



**HAL**  
open science

# Etude des réactions à courants chargés induites par des antineutrinos $\bar{\nu}_\mu$

Daniel Huss

► **To cite this version:**

Daniel Huss. Etude des réactions à courants chargés induites par des antineutrinos  $\bar{\nu}_\mu$ . Physique [physics]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 1979. Français. NNT : . tel-00396291

**HAL Id: tel-00396291**

**<https://theses.hal.science/tel-00396291>**

Submitted on 17 Jun 2009

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

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

A2



17 JUL 1980

C.R.N.<sup>9</sup>

N° d'Ordre  
1190

CRN/HE 80-4

*THESE*

*présentée*

*pour obtenir le grade de*

*DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES*

*par*

*Daniel HUSS*

ETUDE DES REACTIONS A COURANTS CHARGES INDUITES  
PAR DES ANTINEUTRINOS  $\bar{\nu}_{\mu}$

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00050519

Institut National  
de Physique Nucléaire  
et de Physique  
des Particules

Université  
Louis Pasteur  
de Strasbourg



UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR  
STRASBOURG I

**LISTE DES PROFESSEURS, MAITRES DE CONFÉRENCES  
DIRECTEURS ET MAITRES DE RECHERCHES CNRS ET INSERM**

Président : Professeur F.MARCOUX  
Vice-Présidents : Professeur J.H.WEIL  
Professeur Ph.ROPARTZ  
Présidents Honoraires : Professeurs G.OURISSON, P.KARLI  
Secrétaire Général : Monsieur G.KIEHL

**E.R. DE SCIENCES EXACTES**

**E.R. de Mathématiques**

Sciences Physiques et Chimiques  
Sciences de la Matière  
Sciences de la Vie et de la Terre  
Sciences du Comportement et de l'Environnement  
l'Ecole d'Application des Hauts Polymères  
l'Ecole Nationale Supérieure de Chimie  
l'Observatoire  
Physique du Globe

Directeur  
Directeur  
Directeur  
Directeur  
Directeur  
Directeur  
Directeur  
Directeur

**Vazgain AVANISSIAN**  
**Jean DEHAND**  
**Jean José FRIED**  
**Yves BOULANGER**  
**Michel TARDY**  
**Constant WIPPLER**  
**Marc DAIRE**  
**Alphonse FLORSCH**  
**Alexandre ROCHE**

**YENS HONORAIRES** : P.LACROUTE – J.H.VIVIEN – G.MILLOT.

**OFESSEURS HONORAIRES** : L.BOISSELET – J.BYE – H.CARTAN – G.CERF – C.CHABAUTY – A.CHRETIEN – J.DENY – Ch.EHRESMANN – le S.GILLET – S.GORODETZKY – R.HOCART – P.JOLY – P.LACROUTE – G.LEMEE – P.L'HERITIER – A.LICHNEROWICZ – A.MAILLARD – NEEL – J.PARROD – R.ROHMER – J.P.ROTHE – L.SACKMANN – Ch.SADRON – H.SAUCIER – F.STUTINSKY – H.VILLAT – Et.WOLFF – J.YVON

**TRE DE CONFÉRENCES HONORAIRE** : R.WEIL.

**OFESSEURS**

ADLOFF	Chimie Nucléaire	D. FOATA	Mathématiques	G. MONSONEGO	Physique Théorique
ARMBRUSTER	Physique	E. FOLLENIUS	Zoologie	B. MORIN	Mathématiques I
AVANISSIAN	Analyse Supérieure	J.J. FRIED	Méc. des Fluides	G. OURISSON	Chimie
BECKER	Physique Mathématique	D. FROELICH	Chim.Gén.Chim.Phys.	J.P. RAMIS	Mathématiques Générales
BENEZRA	Dermato-Chimie	A. FUCHS	Mécanique rationnelle	G. REEB	Topologie
BENOIT (dét.)	Physicochim.Macromol.	A. GAGNIEU	Botanique	Ph. RICHARD	Physiologie Animale
BENVENISTE	Physiologie Végétale	A. GALLMANN	Physique	J.J. RIEHL	Chimie
BERNARD	Méth.Math.de la Phys.	F. GAULT	Chimie Organique	C. ROBERT	Physique
BERNIER	Chimie Générale	F. GAUTIER	Physique	A. ROCHE	Physique du Globe
BOULANGER	Chimie Biologique	R. GERARD	Mathématiques	Ph.ROPARTZ	Psycho-Physiologie
BRENET	Electrochimie	G. GLAESER	Mathématiques	J. ROUX	Botanique
BRINI	Chimie	Cl. GODBILLON	Mathématiques	F. SCHALLER	Biologie Générale
BROSSAS	Chimie Macromolécul.	M. GOUNOT	Botanique	G. SCHIFFMANN	Mathématiques
CERF	Physique Générale	M. GROSMMANN	Physique	J.P. SCHWING	Chimie
CHEVALLIER	Physique	M. GROSS	Chimie	M.J.SCHWING	Chimie Physique
CLAUSS	Chimie	L. HIRTH	Microbiologie	M. SIESKIND	Physique
COCHE	Physique Nucléaire	C. JASCHEK	Astronomie	G. SOLLADIE	Chimie Organique
DAIRE	Chim.Phys.Ind.et Sc.des Mat.	J.P. JOUANOLOU	Mathématiques	J. SOMMER	Chimie Appliquée
DANAN	Phys.Atom.et Phys.du Solide	R. KIRSCH	Zoologie	G. SUTTER	Physique Electronique
DANIEL	Physique Expérimentale	F. LACROUTE	Biologie végétale	Ch. TANIÉLIAN	Chimie
DAUPE	Biophysique	R. LECOLAZET	Physique du Globe	J.J. THIEBOLD	Biologie Animale
DEHAND	Chimie Minérale	J.M. LEHN	Chimie	D. VIAUD	Mathématiques
DELUZARCHE	Chimie	J. LEITE-LOPES	Phys.Nucl.et Corpusculaire	J.H.VIVIEN	Zool.et Embrvol.Experim
DUNOYER de		M. LEROY	Chimie	R. VOLTZ	Physique Théorique
SEGONZAC	Géologie	J. LUCAS	Geologie	J.H.WEIL	Chimie Biologique
DURANTON	Botanique	D. MAGNAC	Physique	G. WEILL	Physique
EBEL	Chimie Biologique	J. MARTINET	Mathématiques	R. WEISS	Chimie
EBERHART	Minéralogie	P. MIALHE	Physiologie Animale	P.LWENDEL	Physique
FARAUT	Mathématiques	A. MICHARD	Geologie	C. WIPPLER	Physicoch.des Hts Polym.Ind
FEDERLIN	Chimie	M. MIGNOTTE	Informatique	J. WUCHER	Physique
FERNIQUE	Mathématiques	G. MILLOT	Geologie et Paléontologie	B. WURTZ	Chimie Biologique

**OFESSEURS ASSOCIÉS**

BANDERET	E.A.H.P.	L. DUBINS	Mathématiques	P. ORTIZ de MONTELLANO	Chimie
BOURROUILH	Géophysique	V. ERN	Physique	J. OSBORN	Chimie minérale

**OFESSEURS CONVENTIONNÉS ULP**

BOUVEROT	Physiol.respiratoire
DEJOURS	Physiol.respiratoire

### MAITRES DE CONFÉRENCES

F	BOUTOT	Mathématiques
h	BURGGRAF	Minéralogie
.	BURNAGE	Mécanique des Fluides
.	CHARTIER	Chimie
.	FELTZ	Physiologie animale
.	JUTEAU	Minéralogie
Cl.	LAFON	Informatique Appliquée
.	TERRISSE	Chimie

### MAITRE DE CONFÉRENCES ADJOINT

SITTLER	Géologie
---------	----------

### MAITRES DE CONFÉRENCES ASSOCIÉS

LE	CONSTANTIN	Chimie
.	ROSSI	Chimie

### MAITRE DE CONFÉRENCES CONVENTIONNÉ

.	MALAN	Physiologie Respiratoire
---	-------	--------------------------

### ASTRONOME ADJOINT

.	FLORSCH	Astronomie
---	---------	------------

### DIRECTEURS DE RECHERCHE C.N.R.S.

F	BIELLMANN	Chimie
.	BOUVEROT	Physiologie Respiratoire
.	DEJOURS	Physiologie Respiratoire
.	KNIPPER	Physique Nucléaire et Corpusculaire
.	KOVACS	Physicochimie Macromoléculaire
.	MARCHAL	Physicochimie Macromoléculaire
A.	MEYER	Mathématiques
J.P.	MEYER	Physique

J.	MEYER	Botanique
C.	MIALHE	Physiologie
A	PORTE	Biologie Cellulaire
P	REMPP	Physicochimie Macromoléculaire
A.	SKOULIOS	Physicochimie Macromoléculaire
A.	VEILLARD	Chimie Moléculaire
A	ZUKER	Physique Théorique

### MAITRES DE RECHERCHE C.N.R.S.

Ch.	ABBE	Physicoch.des Interactions et des Interfaces
.	ALBRECHT	Chimie
.	ASLANIDES	Physique Nucléaire et Corpusculaire
.	BECK	Physique Nucléaire et Corpusculaire
.	BECK	Biochimie
P.	BECK	Physiologie
.	BERTINI	Physique Nucléaire et Corpusculaire
A.	BONHOMME	Géologie
A.	BRAUN	Physique Nucléaire et Corpusculaire
A.C.	CADEVILLE	Physique des Solides
.	CALLOT	Chimie
.	CANDAU	Physique
A.	CHAMPAGNE	Biophysique
A.	CHOUDHURY	Physique du Globe
P.	COFFIN	Physique Nucléaire et Corpusculaire
.	CORET	Physique
A.	CROISSIAUX	Physique Nucléaire et Corpusculaire
Cl.	DELLACHERIE	Mathématiques
.	DI COSTANZO	Physiologie comparée
.	DISDIER	Physique Nucléaire et Corpusculaire
.	DOUBINGER	Géologie
.	DURHAM	Virologie
.	EL KOMOSS	Physique
A.	FRANCK-NEUMANN	Chimie Organique
.	FRANTA	Physicochimie Moléculaire
M.	FRIEDT	Physicoch.des Interactions et des Interfaces
.	FRIDMANN	Physique Corpusculaire
.	GALLOT	Physicochimie Macromoléculaire
h.	GRAMAIN	Physicochimie Macromoléculaire
B.	GRUN	Physique
.	HERZ	Physicochimie Macromoléculaire
.	HOFFMANN	Biologie Animale
.	KAUFMANN	Chimie
.	KOCH	Physiologie
.	KOCHANSKY	Struct.et dynam.mol.Chimie de coord.in.
.	LAURENT	Physiologie comparée des régulations
Cl.	LERAY	Physiologie comparée des régulations
.	LEYENDECKER	Chimie
.	LLORET	Physique Corpusculaire

B.	LOTZ	Physicochimie Macromoléculaire
B.	LUU	Chimie organique
G	MAIRE	Chimie
A	MALAN	Physiologie Respiratoire
E.	MARCHAL	Physicoch.Molécul.et Macromoléculaire
R.	MORAND	Physique Nucléaire
Th.	MULLER	Physique Nucléaire et Corpusculaire
G	MUNSCHY	Physique
M.	NAUCIEL-BLOCH	Physique des Solides
A.	NICOLAIEFF	Virologie Végétale
M.	PATY	Physique Nucléaire et Corpusculaire
Cl	PICOT	Physicochimie Macromoléculaire
L.	PINCK	Biologie Cellulaire
P	POIX	Chimie
J.	POUYET	Biochimie
B.	REES	Chimie
P	REMY	Biochimie
J.	RINGEISSEN	Physique
J.P	ROTH (s/Dr.Inst.de Rech)	Physicochimie Macromoléculaire
F	SCHEIBLING	Physique Nucléaire et Corpusculaire
N	SCHULZ	Physique Nucléaire et Corpusculaire
C	SCHWAB	Physique
R.	SELTZ	Physique Nucléaire et Corpusculaire
P	SIFFERT	Physique Nucléaire et Corpusculaire
Cl	SITTLER	Géologie
M.E	STOECKEL	Biologie des interactions cellulaires
Cl	STRAZIELLE	Physicochimie Macromoléculaire
M.	SUFFERT	Physique Nucléaire et Corpusculaire
K.	TRAORE	Physicochimie atomique et ionique
M.	VAN REGENMORTEL	Virologie
R	VAROQUI	Physicochimie Macromoléculaire
P	WAGNER	Physique Nucléaire et Corpusculaire
G.	WALTER	Physique Nucléaire et Corpusculaire
F.	WEBER	Géologie
J P	WENIGER	Zoologie
J.	WITZ	Biologie Cellulaire
R	WOLFF	Chimie
R.	ZANA	Physicochimie Macromoléculaire
J.P	ZILLINGER	Physique

LISTE DES PROFESSEURS, MAITRES DE CONFÉRENCES  
DIRECTEURS ET MAITRES DE RECHERCHES CNRS ET INSERM

Président : Professeur F.MARCOUX  
Vice-Présidents : Professeur J.H.WEIL  
Professeur Ph.ROPARTZ  
Présidents honoraires : Professeurs G.OURISSON, P.KARLI  
Secrétaire Général : Monsieur G.KIEHL

**R. DES SCIENCES MÉDICALES**

R. des Sciences Médicales : Directeur : **Marc DORNER**  
R. des Sciences Biomédicales : Directeur : **Guy VINCENDON**

**ENS HONORAIRES** : J.CALLOT – J.CLAVERT – R.FONTAINE – Fr.ISCH.

**FESSEURS HONORAIRES** : J.BENOIT – J.CALLOT – R.FONTAINE – G.GREINER – A.JUNG – Ch.KAYSER – P.MANDEL – H.METZGER –  
J.RDMANN – F.SCHMID – E.SCHNEEGANS – J.SEROR – J.STAHL – J.VEDRINE – P.VINTEMBERGER – J.WARTER – A.WEISS – G.WINCKLER

**FESSEURS :**

PROSIO Anatomie normale  
RON Histologie  
SCH Rhumatologie  
ASSET Clin.Derm.et Syphiligr.  
ATZENSCHLAGER Anat. Pathologique  
EYER Clin.Pédiat.et Puéricul. I  
LOCH Pharmacologie  
OCKEL Clin. Médicale B  
OLLACK Chir.Urol.(Pav.Chir.A)  
RINI Clin.Ophthalmologique  
RONNER Clin.Ophthalmologique  
UCK Clin.Chir.des Enfants  
URGHARD Pneumo-Phthisiologie  
HAMBON Chimie biologique  
HAMBON Physique biologique  
HAMPY Stom.et Chir.Max.Faciale  
HAUMONT Méd.Légale et Sociale  
LAVERT Embr.et Morph.Expér.  
ONRAUX Clin.Oto Rhino Laryngol.  
DORNER Clin. Médicale B  
BTINGER Clin. Psychiatrique  
ORSTER Clin. Chir. Gén. A  
ANDAR Clin.Gynécol.et Obstétr.I  
AUTHIER-LAFAYE Anesthésiologie

J. GRENIER Chir.Gén.Serv.de Consultat.  
Ext.et d'Investig. Chir.  
Ch. GROS Electro-Radiologie  
L. HOLLENDER Chir.Digest.et Gle-Sarx.Chir.Gle III  
Fr. ISCH Rééd.Fonct.et Electromyographie  
L. ISRAEL Clin. Psychiatrique  
H. JAHN Néphrologie et Hémodyalise  
J. JUIF Pédiat.et Puériculture  
Th. KAMMERER Clin.Psychiatrique  
P. KARLI Neurophysiologie  
B. KELLER Gyn.et Obstétrique II  
I. KEMPF Orth.et Traumatologie  
R. KIENY Path.et Clin.Sémiol.Chirurgicales  
A. KIRN Virologie  
J.G.KORITKE Anatomie normale  
M. KREMER Parasit.et Pathol.Tropicale  
J. LAVILLAUREIX Méd. Prév. et Hygiène  
Y. LE GAL Anatomie Pathologique  
J.M.LEVY Institut de Puériculture  
J.M.MANTZ Réanimation Médicale  
F. MARCOUX Médecine du Travail  
J. MARESCAUX Histologie  
Ch. MARX Physiologie  
S. MAYER Hématologie

J. MEHL Médecine du Travail  
B. METZ Physiologie appliquée  
R. MINCK Bactér.Virol.Immunol.Générale  
P. MULLER Clin.Gynécol.et Obstétr.II  
E. PHILIPPE Anatomie Pathologique  
R. RENAUD Gynécologie  
E. ROEGEL Pneumo-Phthisiologie  
A. ROHMER Service de Pédiatrie II  
F. ROHMER Clin. Neurologique  
J. RUCH Biologie Médicale  
Y. RUMPLER Embryologie  
G. SCHAFF Physiologie  
E. SCHVINGT Orthopéd.et Traumatologie  
J. SCHWARTZ Pharm.et Méd.Expérim.  
A. SIBILLY Urgence et Policlinique  
L. SINGER Clin. Psychiatrique  
F. STEPHAN Pathol.Gén.et Expérim.  
D. STORCK Clin. Médicale A  
G. VINCENDON Chimie biologique  
R. VOEGTLIN Thérapeutique (cardiologie)  
P. WARTER Electro-Radiologie  
D. WILLARD Serv. de Pédiatrie IV  
J.P.WEILL Hydrol.Thérapeut.et Climato  
J.P.WITZ Chirurgie Thoracique

**FESSEUR ASSOCIÉ** : F. DEFEUDIS - Biochimie.

**TRES DE CONFÉRENCES AGRÉGÉS :**

ADLOFF Chirurgie générale  
BABIN Orthopédie et Traumat.I  
BAREISS Médecine Interne  
BLOCH Electro-Radiologie  
BOURJAT Electro-Radiologie  
RECHENMACHER Cardiologie  
BROGARD Clin. Médicale B  
BUCHHEIT Neurochirurgie  
COLLARD Neurologie  
DAUCHEL Serv.Consult.Extet d'invest.Chir.  
DELLENBACH Clin. Gynécologique II  
EISENMANN Chir. Cardio-Vasculaire  
FABRE Histologie  
FINCKER Clin. Médicale B  
GEISERT Pédiatrie et Puéricult. III  
BERHARD Clin. Ophthalmologique  
BROSSHANS Clin. Dermatologique  
HABEREY Physiologie  
HERAN Pathol. Expérimentale

JLIMBS Pharmacologie  
M. IMLER Clin. Médicale B  
D. JAECK Chirurgie Générale  
A. JAEGER Réanimation Médicale  
M. JESEL Rééduc. Fonctionnelle  
P. KEHR Orthop. et Traumatologie  
R. KEILING Cancérologie  
F. KEMPF Electro-Radiologie  
J. KEMPF Chimie Biologique  
T. KIEN TRUONG Parasitologie  
G. KLOTZ Oto-Rhino-Laryngologie  
F. KUNTZMANN Médecine Interne  
D. KURTZ Clin. Neurologique  
G. LANG Orthop. et Traumatologie  
D. MAITROT Neurochirurgie  
JL.MANDEL Chimie Biologique  
J. MARK Chimie Biologique  
G. METHLIN Physique Biologique  
C. MEYER Chirurgie Générale III

G. MORAND Chirurgie Thoracique  
F. OBERLING Clin.des Maladies du Sang  
JCOTTENI Anesthésiologie  
G. PAULI Pneumo-Phthisiologie  
P. REVILLE Endocrin.Métabol.et Nutrition  
P. REYS Chirurgie Générale  
J. RITTER Clin.Gynécol.et Obstétr. I  
M. ROOS Embryologie  
A. SACREZ Cardiologie  
P. SAUVAGE Clin.Chirurgicale des Enfants  
G. SAVA Chirurgie Générale II  
J.P.SCHIEBER Physiologie  
G. SCHLAEDER Gynécol. et Obstétr. I  
H. SICK Anatomie Normale  
C. STOLL Inst. de Puériculture  
J.D.TEMPE Réanimation Médicale  
J. TONGIO Electro-Radiologie  
A. WACKENHEIM Electro-Radiologie  
J.P.WALTER Electro-Radiologie

**CTEUR DE RECHERCHE – Professeur Conventionné ULP** : A. PETROVIC \* - Physiologie.

**TRES DE RECHERCHE :**

ELOY \* Endocrinologie  
BOMBOS \* Neurochimie  
HAFFEN-STENGER\* Endocrinologie

M. JACOB \* Neurochimie  
R. RECHENMANN \* Biophys. des Rayonnements  
M. SENSENBRENNER\* Neurochimie

J.J. VOGT \* Thermophysologie  
A. WAKSMANN \* Neurochimie

## U.E.R. D'ODONTOLOGIE

Directeur Robert FRANK

### PROFESSEURS DE GRADE EXCEPTIONNEL

M. DOCC Dentisterie Opératoire

R. FRANK Biol. et Mat. Fondam.  
P. KLEVANSKY Parodontologie

J. LITZLER Prothèse

### PROFESSEURS DE PREMIER GRADE

M. BASTIAN Prothèse  
A. COMTE Dentisterie Opératoire  
R. HAAG Pathol. et Thérap. Dentaires

J.L. LACOSTE Orthopédie dento-faciale  
M. LANGER Prothèse

P. NICOLAS Pathol. et Thérap. Dentaire  
A. SCHLIENGER Prothèse

### PROFESSEURS DE DEUXIEME GRADE

C. ALLEMANN Dentisterie Opératoire  
W. BACON Dentisterie Opératoire  
Ch. BOLENDER Orthopédie dento-faciale  
P.M. CAHEN Biol. et Mat. Fondam.

J.P. CHARLIER Orthopédie dento-faciale  
B. KAESS Pathol. et Thérap. Dentaires  
M. LEIZE Prothèse

J.J. ROTH Parodontologie  
J. SOMMERMATER Pédodontie prévention  
H. TENENBAUM Parodontologie

## U.E.R. DES SCIENCES PHARMACEUTIQUES

Directeur André LEDOUX

**DOYENS HONORAIRES** : P. DUSQUENOIS - M. HASSELMANN - G. DIRHEIMER

**PROFESSEURS HONORAIRES** : P. CORDIER - J.P. EBEL - G. GAZET du CHATELIER - P. JAEGER - R. SARTORY

### PROFESSEURS

G. DIRHEIMER Toxicologie  
G. FERARD Chimie biologique  
M. HASSELMANN Chim. Anal. et Bromatol  
L. JUNG Pharmacie Chimique  
H. LAMI Mathématiques  
C. LAPP Chimie Gén. et Minérale

P. LAUGEL Chimie Analytique  
G. LAUSTRIAT Physique  
A. LEDOUX Parasitologie  
J. MALGRAS Immunologie  
C. MATHIS Pharmacie Galénique  
P. METAIS Biochimie

Ph. POINDRON Virologie  
J. SCHREIBER Chimie Organique  
A. STAHL Biochim. Pharmaceutique  
J.C. STOCLET Pharmacodynamie  
C.G. WERMUTH Chimie Organique

### MAITRES DE CONFÉRENCES AGRÉGÉS

R. ANTON Pharmacognosie  
R. CARBIENER Botanique  
A. GAIRARD Physiologie

J.C. KOFFEL Pharmacie chimique  
Y. LANDRY Pharmacologie

A. STAMM Pharmacie Galénique  
D. VIDON Bactériologie

**CHARGÉ DE FONCTION DE MAITRE DE CONFÉRENCES** : D. GERARD Physique et Biophysique.

**MAITRE DE RECHERCHE I.N.S.E.R.M.** : J. BIETH Enzymologie.

## U.E.R. DE SCIENCES HUMAINES

U.E.R. de Géographie :

Directeur Henri NONN

U.E.R. des Sc. du Comport. et de l'Environnement

Directeur Michel TARDY

**PROFESSEUR HONORAIRE** : Et. JUILLARD

### PROFESSEURS

P. MICHEL Géographie  
A. MOLES Psychologie sociale

H. NONN Géographie  
R. RAYNAL Géographie

Ph. ROPARTZ Psycho-physiologie  
J. TRICART Géographie

### MAITRES DE CONFÉRENCES

H. REYMOND Géographie  
R. SCHWAB Géographie  
A. TABOURET-KELLER Psychologie

M. TARDY Psycho-pédagogie  
H. VOGT Géographie

**MAITRES DE CONFÉRENCES conventionnés ULP** : P. CAHN - Psychologie.

**DIRECTEUR DE RECHERCHE C.N.R.S.** : S. RIMBERT - Géographie.

## U.E.R. DE SCIENCES ÉCONOMIQUES

Directeur Rodolphe DOS SANTOS FERREIRA

**DOYENS HONORAIRES** : P. CHAMLEY - J.P. FITOUSSI.

### PROFESSEURS

Ph. ARTZNER Mathématiques  
Fr. BILGER Sciences Economiques  
A. CHABERT Sciences Economiques

P. CHAMLEY Sciences Economiques  
J.P. FITOUSSI Sciences Economiques

J.J. OBRECHT Gestion  
D. VITRY Sciences Economique

**MAITRES DE CONFÉRENCES AGRÉGÉS** : R. DOS SANTOS FERREIRA - Sciences Economiques - J.P. POLLIN - Sciences Economiques.

**CHARGÉS DE CONFÉRENCES** : R. ERBES - Sciences Economiques - A. LOSSER - Sciences Economiques.

N° d'ordre  
1190

CRN/HE 80-4

# THESE

*présentée*

*A l' U.E.R. DES SCIENCES DE LA MATIERE  
DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG*

*pour obtenir le grade de*

*DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES*

*par*

*Daniel HUSS*

**ETUDE DES REACTIONS A COURANTS CHARGES INDUITES  
PAR DES ANTINEUTRINOS  $\bar{\nu}_{\mu}$**

*Soutenue le 6 Juillet 1979 devant la Commission d'Examen:*

*MM. P.CHEVALLIER*

*G.MONSONEGO*

*M.PATY*

*C.FRANZINETTI*

*R.STEIN*

*President*

*Rapporteurs internes*

*Rapporteur externe*

*Membre invite*

A ma femme

A mon fils



# TABLE DES MATIERES

	Page
INTRODUCTION .....	1
CHAPITRE I : DISPOSITIF EXPERIMENTAL .....	3
A. - LE FAISCEAU ANTINEUTRINO .....	4
A.1 - La cible .....	4
A.2 - La focalisation des mésons .....	5
A.3 - La création d'antineutrinos .....	5
A.4 - Le blindage .....	7
A.5 - Le flux d'antineutrinos .....	8
B. - LE DETECTEUR .....	8
B.1 - La chambre à bulles .....	8
B.2 - Le liquide .....	11
CHAPITRE II : IDENTIFICATION DES TRACES .....	15
A. - DEPOUILLEMENT ET MESURE .....	16
A.1 - Le "scanning" .....	16
A.2 - La mesure .....	16
B. - IDENTIFICATION DES TRACES .....	17
B.1 - Les traces chargées .....	17
B.2 - Les critères d'identification ou d'élimination de l'hypothèse proton .....	19
B.3 - Les ambiguïtés .....	20
B.4 - Les gammas et $\pi^0$ .....	23
CHAPITRE III : LA REACTION ELASTIQUE : $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ n$ .....	25
A. - SECTION EFFICACE THEORIQUE .....	26
B. - SECTION EFFICACE EXPERIMENTALE .....	32
B.1 - Sélection des événements .....	32
B.2 - Contamination et perte d'événements .....	40
C. - RESULTATS .....	62



C.3 - Ajustements .....	113
C.4 - Résultats .....	115
C H A P I T R E VI : SECTION EFFICACE TOTALE .....	119
A. - RAPPELS THEORIQUES .....	120
A.1 - Section efficace différentielle .....	120
A.2 - Invariance d'échelle .....	122
A.3 - Section efficace totale .....	123
A.4 - Linéarité de $\langle q^2 \rangle$ en fonction de $E_{\bar{\nu}}$ .....	124
B. - DEFINITION DU LOT EXPERIMENTAL .....	125
B.1 - Sélection des événements .....	125
B.2 - Corrections (gammas manquants) .....	125
B.3 - Rattachement des neutrons .....	127
B.4 - Erreurs de mesure .....	129
B.5 - Contamination par des événements courant neutre ..	129
B.6 - Ambiguïté $\pi^+/p$ .....	130
C. - AJUSTEMENT - RESULTATS .....	130
D. - COMPARAISON AVEC LA THEORIE .....	140
C O N C L U S I O N .....	145
R E F E R E N C E S .....	147

## I N T R O D U C T I O N

Les expériences de neutrinos sont une source d'informations extrêmement importante sur la nature de l'interaction faible aussi bien que sur la structure des nucléons. La moisson considérable de résultats obtenus dans le monde ces dernières années a surtout concerné des phénomènes nouveaux (courants neutres, particules charmées, production de multileptons) ; il demeure, dans le domaine désormais "classique" des courants chargés, toute une gamme de problèmes qui demandent une réponse plus précise que ce qui est actuellement disponible.

Cela tient à ce que les détecteurs employés, nécessitant une grande masse (donc constitués de cibles nucléaires complexes) étaient aveugles au détail fin des réactions induites par des neutrinos. C'est pourquoi la présente étude a été effectuée dans la grande chambre à bulles à liquide lourd "Gargamelle" remplie d'un mélange propane-fréon (90 % de propane) liquide néanmoins assez léger pour permettre une évaluation réaliste des effets nucléaires et donc une étude exclusive des réactions induites par des neutrinos. De plus, comme la plupart des données expérimentales disponibles jusqu'à présent étaient relatives au neutrino du fait de sa plus grande section efficace de production et de sa plus grande section efficace d'interaction, nous avons choisi l'antineutrino comme particule incidente.

Nous présentons donc dans ce travail une étude des réactions à courant chargé induites par des antineutrinos sur des cibles légères.

Dans les deux premiers chapitres, nous donnons une brève description de l'appareillage expérimental ainsi que les critères d'identification des événements dans notre détecteur.

Dans le troisième chapitre, nous analysons la réaction quasi-élastique sans changement d'étrangeté :  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+n$ . Après une étude du bruit de fond et de la contamination nous présentons la variation de la section efficace totale (élastique) avec l'énergie et de la section efficace différentielle en fonction du carré du quadri-moment de transfert. Nous en déduisons la valeur du paramètre  $M_A$  du facteur de forme axial.

Dans le quatrième chapitre, nous étudions les réactions avec non-conservation de l'étrangeté et nous donnons les sections efficaces de production des différentes particules étranges. Nous étudions dans le cas de la réaction  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+\Lambda$  la polarisation du  $\Lambda$  qui nous donne une information sur l'existence des courants de seconde classe.

Finalement, dans les deux derniers chapitres, nous étudions les réactions antineutrinos d'une façon inclusive pour en déduire d'une part le rapport des sections efficaces sur proton et sur neutron et la section efficace totale d'autre part. Ces résultats nous permettent de vérifier différentes prédictions concernant l'invariance d'échelle et le modèle des quarks.

# CHAPITRE I

## DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les résultats que nous allons présenter proviennent de l'expérience antineutrino-Gargamelle réalisée au CERN pendant la période juillet 1974-juillet 1975 (Runs 40, 42, 45, 46). La chambre à bulles était remplie d'un mélange propane-Fréon (à 90% de propane). Cette expérience a été réalisée en collaboration avec 5 laboratoires (Bari, Bergen, Milan, Turin, UC Londres). Nous allons dans le présent chapitre décrire brièvement le faisceau d'antineutrinos et le détecteur. Des descriptions très complètes pourront être trouvées dans de précédentes publications (Réf. I-1, I-2).

## A. - LE FAISCEAU ANTINEUTRINO

Le faisceau de protons de 26 GeV/c du synchrotron (P.S.) du CERN est envoyé sur une cible métallique dans laquelle sont produits en particulier des mésons  $K^0$ ,  $K^\pm$ ,  $\pi^\pm$ . Les mésons chargés sont focalisés et peuvent alors se désintégrer en  $\mu$  et  $(\bar{\nu})$  dans un tunnel de 67m. Au bout de ce tunnel un important blindage permet d'absorber les  $\mu$  en laissant passer les  $(\bar{\nu})$  dont certains vont interagir dans la chambre à bulles (fig. I-1).

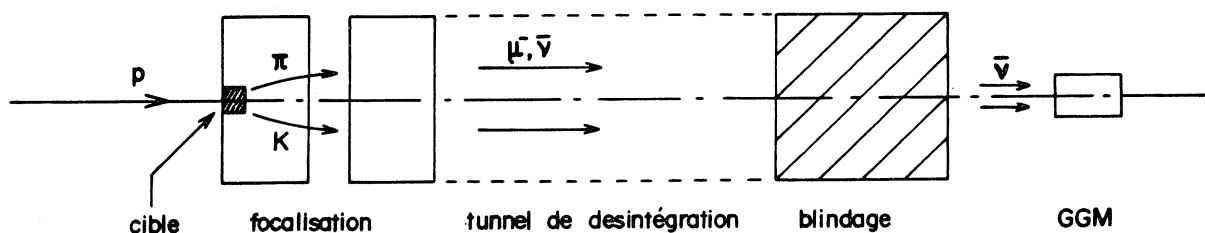


Figure I-1

Faisceau neutrino au CERN PS

### A.1 - LA CIBLE

La cible sur laquelle les protons du PS viennent interagir doit être optimisée en vue d'absorber le maximum de protons incidents et de permettre un minimum de réinteractions aux mésons ( $\pi, K$ ) secondaires. A cet effet on a choisi une cible cylindrique de Beryllium d'une longueur de 90 cm (95% des protons incidents y interagissent) et de diamètre 5mm (2 fois le diamètre du faisceau).

## A.2 - LA FOCALISATION DES MESONS

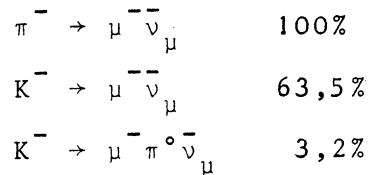
Pour avoir des antineutrinos il faut focaliser les mésons de charge négative et défocaliser les mésons de charge positive . Le système de focalisation est constitué de 2 cornes magnétiques dont la première est placée juste derrière la cible et la deuxième à 16,80m. de la première.

Le principe de la corne magnétique repose sur la circulation d'un courant en sens inverse dans 2 conducteurs coaxiaux (réf. I-3). Le champ magnétique créé entre ces 2 conducteurs focalise ou défocalise les particules d'un signe donné suivant le sens du courant. Le courant dans la corne s'obtient par décharge d'une batterie de condensateurs. La décharge est réglée de telle manière que le courant soit maximum lors du passage du faisceau (réf. I-1).

La deuxième corne magnétique fonctionne sur le même principe. L'ensemble de focalisation permet un gain de 20 sur le flux de particules à garder et une réduction d'un facteur 10 sur le flux de particules du mauvais signe.

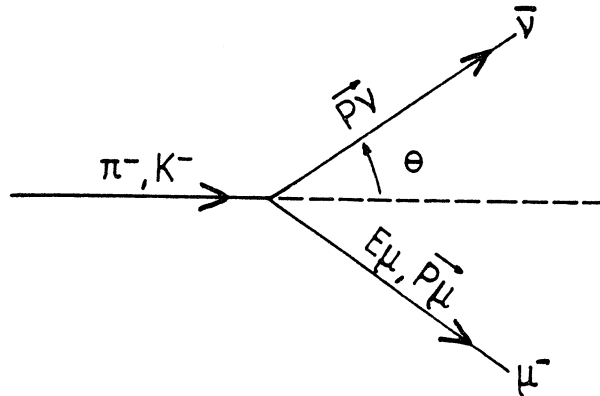
## A.3 - LA CREATION DES $\bar{\nu}$ - LE TUNNEL DE DESINTEGRATION

Pour produire des antineutrinos, le sens du courant dans la corne magnétique sera tel que les mésons  $\pi$  et K négatifs seront focalisés. Ces mésons sont envoyés dans un tunnel de 3.50m. de diamètre et de 70m. de long où la majorité d'entre eux se désintègreront suivant les réactions suivantes :





Dans le cas des réactions à 2 corps l'énergie de l'antineutrino est donnée par :



$$E_{\bar{\nu}} = \frac{M_{\pi^-, K^-}^2 - m_{\mu}^2}{2(E_{\pi^-, K^-} - P_{\pi^-, K^-} \cos \theta)} \quad E_{\mu} = \frac{M_{\pi^-, K^-}^2}{2(E_{\pi^-, K^-} - P_{\pi^-, K^-} \cos \alpha)}$$

En tenant compte de  $E_{\pi^-, K^-} \gg M_{\pi^-, K^-}$  et en ne considérant que les antineutrinos émis à très faible angle par rapport à la direction du  $\pi^-$ , ( $K^-$ ) (en fait les seuls qui seront susceptibles d'interagir dans Gargamelle) on obtient finalement :

$$\pi \rightarrow E_{\bar{\nu}} \simeq \frac{E}{2} \pi^-, K^- \quad E_{\mu} \simeq E_{\pi^-, K^-}$$

$$K \rightarrow E_{\bar{\nu}} \simeq E_{\pi^-, K^-} \quad E_{\mu} \simeq E_{\pi^-, K^-}$$

Ces expressions nous indiquent que pour une énergie de parent donné les antineutrinos issus des K seront plus énergiques que ceux issus des  $\pi$ . Le spectre d'antineutrinos (fig. I-2) sera donc constitué de 2 parties distinctes: l'une de faible énergie proviendra de la désintégration des  $\pi^-$  et l'autre de haute énergie des désintégrations de  $K^-$ . Au contraire pour le spectre des  $\mu^-$  on ne pourra pas distinguer les contributions des  $\pi$  et des K.

La longueur L du tunnel de désintégration a été choisie pour favoriser la partie haute du spectre d'antineutrinos :

Soit  $N = \frac{Lm}{c\tau p}$  le nombre de longueurs de désintégration

m = masse du méson

$\tau$  = durée de vie du méson

p = impulsion du méson

c = vitesse de la lumière

En remplaçant par les valeurs numériques (avec L = 67 m.) nous obtenons  $N_{\pi} = \frac{1,2}{p}$  et  $N_{K^-} = \frac{8,9}{p}$ .

Ces 2 valeurs nous indiquent que tous les K seront désintégrés (partie haute du spectre) alors qu'il restera encore à la fin du tunnel un grand nombre de  $\pi$  (partie basse du spectre) qui iront interagir dans le blindage.

#### A.4 - LE BLINDAGE

A la fin du tunnel de désintégration il reste un nombre important de particules chargées :

- des protons du P.S. qui n'ont pas interagi dans la cible de Beryllium

- des  $K^-$  et surtout des  $\pi^-$  qui ne se sont pas désintégrés dans le tunnel

- enfin des  $\mu^-$  issus de la désintégration des  $\pi^-$  et K.

Pour arrêter toutes ces particules on a placé devant la chambre à bulles un blindage en fer (22m.) qui absorbera très rapidement les hadrons et plus lentement les muons qui ne réinteragiront que par interaction électromagnétique. Le blindage est constitué de blocs en fer entre lesquels on a laissé, à différentes profondeurs, 5 intervalles perpendiculaires au faisceau. Dans ceux-ci sont placés des détecteurs à semi-conducteurs qui enregistreront le nombre de  $\mu^-$  qui les traverseront. Les mesures de ces détecteurs permettront de tester la symétrie du faisceau et de calculer le flux d'antineutrinos traversant la chambre à bulles.

A.5 - LA DETERMINATION DU FLUX D'ANTINEUTRINOS

Le flux d'antineutrinos dans la chambre à bulles est déterminé par un programme de simulation (réf. I-4) dont nous allons rappeler les grandes lignes. A partir de l'interaction des protons du P.S. dans le Beryllium on simule la production de  $\pi$  et de K qui vont être focalisés dans les 2 cornes magnétiques et vont se désintégrer dans le tunnel. Les produits de désintégration sont alors suivis à travers le blindage. On peut ainsi en déduire le nombre et le spectre d'antineutrinos qui vont traverser Gargamelle. La normalisation absolue du flux est obtenue par un ajustement du nombre de muons générés et du nombre de muons traversant les détecteurs à jonction à l'intérieur du blindage. Nous avons porté sur la figure I- 2 le spectre des antineutrinos traversant un disque de 50 cm de rayon et centré sur l'axe de la chambre. Les erreurs sur ce spectre ont été rassemblées dans le tableau n° I-1.

$E_{\bar{\nu}}$ GeV	1 → 1.5	1.5 → 2	2 → 6.5	6,5 → 10
$\frac{\Delta N_{\bar{\nu}}}{N_{\bar{\nu}}}$	25%	15%	9%	12%

TABEAU I-1 ERREURS RELATIVES SUR LE FLUX D'ANTI-NEUTRINOS

B. - LE DETECTEUR

B.1 - LA CHAMBRE A BULLES

Gargamelle (fig. I-3) a la forme d'un cylindre de 4,80 mètres de long et de 1,96 mètres de diamètre. Elle est placée dans l'entrefer d'un aimant produisant un champ magnétique de 20 Teslas et qui nécessite en fonctionnement une puissance de 6MW.

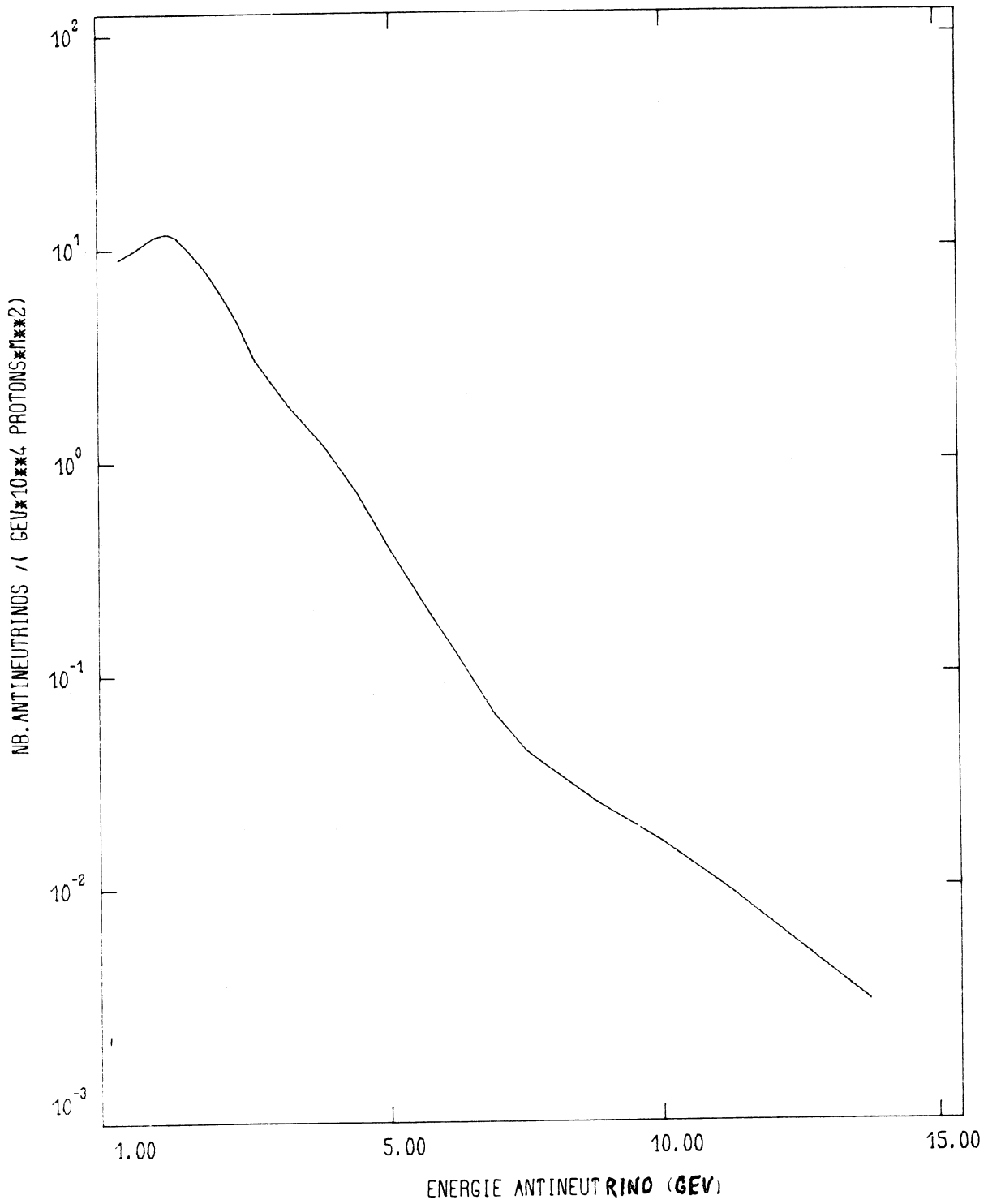


Figure I-2

Le flux d'antineutrinos

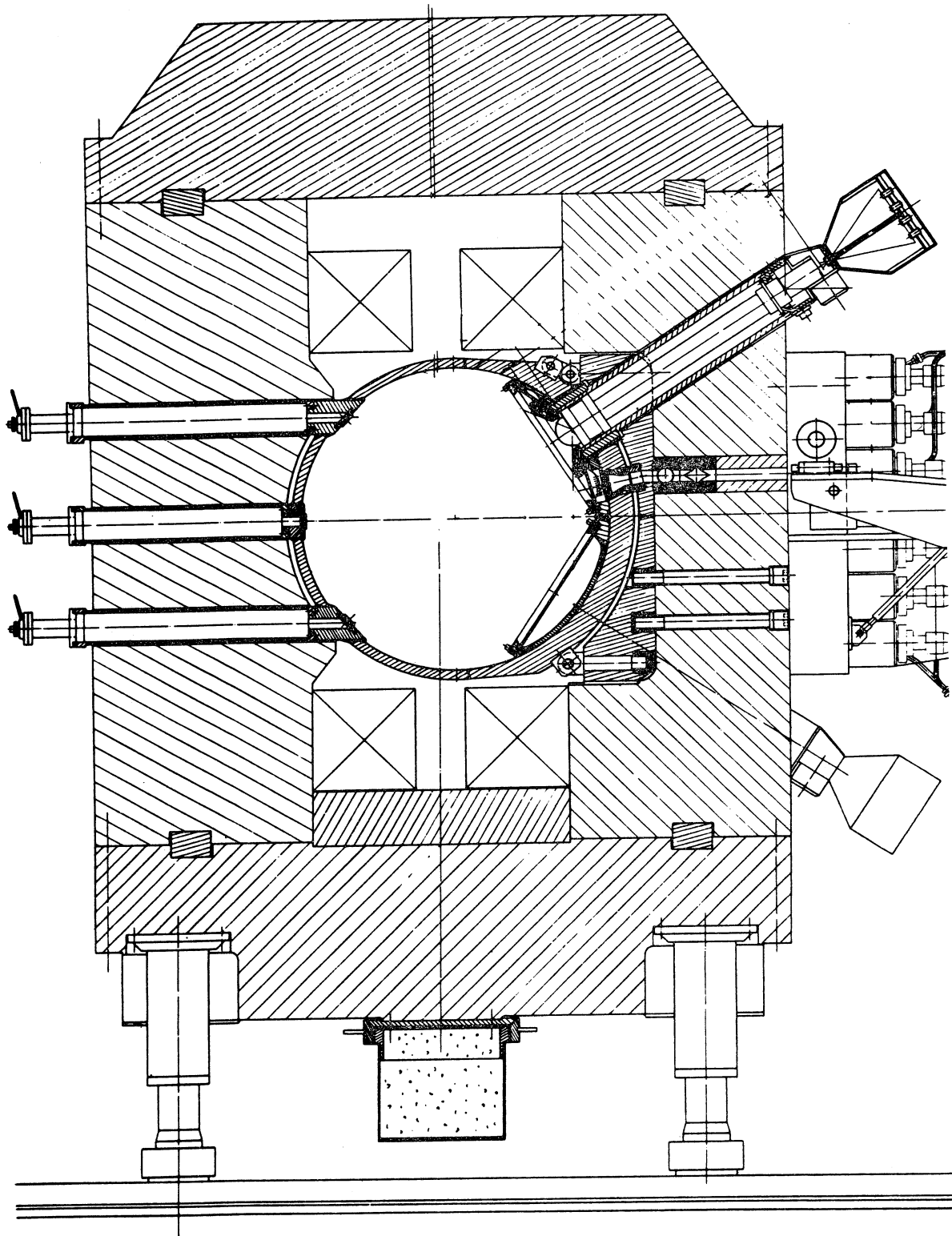


Figure I-3

Coupe de Gargamelle

Des photographies de l'intérieur de la chambre sont prises à chaque éjection du P.S. par 8 caméras disposées en 2 rangées de 4 sur 2 génératrices du cylindre. Les axes optiques des caméras sont inclinés à  $\pm 33^\circ$  par rapport au plan horizontal. Les objectifs de ces caméras en contact avec le liquide sont du type grand angulaire. L'éclairage de la chambre est assuré par 21 flashes au Xenon placés sur le corps de la chambre à l'opposé des caméras.

Les axes de référence sont définis de la manière suivante :

- l'origine du repère au centre de la chambre
- l'axe x est dirigé suivant l'axe du cylindre dans le sens du faisceau
- l'axe y vertical, est dirigé vers le haut
- l'axe z horizontal est orienté vers les caméras

Le volume visible de la chambre est environ  $8\text{m}^3$ . Pour avoir une bonne mesurabilité et une bonne identification des traces chargées, nous avons restreint le volume utile (fiduciaire) au volume défini par les équations suivantes :

a) -  $220 \text{ cm} < x < - 160 \text{ cm}$

$$\left(\frac{x + 160}{60}\right)^2 + \left(\frac{y}{60}\right)^2 + \left(\frac{z + 18}{45}\right)^2 \leq 1$$

b) -  $160 \text{ cm} < x < 150 \text{ cm}$

$$\left(\frac{y}{60}\right)^2 + \left(\frac{z + 18}{45}\right)^2 \leq 1$$

Le volume fiduciaire (VF) défini de cette manière est de  $2.97 \text{ cm}^3$  (fig. I-4)

## B.2 - LE LIQUIDE

Le liquide utilisé dans cette expérience est un mélange de propane et de fréon. La prise des données s'étant faite en quatre fois, nous avons porté sur le tableau n° I-2 la composition exacte du liquide pour chaque période (% en poids).

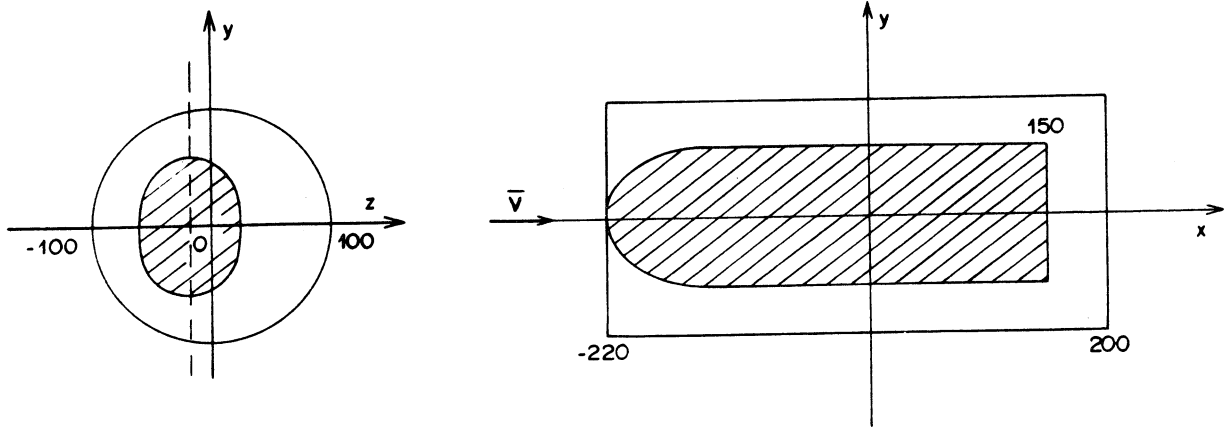


Figure I-4  
Volume fiduciaire

	propane C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> %	Fréon CF <sub>3</sub> Br %	Ethane C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> %	Butane C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	Masse Volumique g/m <sup>3</sup>
Run 40	73.8	24.0	1.1	1.1	0.517
Run 42	75.7	22.3	0.9	1.1	0.511
Run 45	64.4	35.2	0.3	0.1	0.612
Run 46	63.8	35.8	0.3	0.1	0.620

TABLEAU I-2 COMPOSITION DU LIQUIDE POUR LES DIFFERENTES PERIODES DE PRISE DE DONNEES

A partir de ce tableau et du flux d'antineutrinos de chaque période, nous pouvons calculer un "liquide moyen" pour notre expérience. Le nombre total des cibles proton et neutron pour 1g. de ce "liquide moyen" est porté dans le tableau n° I-3.



Cible	nb de cible x <i>A</i>	proportion de protons	proportion de neutrons
H	.124	.227	
P C <sup>12</sup>	.292	.533	
P F	.031	.105	
P Br	.074	.135	
n C <sup>12</sup>	.291		.644
n F	.064		.142
n Br	.097		.214

TABLEAU I-3 CONSTITUTION "MOYENNE" DU LIQUIDE

Les calculs de sections efficaces nécessiteront encore les quantités suivantes :

i) le nombre total moyen de protons dans le volume fiduciaire  
 $N_p = 5.706 \cdot 10^{29}$

ii) le nombre total moyen de neutrons dans le volume fiduciaire  
 $N_N = 4.708 \cdot 10^{29}$

d'où finalement  $\frac{N_p}{N_N} = 1.21$

## CHAPITRE II

### IDENTIFICATION DES TRACES

## A. - DEPOUILLEMENT ET MESURE

### A.1 - LE SCANNING

Le scanning consiste à regarder à l'aide d'un projecteur approprié chaque photo sur les 8 vues disponibles. On relève ainsi les numéros de photos où se trouve un événement. L'événement est défini comme point d'interaction d'où sort une ou plusieurs traces chargées ou comme gamma auquel apparemment il n'est pas possible d'attribuer une origine dans la chambre.

Au niveau du scanning nous avons déjà fait quelques coupures :

- les gammas sans origine apparente dans la chambre ne sont relevés que s'ils ont une longueur totale sur la table (grandissement  $G \approx 5$  en moyenne par rapport à la réalité) supérieure à 8cm.

- dans le cas où ils sont isolés, les événements à une trace positive ou de signe indéterminé qui s'arrête dans la chambre ne sont relevés que si la longueur totale de la trace est supérieure à 4.2cm sur la table.

Le scanning a été réalisé deux fois d'une manière indépendante pour 70 % des films, les 30 % restant n'ont été "scannés" qu'une seule fois.

Les événements antineutrinos étant des événements rares, il nous reste en moyenne après les 2 scanning 50 photos "utiles" par film (d'environ 700 photos). Les photos non répertoriées ne seront plus regardées lors de l'analyse ultérieure.

### A.2 - LA MESURE

Avant la mesure, certaines catégories d'événements sont rejetées après contrôle par un physicien. Ainsi les événements non mesurables (par ex. : vertex primaire visible sur une seule vue seulement), les interactions de particules entrantes et les interactions de rayons cosmiques ne seront pas mesurés.

La mesure a été réalisée sur un projecteur construit au laboratoire. Cet appareil (Bidule à Fil) est digitalisé en coordonnées bipolaires. Les informations recueillies à la mesure sont traitées par le programme de reconstruction géométrique fonctionnant sous le système "HYDRA" (réf. II-1) qui calcule les coordonnées du vertex d'interaction dans le référentiel de la chambre ainsi que les impulsions et directions des traces et ce pour toutes les hypothèses de masse possibles.

## B. - IDENTIFICATION DES TRACES

### B.1 - LES TRACES CHARGÉES

Nous n'avons considéré dans notre étude que les quatre particules chargées suivantes :

$$e^{\pm}, \mu^{\pm}, \pi^{\pm}, P$$

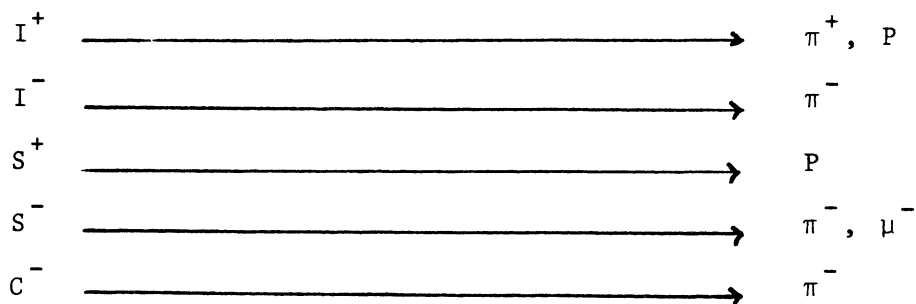
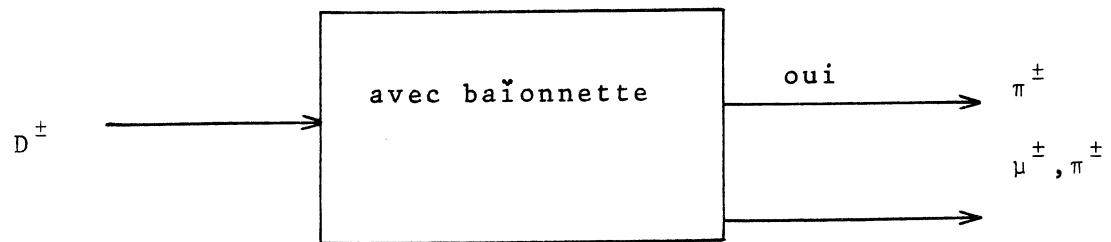
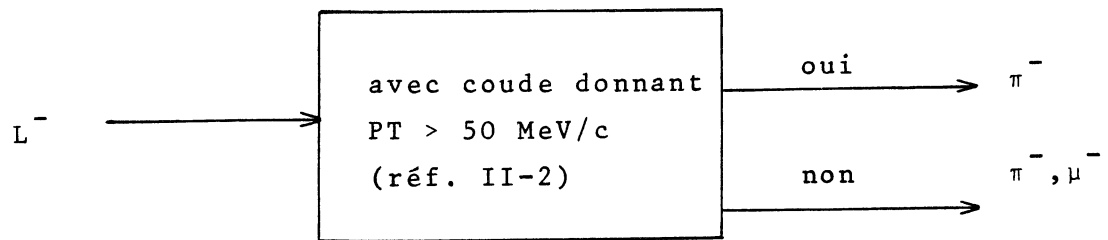
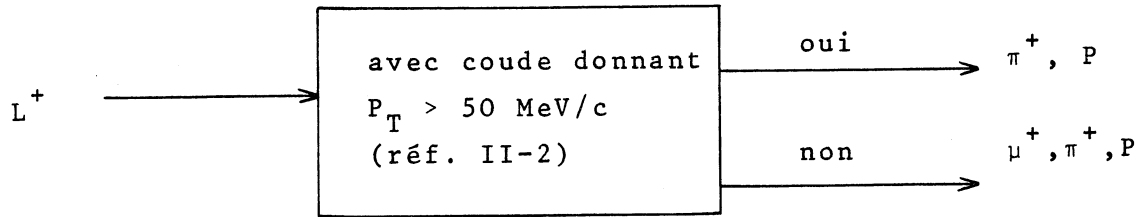
Les particules sont identifiées par la courbure de la trace qui nous donne la charge, compte tenu de la direction du champ magnétique et par la nature de la fin de trace qui nous renseigne sur la nature de la particule :

- S : stop : la particule s'arrête dans la chambre
- D : désintégration : la particule se désintègre dans la chambre
- C : capture : la particule est absorbée par un noyau avec  
émission de protons de faible énergie
- I : : la particule interagit dans la chambre
- L : : la particule sort de la chambre sans y  
interagir

Mis à part l'électron, clairement signé par sa très forte courbure et l'effet de Bremsstrahlung, les associations particules-fin de trace peuvent se résumer de la manière suivante :

fin de trace

particules possibles



On constate que les différentes assignations nous introduisent des ambiguïtés qu'il faudra essayer de lever par d'autres méthodes.

## B.2 - LES CRITERES D'IDENTIFICATION OU D'ELIMINATION DE L'HYPOTHESE PROTON

### 1) Proton sûr (S<sup>+</sup>, I<sup>+</sup>)

Sont considérées comme "proton sûr", en plus des traces S<sup>+</sup>, les traces I<sup>+</sup> présentant une interaction caractéristique pp → pp. En effet, la cinématique de cette réaction conduit dans le cas non relativiste à un angle de π/2 entre les 2 protons finals.

### 2) Hypothèse proton exclue (L<sup>+</sup>)

L'hypothèse proton pour une trace L<sup>+</sup> sera exclue dans 2 cas :

- présence d'un rayon δ d'énergie supérieure à E<sub>max</sub><sup>δ</sup> sur la trace L<sup>+</sup>. L'énergie maximum d'un rayon δ émis par un proton d'impulsion P étant :

$$(E_{\max}^{\delta})_{\text{proton}} = 2m_e \left(\frac{P}{m_p}\right)^2 \quad P : \text{impulsion du proton}$$

(m<sub>e</sub> et m<sub>p</sub> respectivement masse de l'électron et du proton). On aura à titre d'exemple pour P = 1 GeV/c → (E<sub>max</sub><sup>δ</sup>)<sub>proton</sub> ≈ 1 MeV, ce qui constitue la limite de la visibilité dans notre cas. Finalement s'il y a un rayon δ visible (d'énergie E<sub>δ</sub>) sur une trace L<sup>+</sup> on regardera si pour l'impulsion de la trace un proton peut donner un δ d'énergie E<sub>δ</sub>. Dans la négative (ce qui sera presque toujours le cas, sauf pour les particules très énergiques) on exclura l'hypothèse proton.

- Incompatibilité parcours-moment. Si l'impulsion P du proton ajustée par le programme de géométrie donne d'après la loi parcours-moment un parcours dans la chambre pour l'impulsion P + ΔP inférieur à la distance réelle, l'hypothèse proton sera exclue.

### B.3 - LES AMBIGUITES

#### a) L'ambiguïté $\mu^-$ , $\pi^-$

Les masses des 2 particules  $\mu^-$  et  $\pi^-$  sont trop voisines pour noter une différence sensible dans la courbure de la trace pour une impulsion donnée. Le programme de géométrie ne séparera jamais le  $\mu$  du  $\pi$  pour les traces  $L^+$ ,  $D^\pm$  et  $S^-$ . Dans le cas des traces  $D^\pm$ , il peut arriver qu'on aperçoive, sur la table, la désintégration du  $\pi$  en  $\mu$  et ensuite du  $\mu$  en électron, la désintégration du  $\pi$  en  $\mu$  est alors signée par une "baïonnette". Cependant dans la plupart des cas cette baïonnette n'est pas visible et il sera impossible de distinguer le  $\pi$  du  $\mu$ .

Nous avons posé à priori qu'il n'y avait pas de muons négatifs dans notre lot d'événements, ce qui nous conduit à prendre comme  $\pi^-$  toutes les traces ambiguës  $\mu^-$ ,  $\pi^-$ . Ceci est justifié, car les  $\mu^-$  ne pourraient provenir que des réactions induites par des neutrinos qui contamineraient notre faisceau, or cette contamination a été trouvée inférieure à 0.5 % ce qui est négligeable. Pour les traces  $L^+$ , l'ambiguïté est en fait triple et nous la traiterons au paragraphe suivant.

#### b) L'ambiguïté $\mu$ , $\pi$ , P

L'ambiguïté  $\mu$ ,  $\pi$ , P se présente uniquement pour les traces  $L^+$ . Nous avons décidé que tous les événements qui comportent au moins un candidat  $\mu^+$  ( $L^+$  ou  $D^+$ ) sont des événements courant chargé. Comme il n'y a qu'un seul  $\mu^+$  par événement courant chargé (dans notre domaine d'énergie), nous avons pris la particule la plus énergétique comme  $\mu^+$  parmi toutes les traces ambiguës  $\mu^+$  ( $L^+$  et  $D^+$ ). Les traces  $L^+$  restantes seront alors affectées de l'hypothèse proton dans le cas où cette hypothèse n'est pas exclue par d'autres critères.

Cette méthode est justifiée, car d'une part il y a peu de réactions avec plusieurs candidats  $\mu^+$  (< 1 %) et d'autre part les réactions à haute multiplicité en  $\pi$  sont défavorisées dans le domaine d'énergie considéré. Les traces  $L^+$  sont

alors dans ce cas des protons issus d'une réinteraction d'un hadron initial dans le noyau. Nous calculerons ultérieurement (§ II-B3c) la proportion de mauvaises assignations de masse introduites par cette méthode.

c) L'ambiguïté  $\pi^+/P$

L'étude de l'ambiguïté  $\pi^+/P$  a été réalisée dans notre expérience pour l'étude des courants neutres à un  $\pi^+$  (réf. II-2). Nous ne donnerons ici qu'un aperçu de cette méthode qui est basée sur l'étude des rayons  $\delta$  observés et attendus théoriquement.

En effet si l'on appelle  $\alpha_\pi$  la proportion de  $\pi$  dans les traces ambiguës  $\pi^+/P$ , le nombre de traces avec au moins un  $\delta$  observé ( $N_{\text{obs}}^\delta$ ) est alors :

$$N_{\text{obs}}^\delta = \alpha_\pi N_{\text{att}_\pi}^\delta + (1 - \alpha_\pi) N_{\text{att}_p}^\delta$$

avec  $N_{\text{att}_\pi}^\delta$  : nombre théorique de traces avec au moins un  $\delta$ , si toutes les traces considérées sont des pions (des protons).

En fait, comme nous ne pouvons pas relever les rayons  $\delta$  de trop faible énergie, nous avons mis une coupure à 2 MeV pour l'énergie du  $\delta$ .

Le calcul de  $N_{\text{att}}^\delta$  se fait en considérant que les rayons  $\delta$  sont distribués aléatoirement sur la trace et suivant une distribution de Poisson.

La probabilité d'avoir au moins un rayon  $\delta$  (supérieure à 2 MeV) sur une trace de longueur L est alors :

$$P = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\nu^n}{n!} e^{-\nu} = 1 - e^{-\nu}$$

avec  $\nu = nL$  et  $n$  : nombre de  $\delta$  par unité de longueur



$$n = d \int_{2 \text{ MeV}}^{T_{\text{max}}} \phi dT$$

d : densité du liquide

$T_{\text{max}}$  : énergie maximum d'un  $\delta$

$$T_{\text{max}} \approx 2m_e \left(\frac{P}{M}\right)$$

$\phi dT$  : probabilité élémentaire de collision donnée par la formule de Bahbha

$$\phi dT = \frac{2 \text{ cme}}{\beta^2} \frac{dT}{T} \left(1 - \beta^2 \frac{T}{T_{\text{max}}} + \frac{1}{2} \left(\frac{T}{E+M}\right)^2\right)$$

Finalement la proportion de  $\pi$  dans le lot de traces est donnée par

$$\alpha_{\pi} = \frac{N_{\text{obs}}^{\delta} - N_{\text{att p}}^{\delta}}{N_{\text{att } \pi}^{\delta} - N_{\text{att p}}^{\delta}}$$

Nous avons calculé ainsi la proportion de  $\pi(\alpha_{\pi})$  séparément pour les traces  $I^+$  et  $L^+$ . En fait, les nombres  $N_{\text{att p}}^{\delta}$  et  $N_{\text{att } \pi}^{\delta}$  ne sont pas les vrais nombres d'événements attendus, il faut multiplier par l'efficacité ( $\epsilon_{\delta}$ ) de détection du  $\delta$  (d'énergie supérieure à 2 MeV) qui a été calculée à partir des traces  $L^+$  des événements élastiques ( $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ n$ ) suivant la même méthode. Comme on est sûr dans ce cas de n'avoir que des muons (le nombre de hadrons est inférieur à 1%), on peut écrire :

$$N_{\text{obs}}^{\delta} = \epsilon_{\delta} N_{\text{att}}^{\delta}$$

On a trouvé expérimentalement  $\epsilon_{\delta} = .67 \pm 0.02$ . La proportion de  $\pi^+$  dans les traces restant ambiguës (après élimination de l'hypothèse proton dans les traces présentant un rayon  $\delta$  d'énergie supérieure à  $T_{\text{max}}$ ) est égale à :

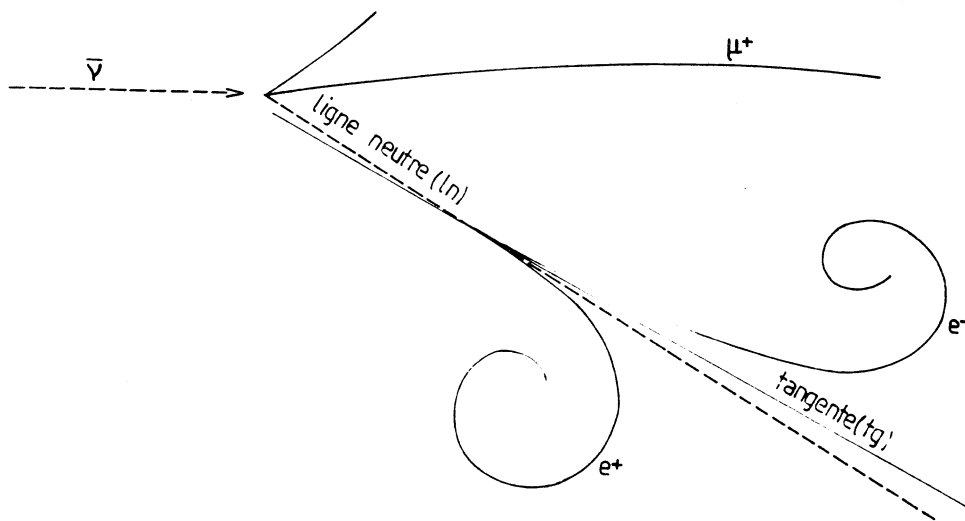
$$(\alpha_{\pi})_{L^+} = 0.25 \pm 0.14$$

$$(\alpha_{\pi})_{I^+} = 0.30 \pm 0.08$$

B.4 - LES GAMMAS ET  $\pi^0$

Les gammas sont considérés comme pointant sur le vertex de l'antineutrino si la probabilité de pointage est supérieure à 1 %. Le  $\chi^2$  associé étant défini de la manière suivante :

$$\chi^2 = \frac{(\lambda_{\ell n} - \lambda_{tg})^2}{(\Delta\lambda_{\ell n})^2 + (\Delta\lambda_{tg})^2} + \frac{(\varphi_{\ell n} - \varphi_{tg})^2}{(\Delta\varphi_{\ell n})^2 + (\Delta\varphi_{tg})^2}$$



Lors de la mesure, le physicien rejette en grande partie les gammas de Bremsstrahlung, ce qui enlève pratiquement tout le bruit de fond de gammas qui ne sont directement issus d'un  $\pi^0$ . Néanmoins, nous observons encore une accumulation d'événements aux faibles valeurs de l'angle  $\theta_{\gamma\gamma}$  que nous éliminons par une coupure à  $\theta_{\gamma\gamma} = 0.1 \text{ rad}$ . Cette coupure, déterminée par un programme Monte-Carlo (réf. II-2) nous enlève 3 % des combinaisons  $\gamma\gamma$ .

La probabilité de détection (en fait, de détection, d'efficacité de scanning et de mesurabilité) a été calculée à partir des événements à 1,2,3,4 gammas retenus après les coupures ci-dessus.

Soient  $N_{1\pi^0}$  et  $N_{2\pi^0}$  les nombres (inconnus a priori) d'événements à  $1\pi^0$  et à  $2\pi^0$  et  $P_\gamma$  la probabilité de détection cherchée. Les nombres d'événements observés à 1,2,3,4 gammas s'écriront alors en fonctions des coefficients de la loi binomiale

$$(N_{1\gamma})_{\text{obs}} = N_{1\pi^0} \times C_{2\gamma}^1 P_\gamma (1-P_\gamma) + C_{4\gamma}^1 P_\gamma (1-P_\gamma)^3 N_{2\pi^0}$$

$$(N_{2\gamma})_{\text{obs}} = N_{1\pi^0} \times C_{2\gamma}^2 P_\gamma^2 + C_{4\gamma}^2 P_\gamma^2 (1-P_\gamma)^2 N_{2\pi^0}$$

$$(N_{3\gamma})_{\text{obs}} = N_{2\pi^0} \times C_{4\gamma}^3 P_\gamma^3 (1-P_\gamma)$$

$$(N_{4\gamma})_{\text{obs}} = N_{2\pi^0} \times C_{4\gamma}^4 P_\gamma^4$$

On a ainsi 3 inconnues ( $N_{1\pi^0}$ ,  $N_{2\pi^0}$ ,  $P_\gamma$ ) et 4 équations. A l'aide d'un programme de minimisation, nous avons réalisé un ajustement à 1 contrainte qui nous conduit finalement à :

$$P_\gamma = 0.55 \pm 0.03$$

$$N_{2\pi^0} = 88 \pm 20$$

$$N_{1\pi^0} = 448 \pm 26$$

## CHAPITRE III

LA REACTION ELASTIQUE  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ n$

A. - SECTION EFFICACE THEORIQUE

Les interactions faibles à courant chargé peuvent être décrites par un Lagrangien phénoménologique de la forme courant x courant (réf. III-1)

$$\mathcal{L} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [(j_\lambda^e + j_\lambda^\mu)^+ J^{(h)}_\lambda + j_\lambda^{(e)} j^{(\mu)\lambda} + \text{h.c.}]$$

$$G_F : \text{constante de Fermi} \quad G_F = \frac{(1.025 \cdot 10^{-5})}{M^2} \quad M = \text{masse du nucléon} \\ = .938 \text{ GeV}/c^2$$

$J^{(h)}$  : courant hadronique

$j^e$  : courant leptonique électronique

$j^\mu$  : courant leptonique muonique

L'étude des désintégrations de particules a mis en évidence la structure V-A des courants  $j_\mu^e$  et  $J^h$

- la réaction quasi-élastique :  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ n$  ( $\Delta S=0$ )

A partir du Lagrangien de la réaction élastique

$$\mathcal{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_\mu \gamma_\lambda (1-\gamma_5) \mu \cdot J^{h+} + \text{h.c.}$$

nous pourrions en déduire l'élément de matrice correspondant :

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{u}(\nu_\mu) \gamma_\lambda (1-\gamma_5) u(\mu)] \langle n | J_\alpha^{h+} | p \rangle$$

où  $u(\nu_\mu)$  et  $u(\mu)$  sont les spineurs de Dirac.

Si le courant hadronique est également de la forme V-A, on pourra écrire :

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{u}(\nu_\mu) \gamma_\lambda (1-\gamma_5) u(\mu)] \langle n | V_\alpha - A_\alpha | p \rangle$$

Pour expliciter la partie hadronique de l'élément de matrice, nous allons écrire cette quantité sous la forme la plus complète dans le cas V-A. Cette expression contient ainsi 6 paramètres (facteurs de forme) exprimant la dynamique de la réaction, fonctions du seul invariant de Lorentz  $q^2$  :

$$\langle n | V_\alpha - A_\alpha | p \rangle = \cos \theta_c \bar{u}(n) [V_\alpha - A_\alpha] u(p)$$

↓  
 $\Delta S = 0$

$\theta_c$  : angle de Cabbibo

$$\text{avec } (V_\alpha - A_\alpha) = (\gamma_\alpha F_V(q^2) + i\sigma_{\alpha\beta} q_\beta \frac{F_M(q^2)}{2M} + q_\alpha F_S(q^2)) - (\gamma_\alpha F_A(q^2) + i\sigma_{\alpha\beta} q_\beta \frac{F_T(q^2)}{2M} + q_\alpha F_P(q^2)) \gamma_5$$

$$\text{avec } q_\alpha = n_\alpha - p_\alpha$$

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{i}{2} (\gamma_\alpha \gamma_\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha)$$

$F_V(q^2)$  facteur de forme vectoriel

$F_M(q^2)$  facteur de forme tensoriel

$F_S(q^2)$  facteur de forme scalaire

$F_A(q^2)$  facteur de forme axial

$F_T(q^2)$  facteur de forme pseudotensoriel

$F_P(q^2)$  facteur de forme pseudoscalaire

Le nombre de fonctions de  $q^2$  à tester est certes trop élevé, mais un certain nombre d'hypothèses raisonnables permettent de simplifier l'expression de l'élément de matrice :

i) L'invariance par T du courant hadronique ainsi que la symétrie de charge nous conduit à :  $F_S = F_T = 0$ .

ii) L'hypothèse PCAC (courant axial partiellement conservé) permet une estimation de  $F_p$

$$\text{soit } F_p = \frac{2MF_A(q^2)}{m_\pi^2 + q^2} \quad m_\pi : \text{masse du pion}$$

Ce terme interviendra très faiblement dans l'expression de la section efficace, car il apparaît toujours avec le facteur  $m_\mu^2 \sim 0.01$  ( $m_\mu^2 \ll q^2$ ). La contribution de ce terme à la section efficace est toujours inférieure à 2 % et sera donc négligée.

iii) L'hypothèse CVC (courant vectoriel conservé) selon laquelle  $J_{em}^\lambda$  (électromagnétique) et  $J^\lambda$  sont dans le même isotriplet, nous donne une relation entre  $F_V$  et  $F_M$  et les facteurs de forme électromagnétique déterminés expérimentalement dans les expériences d'électro-production :

$$F_V(q^2) = \frac{G_E^V(q^2) - \frac{q^2}{4M^2} G_M^V(q^2)}{1 + \frac{q^2}{4M^2}}$$

$$F_M(q^2) = \frac{G_M^V(q^2) - G_E^V(q^2)}{1 + \frac{q^2}{4M^2}}$$

$$\text{avec } G_E^V(q^2) = \frac{1}{\left(1 + \frac{q^2}{M_V^2}\right)^2} \quad G_M^V(q^2) = \frac{1 + \mu_p - \mu_N}{\left(1 + \frac{q^2}{M_V^2}\right)^2}$$

$$M_V = (.84 \pm 0.03) \text{GeV}/c^2$$

$\mu_p, \mu_N$  = moment magnétique du proton et du neutron

iv) Le facteur de forme axial peut se mettre sous la même forme (dipole) que le facteur de forme vectoriel

$$F_A = \frac{F_A(0)}{\left(1 + \frac{q^2}{M_A^2}\right)^2}$$

L'élément de matrice relatif à la réaction  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+n$  s'écrira alors de la manière suivante :

$$M = \frac{M}{\sqrt{2}} (\bar{u}(\nu_\mu)\gamma_\lambda(1-\gamma_5)u(\mu)(\bar{u}(n)[\gamma_\alpha F_V(q^2) + i\sigma_{\alpha\beta}q_\beta \frac{F_M(q^2)}{2M} + \gamma_\alpha F_A(q^2)]u(p))$$

Ce qui fournit la section efficace différentielle  $\frac{d\sigma}{dq^2}$  :

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{G_F^2 M^2 \cos^2 \theta_c}{8\pi E_{\bar{\nu}}} [A(q^2) - B(q^2) \frac{S-u}{M^2} + C(q^2) \left(\frac{S-u}{M^2}\right)^2]$$

$$q^2 = -t$$

s, t, u sont les variables de Mandelstam

$$q^2 = 2E_{\bar{\nu}}[E_\mu - |\vec{P}_\mu| \cos\theta] - m_\mu^2$$

$$S-u = 4ME_{\bar{\nu}} - q^2 - m_\mu^2$$

$\theta_c$  : angle de Cabbibo  $\theta_c \sim .22 \text{ rd.}$

$\theta$  : angle entre la direction de  $\bar{\nu}$  et du  $\mu^+$

M : masse du nucléon

$m_\mu$  : masse du muon



$$A = \frac{q^2 + m^2 \mu}{4M^2} \left[ F_V^2 \left( \frac{q^2}{M^2} - 4 \right) + F_M^2 \frac{q^2}{M^2} \left( 1 - \frac{q^2}{4M^2} \right) + 4F_V F_M \frac{q^2}{M^2} + F_A^2 \left( 4 + \frac{q^2}{M^2} \right) - \frac{m^2 \mu}{M^2} \left( (F_V + F_M)^2 + F_A^2 \right) \right]$$

$$B = \frac{q^2}{M^2} F_A (F_V + F_M) \quad C = \frac{1}{4} (F_V^2 + \frac{q^2 F_M^2}{4M^2} + F_A^2)$$

Le seul paramètre restant est  $M_A$  que nous allons déterminer expérimentalement.

Dans nos conditions d'expérience, la réaction élastique CC a lieu dans 77.3 % des cas sur un proton du noyau. Or, la réaction ne peut se faire que si les caractéristiques cinématiques du neutron obéissent au principe d'exclusion de Pauli. Il faut donc corriger l'équation  $\frac{d\sigma}{dq^2} = f(q^2)$  donnée pour une réaction sur proton libre pour tenir  $\frac{d\sigma}{dq^2}$  compte de nos conditions expérimentales. Des modèles très complets (notamment le modèle en couches) ont été utilisés pour calculer cette correction, mais n'ont pas donné de résultats sensiblement différents du modèle très simple du gaz de Fermi (réf. III-1). L'utilisation de ce dernier modèle nous conduit à écrire la section efficace différentielle sur proton lié sous la forme :

$$\left( \frac{d\sigma}{dq^2} \right)_{\text{lié}} = P \left( \frac{d\sigma}{dq^2} \right)_{\text{libre}}$$

où P est une fonction de  $q^2$  et du noyau considéré.

La courbe  $P(q^2)$  est représentée sur la Fig. III-1 pour le liquide utilisé dans cette expérience.

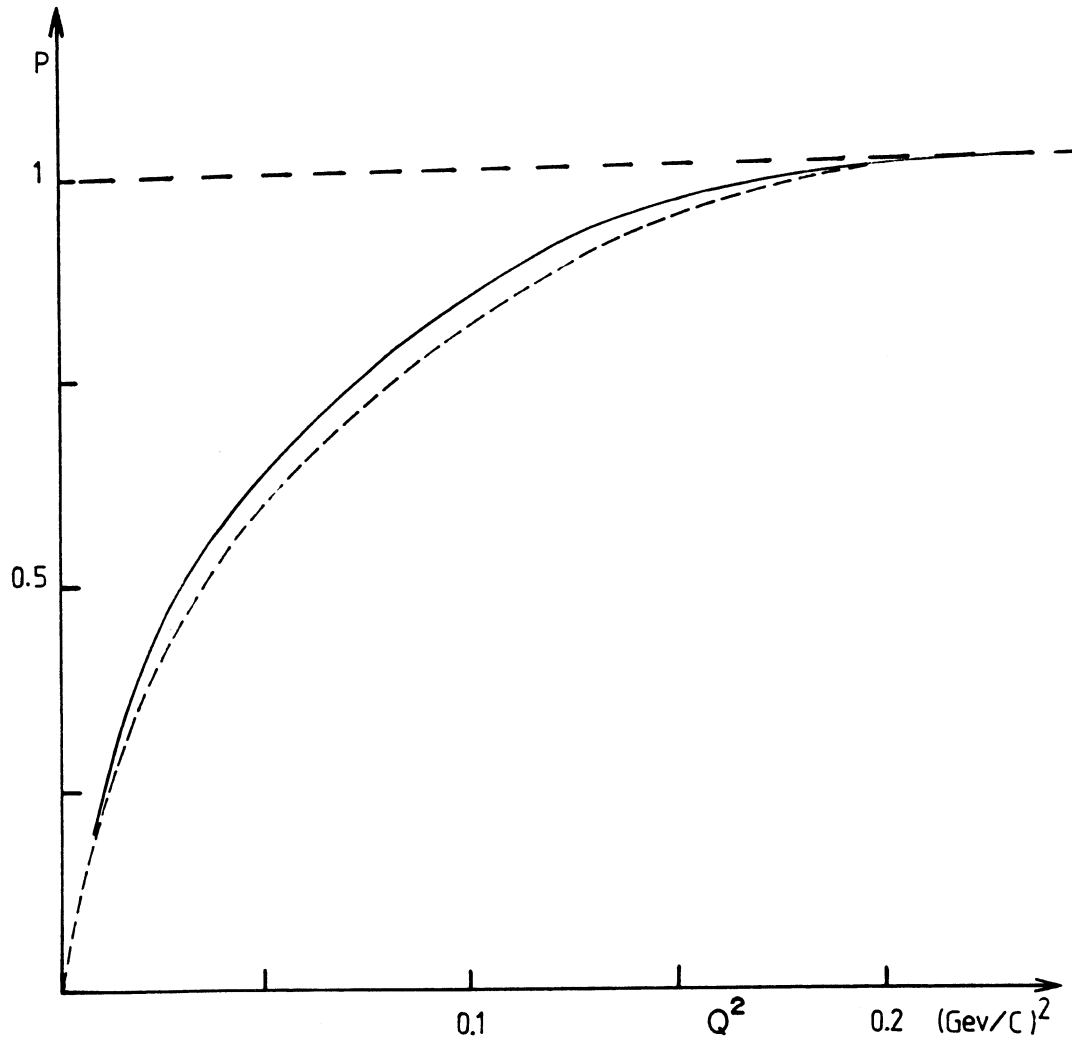


Figure III-1

Facteur d'exclusion  $P(q^2)$   
calculé pour notre liquide

$$\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_{\text{exp}} = P(q^2) \left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_{\text{théorique}}$$

Dans les paragraphes suivants, nous allons ajuster les courbes théoriques :

$$\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_{\text{liq}} \quad \text{et} \quad \sigma(E_{\bar{\nu}})_{\text{liq}}$$

$$\sigma(E_{\bar{\nu}})_{\text{liq}} = \int_{q_{\text{min}}^2}^{q_{\text{max}}^2} \left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_{\text{liq}} dq^2$$

avec  $q_{\text{min}}^2 \sim 0$   $q_{\text{max}}^2 \sim \frac{4ME_{\bar{\nu}}^2}{M+2E_{\bar{\nu}}}$

aux distributions expérimentales en vue de déterminer les paramètres  $M_A$  et éventuellement  $M_V$ .

## B. - SECTION EFFICACE EXPERIMENTALE

### B.1 - SELECTION DES EVENEMENTS

La réaction élastique se produisant sur un proton libre se présentera dans la chambre comme une trace positive isolée prenant naissance dans la chambre. Or, dans notre expérience, seulement 23 % des réactions ont lieu sur l'hydrogène du propane. Les 77 % restant ont lieu sur les protons de 2 noyaux légers (carbone, fluor) ainsi que sur un noyau beaucoup plus lourd (brome). Le neutron issu de la réaction pourra alors interagir avec les autres nucléons du noyau et produire d'autres particules chargées visibles au vertex d'interaction. Ces particules chargées pourront être de trois types :

i) des protons de faible énergie cinétique ( $T < 30$  MeV) issus de la désintégration du noyau (évaporation).

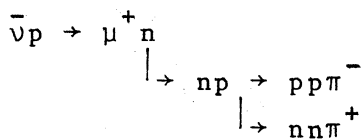
ii) des protons d'énergie cinétique supérieure à 30 MeV provenant de réactions élastiques entre nucléons  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+n$

$\hookrightarrow np \rightarrow np$

$\uparrow$

$T_p > 30 \text{ MeV}$

iii) des mésons  $\pi$  créés par le neutron initial suivant les réactions :



a) Topologie des événements retenus

Pour réduire les différents bruits de fond dans notre lot d'événements, nous ne retenons que les événements qui présentent les caractéristiques suivantes :

- le vertex de l'interaction primaire est situé dans le volume fiduciaire, ceci afin d'avoir une bonne mesurabilité des traces sortantes.

- l'événement présente un candidat  $\mu^+$  au vertex primaire i.e. une trace sortante ( $L^+$ ) ou se désintégrant ( $D^+$ ). De plus ces traces ne doivent pas présenter de coude qui conduirait à une impulsion transverse supérieure à 50 MeV/c (réf. II-2).

- les autres traces rattachées au vertex ne sont que des candidats protons d'une énergie cinétique inférieure à 30 MeV.

- dans le volume visible, il n'y a ni  $\gamma$ , ni  $V^0$  pointant sur l'interaction primaire.

Dans le lot ainsi constitué, nous avons rassemblé la presque totalité des événements CC élastiques. Par contre, un bon nombre d'événements courant neutre et surtout d'événements inélastiques courant chargé (événement à  $1\pi$  avec le  $\pi$  absorbé, événements avec  $\pi^0$  dont les  $\gamma$  ne sont pas vus) y sont inclus ; aussi avons nous été amenés à faire des coupures supplémentaires pour réduire ce bruit de fond.

b) Coupages cinématiques

i) L'énergie de l'antineutrino recalculée est supérieure à 1 GeV

La grande longueur d'interaction du liquide utilisé ( $\lambda \sim 90\text{cm}$ ) ne nous permet d'avoir que 10 % des événements ayant un neutron signé par une étoile de protons qui ajusteront (fit 2C) la réaction  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ n$ . Nous avons donc calculé l'énergie de l'antineutrino à partir de l'impulsion et de la direction du muon et en supposant la cible au repos. La direction de l'antineutrino étant prise parallèle à l'axe horizontal de la chambre.

Avec ces hypothèses on arrive à :

$$E_{\bar{\nu}} = \frac{2E_{\mu} M_p - m_{\mu}^2 + M_N^2 - M_p^2}{2[M_p - E_{\mu} + |\vec{P}_{\mu}| \cos\theta]}$$

où  $M_p$  : masse du proton  
 $M_N$  : masse du neutron  
 $m_{\mu}$  : masse du muon  
 $E_{\mu}$  : énergie du muon  
 $|\vec{P}_{\mu}|$  : impulsion du muon

$\theta$  : angle entre la direction du  $\mu$  et de l' $\bar{\nu}$

Nous avons coupé les événements qui ont une énergie  $E_{\bar{\nu}}$  inférieure à 1 GeV, car le lot d'événements retenu est plus fortement contaminé à basse énergie par les réactions courant neutre où le hadron simule un muon. En effet, une grande partie ( $\sim 55\%$ ) (Fig. III-2) des événements courant neutre (pour lesquels le hadron est clairement identifié : interaction, capture, ...) ont une énergie  $E_{\bar{\nu}}$  inférieure à 1 GeV. (L'énergie  $E_{\bar{\nu}}$  a été calculée par la formule ci-dessus dans laquelle on a remplacé les caractéristiques cinématiques du muon par celle du hadron).

La seconde raison de cette coupure en  $E_{\bar{\nu}}$  est la non-connaissance du flux d'antineutrinos en dessous de 1 GeV.

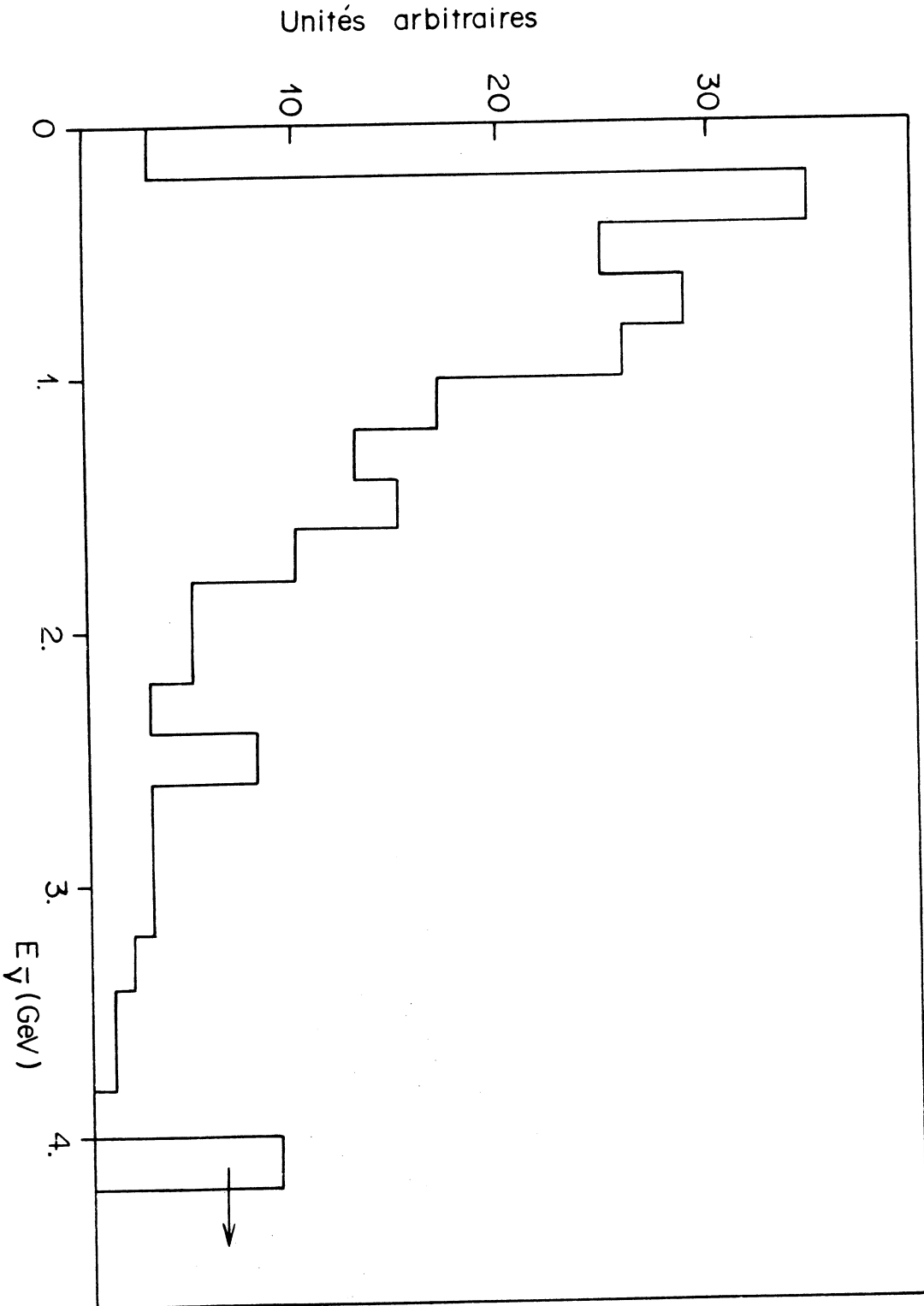


Figure III-2

Distribution en " $E_{\nu}$ " pour les événements courant neutre

ii) L'impulsion longitudinale du muon (la composante parallèle à la direction du faisceau) est supérieure à 0.6 GeV/c

Dans notre lot d'événements un certain nombre de traces chargées entrent dans la chambre, y interagissent et peuvent donc simuler une interaction  $\bar{\nu}$ -courant chargé. Nous avons mesuré les traces reconnues comme entrantes par les rayons  $\delta$  comme si ces traces sortaient du vertex d'interaction. Nous avons porté la distribution de la composante  $P_x$  sur la fig. III-3. Nous y remarquons qu'en faisant une coupure à  $P_x < .6$  GeV/c, on éliminera le bruit de fond dû aux traces entrantes, mais il faudra évaluer la perte de vrais événements élastiques sous l'effet de cette coupure.

iii) Coupure en  $\Delta P_\mu / P_\mu$

Nous avons porté sur la fig. III-4 la distribution  $\Delta P_\mu / P_\mu$  du candidat muon. Nous avons coupé les événements qui avaient  $\Delta P_\mu / P_\mu > .20$ . Cette coupure est destinée à éliminer les réactions dont les caractéristiques géométriques et donc cinématiques sont mal connues. En fait, cette coupure nous élimine les candidats  $\mu^+$  mesurés sur une très courte distance et dont la nature de la fin de trace est souvent indéterminée. (Ces traces sont généralement des protons dont le point d'arrêt se situe dans une zone de mauvaise visibilité de la chambre). Après les coupures en  $E_\nu^-$  et  $P_x$ , cette coupure nous retire moins de 0.5 % des événements.

A l'issue de ces coupures, il nous reste 820 événements CC-élastique. Nous avons porté sur la fig. III-5 la distribution du vertex d'interaction de l'antineutrino suivant l'axe du faisceau. Cette distribution est uniforme montrant ainsi que les interactions observées ne sont pas contaminées par un important bruit de fond de neutrons, en particulier celui entrant par le haut de la chambre (réf. III-3).

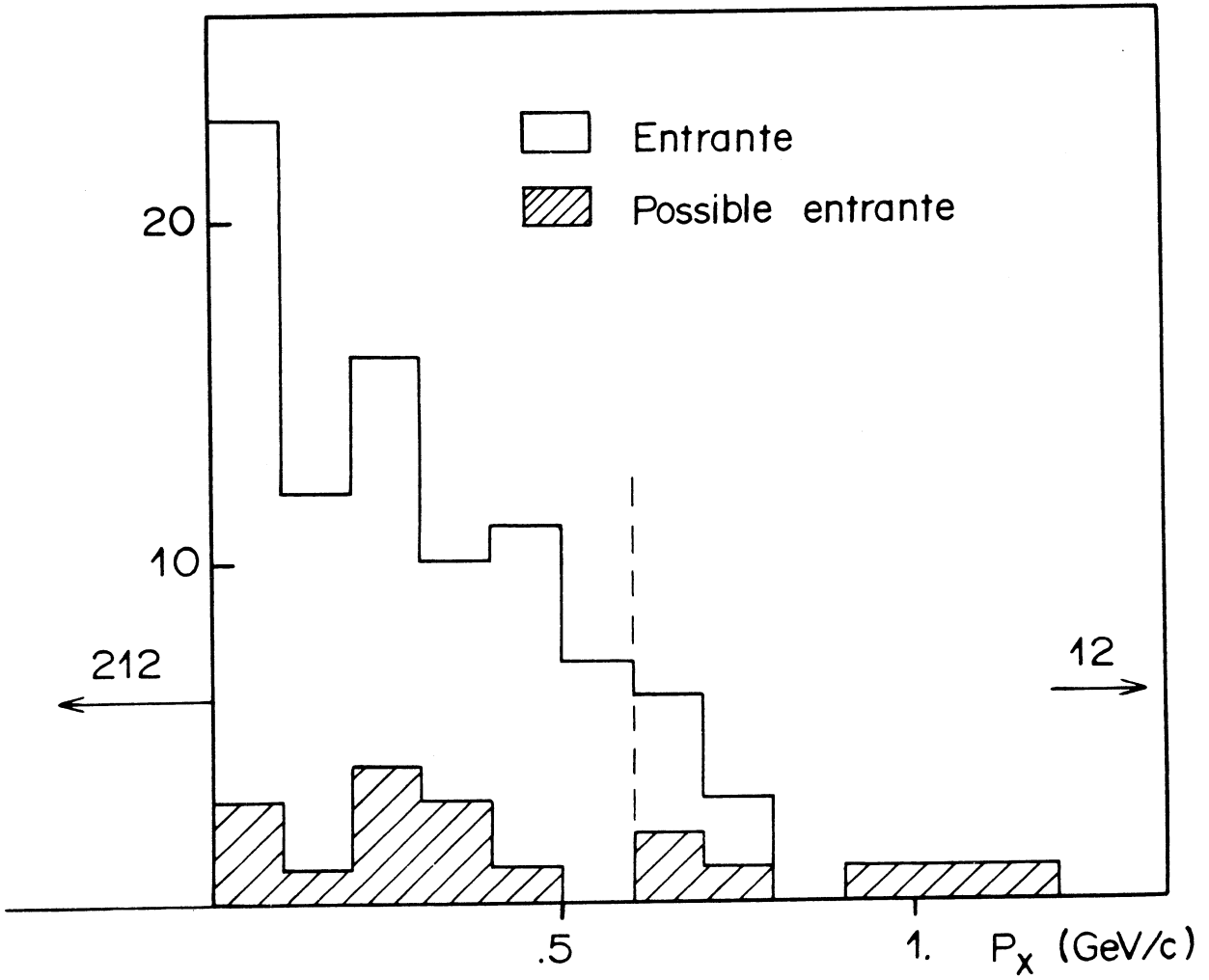


Figure III-3  
Distribution en  $P_x$  pour les traces entrantes



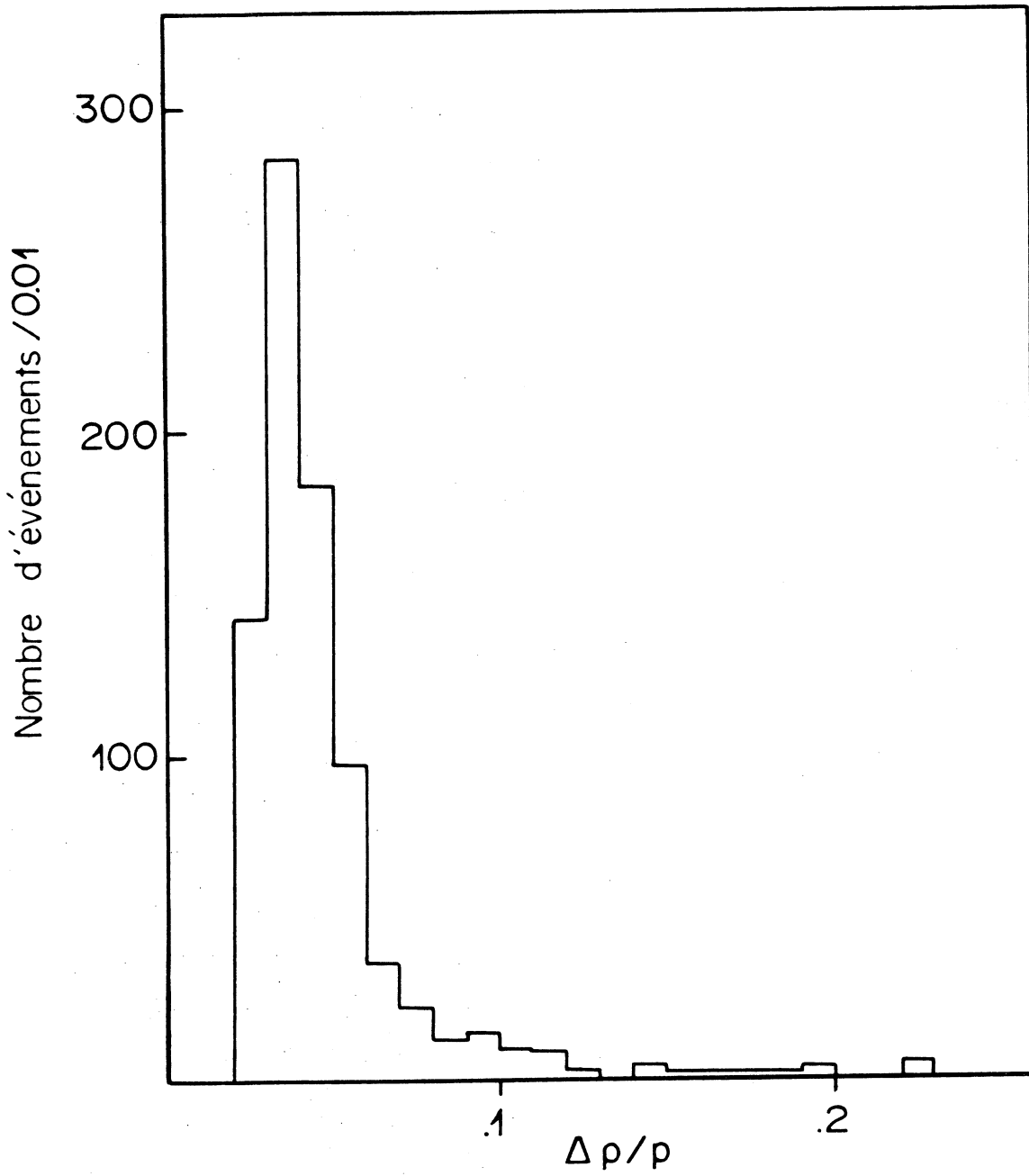


Figure III-4

Erreur relative sur l'impulsion du muon

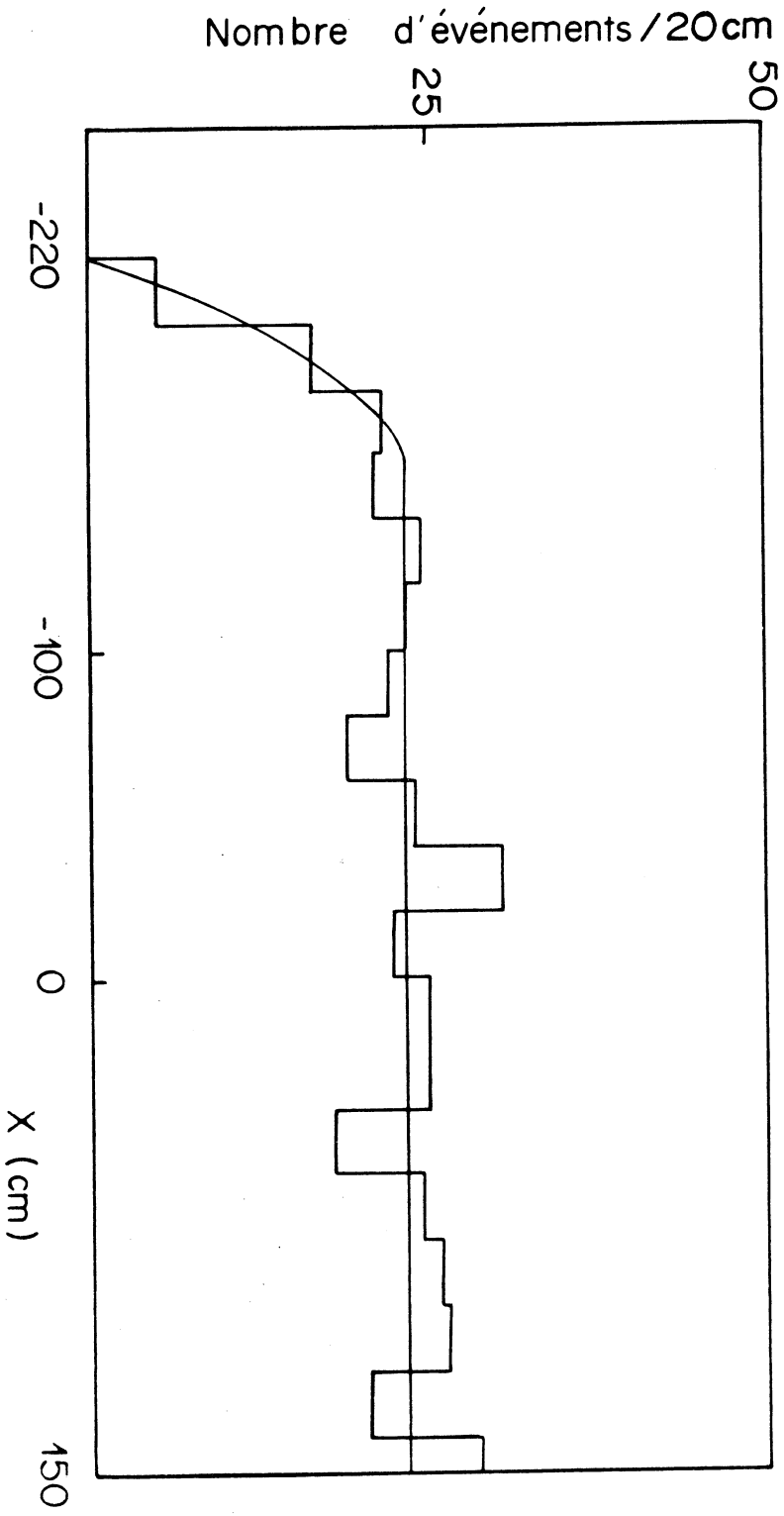


Figure III-5  
Distribution du vertex d'interaction suivant  
l'axe du faisceau (réaction  $\nu p \rightarrow \mu n$ )

A partir des caractéristiques cinématiques du muon ( $|\vec{P}|, \lambda, \varphi$ ), nous pouvons recalculer l'énergie de l'antineutrino incident (en supposant la cible fixe) ainsi que le quadri-moment de transfert  $q^2$

$$q^2 = -m_\mu^2 + 2E_\nu^- [E_\mu - |\vec{P}_\mu| \cos\theta]$$

où  $m_\mu$  : masse du muon  
 $E_\nu^-$  : énergie de l'antineutrino  
 $E_\mu$  } énergie, impulsion du muon  
 $P_\mu$  }  
 $\theta$  : angle entre la direction du muon  
et de l'antineutrino

Nous avons porté les distributions  $(d\sigma/dq^2)$  et  $(d\sigma/dE_\nu^-)$  des événements qui satisfont à ces coupures sur les fig. III-6 et III-7.

## B.2 - CONTAMINATION ET PERTES D'ÉVÉNEMENTS

### a) Efficacité de scanning

La réaction élastique CC présente une topologie difficile à trouver sur la table de scanning (on peut en effet confondre la trace du muon avec une des nombreuses traces cosmiques qui entrent dans la chambre) aussi est-ce la réaction qui a la plus faible efficacité de dépouillement. De plus, certains films (30 % de la statistique) n'ont été dépouillés qu'une seule fois, ce qui augmente d'autant la perte d'événements au scanning. Nous avons obtenu après coupures un total de 820 événements qui se répartissent de la manière suivante :

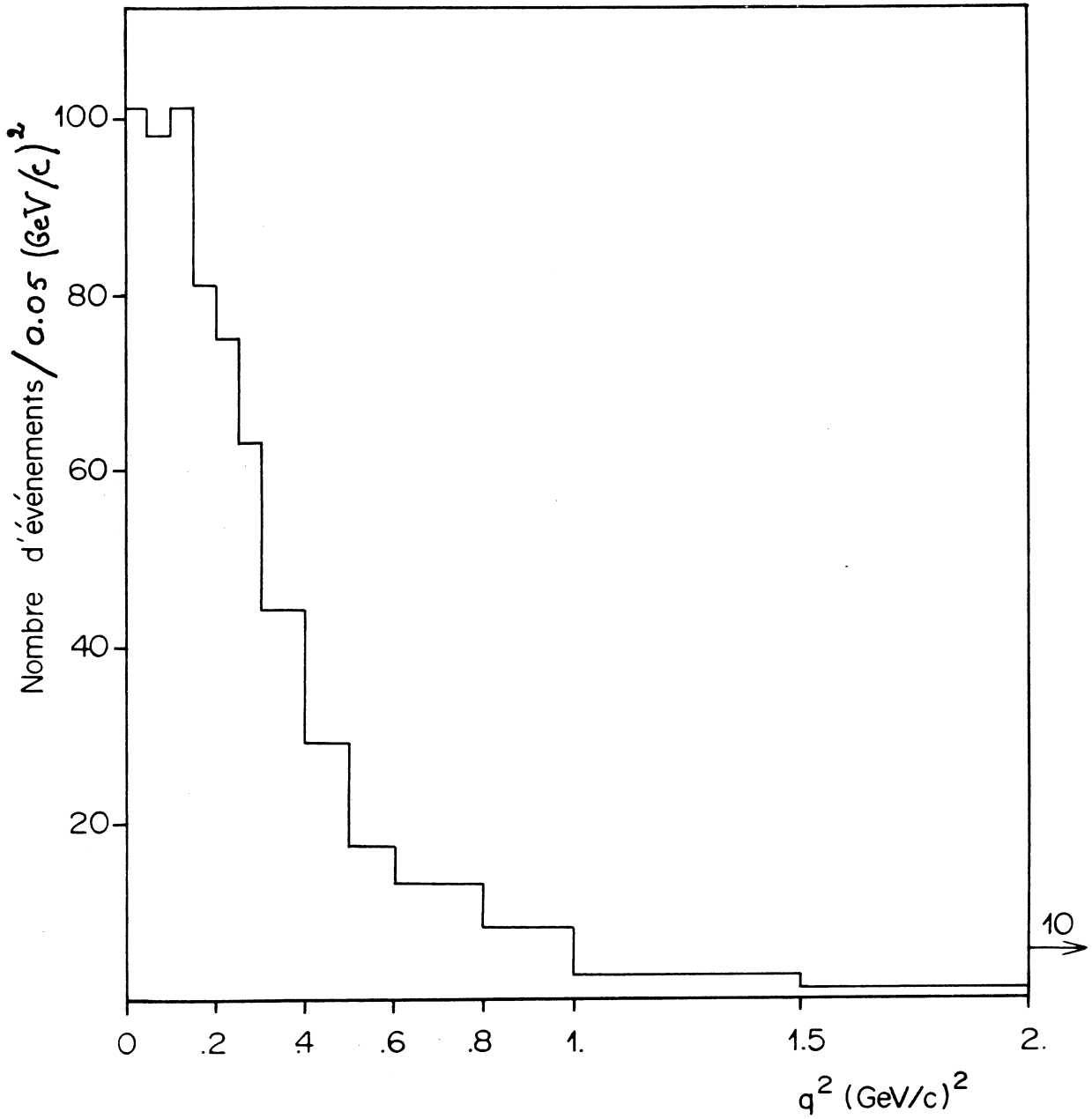


Figure III-6

Distribution en  $d\sigma/dq^2$  des événements non corrigés

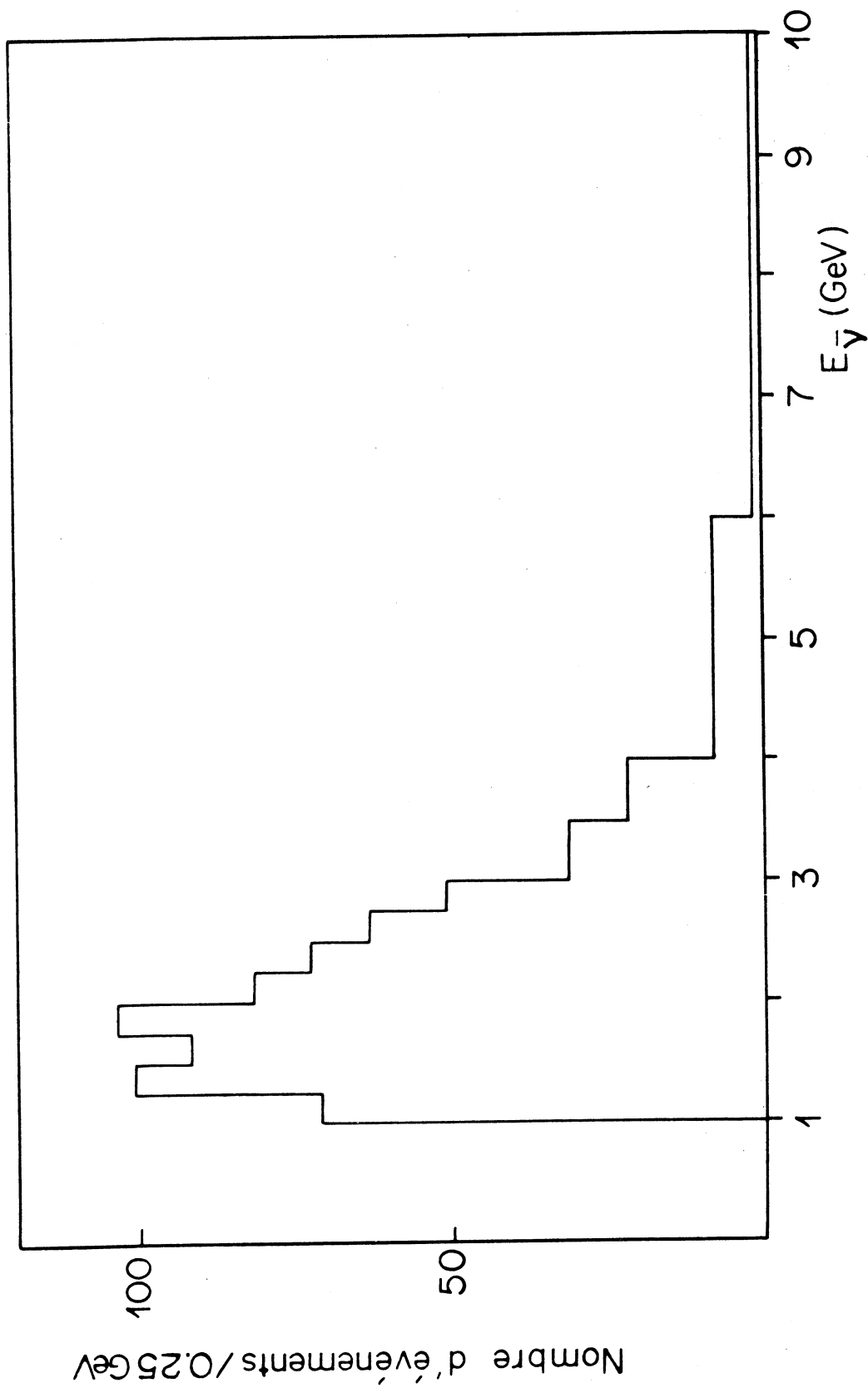


Figure III-7

Distribution en  $d\sigma/dE_\gamma$  des événements non corrigés

NOMBRE D'ÉVÉNEMENTS TROUVÉ DANS LES FILMS SCANNES QU'UNE SEULE FOIS	NOMBRE D'ÉVÉNEMENTS TROUVÉ DANS LES FILMS SCANNES DEUX FOIS		
	NOMBRE TROUVÉ AU 1er SCANNING	NOMBRE TROUVÉ AU 2e SCANNING	NOMBRE TROUVÉ AUX 1er ET 2e SCANNING
181	546	549	456

L'efficacité de scanning peut donc être calculée :

$$\text{1er scanning : } \varepsilon_1 = 1 - \frac{90}{546} \approx .84 \pm 0.02$$

$$\text{2e scanning : } \varepsilon_2 = 1 - \frac{93}{549} \approx .83 \pm 0.02$$

L'efficacité des 2 scanning est alors :

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2 = .97 \pm 0.01$$

Le nombre d'événements réel après la correction d'efficacité de dépouillement sera donc :

$$\frac{181}{.83} + \frac{639}{.97} = 877 \text{ événements soit } 57 \text{ événements manqués au scanning}$$

L'efficacité de scanning étant indépendante de  $q^2$  et de l'énergie  $E_{\bar{\nu}}$  de l'antineutrino incident (Tableau III-1), nous avons ajouté les 57 événements proportionnellement au nombre d'événements par intervalle de  $q^2$  et de  $E_{\bar{\nu}}$ .

$q^2$	→ .05	→ .1	→ .15	→ .20	→ .25	→ .30	→ .40	→ .50	→ .60	→ .80	→ 1.	→ 1.5	→ 2.
eff. scan.	.95	.94	.93	.95	.96	.93	.93	.94	.94	.95	.97	.94	.99
nb. d'évts	101	98	101	81	75	63	88	58	34	53	24	26	8

$E_{\nu}$	→ 1.25	→ 1.5	→ 1.75	→ 2.	→ 2.25	→ 2.50	→ 2.75	→ 3.	→ 3.5	→ 4.	→ 6.
eff. scan.	.91	.94	.95	.94	.93	.94	.98	.93	.93	.91	.96
nb d'évts	71	101	92	104	82	73	63	51	62	43	68

Tableau III-1

Efficacité de scanning en fonction de  $q^2$  et de  $E_{\nu}$

b) Soustraction du bruit de fond

i) Bruit de fond dû aux courants neutres

Un courant neutre avec un hadron de charge positive peut simuler un candidat élastique si cet hadron sort de la chambre sans interagir. Nous avons estimé cette contamination à partir des candidats courant neutre  $\bar{\nu}_p \rightarrow \bar{\nu}\pi^+n$  et  $\bar{\nu}_p \rightarrow \bar{\nu}p$  dans la cas où le  $\pi^+$  d'une part et le proton d'autre part sont identifiés (interaction, désintégration, stop).

En retenant les événements candidats  $\bar{\nu}_p \rightarrow \bar{\nu}\pi^+n$  et  $\bar{\nu}_p \rightarrow \bar{\nu}p$  (nous avons inclus dans ce lot les événements "sales", c'est-à-dire avec en plus des protons d'énergie cinétique inférieure à 30 MeV au vertex) et en y appliquant les coupures cinématiques  $E_{\bar{\nu}} > 1 \text{ GeV}$  et  $P_x^{\mu} > .6 \text{ GeV}/c$ , il nous reste finalement 34 événements (Fig. III-8). En calculant la longueur d'interaction pour chaque hadron  $\lambda_i = \frac{1}{\sigma_i \rho}$  ( $\rho$  densité de matière nucléaire et  $\sigma_i$  section efficace pour l'impulsion du hadron considéré) ainsi que sa longueur potentielle ( $l_{\text{pot}}$ ), nous avons pour chaque hadron la probabilité de ne pas interagir dans le volume visible, soit

$$P = e^{-l_{\text{pot}}/\lambda_i}$$

En sommant sur tous les événements, nous arrivons finalement à une probabilité moyenne  $\bar{P} = .26$  pour que le hadron n'interagisse pas dans le volume visible, soit une contamination de

$$\left(\frac{34}{1 - .26}\right) \cdot .26 = 12 \pm 3 \text{ événements}$$

ii) Bruit de fond dû à la réaction  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+\Lambda$

La réaction élastique  $\Delta S = 1$  peut simuler un événement élastique dans le cas où la particule étrange ( $\Lambda^0$  principalement) n'est pas détectée.



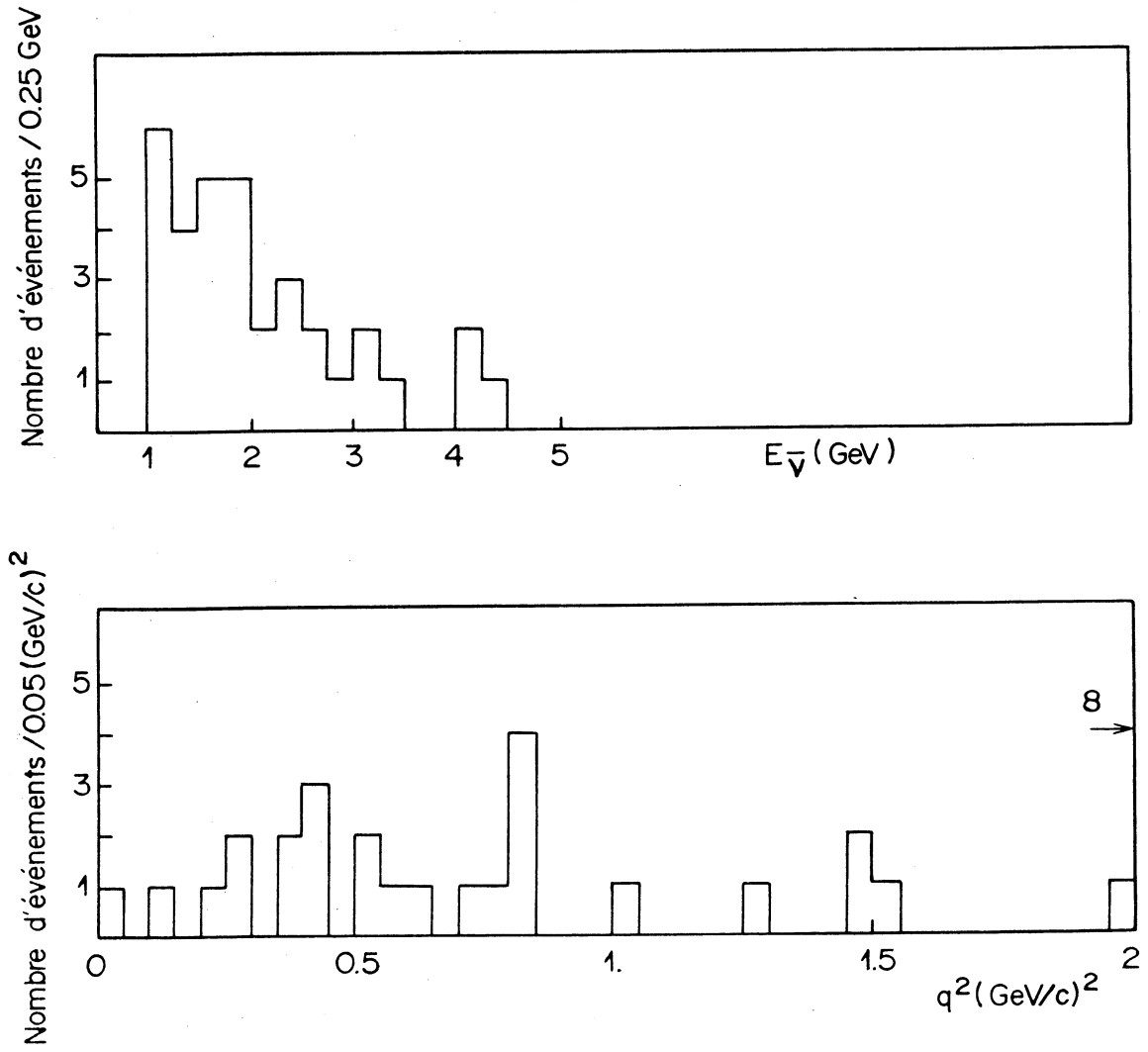


Figure III-8  
Distributions suivant  $q^2$  et  $E_{\bar{\nu}}$   
des événements courant neutre

Nous disposons dans notre statistique d'un lot de 20 réactions  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ \Lambda$  satisfaisant aux coupures cinématiques de la réaction élastique ( $E_{\bar{\nu}} > 1 \text{ GeV}$ ,  $P_n^\mu > 0.6 \text{ GeV}/c$ ,  $\Delta P_\mu / P_\mu < 0.20$ ).

Après avoir corrigé ce lot de 20 événements  $\Delta S = 1$  pour :

- l'efficacité de détection de la réaction  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ \Lambda$  (89 %)
- l'efficacité de scanning (97 %)
- la non-visibilité d'une des particules de désintégration due à sa trop petite impulsion (8 %)\*

nous arrivons finalement à un total de 25 événements candidats à la réaction  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ \Lambda$  ( $.20 \times \frac{1}{.97} \times 1.08 \times \frac{1}{.89} \simeq 25$ ) dont le  $\Lambda$  se désintègre selon le mode chargé  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ .

Le nombre d'événements avec un  $\Lambda$  contaminant notre lot CC-élastique est donc finalement :

$$\begin{array}{ccc}
 (25 - 20) & + & 25 \times \frac{35.8}{64.2} \sim 19 \pm 4 \\
 \downarrow & & \downarrow \\
 \Lambda \rightarrow p\pi^- \text{ non} & & \Lambda \rightarrow n\pi^0 \text{ (mode neutre)} \\
 \text{observés} & & 
 \end{array}$$

Ces 19 événements ont été retirés du nombre total des événements candidats à la réaction élastique  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ n$ . La répartition de ces 19 événements dans les distributions  $d\sigma/dq^2$  et  $d\sigma/dE_{\bar{\nu}}$  a été faite suivant les distributions expérimentales des 20 événements  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ \Lambda$  obéissant aux coupures "élastiques  $\Delta S=0$ " ( $E_{\bar{\nu}} > 1 \text{ GeV}$ ,  $P_x^\mu > 0.6 \text{ GeV}/c$ ).

iii) Bruit de fond dû aux réactions courant chargé à  $1\pi$

$$\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ n\pi^0 \quad (1)$$

$$\bar{\nu}n \rightarrow \mu^+ n\pi^- \quad (2)$$

$$\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ p\pi^- \quad (3) \text{ (l'énergie cinétique du proton devra être inférieure à 30 MeV)}$$

Les réactions ci-dessus peuvent simuler un événement courant chargé élastique si le pion après réinteraction avec les nucléons du noyau est absorbé. Ces réactions ne contamineront notre lot

\* Le calcul de ces différentes efficacités est réalisé au chapitre IV.

que si les protons issus de la réinteraction du  $\pi$  ont tous une énergie cinétique inférieure à 30 MeV.

En faisant l'hypothèse que la probabilité ( $P_{>}$ ) pour que le  $\pi$  absorbé dans un noyau "produise" au moins 1 proton d'énergie cinétique supérieure à 30 MeV est la même pour le  $\pi^-$  et le  $\pi^0$  le nombre d'événements simulant une réaction courant chargé élastique sera obtenu de la manière suivante :

$$N_{\pi^0} = N(\mu^+ n \pi^0) * P_{abs} * (1 - P_{>})$$

$$N_{\pi^-} = [N(\mu^+ n \pi^-) + N(\mu^+ p \pi^-)] * P_{abs} * (1 - P_{>})$$

où  $N(\mu^+ n \pi^0)$ ,  $N(\mu^+ n \pi^-)$ ,  $N(\mu^+ p \pi^-)$  sont les nombres d'événements respectif de réactions à 1 $\pi$  obéissant à nos coupures ( $\frac{\Delta p_{\mu}}{P_{\mu}} < .20$ ), ( $P_{x}^{\mu} > .6$  GeV/c,  $E_{\nu}^- > 1$  GeV), et  $P_{abs}$  la probabilité d'absorption du  $\pi$ .

Le nombre de réaction à 1 $\pi$  a été trouvé égal à :

$$N(\mu^+ n \pi^0) = 157$$

$$N(\mu^+ n \pi^-) + N(\mu^+ p \pi^-) = 211$$

La probabilité d'absorption d'un pion a été calculée à l'aide d'un programme Monte-Carlo (réf. III-4) que nous décrirons dans le paragraphe suivant. En tenant compte des proportions respectives des noyaux qui composent notre liquide, nous avons trouvé :

$$P_{abs} = .17 \pm 0.03$$

Pour estimer  $P_{>}$  nous avons étudié dans les mêmes photos les interactions de  $\pi^-$  qui ont été produites par des interactions d'antineutrinos. Nous avons conservé toutes les réactions où le  $\pi^-$  réinteragissait à l'intérieur de la chambre à bulles en ne laissant dans l'état final que des protons. Nous avons porté sur la Fig. III-9 le rapport entre le nombre d'interactions de  $\pi^-$  présentant au moins un proton d'énergie cinétique supérieure à 30 MeV et le nombre total d'interactions de  $\pi^-$  avec des protons dans l'état final en fonction de l'impulsion du  $\pi^-$ . Comme le montre la figure, on peut en bonne approximation considérer que  $P_{>}$  est indépendant de l'impulsion du  $\pi^-$ .

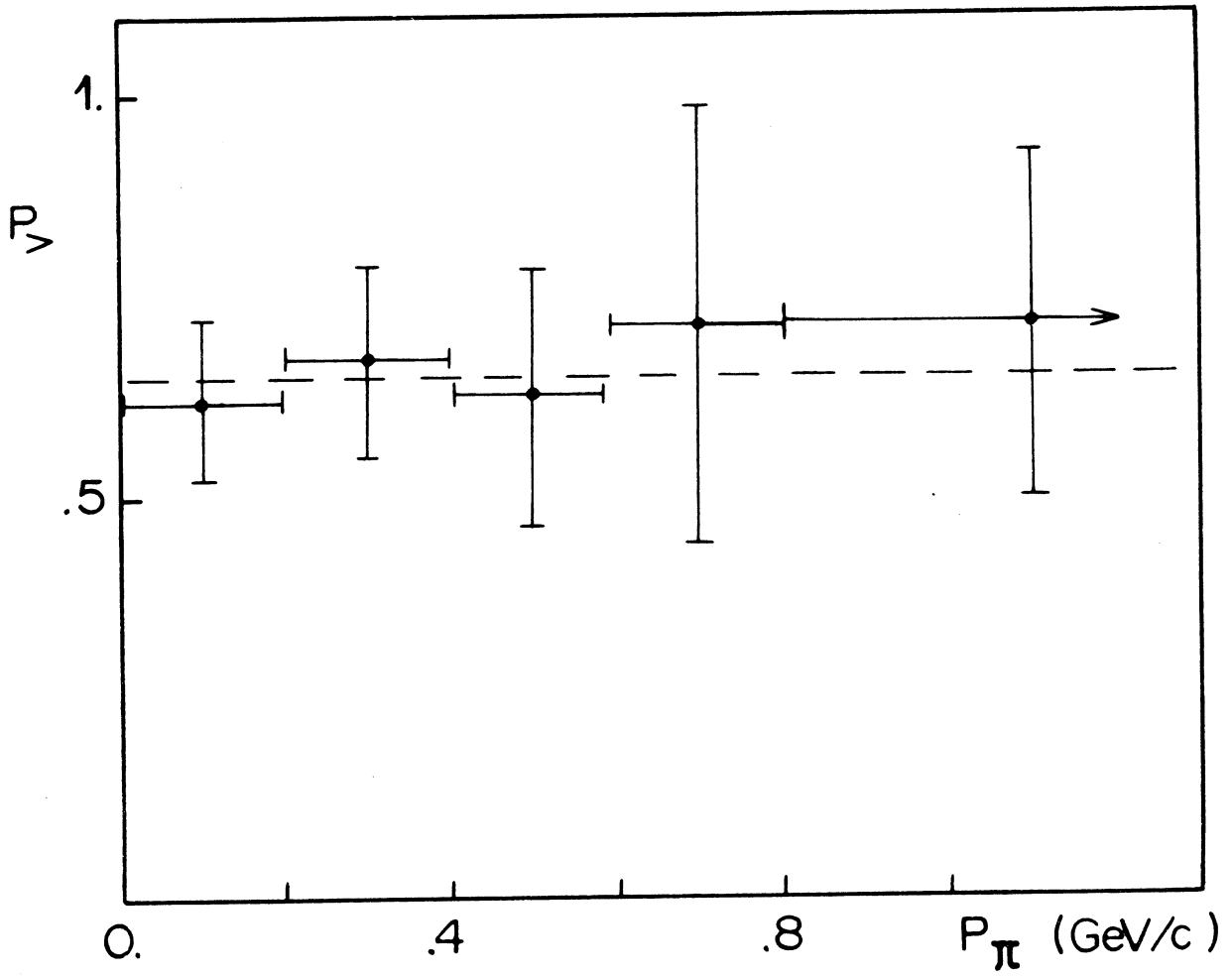


Figure III-9  
Distribution de  $P_z$  en fonction de  
l'impulsion du  $\pi$

Finalement :

$$P_{>} = 0.64 \pm 0.06$$

ce qui nous donne les contaminations suivantes pour les réactions à  $1\pi$  :

$$N_{\pi^0} = 9.5 \pm 3$$

$$N_{\pi^-} = 12.7 \pm 4$$

Pour la contamination des réactions à  $2\pi$  nous avons :

$$P_{(2\pi)} = [P_{\text{obs}} \times (1 - P_{>})]^2 \simeq 0.004$$

Sur un total de 73 événements à  $2\pi$  obéissant aux coupures la contamination est égale à 0.3 événement et peut être négligée.

Les événements qui contaminent le lot élastique ont été retirés suivant le spectre expérimental des réactions à  $1\pi^-$  et  $1\pi^0$ . L'énergie ( $E_{\bar{\nu}}$ ) de l'antineutrino incident ayant été calculée en ignorant le  $\pi^-$  ( $\pi^0$ ) et en considérant la réaction comme une réaction CC élastique. Nous avons porté sur les Fig. III-10 III-11 les distributions en  $E_{\bar{\nu}}$  et  $q^2$  des réactions à  $1\pi^-$  et  $1\pi^0$ .

iv) Bruit de fond dû à la non-détection du  $\pi^0$

Les événements de la réaction  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ n(k\pi^0)$  ( $k = 1, 2, \dots$ ) peuvent simuler un événement élastique si les  $2 \times k$  gammas des  $\pi^0$  ne sont pas matérialisés dans le volume visible de Gargamelle. Cette contamination peut être déterminée à partir du nombre observé de  $\gamma$  dans les réactions  $\rightarrow \mu^+ n\gamma$  qui obéissent aux coupures cinématiques de la réaction CC élastique.

Le nombre d'événements observé est le suivant :

$$\begin{array}{ll} \mu^+ \pi^0 & 157 \\ \mu^+ 2\pi^0 & 10 \end{array}$$

En tenant compte de la probabilité de matérialisation d'un  $\gamma$  dans notre liquide (voir chapitre II)

$$\epsilon_{\gamma} = 0.55 \pm 0.03$$

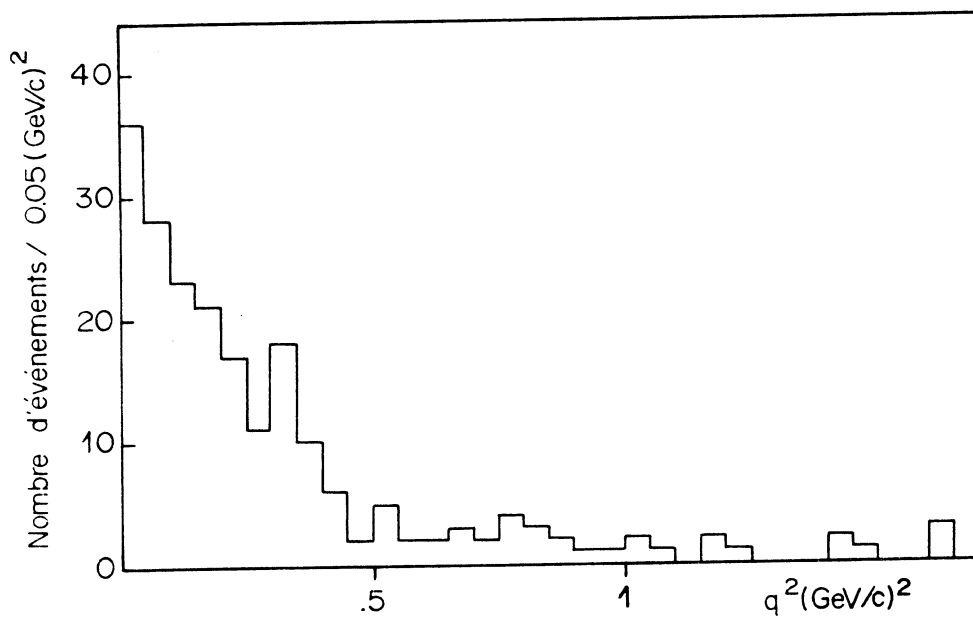
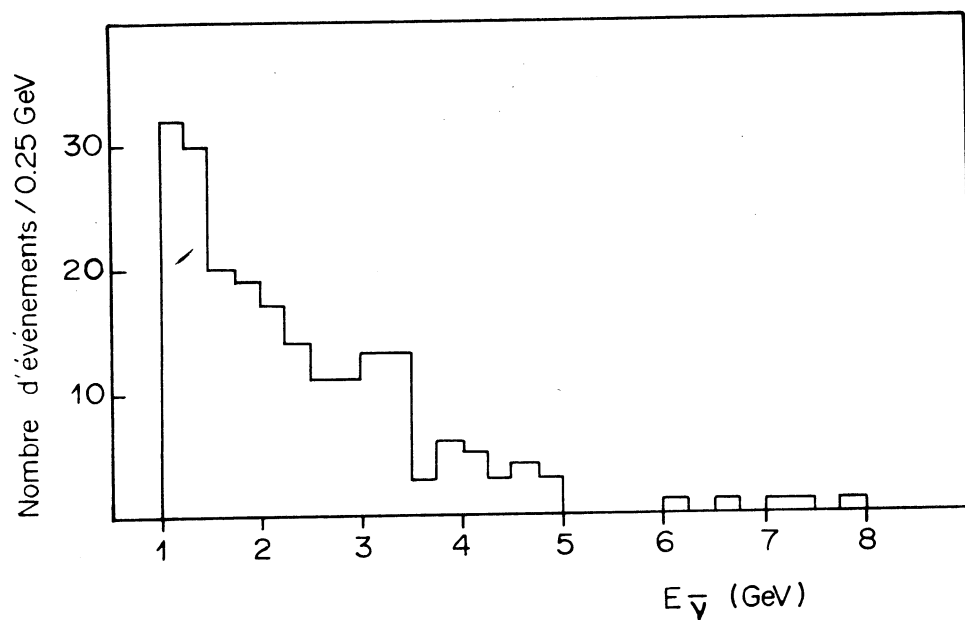


Figure III-10  
Distribution en  $E_{\bar{\nu}}$  et  $q^2$  des événements à  $1\pi^-$

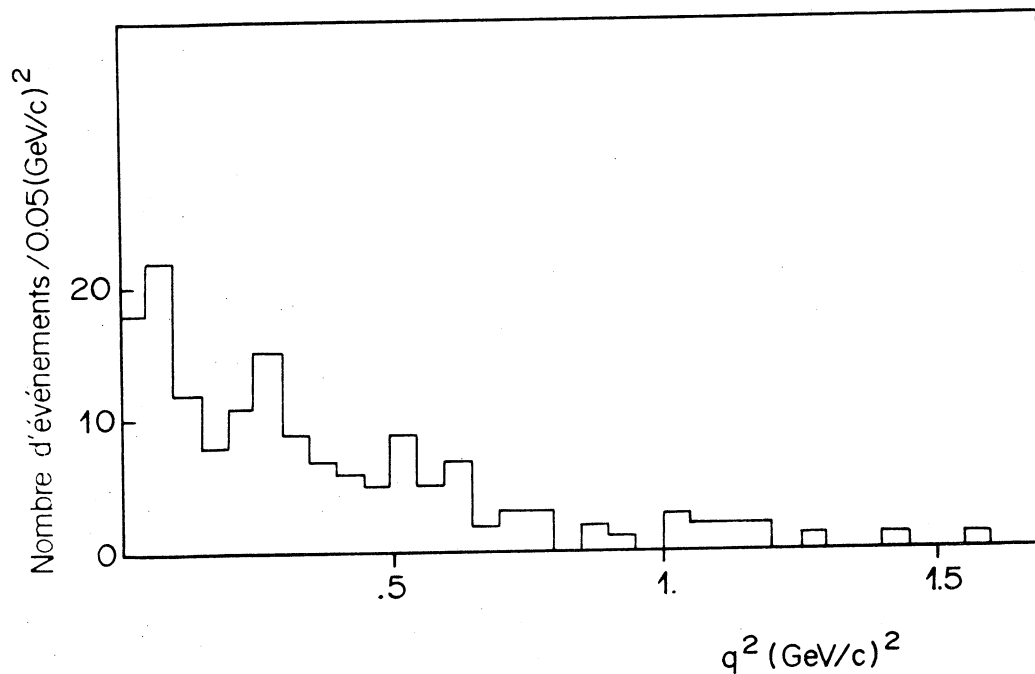
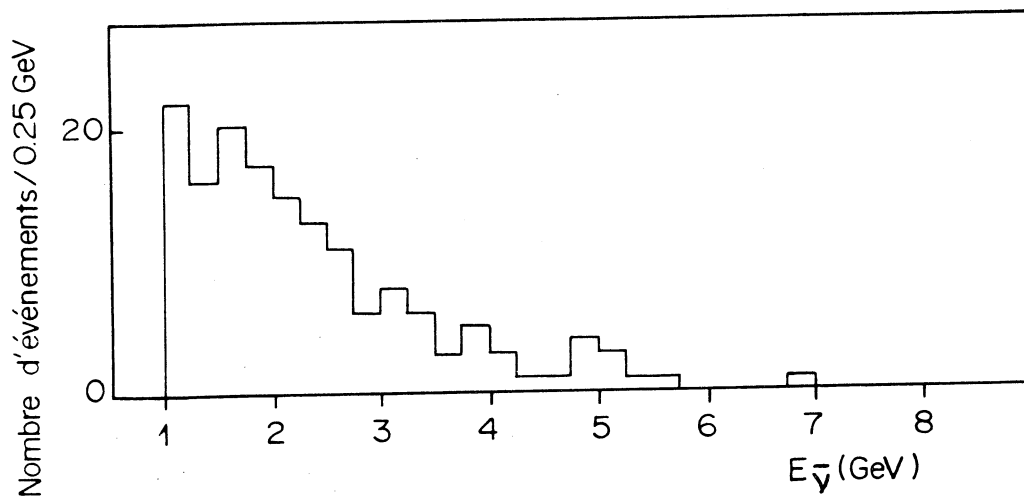


Figure III-11

Distribution en  $E_{\bar{\nu}}$  et  $q^2$  des événements à  $1\pi^0$

nous trouvons finalement une contamination de

37 ± 5 événements

1 événement provenant  
des événements  $2\pi^0$  et  
36 des événements  $1\pi^0$

Nous avons reporté ces 37 événements suivant les distributions en  $\frac{d\sigma}{dq^2}$  et  $\frac{d\sigma}{dE_{\bar{\nu}}}$  des événements à  $1\pi^0$  (Fig. III-11).

c) Perte d'événement due aux coupures

i) Coupures cinématiques

Le neutron issu de la réaction CC élastique peut, si la réaction a eu lieu sur un proton du noyau, réintéragir à l'intérieur de celui-ci. Si cette réintéraction peut donner par diffusion élastique un proton d'énergie cinétique supérieure à 30 MeV, l'événement résultant sera ainsi exclu de notre lot par les coupures cinématiques. De même, si le neutron est assez énergétique, il pourra créer en réintéragissant sur un nucléon du noyau un ou plusieurs méson  $\pi$ . La réaction initialement CC élastique sera donc exclue par sa topologie finale. Pour évaluer cette perte d'événement nous avons procédé en plusieurs étapes :

1) Tout d'abord nous avons généré à l'aide d'un programme Monte Carlo des événements élastiques avec les entrées suivantes :

- le spectre expérimental d'antineutrinos
- la distribution théorique  $\frac{d\sigma}{dq^2}$  pour  $M_A$  donné
- le proton cible est animé d'un moment de Fermi suivant

$$\frac{dN}{dP_F} \sim P_F^2 \text{ avec } P_F^{\max} = .235 \text{ GeV}/c$$

$$\frac{dN}{d(\cos\theta)} = \text{cte}$$

$$\frac{dN}{d\varphi} = \text{cte}$$

Nous avons alors obtenu et classé pour ces différents intervalles de  $q^2$  et de  $E_{\bar{\nu}}$  des couples de valeurs  $|\vec{P}_N|$  et  $\cos\theta$  (où  $P_N$  repré-



sente l'impulsion du neutron final et  $\theta$  l'angle d'émission du neutron par rapport à la direction de l'antineutrino incident.

2) Pour chaque intervalle de  $q^2$ , pour chaque intervalle de  $E_{\bar{\nu}}$  et pour chaque noyau du liquide ( $C^{12}$ ,  $F^{19}$ ,  $Br^{80}$ ), nous avons utilisé un second programme Monte-Carlo (réf. III-4) qui génère des interactions du neutron à l'intérieur du noyau.

Ce programme peut se résumer de la façon suivante :

- choix d'un couple  $(P_N, \cos\theta)$  relatif à l'intervalle de  $q^2$  ou de  $E_{\bar{\nu}}$  (ces valeurs de  $P_N$  et  $\cos\theta$  sont celles issues du Monte-Carlo précédent)

- choix d'un point d'interaction  $(x, y, z)$  à l'intérieur du volume nucléaire ( $V = 4\pi r_0^3 A/3$ ).

Après avoir calculé la longueur d'interaction  $\lambda = \frac{1}{\sigma\rho}$  ( $\rho$  : densité de matière nucléaire,  $\sigma$  : section efficace) à l'aide des différentes sections efficaces nucléon-nucléon (réf. III-4) on peut générer la distance  $d$  jusqu'à la nouvelle interaction.

- si le point d'interaction est à l'extérieur du volume nucléaire l'événement apparaîtra sous la forme d'un événement élastique "propre" dans notre lot d'événements. La cascade nucléaire est alors terminée, on passe alors à un nouvel événement. Si le point d'interaction est à l'intérieur du volume nucléaire on choisit un nucléon cible (proton ou neutron généré suivant le rapport  $P/N$  du noyau) ainsi que son impulsion de Fermi ( $\vec{P}_F$ )

- l'interaction générée peut être du type élastique entre nucléons ou avec création d'un méson  $\pi$  si le nucléon incident est assez énergétique. Le choix du type de réaction est fait en tenant compte des différentes sections efficaces (réf. III-4). Si l'un des 2 nucléons finals a une impulsion inférieure à  $P_F = .235$  GeV/c la réaction est interdite à cause du principe d'exclusion de Pauli ; la réaction est alors rejetée, une nouvelle longueur d'interaction ainsi qu'un nouveau point d'interaction sont alors générés.

S'il n'y a pas violation du principe de Pauli, les nucléons issus de la réaction sont suivis de la même manière que le neutron initial. S'il y a eu création d'un  $\pi$ , ce dernier peut réintéragir dans le volume nucléaire en fonction de ses propres sections efficaces d'interaction (réf. III.4). Le programme Monte-Carlo permet 7 niveaux d'interactions.

- Quand toutes les particules issues des réactions secondaires sont émises du noyau on regarde si un proton, d'énergie cinétique supérieure à 30 MeV ou un  $\pi$  figure parmi les produits de la réinteraction du neutron initial. Ces événements "courant chargé élastique" au départ seront donc éliminés de notre lot soit par leur topologie (présence d'un  $\pi$ ), soit par les coupures cinématiques ( $E_p^c > 30$  MeV).

Nous avons ainsi généré des événements CC élastiques pour chaque intervalle de  $q^2$ , pour chaque intervalle de  $E_{\bar{\nu}}$  et pour chacun des 3 noyaux du liquide. Pour un intervalle de  $q^2$  donné (ou de  $E_{\bar{\nu}}$ ) et pour un noyau  $i$  donné, nous avons ainsi pu calculer la probabilité  $P_i^{ne}$  pour qu'une réaction CC élastique soit exclue de notre lot à la suite des réintéragions du neutron.

Le nombre total ( $N_{tot}$ ) d'événements CC élastiques effectivement produits peut alors être déterminé à l'aide des quantités suivantes :

$\alpha_H$  : proportion de protons libres ( $\alpha_H = .227$ )

$\alpha_i$  : proportion de protons du Carbone, Fluor, Brome par rapport au nombre total de protons :

$$\alpha_C^{12} = .533 \quad \alpha_F^{19} = .105 \quad \alpha_{Br}^{80} = .135$$

$P_i^{n.e.}$  : probabilité d'avoir une configuration non élastique après réintéragion (si elle a lieu) du neutron dans le noyau  $i$  pour le bin de  $q^2$  ou de  $E_{\bar{\nu}}$  considéré.

$N_{obs}$  : le nombre d'événements observés après nos coupures

Le nombre d'événements observé est alors donné par la relation suivante :

$$N_{\text{obs}} = [\alpha_H + \sum_{i=1}^3 \alpha_i (1 - P_i^{\text{n.e.}})] N_{\text{tot}}$$

$$\text{d'où } N_{\text{tot}} = N_{\text{obs}} \left[ \frac{1}{\underbrace{\alpha_H + \sum_{i=1}^3 \alpha_i}_{1} - \sum_{i=1}^3 \alpha_i P_i^{\text{n.e.}}} \right]$$

$$N_{\text{tot}} = N_{\text{obs}} \left[ \frac{1}{1 - \sum_{i=1}^3 \alpha_i P_i^{\text{n.e.}}} \right] \quad i = C^{12}, F^{19}, Br^{80}$$

Nous avons ainsi calculé  $N_{\text{tot}}$  pour chaque intervalle de  $q^2$  et de  $E_{\bar{\nu}}$ . Nous avons porté sur la figure III-12 les variations du facteur  $\sum_{i=1}^3 \alpha_i P_i^{\text{n.e.}}$  en fonction de  $q^2$  et de  $E_{\bar{\nu}}$ . Nous avons fait ce calcul pour 3 valeurs différentes de la masse axiale  $M_A$ . Dans la limite des erreurs, ces corrections peuvent être considérées comme constantes en fonction de  $M_A$ .

Il est à noter que cette correction a été calculée indépendamment pour les sections efficaces différentielles  $\frac{d\sigma}{dq^2}$  et  $\frac{d\sigma}{dE_{\bar{\nu}}}$ . Nous avons trouvé que le nombre d'événements à ajouter était de  $\sim 107$  pour  $\frac{d\sigma}{dq^2}$  et de  $\sim 114$  pour  $\frac{d\sigma}{dE_{\bar{\nu}}}$ . L'accord entre les 2 calculs est donc satisfaisant.

ii) Perte de signal due aux coupures sur  $E_{\bar{\nu}}$  et  $P_n$

Les coupures sur  $E_{\bar{\nu}}$  (calculée en supposant la cible au repos) et  $P_x^\mu$  éliminent pratiquement tout le bruit de fond courant neutre mais enlèvent également une fraction non négligeable d'événements élastiques CC. Pour estimer cette perte, nous avons simulé avec un programme Monte-Carlo des événements  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ n$  suivant la section efficace théorique  $\frac{d\sigma}{dq^2}$ , et le spectre expérimental d'énergie des antineutrinos (à partir de 1 GeV). Nous avons tenu compte dans ce programme du moment de Fermi de la cible (quand la réaction a lieu sur noyau).

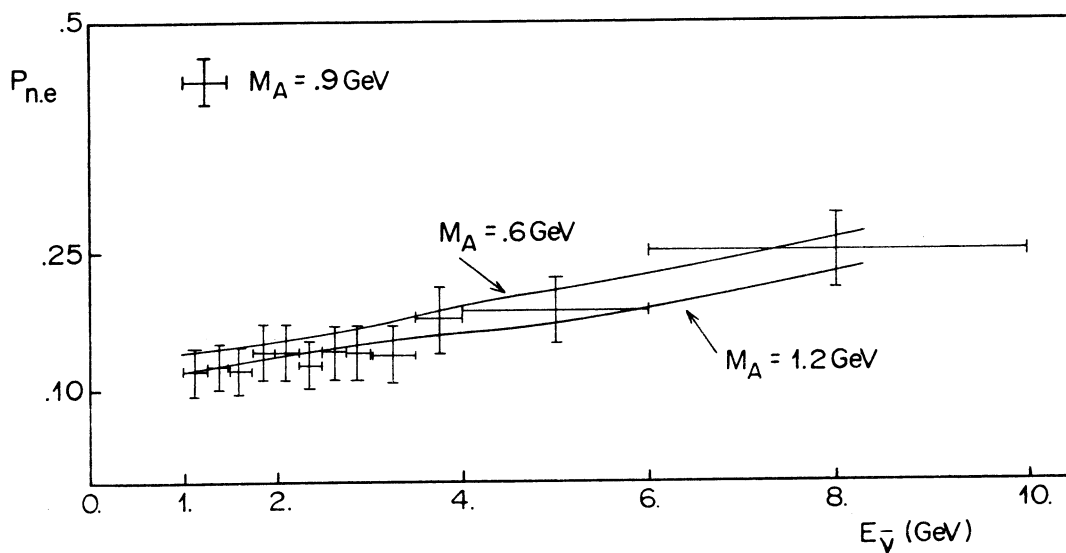
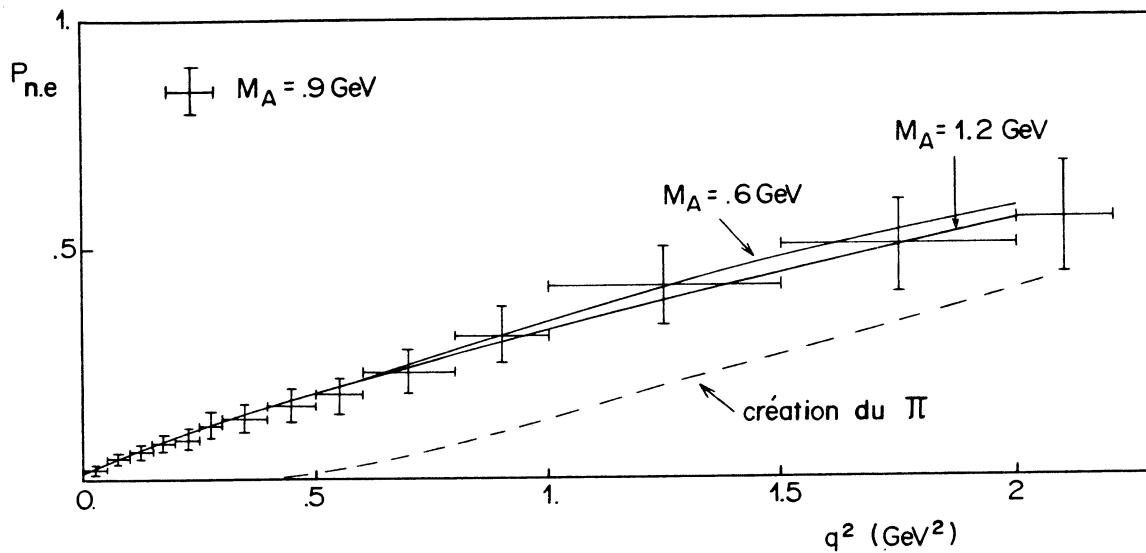


Figure III-12  
Variations de la probabilité  $P^{ne}$  en fonction  
de  $q^2$  et de  $E_{\bar{\nu}}$

Les caractéristiques cinématiques du muon ( $|\vec{P}_\mu|$ ,  $\lambda_\mu$ ,  $\varphi_\mu$ ) obtenues par cette simulation sont alors déformées pour tenir compte des erreurs de mesure :

$$P_\mu^d = P_\mu + \varepsilon_1 \times \Delta\left(\frac{1}{P_\mu}\right) \times P_\mu^2$$

$$\lambda_\mu^d = \lambda_\mu + \varepsilon_2 \Delta\lambda_\mu$$

$$\varphi_\mu^d = \varphi_\mu + \varepsilon_3 \Delta\varphi_\mu$$

où

- $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$  sont des nombres générés suivant une gaussienne  $N(0,1)$ .
- $\Delta\left(\frac{1}{P_\mu}\right), \Delta\lambda_\mu, \Delta\varphi_\mu$  les erreurs sur  $1/P_\mu$ ,  $\lambda_\mu$  et  $\varphi_\mu$  choisies au hasard sur la distribution expérimentale (Fig. III-13)

Nous avons ensuite recalculé  $E_\nu^-$  en supposant la cible au repos ainsi que  $q^2$  avec les variables déformées  $P_\mu^d$ ,  $\lambda_\mu^d$ ,  $\varphi_\mu^d$ .

Nous avons alors réalisé les distributions en  $E_\nu^-$  et  $q^2$  des événements qui avaient soit  $P_\mu < .6$  GeV/c, soit  $E_\nu^- < 1$  GeV (Fig. III-14). La distribution en  $q^2$  montre 2 pics bien distincts :

- Le premier du côté des faibles  $q^2$  ( $q^2 < .3$  GeV<sup>2</sup>) provient de la coupure  $E_\nu^- < 1$  GeV. En effet, il est possible qu'une réaction engendrée par un antineutrino d'énergie supérieure à 1 GeV, soit finalement exclue de notre lot par la valeur de  $E_\nu^-$  recalculée

$$(E_\nu^- \simeq \frac{2M_p E_\mu}{2[M_p - E_\mu + P_\mu \cos\theta]})$$

qui à la suite des différentes erreurs qui affectent  $P_\mu$  et  $\cos\theta$  (erreur de mesure, cible animée d'un moment de Fermi) aura une valeur calculée inférieure à 1 GeV.

- Le deuxième pic ( $q^2 \simeq .7$  GeV<sup>2</sup>) provient de la coupure en  $P_x$ . Nous avons coupé les événements dont le candidat  $\mu^+$  avait une composante  $P_\mu < .6$  GeV/c. Cette coupure permet d'éliminer le bruit de fond de traces qui entrent dans la chambre et y interagissent.

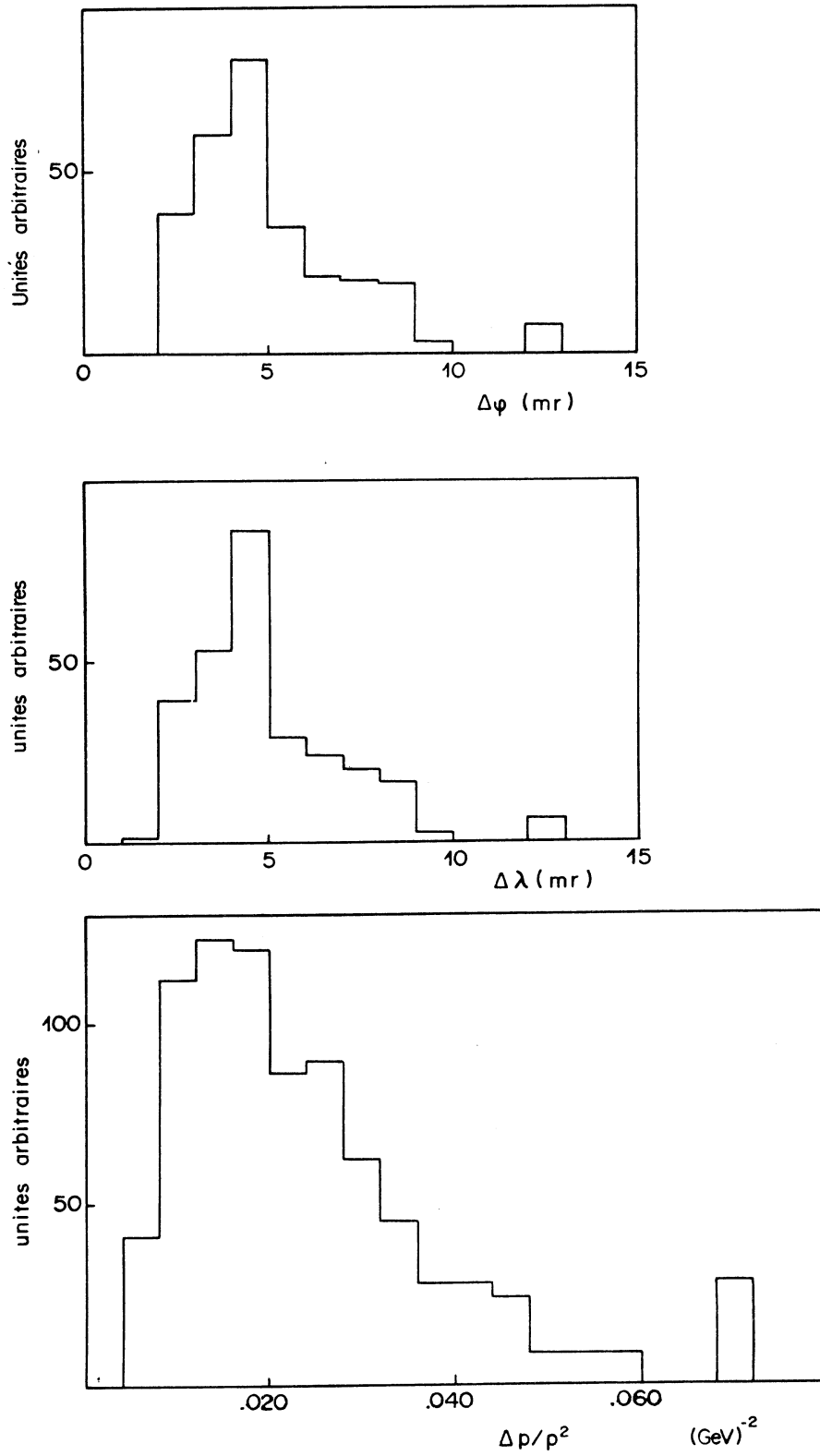


Figure III-13

Distribution des erreurs  $\Delta(\frac{1}{p}), \Delta\lambda, \Delta\phi$

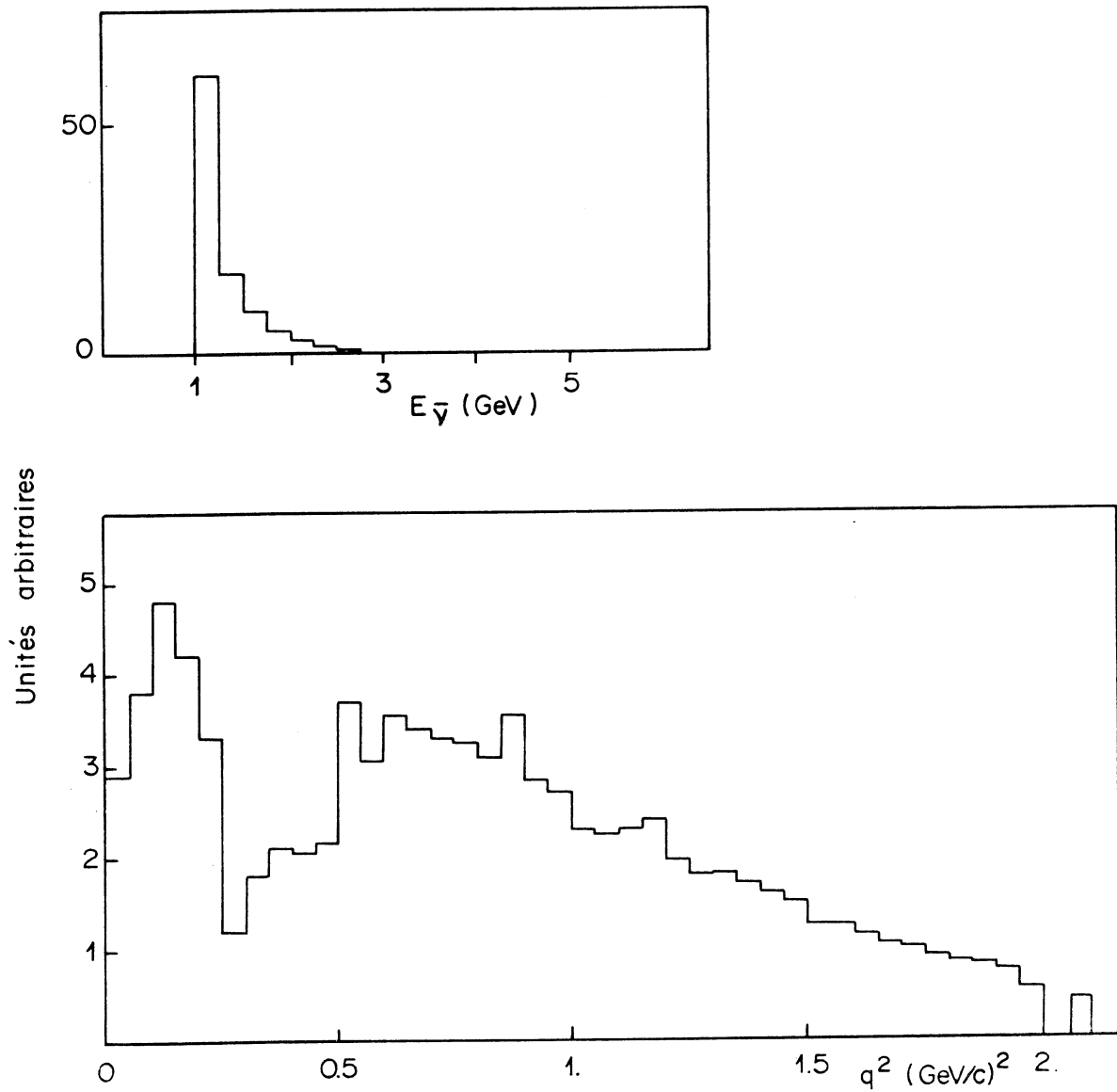


Figure III-14

Distribution en  $E_{\bar{\nu}}$  et  $q^2$  des événements CC-élastique  
avec  $P_X^{\mu} \lesssim 0.6 \text{ GeV}/c$  ou  $E_{\bar{\nu}} \leq 1 \text{ GeV}$

Par contre cette coupure nous enlève également certains candidats élastiques. En effet si à  $\vec{P}_\mu$  donné, l'angle  $\theta$  entre les directions du  $\mu^+$  et de l'antineutrino est grand, le quadri-transfert  $q^2$  sera élevé ( $q^2 \approx 2E_\nu^- E_\mu (1 - \cos\theta)$ ) et la composante  $P_x^\mu$  pourra alors être inférieure à 0.6 GeV/c. L'événement CC élastique sera alors exclu de notre lot.

Le nombre total de vrais événements CC élastiques, coupé par  $E_\nu^- < 1$  GeV et  $P_x < 0.6$  GeV/c a été trouvé égal à  $(4 \pm 2)\%$  du nombre total. Ces événements seront ajoutés à notre lot expérimental suivant leur distribution en  $E_\nu^-$  et  $q^2$ .

#### d) "Smearing"

Un événement qui est produit par un antineutrino d'énergie  $E_\nu^-$  avec un transfert  $q^2$  peut (en prenant les caractéristiques cinématiques du muon pour le calcul de  $E_\nu^-$  et de  $q^2$ ) se placer finalement dans un intervalle (en  $E_\nu^-$  ou en  $q^2$ ) différent de l'intervalle dans lequel il aurait dû se trouver initialement s'il n'y avait pas d'erreurs expérimentales. Cette "migration" entre les différents intervalles provient des effets suivants :

- La cible n'est pas au repos (Moment de Fermi). Pour le calcul de  $E_\nu^-$  et de  $q^2$  nous sommes obligés de faire l'hypothèse  $\vec{P}_{\text{cible}} = 0$ .

- L'antineutrino incident n'est pas parallèle à l'axe de la chambre ( $\Delta\theta \approx 0.007$ rd), tandis que dans le calcul de  $E_\nu^-$  nous avons supposé qu'il l'était ( $P_x = P_y = 0$ ).

- Les caractéristiques géométriques du muon sont entachées d'une erreur  $\Delta p$ ,  $\Delta\lambda$ ,  $\Delta\varphi$ . (Le calcul de  $E_\nu^-$  et  $q^2$  se fait uniquement à partir de  $P_\mu$ ,  $\lambda_\mu$ ,  $\varphi_\mu$ ).

La déformation de la distribution expérimentale a été réalisée à partir du programme Monte-Carlo utilisé pour évaluer la perte de signal due aux coupures sur  $E_\nu^-$  et  $P_x^\mu$ . Nous avons ainsi généré des événements suivant  $\frac{d\sigma}{dq^2}$  théorique avec  $M_A = .90$  GeV et  $M_V = .84$  GeV.



Nous avons vérifié que les variations du nombre d'événements dans les différents intervalles restent dans la limite de l'erreur statistique et nous n'avons donc pas fait de correction supplémentaire à ce niveau.

### C. - RESULTATS

Nous avons rassemblé sur la figure III-15 la distribution du nombre d'événements totalement corrigé en fonction de  $q^2$ . Nous y avons également représenté la distribution des événements bruit de fond et des événements à ajouter (perte d'événements). Nous avons porté sur la figure III-16 les distributions similaires en fonction de  $E_{\bar{\nu}}$ . Nous avons alors ajusté les distributions expérimentales  $\frac{d\sigma}{dq^2}$  exp, et  $\sigma(E_{\bar{\nu}})$  aux courbes théoriques  $(\frac{d\sigma}{dq^2})_{\text{réel}}$  et  $\sigma_{\text{réel}}(E_{\bar{\nu}})$  obtenues de la manière suivante :

$$\left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_{\text{réel}} = \int_{1\text{ GeV}}^{10\text{ GeV}} \left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_{\text{th}} \frac{dN(E_{\bar{\nu}})}{dE_{\bar{\nu}}} dE_{\bar{\nu}}$$

$$\sigma_{\text{réel}}(E_{\bar{\nu}}) = \int_{q_{\text{min}}^2}^{q_{\text{max}}^2} \left(\frac{d\sigma}{dq^2}\right)_{\text{th}} dq^2$$

$dN(E_{\bar{\nu}})/dE_{\bar{\nu}}$  : distribution du flux d'antineutrinos  
 Les 2 ajustements ont été réalisés avec 2 paramètres  $M_A$  et  $M_V$ .  
 Les résultats ont été portés dans le tableau III-4 . Nous pouvons y remarquer que :

- Les valeurs de  $M_A$  et  $M_V$  obtenues par les 2 ajustements sont compatibles dans la limite des erreurs.

- La valeur de  $M_V$  est en accord avec la valeur  $M_V = .84 \pm 0.03$  GeV trouvée dans les expériences de diffusion e-p. Les importantes erreurs sur  $M_A$  et  $M_V$  obtenues par l'ajustement en  $\sigma(E_{\bar{\nu}})$  proviennent des grandes barres d'erreurs qui affectent les points expérimentaux et ce principalement à cause de la grande incertitude sur le flux d'antineutrinos ( $\approx 25\%$  et  $15\%$ ) dans les régions  $E_{\bar{\nu}} < 1.5$  GeV et  $1.5$  GeV  $< E_{\bar{\nu}} < 2$  GeV où la proportion d'antineutrinos est la plus importante (environ 45 % du total).

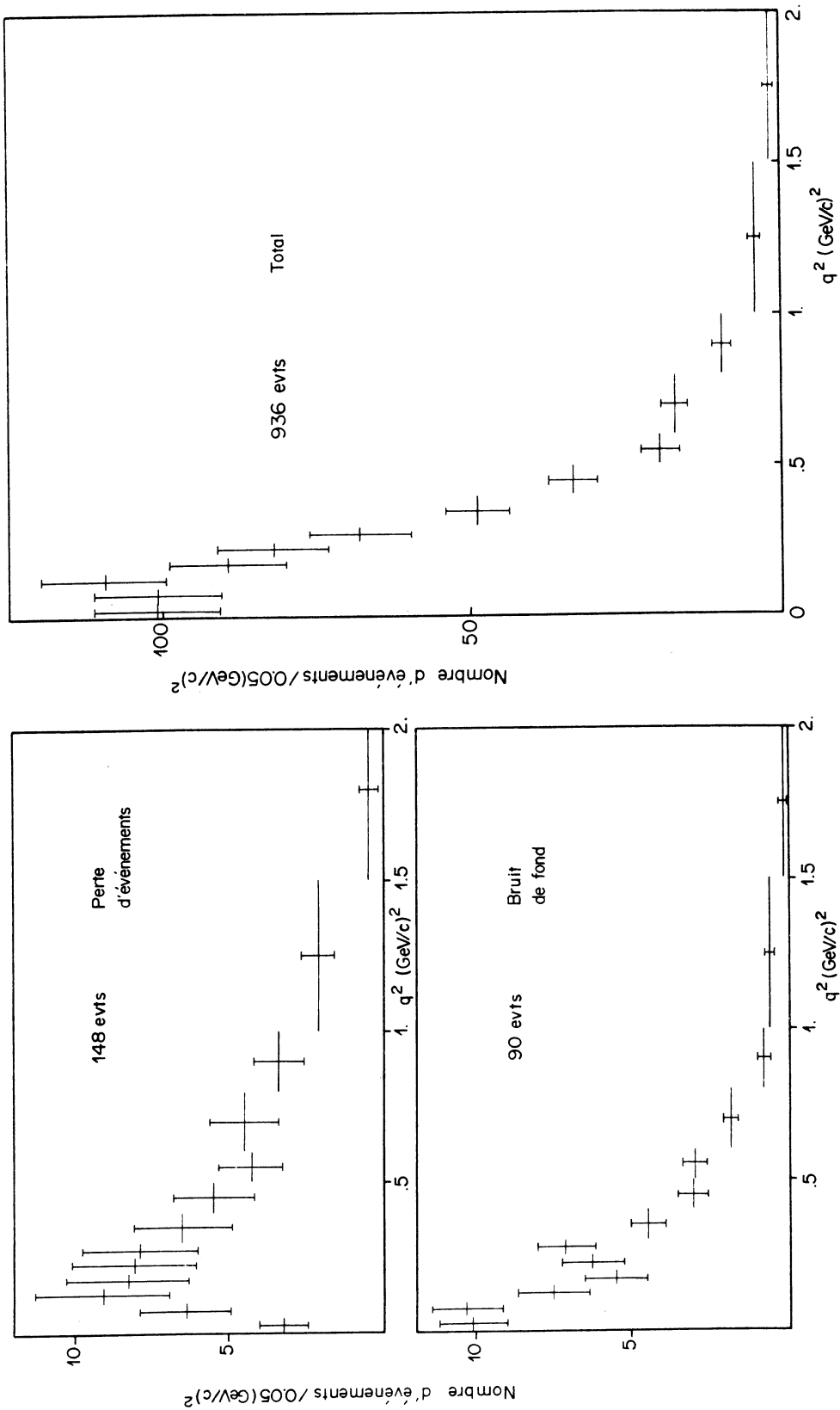


Figure III-15  
Distribution du nombre d'événements  
en fonction de  $q^2$

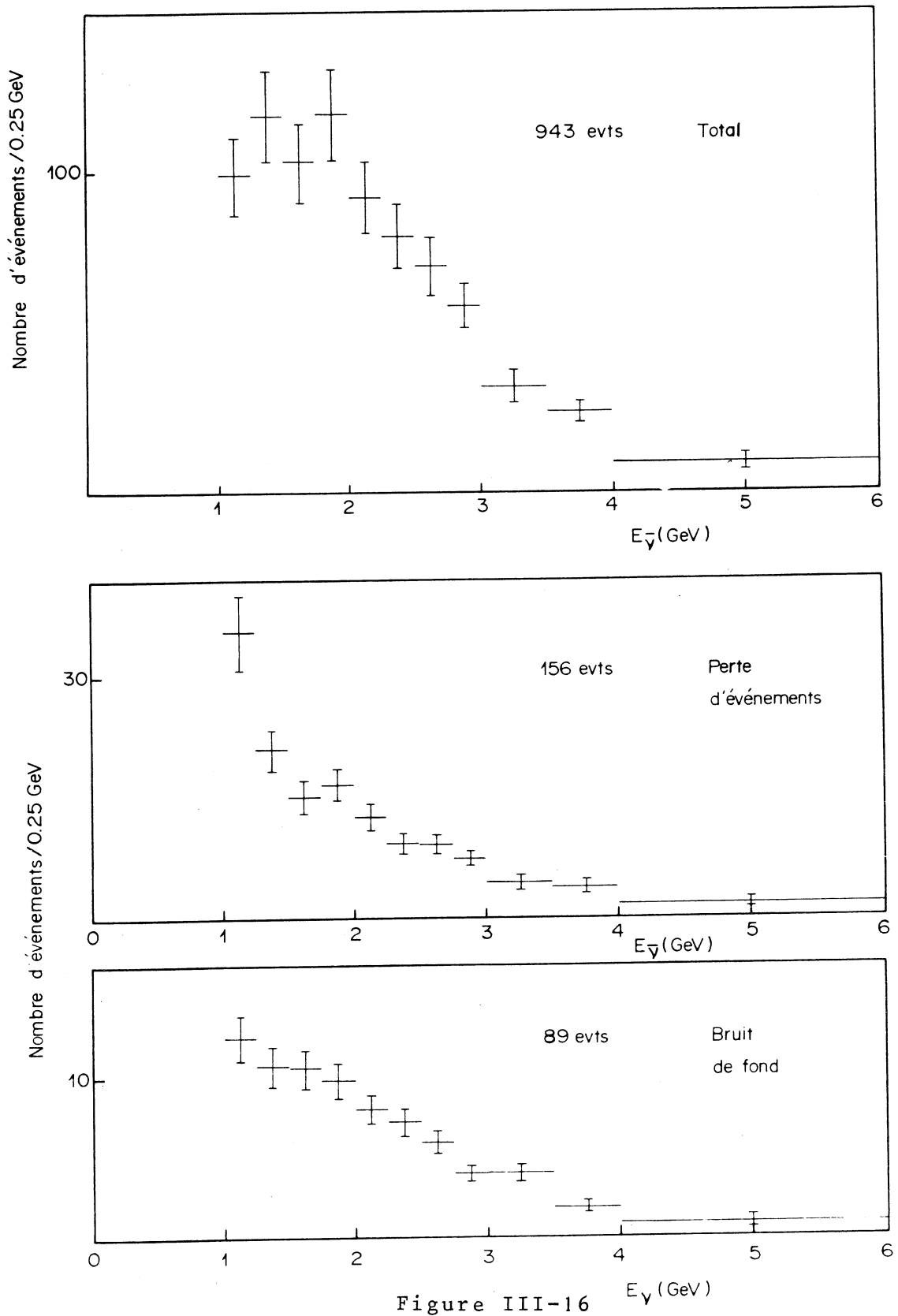


Figure III-16  
Distribution du nombre d'événements  
en fonction de  $E_{\bar{\nu}}$

	$M_A$ (GeV)	$M_V$ (GeV)	$\chi^2$	ND degré de liberté	Probabilité du fit
$\frac{d\sigma}{dq^2}$	0.90 $\pm 0.08$	0.86 $\pm 0.04$	8.2	11	69 %
$\sigma(E_V^-)$	1.05 $\pm 0.23$	0.73 $\pm 0.28$	6.0	9	74%

T A B L E A U III-4a

	$M_A$ (GeV)	$\chi^2$	ND	Probabilité
$\frac{d\sigma}{dq^2}$	0.95 $\pm 0.06$	11.6	12	48 %
$\sigma(E_V^-)$	0.87 $\pm 0.09$	6.4	10	78%

( $M_V = .84$  GeV)

T A B L E A U III-4b

Un ajustement simultané sur  $E_{\bar{\nu}}$  et  $q^2$  nous conduit à :

$$M_A = .92 \pm 0.08 \text{ GeV}$$

$$M_V = .86 \pm 0.04 \text{ GeV}$$

Nous avons d'autre part réalisé un second ajustement sur les 2 distributions en imposant la valeur de la masse vectorielle  $M_V = .84 \pm 0.03 \text{ MeV}$ . Les valeurs de  $M_A$  trouvées dans cet ajustement (tableau III-5) sont compatibles dans la limite des erreurs aux valeurs de  $M_A$  obtenues dans l'ajustement à 2 paramètres.

En faisant un ajustement simultané sur  $E_{\bar{\nu}}$  et  $q^2$  nous arrivons finalement à :

$$M_A = .93 \pm 0.05 \text{ GeV}$$

La fig. III-13 présente un résumé des différentes valeurs de  $M_A$  mesurées depuis 1977. Nous avons porté sur la fig. III-17 et III-18 la distribution expérimentale ainsi que la courbe théorique pour les valeurs de  $M_A$  et de  $M_V$  obtenues par l'ajustement à 2 paramètres.

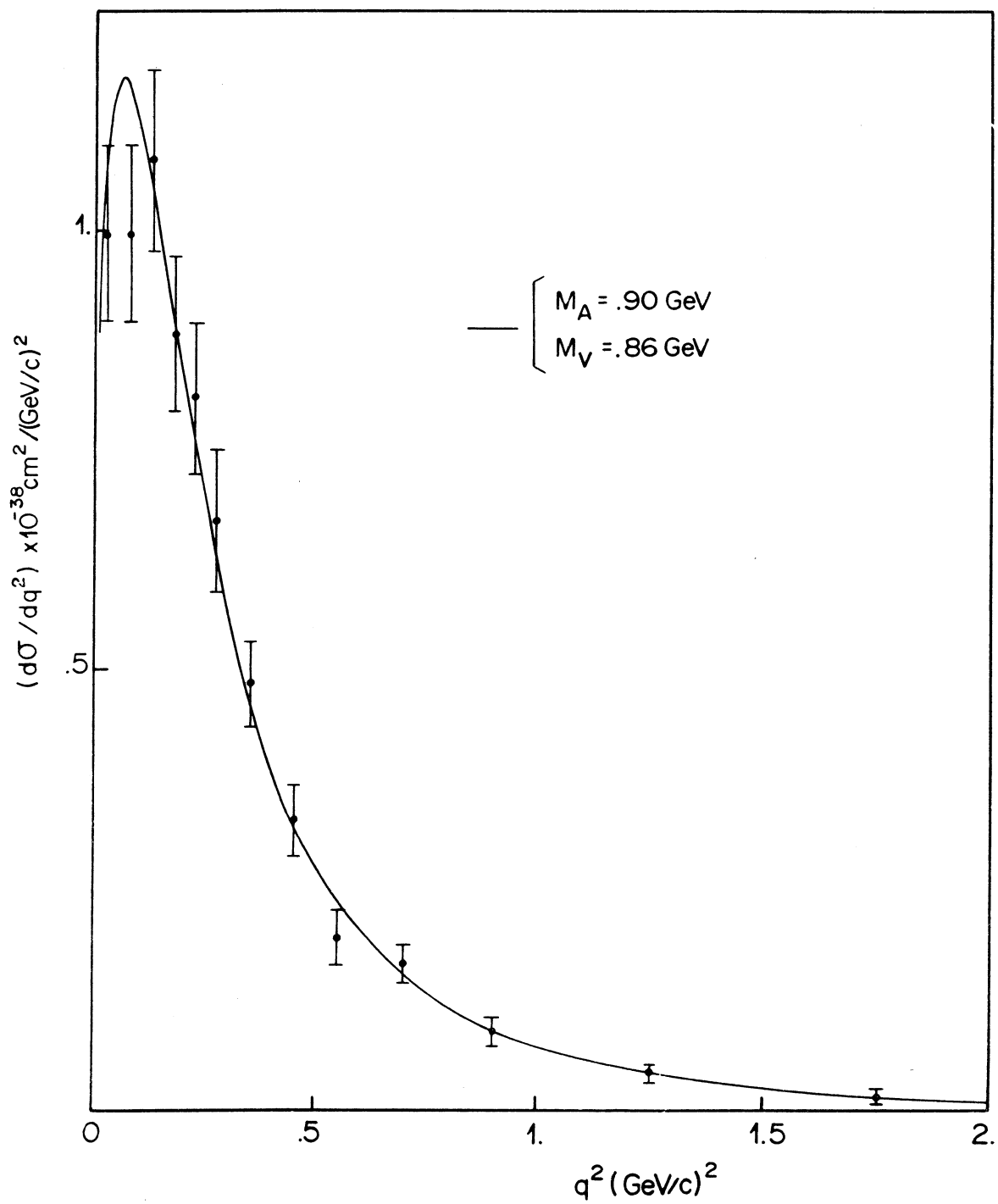


Figure III-17

Section efficace différentielle en fonction de l'énergie

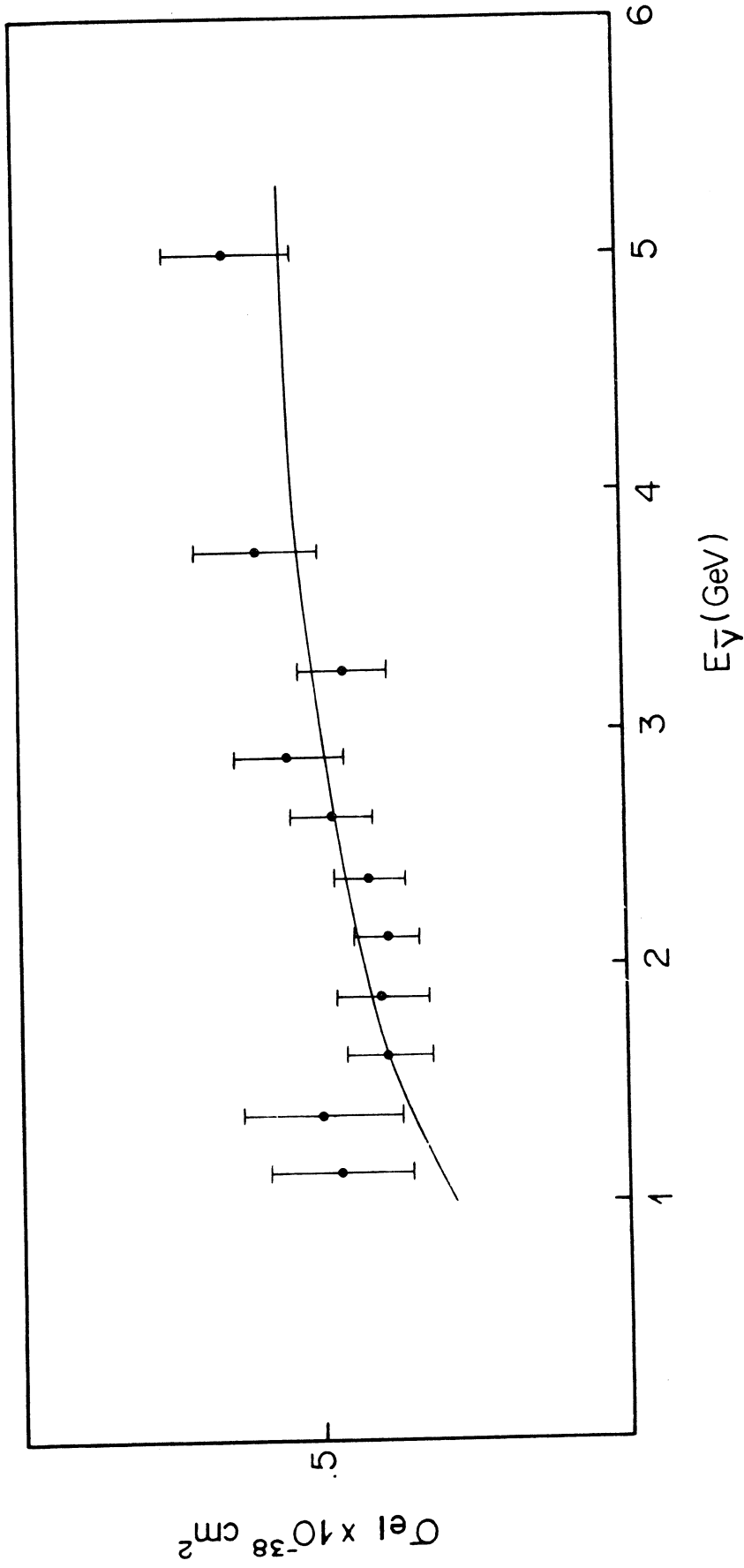


Figure III-18

Section efficace CC-élastique en fonction de l'énergie

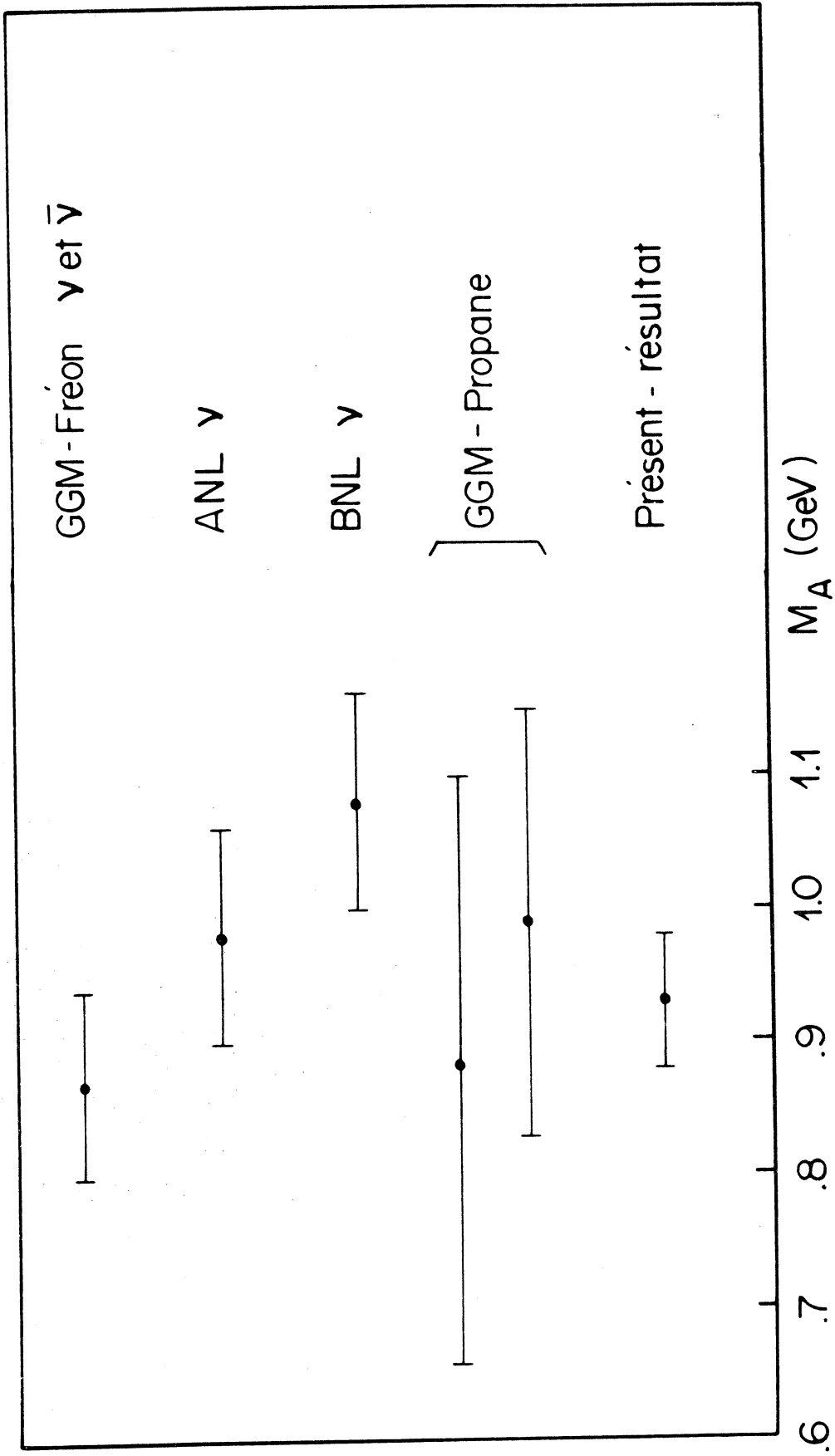


Figure III-19

Valeur de  $M_A$  trouvées dans différentes expériences (réf. III-6, III-7)



# CHAPITRE IV

## LES REACTIONS AVEC PRODUCTION DE $\Lambda$ , $\Sigma^0$ , $K^0$

Nous avons réalisé une étude des interactions d'antineutrinos produisant des  $\Lambda$ ,  $\Sigma^0$  et  $K^0$  dans l'état final. Nous avons étudié principalement le canal élastique  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+\Lambda$  (ajustement en  $M_A$  sur la section efficace différentielle, polarisation) et mesuré les sections efficaces des différentes réactions courant chargé,  $\Delta S = 1$ , observées dans notre expérience (Tableau IV-1).

$\bar{\nu}p$	$\rightarrow \mu^+\Lambda$	$p$ : proton
	$\rightarrow \mu^+\Sigma^0$	$N$ : nucleon
$\bar{\nu}N$	$\rightarrow \mu^+\Lambda + X$	$X$ : hadrons additionnels
	$\rightarrow \mu^+K^0 + X$	
	$\rightarrow \mu^+\Lambda K^0 + X$	

T A B L E A U IV-1



a) Réaction élastique  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda$

L'élément de matrice relatif à ces réactions s'écrira :

$$M = \left[ \bar{\nu}_\mu \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \mu \right] \langle \Lambda | J_\alpha^- | P \rangle$$

Le principe du calcul de la section efficace différentielle dans le cadre de la théorie V-A est identique à celui de la section efficace de la réaction  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ n$  (chapitre III). Rappelons ici les principaux stades du calcul.

- La transition p- $\Lambda$  est du type V-A. L'élément de matrice décrivant cette transition s'écrira dans sa forme la plus complète de la manière suivante :

$$[V_{\alpha}^{-A}] = \bar{\gamma}_\alpha F'_V(q^2) + i\sigma_{\alpha\beta} q^\beta \frac{F'_M(q^2)}{M_\Lambda + M} + q_\alpha F'_S(q^2) - (\gamma_\alpha F'_A(q^2) + i\sigma_{\alpha\beta} \frac{F'_T(q^2)}{M_\Lambda + M} + q_\alpha F'_P(q^2) \gamma_5$$

$$q_\alpha = \Lambda_\alpha - P_\alpha \quad (\alpha = 1, 2, 3, 4)$$

$F'_V$ ,  $F'_M$ ,  $F'_S$ ,  $F'_A$ ,  $F'_T$  et  $F'_P$  sont les facteurs de forme qui décrivent la dynamique de la réaction.

Comme dans le cas de la réaction élastique  $\Delta S=0$ , les facteurs de forme scalaire et pseudoscalaire ( $F'_S$  et  $F'_P$ ) apparaitront dans l'expression de la section efficace différentielle toujours multipliés par la masse du muon au carré ( $m_\mu^2 \simeq 0.01$ ) et donneront une contribution négligeable à la section efficace (< 1%)

Pour déterminer les 4 autres facteurs de forme restants, nous utiliserons les hypothèses faites par Cabbibo et Chilton (réf. IV-2) :

i) Le courant hadronique est invariant par T  $\Rightarrow$  tous les facteurs de forme sont réels.

ii) Les facteurs de forme vectoriel et tensoriel peuvent s'écrire en fonction des facteurs de formes électromagnétiques du proton et du neutron, ce qui conduit à :

$$F'_V = -\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{G_E^P + \frac{q^2}{4M^2} G_M^P}{1 + \frac{q^2}{4M^2}}$$

$$G_E^P = \frac{1}{\left(1 + \frac{q^2}{M_V^2}\right)^2}$$

avec

$$F'_M = -\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{G_M^P - G_E^P}{1 + \frac{q^2}{4M^2}}$$

$$M_V = .84 \pm 0.03 \text{eV}$$

$$G_M^P = \frac{1 + \mu_P}{\left(1 + \frac{q^2}{4M^2}\right)^2}$$

iii) Le facteur de forme axial  $F'_A$  se met sous la même forme que dans le cas de la réaction élastique  $\Delta S=0$

$$F'_A = -\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{F_A(0)}{\left(1 + \frac{q^2}{M_A^2}\right)^2}$$

(pour la réaction  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda$ )  
 avec  $F'_A(0) = 0.71$   
 (Cette valeur de  $F'_A(0)$  est un résultat de l'étude de la désintégration  $\Lambda \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ )  
 (réf. IV-3)

$M_A$  étant un paramètre à déterminer.

iv) Il n'y a que des courants de première classe, ce qui nous conduit à :  $F'_T = F'_S = 0$

Tous les facteurs de formes utilisés sont donc connus à part  $F'_A$  dont on essaiera ici également de déterminer le paramètre  $M_A$ . Dans l'expression de la section efficace différentielle il faut tenir compte ici de la différence de masse entre baryons initial et final (pour la réaction  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ n$ , nous avons supposé  $M = M_n = M_p$ )

Finalemment :

$$\frac{d\sigma}{dq^2} \approx \frac{G^2 M^2 \sin^2 \theta_c}{32\pi E^2} \left[ A'(q^2) - \frac{(S-U)}{M^2} B'(q^2) + \frac{(S-U)^2}{M^4} C'(q^2) \right]$$

avec :

$$\begin{aligned} A(q^2) &= \frac{1}{M^2} [F_V'^2 [2M_+^2 - 2q^2 - \frac{q^4}{M^2} - \frac{2M_+ M_-}{M^2} q^2 - \frac{(M_+ M_-)^2}{M^2}] + \\ &F_M'^2 [2q^2 + 2M_+^2 - \frac{4q^4}{(M+M_\Lambda)^2} - \frac{q^6}{M^2 (M+M_\Lambda)^2} - \frac{2M_+ M_- q^4}{M^2 (M+M_\Lambda)^2} - \frac{q^2 (M_+ M_-)^2}{(M_+ M_\Lambda)^2 M^2}] + \\ &4F_V' F_M' [q^2 + M_+^2] + F_A'^2 [2M_-^2 - 2q^2 - \frac{q^4}{M^2} - \frac{2M_+ M_-}{M^2} q^2 - \frac{(M_+ M_-)^2}{M^2}] \\ B(q^2) &= \frac{4q^2}{M^2} F_A' [F_V' + F_M'] \\ C(q^2) &= \frac{1}{M^2} [F_A'^2 + F_V'^2 + \frac{q^2}{(M_+ M_\Lambda)^2} F_M'^2] \end{aligned}$$

avec  $\theta_c$  : angle de Cabbibo

$$M_\pm = M \pm M_\Lambda$$

$$S-U \approx 4ME - q^2$$

$$M_\Lambda = 1.115 \text{ GeV}$$

$$M = 0.938 \text{ GeV}$$

Nous avons indiqué ici l'expression de la section efficace différentielle pour la réaction  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda$

b) Réaction avec production de  $\Sigma^-, \Sigma^0$

La section efficace de la réaction  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Sigma^0$  se déduit de la section efficace de la réaction  $\bar{\nu}_n \rightarrow \mu^+ \Sigma^-$  par la règle de sélection  $\Delta I = 1/2$  (réf. III-1)

$$\frac{d\sigma}{dq^2}(\bar{\nu}_n \rightarrow \mu^+ \Sigma^-) = 2 \times \frac{d\sigma}{dq^2}(\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Sigma^0)$$

nous avons d'après la théorie de Cabbibo :

$$\frac{d\sigma}{dq^2}(\bar{\nu}_n \rightarrow \mu^+ \Sigma^-) = \frac{G^2 M^2 \sin^2 \theta_c}{32\pi E^2 \frac{v}{v}} [A''(q^2) - \frac{(S-U)}{M^2} B''(q^2) + \frac{(S-U)^2}{M^4} C''(q^2)]$$

Les coefficients  $A''(q^2)$ ,  $B''(q^2)$ ,  $C''(q^2)$  sont identiques à ceux de la réaction  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda$  quant à leur forme. Les 3 facteurs de forme restants s'écrivent maintenant :

$$F_V'' = \frac{(G_E^P + 2G_E^n) + \frac{q^2}{4M^2} (G_M^P + 2G_M^n)}{1 + \frac{q^2}{4M^2}} \quad G_{M,E}^{P,n} \text{ sont les facteurs de forme électromagnétiques}$$

$$F_M'' = \frac{(G_M^P + 2G_M^n) - (G_E^P + 2G_E^n)}{1 + \frac{q^2}{4M^2}} \quad G_M^P = \frac{(1 + \mu p)}{(1 + \frac{q^2}{4M^2})^2}, \quad G_M^n = \frac{\mu n}{(1 + \frac{q^2}{M_V^2})^2}$$

$$F_A'' = \frac{F_A''(0)}{(1 + \frac{q^2}{M_A^2})^2} \quad \text{avec } F_A''(0) \approx -0.39 \quad (\text{réf. IV-3}) \quad G_E^P = \frac{1}{(1 + \frac{q^2}{M_V^2})^2}, \quad G_E^n = 0$$

A.2 - RAPPORT ENTRE LES SECTIONS EFFICACES  $\sigma(\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda)$  et  $\sigma(\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ n)$

Les sections efficaces totales ( $\sigma(\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda)$ ,  $\sigma(\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ n)$ ) sont obtenues en intégrant la fonction  $d\sigma/dq^2$  sur toutes les valeurs de  $q^2$  possibles

$$\sigma(\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ Y) = \int_{q_{\min}^2}^{q_{\max}^2} \frac{d\sigma}{dq^2} dq^2 \quad \text{pour une énergie } E_{\bar{\nu}} \text{ donnée}$$

Nous calculons ainsi les sections efficaces de production des 2 réactions élastiques

$$\begin{array}{ccc} \bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ n & \text{et} & \bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda \\ (\Delta S = 0) & & (\Delta S = 1) \end{array}$$

avec  $q_{\min}^2 = 0$  dans 2 cas et

$$q_{\max}^2 = \frac{4ME^2}{M+2E} \text{ pour } \sigma(\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ n)$$

$$q_{\max}^2 = \frac{2E(2ME - M_{\Lambda}^2 + M^2)}{M + 2E} \text{ pour } \sigma(\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda)$$

d'où le rapport des sections efficaces :

$$R = \frac{\sigma(\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda)}{\sigma(\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ n)}$$

La variation de  $R$  en fonction de  $E_{\bar{\nu}}$  et pour différentes valeurs de  $M_{\Lambda}$  est portée sur la figure IV-1. On peut remarquer que ce rapport a une valeur constante à partir de  $E_{\bar{\nu}} \simeq 2 \text{ GeV}$ , et nous pourrions donc dans notre cas évaluer ce rapport avec tous les événements sans faire de coupures en  $E_{\bar{\nu}}$ .

### A.3 - POLARISATION DU $\Lambda$ DANS LA REACTION ELASTIQUE $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+\Lambda$

La mesure de la polarisation du  $\Lambda$  dans la réaction élastique  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+\Lambda$  nous permet de tester l'invariance par  $T$  et surtout l'absence de courant de seconde classe.

La polarisation est mesurée à partir des produits de désintégration du  $\Lambda$  ( $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ). A cet effet, nous avons introduit le système d'axes suivant :

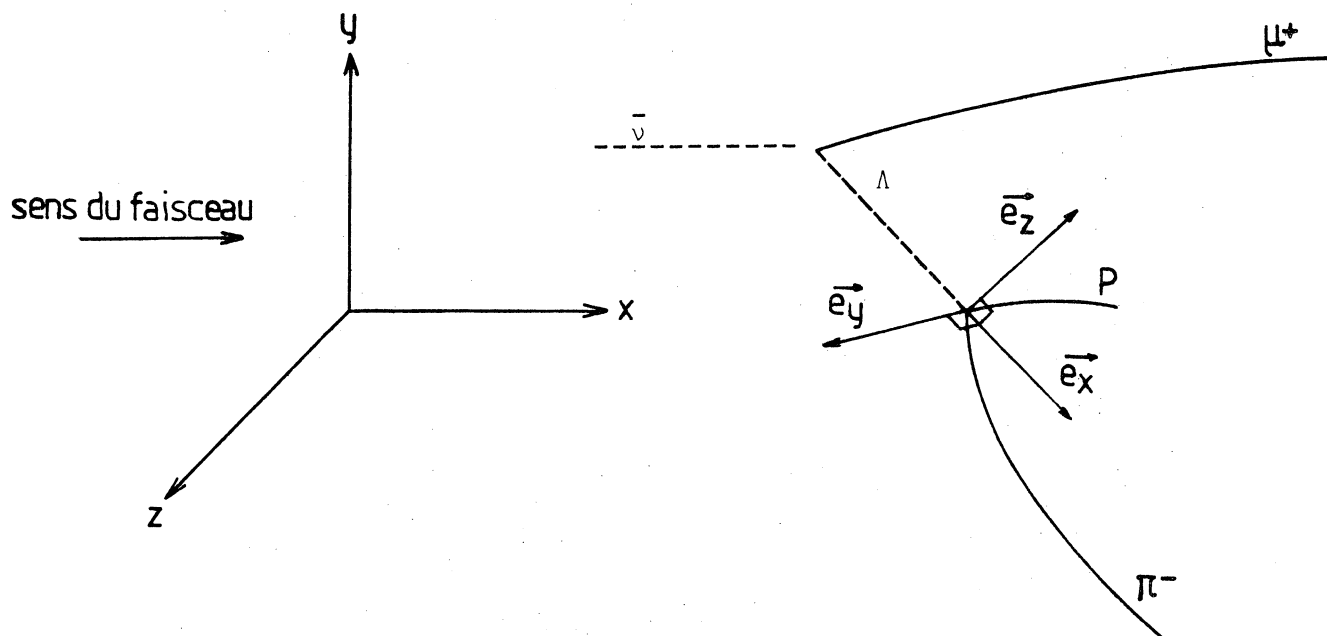


Figure IV-2



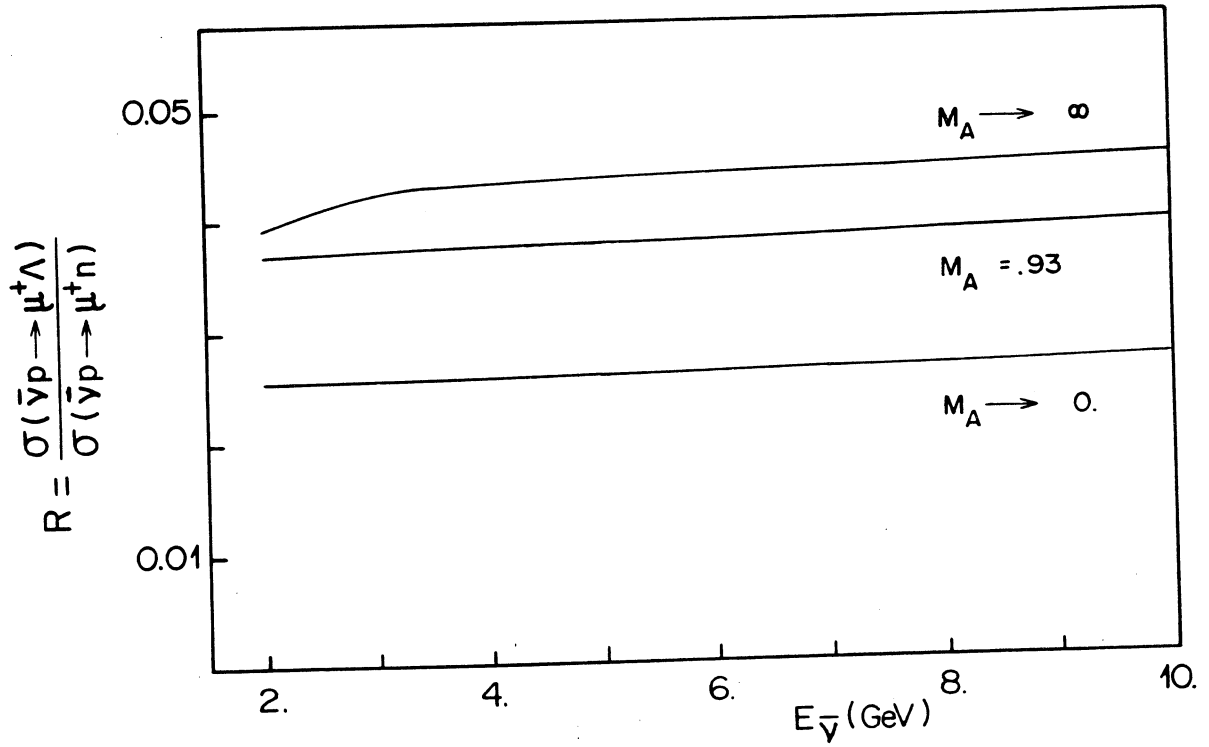


Figure IV-1

Rapport des sections efficaces des réactions  $\sigma(\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+\Lambda)$  et  $\sigma(\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+n)$

Les composantes de la polarisation du  $\Lambda$  suivant  $ex, ey, ez$  respectivement  $P_L, P_p, P_T$ , constitueront les polarisations longitudinale, perpendiculaire dans le plan de la réaction et orthogonale au plan de la réaction.

Les expressions de  $P_L, P_p, P_T$  sont très compliquées dans le cas général (réf. IV-4) aussi avons nous calculé ces expressions dans l'approximation  $m_\mu^2 = 0$  (réf. IV-5), ce qui nous donne :

$$\frac{d\sigma}{dq^2} P_L = \frac{G^2}{16\pi M^2 E^2 \sqrt{\lambda}} [q^2 (S-U) [(q^2 + M_-^2) |f_1|^2 + (q^2 + M_+^2) |g_1|^2] - q^2 ((S-U)^2 + \lambda) \text{Re}(f_1^* g_1) + ((S-U)^2 - \lambda) \times \text{Re}[M_+ f_1 - (q^2 + M_+^2) f_2] [M_- g_1^* - (q^2 + M_-^2) g_2^*]]$$

$$\frac{d\sigma}{dq^2} P_p = \frac{G^2}{16\pi M^2 E^2 \sqrt{\lambda}} \sqrt{q^2 ((S-U)^2 - \lambda)} [(S-U) \text{Re}[2M_\Lambda f_1 g_1^* - (t + M_+^2) f_2 g_1^* - (q^2 + M_-^2) f_1 g_2^*] - [M_+ (q^2 + M_-^2) |f_1|^2 + M_- (q^2 + M_+^2) |g_1|^2 - \lambda \text{Re}(f_1 f_2^* + g_1 g_2^*)]]$$

$$\frac{d\sigma}{dq^2}(P_T) = \frac{G^2}{32\pi M^2 E^2} \sqrt{q^2(S-U)^2 - \lambda} [(4ME_\Lambda - q^2 - M_+ M_-) \text{Im}(f_1^* f_2 + g_1^* g_2) + 2M \text{Im}(f_1 g_1^*) + (q^2 + M_+^2) \text{Im}(g_1 f_2^*) + (q^2 + M_-^2) \text{Im}(f_1 g_2^*)]$$

avec  $M$  : masse du nucléon ;  $M_\Lambda$  : masse du  $\Lambda$  ;  $M_+ = M_\Lambda + M$  :

$$M_- = M_\Lambda - M$$

$S, t = -q^2$ ,  $u$  invariants de Mandelstamm

$$\lambda = (q^2 + M_+^2)(q^2 + M_-^2)$$

Nous avons pris ici la définition de Pais (réf. IV-4) pour les facteurs de formes :

$$f_1 = F_V'' + F_M'' ; f_2 = \frac{F_M''}{M_+} ; g_1 = F_A'' + \frac{M_-}{M_+} F_T'' ; g_2 = \frac{F_T''}{M_+}$$

Notons que si l'hypothèse de l'invariance par  $T$  est vérifiée, (ce qui implique que tous les facteurs sont réels) la polarisation orthogonale au plan de la réaction doit être nulle.

## B. - PARTIE EXPERIMENTALE

### B.1 - SELECTION ET IDENTIFICATION DES EVENEMENTS

Nous avons relevé dans notre lot tous les événements contenant au moins 1 candidat  $\mu^+$  ( $L^+$ ,  $D^+$ ) avec 1 ou 2  $V^0$  sur la même photo.

La plupart des  $V^0$  relevés pourraient être dès la table de scanning classés comme  $\Lambda$  ou comme  $K^0$ . En effet, 60 % des  $V^0$  ont la trace positive qui s'arrête dans la chambre signant ainsi un proton et donc le  $\Lambda$ . De plus 10 % de tous les  $V^0$  ont un  $\pi^+$  reconnu (la trace positive se désintègre dans la chambre ou elle porte un rayon  $\delta$ ) identifiant ainsi le  $K^0$ . Comme il nous reste 30% de  $V^0$  ambigus à l'issue du scanning nous avons adopté une méthode reposant sur un ajustement cinématique pour identifier le plus grand nombre de  $V^0$ . Nous avons tout d'abord sélectionné un lot d'événements contenant tous les  $V^0$  qui avaient une longueur de désintégration (distance entre l'interaction  $\bar{\nu}$  et le point de désintégration du  $V^0$ ) comprise entre 0.4 et 50cm. La perte d'événements introduite par cette coupure sera estimée ultérieurement. Nous avons alors réalisé un ajustement à 3 contraintes en laissant libre l'impulsion de la particule étrange. L'ajustement a été tenté avec les hypothèses de masse du  $K^0$  et du  $V^0$ . A la suite de cet ajustement, il ne reste que 2 événements avec un  $V^0$  ambigu. Notons toutefois que ces 2 événements sont issus d'interactions inélastiques d'antineutrinos. Cette méthode d'identification rejette la presque totalité des étoiles de neutrons qui ont été prises au scanning pour des  $V^0$ . Nous avons ainsi obtenu la répartition suivante :

REACTION	NOMBRE D'EVENEMENT
$\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda$	45
$\rightarrow \mu^+ \Sigma^0$	3
$\bar{\nu}_N \rightarrow \mu^+ \Lambda + X$	28
$\rightarrow \mu^+ K^0 + X$	12
$\rightarrow \mu^+ \Lambda K^0 + X$	2

T A B L E A U IV-2

B.2 - CONTAMINATION ET PERTES

a) Perte due à la détection géométrique

Pour l'identification du  $V^0$  par un ajustement 3C, nous n'avons retenu dans notre lot d'événements que ceux dont la longueur de désintégration du  $V^0$  était comprise entre 0.4 et 50cm. La limite inférieure a été imposée pour que l'ajustement 3C au point de désintégration soit suffisamment sélectif. En effet, en-dessous de 0.4cm les erreurs sur les angles  $\lambda_V$  et  $\varphi_V$  sont importantes, étant donné que  $\lambda_V$ ,  $\varphi_V$ ,  $\Delta\lambda_V$  et  $\Delta\varphi_V$  sont obtenus à partir des coordonnées du vertex primaire et de désintégration et des erreurs sur ces coordonnées (fig. IV-3).

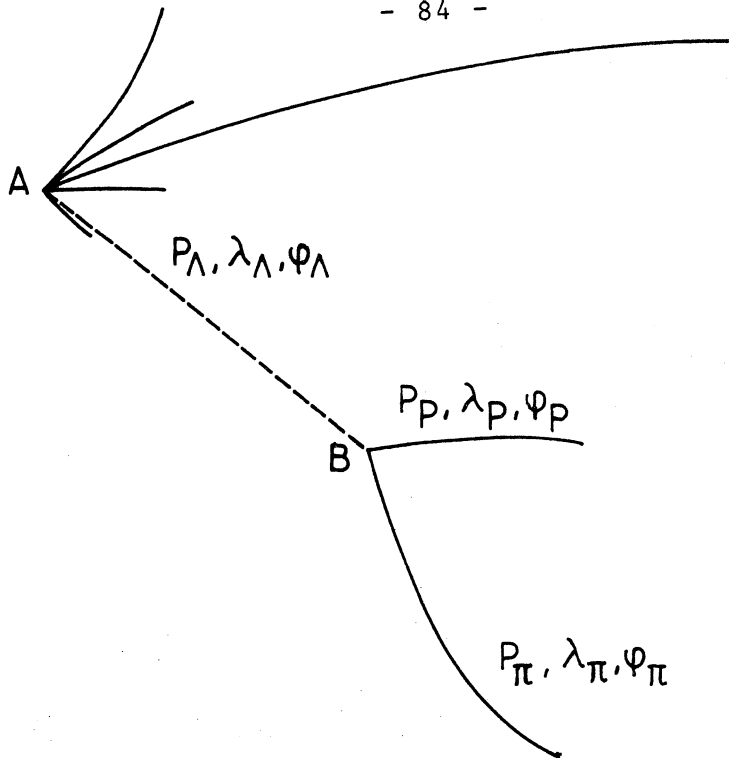


Figure IV-3

La probabilité pour que le  $\Lambda$  se désintègre au-delà d'une distance de 50cm est très faible. A titre d'exemple, cette probabilité est de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-7}$  pour un  $\Lambda$  d'impulsion 500 MeV/c. Ainsi les  $V^0$  reconnus au-delà d'une distance de 50cm d'une interaction d'antineutrino ne sont pas associés à cette interaction; les  $V^0$  sont très probablement des interactions de neutrons ( $nn \rightarrow p\pi^-n$ ) qui satisfont à l'ajustement 3C.

Pour estimer la perte d'événements due à cette coupure géométrique, nous avons calculé la probabilité  $P_r$  pour chaque  $V^0$  observé de se désintégrer entre les distances 0.4cm et 50cm du vertex de création du  $V^0$  :

$$P_r = e^{-0.4/\lambda} - e^{-50/\lambda} \quad ; \quad \lambda = \frac{C\tau P}{M}$$

- P : impulsion du  $\Lambda$
- M : masse du  $\Lambda$
- $\tau$  : durée de vie
- C : vitesse de la lumière

En fait dans certains cas la distance du vertex primaire au bord du volume visible est inférieure à 50cm. Dans ce dernier cas, nous avons pris la distance du vertex primaire au bord du volume visible.

Nous trouvons ainsi une probabilité de détection de 89 % pour le  $\Lambda$  et de 93% pour le  $K_S^0$  pour leur désintégration suivant le mode chargé.

b) Perte due à la diffusion élastique du  $V^0$  avant désintégration

Si la particule étrange fait une diffusion élastique sur un nucléon du liquide avant sa désintégration, la direction recalculée ( $\lambda_V, \varphi_V$ ) de la particule étrange sera erronée et l'événement pourra ainsi ne pas satisfaire à l'ajustement 3C.

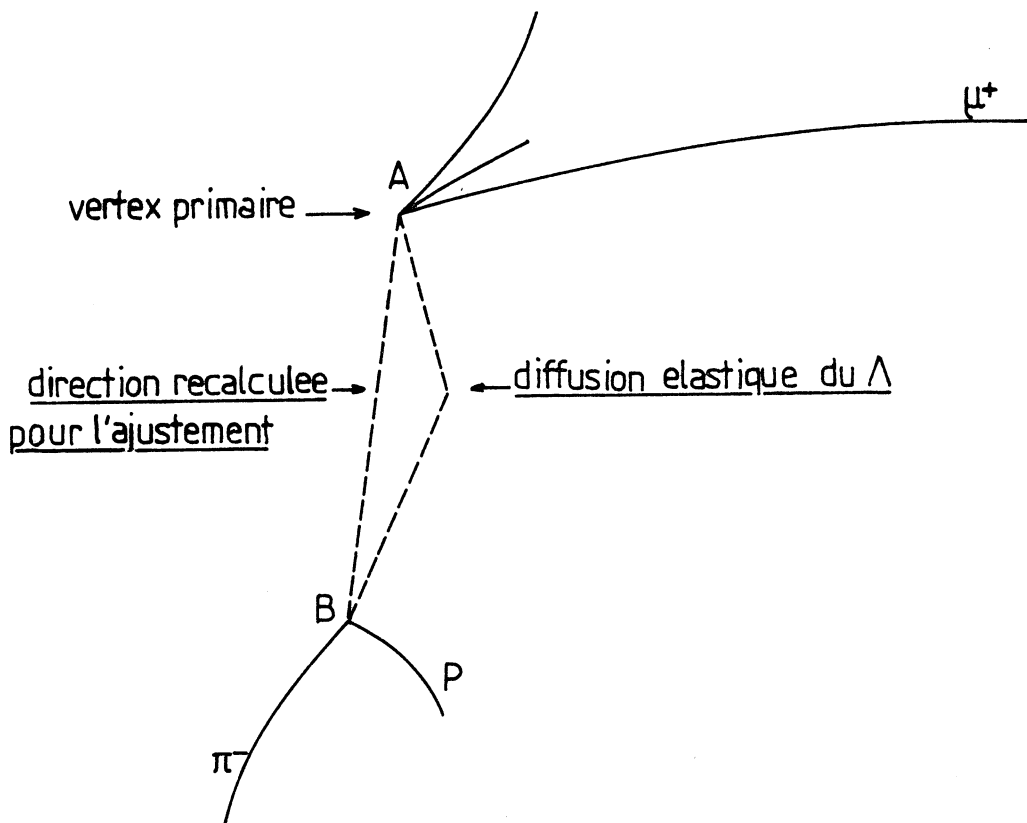


Figure IV-4

A partir des sections efficaces de diffusion du  $\Lambda$  (réf. IV-6) nous avons estimé que la probabilité pour qu'un  $\Lambda$  fasse une diffusion élastique avant de se désintégrer est en moyenne de  $(4 \pm 2)\%$  (réf. IV-7).

Nous avons relevé dans notre lot d'événements une interaction où le  $\Lambda$  interagit élastiquement avant de se désintégrer en donnant une trace visible au vertex de diffusion élastique. Le calcul de cette perte d'événements étant compliqué dans le cas du  $K^0$ , nous n'avons pas corrigé le lot d'événements correspondant.

c) Perte due à la non-reconnaissance du  $\Lambda$

Si l'un des produits de désintégration du  $\Lambda$  (en général de faible impulsion) a un trop faible parcours pour être détecté ou mesuré, alors l'autre particule chargée apparaîtra sur la table de dépouillement comme une étoile de neutron et sera ainsi exclue de notre lot d'événements avec production de particule étrange.

Nous avons estimé cette perte d'événements à l'aide d'un programme Monte-Carlo pour le canal élastique  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+\Lambda$  qui peut être décrit de la manière suivante :

- génération d'un événement  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+\Lambda$  suivant :

a) le spectre d'antineutrinos incidents

b) la section efficace différentielle théorique

$$\frac{d\sigma}{dq^2}(\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+\Lambda)$$

- choix d'une longueur désintégration suivant la distribution

$$P \approx 1 - e^{-l/\lambda}$$

$$\lambda = \frac{c\tau P}{M}$$

$c\tau$  : longueur de désintégration

$P, M$  : impulsion et masse du  $\Lambda$

- désintégration du  $\Lambda$  suivant le mode chargé  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$



Nous avons alors calculé la proportion d'événements qui avaient finalement un  $\pi^-$  d'impulsion inférieure à 50 MeV/c et/ou un proton d'impulsion inférieure à 210 MeV/c. Ces impulsions donnent des traces à la limite de la visibilité dans notre liquide. Nous avons ainsi trouvé une perte d'événements de 8 % pour la non-reconnaissance du  $\Lambda$  dans le canal élastique  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+\Lambda$ . Nous avons extrapolé cette correction  $(8 \pm 2)\%$  à tous les canaux contenant un  $\Lambda$  ou un  $\Sigma^0$ .

d) Perte due à l'efficacité de scanning et à la désintégration suivant le mode neutre

L'efficacité de scanning calculée en tenant compte des films n'ayant été scannés qu'une seule fois a été trouvée égale à 97 %. Le  $\Lambda$  se désintègre dans 35.8 % des cas en  $\Lambda \rightarrow n\pi^0$ , ce qui est très difficilement décelable dans la chambre à bulles. De même, le  $K_S^0$  se désintègre dans 31.3 % des cas suivant son mode neutre non détectable  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ . De plus à chaque  $K_S^0$  produit correspond un  $K_L^0$  qui ne peut pas être observé dans le volume de la chambre ce qui donne finalement les efficacités suivantes pour les désintégrations suivant le mode neutre :

$$\Lambda \rightarrow .642$$

$$K^0 \rightarrow .684 \times .50 = .342$$

$$\begin{array}{ccc} & \uparrow & \uparrow \\ & \text{mode} & K_L^0 \\ & \text{neutre} & \end{array}$$

e) Absorption et Conversion du  $\Lambda$  et du  $\Sigma^0$

Les particules étranges neutres peuvent être absorbées à l'intérieur du noyau. Un programme Monte-Carlo a estimé cette absorption à  $(4 + 2)\%$  (réf. IV-7) pour les  $\Lambda$  et  $\Sigma^0$  produits par les réactions élastiques. Ce programme utilise les sections efficaces de diffusion élastique  $\Lambda p$  et  $\Sigma p$  (réf. IV-6).

De plus les particules étranges créées par l'interaction  $\bar{\nu}$  peuvent interagir inélastiquement avec les nucléons du noyau contaminant ainsi les autres canaux :

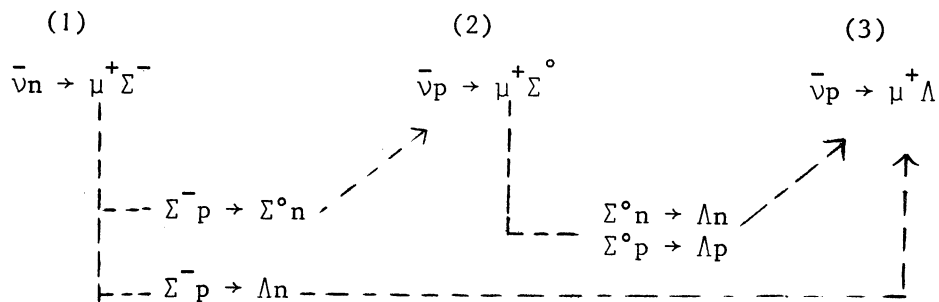


Figure IV-5

La réaction (1)  $\bar{\nu}_n \rightarrow \mu^+ \Sigma^-$  difficile à détecter en chambre à bulles peut à la suite d'un échange de charge du  $\Sigma$  contaminer le canal représenté par la réaction (2). De même, le  $\Sigma^-$  peut interagir avec un proton d'un noyau pour donner un  $\Lambda$  et contaminer ainsi le lot représenté par la réaction (3). Les autres possibilités de réinteractions inélastiques de particules étranges sont représentées sur la fig. IV-5.

La migration des événements entre les différents canaux a été évaluée à l'aide d'un programme Monte-Carlo. Des événements élastiques  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda$  et  $\bar{\nu}_n \rightarrow \Sigma^- \mu^+$  ont été générés à partir des sections efficaces différentielles données au chap. IV-A.1. Les événements  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Sigma^0$  sont obtenus à partir de la section efficace différentielle de la réaction  $\bar{\nu}_n \rightarrow \mu^+ \Sigma^-$  et de la règle  $\Delta I = \frac{1}{2}$ , ce qui nous conduit à :

$$d\sigma(\Sigma^0) = \frac{1}{2}d\sigma(\Sigma^-)$$

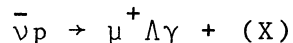
A l'aide des sections efficaces hypéron-nucléon (réf. IV-6), nous avons évalué la correction de l'effet d'absorption de l'hypéron à l'intérieur du noyau et de l'effet de conversion de ces mêmes hypérons. La correction à apporter au nombre d'événements a été estimée à  $(0 \pm 4)\%$  pour l'effet global de l'absorption et de la conversion pour les  $\Lambda$  et les  $\Sigma^0$ . La correction à apporter au lot de  $K^0$  est beaucoup plus difficile à estimer faute de données expérimentales et nous n'avons pas effectué une correction analogue au lot de réactions avec un  $K^0$ . En fait, cette correction, comme dans le cas des hypérons est faible.

f) Problèmes liés aux  $\gamma$

Considérons la réaction suivante :



Dans notre liquide le  $\gamma$  a une probabilité de 55 % de se matérialiser à l'intérieur du volume visible, le  $\pi^0$  apparaîtra donc sous la forme d'un seul  $\gamma$  dans  $\approx 50\%$  des cas. La réaction ci-dessus sera alors considérée comme



qui est une réaction pouvant simuler un événement avec un  $\Sigma^0$ .

Pour évaluer cet effet, nous avons utilisé les  $\gamma$  des réactions  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \pi^0 (X)$  que nous avons associés avec tous les  $\Lambda$  détectés pour calculer une masse invariante  $M_{\Lambda\gamma}$ . Du spectre de

masse obtenu, nous en déduisons que  $(11 \pm 3)\%$  des associations  $\Lambda\gamma$  peuvent simuler un  $\Sigma^0$ , ce qui conduit à un bruit de fond de  $0.9\Lambda$  dans les 3 candidats  $\Sigma^0$  observés.

- Au contraire, les événements  $\Sigma^0$  produits (fig.IV-6) ne sont signés dans la chambre que dans 55% des cas comme événements  $\Sigma^0$  ( $P_\gamma = .55$ ), ce qui conduit à une perte de 1.4 événements  $\Sigma^0$  qui contamineront le lot  $\bar{\nu}p \rightarrow \Lambda\mu^+$ .

- La réaction  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+\pi^0\Lambda$  apparaîtra comme une réaction élastique, si les 2 gammas du  $\pi^0$  ne sont pas détectés (dans 20 % des cas). Nous avons ainsi une contamination de 0.4 événement inélastique dans le lot élastique  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+\Lambda$ .

g) Contamination par les événements de production associée  
 $\Delta S=0$

Nous avons relevé dans notre lot 2 événements de production associée  $\bar{\nu}N \rightarrow \mu^+\Lambda K^0 + (X)$ . Ces événements initialement avec  $\Delta S=0$  contamineront le lot  $\Delta S=1$  si l'une des 2 particules étranges n'est pas détectée. A partir des 2 événements  $\Delta S=0$  dans lesquels les 2 particules étranges se désintègrent suivant leur mode chargé nous attendons une contamination de 4 événements dans le lot détecté de réactions  $\Delta S=1$  avec un  $\Lambda$ .

Comme 1 des 2 événements  $\Delta S=0$  est un événement élastique, nous avons affecté 2 des 4 événements bruit de fond au canal élastique  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+\Lambda$ . Un calcul identique nous conduit à une contamination de 1 événement de production associée dans le lot d'événements avec un  $K^0$  dans l'état final.

En réalité, nous avons trouvé un événement avec un  $K^0$  ( $K_0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ) et 2 gammas pointant sur un point dans l'espace situé à 20cm du vertex primaire. Cet événement a été interprété comme un événement de production associée avec le  $\Lambda$  qui se désintègre suivant le mode neutre ( $\Lambda \rightarrow n\pi^0$ ).



Figure IV-6

Evénement  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Sigma^0$   $\rightarrow \Lambda \gamma$

### B.3 - SEPARATION DES EVENEMENTS AYANT LIEU SUR PROTON LIBRE

Nous avons isolé les événements élastiques  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda$  ayant lieu sur hydrogène au moyen d'un ajustement à 3 contraintes au vertex primaire sur les 45 événements élastiques à notre disposition. La seule inconnue restant est l'énergie de l'antineutrino incident. En fait, les 45 événements élastiques se décomposent en 37 événements propres et 7 événements avec des protons ou blobs supplémentaires au vertex. Nous n'avons tenté l'ajustement qu'avec les 37 événements "propres". Sur ce lot nous avons obtenu 15 événements qui satisfont à l'ajustement à 3 contraintes avec une probabilité supérieure à 4,5 %. Cependant, il peut arriver qu'un événement ayant lieu initialement sur proton lié d'un noyau ( $C^{12}$ ,  $F^{19}$ ,  $Br^{80}$ ) puisse dans certaines conditions satisfaire à l'ajustement 3C. Cette contamination a été estimée à l'aide d'un programme Monte-Carlo.

Nous avons généré des événements élastiques ( $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda$ ) sur des protons liés ayant une impulsion (Moment de Fermi) tirée au hasard sur une distribution de la forme  $\frac{dN}{dp} \sim p^2$ . Les impulsions et angles du muon et de  $\Lambda$  ont été déformées pour tenir compte des erreurs expérimentales suivant une méthode analogue à celle décrite au chapitre III-B2C. Nous avons alors tenté l'ajustement 3C sur ces événements et nous avons trouvé que  $(28 \pm 6)\%$  des réactions ayant lieu sur proton lié pouvaient satisfaire à l'ajustement 3C avec une probabilité supérieure à 4.5 %.

Nous avons réalisé un ajustement similaire pour la réaction  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Sigma^0$  et nous n'avons trouvé qu'un seul événement sur les trois à notre disposition qui satisfaisait à l'ajustement 3C.

Il faut en outre remarquer que dans les 45 événements élastiques  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda$  le candidat  $\mu^+$  peut être en réalité un  $K^+$  de la réaction courant neutre  $\bar{\nu}_p \rightarrow \bar{\nu} K^+ \Lambda$ . Nous n'avons pas corrigé notre lot pour ce bruit de fond (certainement négligeable) et nous avons supposé que le lot des 15 candidats à la réaction élastique sur proton libre n'était pas contaminé par ces événements courant neutre.

C. - RESULTATS

C.1 - SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE

Nous avons réalisé un ajustement sur la distribution expérimentale pour la réaction élastique  $\frac{d\sigma}{dq^2}(\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+\Lambda)$  en vue de déterminer le paramètre  $M_A$ . Nous avons utilisé une méthode de maximum de vraisemblance qui est bien adaptée aux distributions à faible statistique. La fonction de vraisemblance a été construite de la manière suivante :

$$F(q^2, E_{\bar{\nu}}, M_A) = \prod_{i=1}^n P_i(q_i^2, E_{\bar{\nu}}^i, M_A)$$

$$= \prod_{i=1}^n \frac{d\sigma}{dq^2}(q_i^2, E_{\bar{\nu}}^i, M_A) \bigg/ \int_{q_{\min}^2=0}^{q_{\max}^2} \frac{d\sigma}{dq^2} dq^2$$

L'expression de  $\frac{d\sigma}{dq^2}(q^2, E_{\bar{\nu}}, M_A)$  est donnée dans le chapitre IV-1.

Toutefois l'expression ci-dessus n'est valable que si l'efficacité de détection est constante entre  $q_{\min}^2 = 0$  et  $q_{\max}^2$ , ce qui n'est pas le cas expérimentalement. En effet, il y a 2 effets qui biaisent notre lot car ils défavorisent tous deux les événements avec un  $\Lambda$  de faible énergie.

D'une part nous avons favorisé les  $\Lambda$  de grande impulsion par la coupure en longueur de désintégration ( $L = \frac{c\tau P}{M} > 0.4\text{cm}$ ) et d'autre part les  $\Lambda$  non reconnus, (c'est-à-dire ceux dont une des 2 traces des particules de désintégration est trop courte pour être mesurée) sont principalement ceux de faible énergie.

Nous avons donc réalisé un ajustement par une méthode de maximum de vraisemblance dans laquelle nous avons donné un poids

à chaque événement. Ce poids est inversement proportionnel à l'efficacité de détection pour chaque événement.

La fonction de vraisemblance s'écrit alors :

$$F' = \prod_{i=1}^n P_i(q_i^2, E_V^i, M_A) \omega_i$$

Les poids  $\omega_i$  sont distribués entre 1 et 1.6 avec une moyenne de 1.1 .

Nous avons réalisé cet ajustement pour les lots d'événements suivants :

- les événements élastiques propres ayant satisfait à l'ajustement cinématique de la réaction  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda$  (événements ayant lieu sur l'hydrogène : 15 événements).
- les événements élastiques sans blobs ou protons supplémentaires au vertex d'interaction de l'antineutrino (37 événements).

Les résultats de ces 2 ajustements sont portés dans le tableau ci-dessous et les distributions  $\frac{d\sigma}{dq^2}$  correspondantes sur la Fig.IV-7.

	$M_A$ (GeV)
15 événements (hydrogène) $\bar{\nu}_H \rightarrow \mu^+ \Lambda$	$.89 \pm .26$
37 événements (proton) $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda$	$.92 \pm .21$

T A B L E A U IV-3\*

\* L'erreur a été calculée en prenant l'erreur de la méthode du maximum de vraisemblance multipliée par la valeur du poids moyen  $\bar{\omega}_i = 1.1$



Ces valeurs sont compatibles entre elles et surtout compatibles avec la valeur de  $M_A$  trouvée par les ajustements sur les distributions expérimentales des événements élastiques  $\Delta S=0$  ( $M_A=0.93 \pm 0.05$  GeV), les grandes erreurs qui affectent les valeurs de  $M_A$  sont dues en grande partie à la faible statistique utilisée.

C.2 - SECTION EFFICACE TOTALE  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda$

Nous avons porté sur le tableau IV-4 le nombre d'événements observés et corrigés ainsi que les sections efficaces pour les différents canaux.

	OBSERVES	CORRIGES	SECTION EFFICACE $10^{-40} \text{cm}^2$
$\bar{\nu}_H \rightarrow \mu^+ \Lambda$	15	$21.9 \pm 7.9$	$2.08 \pm .97$
$\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda$	45	$83.3 \pm 13.4$	$1.80 \pm .60$
$\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Sigma^0$	3	$7.1 \pm 4.0$	$.16 \pm .10$
$\bar{\nu}_N \rightarrow \mu^+ \Lambda + X$	28	$< 55.2 \pm 10.3$	$< .59 \pm .21$
$\bar{\nu}_N \rightarrow \mu^+ K^0 + X$	12	$< 40.3 \pm 11.7$	$< .43 \pm .18$
$\bar{\nu}_N \rightarrow \mu^+ \Lambda K^0 + X$	2	$< 12.3 \pm 8.7$	$< .13 \pm .10$

T A B L E A U IV-4

Nous avons tenu compte d'une erreur systématique de 30 % dans le calcul de la section efficace pour tenir compte de l'erreur sur le flux. Cette erreur est grande car nous avons pris tous les événements à notre disposition sans coupure de type volume fiduciaire. Or, le flux n'étant connu avec une bonne précision que pour un disque

de rayon 50cm centré sur l'axe de la chambre, nous avons été obligés d'extrapoler les courbes données en réf. I-1 pour connaître le nombre d'antineutrinos traversant le volume visible. Les 45 événements du canal  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda$  comprennent les événements élastiques propres (37 événements) ainsi que 8 événements avec un blob ou un proton de faible impulsion ( $P_p < 240 \text{ MeV/C}$ ) au vertex primaire. Ces derniers événements ont été considérés comme des événements initialement élastiques, mais dont le  $\Lambda$  a interagi dans le noyau.

Eichten et al. (réf. IV-8) ont étudié la réaction  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda$  dans Gargamelle remplie de fréon et dans le même domaine d'énergie mais avec une statistique plus faible (10 événements) :

$$\sigma(\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda) = 1.3 \begin{matrix} + 0.9 \\ - 0.7 \end{matrix} \times 10^{-40} \text{ cm}^2 \text{ (réf. IV-8)}$$

Cette valeur est compatible avec celle trouvée dans le présent travail ( $\sigma = (1.80 \pm 0.60) \times 10^{-40} \text{ cm}^2$ ).

Nous avons représenté sur la Fig. IV-7 la section efficace totale pour différentes valeurs du paramètre  $M_A$ .

### C.3 - RAPPORT DES SECTIONS EFFICACES $\Delta S=0$ et $\Delta S=1$

$$R = \frac{\sigma(\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda)}{\sigma(\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ n)}$$

Le nombre d'événements pour les 2 réactions a été calculé pour le volume fiduciaire défini au chapitre I. Le nombre d'événements correspondant à la réaction élastique  $\Delta S = 0$  :  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ n$  a été trouvé égal, toutes corrections effectuées, à :

$$N_{\Delta S=0} = 918$$

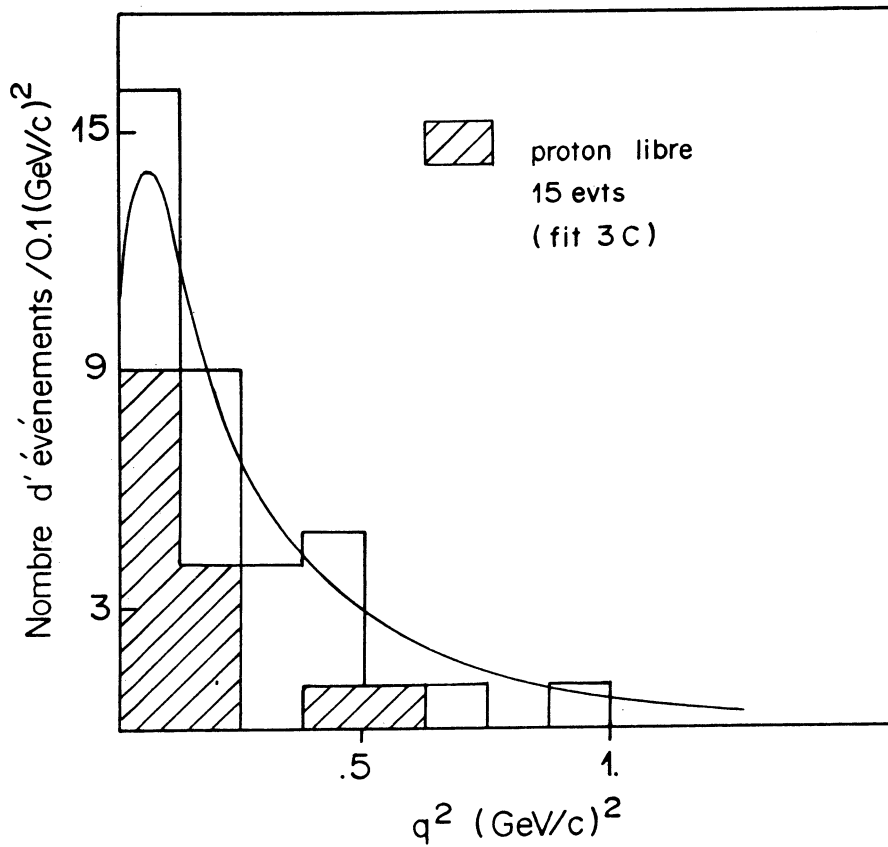
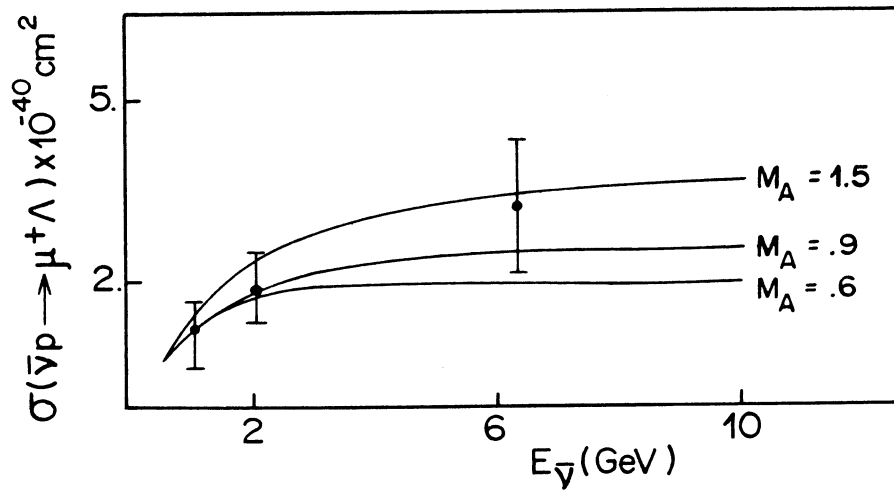


Figure IV-7

Section efficace différentielle et totale pour la réaction  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+\Lambda$

Le nombre de candidats à la réaction  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda$  est de 24 dans le volume fiduciaire dont 3 ont une énergie de l'antineutrino inférieure à 1 GeV. Il nous reste donc 21 candidats qu'il faut corriger pour l'efficacité de scanning (97 %), l'efficacité de détection (89 %), la probabilité pour que le  $\Lambda$  fasse une diffusion avant de se désintégrer (4 %), la non-visibilité d'une des 2 traces de désintégration (8 %) et finalement la probabilité de désintégration du  $\Lambda$  suivant le mode neutre (35.8%) :

$$N_{\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda} = 21 \times 1.04 \times 1.08 \frac{1}{.89} \frac{1}{.97} \frac{1}{.642} = 42.5 \pm 6.5$$

d'où

$$\frac{N_{\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda}}{N_{\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ n}} = \frac{42.5 \pm 6.5}{918 \pm 29} = (4.6 \pm 1.9) \%$$

La théorie de Cabbibo prédisait pour  $E_{\bar{\nu}} > 2$  GeV une valeur de R comprise entre 2.6 % et 4.5 % (voir chapitre IV-1 et figure IV-1). Bien que nous ayons dans notre lot une grande part d'événements avec  $E_{\bar{\nu}} < 2$  GeV la valeur expérimentale trouvée ici est en accord avec la valeur de R donnée par la théorie de Cabbibo.

#### C.4 - POLARISATION DU $\Lambda$ DANS LA REACTION $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda$

Pour cette étude, nous avons utilisé le lot de 45 événements élastiques  $\bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda$ . Nous avons calculé dans le système du  $\Lambda$  les angles  $\theta_L, \theta_P, \theta_T$  du proton suivant le système d'axe ( $\vec{e}_L, \vec{e}_P, \vec{e}_T$ ) donné dans le chapitre IV-1 et porté les cosinus de ces angles sur la fig. IV-8. Pour chaque courbe, nous avons fait un ajustement suivant une méthode de maximum de vraisemblance sur les distributions théoriques

$$L_j = \prod_{i=1}^{45} f_i(\alpha P_j, \cos \theta_j) = \prod_{i=1}^{45} \frac{1}{2} (1 + \alpha P_j \cos \theta_j)$$

$j = L, P, T$                        $P_j =$  polarisation suivant la direction  $j$   
 $\alpha = 0.647 \pm 0.013$  paramètre d'asymétrie pour la désintégration  $\Lambda \rightarrow p \pi^-$

Les ajustements sur les 3 distributions  $\cos\theta_L$ ,  $\cos\theta_P$ ,  $\cos\theta_T$  ont donné les résultats suivants :

$$P_L = -0.06 \pm 0.44$$

$$P_T = 0.29 \pm 0.41$$

$$P_P = 1.05 \pm 0.30$$

Les quantités  $P_L$  et  $P_T$  sont compatibles avec zéro, alors que  $P_P$  polarisation dans le plan de la réaction et perpendiculaire à la direction du  $\Lambda$  est différente de zéro à 3 écarts.

Les polarisations théoriques  $P_L$  et  $P_P$  (chapitre IV-1) doivent être intégrées sur le flux d'antineutrinos incidents et sur la distribution en  $q^2$  pour pouvoir être comparées aux polarisations mesurées. Les polarisations théoriques ont été calculées avec  $M_A = M_V = .84$  GeV et  $F'_T = 0$  ( $F'_T = 0$  est donné par l'hypothèse de l'invariance par T). Les polarisations théoriques  $P_L$  et  $P_P$  ainsi obtenues sont représentées par les droites sur la figure IV-8.

Nous avons ensuite calculé les variations des polarisations théoriques  $P_L$  et  $P_T$  en fonction du paramètre  $F'_T/F'_A$  (on a toujours conservé  $M_A = M_V = 0.84$  GeV) (Figure IV-9).

Bien que les polarisations mesurées  $P_L$  et  $P_P$  soient affectés de grandes erreurs, on peut remarquer qu'elles sont compatibles avec les valeurs théoriques pour  $F'_T = 0$ , ce qui confirmerait l'absence de courants de seconde classe dans le domaine d'énergie utilisé.

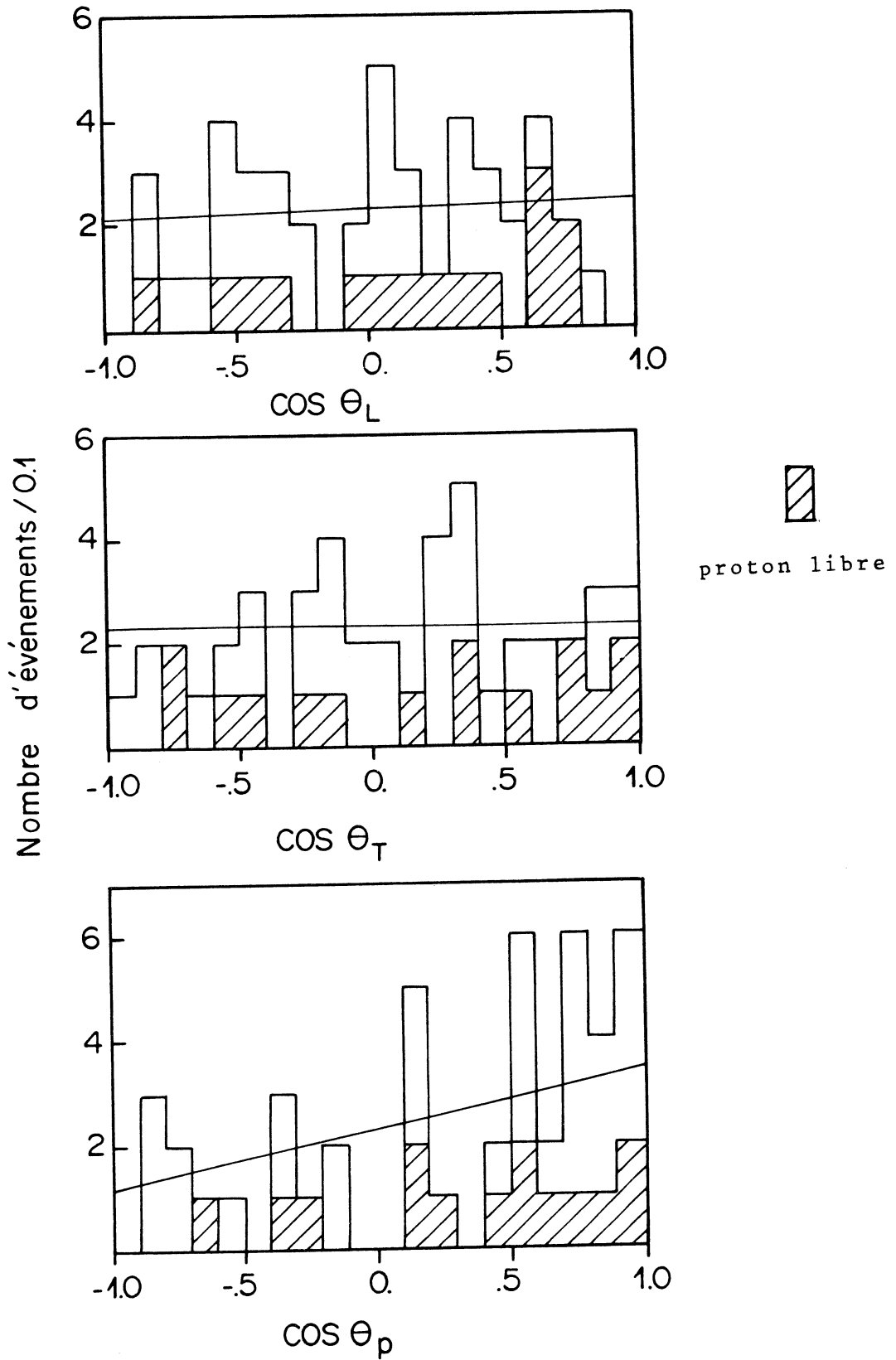


Figure IV-8

Cosinus des angles  $\theta_L$ ,  $\theta_p$ ,  $\theta_T$  du proton dans le système d'axes ( $\vec{e}_L$ ,  $\vec{e}_p$ ,  $\vec{e}_T$ )

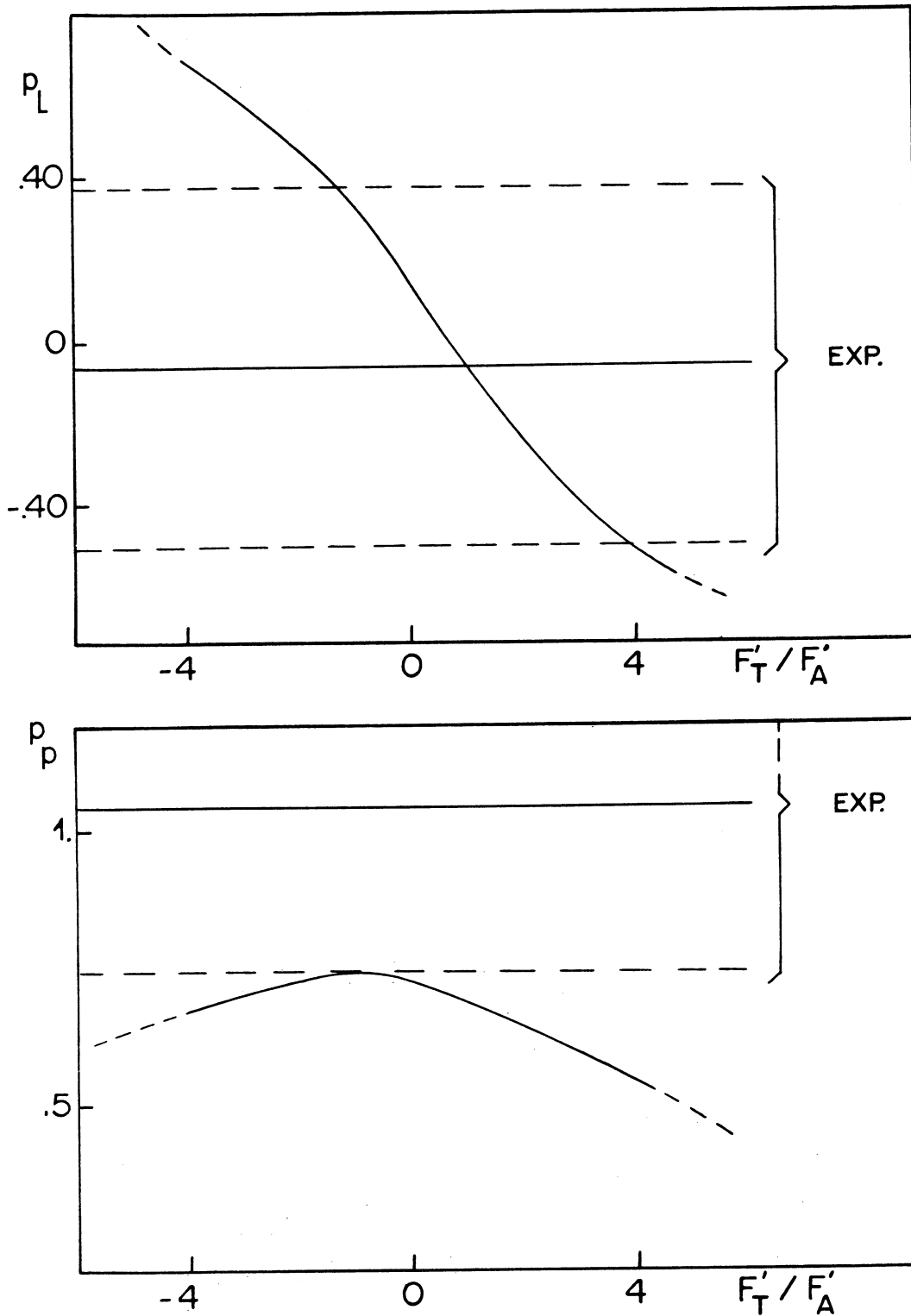


Figure IV-9

Polarisations théoriques  $P$  et  $P_T$  en fonction du rapport  $F'_T/F'_A$

## CHAPITRE V

Le rapport  $R = \sigma(n)/\sigma(p)$  a déjà été mesuré plusieurs fois en chambre à bulles pour des réactions courant chargé induites par des neutrinos d'énergie inférieure à 20 GeV (réf. V-1). Toutefois ce rapport ( $R_{\bar{\nu}}$ ) n'a jamais été mesuré dans le cas de l'antineutrino à cause des faibles statistiques disponibles. Nous présentons ici un calcul de  $R_{\bar{\nu}}$  à l'aide d'un ajustement à 8 contraintes, à partir d'une statistique de 2262 événements "courant chargé".



## A. - DEFINITION DU LOT D'INTERACTION

### A.1 - SOLUTION DES EVENEMENTS

Pour cette étude nous avons pris tous les candidats courant chargé présentant les caractéristiques suivantes :

a) Le vertex de l'interaction primaire est situé dans le volume fiduciaire.

b) L'événement présente au moins un candidat  $\mu^+$  c'est-à-dire une trace positive sortante ( $L^+$ ) ou se désintégrant ( $D^+$ ). Dans le cas où il y a plusieurs trace  $L^+$ , la plus énergétique est prise comme candidat  $\mu^+$ .

c) L'impulsion résultante des particules finales a sa composante sur l'axe de "x" (direction du faisceau  $\bar{\nu}$ ) supérieure à 0.6 GeV/c (élimination des traces entrantes).

d) L'énergie totale visible est supérieure à 1 GeV (suppression des événements courant neutre du type  $\bar{\nu}p \rightarrow \bar{\nu} \pi^+ n$  où le  $\pi^+$  simule un  $\mu^+$ )

e) Dans les photos présentant plusieurs événements candidats chargés, seul celui en amont de la chambre est pris en compte.

### A.2 - BRUIT DE FOND

La contamination de neutrinos dans le faisceau d'antineutrino étant de l'ordre de 0.2%, nous avons négligé ce bruit de fond. La contamination de notre lot, par des événements courant neutre ( $\bar{\nu}p \rightarrow \nu \pi^+ \mu$ ) ou d'interaction de neutron ( $np \rightarrow nn \pi^+$ ) où le  $\pi^+$  simule un  $\mu^+$ , a été évalué à partir des événements avec un  $\pi^+$  clairement reconnu (interaction, désintégration caractéristique). Cette contamination a été trouvée de l'ordre de 3%.

### A.3 - PERTE D'EVENEMENTS

L'efficacité de scanning de nos événements dépend fortement du type d'événements dans un cas seulement. Ainsi les événements élastiques ( $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ n$ ) ont une efficacité de scanning bien infé-

rieure aux événements présentant plusieurs traces au vertex. Nous avons vérifié que tous les événements sauf les événements élastiques ont des efficacités de scanning sensiblement égales ( $\approx 99\%$ ) alors que les interactions élastiques n'ont qu'une efficacité de scanning de 93%. Nous avons donc corrigé notre lot d'événements séparément pour les 2 types d'événements.

## B. - SEPARATION DES EVENEMENTS SUR PROTON ET NEUTRON

### B.1 - DIAGRAMME Q-P

Nous avons utilisé pour calculer le rapport  $\sigma(n)/\sigma(p)$  la méthode de M. Haguenaer (réf. V-2) complété par B. Degrange et all. (réf. V-3).

Pour chaque événement satisfaisant aux coupures, nous relevons la charge totale visible (Q) ainsi que le nombre de protons visibles (P).

Dans la plupart des cas le proton est reconnu (s'arrêtant dans la chambre,  $S^+$ ). Les traces positives ( $L^+, I^+$ ) ambiguës sont considérées comme protons.

Si nous appelons  $Q_p$  et  $P_p$  la charge totale et le nombre total de protons de l'événement "propre" initial avant toute réinteraction de l'une quelconque des particules finales, toutes les réactions possibles pourront alors se mettre sur le diagramme (Q,P) suivant :

1	$\bar{\nu}n \rightarrow \mu^+ p \pi^- \pi^-$ $\bar{\nu}n \rightarrow \mu^+ p \pi^- \pi^- \pi^0$ $\bar{\nu}n \rightarrow \mu^+ p \pi^- \pi^- (\dots)$	$\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ p \pi^- \pi^+ \pi^+$ $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ p \pi^- \pi^0$ $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ p \pi^-$ $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ p \pi^- \pi^0 \pi^0$ $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ p \pi^- (\dots)$
0	$\bar{\nu}n \rightarrow \mu^+ n \pi^-$ $\bar{\nu}n \rightarrow \mu^+ n \pi^- \pi^0$ $\bar{\nu}n \rightarrow \mu^+ n \pi^- \pi^0 \pi^0$ $\bar{\nu}n \rightarrow \mu^+ n \pi^- \pi^+ \pi^-$ $\bar{\nu}n \rightarrow \mu^+ n \pi^- (\dots)$	$\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ n$ $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ n \pi^0$ $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ n \pi^0 \pi^0$ $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ n \pi^+ \pi^-$ $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ n \pi^0 \pi^0 \pi^0$ $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ n \pi^0 \pi^+ \pi^-$ $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ n (\dots)$
	0	1

TABLEAU V-1

Mis à part les 23% de réactions qui ont lieu sur proton libre, toutes les réactions ont lieu sur des nucléons du noyau. Les hadrons issus de la réaction peuvent réinteragir dans ce même noyau et par la suite modifier les nombres Q et P de la réaction initiale.

Nous avons porté sur le tableau n° V-2 le diagramme Q-P de nos événements restant après les coupures, et après la correction pour l'efficacité de scanning. Le problème consiste donc à calculer à partir de ce diagramme (Q,P) les populations des 4 cases initiales.

Les effets modifiant la configuration initiale du diagramme Q, P sont :

- Effets liés aux nucléons
  - réinteraction du nucléon
  - absorption du nucléon
  - non visibilité d'un proton de basse énergie
- Effets liés aux mésons  $\pi$ 
  - réinteraction ou absorption du  $\pi$

Les effets liés aux nucléons ne modifient pas la quantité  $M = Q - P$ . Les événements initiaux ne sont donc déplacés que sur une même diagonale ( $\Delta M = 0$ ). Au contraire les effets liés aux mésons  $\pi$  (absorption, échange de charge ou production de  $\pi$ ) sont des effets à transitions non diagonales ( $\Delta M \neq 0$ ).

## B.2 - EFFETS LIÉS AUX NUCLEONS - TRANSITIONS DIAGONALES

Les transitions diagonales ne sont liées qu'à une variation du nombre de protons dans la réaction initiale. Ces transitions font suite à 2 effets supposés indépendants :

- i) l'émission de protons
- ii) l'absorption ou la non visibilité du proton de la réaction initiale

Nous appellerons :

-  $P_0, P_1, P_2, P_3, P_{\geq 4}$  les probabilités respectives d'émettre 0, 1, 2, 3,  $\geq 4$  protons supplémentaires ( $\sum P_i = 1$ )

nombre de protons (P)	9										
	8										1
	7								1		1
	6						1		1		
	5						1	4	8	1	
	4					4	10	13	1		
	3			2	7	33	74	4			
	2		2	10	81	149	5	1			
	1	1	10	330	338	28	1				
	0	1	227	961	12						
	-1	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	charge totale (Q)										

Tableau V-2

Répartition des événements expérimentaux dans le diagramme Q-P

- p la probabilité pour que le proton de la réaction initiale ne soit pas détecté (absorbé ou non visible à cause de son énergie trop faible).

Le fait qu'un proton ne soit pas détecté entraîne une transition  $\Delta Q = -1$  de la réaction initiale. Or la probabilité de non détection du proton ne peut intervenir que si la réaction initiale comporte un proton dans l'état final. Nous avons donc à distinguer dans les transitions diagonales les réactions à neutron final et celles à proton final. Les probabilités de transitions  $\Delta Q = -1, 0, 1, 2, 3, \geq 4$  peuvent être résumées dans le tableau suivant (Tableau V-3).

$\Delta Q$	Canaux à proton final	Canaux à neutron final
-1	$P_0 p$	
0	$P_0 (1-p) + P_1 p$	$P_0$
1	$P_1 (1-p) + P_2 p$	$P_1$
2	$P_2 (1-p) + P_3 p$	$P_2$
3	$P_3 (1-p) + P_4 p$	$P_3$
$\geq 4$	$P_{\geq 4} (1-p)$	$P_{> 4}$

Tableau V-3

Cette écriture des probabilités de transition est possible si les quantités  $P_0, P_1, P_2, P_3, P_{\geq 4}, p$  sont indépendantes de la diagonale. Pour vérifier cette hypothèse nous allons comparer le nombre moyen de protons des réactions à  $0\pi^0, 1\pi^0, 2\pi^0$  ou  $\pi^+\pi^-$ . Nous avons porté ces résultats dans le tableau ci-dessus (tableau V-4).

nb. de protons réactions	0	1	2	3	4	5	>6	nb. moyen	$\sigma$
$\mu^+ + np$	735	266	105	59	10	5	2	0.62	0.97
$\mu^+ \pi^0 + np$	154	48	29	10	3	1	0	0.62	0.97
$\mu^+ 2\pi^0 + np$	14	4	3	0	0	1	0	0.59	0.97
$\mu^+ \pi^+ \pi^- + np$	40	12	7	3	0	1	0		

Tableau V-4

On constate que le nombre moyen de protons est peu dépendant de la multiplicité en  $\pi^0$ . De plus l'allure de la distribution en multiplicité de protons est semblable pour tous les canaux. Ceci nous conduit à faire l'hypothèse que le nombre de protons émis au vertex est peu dépendant de la multiplicité en  $\pi$ . En fait dans le cas considéré nous n'avons pris qu'un système de  $\pi$  neutre et nous supposerons en plus que les protons (autre que celui de réaction) émis au vertex sont indépendants de la charge du système de  $\pi$ .

B.3 - EFFETS LIES AUX MESONS  $\pi$ -TRANSITIONS NON DIAGONALES

Les effets liés aux mésons  $\pi$  sont en général des effets à  $\Delta M \neq 0$ . Ces effets sont les suivants :

- Absorption d'un  $\pi^+$  ( $\Delta M = - 1$ ) ou d'un  $\pi^-$  ( $\Delta M = + 1$ )
- Echange de charge

$$\left. \begin{array}{l} \pi^+ n \rightarrow p \pi^0 \\ \pi^- p \rightarrow n \pi^0 \end{array} \right\} (|\Delta M| = 1)$$

- production de  $\pi$  chargé ( $|\Delta M| = 1$ )

Ces effets peuvent être chiffrés en utilisant les résultats de l'expérience antiproton Gargamelle (réf. V-4) réalisée dans un liquide comparable. Ces résultats ont été portés dans le tableau suivant :

	Prob. normalisée pour toutes les interactions (réf. V-5)
Absorption $\pi^\pm$	$0.24 \pm 0.04$
Echange de charge ( $\pi^+ \rightarrow \pi^0$ ) ( $\pi^0 \rightarrow \pi^+$ )	$0.10 \pm 0.03$
Echange de charge ( $\pi^- \rightarrow \pi^0$ ) ( $\pi^0 \rightarrow \pi^-$ )	$0.13 \pm 0.03$

Tableau V-5



Les quantités portées sur ce tableau sont des probabilités relatives à toutes les interactions possibles. Il nous faut donc introduire un paramètre supplémentaire  $\alpha_\pi$  qui est la probabilité d'interaction d'un pion. En fait, ce paramètre est une moyenne de la probabilité d'interaction pour le spectre d'impulsion des  $\pi$ .

Nous pouvons maintenant calculer la probabilité pour qu'un  $\pi_0^\pm$  provoque une transition  $\Delta M = \pm 1$

$$\text{ainsi } P_{\Delta M=-1}^{\pi^+} = \alpha_\pi \left[ \begin{array}{cc} (0.24 \pm 0.04) & + & (.10 \pm 0.03) \\ \downarrow & & \downarrow \\ \text{Absorption du } \pi^+ & & \text{Echange de charge } \pi^+ \rightarrow \pi^0 \end{array} \right]$$

$$\text{de même } P_{\Delta M=+1}^{\pi^-} = \alpha_\pi \left[ (0.24 \pm 0.04) + (.13 \pm 0.03) \right]$$

$$P_{\Delta M=+1}^{\pi^+} = P_{\Delta M=-1}^{\pi^-} = 0$$

$$P_{\Delta M=-1}^{\pi^0} = \alpha_\pi \left[ (0.13 \pm 0.04) \right]$$

$$P_{\Delta M=+1}^{\pi^0} = \alpha_\pi \left[ (0.10 \pm 0.03) \right]$$

Nous aurions encore à inclure dans nos expressions la probabilité de création d'un pion supplémentaire de signe opposé au pion initial. Nous n'en avons pas tenu compte car elle est faible  $P \approx (1 \pm 1)\%$  (réf. V-3).

C. - METHODE DE CALCUL

C.1 - POPULATION DES CASES INITIALES

Le but de notre calcul est de retrouver à partir de la répartition des événements dans le diagrammes Q-P (tableau V-2) les populations des 4 cases initiales (fig. V-1).

En appelant  $N_{nn}$ ,  $N_{np}$ ,  $N_{pn}$  et  $N_{pp}$ , le nombre d'événements ayant lieu sur noyau, la population corrigée des cases initiales sera la suivante :

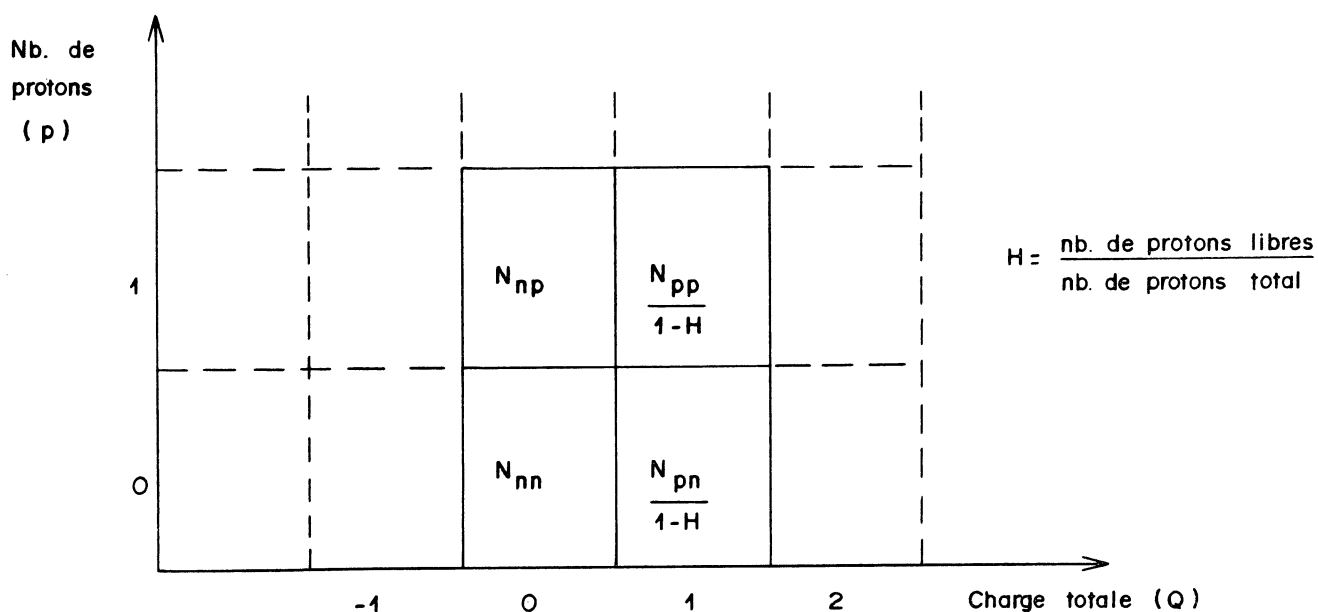


Figure V-1

Répartition du nombre d'événements initial

Ces quatre quantités constitueront 4 inconnues dont 3 seulement seront indépendantes, le nombre total d'événements étant fixé.

C.2 - PROBABILITE DE TRANSITIONS NON DIAGONALES

A partir des multiplicités moyenne en  $\pi$  des 3 diagonales "principales"  $M = -1, 0, 1$  (Tableau n° V-6), nous pouvons calculer les quantités  $P_i$  suivantes :

$$P_i(\Delta M=-1) = \langle n_{\pi^+} \rangle_i \times (P_{abs}^{\pi^+} + P_{ech}^{\pi^+}) + \langle n_{\pi^0} \rangle_i P_{ech}^{\pi^-}$$

$$P_i(\Delta M=+1) = \langle n_{\pi^-} \rangle_i \times (P_{abs}^{\pi^-} + P_{ech}^{\pi^-}) + \langle n_{\pi^0} \rangle_i \times P_{ech}^{\pi^+}$$

avec :

$P_i(\Delta M=\pm 1)$  : proportion d'événements de la diagonale  $i$  qui font une transition non diagonale ( $\Delta M=\pm 1$ )

$\langle n_{\pi^0} \rangle_i$  : multiplicité moyenne en  $\pi^0$  de la diagonale  $i$  (Tableau V-6)

$P_{abs}^{\pi^\pm}$  : probabilité d'absorption du  $\pi^+$  ou  $\pi^-$

$P_{ech}^{\pi^\pm}$  : probabilité d'échange de charge ( $\pi^+ \leftrightarrow \pi^0$ ), ( $\pi^- \leftrightarrow \pi^0$ )

diagonale M=Q-P	multiplicité moyenne		
	$\langle n_{\pi^-} \rangle$	$\langle n_{\pi^0} \rangle$	$\langle n_{\pi^+} \rangle$
H = - 1	2.03 ±0.44	0.85 ±.20	0.03 ±0.03
H = 0	1.02 ±.05	.31 ±0.03	0.03 ±0.01
H = 1	0.06 ±0.01	.28 ±.02	0.06 ±0.01

Tableau V-6

### C.3 - AJUSTEMENT

#### a) Position du Problème

Nous sommes en présence de 9 inconnues indépendantes :

α) Le nombre d'événement ayant lieu sur noyau :

$N_{nn}, N_{np}, N_{pp}, N_{pn}$  dont trois seulement sont indépendants

β) Les probabilités concernant les transitions diagonales

$P, P_1, P_2, P_3, P_{>4}$

γ) La probabilité d'interaction du  $\pi$  :  $\alpha_\pi$

δ) Nous n'avons pas mentionné les probabilités d'émission ( $R_i$ ) de 0, 1, 2, ... n protons dans les transitions non diagonales. Nous avons pris  $R_0 = R_1 = R_2 = 1/3, R_{>2} = 0$ . Nous avons vérifié que l'ajustement n'était pas sensible à ce genre de variables. Ceci provient du fait que ces probabilités seront encore multipliées par les probabilités de transitions non diagonales (Probabilité d'échange de charge et d'absorption des  $\pi$ ) qui sont de l'ordre de 20%.

#### b) Nombres expérimentaux d'événements

Si dans un événement  $\bar{v}$ , une trace est ambiguë  $\pi^+/P$  (interaction, trace positive qui sort de la chambre) nous lui avons systématiquement assigné l'hypothèse de Masse du proton (voir chap. II). Or nous avons montré que  $(30 \pm 8)\%$  de ces traces ambiguës étaient des  $\pi^+$ . Pour ce type d'événements, nous avons donc, dans 30% des cas, mal réparti les événements dans les cases (Q, P). Ainsi un événement qui devrait se trouver dans la case  $(Q_1, P_1)$  se situera finalement dans la case  $(Q_1, P_1 + 1)$  à cause de cette mauvaise assignation de masse. Nous avons tenu compte dans l'ajustement de la proportion moyenne de fausses identifications de traces.

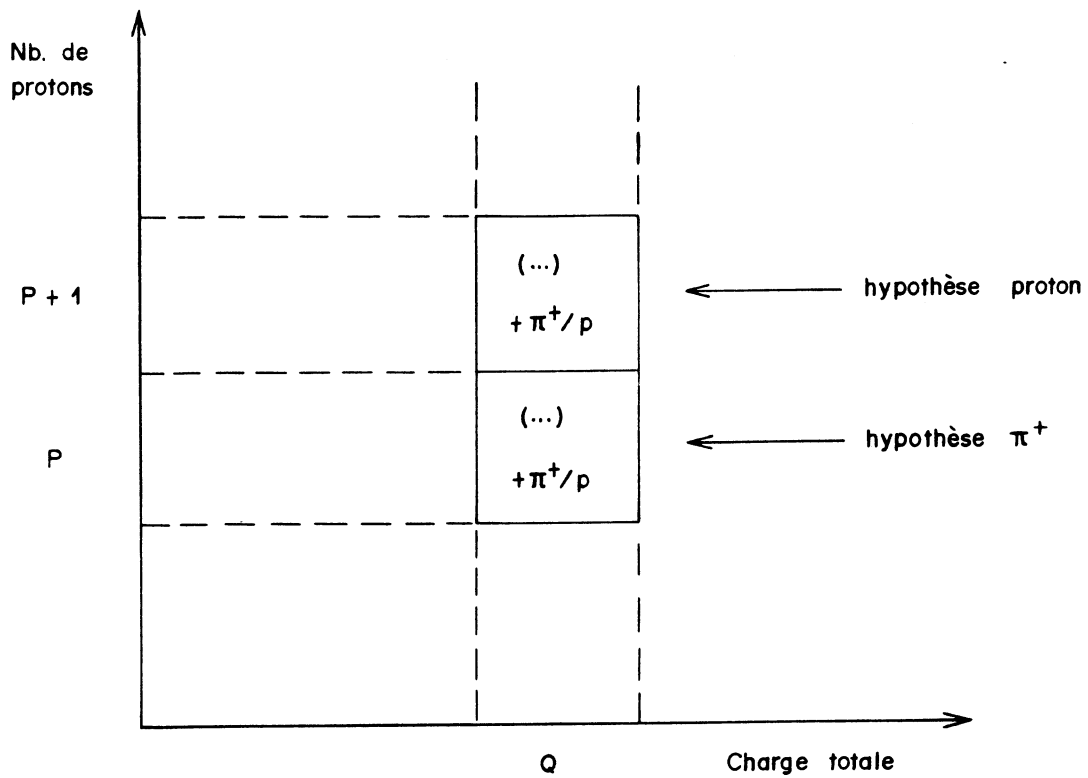


Figure V-2

"Migration" d'événements due à l'ambiguïté  $\pi^+/p$

Nous avons réalisé l'ajustement avec le contenu des cases du tableau n° V-2. Toutefois, nous avons groupé certaines cases quand le nombre d'événements était trop faible.

$M = Q - P$		nombre de données
$M = -2$	toutes les valeurs de $Q$	1
$M = -1$	$Q \leq 0, Q=1, Q=2, Q>2$	4
$M = 0$	$Q=0, Q=1, Q=2, Q=3, Q>3$	5
$M = 1$	$Q=1, Q=2, Q=3, Q=4, Q>4$	5
$M = 2$	$Q \leq 3, Q>3$	2

c) Ajustement

A présent nous sommes en présence de 9 inconnues et de 17 données, ce qui conduit à un ajustement à 8 contraintes. L'ajustement est réalisé en maximisant la fonction de vraisemblance suivante :

$$F = \prod_{i=1}^n \left( \frac{N_{QP}^{exp}}{N_{tot}} \right)^{N_{Q,P}^{ajus}}$$

avec  $N_{Q,P}^{ajus}$  : nombre d'événements calculé dans la case (Q,P)

$N_{Q,P}^{exp}$  : nombre d'événements expérimental dans la case (Q,P)

$N_{tot}$  : nombre d'événements total

n : nombre des cases avec lesquelles se fait l'ajustement (n=17)

C.4 - RESULTATS

Les valeurs de  $N_{pn}$ ,  $N_{pp}$ ,  $N_{np}$ ,  $N_{np}$  calculées par l'ajustement à 8 contraintes sont tout d'abord corrigées pour l'excès de protons dans le liquide. Ces quantités sont ensuite corrigées pour le biais introduit par les coupures  $P_x^{tot} > .6 \text{ GeV}/c$ , et  $E_\nu > 1 \text{ GeV}/c$ . En effet ces coupures sont plus importantes pour des événements à neutron final (qui sont les plus nombreuses) qu'à proton final.

Nous avons calculé cette perte en comparant l'énergie visible dans les réactions (de même multiplicité en  $\pi$ ) avec ou sans proton dans l'état final. Finalement nous avons trouvé pour les réactions à neutron final que la perte d'événements due aux coupures sur  $P_x$  et  $E_\nu$  est de :

(7 ± 2)% dans le canal Q=0, P=0

(10 ± 2)% dans le canal Q=1, P=0

On obtient alors les résultats suivants :

$$\frac{\sigma(n)}{\sigma(P)} = 0.37 \pm 0.05 \quad \text{avec } \chi^2 = 9.5$$
$$\text{Prob} = 31\%$$

p absorption et non visibilité du proton

$$p = 0.02 \begin{matrix} + 0.03 \\ - 0.02 \end{matrix}$$

$P_i$  probabilité d'émission de  $i$  protons supplémentaires

$P_0 = .65 \pm 0.02$		$P_0 = .66$	
$P_1 = .26 \pm 0.02$	loi de	} $P_1 = .28$	
$P_2 = .05 \pm 0.02$	Poisson		} $P_2 = .06$
$P_3 = 0.03 \pm 0.02$	de moyenne		
$P_{\geq 4} = 0.01 \begin{matrix} + 0.003 \\ - 0.008 \end{matrix}$	$m = 0.42$		$P_{\geq 4} = 0.001$

On peut remarquer que les probabilités  $P_0, P_1, P_2, P_3, P_{\geq 4}$  sont voisines des probabilités correspondant à une loi de Poisson de moyenne  $m = 0.42$

$\alpha_\pi$  probabilité d'interaction du  $\pi$

$$\alpha_\pi = .66 \pm .20$$

Le nombre d'événements expérimental corrigé et ajusté dans les différentes cases est porté sur le tableau n° V-7.

La comparaison de ces résultats avec la théorie se fera au chapitre VI à la suite de l'étude de la section efficace totale ( $\sigma_{\text{tot}}^v$ ).

nombre de protons (P)	9											
	8											
	7										1	
	6						1			1	1	
	5						1 1	2 4	5 8	1 1		
	4					2 4	10 10	20 13	1 1			
	3			1 2	7 7	32 33	80 74	6 4				
	2		1 2	12 10	91 81	144 149	16 5	1				
	1	1 0	13 10	320 330	333 338	15 28	1					
	0	5 1	223 227	968 961	10 12							
		-1	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
		charge totale (Q)										

Tableau V-7

Répartition des événements ajustés dans le diagramme (Q-P) (entre parenthèses le nombre d'événements expérimental)



Vertical line on the left side of the page.



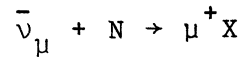
# CHAPITRE VI

## SECTION EFFICACE TOTALE

A. - RAPPELS THEORIQUES

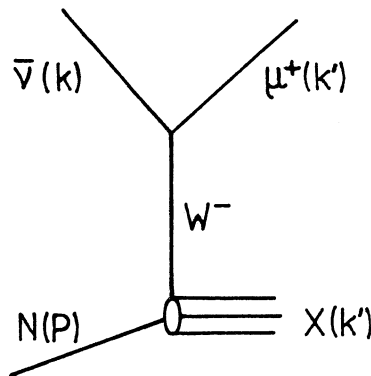
A.1 - SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE

Nous considérons ici les réactions suivantes :



N : nucléon

X : système hadronique final



Comme nous l'avons déjà vu au chapitre III, les interactions d'antineutrinos sont décrites par un Lagrangien phénoménologique  $\mathcal{L}$

$$\mathcal{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} [j_\mu^+ J_\mu + \text{h.c.}]$$

G : constante de Fermi

$J_\mu$  : courant hadronique

$j_\mu$  : courant leptonique

Le Lagrangien étant de la forme courant-courant, on pourra pour le calcul de la section efficace séparer les parties hadronique (non connue) et leptonique (connue)

$$\sigma \sim |T|^2 \sim [j_\mu J_\mu][j_\nu J_\nu] = l_{\mu\nu} W_{\mu\nu}$$

carré de  
l'amplitude  
de transition

Pour la formulation du tenseur décrivant la partie hadronique, nous allons introduire une paramétrisation similaire à celle utilisée dans le cas de la section efficace élastique. Dans cette étude, nous avons introduit 6 facteurs de forme fonction de  $q^2$  seul invariant de Lorentz indépendant dans ce type de réaction. Pour la section efficace totale, nous allons à nouveau écrire le tenseur relatif au courant hadronique en fonction de tous les tenseurs possibles (au total : 6) et des facteurs de formes correspondants. Ces derniers décriront la cinématique des réactions par l'intermédiaire d'invariants de Lorentz indépendants qui sont dans le cas général au nombre de 2 ( $q^2$  et  $\nu = E_{\bar{\nu}} - E_{\mu}$  transfert d'énergie). Soit :

$$\frac{d\sigma}{dq^2 d\nu} = \frac{G^2}{32\pi M} l_{\alpha\beta} W^{\alpha\beta}$$

$$\begin{aligned} l_{\mu\nu} &= \Sigma(\bar{u}(k')\gamma_{\mu}(1+\gamma_5)u(k)\bar{u}(k)\gamma_{\nu}(1+\gamma_5)u(k')) \\ &\quad \text{spin} \\ &\quad \text{des leptons} \\ &= 2 \text{tr}\{k'\gamma_{\mu}k\gamma_{\nu}(1+\gamma_5)\} \\ &= 8\{k'_{\mu}k_{\nu} + k_{\mu}k'_{\nu} - g_{\mu\nu}kk' + i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}k^{\rho}k^{\sigma}\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= (g_{\mu\nu} - \frac{q_{\mu}q_{\nu}}{q^2})W_1 + (P_{\mu} - q_{\mu}\frac{P\cdot q}{q^2})(P_{\nu} - q_{\nu}\frac{P\cdot q}{q^2})\frac{W_2}{M^2} \\ &\quad - i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}P^{\rho}q^{\sigma}\frac{W_3}{2M^2} + q_{\mu}q_{\nu}\frac{W_4}{M^2} + (P_{\mu}q_{\nu} + P_{\nu}q_{\mu})\frac{W_5}{M^2} + (P_{\mu}q_{\nu} - P_{\nu}q_{\mu})\frac{W_6}{M^2} \end{aligned}$$

Comme dans le cas de la section efficace élastique, nous allons simplifier l'expression de  $W_{\mu\nu}$  à l'aide d'hypothèses raisonnables.

- L'invariance par T ( $W_6$  imaginaire pur) ainsi que la relation d'herméticité des courants ( $W_{\mu\nu} = (W_{\mu\nu})^*$ ) nous conduit à  $W_6 = 0$ .

- Les termes en  $q_{\lambda}$  que multiplient les fonctions de structure  $W_4, W_5, W_6$  feront apparaître après contraction des tenseurs  $W_{\mu\nu}$  et  $l_{\mu\nu}$  des termes proportionnels à la masse du muon au carré.

Comme on se place à des transferts  $q^2 \gg m_\mu^2$ , la contribution des termes  $W_4$ ,  $W_5$ ,  $W_6$  pourra être négligée. Le tenseur relatif au courant hadronique s'écrira alors :

$$W_{\alpha\beta} \sim g_{\alpha\beta} W_1(\nu, q^2) + P_\alpha P_\beta \frac{W_2(\nu, q^2)}{M^2} - i \varepsilon_{\alpha\beta\rho\sigma} P^\rho q^\sigma \frac{W_3(\nu, q^2)}{2M^2}$$

et la section efficace différentielle

$$\frac{d\sigma}{dq^2 d\nu} = \frac{G^2 E_\mu}{8\pi M E_\nu} [2 \sin^2 \frac{2\theta}{2} W_1(\nu, q^2) + \cos^2 \frac{2\theta}{2} W_2(\nu, q^2) - \left(\frac{E+E_\mu}{M}\right) \sin \frac{2\theta}{2} W_3(\nu, q^2)]$$

$\theta$  : angle entre la direction du muon et de l'antineutrino incident

$E_\mu$  : énergie du muon

#### A.2 - INVARIANCE D'ECHELLE

L'hypothèse d'invariance d'échelle faite par Bjorken (réf.IV-1) supposait que les fonctions de structure ne dépendaient pas de 2 invariants ( $q^2$  et  $\nu$ ) mais de leur seul rapport. Les sections efficaces sont décrites comme si l'interaction avait lieu sur des particules ponctuelles. Le neutrino incident (ou l'électron) diffuse alors élastiquement et d'une façon incohérente sur l'une de ces particules ponctuelles. Dans le cas de l'antineutrino, les fonctions de structure tendront vers leur limite d'invariance d'échelle dans les conditions suivantes :

$$\nu = E_\nu - E_\mu \rightarrow \infty \quad \text{avec } x = \frac{q^2}{2M\nu} \rightarrow \ell$$

$$q^2 \rightarrow \infty \quad \text{limite finie}$$

Ainsi :

$$\lim W_1(\nu, q^2) = F_1(x)$$

$$\lim \frac{vW_2}{2M} (v, q^2) = F_2(x)$$

$$\lim \frac{vW_3}{2M} (v, q^2) = F_3(x)$$

En posant  $y = \frac{v}{E} = \frac{E_{\bar{\nu}} - E_{\mu}}{E_{\bar{\nu}}}$  la section efficace différentielle s'écrira

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{G^2 ME}{\pi} \left\{ xy^2 F_1(x) + (1-y - y\frac{Mx}{2E}) F_2(x) - y(1 - \frac{y}{2}) x F_3(x) \right\}$$

### A.3 - SECTION EFFICACE TOTALE

La section efficace totale s'obtiendra en intégrant en  $x$  et  $y$  la section efficace différentielle. Comme les fonctions de structure  $F_1, F_2, F_3$  ne dépendent que de  $x$ , on obtiendra :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dy} &= \frac{\pi G^2 E}{\pi} \int_0^1 [y^2 x F_1(x) + (1-y - y\frac{Mx}{2E}) F_2(x) - y(1 - \frac{y}{2}) x F_3(x)] dx \\ &= \frac{G^2 ME}{\pi} [(1-y) + \frac{y^2}{2} A - y(1 - \frac{y}{2}) B] \int_0^1 F_2(x) dx \end{aligned}$$

$$\text{avec } A = \frac{\int_0^1 2x F_1(x) dx}{\int_0^1 F_2(x) dx} \quad B = \frac{\int_0^1 x F_3(x) dx}{\int_0^1 F_2(x) dx}$$

et en négligeant le terme en  $y\frac{Mx}{2E}$

La section efficace totale s'obtiendra alors en intégrant en  $y$  soit :

$$\sigma_{\text{tot}}^{\bar{\nu}} = \frac{G^2 ME_{\bar{\nu}}}{\pi} \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{6} A - \frac{1}{3} B \right] \int_0^1 F_2(x) dx$$

on voit alors apparaître en groupant les termes constants la linéarité de la section efficace totale avec l'énergie de l'antineutrino,

$$\text{soit : } \sigma_{\text{tot}}^{\bar{\nu}} = a E_{\bar{\nu}}$$

Linéarité de  $\langle q^2 \rangle$  en fonction de  $E_{\nu}^{-}$

En fonction des variables dites de scaling  $x = \frac{q^2}{2M_{\nu}}$  et  $y = \frac{\nu}{E}$  le carré du quadri-transfert moyen  $\langle q^2 \rangle$  peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \langle q^2 \rangle &= \langle xy \rangle 2ME \\ &= \frac{\int \frac{d^2\sigma}{dx dy} xy \, dx dy}{\int \frac{d^2\sigma}{dx dy} \, dx dy} \times 2ME \end{aligned}$$

Soit en remplaçant  $\frac{d^2\sigma}{dx dy}$  par son expression (chap. VI-A2)

on aura :

$$\langle q^2 \rangle = 2ME \left( \frac{\frac{G^2 ME}{\pi} \int [x^2 y^3 F_1(x) + xy(1-y)F_2(x) - xy^2(1-\frac{y}{2})x F_3(x)] dx dy}{\frac{G^2 ME}{\pi} \int [xy^2 F_1(x) + (1-y)F_2(x) - y(1-\frac{y}{2})x F_3(x)] dx dy} \right)$$

L'intégration sur  $x$  et  $y$  (de 0 à 1 dans le domaine du scaling) nous conduira finalement à :

$$\langle q^2 \rangle = \alpha E_{\nu} \quad \alpha = \text{constante}$$

ce qui se traduira expérimentalement par une croissance linéaire du quadri-transfert moyen en fonction de l'énergie de l'antineutrino incident.

## B. - DEFINITION DU LOT EXPERIMENTAL

### B.1 - SELECTION DES EVENEMENTS

Nous avons sélectionné ici les mêmes événements que ceux retenus pour l'étude du rapport  $\sigma(n)/\sigma(p)$ . Nous en rappelons ici les principales caractéristiques :

- 1) Le vertex primaire est situé dans le volume fiduciaire ;
- 2) L'événement présente au moins 1 candidat  $\mu^+$  (trace  $L^+$  ou  $D^+$ ) ;
- 3) L'impulsion totale projetée sur une direction parallèle à celle du faisceau est supérieure à 0.6 GeV/c ;
- 4) L'énergie visible est supérieure à 1 GeV ;
- 5) En plus de ces coupures, nous avons rejeté les événements qui avaient une erreur relative sur l'énergie supérieure à 30 %. Ces grandes erreurs proviennent dans la plupart des cas de l'interaction d'une particule ( $\pi$  ou p) très près du vertex de réaction rendant impossible la détermination de l'impulsion de la trace à partir de la courbure

### B.2 - CORRECTIONS POUR LES GAMMAS MANQUANTS

La seule origine possible des gammas pointant sur un vertex d'interaction d'un antineutrino est la désintégration des  $\pi^0$  ( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ). Nous n'envisagerons ici que les événements à 1 ou  $2\pi^0$ . (Aux énergies d'antineutrinos considérées, le nombre d'événements de multiplicité en  $\pi$  supérieure est négligeable).

Nous avons porté sur le tableau VI-1 l'énergie moyenne  $\langle E_\gamma \rangle$  des  $\gamma$  pour les événements à 1, 2, 3 ou  $4\gamma$ . On peut remarquer que cette énergie moyenne est relativement constante en fonction de la multiplicité en  $\gamma$ . Ainsi pour les événements à  $3\gamma$  et à  $1\gamma$



qui signeront dans notre cas des événements respectivement à  $2\pi^0$  et  $1\pi^0$ , nous ajouterons dans le bilan d'énergie au vertex primaire la valeur moyenne  $\langle E_\gamma \rangle$  de l'énergie du  $\gamma$ . Soit :

$$\langle E_\gamma \rangle = .200 \text{ GeV}$$

Nombre de $\gamma$	$1\gamma$	$2\gamma$	$3\gamma$	$4\gamma$
$\bar{E}$ (GeV)	$0.200 \pm 0.021$	$0.213 \pm 0.025$	$0.190 \pm 0.029$	$0.210 \pm 0.029$

T A B L E A U VI-1

Cependant nous faisons une erreur d'environ  $2 \times .200 \text{ GeV}$  dans le bilan d'énergie pour les événements initialement à  $2\pi^0$  qui apparaîtront sous la forme d'un ou deux gammas dans la chambre et que nous prendrons alors pour des événements à  $1\pi^0$ . Nous avons calculé à l'aide de la probabilité de détection du  $\gamma$  ( $P = 0.55 \pm 0.03$ ) et du nombre d'événements à 1, 2, 3 et 4 $\gamma$  le nombre total d'événements à  $1\pi^0$  et  $2\pi^0$  et donc le nombre d'événements à  $2\pi^0$  qui seront signés dans la chambre par 1 ou 2 gammas seulement (voir chapitre II B-3)

Soit :

$$N_{2\pi^0 \rightarrow 2\gamma} \simeq 30$$

$$N_{2\pi^0 \rightarrow 1\gamma} \simeq 18$$

Ce nombre d'événements étant très faible comparé à l'ensemble de la statistique ( $\simeq 2260$ ), nous n'avons pas effectué de correction pour ce type d'événements.

### B.3 - RATTACHEMENT DES NEUTRONS

#### a) Bruit de fond

Seulement 45 % des neutrons émis au vertex d'interaction secondaire interagissent dans le volume visible en donnant une étoile de proton. A partir de l'impulsion et de l'énergie de l'"étoile" de protons on pourrait recalculer l'impulsion du neutron incident. Cette méthode (ajustement OC) est particulièrement indiquée si la plupart des "étoiles" proviennent des interactions de neutrons issus d'une réaction induite par un antineutrino. Dans notre cas, nous n'avons pas pu utiliser cette méthode de rattachement, car nous avons un important bruit de fond de neutrons qui provient essentiellement de 2 sources :

- Le premier bruit de fond de neutron dit bruit de "fond d'équilibre" est dû aux interactions des antineutrinos dans le blindage et dans le corps de chambre. Les interactions de ces neutrons sont distribuées uniformément dans la chambre.

- Le second bruit de fond, le plus important, dit de "skyshine" est constitué par des neutrons entrants par le haut de la chambre dans la partie avant (réf.III-3), du fait d'un défaut dans le blindage. Ce bruit de fond est particulièrement mis en évidence quand on examine la distribution en x du vertex des étoiles de protons qui montre une accumulation de protons en début de chambre (fig. VI-1).

Pour évaluer l'énergie emportée par les neutrons, nous avons utilisé une méthode basée sur un calcul cinématique au vertex d'interaction de l'antineutrino.

#### b) Evaluation de l'énergie emportée par les neutrons

Pour calculer l'énergie  $E_n$  emportée par les neutrons, nous avons adopté la méthode suivante pour chaque événement retenu : nous avons regardé si au vertex primaire il y avait au moins 1 proton d'impulsion supérieure à 240 MeV/c (nous considérons ces protons comme des protons de réaction (voir chapitre III)). Si tel

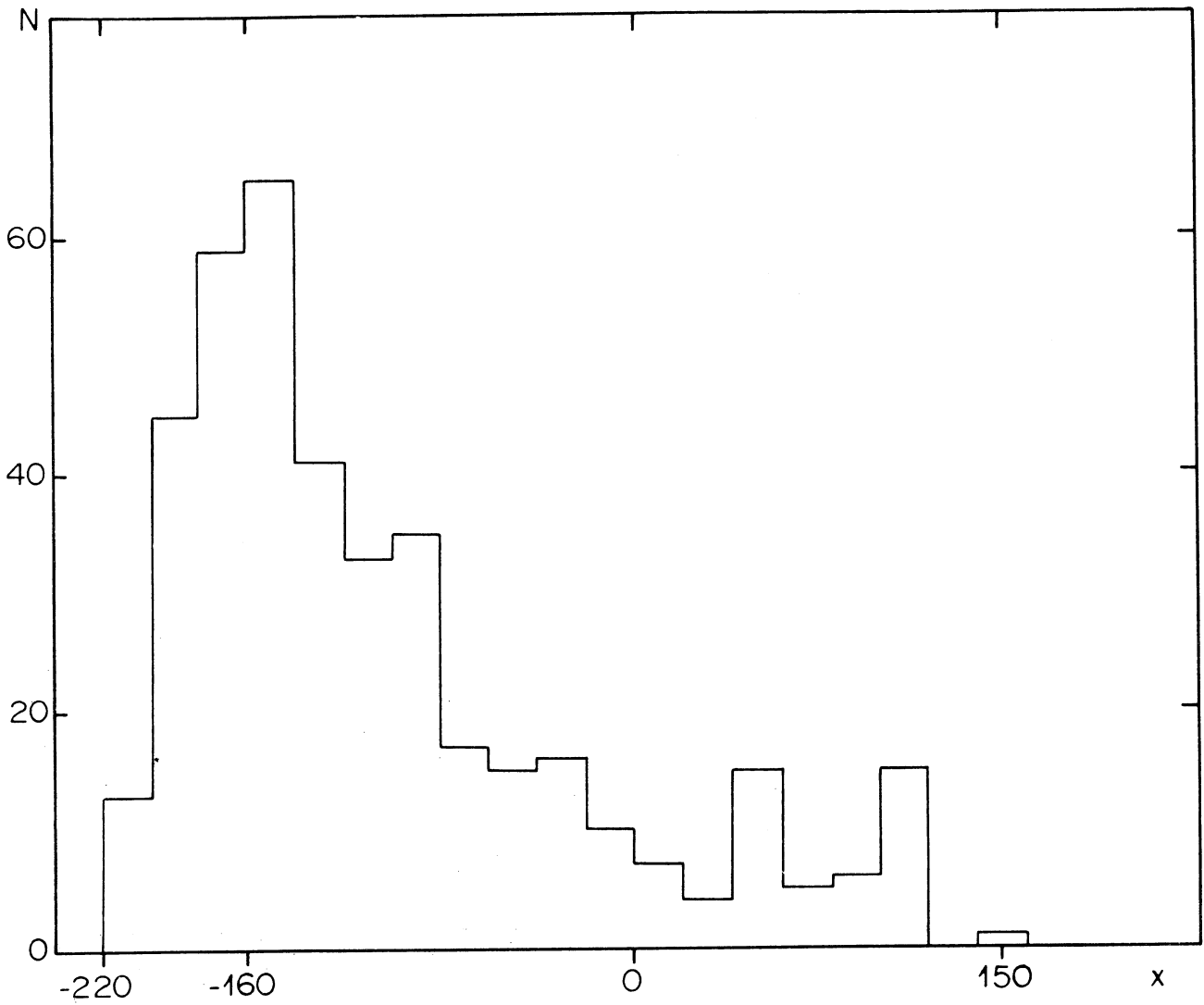


Figure VI-1

Distribution en x du vertex des étoiles de protons observées dans la présente expérience

était le cas, nous avons décidé qu'il n'y avait pas de neutron émis dans la réaction initiale. L'énergie de l'antineutrino sera dans ce cas égale à l'énergie visible. Dans le cas contraire, nous avons décidé qu'il manquait un neutron à la réaction primaire et nous avons calculé son énergie en annulant le moment transverse au vertex d'interaction de l'antineutrino. Nous tiendrons compte lors de l'ajustement final des erreurs introduites par cette méthode.

#### B.4 - EVENEMENTS AVEC UNE ERREUR $\Delta E/E > 30\%$ - EFFICACITE DE SCANNING

Les événements qui présentent une erreur relative sur l'énergie visible (erreurs données par le programme de reconstruction géométrique) supérieure à 30 % sont des événements dont une ou plusieurs traces sont très courtes (traces sortant au bout d'un faible parcours du volume visible, traces interagissant très près du vertex de création) et dont l'impulsion devient difficilement mesurable par la courbure avec une bonne précision. La perte d'événements due à cette coupure sur  $\Delta E/E$  est égale à 1%. Nous avons également corrigé notre lot pour l'efficacité de scanning qui a été trouvée égale à 97,3 %. Nous avons vérifié qu'elle était relativement indépendante de l'énergie.

#### B.5 - CONTAMINATION PAR DES EVENEMENTS COURANTS NEUTRES

Un  $\pi^+$  (ou un p) d'une réaction courant neutre peut simuler un  $\mu^+$  s'il sort de la chambre sans interagir. Nous avons déjà calculé au chapitre III le bruit de fond dû aux courants neutres dans la réaction élastique  $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+n$ . Nous avons procédé d'une manière identique pour le lot d'événements "courant chargé inclusif"; c'est-à-dire nous avons calculé à partir du lot des candidats courant neutre ( $\bar{\nu}p \rightarrow \bar{\nu}\pi^+\chi$ ,  $\bar{\nu}p \rightarrow \bar{\nu}\chi$ ) où les hadrons sont identifiés par une interaction dans la chambre, la probabilité pour que ce hadron sorte de la chambre sans interagir. Nous avons alors calculé la probabilité moyenne pour qu'un hadron

d'un événement courant neutre simule un muon et à postériori le nombre d'événements de bruit de fond après avoir appliqué les coupures  $E_{\bar{\nu}} > 1 \text{ GeV}$  et  $P_{\text{tot}}^x > 0.6 \text{ GeV}/c$ . (Nous avons recalculé l'énergie de l'antineutrino par la méthode décrite dans le présent chapitre). Nous trouvons une contamination de 99 événements courant neutre dans notre lot expérimental. Nous avons réparti ces événements suivant la distribution des événements courant neutre en  $E_{\bar{\nu}}$  et  $q^2$  (Nous avons calculé  $E_{\bar{\nu}}$  et  $q^2$  en supposant que le hadron reconnu est un  $\mu^+$ )

#### B.6 - AMBIGUITE $\pi^+/p$

Nous avons trouvé (au chapitre II) que toutes les traces  $I^+$  qui restaient ambiguës après toutes les possibilités d'exclusion (interaction caractéristique  $pp \rightarrow pp$ , rayons  $\delta$  visibles sur la trace) ne comportaient que 30 % de  $\pi^+$ . Dans notre cas, nous avons considéré que toutes les traces ambiguës  $\pi^+/p$  étaient des protons ce qui nous induit, dans le cas où la trace est un  $\pi^+$  de  $1 \text{ GeV}/c$  un défaut de  $\approx 430 \text{ MeV}$  dans le bilan d'énergie totale. Nous discuterons après l'ajustement de l'importance de cet effet.

#### C. - AJUSTEMENT - RESULTATS

Nous avons porté sur la figure VI-4 la valeur de la section efficace totale (expérimentale) dans les différents intervalles d'énergie  $E_{\bar{\nu}}$ .

Nous avons réalisé avec ces événements un ajustement linéaire de la section efficace totale en fonction de  $E_{\bar{\nu}}$  de deux manières différentes :

- ajustement à 2 paramètres  $\sigma = aE_{\bar{\nu}} + b$
- ajustement à 1 paramètre  $\sigma = a'E_{\bar{\nu}}$

Ces ajustements ont été réalisés en tenant compte de la distribution des erreurs (erreurs de mesure + erreur due à la méthode de rattachement des neutres) d'une manière statistique.

Pour connaître la distribution des erreurs, nous avons généré suivant leur dynamique propre (Tableau VI-2) les 4 réactions qui constituent à 80 % notre lot d'événements. Nous avons généré ces 4 réactions sur les nucléons des différents noyaux (donc avec un moment de Fermi) et sur l'hydrogène. Nous avons ensuite "déformé" les réactions ayant lieu sur un nucléon du noyau pour tenir compte des effets nucléaires (absorption, réintéraction) à l'aide du programme Monte-Carlo décrit au chapitre III. Chaque  $\pi^0$  qui est émis est considéré comme se désintégrant en  $2\gamma$  d'énergie égale ( $E_\gamma = \frac{E_\pi}{2}$ ) faisant un angle  $\theta_{\gamma\gamma}$  défini par  $\cos\theta_{\gamma\gamma} = 1 - 2\frac{m_\pi^2}{E_\pi^2}$ .

TYPE DE REACTION	ELEMENT DE MATRICE
<u>Réaction élastique</u> $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ n$ ( $\approx 40 \%$ )	$\frac{d\sigma}{dq^2}$ théorique (voir chapitre III)
<u>Réactions à <math>1\pi</math></u> $\bar{\nu}n \rightarrow \mu^+ n\pi^0$ ( $\approx 11 \%$ ) $\bar{\nu}n \rightarrow \mu^+ n\pi^-$ ( $\approx 16 \%$ ) $\bar{\nu}p \rightarrow \mu^+ p\pi^-$ ( $\approx 13 \%$ )	proportionnel à : (réf. VI-3) - $E_\nu^-$ (voir fig. VI-2) - $\frac{d\sigma}{dq^2}$ théorique ( $\bar{\nu}p \rightarrow \mu N$ ) - $W_{BW}$ [Breit et Wigner $\Delta_{\frac{3}{2}, \frac{3}{2}}$ ]

T A B L E A U VI-2

De plus nous avons généré chaque  $\gamma$  avec une probabilité de 55 % d'être détecté. La dernière étape consistait à déformer

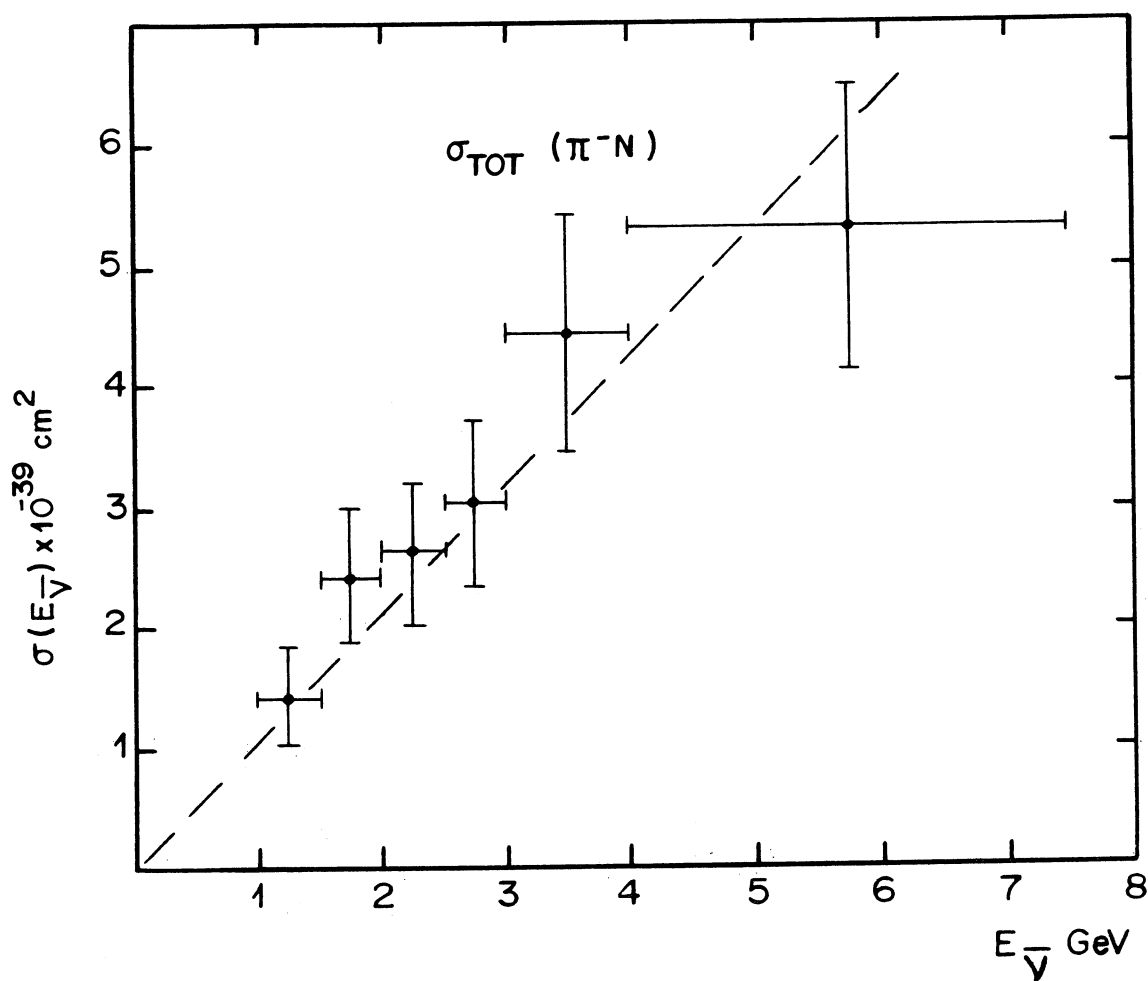


Figure VI-2 (réf. VI-3)

Section efficace expérimentale en fonction de l'énergie.  
Cette section efficace a été ajustée suivant une droite dans le domaine d'énergie considéré. Bien que cette forme soit fautive théoriquement elle constitue néanmoins une manière particulièrement commode de pondérer nos événements générés.

les caractéristiques cinématiques des particules en tenant compte pour chaque type de particules ( $\mu, \pi, p, \gamma$ )<sup>\*</sup> de leurs distributions d'erreurs ( $\Delta(\frac{1}{p})$ ,  $\Delta\lambda$ ,  $\Delta\phi$ ) données par le programme de reconstruction géométrique.

Nous calculons alors pour ces 4 réactions (réaction élastique + 3 réactions à  $1\pi$ ), la quantité :

$$\Delta E = E_{\text{vrai}} - E_{\text{cal}}$$

$E_{\text{vrai}}$  : Energie de l'antineutrino

$E_{\text{cal}}$  : Energie de l'antineutrino recalculée par la méthode décrite dans le présent chapitre

La quantité  $\Delta E$  intégrée sur le spectre d'antineutrino a été représentée sur la fig. VI-3. En faisant l'approximation que cette distribution est gaussienne nous pourrions dire que la probabilité pour que l'énergie de l'antineutrino vraie soit  $E_{\nu}^{-i}$ , alors que la valeur calculée est  $E_{\nu}^{-}$  est donnée par :

$$P(E_{\nu}^{-}, E_{\nu}^{-i}) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(E_{\nu}^{-} - E_{\nu}^{-i} - \langle \Delta E \rangle)^2}{2\sigma^2}}$$

$\sigma$  étant la "largeur" de la distribution pour la valeur de  $E_{\nu}^{-}$  considérée ( $\sigma$  est une fonction de  $E_{\nu}^{-}$ ) et  $\langle \Delta E \rangle$  la moyenne de la distribution  $\Delta E$  (fig. VI-3).

Il nous faut à présent évaluer la variation de  $\sigma$  en fonction de  $E_{\nu}^{-}$ . A cet effet nous avons calculé l'écart type de la distribution  $\Delta E$  pour plusieurs valeurs de  $E_{\nu}^{-}$  et nous en avons déduit la paramétrisation suivante pour  $\sigma$

$$\sigma \approx 0.16 E_{\nu}^{-}$$

\* Pour le proton nous avons considéré 2 cas :

- 1) proton d'impulsion supérieure à 240 MeV/c
- 2) proton d'impulsion inférieure à 240 MeV/c



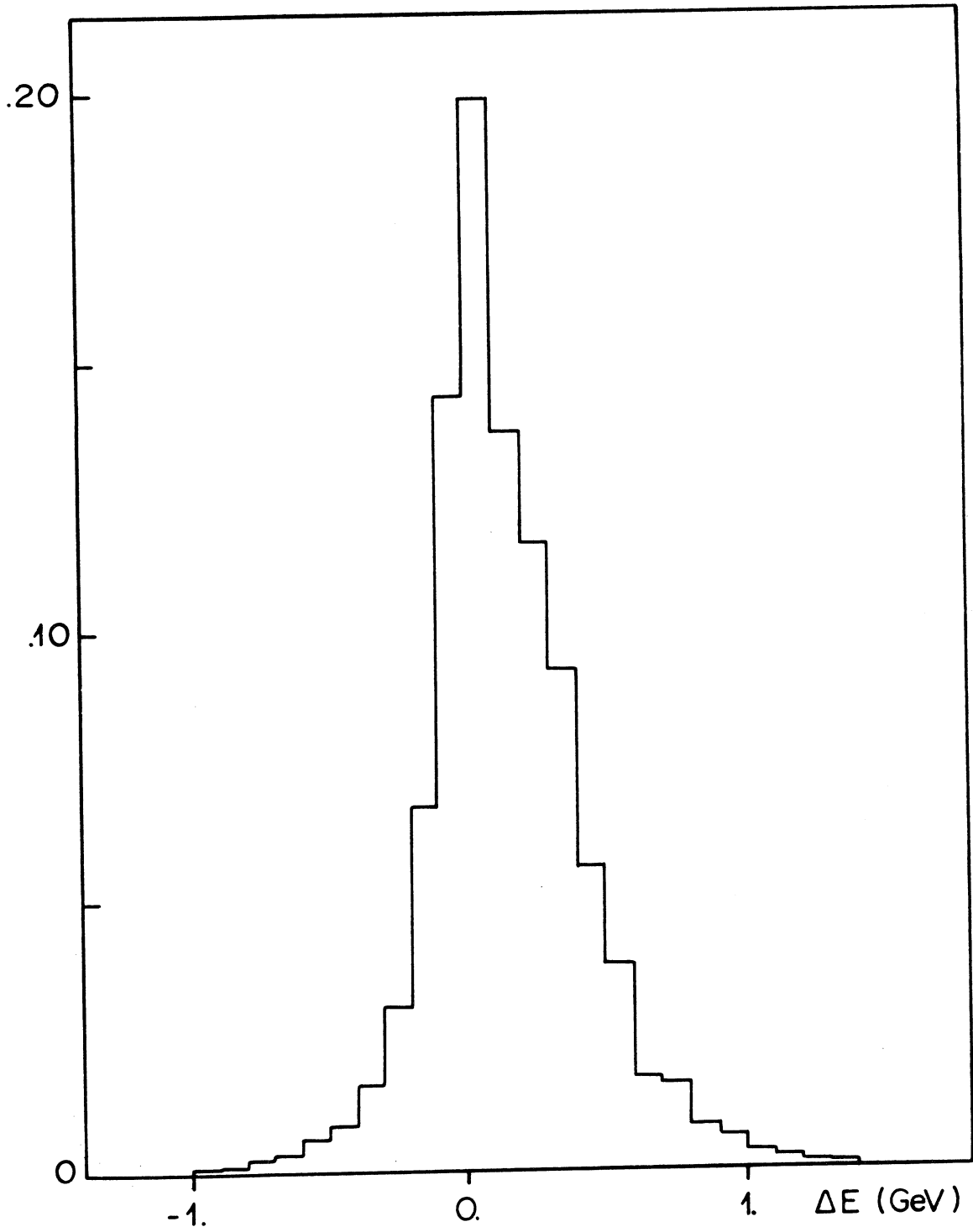


Figure VI-3

Différence entre l'énergie de l'antineutrino vraie et recalculée

Les distributions du nombre d'événements par intervalle de  $E_{\bar{\nu}}$  vont alors se modifier de la façon suivante :

$$\frac{dn}{dE_{\bar{\nu}}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{dn}{dE'_{\bar{\nu}}} e^{-\frac{(E_{\bar{\nu}} - E'_{\bar{\nu}} - \langle \Delta E \rangle)^2}{2\sigma^2}} dE'_{\bar{\nu}}$$

avec  $\sigma = 0.16 E'_{\bar{\nu}}$

$\langle \Delta E \rangle$  : moyenne de la distribution  $\Delta E$  (fig. VI-4)

$\frac{dn}{dE'_{\bar{\nu}}}$  : nombre d'événements effectivement produits par des antineutrinos d'énergie comprise entre  $E'_{\bar{\nu}}$  et  $E'_{\bar{\nu}} + dE'_{\bar{\nu}}$

$\frac{dn}{dE_{\bar{\nu}}}$  : nombre d'événements observés entre  $E_{\bar{\nu}}$  et  $E_{\bar{\nu}} + dE_{\bar{\nu}}$

La formule ci-dessus peut également s'écrire en termes de sections efficaces:

$$\sigma_{ob}(E_{\bar{\nu}}) = \frac{1}{\phi(E_{\bar{\nu}})\sqrt{2\pi}} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{\phi(E'_{\bar{\nu}})\sigma_{\nu}(E'_{\bar{\nu}})}{\sigma} e^{-\frac{(E_{\bar{\nu}} - E'_{\bar{\nu}} - \langle \Delta E \rangle)^2}{2\sigma^2}} dE'_{\bar{\nu}}$$

$\sigma = 0.16 E'_{\bar{\nu}}$

$\phi(E_{\bar{\nu}})$  : constante proportionnelle au flux d'antineutrinos d'énergie comprise entre  $E_{\bar{\nu}}$  et  $E_{\bar{\nu}} + dE_{\bar{\nu}}$

$\sigma_{\nu}(E'_{\bar{\nu}})$  : valeur de la section efficace totale théorique des réactions induites par des antineutrinos d'énergie  $E'_{\bar{\nu}}$   $\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{\nu} = aE'_{\bar{\nu}} + b \\ \sigma_{\nu} = aE'_{\bar{\nu}} \end{array} \right.$

$\sigma_{ob}(E_{\bar{\nu}})$  : valeur de la section efficace observée expérimentalement (déformée par la résolution).

Nous avons pris  $E_{\max} = 10$  GeV, car le flux d'antineutrinos au-delà est négligeable. Par contre nous avons pris  $E_{\min} = 0.875$  GeV, car

le flux, bien que très imprécis, est du même ordre de grandeur que pour le domaine 1 → 2 GeV et que la probabilité pour qu'un événement induit par un antineutrino de 0.875 GeV ait une énergie totale recalculée supérieure à 1 GeV (donc figurant dans notre lot d'événement) n'est pas négligeable.

L'ajustement est réalisé par une méthode de minimisation de  $\chi^2$  avec :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{[\sigma_{\text{obs}}(E_{\bar{\nu}}^i) - \sigma_{\text{exp}}(E_{\bar{\nu}}^i)]^2}{[\Delta\sigma(E_{\bar{\nu}}^i)]^2}$$

$\sigma_{\text{obs}}(E_{\bar{\nu}}^i)$  : section efficace théorique déformée par la résolution expérimentale

$\sigma_{\text{exp}}(E_{\bar{\nu}}^i) = \frac{n_{\text{ev}}}{N_c \phi(E_{\bar{\nu}}^-)}$  avec  $n_{\text{ev}}$  : nombre d'événements compris entre  $E_{\bar{\nu}}^i$  et  $E_{\bar{\nu}}^i + dE_{\bar{\nu}}^i$

$N_c$  : nombre total de cibles

$\phi(E_{\bar{\nu}}^-)$  : nombre de  $\bar{\nu}/\text{cm}^2$  d'énergie comprise entre  $E_{\bar{\nu}}^i$  et  $E_{\bar{\nu}}^i + dE_{\bar{\nu}}^i$

$\Delta\sigma(E_{\bar{\nu}}^i)$  : erreur sur  $\sigma(E_{\bar{\nu}}^i)$  ne tenant compte que de l'erreur statistique et de l'erreur sur le flux (voir chapitre I).

La section efficace en fonction de l'énergie a été portée sur la figure VI-4. Les résultats de ces 2 ajustements ont été portés dans le tableau VI-3.

Remarquons tout d'abord que la valeur de l'ordonnée à l'origine dans l'ajustement à 2 contraintes est compatible avec zéro.

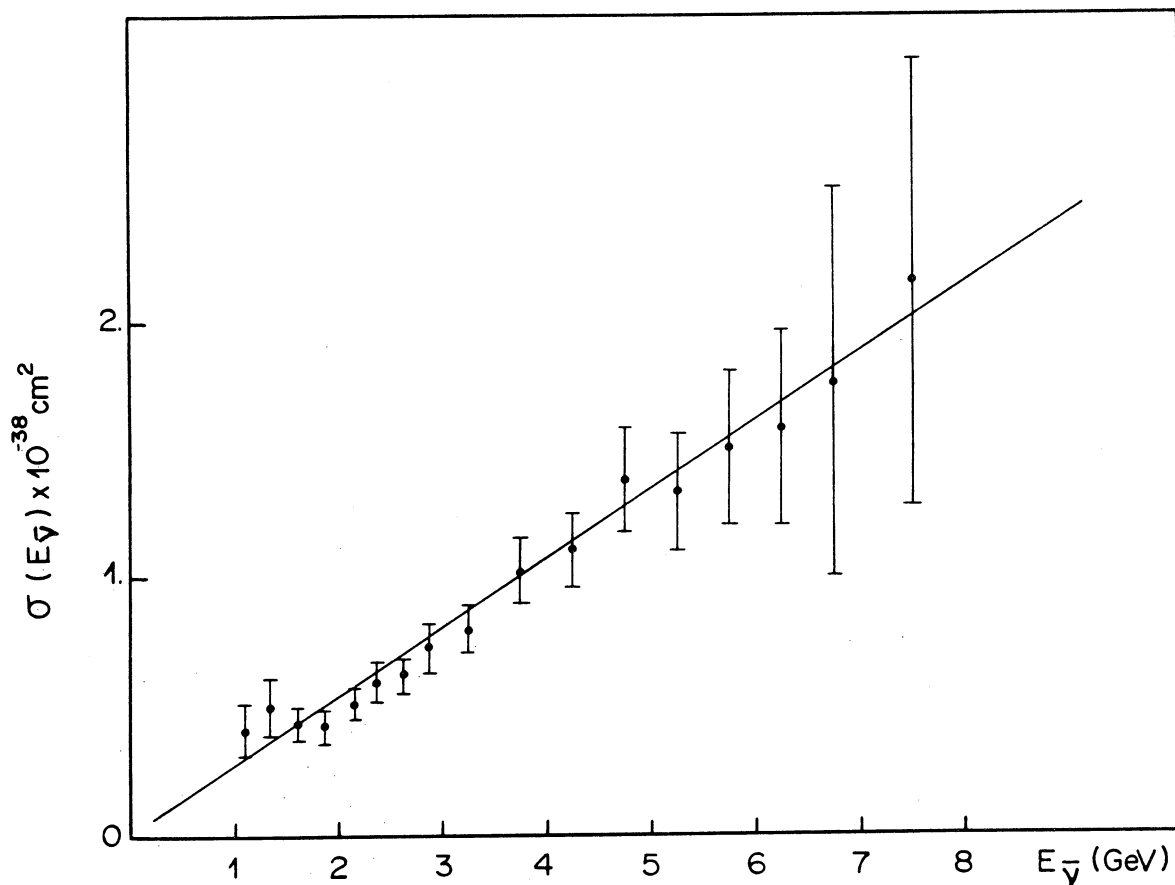


Figure VI-4

Section efficace totale

NOMBRE DE PARAMETRE	
2	$\sigma_{\text{tot}}^{\bar{\nu}} = (0.25 \pm 0.04)E_{\bar{\nu}} + (0.04 \pm 0.08)$
1	$\sigma_{\text{tot}}^{\bar{\nu}} = (0.27 \pm 0.02)E_{\bar{\nu}}$ *

T A B L E A U VI-3

De plus ces résultats sont en très bon accord avec les résultats déjà publiés (réf. VI-4) et avec l'hypothèse de l'invariance d'échelle qui prévoit une croissance linéaire de la section efficace totale avec l'énergie de l'antineutrino incident.

Un autre test de l'invariance d'échelle nous est fourni par l'ajustement de la valeur de  $\langle q^2 \rangle$  en fonction de l'énergie. Nous avons tenté dans ce cas un ajustement linéaire à 2 paramètres, car l'invariance d'échelle prévoit ici encore une croissance linéaire avec l'énergie. La distribution expérimentale de  $\langle q^2 \rangle$  en fonction de  $E_{\bar{\nu}}$  a été portée sur la figure VI-5. On remarque qu'elle est compatible avec une croissance linéaire. L'ajustement linéaire à 2 paramètres a donné les résultats suivants :

$$\langle q^2 \rangle = \left[ (0.15 \pm 0.04)E_{\bar{\nu}} + (0.08 \pm 0.12) \right] (\text{GeV}/c)^2$$

REMARQUE

Nous avons réalisé l'ajustement (pour la section efficace totale) en assignant à toutes les traces ambiguës  $\pi^+/p$  l'hypothèse  $\pi^+$ . Le résultat final de l'ajustement à une contrainte conduit à la section efficace totale suivante :

$$\sigma_{\text{tot}} = 0.265 \pm 0.02 E_{\bar{\nu}}$$

\* Nous avons tenu compte dans cet ajustement  $\sigma =$  à  $E_{\bar{\nu}}$  de l'excès de protons dans notre liquide. Nous avons alors  $a_{\bar{\nu}N} = 1.04 a_{\text{Liq}}$  (réf. VI-4 avec  $R_{\bar{\nu}} = \frac{\sigma(n)}{\sigma(p)} = 0.37$ )

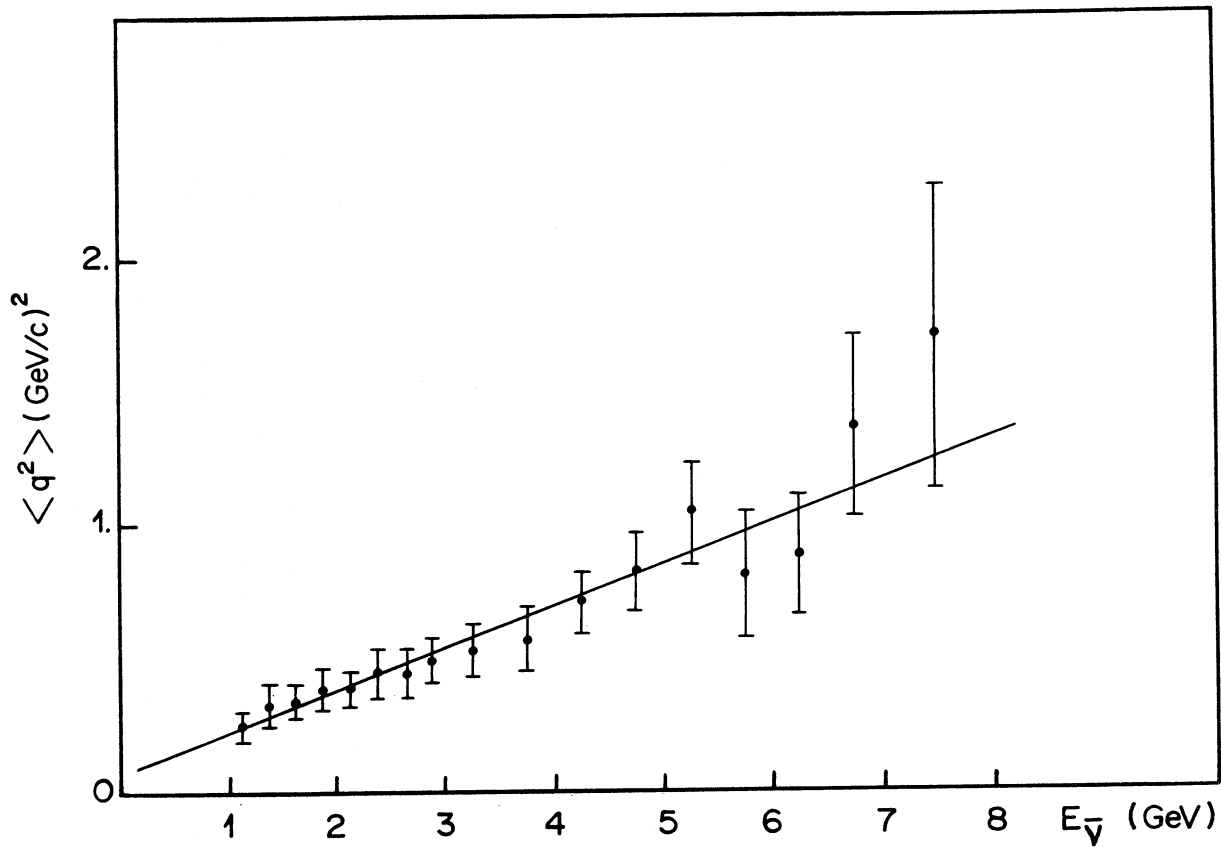


Figure VI-5

$\langle q^2 \rangle$  en fonction de l'énergie de l'antineutrino

D. - COMPARAISON AVEC LA THEORIE

Nous allons comparer à présent les résultats obtenus expérimentalement dans ce travail ( $\sigma_{\text{tot}}^{\bar{\nu}}$  et  $R = \sigma(n)/\sigma(p)$ ) avec un modèle basé sur 3 quarks.

Nous appellerons respectivement  $u(x)$ ,  $d(x)$ ,  $s(x)$ ,  $\bar{u}(x)$ ,  $\bar{d}(x)$  et  $\bar{s}(x)$  la probabilité de trouver dans le proton un quark de type  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$  et  $\bar{s}$  emportant une fraction  $x$  de l'impulsion longitudinale du nucléon. Les sections efficaces totales sur proton et sur neutron des réactions induites par des antineutrinos s'écrivent alors (réf. VI-5)

$$\sigma^{\bar{\nu}n} = \frac{G^2 ME_{\bar{\nu}}}{\pi} \int_0^1 [\bar{u}(x) \cos^2 \theta_c + \frac{1}{3}d(x) + \bar{s}(x) \sin^2 \theta_c] x dx$$

$$\sigma^{\bar{\nu}p} = \frac{G^2 ME_{\bar{\nu}}}{\pi} \int_0^1 [\bar{d}(x) \cos^2 \theta_c + \frac{1}{3}u(x) + \bar{s}(x) \sin^2 \theta_c] x dx$$

$\theta_c$  : angle de Cabibbo

Par la suite nous désignerons par  $U, \bar{U}, D, \bar{D}, S, \bar{S}$  les intégrales :

$$U = \int_0^1 u(x) x dx, \quad \bar{U} = \int_0^1 \bar{u}(x) x dx, \quad \bar{D} = \int_0^1 d(x) x dx, \quad \text{etc...}$$

et les sections efficaces en unités  $\frac{G^2 ME}{\pi}$  ce qui nous donne :

$$\sigma^{\bar{\nu}n} = \bar{U} \cos^2 \theta_c + \frac{D}{3} + \bar{S} \sin^2 \theta_c$$

$$\sigma^{\bar{\nu}p} = \bar{D} \cos^2 \theta_c + \frac{U}{3} + \bar{S} \sin^2 \theta_c$$

de même on a les réactions induites par des neutrinos

$$\sigma^{\nu n} = U \cos^2 \theta_c + \frac{\bar{D}}{3} + S \sin^2 \theta_c$$

$$\sigma^{\nu p} = D \cos^2 \theta_c + \frac{\bar{U}}{3} + S \sin^2 \theta_c$$

Les sections efficaces neutrino sur proton et sur neutron ont été déterminées par LERCHE et al. (réf. V-5) dans le même domaine d'énergie. Soit :

$$\frac{\sigma^{\nu}(n)}{\sigma^{\nu}(p)} = 2.08 \pm 0.15$$

De plus, on connaît  $\sigma_{\text{tot}}^{\nu}$  (réf. VI-4)

$$\sigma_{\text{tot}}^{\nu} = \sigma^{\nu}(n) + \sigma^{\nu}(p) = 0.48 \pm 0.05 \quad (\text{en unités } \frac{G^2 ME}{\pi})$$

Dans le présent travail, nous avons obtenus les résultats suivants :

$$\frac{\sigma^{\bar{\nu}}(n)}{\sigma^{\bar{\nu}}(p)} = 0.39 \pm 0.05$$

et  $\sigma^{\bar{\nu}} = 0.17 \pm 0.01 \quad (\text{en unités } \frac{G^2 ME}{\pi})$

Nous sommes maintenant en présence de 4 équations ( $\sigma^{\nu p}, \sigma^{\nu n}, \sigma^{\bar{\nu} p}, \sigma^{\bar{\nu} n}$ ) à 6 inconnues ( $U, \bar{U}, D, \bar{D}, S, \bar{S}$ ).

Les expériences d'électroproduction vont nous permettre de trouver 2 équations indépendantes supplémentaires par la mesure des fonctions de structure de l'électroproduction ( $F^{\text{en}}(x)$  et  $F^{\text{ep}}(x)$ ).

$$I^{\text{ep}} = \int_0^1 x F^{\text{ep}}(x) dx = \frac{4}{9} [U + \bar{U}] + \frac{1}{9} [D + \bar{D} + S + \bar{S}] \quad (\text{réf. VI-6})$$

$$I^{\text{en}} = \int_0^1 x F^{\text{en}}(x) dx = \frac{4}{9} [D + \bar{D}] + \frac{1}{9} [U + \bar{U} + S + \bar{S}]$$

avec 
$$\left. \begin{aligned} I^{\text{ep}} &= 0.16 \pm 0.02 \\ I^{\text{en}} &= 0.12 \pm 0.02 \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &(\text{réf. VI-6}) \\ &(\text{voir aussi réf. I-1}) \end{aligned}$$



Finalement, nous avons 6 équations ( $I^{ep}$ ,  $I^{en}$ ,  $\sigma^{vp}$ ,  $\sigma^{vn}$ ,  $\sigma^{\bar{v}n}$ ,  $\sigma^{\bar{v}p}$ ) à 6 inconnues ( $U, \bar{U}, D, \bar{D}, S, \bar{S}$ ) que nous pourrions déterminer sans hypothèse simplificatrice (équipartition).

La résolution du système d'équations linéaires nous a conduit aux résultats suivants :

$$U = 0.31 \pm 0.01$$

$$\bar{U} = 0.0 \pm 0.03$$

$$D = 0.16 \pm 0.01$$

$$\bar{D} = 0.02 \pm 0.02$$

$$S = 0.01 \pm 0.02$$

$$\bar{S} = 0.0 \pm 0.02$$

$$\text{avec } U + \bar{U} + D + \bar{D} + S + \bar{S} = .50 \pm 0.05$$

Nous constatons tout d'abord que la contribution des quarks étranges ( $S + \bar{S}$ ) est compatible avec zéro

$$S + \bar{S} = 0.01 \begin{matrix} + 0.03 \\ - 0.01 \end{matrix}$$

On peut également remarquer que la contribution des antiquarks est négligeable devant la contribution des quarks.

$$U + D + S = .48 \pm 0.03 \quad \text{et} \quad \bar{U} + \bar{D} + \bar{S} = 0.02 \begin{matrix} - 0.02 \\ + 0.04 \end{matrix}$$

Pour satisfaire à la conservation de l'énergie-impulsion, il faut introduire ici la notion de gluons qui sont en quelque sorte des partons, n'ayant pas d'interactions faibles et électromagnétiques. A l'aide du résultat ci-dessus, on peut déterminer la fraction de l'impulsion du nucléon qu'ils emportent :

$$F = 1 - (U + \bar{U} + D + \bar{D} + S + \bar{S}) = .50 \pm 0.05$$

En conclusion, les résultats des mesures des sections efficaces totales neutrino et antineutrino et des rapports des sections efficaces sur neutron et sur proton nous ont permis, dans le cadre d'un modèle à 3 quarks, de déterminer la contribution de chacun d'eux. Ces résultats confirment la validité du modèle naïf à 3 quarks dans le domaine d'énergie considéré.

## CONCLUSION

En conclusion, nous allons rappeler les différents résultats présentés dans cette thèse et obtenus à partir d'une statistique de  $\sim 2260$  événements.

Nous avons tout d'abord étudié la réaction courant chargé élastique avec conservation de l'étrangeté.

Les sections efficaces théoriques ( $\frac{d\sigma}{dq^2}$  et  $\sigma(E_{\nu^-})$ ) calculées à partir de la théorie V-A ont été ajustées aux distributions expérimentales en vue de déterminer les paramètres  $M_A$  et  $M_V$  des facteurs de forme axial et vectoriel. Les résultats de ces ajustements ont été les suivants :

$$M_A = 0.92 \pm 0.08 \text{ GeV}$$

$$M_V = 0.86 \pm 0.04 \text{ GeV}$$

Ces ajustements ont également été réalisés pour déterminer le seul paramètre inconnu  $M_A$  en prenant pour  $M_V$  la valeur couramment admise ( $M_V = 0.84 \pm 0.03 \text{ GeV}$ ) obtenue à partir des expériences de diffusion e-p. Soit :

$$M_A = 0.93 \pm 0.05 \text{ GeV}$$

Nous avons ensuite étudié les réactions avec production de particules étranges  $\Delta S = 1$  et calculé les différentes sections efficaces de production. La réaction élastique  $\Delta S = 1 : \bar{\nu}_p \rightarrow \mu^+ \Lambda$  a pu être étudiée d'une façon plus précise grâce à un ajustement à 3 contraintes, qui permet de sélectionner les événements ayant lieu sur proton libre.

Ces événements nous ont permis d'étudier la polarisation du  $\Lambda$  dans les réactions quasi-élastiques  $\Delta S=1$  induites par des antineutrinos. Bien que le nombre d'événements soit faible, nous avons pu calculer les polarisations longitudinale et orthogonale et transverse du  $\Lambda$  avec une précision satisfaisante :

$$P_L = -0.06 \pm 0.44$$

$$P_P = 0.29 \pm 0.41$$

$$P_T = 1.05 \pm 0.30$$

Nous avons ensuite étudié les réactions inclusives et plus particulièrement le rapport ( $R_{\bar{\nu}} = \sigma(P)/\sigma(n)$ ) entre les sections efficaces totales sur neutron et sur proton. Nous avons calculé ce rapport à partir de la charge totale (Q) et du nombre de protons (P) au vertex des événements observés dans la chambre. En tenant compte des diverses possibilités de réinteractions des protons et des pions dans le noyau, nous avons pu calculer à partir de la configuration (Q,P) des événements expérimentaux, le nombre d'événements ayant lieu initialement sur proton et sur neutron. Nous en avons déduit la valeur du rapport  $R_{\bar{\nu}}$  :

$$R_{\bar{\nu}} = 0.37 \pm 0.05$$

Finalement nous avons calculé la section efficace totale et étudié sa variation en fonction de l'énergie de l'antineutrino incident. Après avoir calculé cette énergie à partir de l'énergie visible déposée dans la chambre, nous avons ajusté la section efficace totale par une droite comme le prévoit l'hypothèse d'invariance d'échelle. Soit :

$$\sigma = (0.27 \pm 0.02) E_{\bar{\nu}}^{-2} \times 10^{-38} \text{ cm}^{-2}$$

Les expériences qui ont lieu ou auront lieu auprès des différents accélérateurs (NAL, CERN) ne concernent que des phénomènes à très haute énergie, laissant en suspens un certain nombre de problèmes. Ainsi en associant à nos résultats ceux des expériences utilisant des neutrinos comme particules incidentes, il serait possible d'étudier d'une façon précise le comportement des fonctions de structure à basse énergie et de tester la validité de certaines hypothèses comme la symétrie de charge ou le scaling précoce à basse énergie.

## R E F E R E N C E S

- I.1 - M. HAGUENAUER, Thèse d'Etat (1973), Université Paris VI  
I.2 - C. LONGUEMARE, Thèse d'Etat (197 ), Université Paris VI  
I.3 - S. VAN DER MEER, Cern 62-16  
I.4 - W. VENUS, Programme NUFLUX  
H. WACHSMUTH, Programme DISMUNU
- II.1 - Hydra Application Manuel, CERN Program Library  
II.2 - M. PATY et H. YOSHIKI, Nuclear Inst. and Methods 39 (1966)133  
II.3 - J.L. GUYONNET, Thèse d'Etat (1979) Strasbourg
- III.1 - C.H. LLEWELLYN-SMITH  
"Neutrino reactions at accelerator energies", Phys. Rep. 3C,  
n° 5 (1972)  
III.2 - M. SCHAEFFER et G. BONNEAUD, CRN/HE 77-17  
III.3 - Ch. RACCA, Thèse de 3ème Cycle, Strasbourg (1978)  
III.4 - M. POHL, Aachen Preprint  
III.5 - S. BONETTI et col., Nuovo Cimento 38A, 260 (1977)  
III.6 - M. DERRICK et col.,  
at Accelerators Energies, Oxford (1978)  
III.7 - Aachen, Brussels, CERN, Ecole Polytechnique, Orsay, Padova  
collaboration, Neutrino Physics at Accelerators Energies,  
Oxford (1978)  
CNOPS et col., Neutrino Physics at Accelerators Energies,  
Oxford (1978)
- IV.1 - FEYNMAN et GELL-MANN, Phys. Rev. 109, 193 (1958)  
IV.2 - N. CABIBBO, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531  
N. CABIBBO and F. CHILTON, Phys. Rev. B137 (1965) 1628  
IV.3 - Voir Interactions Faibles TEPP, p. 95

- IV.4 - PAIS, Annals of Physics 63 (1971) 361
- IV.5 - C. JARLKOG and K. MYKLEBOST, Bergen preprint
- IV.6 - O. BENARY et col. UCRL - 20000 YN (1970)
- IV.7 - Bergen Gargamelle antineutrino-propane collaboration report
- IV.8 - EICHTEN et col., Phys. Lett. 40B (1972) 593
- 
- V.1 - G. MYATT and D.H. PERKINS, Phys. Lett. 34B (1971) 542  
N. SAMIOS, Proc. 1975 Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Stanford 1975  
S.J. BARISH et col., Phys. Lett. 66B (1977) 291
- V.2 - M. HAGUENAUER, La physique du neutrino à haute énergie, Conf. Paris, fév. 1975
- V.3 - B. DEGRANGE, T. FRANCOIS, P. VAN DAM, Communication Privée
- V.4 - FETT et al., GGM  $\bar{\nu}$  collaboration, Nucl. Instruments and Methods 144 (1977) 109
- V.5 - LERCHE et col., Nucl. Phys. B142 (1978) 65
- 
- VI.1 - V.D. BJORKEN, Phys. Rev. 179 (1969) 1547
- VI.2 - Turin Group note GGM  $\bar{\nu}$ -propane collaboration
- VI.3 - T. BOLOGNESE, Thèse 3ème Cycle (1978) Strasbourg
- VI.4 - A.M.LUTZ, Thèse d'Etat (1975) Orsay
- VI.5 - GOURDIN, Nucl. Phys. B29 (1971) 601 et Nucl. Phys. B53 (1973) 509
- VI.6 - E.D. BLOOM et col., SLAC PUB 815 (1970) 907  
G. MILLER et col., Phys. Rev. D5 (1972) 519

## R E M E R C I E M E N T S

Ce travail a été réalisé au Groupe de Chambre à Bulles à Liquide Lourde de la Division des Hautes Energies du Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg.

Je prie le Docteur M. PATY, responsable du Groupe CBLL, d'accepter ma profonde reconnaissance pour m'avoir confié la responsabilité de ce travail.

Je prie Monsieur le Professeur P. CHEVALLIER, directeur du laboratoire de Spectrométrie, d'accepter mes vifs remerciements pour avoir bien voulu présider le jury de cette thèse.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur C. FRANZINETTI pour les critiques et les conseils dont il a bien voulu me faire part.

Je remercie également Messieurs les Professeurs G. MONSONEGO et R. STEIN d'avoir accepté de juger ce travail.

Mes remerciements vont également à Messieurs M. POHL, B. DEGRANGE et P. VAN DAM qui m'ont beaucoup aidé quant à la réalisation de ce travail.

Je tiens aussi à remercier les physiciens du groupe, en particulier, B. ESCOUBES, J.P. ENGEL, J.L. GUYONNET, J.L. RIESTER dont les conseils m'ont été très utiles.

Je ne saurais non plus oublier l'effort accompli par les équipes de dépouillement et de mesure de notre groupe et des divers laboratoires de la collaboration qui ont largement contribué à la réalisation de ce travail.

Que Mesdames S. GUYONNET et G. ROLLER qui ont réalisé avec beaucoup de patience et de soin la dactylographie de cette thèse trouvent ici l'expression de mes très vifs remerciements.

Je remercie enfin Madame S. BARTHE, Messieurs, R. PETER, M. MEYER, R. STROHL et R. HUCK, pour la réalisation des dessins, des photographies et de l'impression de cette thèse.