance (imprécise : 20% d'erreur) du nombre de protons incidents permet aussi de tester cette validité.

La précision de mesure (pour des neutrinos d'impulsion supérieure à 1 GeV) est de 10 à 20%, selon l'expérience, pour un flux absolu et de 10% pour un flux relatif.

La figure I.2 donne la forme de ce flux en fonction de l'énergie du neutrino, la normalisation dépendant de l'expérience.

Les faisceaux de ν_μ sont faiblement contaminés par des ν_e et $\bar{\nu}_e$ (obtenus par désintégration rare de mésons $K(K_{e3})$ ou par désintégration de μ) et par des $\bar{\nu}_\mu$ (créés par des hadrons du mauvais signe, non défléchis par la corne). Hormis le cas des expériences faites en 1971 (qui représentent une faible proportion de notre statistique) ces contaminations sont inférieures à 0.2 % pour les $\bar{\nu}_\mu$ (0.4% en 1971), 0.5% pour les ν_e et 0.05% pour les $\bar{\nu}_e$. De la même façon, et avec les mêmes restrictions, les flux de $\bar{\nu}_\mu$ sont contaminés par moins de : 0.2% pour les ν_μ (5% en 1971) 0.5% pour les $\bar{\nu}_e$ et 0.2% pour les ν_e .

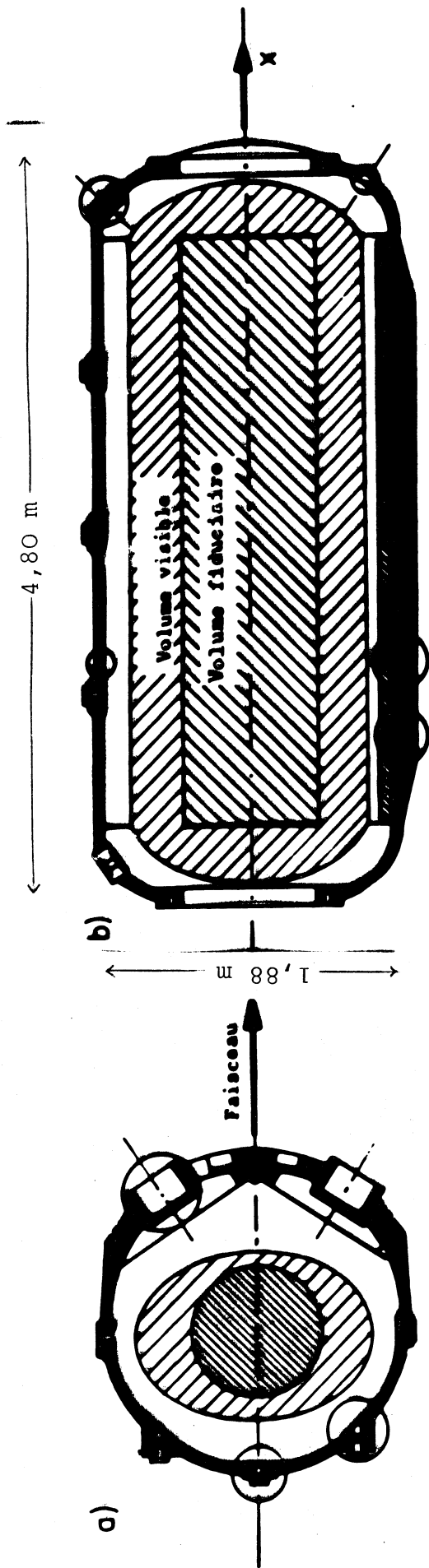
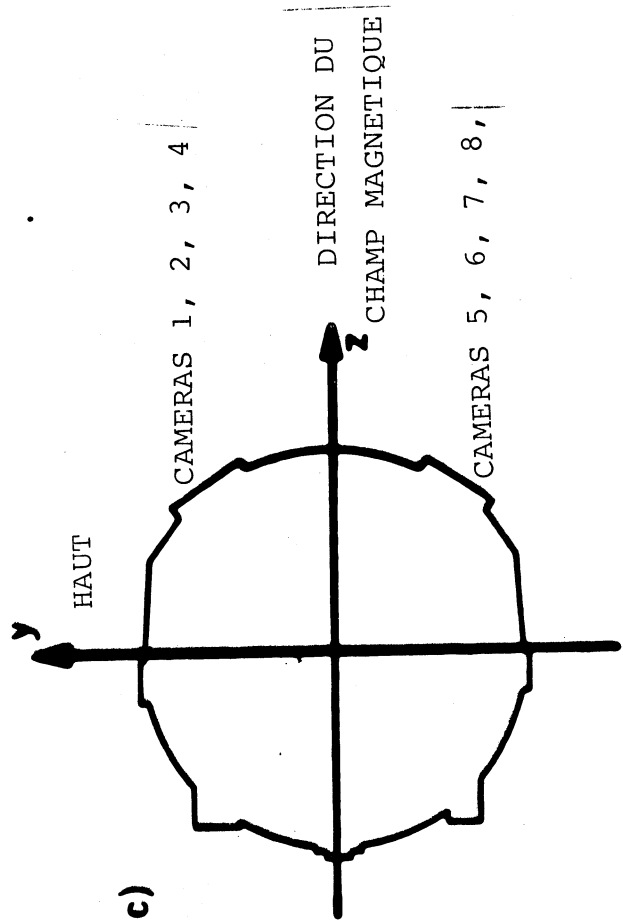


FIG. 1-3: - "CANCERELLE"

a) et b) Coupe des volumes visible et fiduciaire

c) Système d'axes

d) Coordonnées sphériques



$$\begin{array}{l} x = r \cos \lambda \cos \psi \\ y = r \cos \lambda \sin \psi \\ z = r \sin \lambda \end{array}$$

B - LA CHAMBRE A BULLES GARGAMELLE.

A la sortie du blindage, les neutrinos entrent dans Gargamelle. C'est une chambre à liquide lourd (fréon, propane...) de forme cylindrique (4.80m de longueur - 93,8cm de rayon), arrondie aux extrémités. Son volume intérieur est de 12 m^3 .

Le système optique est formé de 8 caméras. Elles ne permettent de voir qu'une partie du volume (8 m^3).

Pour obtenir une efficacité de dépouillement uniforme, une bonne précision de mesure, une forte probabilité de détection des hadrons, une visibilité satisfaisante des γ il est nécessaire de se limiter à un volume fiduciel de 2.95 m^3 . C'est dans ce dernier que les événements étudiés ont été mesurés.

C'est un cylindre dont les caractéristiques sont les suivantes :

- centre : $x = y = 0 \quad z = -15 \text{ cm}$
- rayon : $R = 50 \text{ cm}$
- longueur : $-200 \leq x \leq 175$.

Dans les expériences, où la chambre était remplie de propane, la forme de ce volume est légèrement différente. La figure I.3 donne une représentation graphique de la chambre, de son système d'axes et des divers volumes.

La chambre est plongée dans un champ magnétique relativement uniforme, d'induction égale à 2T.

C - PRISE DES DONNEES.

1) Les conditions expérimentales.

Un tableau permet de résumer les diverses expériences qui concernent ce travail

Année	type de v	Liquide principal de la chambre	booster	Nombre de protons utilisés	n° attribué
71 - 72	v	C F ₃ Br	non	3.2 10 ¹⁷	I
	v̄			2.8 10 ¹⁷	II
73	v̄	C F ₃ Br	oui	30 10 ¹⁷	III
74	v	C ₃ H ₈ + C F ₃ Br	oui	14.1 10 ¹⁷	IV
75	v	C F ₃ Br	oui	13.5 10 ¹⁷	V

Tableau I 2

Les expériences I et V, II et III, IV seront respectivement notées v̄-fréon , v̄-fréon et v-propane.

Ce tableau montre que la chambre a eu deux types de remplissage : le fréon et le propane.

Le tableau I.3 donne les caractéristiques de ces liquides qui concernent ce travail.

	fréon	"propane"
Composition chimique du liquide (% en volume)	CF ₃ Br presque pur	85 à 88% de C ₃ H ₈ selon les ex- 8 à 14% de CF ₃ Br périences
Densité (g/cm ³)	1.49	De .51 à .62 selon les expériences
Longueur de radiation (cm)	11	60
% de V ⁰ ayant au moins une trace mal mesurée ($\frac{\Delta p}{p} > 30\%$)	33%	18%
% de V ⁰ ambigus (Λ/K)	28%	22%
% des K ⁺ identifiés à l'arrêt	30%	5%

Tableau I 3

Ce tableau permet de comprendre que les différences entre ces deux liquides sont complémentaires :

- a) la densité, trois fois plus grande dans le fréon, est intéressante pour l'obtention d'événements rares en quantité appréciable, notamment d'interaction de ν ou $\bar{\nu}$ produisant au moins une particule étrange.
- b) le plus fort pouvoir ralentisseur et la plus courte longueur d'interaction permettent une meilleure séparation des hadrons des μ dans le fréon. Cependant cet avantage possède un inconvénient conjugué : la diffusion coulombienne multiple et la faible longueur d'interaction rendent la mesure de certaines traces peu satisfaisante. Inversement dans le propane, les traces sont mieux mesurées.
- c) la proportion de ν^0 dits ambigus (c'est-à-dire pour lesquels on ne peut trancher entre l'hypothèse Λ^0 et l'hypothèse K_S^0) est un peu plus faible dans le propane. L'ambiguïté peut être levée pour deux raisons distinctes, l'une jouant surtout dans le cas du fréon, l'autre dans le cas du propane :
 - la trace positive du ν^0 est identifiée par son arrêt dans la chambre (avantage du fréon)
 - la trace positive n'est pas identifiée. C'est par ajustement cinématique que l'on peut espérer lever l'ambiguïté. Ceci nécessite une bonne mesure des traces, et est donc par là même mieux réalisé dans le propane.
- d) l'identification des K^+ à l'arrêt est bien meilleure dans le fréon, toujours grâce à la différence de pouvoir d'arrêt.

e) les réinteractions des particules émises, à l'intérieur même du noyau cible, (dites réinteractions nucléaires) ont bien moins d'importance dans le propane où une partie des cibles est constituée de protons libres et où le noyau concerné est le carbone (12 nucléons) que dans le fréon (plus de la moitié des interactions de neutrino ont lieu dans le brome : 80 nucléons).

2) ce qui a été analysé.

Bien que les diverses expériences que couvre ce travail aient eu des buts originels différents, les événements produisant des V^0 ont toujours été relevés. Cependant, les réactions d'un autre type n'ont pas été cherchées dans toutes les expériences.

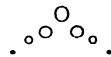
Un tableau permet de résumer ces différences :

Expérience	Les événements mesurés
I et II ν fréon (I) $\bar{\nu}$ fréon (II)	Toutes les interactions pouvant provenir de ν_μ ou de $\bar{\nu}_\mu$ ont été mesurées. C'est dans ces expériences qu'a été mise en évidence l'existence des courants neutres et mesurées les sections efficaces différentielles des ν et $\bar{\nu}$ en courants chargés.
III $\bar{\nu}$ fréon	Le but de cette expérience était l'étude $\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$ En outre tous les événements avec V^0 ont été cherchés.
IV ν propane	. tous les événements ν_μ dans environ $\frac{1}{5}$ des photos prises . tous les courants neutres à un π
V ν fréon	uniquement les événements avec un V^0 ou contenant un candidat muon et un candidat électron. Cette expérience est celle qui dispose du plus grand nombre d'interactions. Elle a été faite dans le but de découvrir une production de particules charmées dans des événements du type $\mu^- e^+ V^0$.

Tableau I 4

CHAPITRE II

ANALYSE DES DONNEES



Cette partie analyse et traite les données en vue de leur utilisation ultérieure.

Dans un premier chapitre nous préciserons les critères de sélection (chapitre A).

Puis nous déterminerons le nombre d'événements "neutrino" produisant des V^0 , tant en courant neutre qu'en courant chargé. C'est l'objet des chapitres B et C.

Dans le chapitre D, nous calculerons le nombre d'événements "courant neutre" de normalisation, en n'oubliant pas qu'ils n'ont été recherchés que dans une partie des films.

A - DEFINITION DES EVENEMENTS CN,CC,AS,CNV,CCV,ASV.

Nous allons définir les interactions dites "courant neutre", "courant chargé" et "associées" que nous noterons respectivement CN,CC et AS.

1) les candidats "courant chargé" "courant neutre" et "associé".

a) définition du μ .

Physiquement, une interaction de neutrino est dite "courant chargé" ou "courant neutre" selon que dans l'état final se trouve ou non un muon :

$$\begin{array}{l|l} \text{courant chargé} & \begin{array}{l} \nu_{\mu} + N \rightarrow \mu^{-} + X \\ \bar{\nu}_{\mu} + N \rightarrow \mu^{+} + X \end{array} \\ \\ \text{courant neutre} & \begin{array}{l} \nu_{\mu} + N \rightarrow \nu_{\mu} + X \\ \bar{\nu}_{\mu} + N \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + X \end{array} \end{array}$$

Expérimentalement, le problème est donc de détecter les candidats μ avec le maximum d'efficacité. Les candidats "courant chargé" sont ainsi ceux qui possèdent un candidat muon $-\mu^{-}$ pour ν_{μ} , μ^{+} pour $\bar{\nu}_{\mu}$. Les candidats "courant

neutre" sont à rechercher parmi les événements sans muon.

Une caractéristique du μ est son absence d'interactions fortes. On a donc considéré comme hadron les traces interagissant ou présentant un coude à grand angle (angle supérieur à 30° et transfert de moment supérieur à 100 MeV/c).

Le candidat μ^- est défini par ⁽¹⁾ :

- i) une trace négative
- ii) ne présentant ni coude ni interaction
- iii) satisfaisant l'un des critères suivants :

- la trace se désintègre à l'arrêt en donnant un e^- ($\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$) ce qui est pratiquement impossible pour un hadron négatif.
- la trace sort de la chambre (c'est le lot le plus important) ou s'arrête sans se désintégrer et sans présenter en bout de trace de proton d'évaporation.

Le candidat μ^+ est défini par :

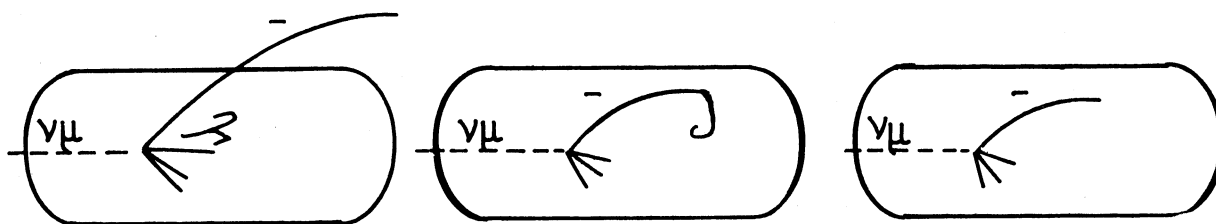
- i) une trace positive
- ii) ne présentant ni coude ni interaction forte
- iii) satisfaisant l'un des critères suivants :

- la trace sort de la chambre (c'est le lot le plus important,
- la trace se désintègre en donnant un e^+ ($\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$)
- ce lot, de faible importance numérique, est fortement contaminé par des π^+ -

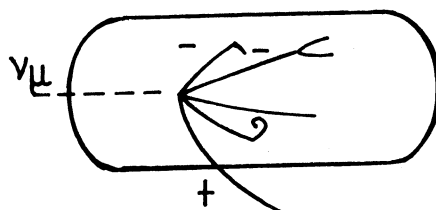
(1) Dans ces expériences, le risque de confondre un électron avec un muon est nul, les électrons étant reconnaissables par leur spiralisation ou leur rayonnement de freinage.

Ces règles sont conservatrices pour l'attribution de l'hypothèse μ et évitant ainsi toute contamination de courants chargés dans les courants neutres.

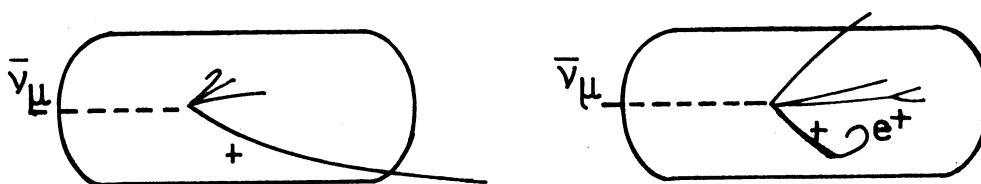
Quelques dessins permettent d'illustrer l'application de cette règle :



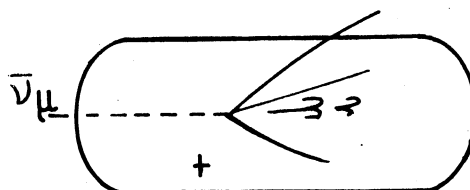
Candidat courant chargé



Candidat sans muon



Candidat courant chargé



Candidat sans muon

Figure II.A.1.

Les règles précédentes ne diffèrent essentiellement⁽¹⁾ de celles d'analyses antérieures (Réf. II A1, A2 et A3) que sur le point suivant : dans le lot de films ν (respectivement $\bar{\nu}$), on a inclus dans les événements sans muon des événements pouvant comporter un candidat μ^+ (respectivement μ^-) en se fondant sur la très faible contamination du faisceau en $\bar{\nu}$ (respectivement ν).

b) coupure cinématique supplémentaire.

Le flux de neutrinos est très mal connu pour une énergie inférieure à 1 GeV. Aussi les coupures suivantes sont elles appliquées aux candidats "courant chargé" et sans μ :

courant chargé		énergie visible (E_{vis}) > 1 GeV
		impulsion selon la direction du neutrino (P_x) > .6 GeV/c

événement sans μ		énergie hadronique visible (E_h) > 1 GeV ⁽²⁾
		$P_x > 0$

Une fois appliquée la coupure en énergie, celle en impulsion longitudinale permet de rejeter les quelques événements parasites dûs à des particules chargées entrant dans la chambre et réduit le bruit de fond dû aux interactions de neutron.

c) critères d'association

La contamination la plus importante des candidats "courant neutre" est celle des interactions de neutrons ou K_L^0 provenant de réaction de neutrino se produisant dans le blindage, la culasse de l'aimant et dans le corps de la chambre.

Aussi, parmi les événements sans muon, distingue-t-on ceux possédant en amont, dans le volume fiduciel, une source possible, à savoir :

-
- (1) La présence d'un autre événement dans la même photographie (même situé en aval) n'a pas été considéré ici comme une cause de rejet, à la différence des références citées.
 - (2) Nous reviendrons de manière plus précise au chapitre II D 4 sur l'estimation de l'énergie hadronique visible.

- tout événement autre qu'une étoile de proton (c'est-à-dire une interaction de particule neutre ne donnant que des protons identifiés)
- soit une étoile de protons d'énergie cinétique (T) supérieure à 150 MeV.

De tels événements seront dans la suite désignés sous le nom d'"associés" (notés AS). Nous réserverons l'appellation de candidat "courants neutres" (notés CN) aux autres événements sans muon. Les candidats "courants chargés" seront notés CC

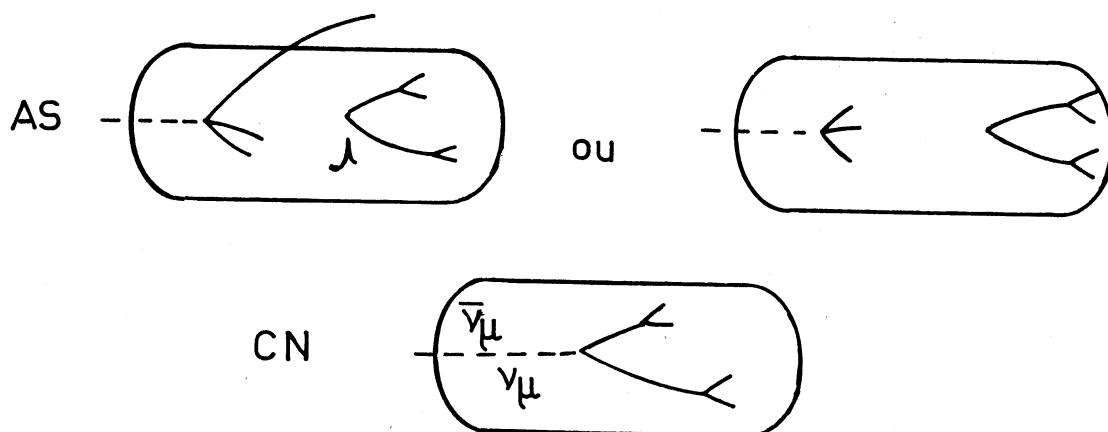


Figure II.A.2. : Exemples d'évènements AS et CN

La connaissance du nombre AS permettra ultérieurement de calculer la contamination des CN en événements dûs à des neutrons.

2) Définition des CNV,CCV et ASV.

Nous verrons ultérieurement avec précision ce qu'est un V^0 (chapitre II B 1 , page 36)

Nous noterons CNV,CCV et ASV les candidats de type respectif CN CC et AS, sur lesquels pointe un v^0 .

Le v^0 entre en ligne de compte dans le calcul de l'énergie visible de l'événement, qui, rappelons le, doit être plus grande que 1 GeV. Quelques dessins permettent d'illustrer ces définitions.

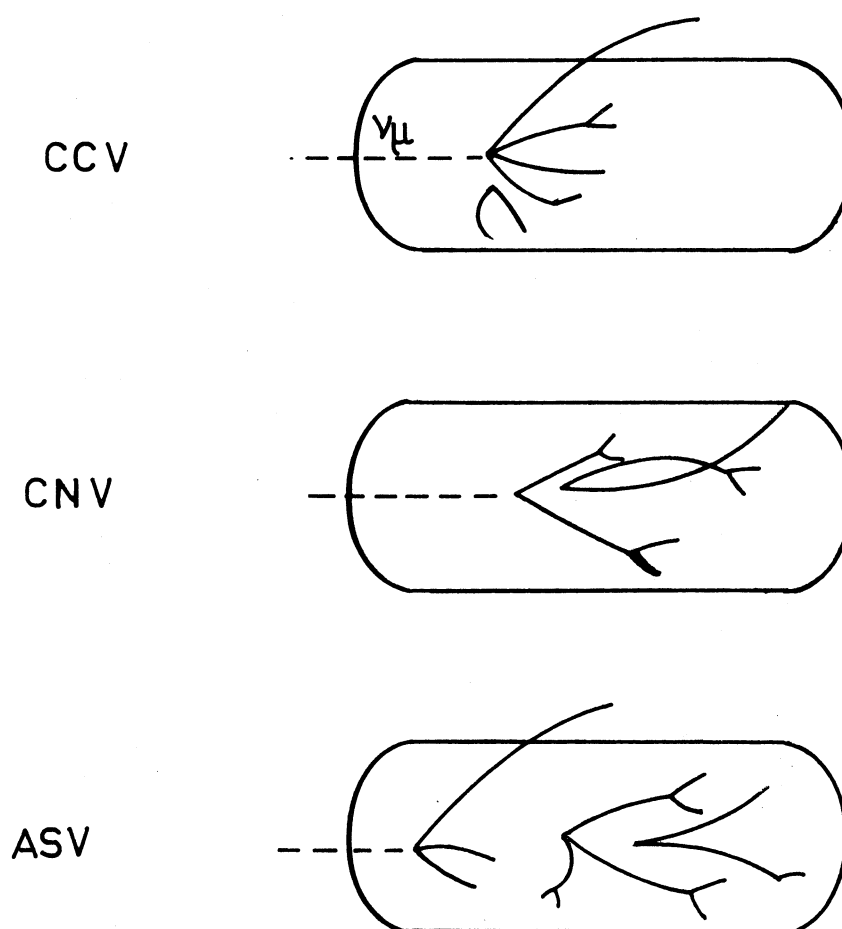
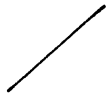
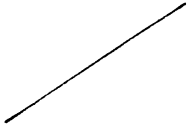


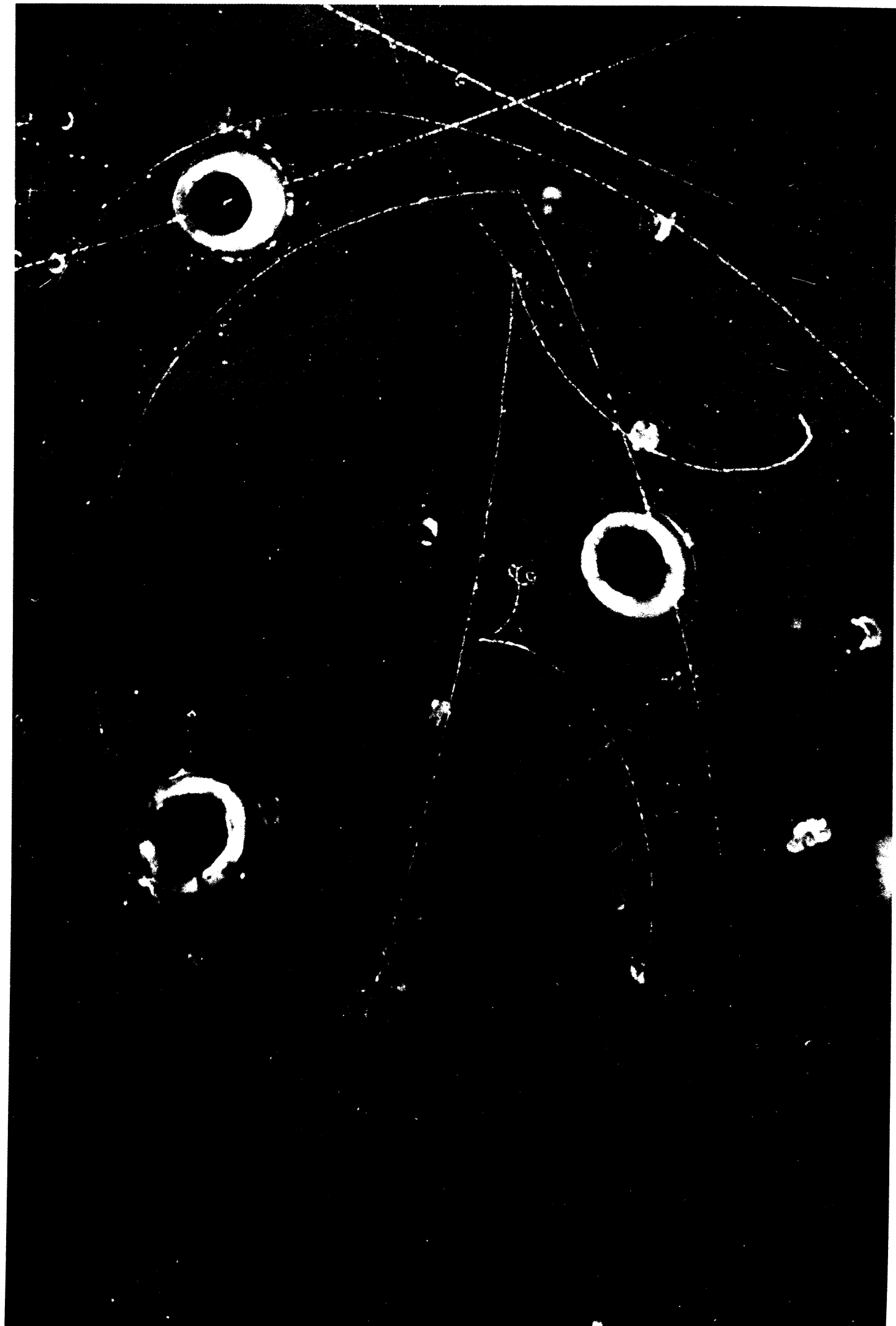
Figure II.A.3.

Les pages suivantes présentent des photographies d'événements avec ν^0 (expérience ν -propane). Dans l'ordre des pages, le tableau II A 1 donne une interprétation des événements :

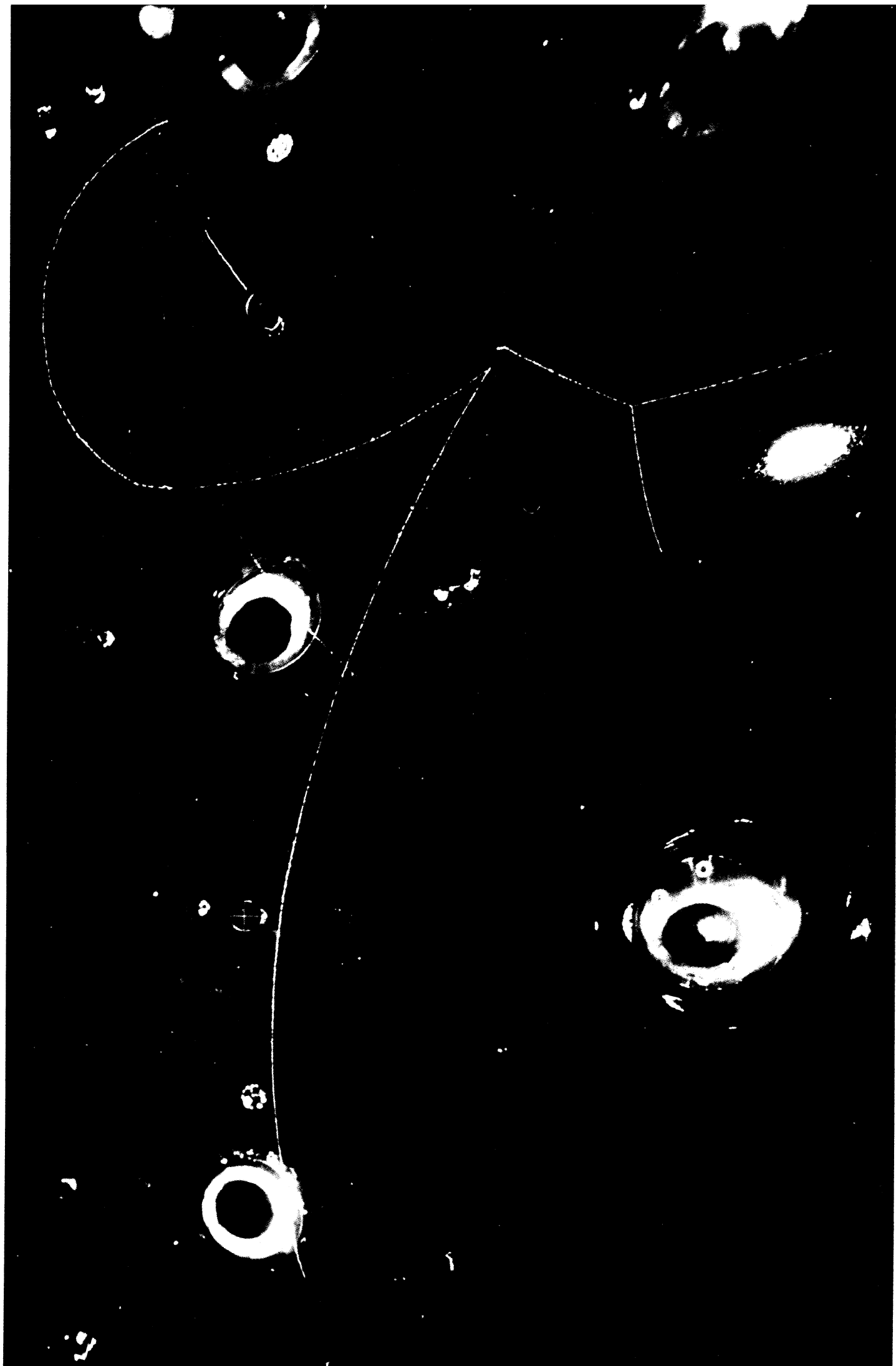
Type	μ^-	ν^0	K^+	Direction du faisceau
CC	désintégration	Λ^0 (par ajustement cinématique)		
CC	sort	Λ^0/K^0	oui	
CN		Λ^0 (proton identifié)		
CN		Λ^0/K^0	oui	
CN		Λ^0 (par ajustement cinématique)		

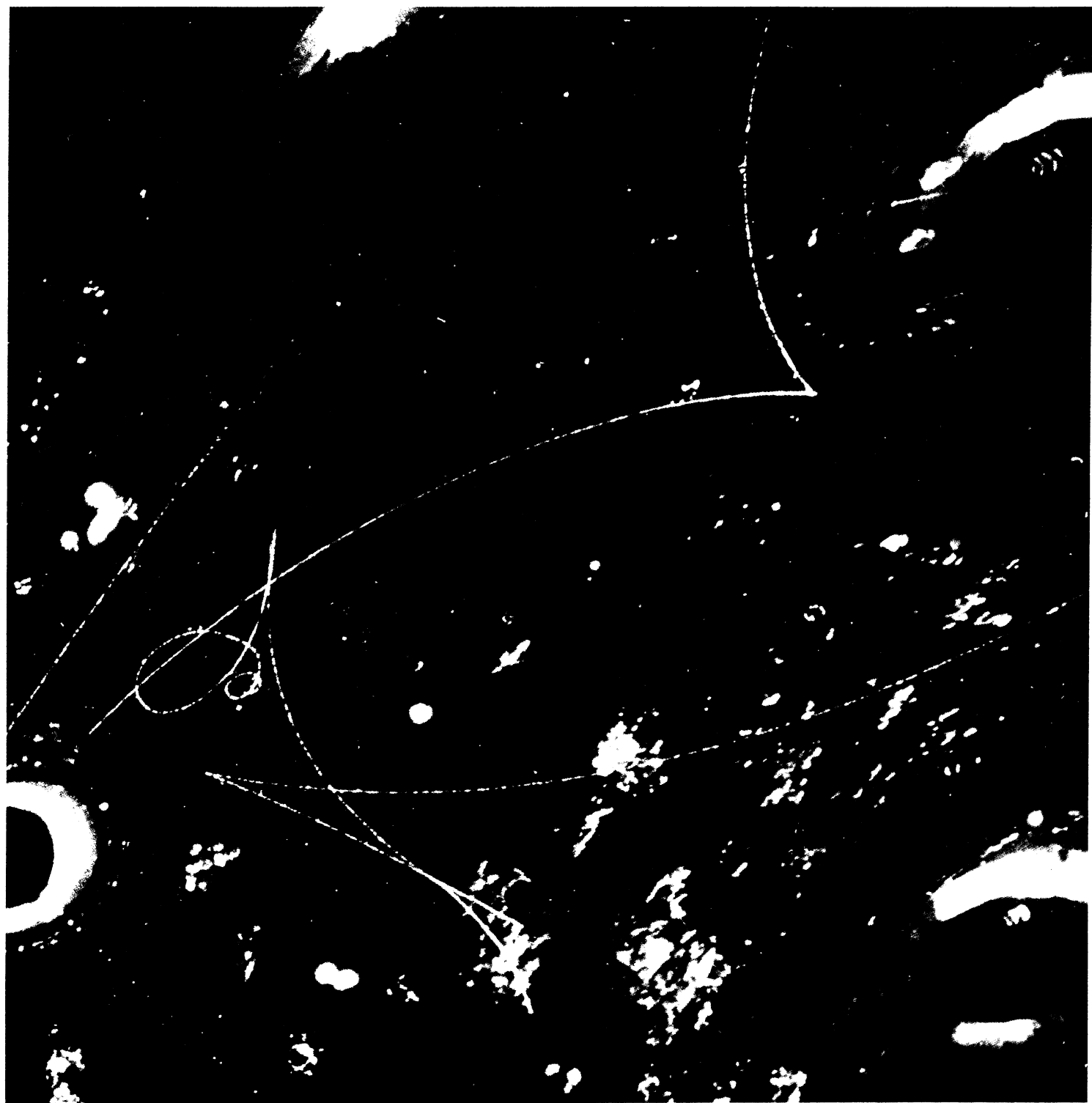
Explication des photographies des pages suivantes

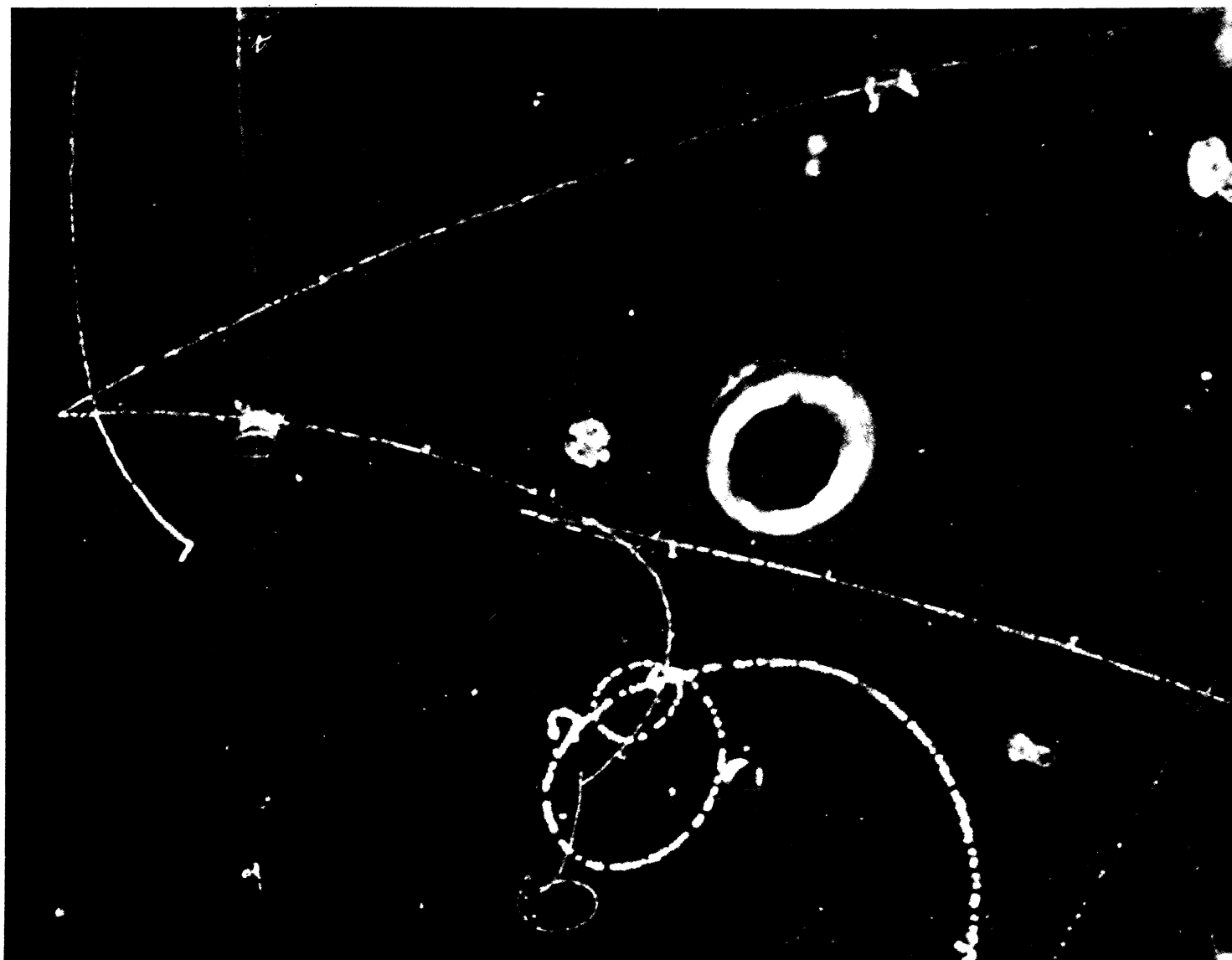
Tableau II A 1











B - ANALYSE DES V^0

1) Sélection des V^0

La sélection des V^0 se fait en deux étapes :

- sélection sur les photos prises
- sélection après mesure

a) dépouillement des photos

i) recherche des candidats V^0

Un candidat V^0 est un groupe de deux traces, l'une positive, l'autre négative, susceptible de représenter la désintégration en mode chargé d'un Λ^0 ($\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$) ⁽¹⁾ ou d'un K_S^0 ($K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) produit par une interaction de type CC, CN ou AS dite "origine".

On considère comme origine possible d'un V^0 une interaction telle que la droite joignant cette origine au sommet du V^0 passe dans l'angle aigu défini par le V^0 sur toutes les vues où le V^0 et l'origine sont simultanément visibles.

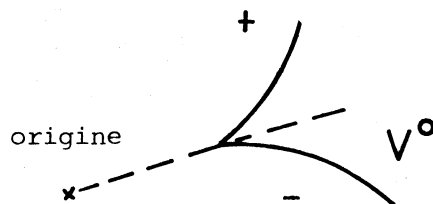


Figure II.B.1.

(1) Le Λ^0 peut lui-même provenir de la désintégration d'un Σ^0 , selon $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$

ii) recherche d'autres particules étranges associées au V^0 .

Il est fréquent de rencontrer une autre particule étrange associée à un V^0 .

On a systématiquement cherché cette dernière quand il s'agissait de

- un autre V^0 , évidemment sélectionné
- un K^+ : il n'est identifié de façon sûre que lorsqu'il se désintègre à l'arrêt (il présente alors un noircissement en fin de trace - maximum d'ionisation - suivi d'une autre trace (mode $K_{\mu 2}$ et $K_{\pi 2}$), au minimum d'ionisation).

En revanche, on n'a pas recherché systématiquement des particules telles que K^- , Σ^- , Σ^+ et K_L^0 , dont l'identification est peu sûre.

b) ajustement cinématique.

i) but de l'ajustement cinématique

Pour un V^0 donné, trois hypothèses sont envisageables :

- α) c'est un Λ^0 pointant sur une origine reconnue
- β) c'est un K^0 pointant sur une origine reconnue
- γ) ce n'est ni un Λ^0 ni un K^0 (le plus vraisemblable est alors qu'il s'agisse d'un événement dû à un neutron ou un K_L^0 issu du vertex origine) ou bien, c'est un Λ^0 ou un K^0 qui pointe ailleurs que sur l'origine envisagée.

Le but de l'ajustement cinématique est double :

- 1) regarder si les quantités mesurées de l'événement sont compatibles avec l'hypothèse α ou β
- 2) si tel est le cas, augmenter la précision des mesures en tenant en ligne de compte les contraintes imposées par les hypothèses α et β .

ii) les grandeurs mesurées

Il est donc nécessaire de savoir quelles sont les quantités mesurées qui caractérisent le V^0 . Elles peuvent être classées en deux familles :

- 1) les quantités ne concernant que le V^0 : il s'agit de l'impulsion de la trace positive dans l'hypothèse proton, dans l'hypothèse π^+ ou dans une seule de ces deux hypothèses lorsqu'une d'entre elles a pu être éliminée et de l'impulsion de la trace négative (il s'agit alors d'un π^-). Ceci représente 6 grandeurs

$$(\vec{P}_p^+, \vec{P}^-) \text{ ou } (\vec{P}_\pi^+, \vec{P}^-) .$$

En fait, on préfère représenter une impulsion en coordonnées sphériques : $\vec{p} \equiv p, \lambda, \psi$, définies sur la figure I 3.

- 2) les grandeurs reliant le V^0 à son vertex origine, à savoir :

- la distance du V^0 au vertex
- la direction du V^0 , représentée par les deux angles polaires λ et ψ de la droite reliant le V^0 au vertex.

Pour utiliser correctement les méthodes d'ajustement cinématique, il est nécessaire d'estimer correctement des erreurs de mesure.

De nombreuses expériences de chambre à bulle ont montré que la distribution des angles λ et ψ d'une trace et des coordonnées x, y et z d'un point est approximativement gaussienne. Quand l'impulsion p d'une trace est mesurée par courbure, la flèche, proportionnelle à $1/p$, est la quantité gaussienne sauf lorsque celle ci est trop petite ($f \sim \Delta f$), c'est-à-dire quand la trace est mal mesurée ($\frac{\Delta p}{p} > 30\%$). Dans ce dernier cas, $10g\ p$ a une distribution plus symétrique; nous la prendrons ici comme quantité gaussienne.

On a aussi gardé $1/p$ comme variable gaussienne quand l'impulsion est mesurée à partir du parcours pour une trace qui s'arrête dans le liquide; dans ce dernier cas, les erreurs sont faibles ($\sim 2\%$) et le choix de la variable gaussienne est de peu d'importance.

iii) les contraintes imposées - méthode de l'ajustement cinématique.

Examinons les contraintes imposées par les hypothèses α ou β . Elles peuvent être classées en deux familles :

- 1) la contrainte de masse qui exprime que la masse du V^0 est compatible avec celle du Λ^0 ou du K^0 :

$$\left(\sqrt{p_+^2 + m_+^2} + \sqrt{p_-^2 + m_-^2} \right)^2 - \left(\vec{p}_+ + \vec{p}_- \right)^2 = m_\Lambda^2 \text{ ou } m_K^2$$

- 2) les contraintes de pointage qui expriment que la direction du V^0 calculée par le vecteur impulsion $\vec{p}_{V^0} = \vec{p}_+ + \vec{p}_-$ doit être compatible avec celle définie par la droite joignant le V^0 à son origine présumée :

$$\lambda(\text{ligne de vol}) = \lambda(\vec{p}_+ + \vec{p}_-)$$

$$\psi(\text{ligne de vol}) = \psi(\vec{p}_+ + \vec{p}_-)$$

Si l'on ne tient compte que de la première contrainte, on parlera d'un ajustement 1C ; si l'on prend les trois contraintes, on parle d'ajustement 3C.

L'ajustement cinématique choisi consiste à minimiser le " χ^2 " calculé à partir des 6 variables mesurées $\frac{1}{p_\pm}$ (ou $\text{Log } p_\pm$), $\lambda_\pm$, $\psi_\pm$, sous la contrainte 1 (χ_{1C}^2), ou les contraintes 1 et 2 (χ_{3C}^2). Un ajustement cinématique est essayé pour chacune des hypothèses Λ^0 ou K^0 . La solution numérique du problème d'ajustement est réalisée sur ordinateur par le programme GRIND (Réf. II B 1).

iv) remarques sur l'ajustement.

Les variables mesurées suivant des lois gaussiennes, le χ^2 doit lui-même suivre une loi de χ^2 à un degré de liberté pour l'ajustement 1C, à 3 degrés de liberté pour l'ajustement 3C, à condition que l'hypothèse choisie

pour le V^0 (Λ^0 ou K^0) soit la bonne ⁽¹⁾.

Soit p_{χ^2} la probabilité de trouver une configuration ayant un χ^2 plus élevé. La distribution de ce nombre est plate entre 0 et 1 pour une population satisfaisant réellement les contraintes de l'ajustement.

Cette remarque et sa vérification permettront de se convaincre de la justesse d'utilisation de la méthode d'ajustement cinématique, en particulier de la bonne estimation des erreurs.

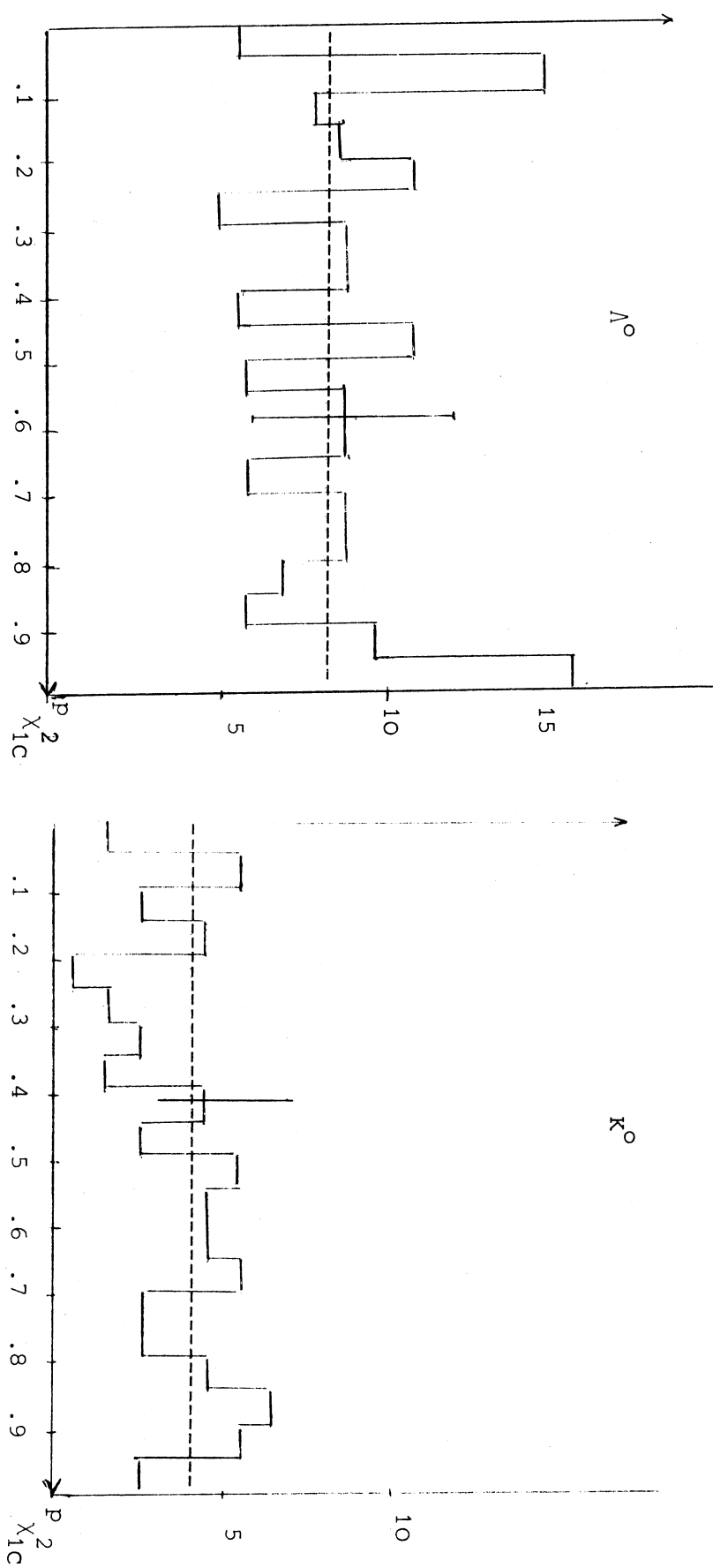
v) étude de l'ajustement 1C (contrainte de masse)

Pour chaque V^0 , l'ajustement 1C est essayé dans une des deux hypothèses de masse Λ^0 et K^0 ou dans les deux selon que la nature de la trace positive du V^0 a été identifiée ou non. Le proton peut-être identifié à l'arrêt, par un noircissement caractéristique.

De la même façon, un π^+ est identifié à l'arrêt par le noircissement final de sa trace, suivi d'une désintégration.

Lorsque la particule positive ne s'arrête pas, on peut exclure l'hypothèse proton au profit de l'hypothèse π^+ dans les cas suivants :

(1) En toute rigueur, il faut aussi que les contraintes soient linéaires. Ceci est à peu près vérifié au voisinage du point mesuré, du moins tant que les erreurs sont peu importantes. Le choix de $\log p$ au lieu de $1/p$ comme variable approximativement gaussienne dans le cas où $\frac{\Delta p}{p}$ est important répond à ce souci.



Distribution de probabilité de χ^2_{1C} pour les V^0 bien mesurés.

Figure II B 2

- parcours incompatible avec l'impulsion mesurée par courbure
- bilan énergétique d'une éventuelle interaction secondaire incompatible avec l'énergie mesurée de la trace
- présence d'un rayon δ .

Apparaissent ainsi quatre familles d'événements :

- 1) ceux qui ne satisfont à aucune hypothèse. Pour la plupart ce ne sont pas des V^0
- 2) ceux qui satisfont à l'hypothèse Λ^0 seulement
- 3) ceux qui satisfont à l'hypothèse K^0 seulement
- 4) ceux qui satisfont les deux hypothèses Λ^0 et K^0 .

Les événements des catégories 2 et 3 sont dits non-ambigus et ceux de la catégorie 4 sont dits ambigus.

Pour les V^0 possédant une trace mal mesurée, l'ajustement 1C revient en fait à la résolution d'une équation du second degré (qui n'a pas toujours de solution même dans les limites des erreurs). Ce sont les tests ultérieurs de pointage qui permettront de tester la compatibilité avec un Λ^0 ou un K^0 .

Si l'on prend les événements avec $\frac{\Delta p}{p} < 30\%$, la distribution de probabilité de χ^2 apparaît comme étant plate. Cependant, pour $p_{2\chi^2_{1C}} < 4\%$, cette distribution remonte. Ceci est certainement dû à un bruit de fond de faux V^0 . Aussi ne sont retenus comme V^0 satisfaisant à la contrainte de masse que ceux dont la probabilité de χ^2 est supérieure à 4%.

La figure II B2 donne cette distribution pour le lot final de V^0 .

Parmi les événements de la catégorie 1 (aucun ajustement) quelques rares événements peuvent être des V^0 qui n'ont pas pu être ajustés pour diverses raisons (essentiellement pour non convergence de l'algorithme utilisé dans le programme d'ajustement). Il est donc nécessaire d'évaluer une efficacité de l'ajustement 1C.

Pour cela, il suffit de compter les événements dont la masse est compatible avec celle d'un V^0 (à deux écarts standards) et de comparer le nombre obtenu à celui des V^0 qui ont pu être ajustés 1C.

Les efficacités d'ajustement ainsi obtenues sont :

	V -propane	V -fréon	$\bar{V}$ -fréon
efficacité de l'ajustement 1C	$96 \pm 1\%$	$95 \pm 1\%$	$96 \pm 1\%$

Tableau II B 1

Par ailleurs, le lot de V^0 de l'expérience V -fréon a été étudié en utilisant une autre méthode mathématique d'ajustement (Réf. II A 4); son efficacité a été étudiée en considérant un ensemble de V^0 particulièrement vraisemblable : les candidats V^0 associés à un K^+ identifié. Les mêmes événements sont alors sélectionnés par les deux méthodes, et l'efficacité de cette seconde méthode est calculée comme valant $(93 \pm 3)\%$.

En résumé, l'étude de l'ajustement 1C a montré que :

- .) son efficacité de sélection est bonne : $\sim 95\%$
- .) pour éliminer du bruit de fond sans perdre trop de V^0 , une coupure peut-être faite pour un p_2 de 4% .
- .) pour les traces bien mesurées, les erreurs sur p_λ et ψ sont bien estimées, car la distribution en p_2 est plate pour ces événements.

vi) estimation des erreurs sur les points.

Deux types d'erreurs interviennent dans les ajustements cinématiques :

- .) les erreurs sur $\vec{p}_\pm$ (pour les ajustements 1C et 3C), c'est-à-dire les erreurs sur les traces
- .) les erreurs sur les points (pour les ajustements 3C seulement)

L'étude précédente a montré que si l'on exclut les traces mal mesurables, les erreurs sur les traces sont bien estimées.

Inversement, les erreurs sur les points sont apparues mal évaluées. Il faut donc trouver une méthode pour les estimer.

L'estimation a été effectuée en imposant aux deux quantités ⁽¹⁾

$$G_\lambda = \frac{\lambda_v - \lambda_a}{\sqrt{\Delta\lambda_v^2 + \Delta\lambda_a^2}} \quad \text{et} \quad G_\psi = \frac{\psi_v - \psi_a}{\sqrt{\Delta\psi_v^2 + \Delta\psi_a^2}}$$

d'avoir une valeur moyenne égale à 0 et une variance égale à 1, pour les V^0 bien mesurés. Ces conditions, d'abord imposées à G_ψ , fixent Δx et Δy , puis, appliquées à G_λ , fixent Δz .

- (1) . λ_v et ψ_v sont les angles polaires de la droite reliant le V^0 à son vertex origine. ψ_v ne dépend que des coordonnées x et y de ces points tandis que λ_v dépend de x, y et z .
- . λ_a et ψ_a sont les angles polaires du V^0 obtenus après l'ajustement 1C
- . $\sqrt{\Delta\lambda_v^2 + \Delta\lambda_a^2}$ (et de même $\sqrt{\Delta\psi_v^2 + \Delta\psi_a^2}$) est bien l'écart type de la variable $\lambda_v - \lambda_a$ car les deux variables λ_a et λ_v sont indépendantes. Ceci ne serait plus le cas si λ_a était obtenue par l'ajustement 3C (car il y aurait des corrélations entre λ_a et λ_v).

Les estimations obtenues sont :

$$\Delta x = \Delta y = 0,12 \text{ cm}$$

$$\Delta z = 0,22 \text{ cm pour } z < -30 \text{ cm}$$

$$= 0,14 - 2,69 \times 10^{-3} z(\text{cm}) \text{ pour } z \geq -30 \text{ cm}$$

vii) utilisation de l'ajustement 3C.

A ce stade de l'étude, il apparaît deux modes possibles de sélection des V^0 .

- .) utiliser les résultats de l'ajustement 1C et ceux du pointage par les variables G_λ et G_ψ .
- .) utiliser les résultats de l'ajustement 3C.

Une comparaison de ces méthodes montre un très bon accord. (Cependant, pour des causes de convergence mathématique, certains événements ne sont pas ajustés 3C alors qu'ils doivent être sélectionnés).

Pour des raisons de simplicité dans les corrections, la sélection des événements se fait par la première méthode, l'ajustement 3C servant à fournir les données numériques les plus précises sur le V^0 .

viii) critères de sélection des V^0 après l'étude cinématique.

Une étude de la distance de désintégration des V^0 a montré un très net manque de V^0 à moins de 0,5cm du vertex origine, alors que la loi de décroissance exponentielle prévoit le contraire. Il s'agit bien évidemment de V^0 qui n'ont pas été vus au dépouillement des photos : ils ont été accidentellement rattachés au vertex primaire. Pour rendre ce biais expérimental facile à corriger, les V^0 à moins de 1cm ont été rejetés.

On a de même rejeté des V^0 de durée de vie τ supérieure à 3 vies moyennes τ_0 pour éliminer des événements parasites (contamination due essentiellement à des interactions de n ou K_L^0 simulant un V^0). La quantité

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{m_{V^0} d}{p_{V^0}^c \tau_0} \text{ est calculée sur les résultats de l'ajustement 3C (à défaut 1C).}$$

En résumé, les critères de sélection cinématique des V^0 sont les suivants :

- 1) Le V^0 satisfait à la contrainte de masse avec un $p_{\chi^2_{1C}} \geq 4\%$
- 2) Il satisfait aux contraintes de pointage : $|G_\lambda| < 3$ et $|G_\psi| < 3$
- 3) le vertex primaire origine (CN, CC ou AS) est dans le volume fiduciel
- 4) la distance entre le vertex et le V^0 est supérieure à 1cm : $d > 1\text{cm}$
- 5) $\frac{\tau}{\tau_0} < 3$: c'est la coupure à trois temps de vie
- 6) il n'y a pas de contradiction entre les résultats de l'ajustement 3C (à défaut, 1C) et le calcul de l'impulsion minimale obtenue par parcours ou par synthèse (en cas d'interaction) de chaque trace du V^0

Ainsi qu'il est dit au § II A3, les événements à l'origine d'un V^0 ainsi sélectionné ne sont retenus que s'ils satisfont aux contraintes :

$$\text{pour CCV} \left\{ \begin{array}{l} E_{vis} > 1 \text{ GeV} \\ p_X > .6 \text{ GeV/c} \end{array} \right. \text{ et pour CNV ou ASV} \left\{ \begin{array}{l} E_H > 1 \text{ GeV} \\ p_X > 0 \end{array} \right.$$

c) traitement des ambiguïtés.

Les V^0 ainsi sélectionnés peuvent être classés en trois catégories:

- 1) les Λ^0 non ambigus (Λ_a^0)
- 2) les K^0 non ambigus (K_a^0)
- 3) les V^0 ambigus (Λ^0/K^0 ou Λ_a^0 et K_a^0).

Le taux de V^0 identifiés de manière sûre $\left(\frac{\Lambda^0 + K^0}{\Lambda^0 + K^0 + \Lambda^0/K^0} \right)$ est pré-

senté dans le tableau II B 2

	V-propane	V-fréon	$\bar{V}$ -fréon
CC	$.79 \pm .05$	$.74 \pm .03$	$.89 \pm .03$
CN	$.75 \pm .09$	$.72 \pm .05$	$.80 \pm .13$
CC + CN	$.78 \pm .04$	$.74 \pm .02$	$.88 \pm .03$

% des V^0 identifiés

Tableau II B 2

Il est donc essentiel de savoir répartir les événements de la catégorie 3, entre 1 et 2. Il n'est pas possible de le faire événement par événement. Une méthode de maximum de vraisemblance, dite méthode des poids, permet de réaliser ce programme de façon globale (réf. II B 2).

Cette méthode repose sur l'expression de la fonction de vraisemblance du lot de V^0 étudié (qui n'est autre que la densité de probabilité des configurations de V^0 observée)

$$L(n_{\Lambda}, n_K) = \frac{1}{N!} e^{-(n_{\Lambda} + n_K)} \prod_{i=1}^N (n_{\Lambda} p_{\Lambda}^i + n_K p_K^i)$$

où :

- N = nombre d'événements sélectionnés avec un V^0
- n_Λ = nombre moyen de Λ^0 attendu (c'est la première inconnue)
- n_K = nombre moyen de K^0 attendu (c'est la deuxième inconnue)
- p_Λ^i = densité de probabilité a priori ⁽¹⁾ pour un Λ^0 d'avoir la configuration observée pour le $i^{\text{ème}}$ V^0 dans l'hypothèse Λ^0 ($p_\Lambda^i = 0$ si le V^0 est un K^0 identifié)
- p_K^i = densité de probabilité à priori ⁽¹⁾ pour un K^0 d'avoir la configuration observée pour le $i^{\text{ème}}$ V^0 dans l'hypothèse K^0 ($p_K^i = 0$ si le V^0 est un Λ^0 identifié).

L n'est rien d'autre qu'une loi de Poisson avec deux possibilités.

En maximisant L , viennent deux équations :

$$\begin{aligned} \frac{\partial L}{\partial n_\Lambda} = 0 \\ \frac{\partial L}{\partial n_K} = 0 \end{aligned} \rightarrow \left\{ \begin{aligned} n_\Lambda &= \sum_{i=1}^N \frac{n_\Lambda p_\Lambda^i}{n_\Lambda p_\Lambda^i + n_K p_K^i} \\ n_K &= \sum_{i=1}^N \frac{n_K p_K^i}{n_\Lambda p_\Lambda^i + n_K p_K^i} \end{aligned} \right. \quad (\rightarrow n_\Lambda + n_K = N)$$

Ces deux équations peuvent aisément se résoudre par itérations successives (les quantités p_Λ^i et p_K^i peuvent être calculées pour chaque événement; elles dépendent à la fois du χ^2 de l'ajustement 3C et de la probabilité a priori de la configuration ajustée).

(1) Les éléments différentiels sont ceux des variables mesurées

$(\frac{1}{p^\pm}, \lambda_\pm, \psi_\pm, \lambda_v, \psi_v)$.

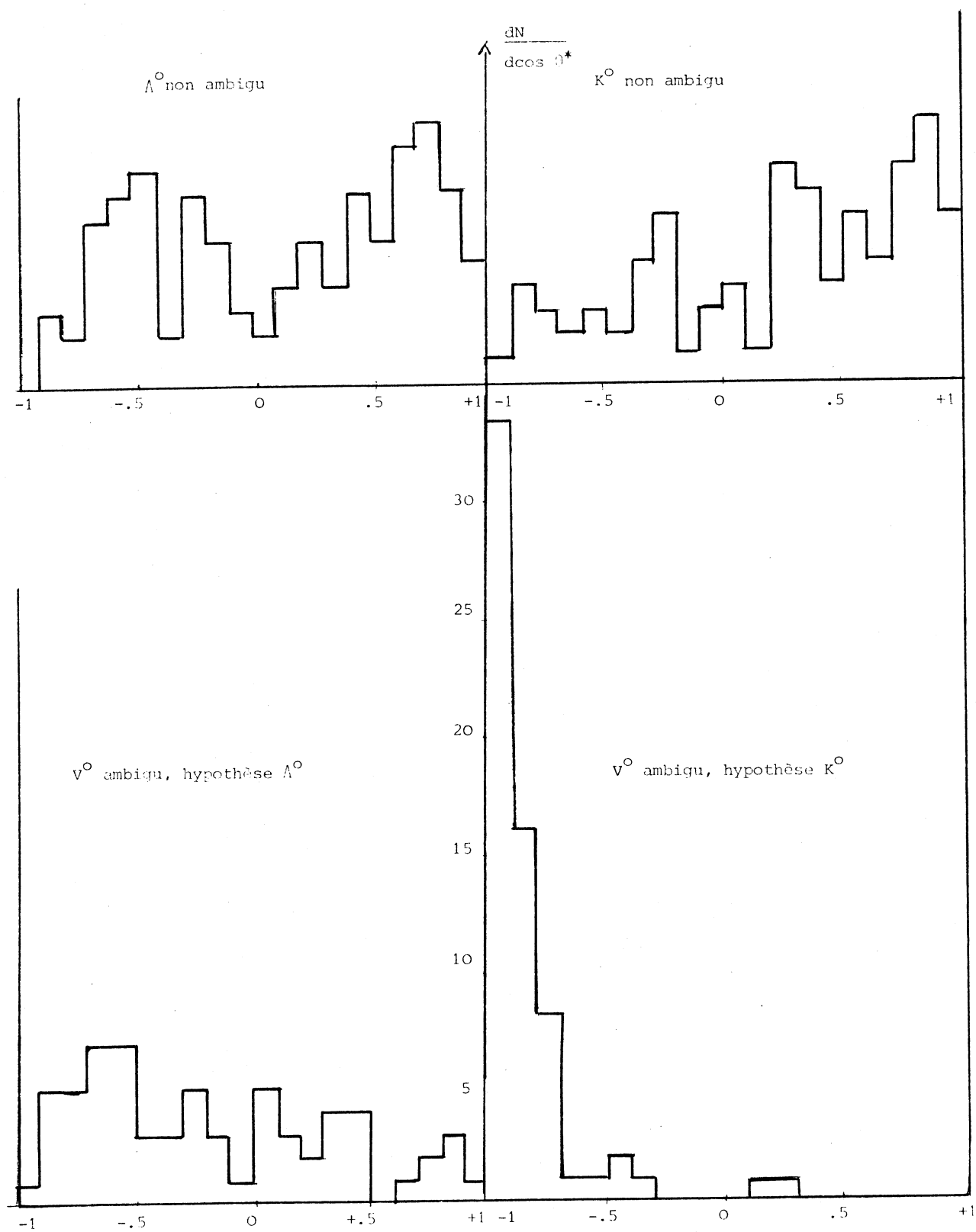


Figure II B 3

Cette méthode des poids doit être utilisée sur des lots présentant une information statistique homogène. Aussi est-elle appliquée pour les 18 familles obtenues en tenant compte simultanément des trois classifications suivantes :

- 1) division en CN et CC
- 2) division entre expériences ν -propane, ν -fréon, et $\bar{\nu}$ -fréon.
- 3) division entre événements avec un seul V^0 , avec deux V^0 et événement avec un V^0 et un K^+ observé.

Comme cela est visible dans le tableau II B 3 du paragraphe suivant, dans toutes les expériences, exception faite pour les $\bar{\nu}$ CN, la levée de l'ambiguïté Λ^0/K^0 favorise fortement l'hypothèse Λ^0 (environ 4 fois sur 5).

Ce phénomène peut-être aisément compris par les considérations suivantes : un V^0 ambigu est en général un V^0 dont la trace positive n'est pas identifiée. C'est le plus souvent le cas quand celle-ci est énergétique : elle part alors vers l'avant dans le repère propre du V^0 . Soit θ^* l'angle dans ce repère du π^- avec la direction du neutrino. On s'attend ainsi que la distribution de $\cos \theta^*$ soit accentuée vers $\cos \theta^* = +1$ pour les événements non ambigus et vers $\cos \theta^* = -1$ pour ceux qui sont ambigus.

Ceci se vérifie très bien sur la figure II B 3 (cas du ν -fréon).

Si tous les V^0 ambigus étaient des Λ^0 , la somme des distributions en $\cos \theta^*$ pour les Λ^0 non ambigus et pour les V^0 ambigus traités comme des Λ^0 serait une distribution uniforme -en supposant les Λ^0 non polarisés-. Expérimentalement on constate que cette hypothèse est assez bien vérifiée. En revanche, l'hypothèse que tous les V^0 ambigus sont des K^0 est d'emblée exclue, car la somme des distributions en $\cos \theta^*$ pour les K^0 non ambigus et pour les V^0 ambigus traités comme des K^0 n'est absolument pas uniforme. Cette constatation donne une interprétation simple du résultat précis de la

		CC						CN (AS)					
		ν C ₃ H ₈		ν CF ₃ Br		$\bar{\nu}$ C ₃ Br		ν C ₃ H ₈		ν CF ₃ Br		$\bar{\nu}$ CF ₃ Br	
	Nombre brut	Maximum de vraisembl.		Nombre brut	Maximum de vraisembl.	Nombre brut	Maximum de vraisembl.	Nombre brut	Maximum de vraisembl.	Nombre brut	Maximum de vraisembl.	Nombre brut	Maximum de vraisembl.
Λ^O	27	38.73 +6.5 -5.9		68	113.24 +11.3 -10.6	93	104.88 +10.7 -10	9 (2)	13.3 +3.9 -3.4	26 (2)	35.93 +7 -5.5	2	2.89 + 2.2 - 1.5
K^O	18	20.27 +4.8 -4.2		65	78.76 + 9.6 - 9.6	20	23.12 + 5.2 - 5.1	4	4.7 +2.6 -1.9	23	26.07 +5.6 -3.9	4 (1)	5.11 + 2.8 - 2.
Λ^O/K^O	14			59		15		5 (1)		13 (3)		2	
Λ^O, K^O	2	2 +1.8 -1.1		5	6.77 + 2.9 - 2.4	3	3 + 2.1 - 1.5	2	2 +1.8 -1.1		.64 +1.2 - .4		0 + 1.1 - 0
K^O, K^O	1	1 +1.4 - .4		2	3.23 + 2.7 - 1.5	1	1 +1.4 - .4		0 +1.1 - 0	2	3.36 +2.2 -1.6	1	1 + 1.4 - .4
$\Lambda^O, \Lambda^O/K^O$				3						2			
Λ^O, K^+	6	7 +3.1 -1.9		20	28.81 + 5.7 - 4.9	6	7 + 3.1 - 1.9		1 +1.4 - .4	6	9 +3.3 -2.6		0 + 1.1 - 0
K^O, K^+		0 +1.1 - 0		1	1.19 + 1.5 - .8		0 + 1.1 - 0		0 +1.1 - 0		0 +1.1 - 0		0 + 1.1 - 0
$\Lambda^O/K^O, K^+$	1			9		1		1		3			
Λ^O, K^O, K^+				1	1 + 1.4 - .4								
TOTAL	69			233		139		21		75		9	

(Les événements AS sont mis entre parenthèses dans la colonne CN et ne sont pas comptés dans les CN)

Nombre brut de ν^O observés et résultats de la méthode des poids.

TABEAU II B 3

méthode de maximum de vraisemblance indiquant une nette prédominance des Λ^0 (au moins pour les films de ν).

Les nombres de Λ^0 et K^0 obtenus sont entachés à la fois de l'erreur statistique et de l'incertitude sur la levée d'ambiguïté. L'erreur totale est directement fournie par la méthode du maximum de vraisemblance.

d) tableau récapitulatif.

Le tableau II B 3 donne les résultats bruts de l'application des critères de sélection des V^0 et d'autre part, les résultats de la méthode des poids.

Lorsque l'erreur est purement statistique ($\sqrt{N}$) elle n'est pas indiquée dans le tableau.

2) pertes et contaminations dans le lot de V^0 .

Les critères de sélection des V^0 impliquent le rejet d'un certain nombre de vrais Λ^0 et K^0 .

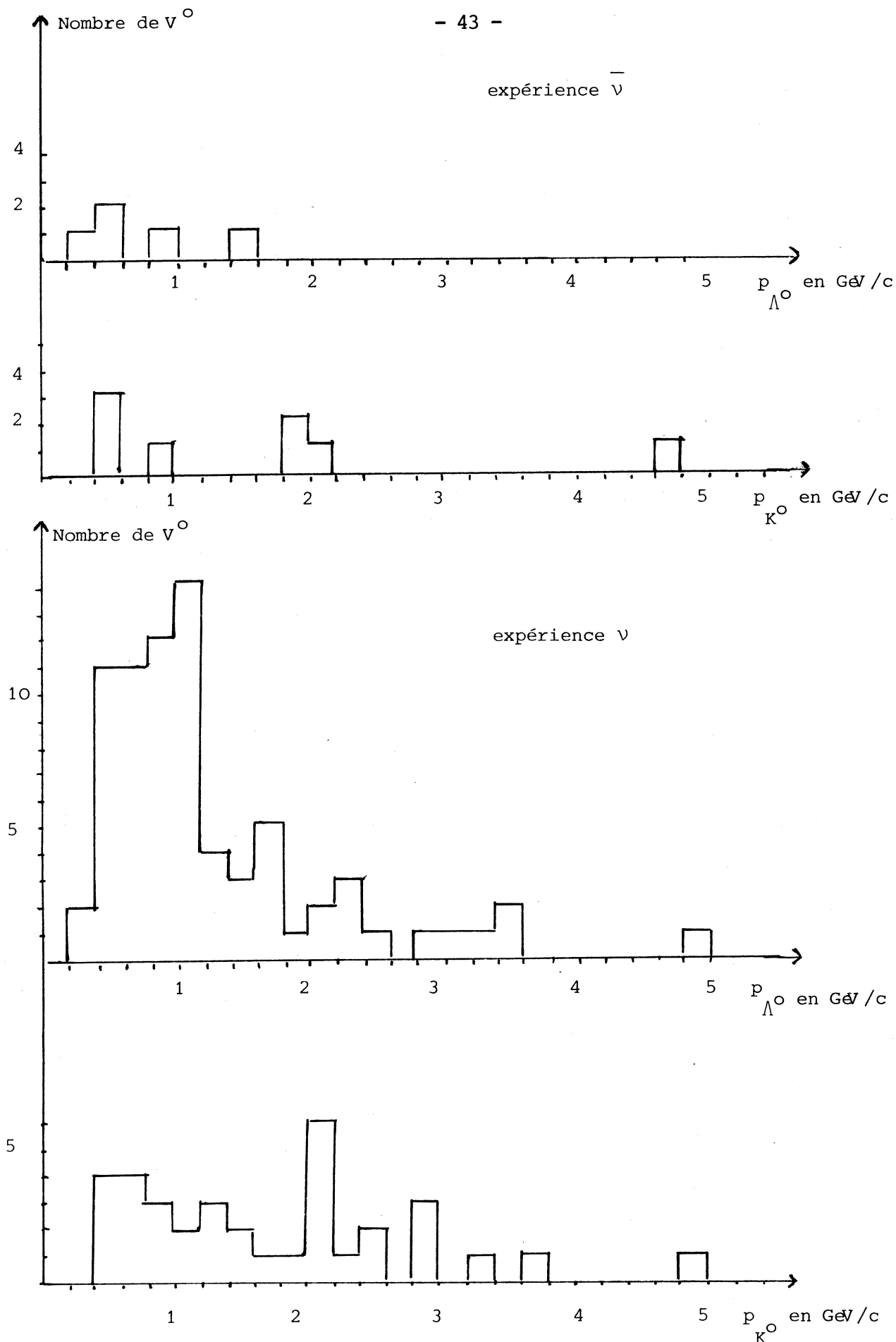
Inversement, ces coupures n'empêchent pas une certaine contamination des Λ^0 et des K^0 par des événements parasites (essentiellement des interactions de neutron ou de K_L^0 issu du vertex primaire et simulant un V^0). Il faut donc évaluer à la fois la perte en V^0 et la contamination.

a) pertes dues aux coupures $d > 1\text{cm}$ et $\tau < 3\tau^0$

Pour un V^0 donné, la coupure à 1 cm correspond à une coupure à $\tau = \tau_{\min}$ dans la courbe exponentielle de désintégration :

$$\tau_{\min} = \frac{m_{V^0} \times 1 \text{ cm}}{p_{V^0} \times c \tau_{V^0}} \quad (\tau_{\min} = \frac{0.14}{p} \text{ pour } \Lambda^0, \frac{0.19}{p} \text{ pour } K_S^0, p \text{ en GeV/c})$$

Ainsi, chaque événement vu peut-être corrigé pour tenir compte des V^0 non vus à cause des coupures $d > 1 \text{ cm}$ et $\tau < 3\tau^0$: un événement vu correspond



Distribution de l'impulsion des V^0 dans les événements de type courant neutre .

Figure II B 4

à $\frac{1}{e^{-t_{\min}} - e^{-3}}$ événements se désintégrant selon le même mode. La figure

II B 4 donne l'impulsion des V^0 dans les événements de type courant neutre.

Ce facteur de correction varie selon les événements de 1,1 à 1,5

b) pertes dues au mode de désintégration.

Les V^0 ne sont recherchés que dans leur mode de désintégration chargé. Ceci entraîne une perte importante :

i) les Λ^0

Le mode cherché est : $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$

Le rapport d'embranchement $\frac{\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-}{\Lambda^0 \rightarrow \text{n'importe quoi}}$

est de $64.2\% \pm 5\%$

ii) les K^0

Si l'on admet que les K^0 sont produits dans les interactions de neutrino dans un état d'étrangeté défini (état K^0 ou $\bar{K}^0$) les K^0 produits sont une superposition équiprobable de K_S^0 et de K_L^0 (1). Seul le mode $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ est cherché et son rapport d'embranchement par rapport au K_S^0 est de $68.67\% \pm 25\%$

(1) Issus d'un vertex primaire auquel est rattaché un autre V^0 , quelques K_L^0 sont détectés de façon indirecte par leur interaction dans la chambre (car cette interaction donne alors une particule étrange).

D'où un rapport d'embranchement résultant $\frac{K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}{K^0 \rightarrow \text{n'importe quoi}}$

= 34.34% $\pm$,13%

c) perte de V^0 causée par le critère de pointage.

Cette perte est induite par deux phénomènes distincts :

1) la coupure à trois écarts sur les variables gaussiennes G_λ et G_ψ provoque une perte statistique de 2.6 % pour chacune de ces variables (en fait elles sont corrélées car résultant de l'ajustement 1C; vu la faiblesse de la perte, ceci peut-être négligé).

2) des V^0 émis d'un vertex primaire peuvent être diffusés élastiquement par un noyau, sans recul visible de la cible, d'un angle suffisant pour ne plus pointer.

Cette perte peut être estimée en recherchant les V^0 qui réalisent tous les critères de sélection sauf celui de pointage. Pour éviter une contamination due à des événements mal mesurés, il faut faire cette étude sur les V^0 dont les deux traces ont un $\frac{\Delta p}{p} < 30\%$, et pondérer les événements ainsi sélectionnés par la probabilité qu'à un V^0 d'être mal mesuré. De ces événements sélectionnés, il faut retirer ceux qui pointent sur un vertex secondaire- c'est-à-dire le point d'interaction d'une trace issue du vertex primaire- Ceci est fait sans peine par application des critères de sélection de V^0 sur ces vertex.

1 Λ^0 pour l'expérience v-propane, 2 Λ^0 et 1 K^0 pour l'expérience v-fréon sont ainsi sélectionnés. Ils correspondent à une perte de $(1.4 \pm 1.4)\%$ et $(1.5 \pm 1)\%$, respectivement pour ces deux expériences. Pour l'expérience $\bar{v}$ -fréon, où aucun événement de ce type n'est retenu, nous prendrons les résultats de l'expérience v-fréon.

Les pertes dues au critère de pointage sont résumées dans le tableau II B 4

	v-propane %	v-fréon %	$\bar{v}$ -fréon %
perte due au pointage	1.9 ± 1.4	2 ± 1	2 ± 1

Tableau II B 4

d) autres pertes

Les pertes dues à l'inefficacité de l'ajustement IC ont été déjà été données (page 33).

La coupure à $p_2 \geq 4\%$ entraîne une perte de 4% des bons V^0 .
 χ_{1C}

Il existe une autre source de perte : celle qui est liée à l'efficacité de dépouillement des photos (ϵ_s). Le tableau II B5 donne ces chiffres pour les V^0 se désintégrant à plus de 1cm du vertex primaire (ils sont obtenus en effectuant deux dépouillements indépendants du lot de photo).

	v-propane %	v-fréon %	$\bar{v}$ -fréon %
ϵ_s	99 ± 1	96 ± 2	98 ± 1

Efficacité de dépouillement après deux dépouillements

Tableau II B 5

Toutes les pertes étudiées, sauf la dernière, sont des pertes par V^0 .
Chaque V^0 sera donc à corriger en conséquence.

Inversement, la perte due à l'inefficacité du dépouillement doit être appliquée événement par événement et non V^0 par V^0 (ceci concerne le cas où deux V^0 sont présents dans la même photo).

Le tableau II B 6 résume toutes ces pertes.

Probabilité de détection de	Λ^0	K^0
Rapport d'embranchement	64.2%	34.34%
Coupure $d > 1\text{cm}$ et (1) $\tau < 3 \tau_0$	$80\% \pm 7\%$	$75\% \pm 7\%$
Pointage	98%	
$P_{X_{1C}}^2 > 4\%$	96%	
Efficacité de l'ajustement 1C	96%	
Combinaison de ces probabilités	$46\% \pm 4\%$	$24\% \pm 2\%$
Efficacité de dépouillement	$\sim 98\%$	

Les pertes dans le lot de V^0

Tableau II B 6

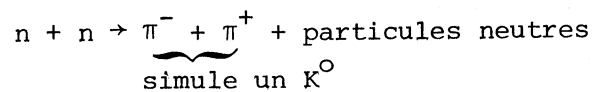
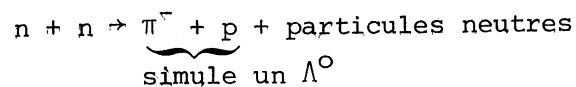
(1) Cette coupure dépend de l'impulsion des V^0 . Nous donnons ici une valeur moyennée sur le spectre. Dans les calculs numériques effectués, la correction est faite événement par événement.

e) contamination du lot de V^0 .

Malgré les coupures effectuées pour obtenir un lot de V^0 dépourvu d'événements parasites (qui ne sont ni des Λ^0 ni des K^0), un certain nombre d'entre eux a pu contaminer l'ensemble sélectionné. Ceci concerne à priori surtout les événements entachés de grosses erreurs de mesure.

Ce bruit de fond provient principalement de deux sources :

i) des neutrons issus du vertex primaire interagissent en donnant un groupe de deux traces chargées simulant un V^0 qui passe à travers le crible des critères de sélection. Par exemple :



La longueur d'interaction des neutrons est de l'ordre de 60 cm dans le fréon et d'environ 1m dans le propane.

ii) des K_L^0 effectuant des réactions analogues en produisant réellement un autre V^0 qui pointe sur le vertex primaire. La longueur d'interaction des K_L^0 est supérieure à 1.20m dans le fréon et le propane⁽¹⁾

Tous ces bruits de fond ont une caractéristique commune, celle de se produire avec une longueur d'interaction grande devant la distance moyenne d'un V^0 à sa source (de l'ordre de 10cm).

(1) Un autre bruit de fond peut être imaginé : la présence fortuite d'un événement indépendant, possédant une topologie de V^0 et passant à travers la chaîne de sélection. Cette éventualité est en fait négligeable (inférieure à 1%/o).

Aussi, si l'on définit x par $x = \frac{\tau}{\tau_0}$ = nombre de temps de vie propre du V^0 observé, le nombre $\frac{dN(x)}{dx}$, distribution du nombre de V^0 sélectionnés en fonction de x , peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{dN}{dx} = \lambda e^{-x} + a$$

λe^{-x} : les vrais V^0

a : le bruit de fond

si l'on se limite à $0 \leq x \leq 5$ (ce qui correspond, pour le bruit de fond, à environ une longueur d'interaction).

Le lot de V^0 sur lequel on fait cette étude est sélectionné selon les critères du § (II,B,1,b,viii) à l'exception de la coupure en distance-qui n'est pas faite- et de la coupure à 3 temps de vie qui est remplacée par une coupure à 5 temps de vie.

Une méthode pour estimer le bruit de fond est alors la suivante:

- soit $N(\alpha, \beta)$ le nombre d'événements tels que $\alpha < x < \beta$; on peut comparer le nombre expérimental au nombre théorique :

$$N(\alpha, \beta) = \int_{\alpha}^{\beta} (\lambda e^{-x} + a) dx = \lambda (e^{-\alpha} - e^{-\beta}) + (\beta - \alpha)a$$

Deux observations dans deux intervalles disjoints permettent de connaître a .

En toute rigueur, il faut s'assurer que la loi précédente n'est pas gérée par la perte à petit x . On constate en fait qu'en choisissant la borne inférieure du 1^{er} intervalle égal à 0,4 ceci est réalisé (c'est pour cette raison que ce lot de V^0 contient les V^0 à $d < 1\text{cm}$).

	Λ^O				K^O			
	N_1	N_2	a	Δa	N_1	N_2	a	Δa
v-propane	61	1	-1.78	.83	23	4	1.32	1.11
v-fréon	169	13	.70	2.04	79	8	1.38	1.59
$\bar{v}$ -fréon	105	9	.94	1.69	27	2	.07	.80
v et $\bar{v}$ fréon	274	22	1.64	2.65	106	10	1.45	1.78

a) détermination du nombre de faux V^O
(contamination = 3 x a)

	v-propane	v-fréon	$\bar{v}$ -fréon	fréon
%	-1 ± 2.9	1.7 ± 2.2	1.5 ± 2.9	1.6 ± 1.7

b) pourcentage de faux V^O parmi les V^O sélectionnés.

Tableau II B 7

On a pris comme intervalles : 0.4 - 3 et 3 - 5, ce qui permet de définir les deux nombres :

$$N_1 = N(.4, 3) = \lambda(e^{-.4} - e^{-3}) + 2.6 a$$

$$N_2 = N(3, 5) = \lambda(e^{-3} - e^{-5}) + 2 a$$

On en déduit a et le nombre d'événements parasites : 3a.

Une telle étude doit être faite séparément pour les Λ^0 et les K^0 . Le problème se pose alors de savoir comment traiter les ambigus. Or, la méthode des poids a montré que ces ambigus, d'importance numérique faible, étaient presque tous (plus des $\frac{4}{5}$) des Λ^0 , sauf dans les $\bar{V}CN$ où ils sont presque tous des K^0 .

Les ambigus seront ainsi affectés à leur famille la plus probable.

Les résultats sont consignés dans le tableau II B 7 a ⁽¹⁾.

Il n'apparaît ainsi aucun signal significatif de bruit de fond, a étant partout compatible avec 0.

Le tableau II B 7 b donne, en pourcentage, la contamination en faux V^0 du lot de V^0 .

3) détermination de la probabilité d'identification d'un K^+

Un K^+ créé dans la chambre peut se comporter de plusieurs façons :

- i) il s'arrête dans la chambre et se désintègre après un parcours de plus de 1 cm

(1) Ce tableau mélange les CC et les CN. Si on les étudie séparément, tout est compatible. Il est donc raisonnable de supposer que la correction est, en proportion, la même pour ces deux cas.

- ii) il parcourt moins de 1cm (ce qui rend sa probabilité d'identification très aléatoire)
- iii) il interagit, se désintègre en vol (ce qui est difficile à distinguer) ou sort de la chambre.

De toutes ces éventualités, seule la première a été retenue pour identifier un K^+ dans les interactions possédant déjà un V^0 .

Pour connaître le nombre d'événements réellement produits avec un K^+ , il est donc nécessaire de déterminer la probabilité d'identification d'un K^+ . Celle-ci dépend de façon cruciale du spectre en impulsion du K^+ .

Si l'on connaît le spectre en impulsion et la distribution angulaire des K^+ , il suffit de simuler à l'aide d'un programme de Monte-Carlo la progression d'un K^+ dans la chambre, tenant compte du champ magnétique, de ses probabilités d'interaction, de désintégration et du freinage dans le liquide (cf. réf. II A 4).

Toutes ces quantités sont connues, sauf le spectre des K^+ et sa distribution angulaire.

L'hypothèse faite et que les spectres des K^+ sont les mêmes que ceux des K_s^0 observés dans la chambre (pondérés par l'inverse de leur efficacité de détection).

La dynamique de production étant la même pour les expériences V -propane et V -fréon (si l'on néglige l'effet des réinteractions nucléaires) la statistique de K_s^0 de ces deux expériences est mise en commun.

Il vient les résultats suivants :

	ν -propane	ν -fréon	$\bar{\nu}$ -fréon
$p(K^+)$ CCV	$.055 \pm .027$	$.32 \pm .045$	$.41 \pm .08$
$p(K^+)$ CNV	$.043 \pm .027$	$.19 \pm .08$	$.26 \pm .10$

Tableau II B 8

La valeur un peu plus faible de $p(K^+)$ dans les courants neutres reflète simplement le fait que les coupures cinématiques appliquées sélectionnent des candidats courants neutres dont les hadrons sont en moyenne plus énergiques ($E_H > 1$ GeV) que ceux des candidats courants chargés ($E_{vis} = E_\mu + E_H > 1$ GeV).

C-

DETERMINATION DU NOMBRE D'EVENEMENTS COURANTS NEUTRES A V^0 EFFECTIVEMENT PRODUITS PAR DES NEUTRINOS
--

Le lot de CNV précédemment sélectionné doit être corrigé en tenant compte de la probabilité d'identification d'un Λ^0 ou d'un K^0 pour donner le nombre d'événements de type CNV produits.

Cependant ces CNV sont contaminés par des interactions de neutron ou de K_L^0 (dites "bruit de fond" B) et les V^0 non détectés entraînent une mauvaise estimation de l'énergie hadronique qui peut faire rejeter à tort un événement.

Dans ce chapitre, nous étudierons ces trois corrections.

Une fois ces calculs faits, ils subsistera une perte : les événements courant neutre dans lesquels un hadron chargé a simulé un μ , et qui ont été ainsi classés dans la catégorie CCV. Cette étude sera menée au cours du chapitre suivant, car elle concerne aussi les événements courant neutre sans V^0 (1).

1) Calcul du nombre d'événements de type CNV produits.

Soit $p(\Lambda)$ et $p(K)$ les probabilités de visibilité d'un Λ et d'un K . Ces probabilités tiennent compte de toutes les pertes énoncées au paragraphe II B2, sauf celle liée à l'efficacité du dépouillement (ϵ_s).

Soit $N(A)$ le nombre d'événements vus avec des particules étranges du type A et soit ϵ_n la faible proportion d'étoile de n ou K_L^0 simulant un V^0 .

Il vient alors :

-
- (1) L'étude de la contamination due à des neutrinos d'un genre non désiré dans le faisceau, très faible pour le lot de V^0 , sera aussi menée dans le chapitre suivant.

CNV produits : (1)

$$\frac{1 - \frac{\epsilon_n}{\epsilon_s}}{\epsilon_s} \left[\frac{N(\Lambda^0)}{p(\Lambda)} + \frac{N(K^0)}{p(K)} + \frac{N(\Lambda^0, K^+)}{p(\Lambda | \Lambda K^+)} + \frac{N(K^0, K^+)}{p(K | K^0, K^+)} \right. \\ \left. + N(\Lambda^0, K^0) \left(1 - \frac{(1 - p(\Lambda | \Lambda^0, K^0)) (1 - p(K | \Lambda^0, K^0))}{p(\Lambda | \Lambda^0, K^0) \times p(K | \Lambda^0, K^0)} \right) \right. \\ \left. + N(K^0, K^0) \left(1 - \left(\frac{1 - p(K | K^0, K^0)}{p(K | K^0, K^0)} \right)^2 \right) \right]$$

où $p(V/A)$ représente la probabilité de voir un V^0 du type V dans une configuration du type A.

Les résultats numériques sont consignés dans le tableau II C 4.

(1) En fait, ce calcul est fait événement par événement, les probabilités dépendant de l'impulsion des V^0 par les coupures en distance et en impulsion.

2) calcul du bruit de fond de faux CNV.

Il s'agit ici de l'étude de la contamination du lot d'interactions CNV, en majorité produites par des neutrinos, par des neutrons ou des K_L^0 entrant dans la chambre (événements dits de "bruit de fond", notés B).

a) principe de la méthode.

Cette méthode servira aussi ultérieurement pour une correction analogue dans les événements courant neutre sans V^0 . Aussi, dans ce sous paragraphe, oublierons nous les suffixes V, les symboles CN, CC ou AS représentant selon l'usage que l'on veut en faire soit CNV, CCV et ASV, soit CN, CC et AS précédemment définis.

Une étude détaillée de cette méthode a été faite dans la Réf. II C 1

Les événements de bruit de fond sont des événements de type CN qui n'ont pas été classés AS parce que l'on n'en voit pas la source dans la chambre (la source peut se trouver dans le blindage, la culasse de l'aimant ou le corps de la chambre). Les AS, si l'on exclut pour le moment la possibilité d'avoir deux interactions de ν indépendantes dans une même photo, sont des événements de bruit de fond dont on voit la source dans la chambre. Ces deux configurations B et AS, sont résumées dans la figure II C 1.

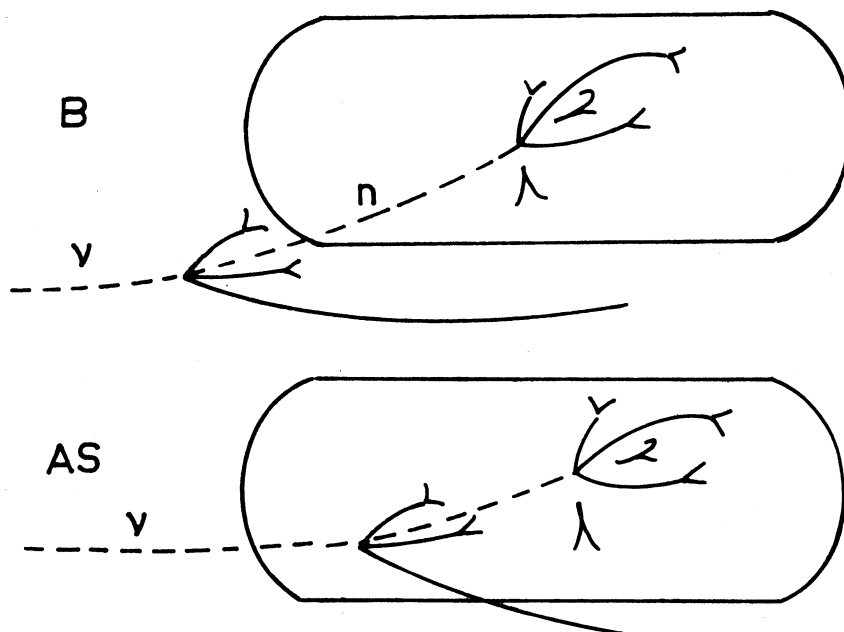


FIGURE II.C.1

Le principe de la méthode est de calculer le rapport $\frac{B}{AS}$, d'où B, puisque AS est connu.

Le calcul du rapport $\frac{B}{AS}$ se fait en simulant les cascades de neutrons (ou de K_L^O) dans un programme de Monte-Carlo qui suit pas à pas l'évolution des neutrons dans l'appareillage. Il utilise comme donnée :

a) le spectre en énergie des n ou K_L^O paramétrisé par

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

b) la distribution angulaire des n ou K_L^O par rapport à l'axe du faisceau, de la forme $\frac{dN}{d \cos \theta} \propto e^{-\frac{\theta^2}{2\theta_o^2}}$

c) la distribution dans l'espace des interactions de neutrino.

d) les longueurs d'interaction des n et K_L^O dans le fer et dans le liquide,

Le point c est acquis car le flux de ν et sa variation en fonction de l'énergie du ν et de sa distance à l'axe du faisceau sont connus.

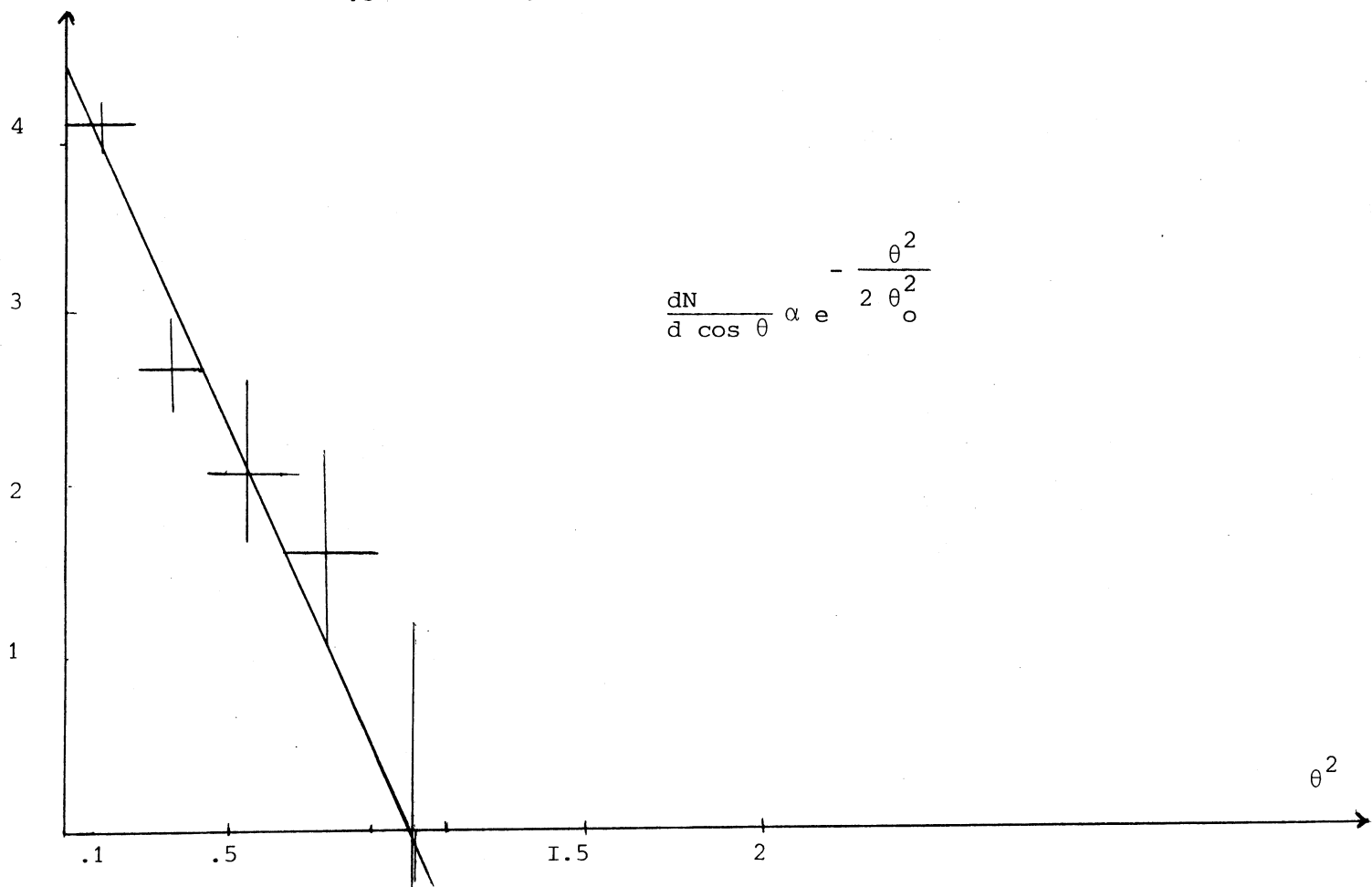
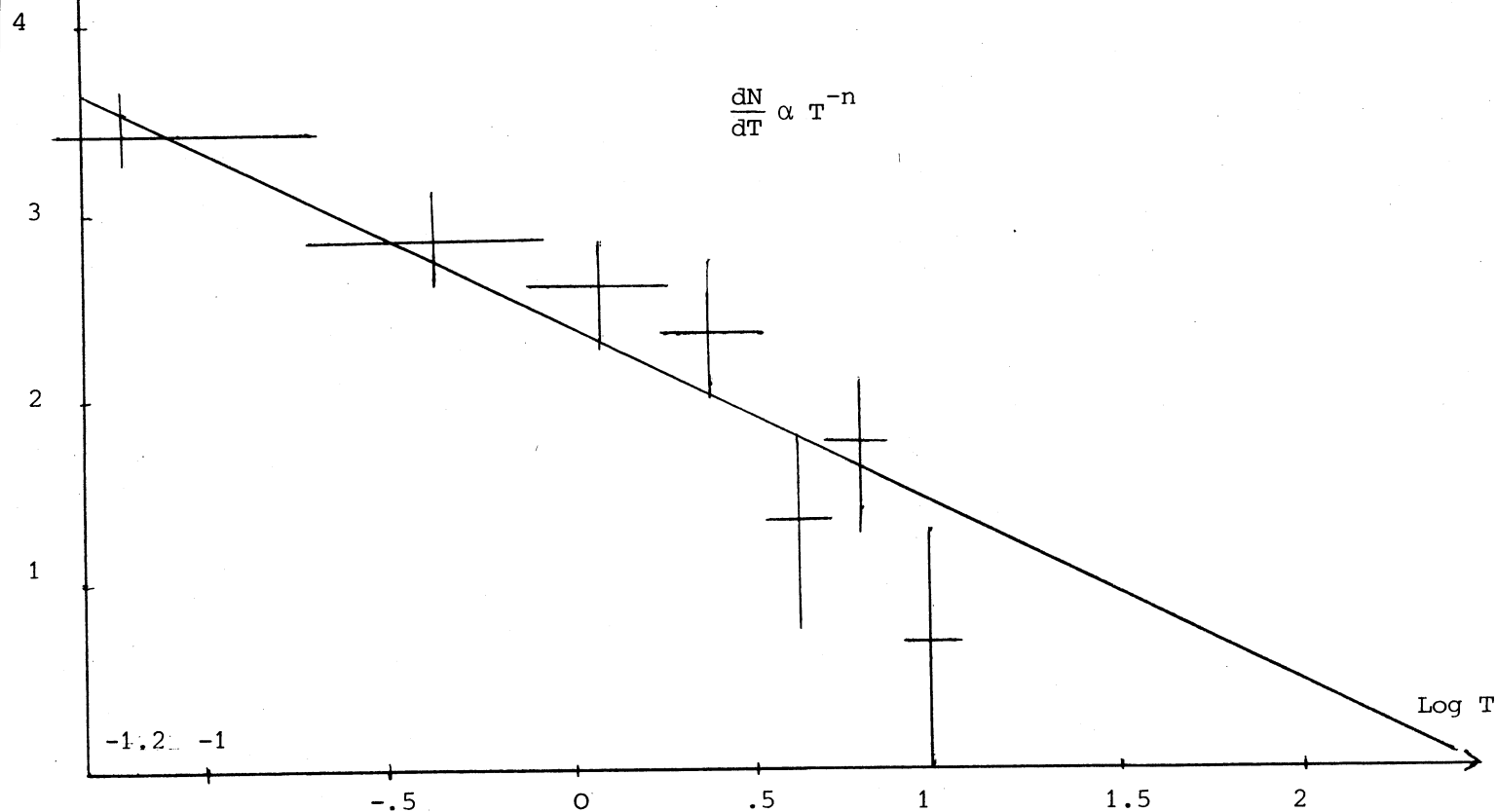
Pour les neutrons, des études précédentes (réf. II B 2 et II C 1) montrent que $n = 2.7 \pm .3$ et $\theta_o = .3 \pm .05$ rad

Nous avons étudié ces distributions dans le cas des K_L^O à partir du spectre d'impulsion des K_S^O . Les résultats sont consignés dans le tableau II C 1. Dans les mesures de n et θ_o , la statistique des K_S^O a été groupée pour les expériences ν -propane et ν -fréon, car elles correspondent à la même dynamique de production.

La figure II C 2 représente l'ajustement de n et θ_o .

Log $\frac{dN}{dT}$

- 58 -



Ajustement des constantes n et θ_0 dans le cas $v(\text{propane} + \text{fréon}) \rightarrow K^0$

Figure II C 2

	ν propane + ν fréon		$\bar{\nu}$ - fréon	
	n	θ_o	n	θ_o
$\nu + N \rightarrow K^0 + \dots$	$1.5 \pm .5$	$.33 \pm .04$	$2.5 \pm 1.$	$.47 \pm .10$
K^0 provenant d'une interaction d'un hadron issu d'un vertex primaire	$1.6 \pm .7$	$.9 \pm .2$	$1.5 \pm 1.$	$1. \pm .3$

Tableau II C 1

La simulation de la propagation des hadrons neutres donne finalement les rapports $\frac{B}{AS}$:

	ν propane	ν -fréon	$\bar{\nu}$ -fréon
$\frac{B}{AS}$ pour les neutrons	$.9 \pm .3$	$.6 \pm .3$	$.6 \pm .3$
$\frac{B}{AS}$ pour les K_L^0	$1.1 \pm .3$	$.7 \pm .3$	$.7 \pm .3$

Tableau II C 2

Le $\frac{B}{AS}$ résultant du mélange des n et K_L^O est nécessairement compris entre $\left(\frac{B}{AS}\right)_n$ et $\left(\frac{B}{AS}\right)_{K_L^O}$. Il est donc raisonnable de prendre $\frac{B}{AS} = 1 \pm .3$ (propane) ou $.65 \pm .3$ (fréon) pour les événements avec particules étranges (bruit de fond de CNV), où les K_L^O et n ont une importance comparable.

b) calcul du bruit de fond.

La méthode précédente est basée sur l'utilisation du nombre des AS produits par des n ou des K_L^O . Cependant, dans le lot de AS sélectionnés, certains proviennent en réalité d'interaction de ν , qui, par hasard, se trouvent dans la même photo, devant un événement CN qui sera ainsi considéré comme AS. Ces faux AS sont appelés AS fortuits.

Soit N le nombre de CN et n le nombre d'événements par photo pouvant transformer un CN en AS ($n = \frac{1}{24}$ pour ν -propane, $\frac{1}{7}$ pour ν -fréon, et $\frac{1}{40}$ pour $\bar{\nu}$ -fréon). Il vient ainsi : AS fortuit = $\frac{1}{2} \times CN \times n$.

Ces AS fortuits doivent être retranchés des AS (car c'est à tort qu'ils ont été classés AS ⁽¹⁾).

Cette soustraction ne sera pas faite sur les événements qui sont de toute évidence produits par des K_L^O , à savoir ceux qui sont associés à un événement amont possédant déjà une particule étrange.

(1) Il est inutile de les inclure dans les CN, car la proportion d'événements qui serait ainsi rajoutée est la même pour les CN et les CNV. Nous les incluerons dans les CNV lorsque nous ne faisons pas de rapport CNV/CN.

Le tableau II C 3 résume les calculs numériques de B.

	v-propane	v-fréon	v̄-fréon
ASV brut	3, dont 1 Sûr	5, dont 3 sûrs	1, sûr
ASV pondéré par p(Λ) et p(K)	6.7 ± 3.9	13.3 ± 6.3	4.1 ± 4.1
ASV retenus	5.8 ± 2.9	6.7 ± 6.8	4.1 ± 4.1
Bruit de fond	5.8 ± 4.3	4.3 ± 4.8	2.7 ± 3

Tableau II C 3 - Calcul du bruit de fond

	v-propane	v-fréon	v̄-fréon
CNV brut	21	75	9
Pondération par p(Λ ^o) et p(K ^o)	45.07 + 17.0 - 11.0	177.25 + 39.8 - 30.4	18.78 + 18.3 - 9.5
Bruit de fond	5.8 ± 4.3	4.3 ± 4.8	2.7 ± 3
CNV produits	39.31 + 17.5 - 11.8	172.95 + 40.1 - 30.7	16.08 + 19.0 - 9.9

Tableau II C 4 - Nombre de CNV produits.

3) correction due aux particules neutres non détectées.

La mesure de l'énergie hadronique d'un événement est entachée d'une erreur systématique qui la sous estime. Cette perte est due aux particules neutres qui ne sont pas détectées dans la chambre et ne sont donc pas comptées dans le calcul de cette énergie.

Les particules neutres en question sont : les photons (γ), les neutrons (n) et les Λ^0 , Σ^0 et K^0 , non détectés.

On a vu précédemment que la production d'une paire de particules étranges ne pouvait donner lieu qu'à des énergies hadroniques supérieures ou voisines du GeV.

De fait, les événements avec $2V^0$ visibles de notre lot ont toujours une énergie hadronique supérieure à 1 GeV. Dans les corrections de visibilité des V^0 (§ II C 1) on a tenu compte du cas où aucun V^0 n'est vu. Il n'y a donc plus à examiner le cas de deux V^0 non détectés.

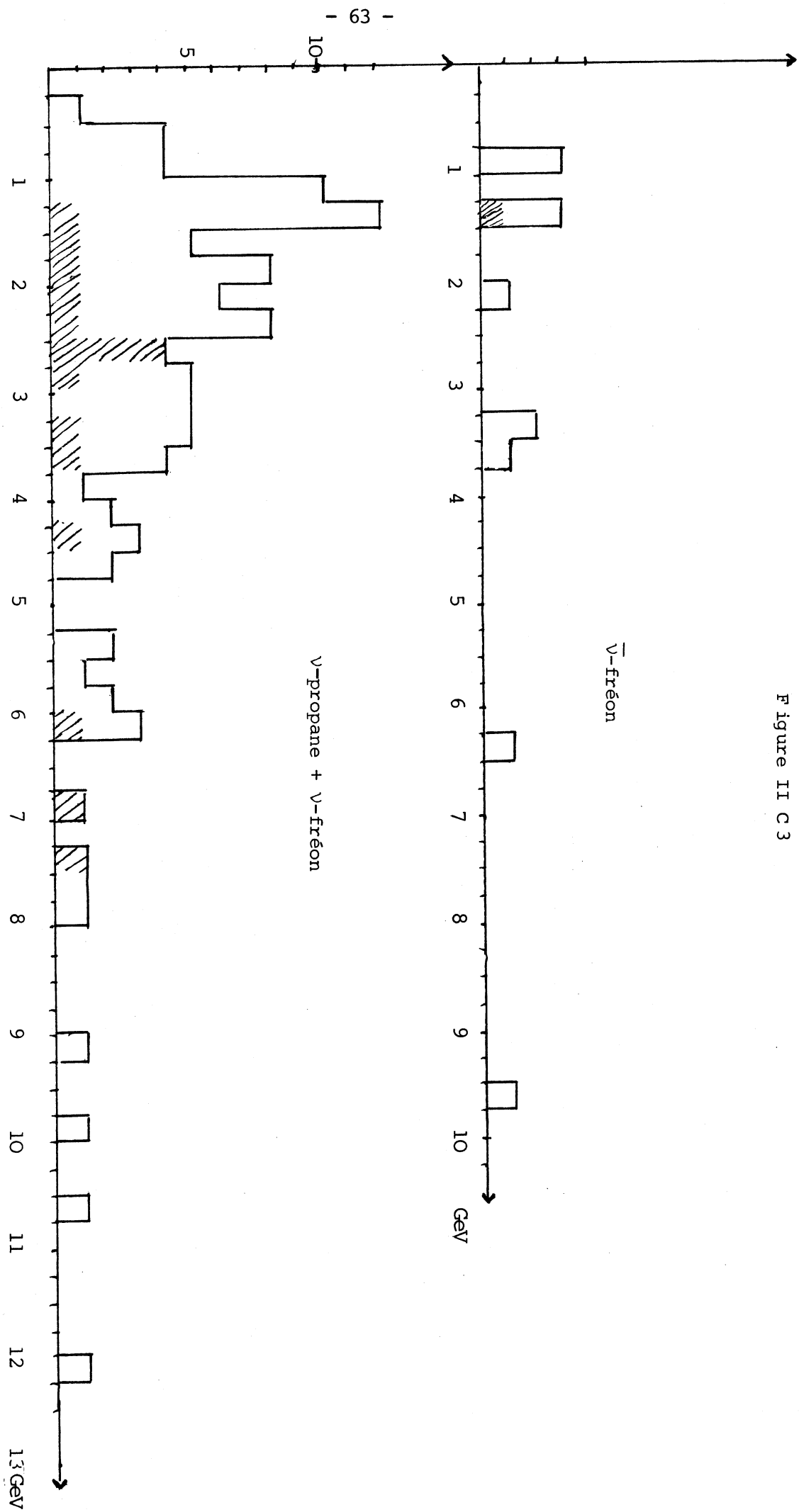
Il reste à corriger la perte d'un V^0 quand celle-ci fait tomber l'énergie hadronique visible au-dessous de 1 GeV. Effectivement, quelques rares événements avec un seul V^0 ont une énergie hadronique inférieure au GeV.

Il pourrait sembler naturel de traiter ces événements avec les autres V^0 . Cependant, le taux d'AS dans ces événements ($\sim 50\%$) est très différent de celui du lot principal ($\sim 9\%$). Le nombre d'AS fortuit est ainsi négligeable pour ces nouveaux V^0 , alors qu'il ne l'était pas pour les autres.

La méthode de correction est analogue à celle utilisée dans les paragraphes précédents.

Distribution en énergie visible des événements de type courant neutre
à ν^0 sélectionnés (en hachuré : événements avec 2 particules étranges)

Figure II C 3



Le tableau II C 5 résume les calculs (les pertes de γ et de n n'interviennent pas, car on a alors tous les V^0 détectables).

	ν -propane	ν -fréon	$\bar{\nu}$ -fréon
nombres bruts de V^0	3 Λ^0	5 Λ^0 1 K^0	2 Λ^0 1 K^0
Nombres bruts de AS	1 K^0	4 Λ^0	1 Λ^0
V^0 corrigés par pondération	6.67 + 4.7 - 3.4	15.56 + 8.4 - 5.8	8.53 + 7 - 3
AS corrigés	3.92 + 5.5 - 1.6	8.89 + 5.1 - 3.8	2.22 + 3.1 - .9
Bruit de fond B	3.92 + 5.6 - 2	5.78 + 4.3 - 3.6	1.44 + 2.1 - .9
Nombre de CNV perdus	2.75 + 5.1 - 6.6	9.78 + 9.2 - 7.2	8.09 + 7.1 - 3.7

Nombre de CNV perdus à cause d'une sous-estimation de l'énergie hadronique.

Tableau II C 5.

- D

DETERMINATION DU NOMBRE TOTAL D'EVENEMENTS COURANTS NEUTRES
CORRESPONDANT AUX CNV ANALYSES.

Les événements du type CN n'ont été cherchés que dans une partie des films où ont été étudiés les CNV. Aussi la normalisation au nombre de courants neutres correspondant aux CNV se fait-elle en deux étapes :

- détermination du nombre brut de CN, et des corrections dans la partie des films où ils ont été étudiés.
- détermination du facteur de normalisation (qui dépend du nombre de photos prises, du flux de neutrinos et des éventuelles variations de densité du liquide).

Nous étudierons ensuite la correction pour la perte des particules neutres dans la coupure en énergie hadronique, le bruit de fond de $\bar{\nu}$ dans le faisceau ν et de ν dans le faisceau $\bar{\nu}$ et l'influence de l'ambiguïté entre les hypothèses π^+ et p pour le calcul de l'énergie d'une trace positive.

1) détermination du nombre de CN dans une partie des films.

Le tableau II D 1 résume les divers résultats.

La méthode utilisée pour le calcul du bruit de fond est la même que pour les courants neutres à particules étranges.

	ν -propane	ν -fréon ⁽¹⁾	$\bar{\nu}$ -fréon ⁽¹⁾
Nombre brut de CN	166	333	399
Nombre brut de AS	27	69	42
Bruit de fond B	23.2 ± 8.7	27.1 ± 14.5	20.7 ± 11.0
Nombre de CN produits	142.8 ± 15.5	305.9 ± 23.3	378.3 ± 22.79

Tableau II D 1 - CN produits dans une partie des films.

2) détermination du facteur de normalisation.

Ce facteur peut-être obtenu de deux façons indépendantes :

- i) c'est le rapport du flux des neutrinos dans les films où ont été étudiés les CN sur le flux dans l'ensemble des films ⁽²⁾
- ii) c'est la fraction des ν^0 produits dans les films où ont été étudiés les CN.

(1) Ces chiffres diffèrent de ceux publiés dans la Réf. II A 3 : nos critères de sélection sont plus larges. En particulier, nous autorisons la présence d'un candidat μ ne correspondant pas au neutrino présumé incident, vue la faible contamination des faisceaux.

(2) Dans l'expérience ν -propane, il faut en outre tenir compte des variations de densité du liquide au cours du déroulement de l'expérience.

Ces deux nombres sont connus (pour le premier , il suffit d'intégrer les flux mesurés expérimentalement et pour le second, de compter).

Le tableau II D 2 résume les résultats. L'accord entre les deux méthodes est excellent. Nous utiliserons dans la suite l'estimation combinée plus précise.

	ν -propane	ν -fréon	$\bar{\nu}$ -fréon
Rapport estimé par les nombres d'événements à ν^0	$.27 \pm .05$	$.09 \pm .021$	$.27 \pm .05$
Rapport estimé par les flux de neutrinos	$.22 \pm .02$	$.089 \pm .013$	$.26 \pm .04$
Estimation combinée	$.23 \pm .02$	$.09 \pm .01$	$.26 \pm .03$

Facteur de normalisation entre les films où ont été cherchés les CN et les films où ont été cherchés les CNV.

Tableau II D 2

3) calcul de la perte de courants neutres due à la confusion avec un courant chargé.

Il s'agit ici de rechercher la part de courants neutres indûment classés comme courants chargés. Il suffit pour cela de regarder les critères de sélection du μ . Ces critères et les contaminations étant différentes pour les μ^+ et les μ^- , il apparaît nécessaire de dissocier l'étude des expériences "neutrino" de celle de l'expérience "antineutrino".

a) expériences neutrino.

Les hadrons qui peuvent simuler un μ^- sont les π^- et les K^- .
Leurs longueurs d'interaction dans les liquides de la chambre sont voisines
($L_{\pi^-} \sim 35\text{cm}(45\text{ cm})$ et $L_{K^-} \sim 40\text{ cm}(50\text{ cm})$ dans le fréon (propane)).

Ils peuvent simuler un μ^- de deux façons différentes :

- i) le π^- ou le K^- sort de la chambre sans interagir. Ce cas est un peu plus fréquent dans le propane que dans le fréon
- ii) un hadron négatif s'arrête dans la chambre sans produire de proton d'évaporation; il s'agit alors d'un π^- . Cette contamination est forte dans le lot des μ^- à l'arrêt, mais son importance numérique globale est faible.

Il est donc nécessaire de déterminer la probabilité d'identification d'un π^- . Pour cela on dispose d'un lot non biaisé de hadrons négatifs :

- i) dans le propane, deux lots sont accessibles :
 - les π^- de la branche négative des V^0
 - les hadrons négatifs produits dans une expérience $\bar{V}$ -propane à laquelle nous avons eu accès (Réf. II D 1)
- ii) dans le fréon, trois lots différents ont été utilisés :
 - les π^- des V^0 de l'expérience ν -fréon
 - les π^- des V^0 de l'expérience $\bar{\nu}$ -fréon
 - tous les hadrons négatifs (π^- et K^-) des événements de l'expérience $\bar{\nu}$ -fréon.

Expérimentalement, cette probabilité dépend peu de l'impulsion du hadron négatif et nous prendrons une valeur moyennée :

probabilité d'identification d'un π^-	propane ;	$.52 \pm .05$
	fréon ;	$.70 \pm .03$

Pour un K^- , nous prendrons les mêmes résultats, vu la similitude de comportement de ces hadrons.

Soit p cette probabilité, et soit N_i le nombre de courants neutres sélectionnés qui ont i hadrons négatifs. Ces nombres peuvent être obtenus expérimentalement. Leur distribution est approximativement poissonnienne :

$$N_i = N e^{-n_0} \frac{(n_0)^i}{i!}$$

où N = nombre de courants neutres sélectionnés = $\sum_i N_i$

et n_0 = multiplicité moyenne des hadrons négatifs.

Le nombre de courants neutres effectivement produits est donc :

$$\sum_i \frac{N_i}{(p)^i} = N e^{n_0 \left(\frac{1}{p} - 1\right)}$$

Le facteur correctif à appliquer au lot de courants neutres est donc

$$e^{n_0 \left(\frac{1}{p} - 1\right)}$$

Ce facteur correctif interviendra au numérateur et au dénominateur dans le calcul du rapport $\frac{CNV}{CN}$.

Le facteur correctif à appliquer à ce rapport est donc :

$$e^{(n_0 - n'_0) \left(\frac{1}{p} - 1\right)}$$

avec : n'_0 et n_0 : multiplicité moyenne de hadrons négatifs dans les CN et les CNV

p : probabilité d'identification d'un hadron négatif.

Le tableau II D 3 résume les valeurs de ce facteur correctif :

	v-propane	v-fréon
Multiplicité moyenne pour les CNV	$.24 \pm .11$	$.33 \pm .06$
Multiplicité moyenne pour les CN	$.47 \pm .04$	$.65 \pm .035$
Facteur correctif	$.82 \pm .10$	$.87 \pm .08$

Facteur correctif pour la perte de courants neutres par non identification de hadron négatif pour le rapport $\frac{\text{CNV}}{\text{CN}}$

Tableau II D 3

b) expérience antineutrino.

Les hadrons qui peuvent simuler un μ^+ sont les π^+, K^+ et p. Ils le peuvent de deux façons différentes :

- i) un hadron positif sort de la chambre sans interagir.
- ii) un π^+ s'arrête dans la chambre. Il se désintègre alors toujours et est ainsi systématiquement pris pour un μ^+ .

Les π^+, K^+ et p ayant des sections efficaces très différentes, il n'est pas possible de calculer une seule probabilité d'identification comme dans le paragraphe précédent. De plus, on ne sait pas distinguer ces trois particules, sauf quand elles s'arrêtent. Aussi procéderons nous d'une façon différente.

Notons $CN_{\mu^+}^{\bar{\nu}}$ les événements "courant neutre" indûment classés dans les CC.

Dans les candidats courant neutre de l'expérience ν -fréon, on peut chercher les événements avec un candidat μ^+ (qui est bien sûr un hadron positif, vu la très faible contamination en $\bar{\nu}_{\mu}$); nous les notons $CN_{\mu^+}^{\nu}$.

La perte des $CN_{\mu^+}^{\bar{\nu}}$ est obtenue en supposant vrai la relation :

$$\frac{CN_{\mu^+}^{\bar{\nu}}}{CN_{\mu^+}^{\nu}} = \frac{CN_{\mu^+}^{\nu}}{CN_{\mu^+}^{\nu} - CN_{\mu^+}^{\nu}}$$

Cette hypothèse est justifiée par le fait que la distribution en multiplicité des traces positives qui interagissent est similaire dans les courants neutres antineutrino et les courants neutres neutrino lorsque l'on a exclu de ces derniers les $CN_{\mu^+}^{\nu}$ (cf. Réf. II A 3); $.86 \pm .05$ pour ν et $.75 \pm .07$ pour $\bar{\nu}$.

Pour les CNV nous procéderons de la même manière. La multiplicité moyenne en traces positives qui interagissent est :

- pour les $CNV_{\mu^+}^{\nu}$ sans les $CNV_{\mu^+}^{\nu}$: $1.13 \pm .05$
- pour les $CNV_{\mu^+}^{\bar{\nu}}$: $1.17 \pm .15$

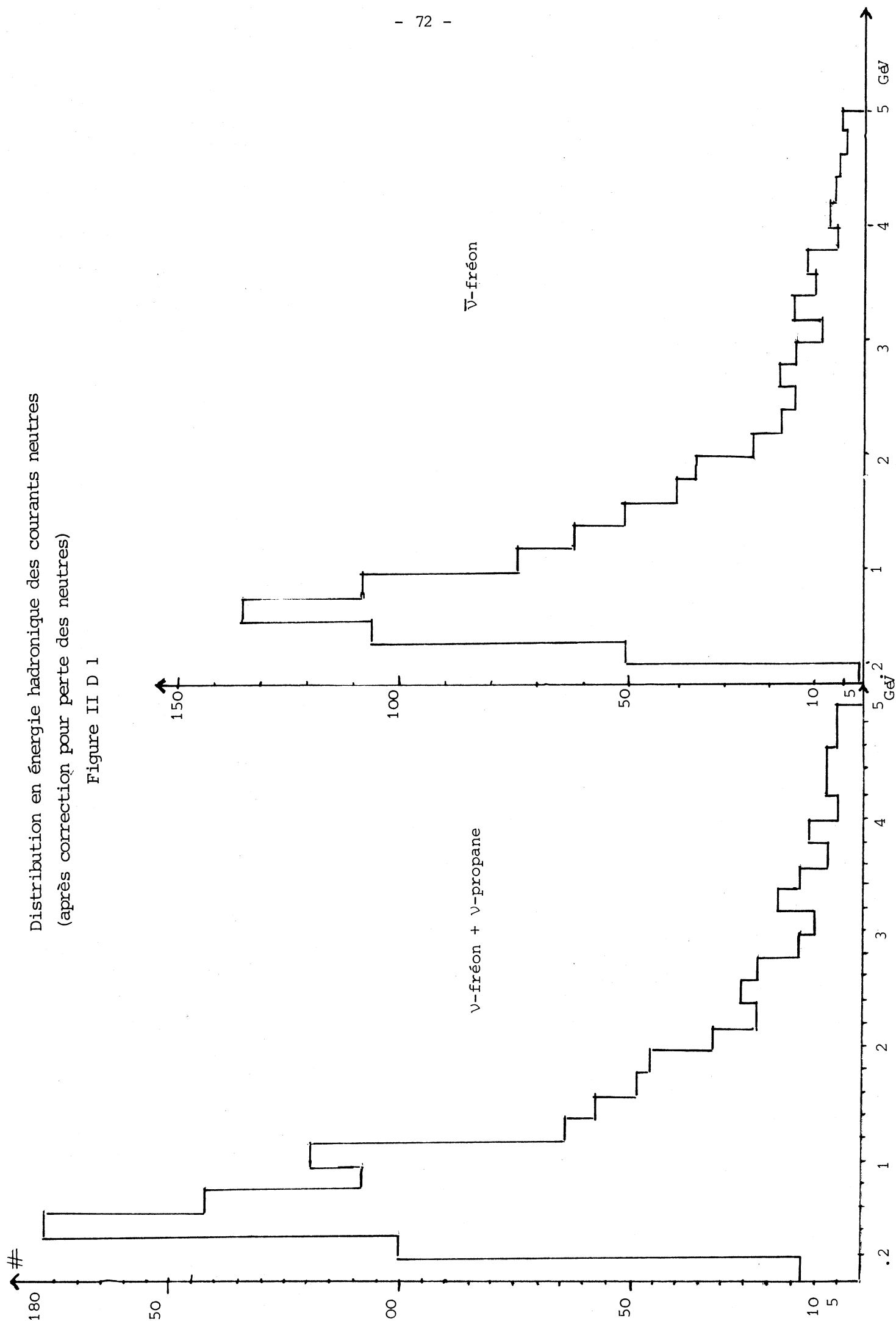
Le facteur correctif à appliquer au rapport $\left(\frac{CNV}{CN}\right)^{\bar{\nu}}$ est le suivant :

$$1 + \frac{CNV_{\mu^+}^{\nu}}{CNV_{\mu^+}^{\nu} - CN_{\mu^+}^{\nu}}$$

$$1 + \frac{CN_{\mu^+}^{\nu}}{CN_{\mu^+}^{\nu} - CN_{\mu^+}^{\nu}}$$

Distribution en énergie hadronique des courants neutres
(après correction pour perte des neutres)

Figure II D 1



Le tableau II D 4 résume les calculs qui mènent au facteur correctif du rapport $\frac{CNV}{CN}$ pour le corriger de la perte en courant neutre pour confusion avec un courant chargé :

	courants neutres CN	courants neutres à V^0 (CNV)
$CN^{\bar{\nu}}$	399	9
CN^{ν} (sans les $CN^{\nu}_{\mu^+}$)	218	57
$CN^{\nu}_{\mu^+}$	115	18
Facteur correctif résultant pour $\frac{CNV}{CN}$	.86 $\pm$.04	

Tableau II D 4

4) correction due aux particules neutres non détectées.

La mesure de l'énergie hadronique d'un événement est entachée d'une erreur systématique qui la sous estime. Cette perte est due à la non détection de particules neutres qui ne sont donc pas incluses dans le calcul de l'énergie hadronique de l'événement.

Les événements sélectionnés étant ceux d'énergie hadronique visible supérieure à 1 GeV, cette perte peut faire rejeter à tort un bon candidat CN.

Les particules neutres en question sont les photons (γ) et les neutrons (n). Nous étudierons successivement ces deux cas.

a) correction due aux γ non détectés.

Dans ces expériences, les γ proviennent de la désintégration $\pi^0 \rightarrow 2 \gamma$. Le nombre de γ produits est donc pair.

La probabilité de détection des γ est donnée dans le tableau II D 5⁽¹⁾.

	propane	fréon
Probabilité de détection des γ	$58.6 \pm 3\%$	$> 90\%$

Tableau II D 5

i) cas du fréon

La perte de γ est donc faible dans le fréon; elle est plus due au dépouillement qu'à une non-matérialisation. On peut ainsi affirmer en se trompant dans moins de 1% des cas, que

- α) les événements à nombre pair de γ n'ont pas perdu de γ
- β) les événements à nombre impair de γ ont perdu un γ

(1) La densité du liquide a varié au cours des expériences "propane" au voisinage de deux valeurs : .51 et .61 g/cm³. Les probabilités de détection correspondantes sont de $55.6 \pm 3.0\%$ et $64.2^{+3.6}_{-4.0}$. Le nombre cité ci-dessus est une moyenne.

L'énergie moyenne d'un γ peut être calculée. Elle est pratiquement indépendante de la multiplicité en γ et vaut 230 MeV (pour les expériences neutrino et antineutrino).

La correction pour la perte de γ dans le fréon consiste donc à ajouter forfaitairement 230 MeV aux événements à nombre impair de γ . Cette correction a été appliquée dans le calcul de l'énergie hadronique; les chiffres donnés dans le tableau II D 1 précédent en tiennent compte et n'ont pas à être corrigés.

ii) cas du propane

Les expériences ν -propane et ν -fréon correspondent à la même dynamique. Dans l'expérience ν -fréon, les événements dont l'énergie hadronique est supérieure à 1 GeV grâce aux γ sont au nombre de 74.

Ces 74 événements permettent de calculer la proportion d'entre eux qui, par suite de la non détection de γ dans le propane, auraient été rejetés s'ils s'étaient produits dans le propane.

En calculant cas par cas la probabilité d'avoir une énergie hadronique visible inférieure à 1 GeV dans le propane, on déduit que 25.7 ± 3.8 parmi ces 74 événements auraient été rejetés dans le propane.

On en déduit la proportion de CN perdus dans le propane par suite de non détection des γ : $8.6 \pm 1.4\%$

b) correction due aux neutrons non détectés.

Les neutrons émis d'un vertex primaire proviennent soit directement de l'interaction du neutrino sur ce neutron, soit indirectement de réinteractions nucléaires des particules émises dans le noyau cible.

L'énergie des neutrons peut être estimée directement lorsqu'ils interagissent dans le liquide de la chambre. La probabilité d'interaction est importante dans le fréon (longueur d'interaction $\sim 60\text{cm}$) mais faible dans le propane (longueur d'interaction $\sim 120\text{ cm}$).

L'interaction d'un neutron dans la chambre est appelée une étoile.

L'énergie emportée par les neutrons non détectés est estimée comme étant le produit de l'énergie moyenne emportée par les neutrons, par le nombre moyen de neutrons émis (auquel est soustrait le nombre d'étoiles associées à l'événement).

Le problème de la correction due aux neutrons est triple :

- α) comment associer une étoile à un événement ?
- β) quelle est l'énergie cinétique du neutron (T_n) qui a créé l'étoile d'énergie cinétique T^{vis} ?
- γ) quelle est l'énergie emportée par les neutrons non détectés ?

i) critère d'association d'une étoile.

Une étoile est associée lorsque l'angle θ de la ligne de vol du neutron incident avec l'impulsion de l'étoile est inférieur à 60° .

Ce critère est en accord avec une étude détaillée précédente (Réf. II A 1).

ii) énergie du neutron qui crée une étoile

L'énergie visible déposée par le neutron peut être paramétrisée en $T^{\text{vis}} = (1 - \xi) T^n$, ou ξ est l'élasticité de la réaction.

Des études précédentes, par comparaison avec des protons (puisque les cibles sont isoscalaires) ont permis de connaître la distribution statistique de ξ (entre 0 et 1). Elle dépend peu de l'énergie et sa valeur moyenne est voisine de $\frac{2}{3}$: une étoile ne représente, en moyenne, que le tiers de l'énergie cinétique du neutron qui l'a créée (Réf. II C 1, I 1, II A 1, II A 2)

On peut estimer cette énergie d'une autre façon (Réf. II A 1) en faisant l'hypothèse (grossière) que le neutron frappe une cible au repos (on néglige le mouvement de Fermi) et que les produits de l'interaction ne voient pas leur impulsion totale modifiée par réinteraction nucléaire. Le problème peut alors se résoudre (4 inconnues - énergie cinétique des neutrons incident et sortant, directions du neutron sortant- et 4 équations - conservation de l'impulsion et de l'énergie). Cette dernière méthode redonne la distribution statistique de ξ . C'est elle que nous utiliserons pour calculer l'énergie du neutron.

iii) énergie emportée par les neutrons non vus

Les cibles étant isoscalaires et les réactions de type courant neutre, il est raisonnable de supposer que la distribution en énergie et la multiplicité des neutrons sont les mêmes que pour les protons.

Le problème qui nous préoccupe n'est pas de calculer l'énergie des neutrons pour tous les événements mais seulement pour ceux dont l'énergie hadronique est voisine de la coupure, à savoir 1 GeV. Aussi pouvons nous restreindre notre étude aux événements dont l'énergie hadronique visible est comprise en 1 et 2 GeV puis extrapoler ces résultats à ceux dont l'énergie hadronique visible est inférieure à 1 GeV, mais dont l'énergie réelle dépasse cette valeur.

Le tableau II D 6 résume ces résultats sur les protons.

	ν -propane	ν -fréon	$\bar{\nu}$ -fréon
Multiplicité des protons	$1,2 \pm .1$	$1,7 \pm .1$	$1,4 \pm .1$
Energie moyenne d'un proton (MeV)	230 $\pm$ 41	201 $\pm$ 15	200 $\pm$ 16

Multiplicité et énergie moyenne des protons pour les événements d'énergie hadronique comprise entre 1 et 2 GeV

Tableau II D 6

L'extrapolation pour le domaine d'énergie juste inférieur peut être fait en supposant que l'énergie d'un neutron perdu est proportionnelle à l'énergie hadronique visible de l'événement. Le facteur de proportionnalité est donné en utilisant les données du tableau II D 6 :

$$\begin{aligned} T_n &= .135 E_H \text{ (en GeV) pour le fréon} \\ &= .154 E_H \text{ pour le propane} \end{aligned}$$

Nous donnerons à cette extrapolation le numéro 1.

Une autre formule, utilisant les données des énergies supérieures est proposée dans la référence II A 1 (précision : 30%) :

$$\text{extrapolation numéro 2 : } T_n = .100 + .085 E_H \text{ (en GeV)}$$

Entre 2 et . 7GeV, la différence entre ces deux estimations est

voisine de 20%, ce qui donne une idée de l'erreur systématique sur la correction des neutrons non détectés.

En résumé, le calcul de l'énergie emportée par les neutrons se fait :

1) en associant les étoiles qui peuvent être associées. Soit N_e ce nombre d'étoiles

2) en calculant, pour chaque étoile, l'énergie cinétique du neutron correspondant

3) en appliquant une correction forfaitaire :

$$.) \text{ si } N_e = 0 : N_p T_n(E_H)$$

$$.) \text{ si } N_e = 1 : (N_p - 1) T_n(E_H)$$

$$.) \text{ si } N_e \geq 2 : 0$$

où N_p est le nombre moyen de proton et $T_n(E_H)$ est l'énergie moyenne emportée par les neutrons, précédemment évalués (par deux méthodes pour $T(E_H)$).

Le tableau II D 7 résume les résultats

	ν -propane	ν -fréon	$\bar{\nu}$ -fréon
1 ^{ère} méthode ⁽¹⁾	26 ± 4%	23 ± 3%	23 ± 4%
2 ^{ème} méthode ⁽¹⁾	39 ± 6%	31 ± 3%	46 ± 6%
résultat utilisé ⁽²⁾	32 ± 10%	27 ± 5%	35 ± 15%

Pourcentage de CN perdus (rapporté au CN retenus)

Tableau II D 7

(1) erreur statistique seulement

(2) erreur statistique et erreur systématique

5) Influence du choix entre les hypothèses π^+ et p dans le calcul de l'énergie hadronique.

Ainsi qu'il est dit au § II B 1 , les traces positives d'un événement courant neutre (π^+ et p) peuvent ne pas être identifiées. Il subsiste donc une cause d'erreur systématique dans la levée de l'ambiguïté π^+/p : une trace d'impulsion p contribue par $\sqrt{m_\pi^2 + p^2}$ dans le cas d'un π^+ , par $\sqrt{m_p^2 + p^2} - m_p$ dans le cas d'un p, dans le calcul de l'énergie hadronique d'un événement. Ce peut donc être faussement qu'un événement est déclaré ayant une énergie hadronique supérieure (hypothèse π^+ faussement choisie) ou inférieure (hypothèse p choisie, alors qu'il s'agit d'un π^+) à 1 GeV.

La comparaison des spectres en impulsion des π^- et des π^+ et la comparaison du nombre de rayon δ attendus et observés sur les traces positives ont permis, dans des études précédentes (Réf. II A 1 et II A 2) d'établir la règle de levée d'ambiguïté suivante :

.) une trace positive ambiguë d'impulsion supérieure à 1 GeV/c est un proton (la probabilité pour une telle trace d'être un π^+ est alors de $5 \pm 3\%$ dans le fréon).

.) une trace ambiguë d'impulsion inférieure à 1 GeV/c est un π^+ .

Pour évaluer l'erreur systématique liée à cette méthode, nous avons étudié les variations obtenues en supposant que toutes les traces ambiguës sont des π^+ (ceci augmente le nombre de CN retenus) puis que toutes les traces ambiguës sont des protons (ceci diminue le nombre de CN retenus).

Le tableau II D 8 donne les variations extrêmes , en pourcentage, du nombre de courants neutres sélectionnés :

	v-propane	v-fréon	$\bar{v}$ -fréon
Hypothèse π^+ choisie	+ 29.5 %	+ 6%	+ 14.5%
Hypothèse p choisie	- 16.9 %	- 8.7%	- 15.6%

Variations extrêmes en pourcentage, du nombre de CN selon le choix de l'hypothèse π^+ ou p pour les traces ambiguës.

Tableau II D 8

6) estimation du bruit de fond d'antineutrinos dans le faisceau neutrino et de neutrinos dans le faisceau antineutrino.

Ainsi que nous l'avons indiqué dans le § I A 2, la contamination des faisceaux utilisés en neutrinos d'un genre non désiré est faible, sauf pour les expériences ayant eu lieu en 1971⁽¹⁾, et principalement celles utilisant le faisceau d'antineutrinos.

Les expériences de 1971 représentent une fraction non négligeable des CN de normalisation (de l'ordre de 50%) mais très faible des CNV.

Les calculs sont faits en tenant compte

- du spectre en impulsion des neutrinos parasites
- des rapports de sections efficaces $\frac{CC_{\bar{\nu}}}{CC_{\nu}}$, $\frac{CN_{\nu}}{CC_{\nu}}$, $\frac{CN_{\bar{\nu}}}{CC_{\bar{\nu}}}$ (Réf. II A 3, I 1)

Pour l'expérience de 1971, nous avons utilisé les données sur la contamination indiquées dans la référence I 1.

Le tableau II D 9 résume les résultats des calculs :

	ν -propane %	ν -fréon %	$\bar{\nu}$ -fréon %
Contamination des CN	.13 ± .03	1.7 ± .4	22 ± 3
Contamination des CNV	.13 ± .03	.22 ± .06	1.9 ± 1.3

Tableau II D 9

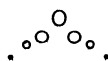
(1) La diminution du bruit de fond dans les expériences postérieures à 1971 est due à la présence d'un absorbeur qui élimine une part importante des π et des K du mauvais signe qui n'ont pas été défocalisés.

La valeur importante pour $CN^{\bar{\nu}}$ vient de trois effets conjugués :

- la contamination importante de ν_{μ} dans les $\bar{\nu}_{\mu}$ (de l'ordre de 5 %, en moyenne)
- cette contamination est plus forte à haute énergie qu'à faible énergie (elle atteint 20% à 10 GeV), ce qui augmente le nombre d'événements parasites (les sections efficaces sont proportionnelles à l'énergie).
- le rapport des sections efficaces $\frac{\sigma(CC)^{\nu}}{\sigma(CC)^{\bar{\nu}}}$ est voisin de 3 et le rapport $\frac{\sigma(CN)^{\nu}}{\sigma(CN)^{\bar{\nu}}}$ est de l'ordre de 2; ceci rend encore plus sensible la contamination d'événements neutrinos dans le lot de films "antineutrinos".

CHAPITRE III.

LES RESULTATS.



Dans cette partie, nous présentons successivement un test de la conservation de l'étrangeté par les courants neutres, puis nous mesurons le taux de production de particules étranges neutres dans les événements induits par des courants neutres. Enfin nous comparerons ce type de production pour les neutrinos et les antineutrinos.

A -

TEST DE LA CONSERVATION DE L'ETRANGETE DANS LES COURANTS NEUTRES.

L'hypothèse selon laquelle les courants neutres conservent l'étrangeté a été introduite essentiellement pour expliquer la très faible valeur du rapport d'embranchement $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- / K_L^0 \rightarrow \dots (\sim 10^{-8})$. En corrélation avec l'introduction des quarks charmés par Glashow, Iliopoulos et Maiani, il est intéressant de tester cette hypothèse dans la région dynamiquement fort différente (q^2 du genre espace au lieu du genre temps) des interactions de neutrino. Cette règle impose que la production de particules étranges par courant neutre ait lieu par paire (si l'on néglige l'influence des particules d'étrangeté ≥ 2).

Il est possible de tester ceci sur les V^0 d'étrangeté définie, à savoir les Λ^0 (et les Σ^0 qui n'en sont pas distinguables) : si la règle est exacte, tous les événements avec un Λ^0 seul ($S = -1$) doivent pouvoir s'interpréter comme la production d'une paire dont un K^0 (1) ou un K^+ ($S = +1$) n'est pas détecté en tenant compte des probabilités de détection des K^+ et K^0 . Ceci fournit une limite sur la production $\Delta S = \pm 1$.

Toujours en négligeant les productions $|\Delta S| = 2$, ce test peut être prolongé en regardant si les K_S^0 isolés peuvent s'interpréter comme une production $K_S^0 K^0, K_S^0 \bar{K}^0, K_S^0 K^+, K_S^0 \Lambda^0, K_S^0 \Sigma^0$ (une réponse négative ne permettrait cependant pas de rejeter la règle, car les productions $K_S^0 K^-$ et $K_S^0 \Sigma^\pm$ ne sont pas estimées).

(1) Le K^0 pose le problème de ne pouvoir être distingué du $\bar{K}^0$. Cependant une production $\Lambda^0 \bar{K}^0$ aurait une étrangeté -2, ce qui est vraiment improbable.

1) Principe de la méthode.

Soit $N(\alpha, \beta)$ le nombre d'événements dans la configuration (α, β) et $p(\beta)$ la probabilité de visibilité de la particule β .

Le nombre de V^0 isolés expliqués par production en paire est (les Λ^0 représentent indifféremment les Λ^0 et les Σ^0) :

$$N(\Lambda^0 \text{ isolés, expliqués}) = N(\Lambda^0, K^+) \times \frac{1-p(K^+)}{p(K^+)} + N(\Lambda^0, K^0) \times \frac{1-p(K^0)}{p(K^0)}$$

$$N(K_S^0 \text{ isolés, expliqués}) = N(K_S^0, K_S^0) \times \frac{1-p(K^0)}{p(K^0)} \times 2$$

$$+ N(K_S^0, \Lambda^0) \times \frac{1-p(\Lambda^0)}{p(\Lambda^0)} + N(K_S^0, K^+) \times \frac{1-p(K^+)}{p(K^+)}$$

2) Les résultats

Le tableau III A 1 résume le calcul des divers termes des formules précédentes

	Λ^0 isolés expliqués par			K^0 isolés expliqués par			
	$\Lambda^0 K^0$	$\Lambda^0 K^+$	Total	$\Lambda^0 K^0$	$K^0 K^0$	$K^0 K^+$	Total
ν -propane	+ 5.2 5.84 - 4.7	+34.2 22.26 -17.2	+34.6 28.10 -17.8	+2.3 2.44 -1.4	+6.5 0 - 0	+29 0 - 0	+ 30 2.44 -1.43
ν -fréon	+ 4.5 2.84 - 1.8	+24.5 38.37 -22.9	+24.9 41.21 -23	+1.3 .78 - .5	+15.2 23.15 -11	+ 6 0 - 0	+16.4 23.93 -11
$\bar{\nu}$ -fréon	+ 3.4 0 - 0	+4.3 0 -0	+ 5.5 0 - 0	+1.4 0 -0	+ 8.6 6.16 - 2.6	+ 4.3 0 - 0	+ 9.7 6.16 - 2.6

Résumé du calcul du nombre de V^0 isolés expliqués par la production d'une paire de particules étranges (les erreurs exprimées correspondent à un intervalle de confiance de 68%)

Tableau III A 1

La comparaison avec le tableau II B 2 montre que tous les V^0 isolés sont explicables par la production d'une paire de particules étranges.

On peut aussi évaluer une limite supérieure de la production de Λ^0 et Σ^0 réellement isolés ($\Delta S = -1$) dans les courants neutres en combinant les données du ν -fréon et du ν -propane (1) (2). On ne peut embrasser toute la production $\Delta S = 1$, car les K_S^0 ne sont pas dans un état propre de l'étrangeté et les K^- et $\Sigma^\pm$ ne sont pas recherchés.

Le tableau III A 2 résume ces résultats :

	ν	$\bar{\nu}$
Λ^0 vu isolé	$\begin{array}{c} + 8.66 \\ 57.23 \\ - 6.85 \end{array}$	$\begin{array}{c} + 2.89 \\ 4.89 \\ - 1.88 \end{array}$
Λ^0 expliqués par une production associée	$\begin{array}{c} + 25.4 \\ 47.05 \\ - 23.48 \end{array}$	$\begin{array}{c} + 5.5 \\ 0 \\ - 0 \end{array}$
Λ^0 isolé non expliqués	$\begin{array}{c} + 24.96 \\ 10.18 \\ - 26.31 \end{array}$	$\begin{array}{c} + 2.87 \\ 4.89 \\ - 5.81 \end{array}$
$\frac{CN(\Lambda^0, \Sigma^0, \Delta S = -1)}{CN(E_H > 1 \text{ GeV})}$ Limite supérieure à 95% de confiance	$\begin{pmatrix} 3.7 & + & 9.1 \\ & & 9.5 \end{pmatrix} 10^{-3}$ $< 2.2\%$	$\begin{pmatrix} 5.3 & + & 3.2 \\ & & 6.4 \end{pmatrix} 10^{-3}$ $< 1.2\%$

Tableau III A 2

- (1) Les réinteractions nucléaires de hadrons ne sont pas à priori les mêmes dans le propane et le fréon. Cependant, ce sont des interactions fortes qui conservent l'étrangeté ce qui permet de mélanger les données du propane et du fréon pour étudier une éventuelle violation de l'étrangeté par les courants neutres.
- (2) Vue la très faible probabilité d'identification du K^+ dans le propane, nous ne tiendrons pas compte du seul événement $\Lambda^0 K^+$ de cette expérience.

Dans le tableau III A2, nous avons comparé la production $\Delta S = -1$ aux courants neutres d'énergie hadronique supérieure à 1 GeV. (le bruit de fond de neutrons est délicat à calculer à énergie plus basse). Cependant, le seuil d'un éventuel processus $\Delta S = -1$ ($\nu n \rightarrow \nu \Lambda^0$) est 193 MeV/c. Il est donc intéressant de refaire le calcul en se normalisant à tous les courants neutres, dans la région où le flux est bien connu ($E_\nu > 1$ GeV). On connaît le nombre correspondant de courants chargés (51 000 CC^ν et 14000 $CC^{\bar{\nu}}$). Il faut alors faire l'hypothèse d'invariance d'échelle pour calculer le nombre de courants neutres dans le même lot, c'est-à-dire utiliser (Réf II A 3) :

$$R_\nu = \left(\frac{CN}{CC} \right)^\nu = .26 \pm .04 \quad R_{\bar{\nu}} = .39 \pm .06$$

Le tableau III A 3 résume les résultats :

	ν	$\bar{\nu}$
$CN(\Lambda^0, \Sigma^0, \Delta S = -1)$	$\begin{pmatrix} +5.2 \\ 2.1 - 5.4 \end{pmatrix} 10^{-3}$	$\begin{pmatrix} +1.5 \\ 2.6 - 3.1 \end{pmatrix} 10^{-3}$
$CN(E_\nu > 1 \text{ GeV})$		
Limite supérieure 95% de confiance	12.1 10^{-3}	5.6 10^{-3}

Tableau III A 3

3) conclusion.

Les résultats présentés montrent un accord avec la règle $\Delta S = 0$.

Cependant, la faiblesse de la statistique en production par $\pi^+ p$ et $\pi^- p$ alliée à une incertitude importante sur la production de K^+ , ne permettent pas de donner une limite supérieure très contraignante sur la production de Λ^0 ou Σ^0 sans autre particule étrange ($\Delta S = -1$).

B - DETERMINATION DU TAUX DE PRODUCTION DE V^0 DANS LES
INTERACTIONS DE TYPE COURANT NEUTRE.

1) détermination du rapport $\frac{CNV}{CN}$ pour chaque expérience.

Dans les chapitres précédents, nous avons calculé les diverses quantités nécessaires à la détermination du rapport $\frac{CNV}{CN}$, (c'est-à-dire le taux de Λ^0 , Σ^0 , K^0 et $\bar{K}^0$ dans les courants neutres) à savoir :

- i) le nombre d'événements "courant neutre" à V^0 produits, en tenant compte de la probabilité de visibilité des V^0 et de la correction pour les événements ayant une énergie hadronique visible inférieure à 1 GeV.
- ii) le nombre d'événements "courant neutre" dans une partie des films, en tenant compte des événements perdus à cause de la non identification des γ et n .
- iii) le facteur de normalisation entre les films où ont été cherchés les V^0 et ceux où ont été cherchés les CN
- iv) le facteur de correction à appliquer au rapport $\frac{CNV}{CN}$ pour tenir compte de la perte d'événements due à la confusion entre un hadron et un μ .

Le tableau III B 1 résume ces résultats et donne l'estimation du rapport $\frac{CNV}{CN}$ pour chacune des expériences.

		ν -propane	ν -fréon	$\bar{\nu}$ -fréon
Numérateur	CNV (total)	42.1 $\begin{smallmatrix} + 18.2 \\ - 13.5 \end{smallmatrix}$	182.7 $\begin{smallmatrix} + 41.1 \\ - 31.5 \end{smallmatrix}$	24.17 $\begin{smallmatrix} + 20.2 \\ - 10.6 \end{smallmatrix}$
	Normalisation	.23 $\pm$.02	.09 $\pm$.01	.26 $\pm$.03
	Correction pour la contamination du faisceau	1	1.02	1.26 $\pm$.04
	Correction pour les CN(V) vus CC(V)	.82 $\pm$.10	.87 $\pm$.08	.86 $\pm$.04
Dénominateur	CN	142.8 $\pm$ 15.5	305.9 $\pm$ 23.3	378.3 $\pm$ 22.8
	Correction pour perte des γ dans le propane	1.09 $\pm$.01	/	/
	Perte des neutrons	1.32 $\pm$.10	1.27 $\pm$.04	1.35 $\pm$.15
	$\frac{\text{CNV}(\Lambda^0, \Sigma^0, K^0, \bar{K}^0)}{\text{CN}} (1)$	3.9 $\begin{smallmatrix} + 1.8 \\ - 1.5 \end{smallmatrix}$	3.8 $\begin{smallmatrix} + 1.1 \\ - .9 \end{smallmatrix}$	1.3 $\begin{smallmatrix} + 1.2 \\ - .7 \end{smallmatrix}$
	Estimation combinée	3.8 $\begin{smallmatrix} + .9 \\ - .8 \end{smallmatrix}$		1.3 $\begin{smallmatrix} + 1.2 \\ - .7 \end{smallmatrix}$

Tableau III B 1

2) comparaison des résultats des deux expériences neutrino.

Les expériences ν -propane et ν -fréon ne diffèrent que par la nature des noyaux cibles.

Ceci se traduit par deux conséquences :

- i) les réinteractions nucléaires produisant des paires de V^0 peuvent être différentes dans le propane et le fréon
- ii) la proportion de protons et de neutrons cibles ne sont pas les mêmes pour le propane et le fréon.

(1) Les erreurs tiennent compte des erreurs systématiques dues à l'ambiguïté π^+/p .

a) les réinteractions nucléaires.

Il s'agit ici de la possibilité qu'ont les hadrons émis par l'interaction du neutrino d'interagir à l'intérieur du noyau cible en produisant des V^0 .

Le mélange "propane" est constitué de 72% (en masse) de C_3H_8 et de 28% de $CF_3 Br$. Les cibles sont donc principalement du carbone (12 nucléons), quand elles ne sont pas des protons libres.

Dans le fréon ($CF_3 Br$), plus de la moitié des interactions ont lieu dans le brome (80 nucléons)

Les interactions nucléaires sont donc certainement différentes dans le fréon et le propane. Cependant, les interactions nucléaires qui concernent ce problème sont celles qui produisent des particules étranges nécessairement par paire, puisqu'il s'agit d'interaction forte.

Ces productions ne peuvent être le fait que de hadrons ayant une énergie au-dessus d'un certain seuil. La paire de particules étranges nécessitant le seuil le plus bas est le couple (Λ^0, K^+) , ce qui correspond à un seuil :

pour un π : .89 GeV/c $(\pi^+ n \rightarrow \Lambda^0 K^+)$

pour un p : 2.35 GeV/c $(p p \rightarrow \Lambda^0 K^+ p)$

Les sections efficaces de production de V^0 (réf. III B 1) ne deviennent notables que pour des impulsions supérieures à 1 GeV/c pour un π^+ et à 2.5 GeV/c pour un nucléon.

Le taux de production de particules étranges par réinteraction nucléaire est ainsi

$$P(h > 1 \text{ GeV/c}) \times \bar{n}(h) \times P(h \text{ interagit}) \times P(\text{interaction donne } V^0)$$

- i) $P(h > 1 \text{ GeV})$ est la probabilité qu'un hadron ait l'impulsion suffisante pour produire une particule étrange. Elle est de 12% (les hadrons en question sont presque exclusivement des pions)
- ii) $\bar{n}(h)$ est le nombre moyen de hadrons (autre que des protons d'évaporation) par événement : $\bar{n} \sim 2$ (Réf. II A 2)
- iii- $P(h \text{ interagit})$ est la probabilité d'interaction des hadrons (en fait des pions) à l'intérieur du noyau de production.
Une étude précédente (Réf. III B 2) dans un mélange "propane" légèrement plus riche en fréon a montré que la probabilité de réinteraction nucléaire des π est voisine de 40%. Il s'agissait de π d'impulsion voisine de 300 MeV/c, donc situé dans la zone principale de résonance du système (π, N) . La probabilité de réinteraction nucléaire dans le propane est ainsi inférieure à 40 %. Dans le fréon nous faisons l'hypothèse, raisonnable vu le résultat précédent, que les hadrons interagissent en moyenne moins de une fois dans le noyau où ils ont été produits.⁽¹⁾
- iv) $P(\text{interaction donne } V^0)$ est la probabilité pour qu'une interaction de hadron donne un V^0 . Elle est inférieure à la probabilité d'obtenir une particule étrange. Cette dernière probabilité, rapport de la section efficace avec production de particule étrange à la section efficace totale (Réf. III B 1), est inférieure à 3% pour le spectre en impulsions au-dessus du seuil des hadrons de cette expérience.

La probabilité de production de particules étranges par réinteraction nucléaire est donc négligeable (inférieure à 0.3% pour le propane et 0.7% pour le fréon).⁽²⁾

(1) En fait, ils ne peuvent faire une telle interaction sans tomber au-dessous du seuil de production de particules étranges.

(2) Voir bas de page suivante.

b) proportion des protons et de neutrons dans le liquide.

La proportion de protons (libres ou liés) dans les différents liquides de la chambre est donnée dans le tableau III B 2.

	fréon	"propane"
$\frac{p}{p+n}$	46%	55%

Proportion de protons dans le fréon et le mélange "propane"

Tableau III B 2

Ces proportions ne sont pas très différentes, et la précision de la mesure du rapport $\frac{CNV}{CN}$ ($\sim 30\%$) rend illusoire de vouloir séparer les contributions dues aux protons et aux neutrons.

c) comparaison des expériences V-propane et V-fréon.

Les deux paragraphes précédents ont montré que les différences que l'on peut attendre entre ces deux expériences sont négligeables.

Ceci se reflète dans la compatibilité des rapports $\frac{CNV}{CN}$ obtenus.

Nous pouvons donc en faire une estimation combinée, présentée dans la dernière ligne du tableau III B 1.

(2) Note de la page précédente:

Les Λ^0 peuvent être absorbés par le noyau cible et donner des hyper-fragments. La probabilité d'absorption a été estimée par Monte-Carlo (Réf. IV B 1) pour le fréon et pour un spectre en impulsion des Λ^0 voisin comme étant de l'ordre de 5% par Λ^0 , ce qui correspond à un taux de perte de 0.1% dans les courants neutres (et à priori plus faible dans le propane). Une telle correction est négligeable en comparaison des erreurs expérimentales.

C -

RAPPORT DES SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION
DE V^0 PAR DES COURANTS NEUTRES ($\bar{\nu}/\nu$)

1) Détermination des sections efficaces de production de V^0

Le tableau III C 1 résume les calculs qui mènent aux sections efficaces de production de V^0 , exprimées en unités arbitraires :

	ν -propane	ν -fréon	$\bar{\nu}$ -fréon
CNV	39.3 + 17.5 - 11.8	172.9 + 40.1 - 30.7	16.1 + 19.0 - 9.9
CNV d'énergie hadronique visible < 1 GeV	2.7 + 5.1 - 6.6	9.8 + 9.2 - 7.2	8.1 + 7.1 - 3.7
ASV fortuits ⁽¹⁾	.9 ± .3	12.4 ± 2.5	.3 ± .2
Total CNV	42.9 + 18.2 - 13.5	195.1 + 41.2 - 31.6	24.5 + 20.3 - 10.6
Correction pour les CNV vus CCV ⁽²⁾	1.25 ± .13	1.15 ± .04	1.32 ± .05
Pureté du faisceau	~ 100%	~ 100%	.98 ± .013
Flux relatifs (erreur ~ 10%)	19.77	65.75	79.44
Sections efficaces rela- tives) $\sigma(\bar{\nu} + N \rightarrow \bar{\nu} + \Lambda^0, \Sigma^0, \bar{K}^0, \bar{K}^0)$	27.2 + 12.8 - 10.0	34.1 + 9.3 - 7.9	4.0 + 3.4 - 1.85

Tableau III C 1

(1) Ainsi qu'il est dit au § II C 2 b, il s'agit des événements qui ont été à tort classés dans les ASV par suite de la présence fortuite d'un autre événement. Ceux ci doivent être rajoutés aux CNV

(2) D'après les données et la méthode du § II D 3

2) rapport des sections efficaces de production de $\bar{\nu}^0(\bar{\nu}/\nu)$

Les sections efficaces ν -propane et ν -fréon, ainsi que l'on pouvait l'attendre, sont compatibles. Une estimation combinée est possible :

$$31.5 \begin{matrix} + 7.5 \\ - 6.2 \end{matrix}$$

Ceci conduit au rapport des sections efficaces ⁽¹⁾ :

$$\frac{\sigma(\bar{\nu} + N \rightarrow \bar{\nu} + \Lambda^0, \Sigma^0, \bar{K}^0, \bar{K}^0 + \dots)}{\sigma(\nu + N \rightarrow \nu + \Lambda^0, \Sigma^0, \bar{K}^0, \bar{K}^0 + \dots)} = \begin{pmatrix} + 11 \\ 13 & - 7 \end{pmatrix} \%$$

Ce résultat doit être interprété avec précaution, car il s'agit d'un rapport de sections efficaces moyennées sur des distributions en énergie différente pour $\bar{\nu}$ et ν , donc sensible différemment aux seuils.

(1) De façon analogue, nous avons pu calculer le rapport des sections efficaces $R_{\bar{\nu}/\nu} = \frac{CN^{\bar{\nu}}}{CN^{\nu}}$ de façon directe (sans passer par les intermédiaires : $\frac{CN^{\bar{\nu}}}{CN^{\nu}} = \left(\frac{CN}{CC}\right)^{\bar{\nu}} \times \frac{CC^{\bar{\nu}}}{CC^{\nu}} \times \left(\frac{CC}{CN}\right)^{\nu}$). Nous obtenons :

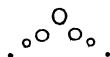
$$R_{\bar{\nu}/\nu} = .34 \pm .09 \text{ ce qui correspond à un angle de Weinberg } \sin^2 \theta_W = .33 \pm .06$$

$R_{\bar{\nu}/\nu}$ est un rapport de sections efficaces moyennées sur des spectres en énergie différente, avec une même coupure en énergie hadronique ($E_H > 1 \text{ GeV}$). Dans le cadre du modèle de Weinberg-Salam, et du modèle des partons, avec un taux d'antiquarks donné par la Réf. II A 3, on peut effectuer la correction et l'on trouve : $R_{\bar{\nu}/\nu}^{\text{corrigé}} = .58 \pm .10$

De point de vue stricte, ce rapport ne concerne que les V^0 .
Il est cependant raisonnable de supposer que la perte de particules
étranges chargées ($K^+ K^-$, $\Sigma^- K^+$, $\Sigma^+ K^+$) est la même pour les ν et
les $\bar{\nu}$. Ce rapport devient alors le rapport des sections efficaces de
production de particules étranges par des $\bar{\nu}$ et des ν .

CHAPITRE IV

COMPARAISON AVEC LES PREDICTIONS THEORIQUES.



Nous procédons d'abord à un rappel rapide de certains aspects de la théorie des interactions faibles.

Pour l'étude des courants neutres, nous développerons particulièrement le modèle de Weinberg-Salam et nous essaierons d'expliquer la production de particules étranges par des courants neutres dans le cadre d'un modèle de quark-parton.

Enfin, nous comparerons avec nos données expérimentales.

A - ASPECTS DE LA THEORIE DES INTERACTIONS FAIBLES

1) Le lagrangien phénoménologique.

En 1934, Fermi (Réf. IV A 1) établit une théorie de la désintégration β de la forme courant $\times$ courant par analogie avec le lagrangien de l'électrodynamique. Cette théorie a été étendue pour décrire les désintégrations faibles du μ , du π et des particules étranges.

Trois caractéristiques expérimentales essentielles sont contenues dans ce lagrangien :

i) l'interaction faible viole la parité, de façon maximale. En particulier, le neutrino n'existe que dans un seul état d'hélicité.

ii) les courants faibles intervenant dans les processus ainsi décrits sont des courants chargés

iii) l'interaction faible peut ne pas conserver l'étrangeté des hadrons. Dans ce cas, les variations d'étrangeté et de charge de la partie hadronique sont les mêmes (règle $\Delta S = \Delta Q$)

Le lagrangien proposé est le suivant (en se plaçant dans le cadre d'un modèle de quark-parton pour les hadrons)

$$L(x) = \frac{G}{\sqrt{2}} J_{\mu}(x) J^{\mu+}(x)$$

où : $J^{\mu}(x) = \ell^{\mu}(x) + h^{\mu}(x)$

avec : $\ell^{\mu}(x) = \bar{\nu}_e(x) \gamma^{\mu} (1 - \gamma^5) e(x) + \bar{\nu}_{\mu}(x) \gamma^{\mu} (1 - \gamma^5) \mu(x)$

$$\begin{aligned} h^{\mu}(x) &= h_{\Delta S=0}^{\mu}(x) \cos \theta_c + h_{\Delta S=1}^{\mu}(x) \sin \theta_c \\ &= \bar{p}(x) \gamma^{\mu} (1 - \gamma^5) (n(x) \cos \theta_c + \lambda(x) \sin \theta_c) \end{aligned}$$

$\theta_c \sim 0.22 = \text{angle de Cabibbo.}$

Il est ainsi possible de calculer, en très bon accord avec l'expérience, les désintégrations faibles leptoniques et semi-leptoniques.

Cependant, ce lagrangien est un lagrangien phénoménologique, c'est-à-dire qu'il ne permet pas de construire une théorie de champs : les calculs ne doivent être menés qu'au premier ordre de la théorie des perturbations. Au delà, ils mènent à des divergences non renormalisables (par exemple, pour la diffusion du 2ème ordre $\nu_{\mu} + e^{-} \rightarrow \nu_{\mu} + e^{-}$). De plus, le calcul de la section efficace totale d'interaction des neutrinos sur des leptons entre en conflit avec le principe d'unitarité.

Ces problèmes amènent à rechercher une nouvelle théorie.

2) Nouvelles théories liées aux champs de jauge.

a) idée générale

La recherche d'une méthode pouvant conduire à une nouvelle théorie a été faite en comprenant les raisons du succès de l'électrodynamique quantique : la renormalisabilité est obtenue grâce à l'invariance de jauge qui permet d'établir les identités de Ward qui connectent entre

eux les diagrammes divergents et autorisent ainsi à n'introduire qu'un nombre fini de constantes de renormalisation (les masses et la constante de couplage).

Nous n'entrerons pas dans le détail du principe des théories de jauge (champs de Yang et Mills, mécanisme de Higgs) (Réf. IV A 2)

L'invariance de jauge de l'électrodynamique porte sur le groupe unidimensionnel : $U(1)$. Il correspond ainsi un champ de jauge ; $A^\mu(x)$.

L'invariance de jauge d'une théorie des interactions faibles, susceptible de décrire en même temps l'électrodynamique correspond à au moins trois champs : W_μ^+ , W_μ^- , A_μ .
Le point de départ de toutes ces théories est ainsi le choix d'un groupe de jauge, plus large que $U(1)$.

Une autre caractéristique est la prédiction de courants neutres faibles et/ou de nouveaux leptons.

b) cas particulier : le modèle de Weinberg-Salam.

Nous nous placerons pour la suite dans le cadre de ce modèle à un seul paramètre (θ_W , angle de Weinberg) dont les succès dans la comparaison avec l'expérience sont bien connus. (Réf. IV A 4).
Ce modèle introduit des courants neutres, mais pas de nouveaux leptons.

Le groupe choisi, pour les leptons, est $SU(2) \times U(1)$ (g : constante de couplage associée à $SU(2)$, g' constante associée à $U(1)$).

Les leptons "gauches" (au sens de l'hélicité) sont classés en doublets :

$L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$ ou $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$, les leptons "droits" sont classés en singulets : $R = (e^-)_R$ ou $(\mu^-)_R$. Le neutrino n'ayant qu'un état d'hélicité n'a pas de singulet associé.

Le lagrangien d'interaction s'écrit :

$$L = g \vec{j}_\mu \cdot \vec{W}^\mu + g' Y_\mu B^\mu \quad (W_\mu \text{ et } B_\mu \text{ sont les champs de jauge})$$

avec $\vec{j}_\mu = \bar{L} \gamma_\mu \frac{\vec{\tau}}{2} L$ = courant de spin isotopique faible

$$Y_\mu = \frac{1}{2} \bar{L} \gamma_\mu L - \bar{R} \gamma_\mu R = \text{courant isoscalaire (hypercharge faible)}$$

Le courant électromagnétique en dérive :

$$j_\mu^{\text{em}} = -\bar{e} \gamma_\mu e \text{ (ou } -\bar{\mu} \gamma_\mu \mu) = j_\mu^3 + Y_\mu$$

On montre que les champs physiques de bosons (états propres de la masse) sont :

$$Z_\mu = \frac{g W_\mu^3 - g' B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \text{et} \quad A_\mu = \frac{g' W_\mu^3 + g B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

En définissant l'angle de Weinberg θ_W par : $\tan \theta_W = \frac{g'}{g}$, il vient les couplages :

.) électrodynamique : $\frac{g g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} e^- \gamma_\mu e A^\mu + e \leftrightarrow \mu$.

Donc, en identifiant : $e = \frac{g g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = g \sin \theta_W$

.) interactions faibles "courant chargé" (de la forme $j^\mu W_\mu^+$)

$$\frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) e W_\mu^+ + e \leftrightarrow \mu + \text{h.c}$$

ce qui donne la constante de Fermi : $\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8 M_W^2}$

.) couplage de Z^μ au courant neutre leptonique :

$$\frac{g}{4 \cos \theta_W} \left[\bar{\nu}_e \gamma_\mu (1-\gamma_5) \nu_e - \bar{e} \gamma_\mu (1-4 \sin^2 \theta_W - \gamma_5) e \right] Z^\mu + (e \rightarrow \mu)$$

le courant neutre s'écrit aussi $j_\mu^Z = j_\mu^3 - \sin^2 \theta_W j_\mu^{\text{em}}$

et l'on a : $M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W}$.

3) introduction des hadrons.

Le modèle de Weinberg et Salam est une théorie de champ pour les leptons. On peut l'étendre aux hadrons, dans le cadre d'un modèle de quark-parton.

a) nécessité de l'introduction de nouveaux quarks.

Le courant chargé faible hadronique est donné par :

$$j_\mu(x) = \bar{q}(x) \gamma_\mu (1-\gamma_5) C q(x)$$

avec $q = \begin{pmatrix} p \\ n \\ \lambda \end{pmatrix}$ et $C = \begin{pmatrix} 0 & \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$

Si l'on veut former une théorie de Yang-Mills en utilisant les courants j_μ et j_μ^+ , leur commutateur j_μ^0 sera aussi couplé. C'est un courant neutre de la forme :

$$j_\mu^0 = \bar{q} \gamma_\mu (1-\gamma_5) C^0 q \quad \text{avec } C^0 = [C, C^+] = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -\cos^2 \theta & -\cos \theta \sin \theta \\ 0 & -\cos \theta \sin \theta & -\sin^2 \theta \end{pmatrix}$$

Ce courant prévoit des transitions de la forme $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ou $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$

(à cause du couplage $\bar{n} \lambda$) avec des amplitudes comparables à celles de K_{μ_2} et K_{e_3} , ce qui est incompatible avec les observations expérimentales

$$\left(\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu)} \right) = 4.5^{+3}_{-1.5} \cdot 10^{-9}$$

Glashow, Iliopoulos et Maiani ont introduit un nouveau quark, noté p' , porteur d'un nouveau nombre quantique, le charme, pour résoudre ce problème (Réf.03).

Des expériences récentes ont confirmé l'existence des particules charmées (Réf.04)

Le courant chargé ainsi introduit est :

$$\begin{aligned} j_\mu &= \bar{p} \gamma_\mu (1-\gamma_5) (n \cos \theta_c + \lambda \sin \theta_c) + \bar{p}' \gamma_\mu (1-\gamma_5) (-n \sin \theta_c + \lambda \cos \theta_c) \\ &= \bar{p} \gamma_\mu (1-\gamma_5) n_c + \bar{p}' \gamma_\mu (1-\gamma_5) \lambda_c, \text{ où } n_c \text{ et } \lambda_c \text{ sont les combinaisons} \\ &\text{orthogonales de } n \text{ et } \lambda \text{ faisant intervenir l'angle de Cabibbo.} \end{aligned}$$

Le groupe de symétrie pour les interactions fortes des hadrons devient $SU(4)$.

b) lagrangien d'interaction faible et d'électrodynamique des quarks.

Le lagrangien proposé ne concerne que les interactions semi-leptoniques ou électromagnétiques ($\nu + h$, $\gamma + h$, $h \rightarrow h' + \mu \nu \dots$)

Nous nous plaçons dans le cadre du modèle de Weinberg-Salam (groupe $SU(2) \times U(1)$).

Les quarks sont rangés en doublets "gauche" (L) et singulets "droits" (R) selon :

$$\begin{pmatrix} p \\ n_c \end{pmatrix}_L, (p)_R, (n_c)_R \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} p' \\ \lambda_c \end{pmatrix}_L, (p')_R, (\lambda_c)_R$$

La seule différence avec les leptons est ici l'existence de 2 singulets droits.

Le lagrangien prend alors la forme générale :

$$L = g \vec{j}_\mu \cdot \vec{W}^\mu + g' Y_\mu B^\mu$$

avec

$$\begin{cases} \vec{j}_\mu = (\bar{p}, \bar{n}_c)_L \gamma_\mu \frac{\tau}{2} \begin{pmatrix} p \\ n_c \end{pmatrix}_L + (p \rightarrow p', n_c \rightarrow \lambda_c) \\ Y_\mu = \alpha (\bar{p}, \bar{n}_c)_L \gamma_\mu \begin{pmatrix} p \\ n_c \end{pmatrix}_L + \beta (\bar{p})_R \gamma_\mu (p)_R + \gamma (\bar{n}_c)_R \gamma_\mu (n_c)_R \\ \quad + (p \rightarrow p', n_c \rightarrow \lambda_c) \end{cases}$$

Les constantes α , β et γ doivent être déterminées de sorte à retrouver le couplage photon-quark connu par la charge électrique des quarks. Ceci se fait aisément en considérant la relation générale, déjà citée dans le cas purement leptonique :

$$j_\mu^{\text{em}} = j_\mu^3 + Y_\mu$$

Or, la charge électrique est un générateur invariant du groupe. Il vient donc :

$$Q^{\text{em}} = \int_{t \text{ fixé}} j_0^{\text{em}}(x) d^3x = \int_{t \text{ fixé}} j_0^3(x) d^3x + \int_{t \text{ fixé}} Y_0(x) d^3x$$

$$= I_3 + Y$$

Notons L , R_1 et R_2 le doublet $(p, n_c)_L$ et les singulets $(p)_R$ et $(n_c)_R$ ou le doublet et les singulets correspondant à p' et λ_c .

On a :

$$Q^{em} = \int L^+ \frac{\tau^3}{2} L + \alpha \int L^+ L + \beta \int R_1^+ R_1 + \gamma \int R_2^+ R_2$$

d'où :

$$\text{charge du } (p)_L = \langle p_L | Q^{em} | p_L \rangle = \frac{2}{3} = \frac{1}{2} + \alpha$$

$$\text{charge du } (n_c)_L = \langle n_{cL} | Q^{em} | n_{cL} \rangle = -\frac{1}{3} = -\frac{1}{2} + \alpha$$

$$\text{charge du } (p)_R = \langle p_R | Q^{em} | p_R \rangle = \frac{2}{3} = 0 + \beta$$

$$\text{charge du } (n_c)_R = \langle n_{cR} | Q^{em} | n_{cR} \rangle = -\frac{1}{3} = 0 + \gamma$$

Ceci fournit l'expression de Y_μ :

$$Y_\mu = \frac{1}{6} (\bar{p}, \bar{n}_c)_L \gamma_\mu \begin{pmatrix} p \\ n_c \end{pmatrix} + \frac{2}{3} \bar{p}_R \gamma_\mu p_R - \frac{1}{3} \bar{n}_{cR} \gamma_\mu n_{cR} + (p' \leftrightarrow p, \lambda_c \leftrightarrow n_c)$$

L'expression du courant neutre vient facilement comme facteur de Z^μ (les expressions de Z^μ et A^μ en fonction de B_μ et W_μ^O ont été données précédemment). On peut l'obtenir aussi en utilisant la relation générale :

$$j_\mu = j_\mu^3 - \sin^2 \theta_W j_\mu^{em}$$

et en se souvenant que $q_L = \frac{1-\gamma_5}{2} q$ et $q_R = \frac{1+\gamma_5}{2} q$

Le courant neutre hadronique est ainsi :

$$\begin{aligned} j_\mu^Z = & \frac{1}{2} \bar{p} \gamma_\mu \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) (1-\gamma_5) - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W (1+\gamma_5) \right] p \\ & + \frac{1}{2} \bar{n}_c \gamma_\mu \left[\left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) (1-\gamma_5) + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W (1+\gamma_5) \right] n_c \\ & + (p \rightarrow p', n_c \rightarrow \lambda_c) \end{aligned}$$

Il est à noter que ce courant conserve l'étrangeté, grâce à l'introduction du quark charmé. En effet les termes pouvant changer l'étrangeté disparaissent :

$$\bar{n}_c M n_c + \bar{\lambda}_c M \lambda_c = \bar{n} \cos \theta_c M \lambda \sin \theta_c + \bar{\lambda} \sin \theta_c M n \cos \theta_c - \bar{n} \sin \theta_c M \lambda \cos \theta_c - \bar{\lambda} \cos \theta_c M n \sin \theta_c + \text{termes } \Delta S = 0$$

$$\text{où } M = \frac{1}{2} \gamma_\mu \left[\left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) (1-\gamma_5) + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W (1+\gamma_5) \right]$$

4) interaction "courant neutre" des neutrinos sur les hadrons.

a) le lagrangien effectif leptons-quarks en courant neutre.

Au premier ordre de la théorie des perturbations, le lagrangien effectif décrivant les interactions du type : $\nu + N \rightarrow \nu + N' \dots$ est le suivant (Réf. IV A 4) :

$$L \text{ effectif : } \frac{g}{4 \cos \theta_W} \times \frac{g}{2 \cos \theta_W} \times \frac{g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{M_Z^2}}{M_Z^2 - q^2} \times (j_\mu^Z)_{\text{lepton}} \times (j_\nu^Z)_{\text{quark}}$$

$\downarrow$
 couplage
du neutrino
au Z

$\downarrow$
 couplage
du quark
au Z

$\downarrow$
 propagateur
du Z

En se plaçant à $q^2 \ll M_Z^2$ (ce qui est le cas de nos expériences, puisque $M_Z^2 > 70 \text{ GeV}$) et en notant que $\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8 M_Z^2 \cos^2 \theta_W}$ il vient :

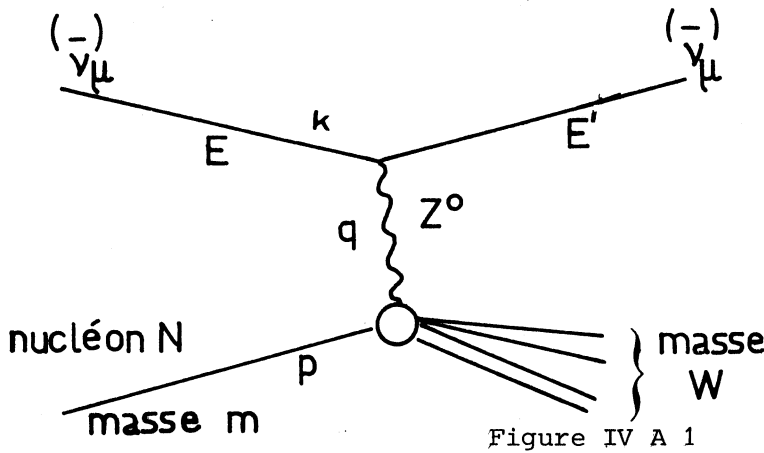
$$L \text{ effectif} = \frac{G}{\sqrt{2}} \left[\bar{\nu} \gamma^\mu (1-\gamma_5) \nu \right] \left[\bar{p} \gamma_\mu (a(1-\gamma_5) + c(1+\gamma_5)) p + \bar{n}_c \gamma_\mu (b(1-\gamma_5) + d(1+\gamma_5)) n_c + \bar{p}' \gamma_\mu (a(1-\gamma_5) + c(1+\gamma_5)) p' + \bar{\lambda}_c \gamma_\mu (b(1-\gamma_5) + d(1+\gamma_5)) \lambda_c \right]$$

$$\begin{aligned} \text{où : } a &= \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W & c &= -\frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \\ b &= -\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W & d &= \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \\ n_c &= n \cos \theta_c + \lambda \sin \theta_c & \lambda_c &= -n \sin \theta_c + \lambda \cos \theta_c \end{aligned}$$

Cette expression montre que les courants neutres sont une superposition de $V - A$ (facteurs a et b) et de $V + A$ (facteurs c et d).

b) expression des sections efficaces.

Nous exprimerons les sections efficaces différentielles à l'aide des variables de Bjorken x et y (Réf. O5) définies par la figure IV A 1.



$$x = -\frac{q^2}{2p \cdot q} = -\frac{q^2}{2m E y}$$

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{E - E'}{E}$$

$$w^2 = m^2 + 2m E y (1-x)$$

Nous nous placerons dans le cadre de l'invariance d'échelle et noterons $p(x), n(x), \lambda(x), p'(x), \bar{p}(x), \bar{n}(x), \bar{\lambda}(x), \bar{p}'(x)$ les probabilités de trouver un quark $p, n, \dots, p'$ à l'intérieur du proton, avec une fraction x de l'impulsion de ce proton (dans le repère du moment infini).

La section efficace sur proton $\nu + p \rightarrow \nu + \dots$ est ainsi (Réf. IV A 5)

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma^\nu}{dx dy} \cdot \frac{\pi}{G_m^2 E \cdot 2x} &= \left[a^2 + c^2 (1-y)^2 \right] \left[p(x) + p'(x) \right] + \left[b^2 + d^2 (1-y)^2 \right] \left[n(x) + \lambda(x) \right] \\ &+ \left[a^2 (1-y)^2 + c^2 \right] \left[\bar{p}(x) + \bar{p}'(x) \right] + \left[b^2 (1-y)^2 + d^2 \right] \left[\bar{n}(x) + \bar{\lambda}(x) \right] \end{aligned}$$

et pour $\bar{\nu} + p \rightarrow \bar{\nu} + \dots$

$$\frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu}}}{dx dy} \cdot \frac{\pi}{G^2 m E \cdot 2x} = \left[a^2 (1-y)^2 + c^2 \right] \left[p(x) + p'(x) \right] + \left[b^2 (1-y)^2 + d^2 \right] \left[n(x) + \lambda(x) \right] \\ + \left[a^2 + c^2 (1-y)^2 \right] \left[\bar{p}(x) + \bar{p}'(x) \right] + \left[b^2 + d^2 (1-y)^2 \right] \left[\bar{n}(x) + \bar{\lambda}(x) \right]$$

Pour obtenir la section efficace sur neutron, il suffit de faire les substitutions : $p \rightarrow n$, $\bar{p} \rightarrow \bar{n}$ en laissant $p', \bar{p}'$, λ et $\bar{\lambda}$ inchangés

D'une façon générale, la contribution dans la distribution en y (en oubliant les constantes de couplage) d'un quark quelconque q ou $\bar{q}$ est résumée dans le tableau IV A 1 :

	distribution en y	
	$V-A \equiv \gamma^\mu \frac{1-\gamma_5}{2}$	$V+A \equiv \gamma^\mu \frac{1+\gamma_5}{2}$
$\nu \quad q$	1	$(1-y)^2$
$\nu \quad \bar{q}$	$(1-y)^2$	1
$\bar{\nu} \quad q$	$(1-y)^2$	1
$\bar{\nu} \quad \bar{q}$	1	$(1-y)^2$

distribution en y de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dy}$ (à un facteur multiplicatif indépendant de y près).

Tableau IV A 1.

Dans nos expériences les cibles sont approximativement isoscalaires (cf. tableau III B 2). Aussi, définissant :

$$q(x) = \frac{1}{2} (p(x) + n(x))$$

$$\bar{q}(x) = \frac{1}{2} (\bar{p}(x) + \bar{n}(x))$$

et tenant compte du fait qu'à notre énergie $p'(x)$ ne contribue pas (il n'y a pas de production de charme par paire), la section efficace différentielle s'exprime à l'aide de $q(x)$, $\bar{q}(x)$, $\lambda(x)$ et $\bar{\lambda}(x)$:

$$\frac{d^2 \sigma^{VN}}{dx dy} \cdot \frac{\pi}{G^2 m E \cdot 2x} = \left[a^2 + b^2 + (c^2 + d^2)(1-y)^2 \right] q(x) + \left[(a^2 + b^2)(1-y)^2 + c^2 + d^2 \right] \bar{q}(x) \\ + \left[b^2 + d^2(1-y)^2 \right] \lambda(x) + \left[b^2(1-y)^2 + d^2 \right] \bar{\lambda}(x)$$

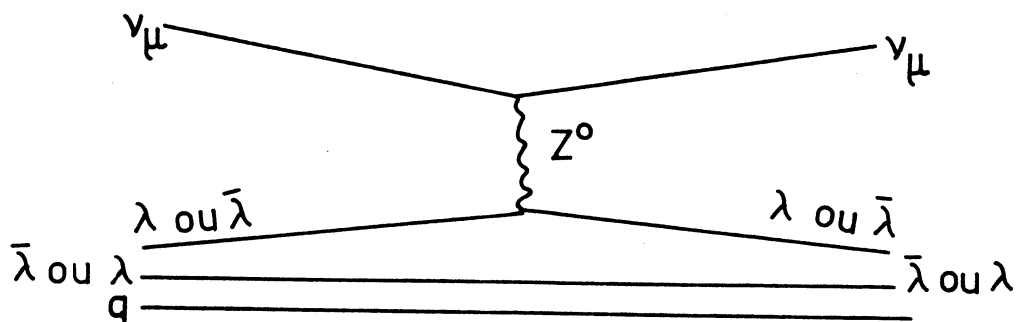
$$\text{et } \frac{d^2 \sigma^{VN}}{dx dy} \cdot \frac{\pi}{G^2 m E \cdot 2x} = \left[(a^2 + b^2)(1-y)^2 + c^2 + d^2 \right] q(x) + \left[a^2 + b^2 + (c^2 + d^2)(1-y)^2 \right] \bar{q}(x) \\ + \left[b^2(1-y)^2 + d^2 \right] \lambda(x) + \left[b^2 + d^2(1-y)^2 \right] \bar{\lambda}(x)$$

5) Production de particules étranges par les courants neutres.

a) mécanismes de production.

Dans le modèle présenté, la production de particules étranges provient de deux sources différentes :

- i) une production directe par les neutrinos (ou antineutrinos)
sur les quarks étranges de la mer résumée par le diagramme suivant :



Production directe de particule étrange

Le Z^0 interagit sur un quark étrange de la mer (λ ou $\bar{\lambda}$). La production a lieu par paire car il y a un autre quark d'étrangeté opposée dans la mer (ces quarks de la mer proviennent de processus forts qui conservent l'étrangeté).

La contribution de ces diagrammes à la section efficace différentielle est :

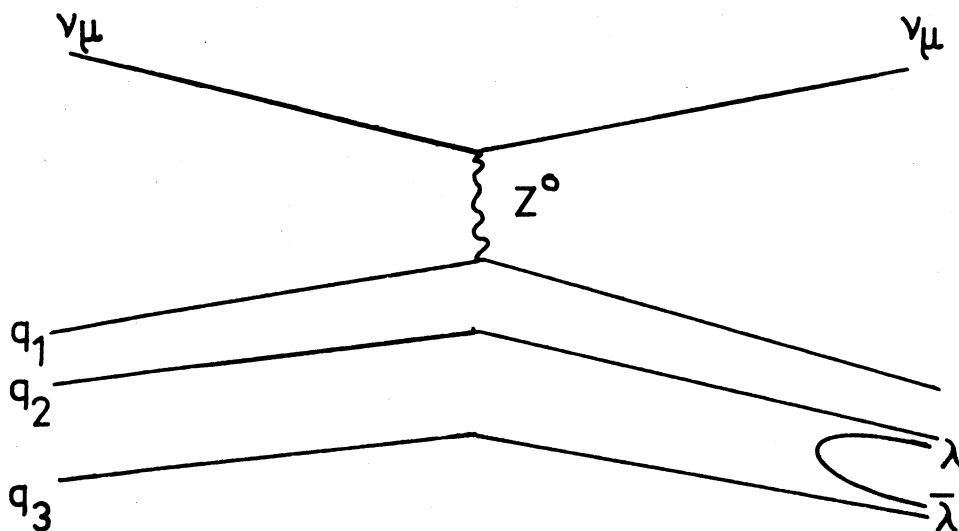
$$\begin{aligned} \text{pour les } \nu &: \left[b^2 + d^2(1-y)^2 \right] \lambda(x) + \left[b^2(1-y)^2 + d^2 \right] \bar{\lambda}(x) \\ \text{pour les } \bar{\nu} &: \left[b^2(1-y)^2 + d^2 \right] \lambda(x) + \left[b^2 + d^2(1-y)^2 \right] \bar{\lambda}(x) \end{aligned}$$

Si l'on fait l'hypothèse vraisemblable $\lambda(x) = \bar{\lambda}(x)$, les sections efficaces de ce processus sont les mêmes pour les ν et les $\bar{\nu}$.

Le paramètre essentiel dont va dépendre cette production est l'intégrale :

$$\Lambda = \int x (\lambda(x) + \bar{\lambda}(x)) dx = 2 \int x \lambda(x) dx$$

ii; une production associée, qui n'est pas liée directement à l'interaction du neutrino, mais qui correspond à un phénomène hadronique d'apparition d'une paire de quarks, donc encore avec conservation de l'étrangeté. La figure IV A 3 résume ce cas



Production associée de particules étranges

Figure IV A 3

Selon la référence IV A 6, nous paramétriserons la contribution de ce diagramme à la section efficace différentielle de production de particules étranges par :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} (\bar{\nu}) + N \rightarrow (\bar{\nu}) + \dots (x,y) \cdot S(x,y)$$

$$\text{avec } S(x,y) = \alpha(W - W_0)$$

ou W est la masse du système hadronique
et W_0 le seuil de production de particules étranges ($1.6 \text{ GeV}/c^2$ pour $\Lambda^0 K^+$, $1.93 \text{ GeV}/c^2$ pour $K^0 \bar{K}^0$)

En résumé, nous avons les formules générales ^{(1) (2)} :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} \nu N \rightarrow \nu + P.E = \frac{G^2 m E \cdot 2x}{\pi} \left\{ \left[b^2 + d^2 (1-y)^2 \right] \lambda(x) + \left[b^2 (1-y)^2 + d^2 \right] \bar{\lambda}(x) \right\} + \frac{d^2\sigma}{dx dy} \nu N \rightarrow \nu + \dots (x,y) \cdot \alpha(W - W_0)$$

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} \bar{\nu} N \rightarrow \bar{\nu} + P.E = \frac{G^2 m E \cdot 2x}{\pi} \left\{ \left[b^2 (1-y)^2 + d^2 \right] \lambda(x) + \left[b^2 + d^2 (1-y)^2 \right] \bar{\lambda}(x) \right\} + \frac{d^2\sigma}{dx dy} \bar{\nu} N \rightarrow \bar{\nu} + \dots (x,y) \cdot \alpha(W, W_0)$$

(1) La production de particules charmées, nécessairement par paire, impliquant des seuils de l'ordre de $4 \text{ GeV}/c^2$ peut être négligée à nos énergies.

(2) Dans une telle formule, en extension de la règle de Zweig, nous supposons qu'après la diffusion primitive du courant sur un des membres de la paire $\lambda - \bar{\lambda}$, ces deux membres se combinent avec d'autres quarks pour former des hadrons distincts.

Si l'on fait l'hypothèse $\lambda(x) = \bar{\lambda}(x)$, ces sections efficaces ν et $\bar{\nu}$ ne diffèrent que par le terme de production associée, proportionnel à la section efficace différentielle inclusive. Par conséquent, le rapport des sections efficaces de production de particules étranges respectivement par des $\bar{\nu}$ et des ν peut indiquer quel est des deux processus précédents, celui qui domine : une dominance de la mer implique un rapport voisin de 1, une dominance de la production associée se traduira par un rapport nettement plus faible.

La comparaison avec l'expérience fera intervenir deux paramètres inconnus :

i $\Lambda = 2 \int x \lambda(x) dx = \int x (\lambda(x) + \bar{\lambda}(x)) dx$, qui caractérise la production sur la mer

ii α , qui paramétrise la production associée.

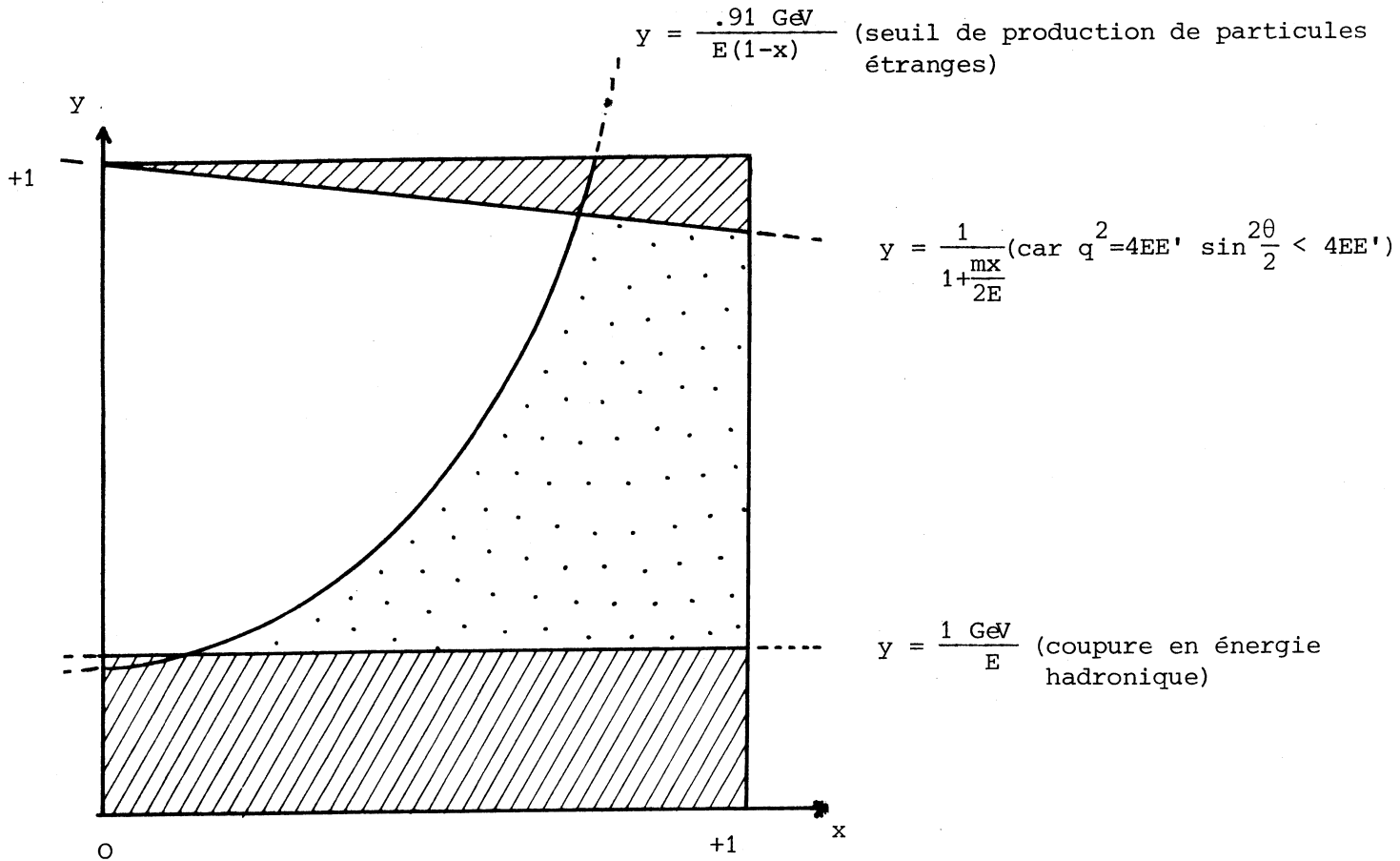
b) application à la région cinématique étudiée.

Les formules précédemment établies pour la production sur la mer ne valent que là où l'invariance d'échelle est vérifiée ($W \gg W_0$, $q^2 \gg 1 \text{ GeV}^2$).

La plupart de nos événements ne remplissent pas ces conditions car notre zone d'énergie couvre la région du seuil.

Nous avons, dans ce qui suit, convenu de faire le calcul de la façon suivante : nous supposons que la production de particule étrange est nulle pour $W < W_0 = 1.61 \text{ GeV}/c^2$ et nous appliquons la formule précédente dès le seuil. Ceci doit surestimer la production sur la mer : aussi peut on changer la valeur de W_0 (seuil effectif) et l'augmenter jusqu'à environ $2 \text{ GeV}/c^2$.

Dans le plan (x,y) , les limites cinématiques des événements étudiés sont indiquées sur la figure IV A 4 :



Représentation des coupures et des contraintes dynamiques sur x et y

Figure IV A 4

Ces limites dépendent de l'énergie du neutrino incident. Les sections efficaces que l'on a mesurées sont moyennées sur tout le spectre en énergie des ν et $\bar{\nu}$. Ce dernier est connu expérimentalement et doit être utilisé dans le calcul des prédictions théoriques. En particulier, pour les antineutrinos la partie énergétique de ce spectre est moins favorisée que pour les neutrinos et, compte-tenu des limitations cinématiques précédentes, il est aisé de voir que le rapport des sections efficaces de production de particules étranges $\bar{\nu}/\nu$ doit être inférieur à 1, même si la production sur la mer est seule présente (.6 à .75 selon la valeur de W_0).

c) autres paramètres utilisés dans le modèle.

Pour faire les calculs complets, il est nécessaire de connaître ⁽¹⁾ :

$\alpha)$ l'angle de Weinberg : $\sin^2 \theta_W = .32 \pm .05$ (Réf. II A 3)

$\beta)$ la contribution des quarks non étranges ;

$$\varepsilon = \frac{\int x \bar{q}(x) dx}{\int x q(x) dx} = .053 \pm .023 \quad (\text{Réf. II A 3})$$

$\gamma)$ la paramétrisation de la fonction $\lambda(x) = \bar{\lambda}(x)$

Nous avons pris une paramétrisation en $\frac{(1-x)^n}{x}$ (Réf. IV A 8) avec les valeurs suivantes possible de n : 3.5, 7 et 9.

Les sections efficaces de production de particules étranges ainsi calculées sont de la forme :

$$\sigma_{\nu}^{P.E} = \alpha S_1 + \Lambda S_2$$

$$\sigma_{\bar{\nu}}^{P.E} = \alpha \bar{S}_1 + \Lambda \bar{S}_2$$

où $S_1, \bar{S}_1$ dépendent de $\sin^2 \theta_W$, ε et n et où $S_2, \bar{S}_2$ dépendent de $\sin^2 \theta_W$ et n.

Les valeurs calculées de $S_1, \bar{S}_1, S_2$ et $\bar{S}_2$ sont données dans le tableau IV A 1 pour différentes valeurs raisonnables de $\sin^2 \theta_W$, ε et n et pour $W_0 = 1.6 \text{ GeV}/c^2$ et $2 \text{ GeV}/c^2$.

Le tableau indique également les valeurs des sections efficaces totales de courants neutres (soient $S_0^{(-)}$) en fonction de $\sin^2 \theta_W$ et ε .

(1) La fonction $q(x)$ est maintenant assez bien connue par les expériences de l'électroproduction (Réf. IV A 7) et de la neutrino-production (Réf. O6).

$W_0 = 1.6 \text{ GeV}/c^2$		ν			$\bar{\nu}$			R	
Paramètres		S_1	S_2	S_0	$\bar{S}_1$	$\bar{S}_2$	$\bar{S}_0$	P.A.	Mer
n, ϵ	$\sin^2 \theta_W$	$\sigma_{P.A.} = \alpha S_1$	$\sigma_{mer} = \Lambda S_2$	$\sigma_{CN} = S_0$	$\sigma_{P.A.} = \alpha \bar{S}_1$	$\sigma_{mer} = \Lambda \bar{S}_2$	$\sigma_{CN} = \bar{S}_0$	seulement	
$n = 3.5$	.27	.117	.427	.267	.020	.319	.071	.17	
	.32	.104	.402	.239	.022	.301	.078	.21	.75
$\epsilon = .053$	.37	.093	.380	.213	.025	.285	.087	.27	
$n = 7$	.27	.119	.464	.268	.021	.354	.071	.18	
	.32	.106	.438	.239	.023	.334	.078	.22	.76
$\epsilon = .053$	.37	.094	.414	.214	.026	.316	.087	.28	
$n = 9$	.27	.119	.473	.268	.021	.363	.071	.18	
	.32	.106	.446	.239	.024	.342	.078	.22	.77
$\epsilon = .053$	.37	.095	.422	.214	.026	.323	.088	.28	
$n = 7$	.27	.114	.464	.259	.018	.354	.064	.16	
	.32	.101	.438	.231	.020	.334	.072	.20	.76
$\epsilon = .030$	.37	.090	.414	.206	.023	.316	.082	.26	
$n = 7$	.27	.124	.464	.277	.024	.354	.078	.19	
	.32	.110	.438	.247	.026	.334	.084	.23	.76
$\epsilon = .076$	.37	.099	.414	.222	.029	.316	.094	.29	
$W_0 = 2 \text{ GeV}/c^2$									
$n = 3.5$	.27	.056	.214	.267	.006	.130	.071	.11	
	.32	.049	.202	.239	.007	.123	.078	.14	.61
$\epsilon = .053$	.37	.044	.191	.213	.008	.116	.087	.18	
$n = 7$	.27	.056	.244	.268	.007	.154	.071	.12	
	.32	.050	.230	.239	.007	.145	.078	.15	.63
$\epsilon = .053$	.37	.045	.218	.214	.008	.137	.087	.19	
$n = 9$	.27	.057	.253	.268	.007	.162	.071	.12	
	.32	.051	.239	.239	.008	.152	.078	.15	.64
$\epsilon = .053$	.37	.045	.226	.214	.009	.144	.088	.19	
$n = 7$	.27	.054	.244	.259	.006	.154	.064	.10	
	.32	.048	.230	.231	.007	.145	.072	.13	.63
$\epsilon = .030$	.37	.043	.218	.206	.008	.137	.082	.18	
$n = 7$	.27	.059	.244	.277	.008	.154	.078	.13	
	.32	.053	.230	.247	.008	.145	.084	.16	.63
$\epsilon = .076$	.37	.047	.218	.222	.009	.137	.094	.20	

P.A. = Production associée, α en $(\text{GeV}/c^2)^{-1}$, $R = \frac{\sigma(\bar{\nu} + N \rightarrow \bar{\nu} + \text{P.E.})}{\sigma(\nu + N \rightarrow \nu + \text{P.E.})}$

Tableau IV A 2

Paramètres $W_0 = 1.6 \text{ GeV}$		Limite (95%) $R < 0.36$	Limite $\frac{\Lambda}{\Lambda_0} + \frac{\alpha}{\alpha_0} > 1$ à 95% avec $\rho > 2.2\%$	
n, ϵ	$\sin^2 \theta_W$	$(\frac{\Lambda}{\alpha}) \text{ max}$	α_0	Λ_0
$n = 3.5$ $\epsilon = 0.053$	0.27	.135	.052	.014
	0.32	.099	.052	.013
	0.37	.057	.052	.013
$n = 7$ $\epsilon = 0.053$	0.27	.117	.051	.013
	0.32	.085	.051	.012
	0.37	.048	.051	.012
$n = 9$ $\epsilon = 0.053$	0.27	.113	.051	.013
	0.32	.082	.051	.012
	0.37	.045	.051	.011
$n = 7$ $\epsilon = 0.030$	0.27	.122	.051	.013
	0.21	.090	.051	.012
	0.37	.053	.052	.011
$n = 7$ $\epsilon = 0.076$	0.27	.112	.050	.013
	0.32	.080	.050	.013
	0.37	.042	.050	.012
Paramètres $W_0 = 2 \text{ GeV}$				
$n = 3.5$ $\epsilon = 0.053$	0.27	.259	.108	.028
	0.32	.215	.109	.027
	0.37	.163	.109	.025
$n = 7$ $\epsilon = 0.053$	0.27	.206	.107	.025
	0.32	.170	.107	.023
	0.37	.129	.107	.022
$n = 9$ $\epsilon = 0.053$	0.27	.193	.106	.024
	0.32	.159	.106	.023
	0.37	.120	.107	.021
$n = 7$ $\epsilon = 0.030$	0.27	.208	.108	.024
	0.32	.172	.108	.023
	0.37	.131	.109	.021
$n = 7$ $\epsilon = 0.076$	0.27	.204	.105	.025
	0.32	.168	.106	.024
	0.37	.127	.106	.023

Tableau IV B 1

B - COMPARAISON AVEC LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons déjà mentionné l'accord entre la prédiction théorique de conservation de l'étrangeté par les courants neutres et nos résultats expérimentaux. Nous comparons ici nos autres résultats avec les prédictions du modèle précédent, supposant acquise la conservation de l'étrangeté.

$$1) \text{ Rapport } R = \frac{\sigma(\bar{\nu} + N \rightarrow \bar{\nu} + P.E.)}{\sigma(\nu + N \rightarrow \nu + P.E.)}$$

On a déterminé au chapitre III C le rapport $R = \frac{\sigma(\bar{\nu} + N \rightarrow \bar{\nu} + V^0)}{\sigma(\nu + N \rightarrow \nu + V^0)}$

pour une production de particules étranges neutres ⁽¹⁾.

Nous ferons ici l'hypothèse que le taux de production de paires de particules étranges chargées (K^+K^- , $\Sigma^\pm K^\mp$) est le même en ν et en $\bar{\nu}$ de manière à comparer directement ce rapport à la prédiction théorique du modèle.

Le modèle développé prédit un rapport :

$$R^{th} = \frac{\alpha \bar{S}_1 + \Lambda \bar{S}_2}{\alpha S_1 + \Lambda S_2} \quad \text{où } S_1, S_2, \bar{S}_1, \bar{S}_2 \text{ sont présentés dans le tableau IV A 2.}$$

(1) Dans ce chapitre, les abréviations P.E. et V^0 représentent respectivement les "particules étranges" et les Λ^0 , Σ^0 , K^0 et $\bar{K}^0$.

Si les particules étranges sont dues uniquement à de la production directe sur la mer, le rapport R ainsi calculé $(\frac{\bar{S}_2}{S_2})$ varie entre 0.6 et 0.75, selon les paramètres ⁽¹⁾ (voir tableau IV A 2). Si elles sont dues uniquement à de la production associée, il varie entre 0.1 et 0.3 .

Ces deux hypothèses extrêmes correspondent ainsi à des valeurs bien différenciées de R .

La valeur expérimentale trouvée ($R^{\text{exp}} = 0.13^{+.11}_{-.07}$) indique ainsi que les particules étranges proviennent essentiellement de la production associée. En tout cas, cette valeur est incompatible avec une production due uniquement à la mer.

Cette conclusion est indépendante dans une large mesure des valeurs prises par les divers paramètres (en particulier le seuil W_0). Le résultat expérimental étant compatible avec $\Lambda = 0$ (contribution nulle des quarks étranges de la mer), on peut chercher à donner une limite supérieure du rapport Λ/α .

$$\text{En effet, à 95\% de confiance, } R < R^{\text{max}} = .36 \rightarrow \frac{\Lambda}{\alpha} < \left(\frac{\Lambda}{\alpha}\right)^{\text{max}} = \frac{S_1 R^{\text{max}} - \bar{S}_1}{\bar{S}_2 - S_2 R^{\text{max}}}$$

(1) Ce résultat n'est pas 1 comme le laisserait supposer les considérations théoriques du chapitre précédent, car les spectres en énergie des ν et des $\bar{\nu}$ ne sont pas les mêmes.

Le tableau IV B 1 précise les valeurs numériques de $(\frac{\Lambda}{\alpha})^{\max}$ selon les valeurs des divers paramètres et la figure IV B 1 donne une représentation graphique, dans le plan (α, Λ) .

$$2) \text{ Rapport } \rho = \frac{\sigma(\nu + N \rightarrow \nu + \nu^0)}{\sigma(\nu + N \rightarrow \nu + \dots)}$$

Nous utiliserons ici exclusivement le rapport obtenu avec des neutrinos, les résultats pour les $\bar{\nu}$ n'apportant pas d'informations en plus de celles du § précédent.

Le résultat expérimental ($\rho = 3.8^{+0.9}_{-0.8}$) ne fournit qu'une limite inférieure du rapport $\rho' = \frac{\sigma(\nu + N \rightarrow \nu + \text{P.E.})}{\sigma(\nu + N \rightarrow \nu + \dots)}$, à cause de la non détection des canaux K^+K^- et Σ^+K^+ .

$$\text{Le modèle théorique donne : } \rho' = \frac{\alpha S_1 + \Lambda S_2}{S_0}$$

Nous pouvons donc écrire, à 95% de confiance :

$$\rho' > \rho \geq 2.2\% \text{ ce qui donne une inégalité de la forme : } \frac{\Lambda}{\Lambda_0} + \frac{\alpha}{\alpha_0} \geq 1$$

$$\text{où } \Lambda_0 = \frac{S_0}{S_1 \rho'_{\min}} \text{ et } \alpha_0 = \frac{S_0}{S_2 \rho'_{\min}} \text{ dépendent des paramètres et sont données}$$

dans le tableau IV B 1.

3) Ordres de grandeur de α et Λ .

Dans le cadre du modèle, nous pouvons chercher à préciser les valeurs des paramètres Λ (la mer étrange) et α (la production associée) compte-

tenu des inégalités obtenues en 1 et 2. Ceci est fait sur la figure IV B 1, où l'on constate que α est sûrement supérieur à $3 \cdot 10^{-2}$. La paramétrisation que nous avons choisie pour la production associée n'a de sens que si la quantité $\alpha(W-W_0)$ n'est pas trop grande ($\alpha < 10^{-1}$ à nos énergies) ce qui limite la production de la mer ($\Lambda \lesssim 10^{-2}$ pour $W_0 = 1 \text{ GeV}/c^2$, $\Lambda \lesssim 2.5 \cdot 10^{-2}$ pour $W_0 = 2 \text{ GeV}/c^2$)

La dominance de la production associée dans nos événements est corroborée par les données suivantes :

- a) Dans les courants chargés, la production associée a été estimée à (Réf. IV B 1)

$$\rho_c = \frac{\sigma(\nu + N \rightarrow \mu^- + \text{paire de P.E.})}{\sigma(\nu + N \rightarrow \mu^- + \dots)} = 4.0 \pm 1.5\%$$

ce qui est du même ordre de grandeur que notre rapport ρ obtenu en courant neutre (le dénominateur correspond ici à une coupure en masse hadronique $-m_\Lambda + m_K^-$ et non en énergie hadronique).

- b) En outre, la paramétrisation de la production associée en $\alpha(W - W_0)$ est approximativement vérifiée dans les interactions π nucléon où l'on a (Réf. III B 1) :

$$\frac{\sigma(\pi^+ p \rightarrow \text{P.E.})}{\sigma_{\text{tot}}} \sim 4.7 \cdot 10^{-2} (W - W_0)$$

Cette valeur de α est compatible avec les limites données plus haut pour les interactions de neutrinos.

4) Conclusion

En conclusion les particules étranges produites par des courants neutres

proviennent essentiellement d'un processus de production associée; ce résultat est indépendant des paramètres du modèle. Pour des valeurs raisonnables de ces paramètres, on peut donner pour la contribution des quarks étranges de la mer la limite :

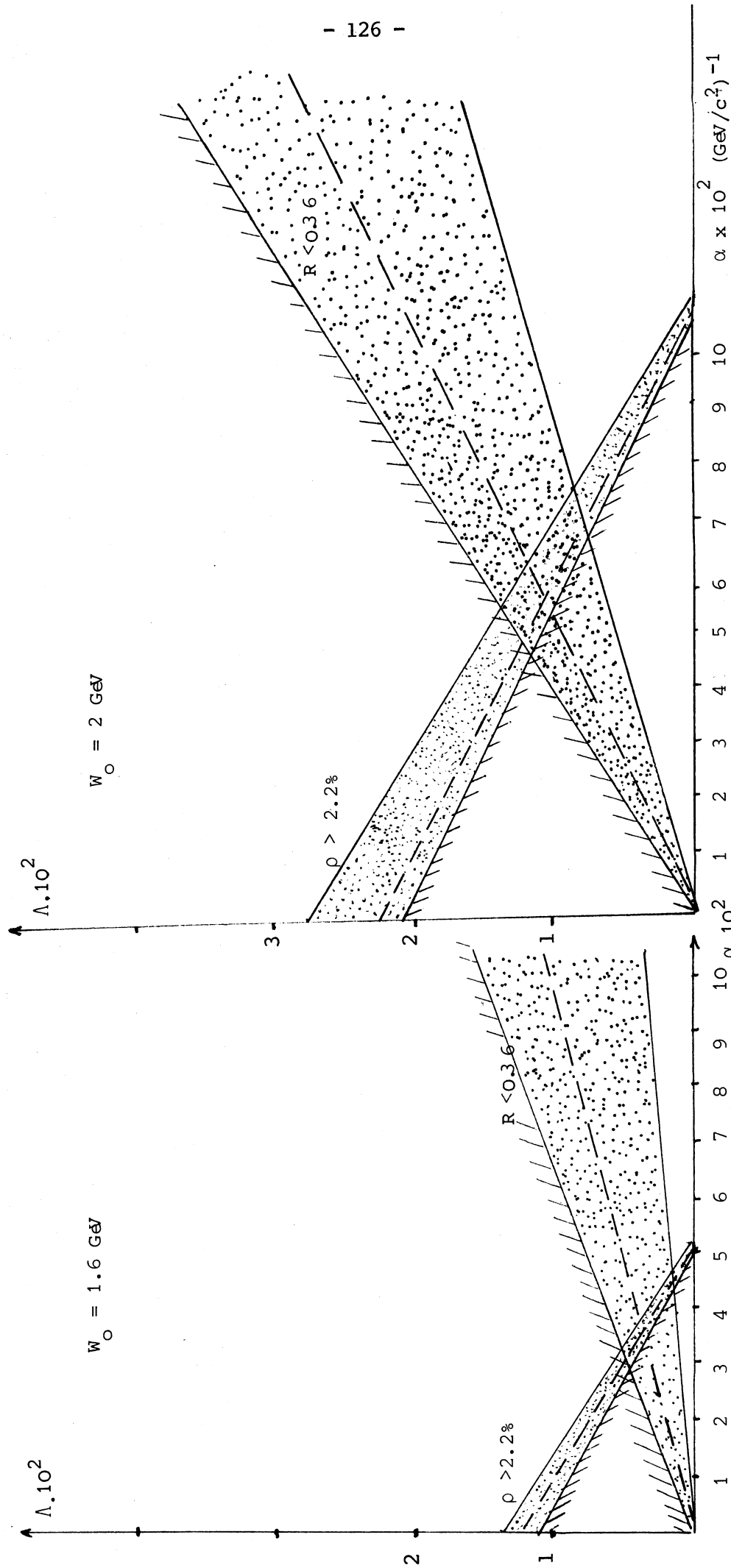
$$\Lambda = \int_0^1 x (\lambda(x) + \bar{\lambda}(x)) dx < 2.5 \cdot 10^{-2}$$

à 95% de confiance.

On peut en déduire : $\frac{\int x (\lambda + \bar{\lambda}) dx}{\int x (p + n) dx} < .05$ à 95% de confiance

résultat qui, comparé à $\frac{\int x (\bar{p} + \bar{n}) dx}{\int x (p + n) dx} = .053 \pm .023$ (Réf. II A 3) est compatible

avec une mer possédant la symétrie SU(3).



Les droites en tireté correspondent à $\sin^2 \theta_W = .32$, $n = 7$, $\epsilon = .53$, et les droites en trait plein aux extrêmes permis par les variations des paramètres (cf. tableau IV B 1)

Les hachures déterminent les régions interdites aux paramètres α et Λ

Figure IV B 1. Valeurs permises des paramètres α et Λ

CONCLUSION

..^o^o..

- CONCLUSION -

Le travail qui vient d'être présenté porte sur toute la statistique de V^0 des expériences effectuées dans Gargamelle placée dans le faisceau "neutrino" du PS du CERN.

Le nombre de courants neutres à V^0 sélectionnés dans la chambre est de 105 pour les neutrinos et de 12 pour les antineutrinos. Ils correspondent respectivement à 51 000 et 14 000 événements de type courant chargé.

Nous avons ainsi pu tester la conservation de l'étrangeté par les courants neutres et donner une limite supérieure à la production de Λ^0 et Σ^0 sans autre particule étrange ($\Delta S = -1$) :

$$\frac{\sigma(\bar{\nu} + N \rightarrow \bar{\nu} + \Sigma^0, \Lambda^0, K^0, \bar{K}^0 + \dots)}{\sigma(\bar{\nu} + N \rightarrow \bar{\nu} + \dots)} < 2.2\% \text{ pour les } \nu$$

$$< 1.2\% \text{ pour les } \bar{\nu}$$

à 95% de confiance.

Le taux de production des particules étranges neutres a été mesuré en courants neutres (pour une énergie hadronique supérieure à 1 GeV) :

$$\frac{\sigma(\bar{\nu} + N \rightarrow \bar{\nu} + \Sigma^0, \Lambda^0, K^0, \bar{K}^0 + \dots)}{\sigma(\bar{\nu} + N \rightarrow \bar{\nu} + \dots)} = 3.8^{+0.9}_{-0.8} \% \text{ pour } \nu$$

$$= 1.3^{+1.2}_{-0.7} \% \text{ pour } \bar{\nu}$$

Le rapport des sections efficaces de production de particules étranges par des courants neutres en $\bar{\nu}$ et en ν respectivement, a été estimé en moyenne pour les spectres en énergie des faisceaux de cette expérience. La valeur trouvée : $.13 \pm .11$ nettement plus petite que 1 est une indication forte de dominance de la production associée sur la production à partir des quarks étranges de la mer, les contributions de ce second processus étant comparables pour les ν et les $\bar{\nu}$.

L'ensemble de nos résultats, interprété dans le cadre d'un modèle de quark-partons, suggère que la contribution des quarks étranges de la mer : $\int x(\lambda(x) + \bar{\lambda}(x)) dx$ est au plus de l'ordre de $2.5 \cdot 10^{-2}$, ce qui n'est pas incompatible avec une mer possédant la symétrie SU(3).

Il sera intéressant de voir si cette conclusion reste valable aux énergies du SPS. La nécessité de visibilité des vertex et d'identification des μ suggère fortement l'utilisation d'une chambre à bulle couplée à un détecteur électronique externe de muon, ce qui sera réalisé dans les prochaines expériences au CERN

- REFERENCES -

- O1 - F.J. HASERT et al.
Observation of neutrino-like interactions without muon or electron
in the Gargamelle neutrino experiment.
Phys.Letters, 46B (1973), 138.
- O2 - R. TURLAY
Revue de la situation expérimentale des interactions faibles
Cours de Gif 1974, tome 1, p.203.
- O3 - GLASHOW, ILIOPOULOS, MAIANI
Phys.Rev. D2 1285 (1970)
- O4 - R.SCHWITTERS et SS. GERSHTEIN
Conférence de Tbilisi, LBL-5324 (1976)
- O5 - J.D. BJORKEN
Phys.Rev. 179 (1969) 1547
- O6 - DE DEN et al
Experimental study of structure functions and sum rules in charge-
changing interactions of neutrinos and antineutrinos on nucleons
Nucl.Phys. B85 (1975) 269

I 1 - M. HAGUENAUER

Thèse de Doctorat d'Etat (Paris VI 1973)

II A 1 - A.M.LUTZ

Thèse de Doctorat d'Etat (Orsay, 1973)

II A 2 - J.P.VIALLE

Thèse de Doctorat d'Etat (Orsay, 1974)

II A 3 - J. BLIETSCHAU et al

Determination of the neutral to charged current inclusive cross
section ratio for ν and $\bar{\nu}$ interactions in the "Gargamelle"
experiment

Nucl.Phys.B118(1977) 218

II A 4 - A. BLONDEL

Thèse de 3ème cycle (Orsay, 1976)

II B 1 - CERN-TC PROGRAM LIBRARY

II B 2 - L.BEHR

Thèse de Doctorat d'Etat (Paris, 1965)

II C 1 - W.F. FRY and D.HAIDT

Calculation of the neutron-induced background in the Gargamelle
neutral current search

CERN 75-1 (1975)

II D 1 - J.OLSEN,

Communication privée

III B 1 - CERN/HERA 69-1

CERN/HERA 70/2

III B 2 - E.FETT et al

Correction of effects due to reactions on complex nuclei in a
sample of hydrogen-like $\bar{p}$ annihilation from a heavy liquid
bubble chamber experiment.

Nucl.Inst. and Methods (à paraître).

IV A 1 - E. FERMI

Z.Physik 88 (1934) |6|

IV A 2 - B. ZUMINO

Unified Theories of Weak and Electromagnetic Interactions
TH.1550 CERN et Cargèse -1972-

IV A 3 - A. SALAM et J.G. WARD

Phys.Letters 13 (1964) 168

S. WEINBERG

Phys.Rev.Letters 19(1967) 1264

Phys.Rev.D5 (1972) 1412

IV A 4 - A. De RÚJULA

Comptes-rendus de la 18^{ème} conférence internationale de physique
des hautes énergies (TBILISSI)
p NIII, volume 2

IV A 5 - A. De RÚJULA, H. GEORGI, S.L. GLASHOW, H.R. QUINN

Rev. Mod.Phys., 46, (391).

IV A 6 - E. PASCHOS

Comptes-rendus de la conférence "neutrino 76" (Aachen, Juin 1976)
A paraître.

IV A 7 - E.D. BLOOM et al.

Phys. Rev.Letters 23 (1969) 930

- M. BREIDENBACH et al.

Phys. Rev. Letters 23(1969) 935

IV A 8 - R. Mc ELHANEY and S.F. TUAN

Phys. Rev. D8 (1973) 2267

J.T. DAKIN and G.J. FELDMAN

Phys. Rev. D8 (1973) 2862

G. ALTARELLI, N. CABIBBO, L. MAIANI and R. PETRONZIO

Nucl. Phys. B 69 (1974) 531

IV B 1 - H. DE DEN et al.

Phys. Letters 58B (1975) 3 61

- SOMMAIRE -

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : Description de l'appareillage - Expériences faites et prise de données	5
A - Le faisceau neutrino du CERN - son flux	7
1) Le faisceau neutrino	7
2) flux de ν ainsi obtenu	9
B - La chambre à bulles GARGAMELLE	13
C - Prise des données	14
1) les conditions expérimentales	14
2) ce qui a été analysé	17
CHAPITRE II: Analyse des données	18
A - Définition des événements CN,CC,AS,CN,CV,ASV	20
1) les candidats "courant chargé","courant neutre" et "associé"	20
a) définition du μ	20
b) coupure cinématique supplémentaire	23
c) critère d'association	23
2) définition des CN,CV, et ASV	24
B - Analyse des données	26
1) Sélection des ν^0	26
a) dépouillement des photos	26
b) ajustement cinématique	27

i - but de l'ajustement cinématique	27
ii - les grandeurs mesurées	28
iii - les contraintes imposées - méthode de l'ajustement cinématique	29
iv - remarques sur l'ajustement	29
v - étude de l'ajustement 1C (contrainte de masse)	30
vi - estimation des erreurs sur les points	34
vii - utilisation de l'ajustement 3 C	35
viii - critères de sélection des V^0 après l'étude cinématique	35
c) traitement des ambiguïtés	36
d) tableau récapitulatif	42
2) pertes et contaminations dans le lot de V^0	42
a) pertes dues aux coupures $d > 1\text{cm}$ et $\tau < 3\tau^0$	42
b) pertes dues au mode de désintégration	44
c) perte de V^0 causée par le critère de pointage	45
d) autres pertes	46
e) contamination du lot de V^0	48
3) détermination de la probabilité d'identification d'un K^+	51
C - Détermination du nombre de courants neutres à V^0 effectivement produits.	54
1) calcul du nombre de CNV effectivement produits	54
2) calcul du bruit de fond de faux CNV	56
a) principe de la méthode	56
b) calcul du bruit de fond	60
3) correction due aux particules neutres non détectées	62

D - Détermination du nombre total d'événements courants neutres correspondant aux CN analysés	65
1) détermination du nombre de CN dans une partie des films	65
2) détermination du facteur de normalisa- tion	66
3) calcul de la perte de courants neutres due à la confusion avec un courant chargé	67
4) correction due aux particules neutres non détectées	73
5) influence du choix entre les hypothèses π^+ et p dans le calcul de l'énergie hadronique	80
6) estimation du bruit de fond de $\bar{\nu}$ dans le faisceau ν et de ν dans le faisceau $\bar{\nu}$	81
CHAPITRE III : Les résultats	83
A - Test de la conservation de l'étrangeté dans les courants neutres	85
1) principe de la méthode	86
2) les résultats	87
3) conclusion	89
B - Détermination du taux de production de ν^0 dans les interaction de type courant neutre	90
1) détermination du rapport $\frac{CNV}{CN}$ pour chaque expérience	90
2) comparaison des résultats des deux ex- périences neutrino	91
a) les réinteractions nucléaires	92
b) proportion des protons et des neutrons	94
c) comparaison des expériences ν -propane et ν -fréon	94

C - Rapport des sections efficaces de production de V^0 par des courants neutres ($\bar{\nu}/\nu$)	95
1) détermination des sections efficaces de production de V^0	95
2) rapport des sections efficaces de production de V^0 ($\bar{\nu}/\nu$)	96
CHAPITRE IV - Comparaison avec les prédictions théoriques	99
A - Aspects de la théorie des interactions faibles	101
1) Le lagrangien phénoménologique	101
2) nouvelles théories liées aux champs de jauge	102
a) idée générale	102
b) cas particulier : le modèle de Weinberg Salam	103
3) introduction des hadrons	105
a) nécessité de l'introduction de nouveaux quarks	105
b) lagrangien faible et électromagnétique des quarks	106
4) interaction "courant neutre" des ν sur les hadrons	109
a) le lagrangien effectif leptons-quarks	109
b) expression des sections efficaces	110
5) production de particules étranges par les courants neutres	112
a) mécanismes de production	112
b) application à la région cinématique étudiée	115
c) autres paramètres du modèle	117

B - Comparaison avec les résultats expérimentaux	121
1) rapport $R = \frac{\sigma(\bar{\nu} + N \rightarrow \bar{\nu} + \text{P.E.})}{\sigma(\nu + N \rightarrow \nu + \text{P.E.})}$	121
2) rapport $\rho = \frac{\sigma(\nu + N \rightarrow \nu + \nu^0)}{\sigma(\nu + N \rightarrow \nu + \dots)}$	123
3) ordre de grandeur de α et Λ	123
4) conclusion	124
CHAPITRE V : Conclusion	127
Références	130
Sommaire	137
Remerciements	143

- REMERCIEMENTS -

Il me tient à coeur de remercier ici tous ceux grâce à qui j'ai pu réaliser ce travail.

En premier lieu, ces remerciements vont à A. ROUSSET qui m'introduisit dans la physique des hautes énergies. Ils vont aussi à P. FLEURY, pour la façon dynamique et vivante avec laquelle il dirige le laboratoire et à V. BRISSON pour l'esprit qu'elle sait y faire régner.

B. DEGRANGE et P. VAN DAM ont travaillé directement avec moi, et je leur exprime ici toute ma reconnaissance pour leur aide, leurs conseils et leur amitié. Ma gratitude va aussi à U. NGUYEN KHAC, avec le souvenir de toutes les discussions que nous avons partagées.

Cette gratitude est aussi acquise à tous ceux qui, dans le groupe "liquide lourd" du laboratoire de l'Ecole Polytechnique, ont préparé et réalisé les expériences "Gargamelle" en particulier A. BLONDEL, M. HAGENAUER, F. JACQUET et P. PETIAU.

Dans ces remerciements, je n'oublie pas tous les collaborateurs des expériences "fréon" et "propane". Je sais ce que je leur dois.

Mme GAILLARD et M. GILLESPIE m'ont aidé dans la compréhension des théories actuelles, qu'ils en soient remerciés.

J'exprime ici toute ma reconnaissance à A.M. GAILLAC et à THONG HOANG-XUAN pour la maîtrise avec laquelle ils ont su gérer la mesure des événements. Cette reconnaissance inclut toute l'équipe de "scanning" dont je connais la qualité dans un difficile travail.

M. JOLICLERCQ, dut sa modestie en souffrir, a encore une fois su tirer des photographies d'excellente qualité, F. ESCHENBRENNER a assuré la frappe et le tracé des figures avec autant de compétence que de patience. Qu'ils trouvent ici l'expression des remerciements.

Tout au long de ce travail, j'ai bénéficié de l'attribution d'une bourse de recherche par l'Ecole des Mines de Paris.