

A2

EX-CRN-HE 80-18

C1

C.R.N.



26 MAI 1981

reches nucléaires de Strasbourg

CRN/HE 80-18

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3^{ème} CYCLE

par

Abdelkader BOUCHAKOUR

RECHERCHE DE LA PRODUCTION COHERENTE DE MESONS VECTORIELS
PAR DES NEUTRINOS ν_μ DANS GARGAMELLE



Institut National
de Physique Nucléaire
et de Physique
des Particules

Université
Louis Pasteur
de Strasbourg

Thesis-1980-Bouchakour

67037 STRASBOURG-CEDEX FRANCE

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00050495

THESE

CRN/HE 80-18

présentée

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

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3^{ème} CYCLE

par

Abdelkader BOUCHAKOUR

**RECHERCHE DE LA PRODUCTION COHERENTE DE MESONS VECTORIELS
PAR DES NEUTRINOS ν_μ DANS GARGAMELLE**

Soutenue le 24 Novembre 1980 devant la Commission d'Examen

MM. P.CHEVALLIER

J.LEITE LOPES

M.PATY

Mme M.K.GAILLARD

M. P.MUSSET

Président

Examineurs

LISTE DES PROFESSEURS, MAÎTRES DE CONFÉRENCES
DIRECTEURS ET MAÎTRES 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. DES SCIENCES MÉDICALES

E.R. des Sciences Médicales	:	Directeur	Marc DORNER
E.R. des Sciences Biomédicales	:	Directeur	André KIRN

DIPLÔMÉS HONORAIRES : J. CALLOT - J. CLAVERT - Fr. ISCH.

PROFESSEURS HONORAIRES : J. BENOIT - J. CALLOT - E. FORSTER - G. GREINER - Ch. GROSS - A. JUNG - Ch. KAYSER - P. MANDEL - METZGER - J. NORDMANN - A. ROHMER - F. SCHMID - E. SCHNEEGANS - J. SEROR - J. STAHL - J. VEDRINE - P. VINTEMBERGER - WARTER - G. WINCKLER

PROFESSEURS

ADLOFF	Chirurgie générale	J. GRENIER	Chir. Gén. Serv. de Consult.	J. MEHL	Médecine du Travail
APROSIO	Anatomie normale	J. HERAN	Ext. et d'Investig. Chir	B. METZ	Physiologie appliquée
ARON	Histologie	L. HOLLENDER	Pathologie expérimentale	R. MINCK	Bactér. Virol. Immunol. Générale
ASCH	Rhumatologie	Fr. ISCH	Chir. Digest. et Gle. Serv. Chir. Gle. III	P. MULLER	Clin. Gynécol. et Obstétr. II
BASSET	Clin. Derm. et Syphiligr.	L. ISRAEL	Réed. Fonct. et Electromyogr.	E. PHILIPPE	Anatomie Pathologique
BATZENSCHLAGER	Anat. Pathologique	H. JAHN	Clin. Psychiatrique	R. RENAUD	Gynécologie
BEYER	Clin. Pédiat. et Puéric. I	J. JUIF	Néphrologie et Hémodialyse	E. ROEGEL	Pneumo-Phthisiologie
BLOCH	Electroradiologie	Th. KAMMERER	Pédiat. et Puériculture	F. ROHMER	Clin. Neurologique
BLOCH	Pharmacologie	P. KARLI	Clin. Psychiatrique	J. RUCH	Biologie Médicale
BOCKEL	Clin. Médicale B	B. KELLER	Neurophysiologie	Y. RUMPLER	Embryologie
BOLLACK	Chir. Urol. (Pav. Chir. A)	I. KEMPF	Gyn. et Obstétrique II	A. SACREZ	Cardiologie
BRINI	Clin. Ophtalmologique	R. KIENY	Orth. et Traumatologie	G. SCHAFF	Physiologie
BRONNER	Clin. Ophtalmologique	A. KIRN	Path. et Clin. Sém. Chir. Chirurgicales	E. SCHVINGT	Orthopéd. et Traumatol.
BUCK	Clin. Chir. des Enfants	J.G. KORITKE	Virologie	J. SCHWARTZ	Pharm. et Méd. Expér. Im
BURGHARD	Pneumo-Phthisiologie	M. KREMER	Anatomie normale	A. SIBILLY	Urgence et Policlinique
CHAMBRON	Chimie biologique	J. LAVILLAUREIX	Parasit. et Pathol. Tropicale	L. SINGER	Clin. Psychiatrique
CHAMPY	Physique biologique	Y. LEGAL	Méd. Pré. et Hygiène	F. STEPHAN	Pathol. Gén. et Expér. Im
CHAUMONT	Stom. et Chir. Max. Faciale	J.M. LEVY	Anatomie Pathologique	D. STORCK	Clin. Médicale A
CLAVERT	Méd. Légale et Sociale	J.M. MANTZ	Institut de Puériculture	G. VINCENDON	Chimie Biologique
CONRAUX	Embr. et Morph. Expér.	F. MARCOUX	Réanimation Médicale	R. VOEGTLIN	Thérapeutique (cardiol.)
DORNER	Clin. Oto Rhino Laryng.	J. MARESCAUX	Médecine du Travail	A. WACKENHEIM	Electro-Radiologie
EBTINGER	Clin. Médicale B	Ch. MARX	Histologie	P. WARTER	Electro-Radiologie
GANDAR	Clin. Psychiatrique	S. MAYER	Physiologie	J.P. WEILL	Hydrol. Thérap. et Climatol.
GAUTHIER-LAFAYE	Clin. Gynécol. et Obs. I		Hématologie	D. WILLARD	Serv. de Pédiatrie IV
	Anesthésiologie			J.P. WITZ	Chirurgie Thoracique

PROFESSEUR ASSOCIÉ : F. DEFEUDIS (Biochimie)

PROFESSEURS CONVENTIONNÉS : A. PETROVIC (Physiologie) - E. WEIL (Toxicologie Industrielle)

MAÎTRES DE CONFÉRENCES AGRÉGÉS :

BABIN	Orthopédie et traumat. I	A. JAEGER	Réanimation Médicale	G. MORAND	Chirurgie Thoracique
BAREISS	Médecine Interne	M. JESEL	Réeduc. Fonctionnelle	F. OBERLING	Clin. des Maladies du Sang
BOURJAT	Electro-Radiologie	P. KEHR	Orthop. et Traumatologie	J.C. OTTENI	Anesthésiologie
BRECHENMACHER	Cardiologie	R. KEILING	Cancérologie	G. PAULI	Pneumo-Phthisiologie
VBROGARD	Clin. Médicale B	F. KEMPF	Electro-Radiologie	P. REVILLE	Endocrin. Métabol. et Nutrition
BUCHHEIT	Neurochirurgie	J. KEMPF	Chimie Biologique	P. REYS	Chirurgie Générale
COLLARD	Neurologie	T. KIEN TRUONG	Parasitologie	J. RITTER	Clin. Gynécol. et Obstétr.
DELLENBACH	Clin. Gynécologique II	G. KLOTZ	Oto-Rhino-Laryngologie	M. ROOS	Embryologie
EISENMANN	Chir. Cardio-Vasculaire	F. KUNTZMANN	Médecine Interne	P. SAUVAGE	Clin. Chir. ds Enfants
FABRE	Histologie	D. KURTZ	Clin. Neurologique	G. SAVA	Chirurgie Générale II
FINCKER	Clin. Médicale	G. LANG	Orthop. et Traumatologie	J.P. SCHIEBER	Physiologie
FLAMENT	Ophtalmologie	J.M. LANG	Clin. ds Maladies du Sang	G. SCHLAEDER	Gynécol. et Obstétr. I
GEISERT	Pédiatrie et Puéricult. III	D. MAITROT	Neurochirurgie	H. SICK	Anatomie Normale
GERHARD	Clin. Ophtalmologique	J.L. MANDEL	Chimie Biologique	C. STOLL	Inst. de Puériculture
GROSSHANS	Clin. Dermatologique	J. MARK	Chimie Biologique	J.D. TEMPE	Réanimation Médicale
HABEREY	Physiologie	J. MEISSER	Pédiatrie	J. TONGIO	Electro-Radiologie
IMBS	Pharmacologie	G. METHLIN	Physique Biologique	J.P. WALTER	Electro-Radiologie
IMLER	Clin. Médicale B	C. MEYER	Chirurgie Générale III	J.M. WARTER	Neurologie
JAECK	Chirurgie générale	H. MONTEIL	Bactériol. Virologie		

MAÎTRES DE CONFÉRENCES CONVENTIONNÉS : A. MALAN (Physiol. Resp.) J.J. VOGT (Thermophysiology)

RECTEUR DE RECHERCHE : A. PETROVIC * (Physiologie)

MAÎTRES DE RECHERCHE :

R. ELOY *	Endocrinologie	G. LECLERC *	Pharmacologie	J. VELLY *	Pharmacologie
GOMBOS *	Neurochimie	G. REBEL *	Neurochimie	N. VIRMAUX-COLIN *	Neurochimie
HAFFEN-STENGER *	Endocrinologie	R. RECHENMANN *	Biophys. ds Rayonnements	J.J. VOGT *	Thermophysiology
JACOB -	Neurochimie	M. SENSENBRENNER *	Neurochimie	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. dent.

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

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

PROFESSEURS DE DEUXIEME GRADE :

C. ALLEMANN Dentisterie Opératoire
W. BACON Orthopédie dento-faciale
Ch. BOLENDER Orthopédie dento-faciale
P.MCAHEN 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 Pierre MÉTAIS

DOYENS HONORAIRES : P. DUQUENOIS - M. HASSELMANN - G. DIRHEIMER

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

PROFESSEURS :

R. ANTON Pharmacognosie
R. CARBIENER Botanique
G. DIRHEIMER Toxicologie
G. FERARD Chimie Biologique
A. GAIRARD Physiologie
D. GERARD Phys. et Biophysique
M. HASSELMANN Chim. Anal. et Bromatol.
C. HASSELMANN (det) Chimie Analytique
L. JUNG Pharm. Chimique

J.C. KOFFEL Pharm. chimique
H. LAMI Mathématiques
Y. LANDRY Pharmacologie
C. LAPP Chim. Gén. et Minérale
P. LAUGEL Chimie Analytique
G. LAUSTRIAT Physique
J. MALGRAS Immunologie
C. MATHIS Pharmacie Galénique
P. MÉTAIS Biochimie

B. PESSON Parasitologie
Ph. POINDRON Virologie
J. SCHREIBER Chim. Organique
A. STAHL Bioch. Pharmaceutique
A. STAMM Pharmacie Galénique
J.C. STOCLET Pharmacodynamie
D. VIDON Bactériologie
C.G. WERMUTH Chimie Organique

PROFESSEUR CONVENTIONNÉ : B. ROTH-SCHECHTER (Pharmacodynamie)

MAITRE DE RECHERCHE : I.N.S.E.R.M. : J. BIETH (Enzymologie) - C.N.R.S. : G. KEITH (Chimie Biologique)

U.E.R. DE SCIENCES HUMAINES

U.E.R. de Géographie

Directeur : Pierre MICHEL

U.E.R. des Sciences du Comportement et de l'Environnement

Directeur : Bruno WILL

PROFESSEUR HONORAIRE : Et. JUILLARD

PROFESSEURS :

P. MICHEL Géographie
A. MOLES Psychologie sociale
H. NONN Géographie

R. RAYNAL Géographie
H. REYMOND Géographie
R. SCHWAB Géographie

A. TABOURET-KELLER Psychologie
M. TARDY Psycho-Pédagogie
J. TRICART Géographie

DIRECTEUR DE RECHERCHE C.N.R.S. : S. RIMBERT (Géographie)

U.E.R. DES SCIENCES ÉCONOMIQUES

Directeur Rodolphe DOS SANTOS FERREIRA

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

PROFESSEUR HONORAIRE : P.L. REYNAUD

PROFESSEURS :

Ph. ARTZNER Mathématiques
F. BILGER Sc. Économiques
A. CHABERT Sc. Économiques
P. CHAMLEY Sc. Économiques

R. DOS SANTOS FERREIRA Sc. Économiques
J.P. FITOUSSI Sc. Économiques (dét.)
LAGERARD-VARET Sc. Économiques

G. KOENIG Sc. Économiques
J.J. OBRECHT Gestion
J.P. POLLIN Sc. Économiques

PROFESSEURS ASSOCIÉS : W. BEAZER - A. LEIJONHUFVUD

PROFESSEUR CONVENTIONNÉ : H. CULMANN

CHARGÉS DE CONFÉRENCES : R. ERBES - A. LOSSER

I.E.R. DES SCIENCES EXACTES

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

Directeur : Xavier FERNIQUE (Par intérim)
Directeur : Henri BENOIT
Directeur : Jean José FRIED
Directeur : Yves BOULANGER
Directeur : Bruno WILL
Directeur : Constant WIPPLER
Directeur : Marc DAIRE
Directeur : Alphonse FLORSCH
Directeur : Roland SCHLICH

PROFESSEURS HONORAIRES : P. LACROUTE - J.H. VIVIEN - G. MILLOT

PROFESSEURS HONORAIRES : J. BRENET - J. BYE - H. CARTAN - C. CHABAUTY - A. CHRETIEN - J. DENY - Mlle S. GILLET - S. GORODETZKY - J. HOCART - P. JOLY - P. LACROUTE - R. LECOLAZET - G. LEMEE - P. L'HERITIER - A. LICHNEROWICZ - A. MAILLARD - L. NEEL - J. PARROD - J. ROHMER - J.P. ROTHÉ - L. SACKMANN - Ch. SADRON - H. SAUCIER - F. STUTINSKY - H. VILLAT - Et. WOLFF

MAITRE DE CONFÉRENCES HONORAIRE : R. WEIL

PROFESSEURS

P. ADLOFF	Chimie Nucléaire	J. FARAUT	Mathématiques	M. MIGNOTTE	Informatique
J. ARMBRUSTER	Physique	P. FEDERLIN	Chimie	G. MILLOT	Géol. et Paléontologie
J. AVANISSIAN	Analyse supérieure	P. FELTZ	Physiol. Animale	G. MONSonego	Physique théorique
J. BARBANÇON	Mathématiques	X. FERNIQUE	Mathématiques	B. MORIN	Mathématiques I
BECKER	Phys. Mathémat.	J.G. FISCHER	Chimie	G. OURISSON	Chimie
J. BEFORT (dét)	Biochimie	D. FOATA	Mathématiques	J.P. RAMIS	Math. générales
J. BENEZRA	Dermato-Chimie	E. FOLLENIUS	Zoologie	G. REEB	Topologie
J. BENOIT	Physicochim. Macrom.	J.J. FRIED	Méc. ds Fluides	Ph. RICHARD	Physiol. animale
BENVENISTE	Physiologie végétale	D. FROELICH	Chim. Gén. Chim. Phys.	J.J. RIEHL	Chimie
J. BERNARD	Méth. Math de la Phys.	A. FUCHS	Mécan. rationnelle	Cl. ROBERT	Physique
J. BERNIER	Chimie Générale	A. GAGNIEU	Botanique	A. ROCHE	Physique du Globe
BONNIN	Géoph. interne	J.C. GALL	Géologie	Ph. ROPARTZ	Psycho-Physiologie
BOULANGER	Chimie biologique	A. GALLMANN	Physique	J. ROUX	Botanique
J. BOUTOT	Mathématiques	F. GAUTIER	Physique	F. SCHALLER	Biologie générale
J. BRINI	Chimie	R. GERARD	Mathématiques	G. SCHIFFMANN	Mathématiques
BROSSAS	Chimie macromol.	G. GLAESER	Mathématiques	A. SCHMITT	Physique
BURGGRAF	Minéralogie	Cl. GODBILLON	Mathématiques	J.P. SCHWING	Chimie
BURNAGE	Mécan. ds Fluides	M. GOUNOT	Botanique	M.J. SCHWING	Chimie Physique
CERF	Physique générale	M. GROSSMANN	Physique	M. SIESKIND	Physique
CHARTIER	Chimie	M. GROSS	Chimie	G. SOLLADIE	Chimie organique
CHEVALLIER	Physique	L. HIRTH	Microbiologie	J. SOMMER	Chimie appliquée
CLAUSS	Chimie	C. JASCHEK	Astronomie	G. SUTTER	Phys. Électronique
COCHE	Physique nucléaire	J.P. JOUANLOU	Mathématiques	Ch. TANIELIAN	Chimie
DAIRE	Chim. Phys. Indust. Scds Mat.	T. JUTEAU	Minéralogie	J. TERRISSE	Chimie
DANAN	Phys. Atome et Phys. du Solide	R. KIRSCH	Zoologie	J.J. THIEBOLD	Biologie animale
DANIEL	Phys. expérimentale	F. LACROUTE	Biologie végétale	D. VIAUD	Mathématiques
DAUNE	Biophysique	J.C. LAFON	Inform. Appl.	J.H. VIVIEN	Zool et Embryol Expérim
DEHAND	Chimie générale	G. LEBEURIER	Microbiologie	R. VOLTZ	Physique théorique
DELUZARCHE	Chimie	J. LEITE-LOPES	Phys. nucl. et corpusc.	J.H. WEIL	Chimie biologique
DUNOYER de		M. LEROY	Chimie	G. WEILL	Physique
SEGONZAC	Géologie	J. LUCAS	Géologie	R. WEISS	Chimie
DURANTON	Botanique	D. MAGNAC	Physique	PL. WENDEL	Physique
J. EBEL	Chim. Biologique	J. MARTINET	Mathématiques	B. WILL	Psycho-physiologie
J. EBERHART	Minéralogie	P. MIALHE	Physiol. animale	C. WIPPLER	Physicochim. des Hts Polym
ERN	Physique	A. MICHARD	Géologie	J. WUCHER	Physique
				B. WURTZ	Chimie biologique

PROFESSEUR ADJOINT : J. SITTler (Géologie)

PROFESSEURS ASSOCIÉS :

BANDERET	E.A.H.P.	R. DUCKETT	Chimie EAHF	J. OSBORN	Chimie minérale
BOURROUILH	Géophysique	R. HOLMES	Chimie	C. SAVOY	Physique
BUCHANAN	Chimie	J. HONNOREZ	Géologie	Y. SIBUYA	Mathématiques
BUDNICK	Physique	P. MARGARETHA	Chimie	L. WILLIAMS	Biochimie
J. CONSTANTIN	Chimie	T. MIZOGUCHI	Physique	S. WILLIAMSON	Mathématiques

PROFESSEURS CONVENTIONNÉS : P. BOUVEROT (Physiologie respiratoire) - P. DEJOURS (Physiologie respiratoire)

ASTRONOME ADJOINT : A. FLORSCH (Astronomie)

RECTEURS DE RECHERCHE C.N.R.S. :

J. BIELLMANN	Chimie	J. MEYER	Botanique
BOUVEROT	Physiologie respiratoire	A. PORTE	Biologie cellulaire
DEJOURS	Physiologie respiratoire	P. REMPP	Physicochimie macromoléculaire
KNIPPER	Physique nucléaire et corpusculaire	R. SCHLICH	Géophysique marine
KOVACS	Physicochimie macromoléculaire	A. SKOULIOS	Physicochimie macromoléculaire
MARCHAL	Physicochimie macromoléculaire	M. VAN REGENMORTEL	Virologie
MEYER	Mathématiques	A. VAILLARD	Chimie moléculaire
P. MEYER	Physique	A. ZUKER	Physique théorique

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

JChABBE	Physicochim.ds Interactions et ds Interfaces	G. MAIRE	Chimie
P. ALBRECHT	Chimie	A. MALAN	Physiologie respiratoire
E. ASLANIDES	Physique nucléaire et corpusculaire	E. MARCHAL	Physicoch.Mol et Macromoléculaire
F. BECK	Physique nucléaire et corpusculaire	R. MORAND	Physique nucléaire
G. BECK	Biochimie	D. MORAS	Chimie
JP. BECK	Physiologie	Th. MULLER	Physique nucléaire et corpusculaire
R. BERTINI	Physique nucléaire	G. MUNSCHY	Physique
M. BONHOMME	Géologie	M. NAUCIEL-BLOCH	Physique des Solides
H. BRAUN	Physique nucléaire	A. NICOLAIEFF	Virologie végétale
P. BRAUNSTEIN	Chimie	H. PAQUET	Géologie
MCCADEVILLE	Physique des Solides	M. PATY	Physique nucléaire et corpusculaire
H. CALLOT	Chimie	Cl. PICOT	Physicochimie macromoléculaire
S. CANDAU	Physique	L. PINCK	Biologie cellulaire
M. CHAMPAGNE	Biophysique	P. POIX	Chimie
JP. COFFIN	Physique nucléaire et corpusculaire	J. POUYET	Biophysique
A. CORET	Physique	B. REES	Chimie
M. CROISSIAUX	Physique nucléaire et corpusculaire	P. REMY	Biochimie
D. DISDIER	Physique nucléaire et corpusculaire	J. RINGEISSEN	Physique
J. DOUBINGER	Géologie	JP. ROTH (s/Dir.Inst.deRech)	Physicochimie macromoléculaire
A. DURHAM	Virologie	P. SAUVAGE	Chimie
F. DURST	Physiologie Végétale	R. SCHANTZ	Physiologie Végétale
S. EL KOMOSS	Physique	F. SCHEIBLING	Physique nucléaire et corpusculaire
B. FRANÇOIS	Physicochimie macromoléculaire	F. SCHUBER	Chimie organique
M. FRANCK-NEUMANN	Chimie organique	N. SCHULZ	Physique nucléaire et corpusculaire
E. FRANTA	Physicochimie moléculaire	C. SCHWAB	Physique
A. FRIDMANN	Physique corpusculaire	R. SELTZ	Physique nucléaire et corpusculaire
JMFRIEDT	Physicoch.ds Interactions et ds Interfaces	P. SIFFERT	Physique nucléaire et corpusculaire
Y. GALLOT	Physicochimie macromoléculaire	Cl. SITTler	Géologie
JP. GERBER	Phys. Nucl. et corpusculaire	MESTOECKEL	Biologie des Interactions cellulaires
Ph. GRAMAIN	Physicochimie macromoléculaire	Cl. STRAZIELLE	Physicochimie macromoléculaire
JB GRUN	Physique	M. SUFFERT	Physique nucléaire et corpusculaire
J. HERZ	Physicochimie macromoléculaire	K. TRAORE	Physicochimie atomique et ionique
J. HOFFMANN	Biologie animale	R. VAROQUI	Physicochimie macromoléculaire
G. KAUFMANN	Chimie	P. WAGNER	Physique nucléaire et corpusculaire
B. KOCH	Physiologie	G. WALTER	Physique nucléaire et corpusculaire
E. KOCHANISKY	Struc et dynam.mol.Chimie de coordin.	Fr. WEBER	Géologie
J. LANG	Physicochimie macromoléculaire	JP. WENIGER	Zoologie
P. LAURENT	Physiologie comparée des régulations	J. WITZ	Biologie cellulaire
Cl. LERAY	Physiologie comparée des régulations	R. WOLFF	Chimie
F. LEYENDECKER	Chimie	R. ZANA	Physicochimie macromoléculaire
A. LLORET	Physique corpusculaire	JP. ZILLINGER	Physique
B. LOTZ	Physicochimie macromoléculaire	L. ZILLIOX	Mécanique des Fluides
B. LUU	Chimie organique		

T A B L E D E S M A T I E R E S

	Page
INTRODUCTION :	1
CHAPITRE I : <u>LES CONDITIONS EXPERIMENTALES</u>	3
1) Principe du faisceau	3
2) Détermination du flux des ν_μ	5
3) Système de détection	5
CHAPITRE II : <u>LES DONNEES EXPERIMENTALES</u>	13
1,2) Réactions recherchées. Critères de dépouillement	13
3) Volume d'étude	15
4) Résultats de dépouillement	16
5,6) Mesure des événements. Identification des traces	17
CHAPITRE III : <u>LA DETERMINATION DU LOT D'ANALYSE</u>	21
1,2) Reconstruction cinématique des événements	21
3) Coupures préliminaires	24
4) Lot final	27
CHAPITRE IV : <u>L'INTERPRETATION THEORIQUE DES REACTIONS COHERENTES</u>	29
1) Définition et caractéristiques de la cohérence	29
2) Mécanisme cohérent dans les réactions ν_μ	31
CHAPITRE V : <u>SIMULATION D'UN LOT D'EVENEMENTS COHERENTS</u>	43
1,2) Méthode	43
3) Résultats	48
CHAPITRE VI : <u>ANALYSE DU LOT FINAL DES EVENEMENTS</u>	53
1) Analyse préliminaire	55
2) Analyse des lots $(3\pi)^+$, $(2\pi)^+$	61
3) Etude des bruits de fond dans $(3\pi)^+$, $(2\pi)^+$	68
4) Analyse des lots $(2\pi)^\circ$, $(3\pi)^\circ$	73
5) Etude des bruits de fond dans $(2\pi)^\circ$, $(3\pi)^\circ$	76
6) Résumé de l'analyse et de l'étude des bruits de fond pour les 4 lots	78

CHAPITRE VII :	<u>EVALUATION DES SECTIONS EFFICACES. COMPARAISON</u>	
	<u>AVEC LES PREDICTIONS THEORIQUES</u>	81
	1,2) Corrections liées aux coupures expérimentales	81
	3) Evaluation des sections efficaces. Comparaison avec la théorie, et avec d'autres résultats expérimentaux	83
CONCLUSION :		87
REFERENCES :		89
REMERCIEMENTS :		91

INTRODUCTION

Cette thèse présente les résultats de la recherche de mésons axiaux (A_1^+ , A_1^0) et vectoriels (ρ^+ , ρ^0) produits dans des réactions élastiques et cohérentes par des neutrinos ν_μ sur des noyaux (C^{12} , F^{19} , Br^{80}) :

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + A_1^+ + N \quad (1)$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + A_1^0 + N \quad (2)$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \rho^+ + N \quad (3)$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + \rho^0 + N \quad (4)$$

Le détecteur-cible utilisé était la chambre à bulles à liquide lourd Gargamelle. Le faisceau ν_μ celui du SPS au CERN.

Le problème consistait à obtenir des informations sur la nature géométrique et isotopique du courant faible, autrement que par les études faites jusqu'à présent : diffusion profondément inélastique, canaux à 1π . Ces dernières ne donnant de telles informations qu'à travers de nombreuses hypothèses théoriques.

L'idée était donc d'exploiter les propriétés des réactions élastiques cohérentes, réf. (I.1) : celles-ci imposant des limitations strictes concernant l'échange de particules entre le champ incident et la cible, l'état final créé doit posséder les mêmes caractéristiques quantiques (spin, isospin) que le champ incident.

Dans notre cas, celui-ci est associé aux bosons intermédiaires virtuels (W^+ , Z^0) qui véhiculent l'interaction faible.

Le spin $\vec{J}$ et l'isospin $\vec{T}$ sont bien établis pour les mésons A_1 et ρ : réf. (I.2). L'observation et la mesure des sections efficaces des réactions (1)-(4) nous renseignent donc directement sur la structure géométrique et isotopique du courant faible.

D'autre part, le modèle $SU(2) \otimes U(1)$ prédit :

$$\begin{aligned} \sigma(A_1^+) &= 2 \sigma(A_1^0) \\ \sigma(\rho^0) &= \frac{1}{2} (1 - 2 \sin^2 \theta_w)^2 \sigma(\rho^+) \end{aligned} \quad , \text{ réf. (I,3)}$$

L'étude nous offre donc, en principe, une possibilité de mesurer le paramètre $\sin^2 \theta_w$.

D'une part, la cohérence demande l'emploi de noyaux. Ceux-ci sont également nécessaires pour l'obtention d'une statistique suffisante vu la faiblesse relative des sections efficaces : $\sigma_v \sim 10^{-37} \text{ cm}^2$.

D'autre part, l'utilisation de noyaux entraîne des erreurs élevées sur la mesure des impulsions. L'énergie E_v incidente étant inconnue et le recul de la cible n'étant pas observé dans les processus cohérents, nous ne pourrions ajuster cinématiquement les réactions (1)-(4) : cela constitue la difficulté essentielle de cette recherche.

CHAPITRE I

LES CONDITIONS EXPERIMENTALES

I.1 PRINCIPE DU FAISCEAU

Les protons accélérés au SPS jusqu'à une impulsion de 350 GeV/c sont dirigés sur une cible de Beryllium. A chaque impulsion, le SPS délivre une moyenne de 4×10^{12} protons. Un système de focalisation, appelé corne magnétique, entourant la cible Be, permet de focaliser les particules secondaires d'un signe donné et de défocaliser celles de signe opposé. Cette sélection dépend uniquement du sens du courant dans la corne magnétique, fig. (I.1) :

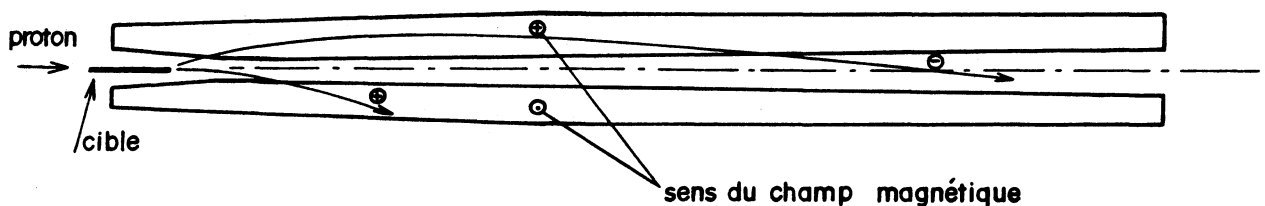


Fig.(I.2): Schéma de principe de la corne magnétique

La focalisation des mésons π^+ et K^+ et les désintégrations de ceux-ci fournissent les neutrinos. Au niveau de la cible, des π^- et K^- sont également créés et lorsqu'ils sont à petits angle par rapport à l'axe de la corne magnétique, ils sont peu dispersés par le champ et restent donc en équilibre avec les π^+ et K^+ .

La corne magnétique est suivie par un tunnel de 350 m de longueur, où les mesons π et K se désintègrent. A cause des longueurs de désintégration des π et K

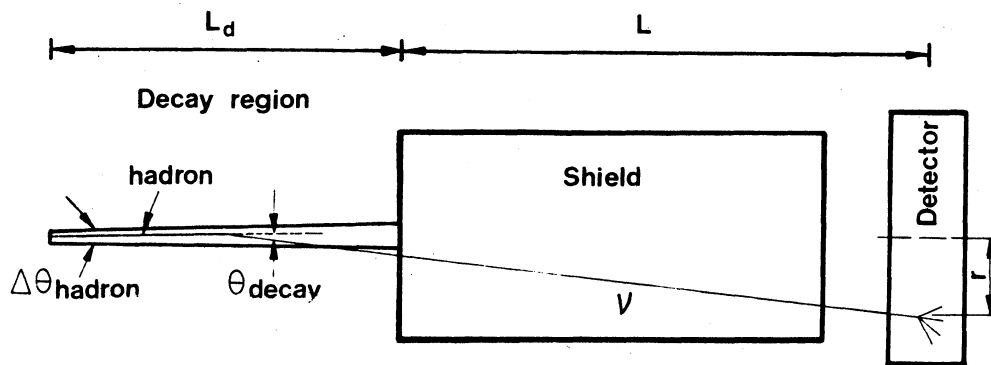
($L_\pi = 56 \times P_\pi$ (m), $L_K = 7.6 \times P_K$ (m) où $P_{\pi,K}$ désigne l'impulsion (GeV/c))

qui peuvent être supérieures à celles du tunnel, tous les mésons ne se sont pas désintégrés à la sortie. Pour disposer d'un faisceau de neutrinos aussi pur que possible au niveau du détecteur, il faut arrêter tous les hadrons et surtout les muons provenant des π et K . En vue de cela, on dispose d'un

premier blindage en fer (de $L = 300$ m) suivi d'un autre en terre ($L = 100$ m). Les hadrons sont rapidement absorbés dans le fer (2 à 3 m) à cause de leur longueur d'interaction proche de 15 cm. Les muons qui eux ne perdent de l'énergie que par interaction électromagnétique, parcourent plusieurs dizaines de mètres. Cela détermine la longueur du blindage à utiliser.

Dans notre expérience, aucune sélection n'a été faite sur les impulsions des π et K focalisés. De cette manière, l'intensité du flux obtenu est maximale. Le spectre en énergie des neutrinos s'étend de 5 à 210 GeV, avec un maximum de flux à ~ 26 GeV. L'inconvénient est que seule la direction du neutrino est connue: l'angle entre le faisceau et l'axe du détecteur est de 43 milliradians.

Une deuxième version de faisceau consiste à focaliser uniquement les π et K d'impulsion $P_{\pi,K}$ donnée:



$$\operatorname{tg} \theta_d \approx \theta_d \approx \frac{2r}{(2L + L_d)}$$

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

Le désavantage d'un tel faisceau est sa faible intensité par rapport au premier. (Le rapport des intensités varie de 10^{-1} à 10^{-3} en moyenne).

I.2 DETERMINATION DU FLUX DES NEUTRINOS

Elle se fait en deux étapes:

La première consiste, par une méthode de Monte-Carlo, à reproduire toutes les conditions de production et de désintégration des π et K, et à tenir compte de tous les dispositifs installés sur leurs trajectoires. La production des π et K s'inspire du modèle thermodynamique de Hagedorn (et al.) réf. (I.1) ajusté aux mesures expérimentales, réf. (I.2). Deux programmes, DISMUNU et NUFLUX, donnant des résultats concordants sont utilisés au CERN.

La deuxième étape part de la mesure du spectre des muons à l'aide de 6 détecteurs électroniques placés dans le blindage ferreux.

L'ajustement des deux déterminations fournit le spectre absolu des neutrinos, fig. (I.2).

L'incertitude sur la normalisation du flux varie suivant le domaine d'énergie considéré. Elle est, en moyenne, de 25% entre 5 et 10 GeV (à cause du flux intense de muons de haute énergie qui saturent les détecteurs, les rendant ainsi "aveugles" à ceux de basse énergie), de 12% entre 10 et 25 GeV, 10% entre 25 et 210 GeV.

I.3 LE SYSTEME DE DETECTION,

Il se compose de 2 parties:

- A - La chambre à bulles Gargamelle
- B - Les détecteurs électroniques associés.

A - La chambre à bulles, fig. (I.4)

Elle est de forme cylindrique, disposée axialement le long du faisceau ; ses caractéristiques sont:

diamètre $\emptyset$	: 196 cm
longueur L	: 480 cm
volume total V	: 12 m ³
volume visible VV	: 8 m ³

Elle est équipée d'un système optique formé de deux rangées de 4 caméras, à objectifs "fish-eye" baignant dans le liquide, et disposées symétriquement le long de deux génératrices du cylindre. L'éclairage est assuré par 19 flashes fixés sur la paroi opposée.

L'angle entre l'axe optique d'une caméra et le plan horizontal est de $\pm 33^\circ$.

Fig. (I.2) : Spectre total des ν_μ

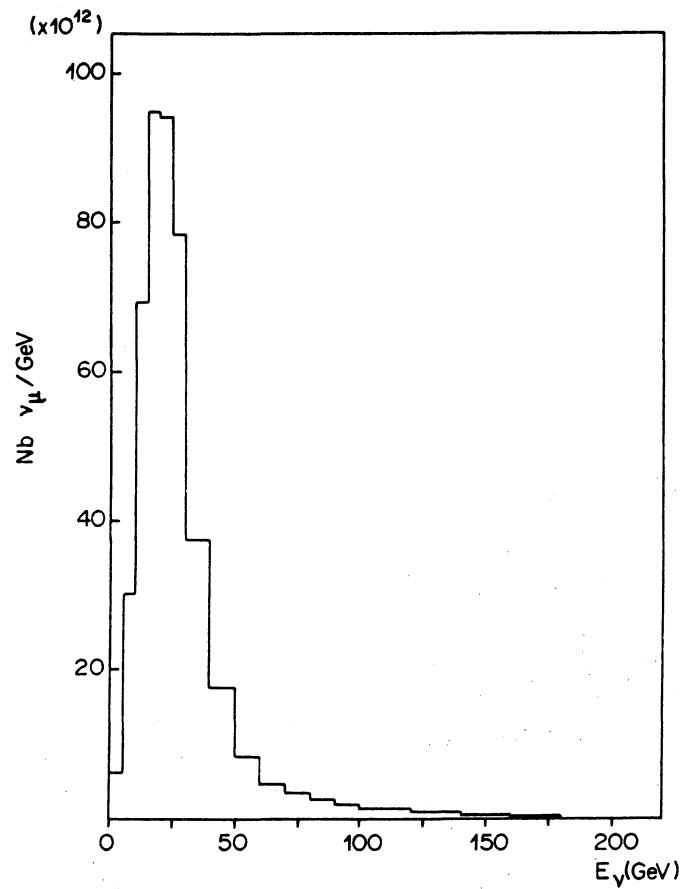
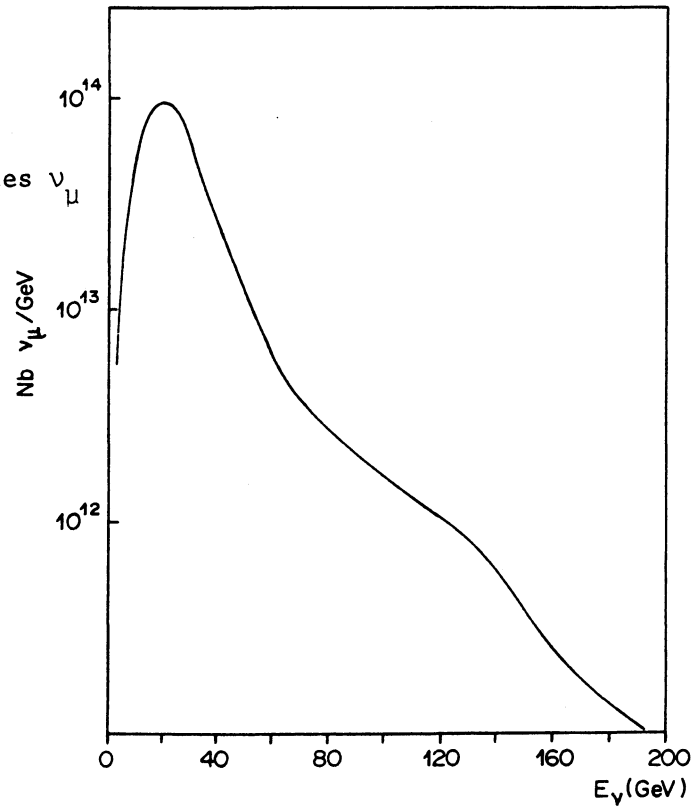


Fig. (I.3) : Spectre des ν_μ pour l'étude des événements cohérents

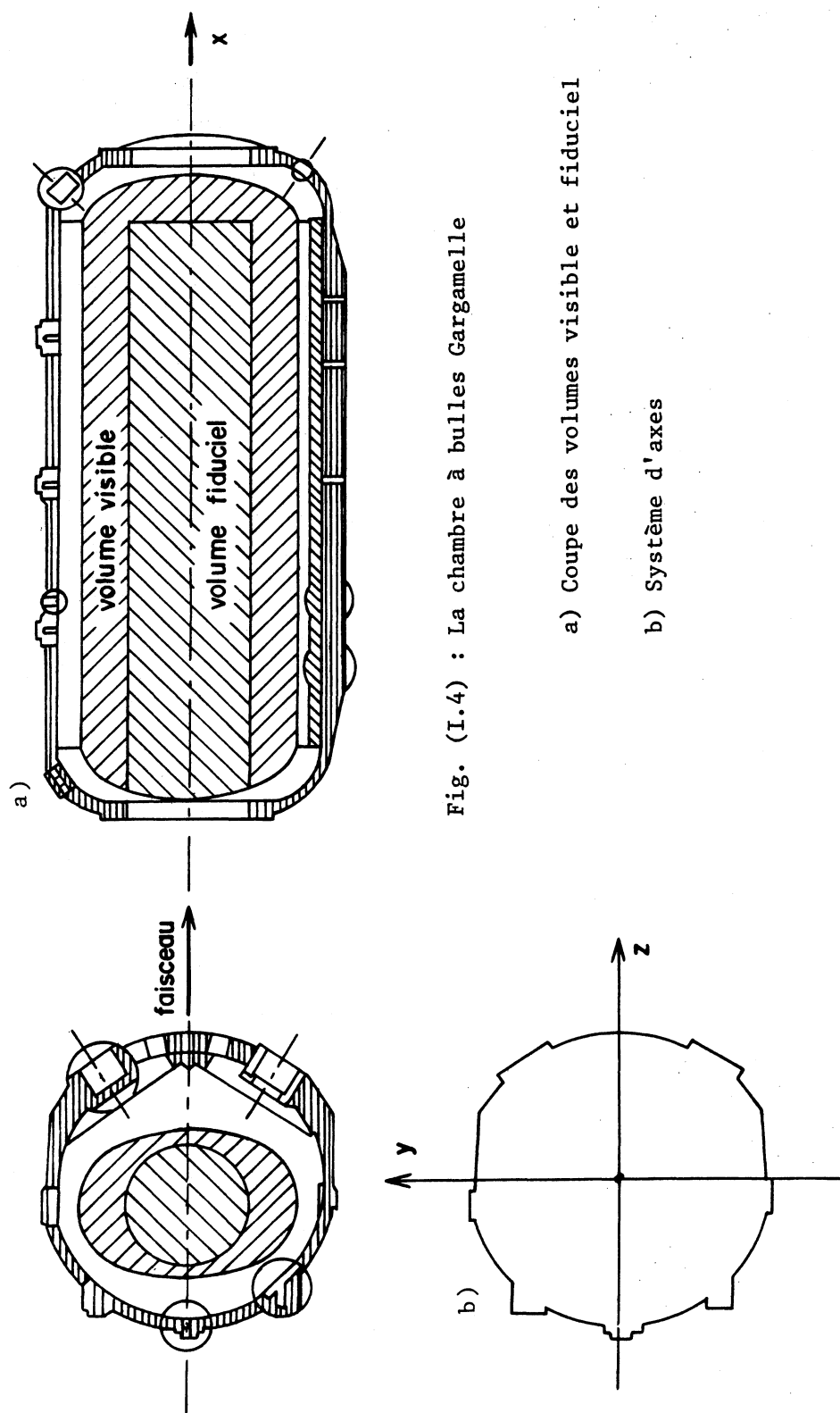


Fig. (I.4) : La chambre à bulles Gargamelle

a) Coupe des volumes visible et fiduciel

b) Système d'axes

Champ magnétique: il est fourni par 2 bobines en cuivre. Ce champ est transversal et sensiblement constant dans tout le volume; son intensité est de 2 Tesla.

Un bloc de fer assure la fermeture des lignes de champ externe et protège la chambre des rayons cosmiques.

Système d'axes: soit O le centre de la chambre. L'axe des x est confondu avec celui de la chambre et dirigé dans le sens du faisceau. $\vec{Oy}$ est vertical et dirigé vers le haut, $\vec{Oz}$ vers les caméras, de telle sorte que le repère (Oxyz) est trirectangle et direct. Dans ce système, le faisceau est centré à $y = 0$, $z = -18$ cm.

La cible: elle est constituée d'un mélange de Propane (C_3H_8) et de Fréon (CF_3Br).

Ses caractéristiques sont:

- poids total 6 tonnes
- pourcentage en poids 73.8% pour le propane
26.2% pour le fréon
- masse volumique $\rho = 0.50$ g/cm³
- longueur de radiation $X_0 = 61.5$ cm
- longueur d'interaction (moyenne) $\Lambda_c = 170$ cm

L'avantage d'une telle cible est la possibilité d'obtenir un nombre raisonnable d'interactions, une bonne identification des électrons (90% en moyenne) ainsi que la matérialisation des photons. Par contre, la présence de noyaux ne permet pas de reconstruire de façon précise la cinématique des événements (problèmes de réinteractions, absorptions nucléaires) et limite donc la précision des mesures.

B - Les détecteurs électroniques annexes

L'installation de ces détecteurs répond au problème suivant:

il faut être en mesure de distinguer entre les événements avec ou sans muons dans l'état final ; cela revient, en fin de compte, à discriminer entre un hadron (π, K) et un muon. Le raisonnement est simple: le muon n'interagissant qu'électromagnétiquement avec la matière (ionisation, "δ-rays"), il y est donc faiblement absorbé: il suffit alors d'installer un absorbeur (du fer, par exemple) derrière la chambre, les hadrons par interaction forte, sont rapidement arrêtés.

Le détecteur EMI répond à cette idée: il comporte deux parties,

- les chambres à fils proportionnelles
- le blindage.

Les particules chargées qui sont créées lors d'une interaction neutrino dans la chambre et qui traversent le blindage induisent des avalanches électriques dans les chambres à fils qui s'autodéclenchent. Les signaux créés sont amplifiés et transmis dans une salle de contrôle où ils sont enregistrés.

1) les chambres: au nombre de 16 et disposées dans 2 plans parallèles par 2 groupes de 8. Chaque chambre a une surface de $3 \times 1 \text{ m}^2$. La résolution temporelle est de 20 ns, et spatiale (dépendant de la position du point considéré) varie de 0.4 à 1,6 cm. L'efficacité de chaque chambre est de 99%.

2) le blindage: il est en fer et placé entre les 2 plans de chambres à fils. Son épaisseur atteint 160 cm dans la partie centrale de l'EMI et 80 cm sur les bords.

Efficacité géométrique de l'EMI:

Elle mesure la probabilité pour qu'un muon créé dans la chambre atteigne les 2 plans de chambres à fils. Elle dépend de la cinématique des événements considérés et surtout de l'énergie du muon. La fig. (I.5) montre cette probabilité, en fonction de l'énergie, dans les événements $\nu N \rightarrow \mu^- + X$

Deux autres détecteurs, le Compteur Vêto, et le "Picket-Fence", complètent le dispositif électronique autour de la chambre à bulles. Ce sont deux chambres à fils proportionnelles identiques, placées contre le corps de chambre, juste devant et à la sortie de Gargamelle. Leurs résolutions spatiale, temporelle et leur efficacité sont les mêmes que pour les chambres de l'EMI. Les événements sont enregistrés dans des tranches de temps ("Time-slot") de 500 ns (70 à 80 par passage du faisceau). Cette disposition permet de réaliser des anticoincidence entre ces deux détecteurs et donc d'éliminer les événements générés par les hadrons neutres (neutrons, K_L^0) eux mêmes créés lors d'une interaction de neutrinos sur les bobines de l'aimant, et les muons qui sont en équilibre avec le faisceau.

La fig. (I.6) montre la disposition de l'EMI, du Compteur Vêto et le "Picket-Fence" autour de la chambre à bulles.

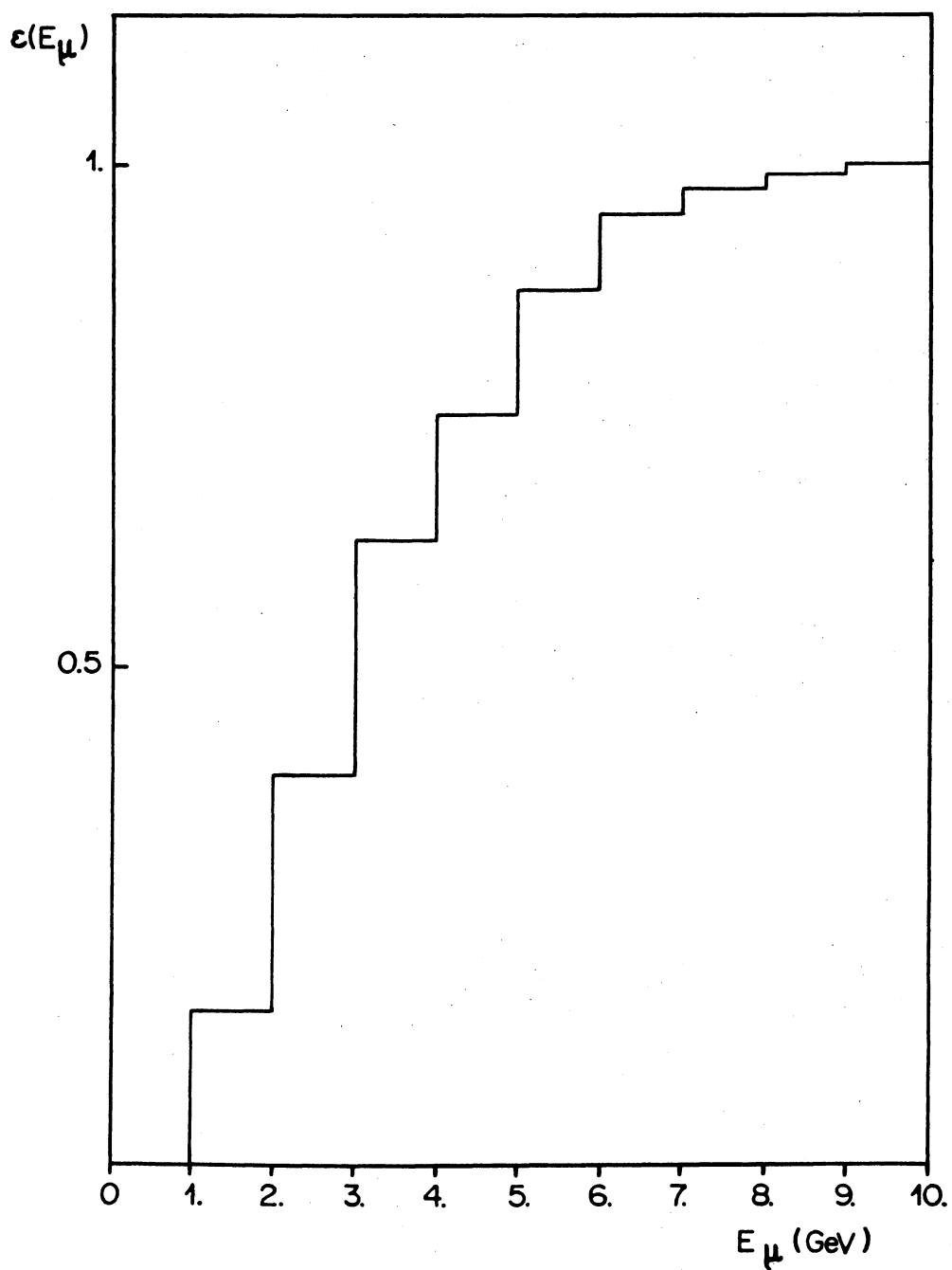


Fig. (I.5) : Efficacité géométrique de l'EMI pour les événements $\nu_\mu + n(p) \rightarrow \mu^- + X$

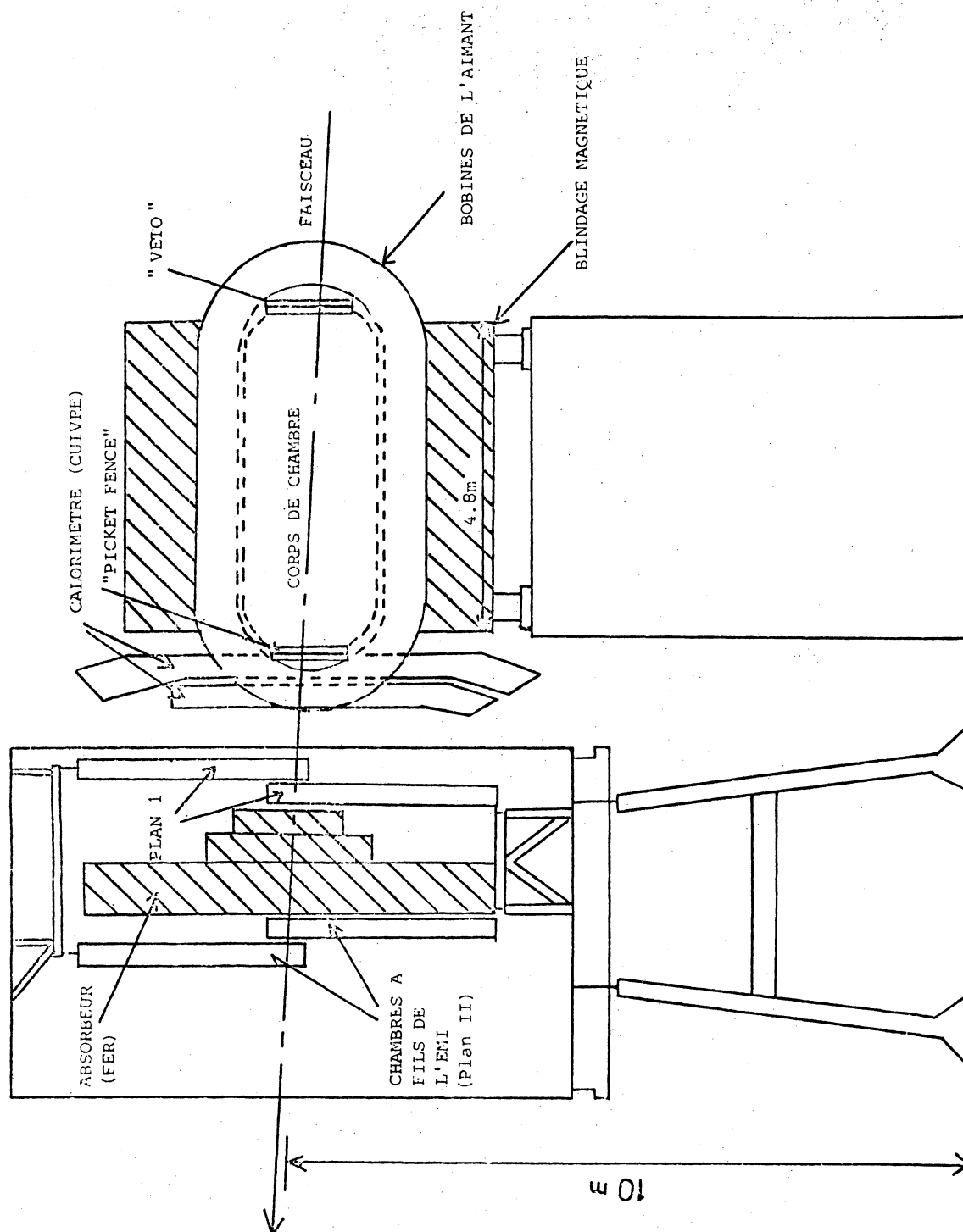


Fig. (I.6) : Disposition de la chambre et des détecteurs électroniques

CHAPITRE II

LES DONNEES EXPERIMENTALES

La prise de données s'est déroulée en deux périodes: la première allant d'octobre à décembre 1977, la seconde d'avril à juillet 1978. Pour cette étude, nous avons obtenu un total de 523 films correspondant à un lot de 380000 photos utiles. Chaque film a été dépouillé 2 fois.

II.1 LES REACTIONS RECHERCHEES

Elles s'écrivent:

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu^{-} + A_1^{+} + N \quad (1)$$

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu^{-} + \rho^{+} + N \quad (2)$$

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \nu_{\mu} + \rho^{0} + N \quad (3)$$

$$\nu_{\mu} + N \rightarrow \nu_{\mu} + A_1^{0} + N \quad (4)$$

où N désigne un noyau, et $A_1^{+,0}$, $\rho^{+,0}$ représentent les résonances mésoniques dont les caractéristiques sont énumérées dans le tableau (II.a)

Resonance	Masse (GeV)	Spin Isospin	Parité	Modes de désintégrations
A_1^{+}	1.1	1 1	+	$A_1^{+} \rightarrow \rho^{+} + \pi^{0} \quad (50\%)$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \pi^{+} + \pi^{0}$ $A_1^{+} \rightarrow \rho^{0} + \pi^{+} \quad (50\%)$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \pi^{+} + \pi^{-}$
ρ^{+}	0.77	1 1	-	$\rho^{+} \rightarrow \pi^{+} + \pi^{0} \quad (100\%)$
A_1^{0}	1.1	1 1	+	$A_1^{0} \rightarrow \rho^{+} + \pi^{-} \quad (50\%)$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \pi^{+} + \pi^{0}$ $A_1^{0} \rightarrow \rho^{-} + \pi^{+} \quad (50\%)$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \pi^{-} + \pi^{0}$
ρ^{0}	0.77	1 1	-	$\rho^{0} \rightarrow \pi^{+} + \pi^{-} \quad (100\%)$

Tableau (II.a) : Caractéristiques des mésons A_1^{+} , ρ^{+} , A_1^{0} , ρ^{0}

Remarque: Le processus $A_1^0 \rightarrow \rho^0 + \pi^0$ est interdit, car les 2 coefficients de Clebsch-Gordon sont nuls.

Observons que le processus $A_1^+ \rightarrow \rho^+ + \pi^0$ donne $2 \pi^0$ dans l'état
 $\downarrow$
 $\pi^+ + \pi$

final. Parce que la probabilité de matérialisation dans la chambre d'un π^0 est de 35% et donc pour $2 \pi^0$ elle vaut 12.25%, il est préférable de rechercher le processus (1) par la signature $\rho^0 + \pi^+ (\pi^+ + \pi^- + \pi^+)$.

Nous sommes en mesure, maintenant, de préciser les règles du dépouillement des données.

II.2 CRITERES DE DEPOUILLEMENT

Nous appelons candidat A_1^+ , ρ^+ , ρ^0 , A_1^0 , toute topologie correspond respectivement à la réaction (1), (2), (3), (4). Les critères de candidatures portent sur le nombre total de traces, leur signe et le nombre de gammas. Ils sont reproduits par le tableau suivant:

Candidat	Total traces chargées	total des γ	total chargées +	total chargées -
A_1^+	4	0	2	2
ρ^+	2	2	1	1
ρ^0	2	0	1	1
A_1^0	2	2	1	1

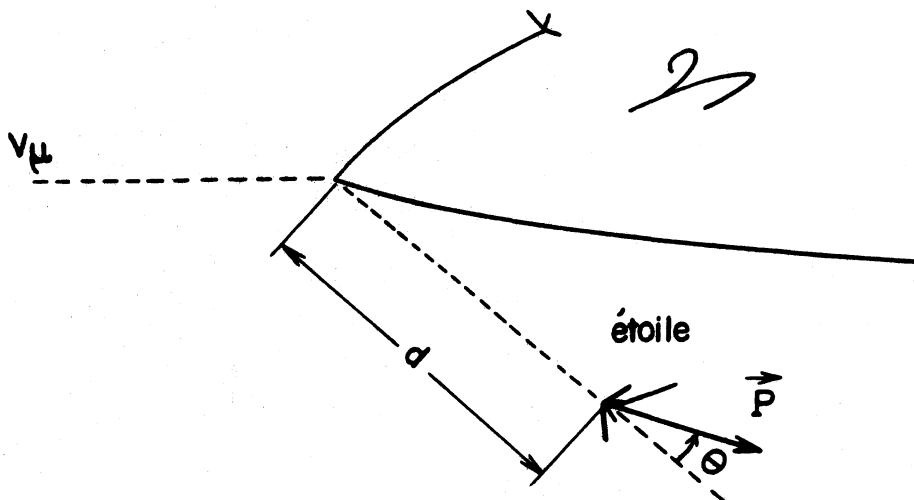
Pour les candidats A_1^+ et ρ^+ , nous exigeons qu'une trace négative quitte la chambre sans interagir (candidat muon). En plus, pour avoir une bonne mesurabilité et une bonne identification des traces, nous demandons qu'aucune d'elle n'interagisse avant 10 cm (longueur projetée sur table, ce qui correspond, en moyenne, à 35 cm dans l'espace).

Les gammas doivent pointer au vertex.

Nous verrons au chapitre (IV.2.C), que la cohérence limite sévèrement le transfert d'impulsion $|\vec{p}_c'|$ au noyau-cible : $|\vec{p}_c'| < 130$ MeV. Dans de telles réactions, nous ne devons observer aucune excitation et, en particulier, aucune brisure de noyau. Cette considération nous a amené à demander à ce que les candidats ne comportent aucun proton reconnu (soit à l'arrêt, soit d'évaporation).

D'autre part, il arrive que dans certains clichés, il puisse y avoir plusieurs interactions ayant des origines différentes. Chacune d'elles peut être due soit à un neutrino distinct, soit à un neutron émis lors d'une interaction neutrino dans la chambre ("étoile de neutron") ou sur le blindage. Cette situation pose le problème d'association d'interactions. Nous avons défini comme associés deux événements si l'étoile pointe sur le vertex situé en amont, c'est-à-dire:

- l'angle (θ) entre l'impulsion résultante de l'étoile et sa ligne de vol est inférieur à 20° ;
- la distance projetée (d) entre les 2 vertex est inférieure à 20 cm ; soit $\langle d \rangle \approx 0.4 \Lambda_c$, Λ_c longueur de collision inélastique dans la chambre.

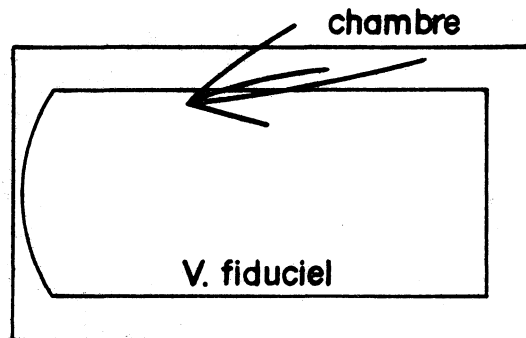


II.3 DEFINITION DU VOLUME FIDUCIEL

Dans notre étude, nous avons choisi de travailler dans un volume de la chambre qui nous permette d'avoir:

- un nombre suffisant d'événements neutrinos;
- une bonne mesure des traces et leur identification;
- un bruit de fond aussi réduit que possible.

La 1ère condition demande un grand volume, et les 2 autres, au contraire en demandent un qui soit réduit. (En effet dans le 2ème cas, la distribution des événements neutrinos étant partout uniforme dans la chambre, une interaction située au bord du volume aura une mauvaise précision de mesure parce que les traces auront une courte longueur mesurable).



Le compromis entre ces 3 exigences nous a conduit au volume suivant: il est défini, pour des vertex des événements, par un cylindre elliptique d'une parallèle à $\vec{Ox}$, limité par un demi-ellipsoïde du côté entrée du faisceau et par un plan à $x = 160$ cm du côté sortie de la chambre.

Les caractéristiques de ce volume sont:

- Pour le cylindre: - centre $x = 0$, $y = 0$, $z = -18$ cm
 - $-160 \text{ cm} \leq x \leq +160 \text{ cm}$
 - $\frac{1}{2}$ grand axe de l'ellipse: 75 cm
 - $\frac{1}{2}$ petit axe de l'ellipse: 60 cm
- Pour le $\frac{1}{2}$ ellipsoïde:
 - centre $x = -160$ cm, $y = 0$, $z = -18$ cm
 - $\frac{1}{2}$ axe suivant OX: 60 cm
 - $\frac{1}{2}$ axe suivant OY: 75 cm
 - $\frac{1}{2}$ axe suivant OZ: 60 cm
- Volume total: 5.09 m^3 .

II.4 RESULTATS ET EFFICACITE DU DEPOUILLEMENT DES DONNEES

A l'intérieur du volume fiduciel, nous avons trouvé un lot total de 2090 candidats. La répartition par réaction est la suivante:

<u>Candidat</u>	<u>Nombre de candidats</u>
A_1^+	489
ρ^+	389
ρ^0	971
A_1^0	241

Efficacité de dépouillement: Elle est évaluée à partir des nombres de candidats notés lors des 1er et 2ème dépouillement.

Candidat	Efficacité
A_1^+	0.98 ± 0.01
ρ^+	0.99 ± 0.01
ρ^0	0.94 ± 0.01
A_1^0	0.98 ± 0.01

II.5 LA MESURE DES EVENEMENTS

Elle se fait sur des tables reliées à un ordinateur par l'intermédiaire d'un multiplexeur. Chaque table comprend:

- un système de projection constitué de 2 rangées de 4 optiques (grandissement: 11);
- une platine de mesure qui permet de faire celle-ci directement sur le cliché projeté;
- une console de visualisation, assurant le dialogue direct entre l'operatrice et l'ordinateur.

L'ordinateur, un CDC 3100 (32 K-mots, 24 bits chacun) est relié à 3 unités de bandes magnétiques et à 2 unités de disque.

Un programme de mesure, comprenant tous les critères fixés pour l'expérience, guide l'opératrice tout au long de la procédure de mesure. Les données mesurées sont enregistrées sur disque et traitées en ligne par un programme de reconstruction géométrique dans l'espace: les résultats de la mesure de chaque trace (impulsion, angles de dip et d'azimuth, et leurs précisions) sont visualisés sur l'écran. Cette disposition permet à l'opératrice de procéder, éventuellement, à la remesure d'une trace incorrectement traitée. Une fois l'événement entièrement mesuré, les données le concernant sont transférées sur une bande magnétique.

Ultérieurement, un programme de Géométrie (NUGEOM) plus élaboré, traite l'ensemble des données. Ce programme permet de calculer les quantités correspondantes à chaque trace: impulsion-énergie pour différentes hypothèses de masse ainsi que leur vraisemblance en tenant compte de la diffusion coulombienne et du Brehmsstrahlung. Les gammas

sont reconstruits à partir des traces e^+e^- et leur probabilité de pointer au vertex est déterminée.

Les résultats de la Géométrie sont ensuite traités par le programme EMI. Cette opération consiste à extrapoler les traces quittant la chambre vers l'EMI et à leur associer des points d'impacts. Le programme EMI compare les points prédits avec ceux réellement enregistrés et calcule la vraisemblance dans l'hypothèse d'association.

Les caractéristiques essentielles de chaque événement sont par la suite, mises sur bande magnétique et analysées.

Précision des mesures:

- Pour des traces qui s'arrêtent dans la chambre, l'impulsion est déterminée par le parcours. L'erreur est de 2% et provient essentiellement de l'incertitude sur la longueur et du "straggling".

- Pour les traces sortantes ou qui interagissent, la précision sur l'impulsion varie de 5% à 15%. L'incertitude est due aux erreurs de pointé et à la diffusion multiple.

- Les points sont connus avec une incertitude de $\langle \Delta x \rangle = \langle \Delta y \rangle \approx 0.5$ à 1 mm
 $\langle \Delta \rangle \approx 1$ à 2 mm

- L'erreur sur les angles est de $\langle \Delta \lambda \rangle = \langle \Delta \phi \rangle = 1$ à 2 mrad

L'incertitude moyenne sur l'énergie des gammas est de 25%.

II.6 IDENTIFICATION DES TRACES

Les réactions recherchées étant exclusives, la reconnaissance des différentes traces est essentielle ici.

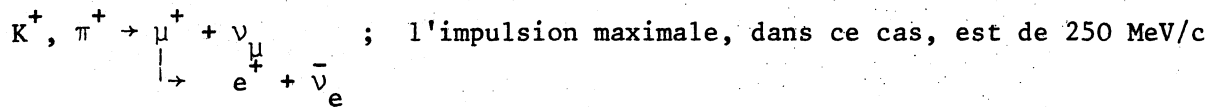
- cas des π^0 : ils sont reconnus par leur désintégration en 2 gammas pointant au vertex de l'événement.

- cas des traces chargées positives:

- les protons sont reconnus s'ils s'arrêtent dans la chambre; dans ce cas, leur impulsion est inférieure à 800 MeV/c;

- la loi moment-parcours permet, pour les traces d'impulsion inférieure à 1 GeV, de séparer π et protons;

- les π^+ et K^+ sont identifiées par leur désintégration à l'arrêt:



pour le π^+ , 400 MeV/c pour le K^+ .

Afin d'augmenter notre lot de traces identifiées, nous avons décidé de regarder, sur table, tous les candidats ayant au moins une trace positive d'impulsion inférieure ou égale à 3 GeV/c. (Au delà de cette impulsion, il est impossible de lever l'ambiguïté entre proton, π^+ et K^+ dans la chambre). La méthode consiste dans l'observation de rayons deltas sur cette (ou ces) trace(s).

Principe de la méthode:

L'énergie maximale transférée à un électron du cortège atomique par une particule chargée de masse M et d'impulsion p est:

$$E_{\max} = \frac{2m_e p^2}{m_e^2 + M^2 + 2m_e \sqrt{p^2 + M^2}}$$

$$\approx 2m_e \left(\frac{p}{M}\right)^2, \quad m_e = \text{masse de l'électron.}$$

- on voit que $\frac{E_{\max}(\pi)}{E_{\max}(\text{proton})} \approx 46$ à une impulsion p fixée.

- Le nombre de deltas $\eta(\ell)$ sur une longueur ℓ s'écrit :

$$\eta(\ell) = \frac{K\ell}{\beta^2} \left[\frac{1}{E_{\min}} - \frac{1}{E_{\max}} \left(1 + \beta^2 \log \frac{E_{\max}}{E_{\min}} \right) \right]$$

où $\beta = \frac{p}{E}$, E est l'énergie de la particule de masse M

K est une constante du milieu

$E_{\min}$ est l'énergie minimale des deltas.

Le rayon de courbure R est relié à l'énergie $E_{\max}$ grâce à la formule:

$$R = \frac{1}{0.3 \times B} \times \sqrt{E_{\max} (E_{\max} + 2m_e)}$$

R (cm), B champ magnétique (KGauss), $E_{\max}$ et m_e en MeV. Par exemple, si $E_{\max} = 4$ MeV, on obtient:

$R = 0.7$ cm (espace) soit $R \approx 2.1$ mm (projeté sur table).

Ainsi donc, connaissant le rayon de courbure du delta et donc son énergie, on peut tester si cette dernière peut provenir d'un proton. Avec cette méthode, nous avons pu obtenir un taux de 35% de traces identifiées comme π^+ . Donc nous n'identifions un π^+ que dans un cas sur trois.

- Cas des traces chargées négatives:

Est appelée μ^- toute trace négative qui quitte la chambre, atteint les 2 plans de l'EMI et dont le χ^2 d'association (entre les points d'impact prédits et ceux enregistrés) est $\chi^2 < 20$. Cette exigence réalise la séparation courant chargé - courant neutre.

Les π^- peuvent être reconnus par la capture nucléaire jusqu'à $p_{\pi^-} = 250$ MeV. Au-delà de cette limite, nous faisons l'hypothèse que toute trace négative autre que le μ^- est un π^- .

CHAPITRE III

DETERMINATION DU LOT FINAL DES CANDIDATS

Avant d'analyser nos événements, nous avons procédé à des coupures sur ceux-ci. Cela nous permet d'obtenir des lots cinématiquement propres pour les candidats A_1^+ et ρ^+ ; pour les neutres ρ^0 et A_1^0 , une coupure sur l'énergie hadronique totale est faite pour réduire les bruits de fond dus aux neutrons.

III.1 CINEMATIQUE, fig. (III.1)

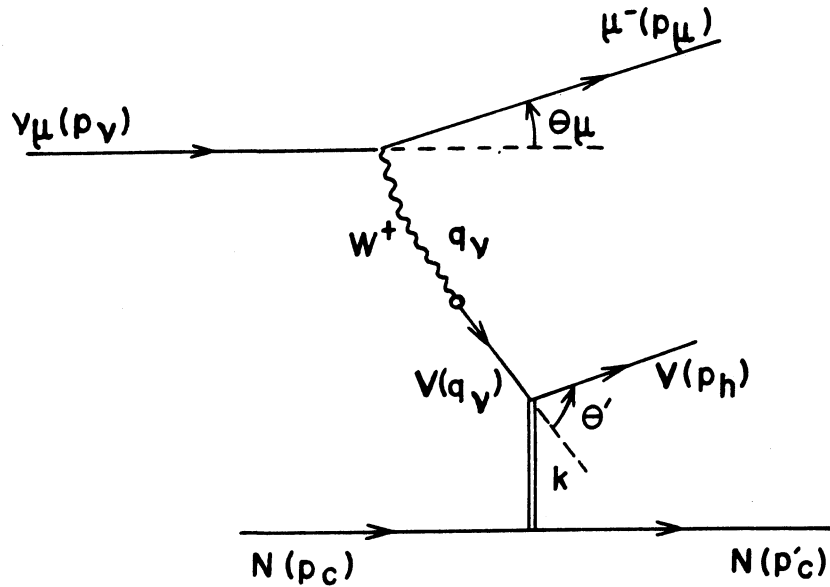


Fig.(III.1): Graphe de la réaction cohérente $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^-(\nu_\mu) + V^+(V^0) + N$

Soient $(p^\nu, p'^\nu, p_c, p'_c, p_h)$ les quadri-impulsions du neutrino incident, lepton diffusé (ν_μ ou μ^-), noyau-cible dans l'état initial et final, du méson vectoriel V créé. Nous définissons les quantités suivantes:

$\nu = E_\nu - E'$, Energie totale des hadrons, E' énergie du lepton diffusé;

$y = \nu/E_\nu$, variable d'inélasticité;

$Q^2 = - (p_\nu - p'_\nu)^2 = 4 E_\nu E' \sin^2 \frac{\theta}{2}$, le carré du moment transféré des leptons aux hadrons;

$x = \frac{Q^2}{2M\nu}$, variable d'échelle, M masse du noyau-cible;

$t = - (p_c - p'_c)^2$, variable de la diffraction, carré du moment transféré des hadrons au noyau-cible;

$\Phi = (\vec{y}_n, \vec{y}_L)$, angle entre les plans leptonique et hadronique

$$\vec{y}_H = \frac{\vec{q} \wedge \vec{p}_h}{|\vec{q} \wedge \vec{p}_h|}$$

$$\vec{y}_L = \frac{\vec{p}_\nu \wedge \vec{p}'_\nu}{|\vec{p}_\nu \wedge \vec{p}'_\nu|}$$

Si l'on omet la polarisation des particules dans l'état final, la cinématique des processus recherchés dépend de 5 quantités: x , y , Q^2 , t et Φ .

III.2 RECONSTRUCTION CINEMATIQUE DES EVENEMENTS

Le π^0 est reconstruit à partir de la paire de gammas par un ajustement cinématique à 3 contraintes: les 2 directions de gammas et la masse $m_{\gamma\gamma}$ telle que $m_{\gamma\gamma} = m_{\pi^0}$ ($= 139.4$ MeV). Cette procédure redétermine l'énergie, l'impulsion de la paire donc l'impulsion-énergie du π^0 , et calcule la probabilité du χ^2 , $P(\chi^2)$ du π^0 .

La direction du ν_μ incident est connue à 10^{-3} rad près. L'énergie du neutrino est évaluée par sommation sur celle du lepton et des mésons, et sera appelée E_{vis} .

E_{vis} est bien déterminée pour les candidats A^+ et ρ^+ , car le muon dans l'état final est détecté, mais non pour les candidats A^0 et ρ^0 , le neutrino diffusé ne laissant aucune trace visible. Un ajustement cinématique des événements est impossible ici, car le problème présente 4 contraintes mais 7 inconnues (E_ν , $\vec{p}'_\nu$, $\vec{p}'_c$).

- Définition des quantités cinématiques mesurées:

Dans le cas des candidats A^+ et ρ^+ , nous pouvons écrire la conservation de l'impulsion-énergie dans le système du laboratoire :

$$E_\nu + M = E_\mu + E_h + \frac{(p'_c)^2}{2M} + M \quad (1) \quad M \text{ est la masse du noyau-cible}$$

$$(p_v)_L + 0 = p_{\mu L} + p_{hL} + p'_{cL} \quad (2) \quad \text{conservation de l'impulsion longitudinale du } \nu_\mu;$$

$$(\vec{p}_v)_\perp + \vec{0} = (\vec{p}_\mu)_\perp + (\vec{p}_h)_\perp + (\vec{p}'_c)_\perp \quad (3) \quad \text{conservation de l'impulsion transversale du } \nu_\mu.$$

L'axe longitudinal étant celui du ν_μ . Dans l'hypothèse d'une masse nulle pour le neutrino, on a évidemment $E_v = |\vec{p}_v|$ et du choix de l'axe qui précède $E_v = p_{vL}$.

Nous désignons par $\vec{P}_\perp$ et P_L respectivement le moment transversal et longitudinal mesurés

$$\vec{P}_\perp = (\vec{p}_\mu)_\perp + (\vec{p}_h)_\perp, \quad P_L = |\vec{p}_\perp|$$

$$P_L = (p_\mu)_L + (p_h)_L$$

De ces deux quantités, nous déduisons l'énergie manquante au bilan longitudinal, E_{mis}

$$E_{\text{mis}} = E_{\text{vis}} - P_L$$

avec $E_{\text{vis}} = E_\mu + E_h.$

Les relations (1) à (3) nous permettent d'évaluer $p_c'^2$ à partir des quantités mesurables, $P_\perp$ et E_{mis} .

$$p_c'^2 = p_{cL}'^2 + (p_c')_\perp^2$$

$$(2) \text{ et } (3) \Rightarrow p_c'^2 = (E_v - P_L)^2 + P_\perp^2$$

$$= \left[(E_{\text{vis}} + \frac{p_c'^2}{2M}) - P_L \right]^2 + P_\perp^2 \quad \text{en utilisant (1)}$$

$$= E_{\text{mis}}^2 + E_{\text{mis}} \cdot \frac{p_c'^2}{M} + \left(\frac{p_c'^2}{2M} \right)^2 + P_\perp^2$$

En négligeant le terme $\left(\frac{p_c'^2}{2M} \right)^2$ ($\ll 10^{-5} \text{ GeV}^2$) et après un simple réarrangement des termes, nous aboutissons à

$$p_c'^2 = \frac{M}{M - E_{\text{mis}}} \cdot (E_{\text{mis}}^2 + P_\perp^2)$$

soit encore

$$p_c'^2 = \frac{1}{1 - \frac{E_{\text{mis}}}{M}} \cdot (E_{\text{mis}}^2 + p_{\perp}^2)$$

Pour les événements diffractifs, nous devons avoir $E_{\text{mis}} \approx 0$ au moment de Fermi et aux erreurs expérimentales près, donc

$$\frac{E_{\text{mis}}}{M} \approx 0$$

et $p_c'^2$ s'écrit finalement

$$p_c'^2 = E_{\text{mis}}^2 + p_{\perp}^2$$

En supposant que le méson ρ^+ ou A_1^+ ne transfère pas d'énergie mais seulement une impulsion à la cible, nous pouvons identifier la variable t de la diffraction avec l'impulsion $p_c'^2$ reçue par la cible, donc

$$t = E_{\text{mis}}^2 + p_{\perp}^2$$

III.3 COUPURES PRELIMINAIRES APPLIQUEES

A - Rejet des candidats ρ^0 où le π^- n'est pas signé

Dans le lot ρ^0 se trouvent des événements courant chargé du type :

$$\nu_{\mu} + n(p) \rightarrow \mu^- + \pi^+ + n(p) \quad (1) \quad \text{où } n(p) \text{ n'est pas détecté}$$

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^- + p \quad (2) \quad \text{où } p \text{ est ambigu et classé comme } \pi^+$$

Dans (1) et (2), le μ^- n'a pas été reconnu comme tel et pris comme π^- . Nous avons donc décidé de ne garder que les candidats où le π^- est clairement reconnu (par interaction ou arrêt dans la chambre).

D'autre part, la distribution en masse invariante du lot montre une structure dans la région de masse du K_s^0 (490 MeV) et Λ^0 (1115 MeV) (quand la trace + est assignée à un proton). Ces K_s^0 et Λ^0 proviennent naturellement d'interactions ν_{μ} sur le blindage. Nous avons vérifié que les Λ^0 ne se reflétaient pas dans le ρ^0 quand nous assignons la trace + à un π^+ et, donc, rejeté les événements clairement signés K_s^0 et Λ^0 .

B - Probabilité de reconstruction du π^0 : $P(\chi^2)$

Nous gardons les événements avec un π^0 si $P(\chi^2) > 1\%$. Cette coupure rejette les événements ayant :

- soit, 2 π^0 dont 2 gammas provenant chacun d'un π^0 ont été détectés
- soit 2 gammas mais le 2ème étant un brehmsstrahlung du premier.

C - Précision de la mesure des impulsions: $\frac{\Delta p}{p}$

Pour toutes les traces chargées hadroniques, nous exigeons une incertitude $\frac{\Delta p}{p}$ inférieure à 30%. Ceci nous assure une incertitude moyenne sur la masse invariante de 5%, précision suffisante pour mettre en évidence les mésons ρ et A vu leurs largeurs naturelles $\Gamma_\rho = 150$ et $\Gamma_A \approx 300$ MeV.

D - Energie des événements

Entre 5 et 10 GeV, le flux $\phi(E_\nu)$ des neutrinos est faible:

$$\frac{\int_5^{10} \phi(E_\nu) dE_\nu}{\int \phi(E_\nu) dE_\nu \text{ tout le spectre}} \approx 10\% \text{ et le nombre d'événements}$$

diffRACTIFS correspond l'est aussi. De plus il est entaché d'une mauvaise précision, $\frac{\Delta \phi}{\phi} = 25\%$, en moyenne. Ces deux raisons nous ont incité à fixer une coupure à 10 GeV sur E_{vis} pour les candidats ρ^+ et A_1^+ .

Pour diminuer la contamination des lots ρ^0 et A_1^0 par les neutrons (créés par des ν_μ ou en équilibre avec le faisceau ν_μ), nous pouvons fixer une coupure sur E_h (totale) dont la valeur est suggérée par le spectre de l'impulsion p du proton dans les courants chargés inclusifs, fig. (IV.2). En supposant que cette distribution reste valable pour les courants neutres, nous observons sur (IV.2) que :

$$\frac{N_{cc}(p > 1.8 \text{ GeV})}{N_{cc}(\text{total})} \approx 10\%$$

A $p = 1.8$ GeV correspond $E_h = 2$ GeV ; une coupure à cet endroit permet donc de rejeter 90% des neutrons.

E - Bilan transversal total: $P_\perp$

Pour les vrais événements ρ^+ , A_1^+ , la distribution en $P_\perp$ doit être concentrée au voisinage de 0. Cependant, les erreurs de mesure, fig. (III.3 et 4), et le moment de Fermi ($P_F^{\max} = 220$ MeV) peuvent fortement élargir cette distribution. Tenant compte de ces deux remarques et du fait que le recul de la cible n'est pas mesuré, nous fixons une coupure assez large en $P_\perp$ à 1.0 GeV.

F - Bilan longitudinal: E_{mis}

Cette quantité, en plus de la conservation de l'impulsion longitudinale, renseigne sur la présence d'événements avec proton quand celui-ci a été classé

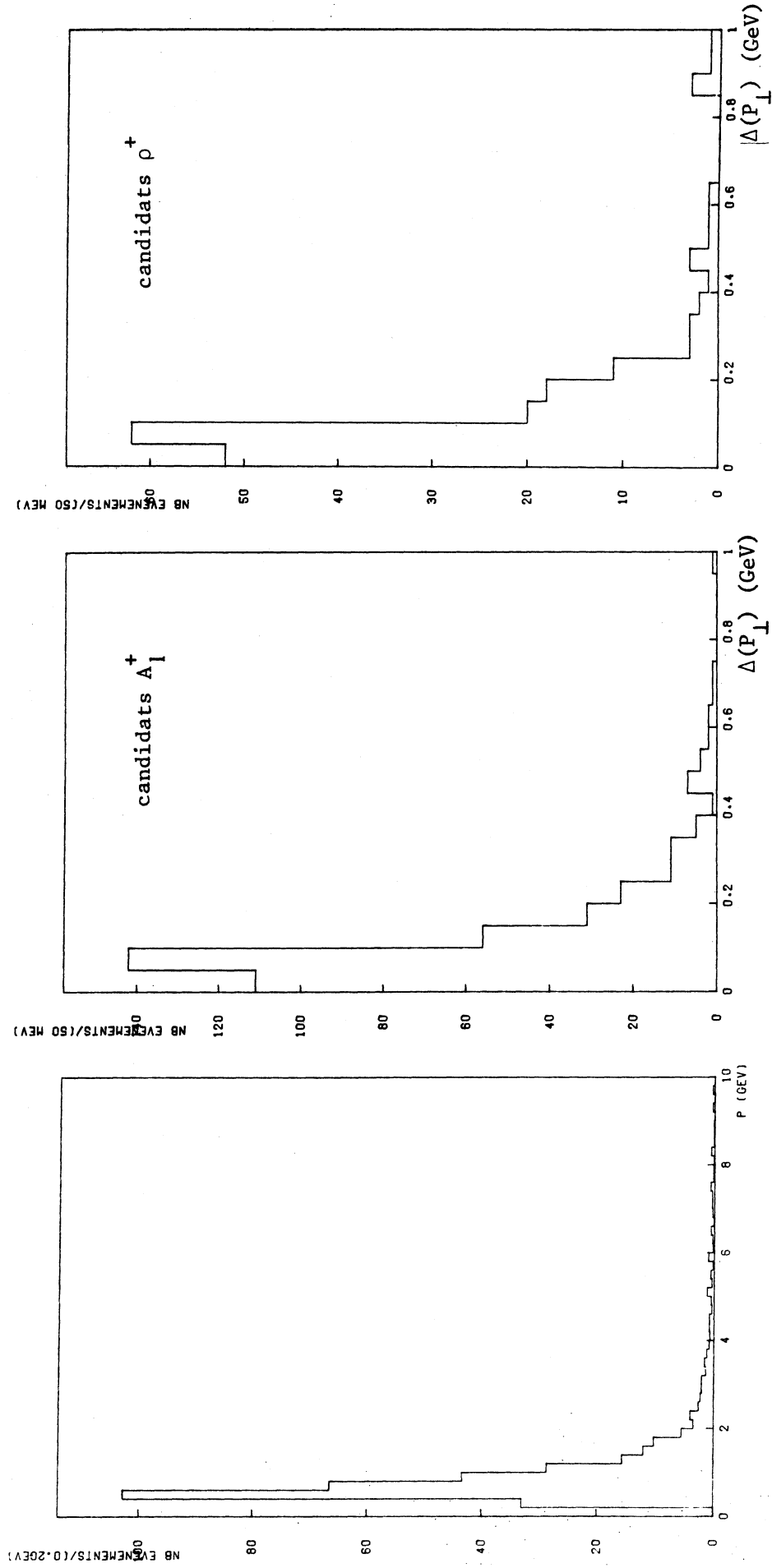


Fig. (III.2) : Impulsion du proton dans les courants chargés inclusifs

Fig. (III.3 et 4) : Erreur absolue sur P_1

à tort comme π^+ du fait de l'ambiguïté π^+/p .

Justification

Si la trace ambiguë est un proton, on aurait

$$E_{\text{vis}} = E_{\mu} + E_{\text{proton}} - M_p, \quad M_p \text{ masse du proton}$$

considérée comme π^+ , on a

$$E'_{\text{vis}} = E_{\mu} + E_{\pi}$$

comme on a toujours $E_{\pi} > E_{\text{proton}} - M_p$, alors

$$E'_{\text{mis}} = E'_{\text{vis}} - P_{\perp} > E_{\text{mis}}$$

Le bilan est donc positif dans le cas où un proton a été classé comme π^+ . Précisons que E'_{mis} n'est significativement différent de E_{mis} que dans la région d'impulsion $0.5 \lesssim p \lesssim 2.5$ GeV où l'ajustement cinématique de la trace est sensible à l'hypothèse de masse. (Entre 0 et 0.5 GeV, le proton est aisément identifié dans la chambre et au delà de 2.5 GeV, l'ajustement est très peu sensible à la masse de la particule).

Prenant en compte le moment de Fermi et les erreurs de mesures, nous avons décidé de ne retenir que les candidats pour lesquels $E_{\text{mis}} < 0.7$ GeV.

III.4 LE LOT FINAL DES EVENEMENTS

Les tables (III.a,b,c) résument les étapes précédentes et montrent le lot final des candidats à analyser.

Lot brut	Coupure ($\frac{\Delta p}{p}, E_{\text{vis}}$)	Coupure ($\frac{\Delta p}{p}, E_{\text{vis}}, P_{\perp}, E_{\text{mis}}$)	Lot final
489	417	291	291

Tab. (III.a): Lot final des candidats A^+

Lot brut	Coupure ($P(\chi^2), \frac{\Delta p}{p}, E_{\text{vis}}$)	Coupure ($P(\chi^2), \frac{\Delta p}{p}, E_{\text{vis}}, P_{\perp}, E_{\text{mis}}$)	Lot final
389	186	137	137

Tab. (III.b): Lot final des candidats ρ^+

	Lot brut	Coupure ($\frac{\Delta p}{p}$, E_h , $P(\chi^2)$ pour A_1^0)	Lot final
ρ^0	971	192	192
A^0	241	113	113

Tab. (III.c): Lot final des candidats ρ^0 et A^0

CHAPITRE IV

INTERPRETATION THEORIQUE DES REACTIONS COHERENTES

INTRODUCTION

En optique, la diffusion de la lumière par un écran percé de 2 trous (a) et (b) donne lieu à des figures d'interférences (expérience de Young). Ce phénomène est subordonné à 2 conditions :

$$\left. \begin{array}{ll} \lambda < a & (1) \\ \varphi(M,t) = \varphi(M) & (2) \end{array} \right\} \begin{array}{l} \lambda = \text{longueur d'onde du faisceau lumineux} \\ a = \text{distance entre les trous (a), (b)} \\ \varphi = \text{différence de phase, en un point M du} \\ \text{plan d'observation, entre les ondes} \\ \text{diffusées par (a) et (b).} \end{array}$$

indépendance en temps t
de φ

L'interprétation de ce fait repose sur le principe de superposition des états de la mécanique quantique. L'amplitude $\mathcal{A}(M)$ est la somme des amplitudes associées à (a) et (b) :

$$\mathcal{A}(M) = \mathcal{A}(a) + \mathcal{A}(b) \quad (3)$$

Si dans la même expérience, on mesure par quel orifice est passé le photon, les figures d'interférences disparaissent et

$$|\mathcal{A}(M)|^2 = |\mathcal{A}(a)|^2 + |\mathcal{A}(b)|^2 \quad (4)$$

La mesure détruit la relation (2), relation de cohérence, et dans ce cas on parle de diffusion incohérente.

En physique des particules, on se trouve dans une situation comparable.

IV.1 CARACTERISTIQUES DES REACTIONS COHERENTES

A - Définition d'une réaction cohérente

Elle est inspirée par le phénomène optique de la diffraction.

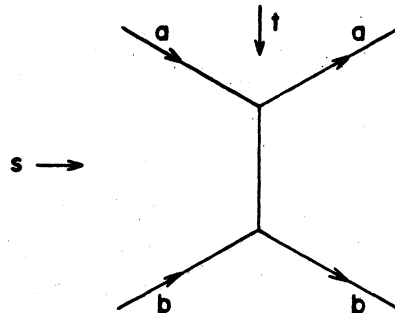
Nous dirons qu'une réaction est cohérente s'il est impossible de savoir sur quel nucléon du noyau a eu lieu l'interaction. Cela implique que le noyau doit rester dans son état fondamental.

Dans le cas contraire, la réaction est dite incohérente. Dans ce cas, l'interaction laissera le noyau dans un état excité que l'on pourra détecter.

Les réactions cohérentes ont été observées avec des faisceaux de photons (réels et virtuels), mésons et kaons, réf. (IV.1).

B - Caractéristiques de la cohérence

Considérons la réaction élastique à 2 corps : $a + b \rightarrow a + b$ (1)



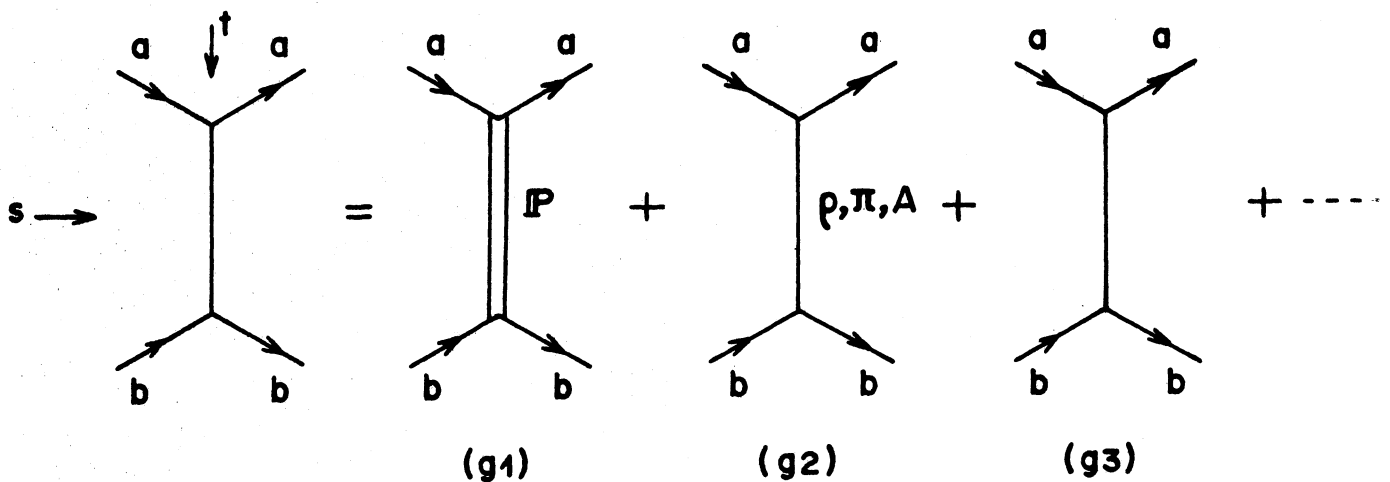
Dans la région de diffusion avant, qualitativement on observe les aspects suivants :

- $\frac{d\sigma}{dt}$ peut être paramétrisée par une loi exponentielle $e^{-b|t|}$
- $\sigma_{el}(tot)$ est constante, à des facteurs $\log(s)$ près
- l'hélicité dans le canal (s) est conservée

Les réactions cohérentes présentent ces 3 comportements.

Quantitativement, il est possible d'interpréter ces observations en termes de trajectoires échangées dans le canal t.

Schématiquement, la réaction (1) peut être représentée par une série de graphes :



Cependant toutes les trajectoires ne sont pas échangées : la conservation de l'état de charge du noyau, implique que seules peuvent l'être des trajectoires isoscalaires.

On peut montrer, et l'expérience le suggère, que la réaction (1), dans la région de diffusion vers l'avant, est dominée par le graphe (g1). A cette trajectoire, on donne le nom de Poméron ou quanta de vide dont tous les nombres quantiques associés sont nuls : $Q = B = S = Y = 0$ et $J^{PC} = 0^{++}$.

IV.2 LE MECANISME COHERENT DANS LES REACTIONS NEUTRINOS

A - Analogie avec la photo et électroproduction

La production cohérente des mésons neutres ρ^0 , ω^0 et ϕ^0 a été observée avec des faisceaux de photons et dans les collisions (e^+e^-), réf. (IV.2).

L'hypothèse de la conservation du courant vectoriel faible (CVC), réf.(IV.3), implique que les courants électromagnétique et vectoriel faible appartiennent au multiplet isotopique de SU(3). Puisque le photon induit des réactions cohérentes, il découle de ce qui précède que le courant faible doit induire à son tour de tels processus.

Théoriquement, les réactions de photo et électroproduction sont bien décrites dans le modèle à dominance vectorielle, réf. (IV.4), dont nous examinons brièvement les hypothèses.

B - Le modèle à dominance vectorielle (VDM)

Soit la réaction $\gamma + N \rightarrow V + N$, $V = \rho^0, \omega^0, \phi^0$

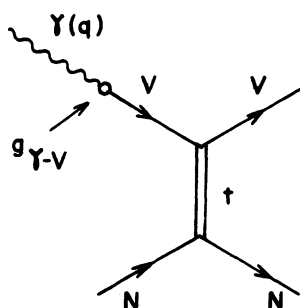


Fig. (IV.1) : Graphe de la réaction $\gamma + N \rightarrow V + N$

Le modèle consiste à supposer que le photon interagit avec la cible par l'intermédiaire de mésons vectoriels neutres ρ^0 , ω^0 , φ^0 . Cette hypothèse est représentée par la figure (IV.1).

En termes quantitatifs, cela revient à dire que le champ du photon est une superposition de champs associés aux mésons ρ^0 , ω^0 , φ^0 .

$$J^{\text{em}}(x) = \sum_V \frac{m_V^2}{g_{\gamma-V}} \phi_V(x)$$

Prenant seulement en compte la contribution du pôle (terme dominant et correspondant à la production de masses légères $m_V \lesssim 1.5 \text{ GeV}$) et négligeant celle du continuum ($m_V \gtrsim 1.5 \text{ GeV}$), la section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma+N \rightarrow V+N) = \frac{e^2}{g_{\gamma-V}^2} \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 - q^2} \right)^2 \frac{d\sigma}{dt}(V+N \rightarrow V+N) \quad (1)$$

où m_V = masse du méson V

q^2 = carré de la quadri-impulsion du γ (= 0. pour la photoproduction)

e^2 = constante de la charge électrique = $4\pi\alpha$

$g_{\gamma-V}$ = constante de couplage γ -V

Dans (1), il est supposé que $\frac{d\sigma}{dt}(V+N \rightarrow V+N)$ est indépendante de q^2 . D'autre part, $g_{\gamma-V}$ est reliée à la largeur de désintégration $\Gamma(V \rightarrow e^+e^-)$:

$$\Gamma(V \rightarrow e^+e^-) = \frac{4\pi}{3} \alpha^2 \frac{m_V}{g_{\gamma-V}^2} \quad (2)$$

Cette relation permet de mesurer directement $g_{\gamma-V}$. Expérimentalement, les valeurs obtenues pour $\frac{g_{\gamma-V}^2}{4\pi}$ dans les collisions (e^+e^-) sont :

	ρ^0	ω^0	φ^0
$\frac{g_{\gamma-V}^2}{4\pi}$	2.56 ± 0.4	18.4 ± 2.0	11.30 ± 0.8

réf. (IV.5)

Tab. (IV.a) : Constantes de couplage $g_{\gamma-V}$

D'autre part, expérimentalement $g_{\gamma-V}^2$ est compatible avec une constante en fonction de q^2 .

Pour le méson ρ qui nous intéresse, le couplage $\frac{e^2}{g_{\gamma-V}}$ intervenant dans (1) vaut :

$$\frac{\frac{e^2}{2}}{g_{\gamma-\rho}} \approx \frac{1}{350}$$

Comme, expérimentalement

$$\frac{\sigma_{\gamma\text{-hadron}}}{(\sigma_{\text{hadron-hadron}})_{\text{élastique}}} \sim \frac{1}{200},$$

qualitativement le modèle reproduit les observations.

C - Cas du neutrino

Le formalisme précédent est étendu au cas des interactions faibles au moyen de la correspondance formelle

$$\begin{array}{lll} (e^- \rightarrow e^-) & \longrightarrow & (\nu_\mu \rightarrow \mu^- (\nu_\mu)) \\ \gamma & \longrightarrow & W^+ (Z^0) \\ \rho^0, \omega^0, \varphi^0 & \longrightarrow & \rho^+, A^+, (\rho^0, A^0) \\ g_{\gamma-V} & \longrightarrow & g_{W-V} \end{array}$$

représentée schématiquement par le graphe (IV.2).

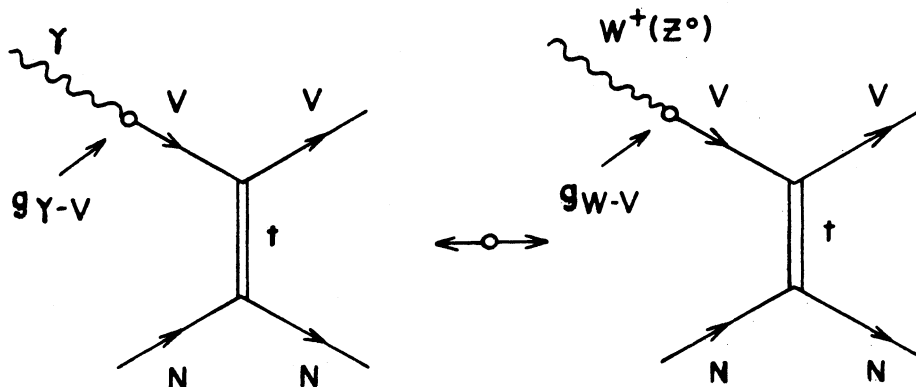
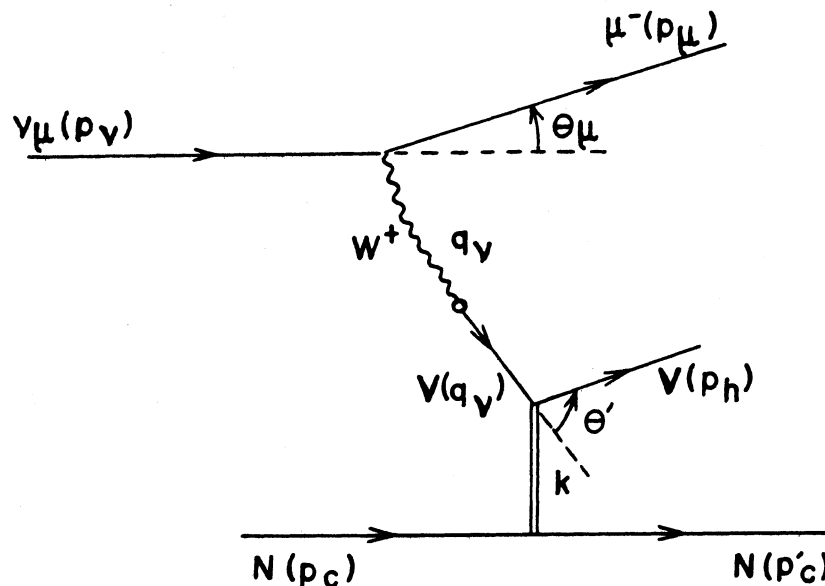


Fig. (IV.2) : Analogie photo-électro-neutrino production cohérente

Nous exposerons en détail le cas des courants chargés, étant entendu que toutes les relations qui seront établies sont aussi valables pour la réaction en courant neutre.

1) Considérations cinématiques

Les réactions étudiées s'écrivent : $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + V^+ + N$ avec $V^+ = A^+, \rho^+$.



Les variables x et y sont définies comme habituellement :

$$x = \frac{Q^2}{2ME_h}, \quad Q^2 = -q^2 \text{ et } M \text{ masse de la cible}$$

$$y = \frac{E_h}{E_\nu}$$

La cohérence implique les conditions suivantes :

a) L'énergie transférée à la cible est négligeable

En effet, la conservation de l'énergie pour la diffusion ($V+N \rightarrow V+N$) s'écrit :

$$q^0 + M = E_h + M + \frac{|\vec{p}'_c|^2}{2M}$$

P'_c étant limité et $M > M(C^{12}) = 12 \text{ GeV}$, on a

$$q^0 \approx E_h. \quad (1)$$

b) $t = -|\vec{P}'_c|^2$

Par définition, $t = (P'_c - P_c)^2$

$$= M^2 + M^2 - 2M(M + \frac{|\vec{P}'_c|^2}{2M}) + 0$$

soit
$$t = -|\vec{P}'_c|^2 \quad (2)$$

Le transfert maximal $t_{\max}$ est donné par la condition

$$b \ t_{\max} \approx 1. \quad (3)$$

Dans les modèles optiques de la cohérence, b est relié au rayon R du noyau :

$$b \sim \frac{R^2}{4}$$

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (4)$$

$$R_0 \sim (m_\pi)^{-1}$$

Les noyaux C^{12} étant prépondérants dans notre cas (88 % du total), $A = 12$.

Les relations (3) et (4) conduisent à :

$$t_{\max} \sim 0.01 \text{ GeV}^2 \quad (5)$$

$$P'_{c \max} \sim 130 \text{ MeV}$$

c) Contrainte sur E_h

Ecrivons l'équation de conservation de l'impulsion-énergie pour le processus ($V^+ + N \rightarrow V^+ + N$)

$$q + P_c = P_h + P'_c$$

En élevant au carré, il vient après toutes simplifications

$$Q^2 + \frac{E_h}{M} P_c'^2 + m_V^2 = 2|\vec{P}_h||\vec{P}'_c| \cos\theta' \quad (6)$$

D'autre part,

$$|P_h| < E_h \text{ et } \cos\theta' < 1 \rightarrow 2|\vec{P}_h||\vec{P}'_c|\cos\theta' < 2E_h|\vec{P}'_c| \quad (7)$$

$$Q^2 + \frac{E_h}{M} P_c'^2 + m_V^2 > Q^2 + m_V^2 \quad (8)$$

Tenant compte des relations (2) et (6) à (8), on arrive aisément à la 1'inégalité :

$$E_h > \frac{m_V^2 + Q^2}{2\sqrt{-t}}$$

$(E_h)_{\min}$ est obtenue pour $(Q^2)_{\min} = 0$, $(\sqrt{-t})_{\max} = 130$ MeV, soit :

	$A_1^+(A_1^0)$	$\rho^+(\rho^0)$
$(E_h)_{\min}$ (GeV)	3.8	2.3

$$m_{A_1} = 1.0 \text{ GeV}$$

$$m_\rho = 0.77 \text{ GeV}$$

Cette contrainte réalise la condition (1) de l'introduction de ce chapitre. La longueur d'onde λ associée à $E_{\min}$ (2 GeV) vaut $\lambda = 0.1$ F, donc $\lambda < a$, a distance entre 2 nucléons : le noyau apparaîtra donc comme composé pour le méson V.

d) Contrainte sur x
.....

$$(8) \Rightarrow Q^2 + m_V^2 > Q^2 \quad (9)$$

$$(7) \text{ et } (9) \Rightarrow Q^2 < 2E_h |\vec{P}'_c| \quad (10)$$

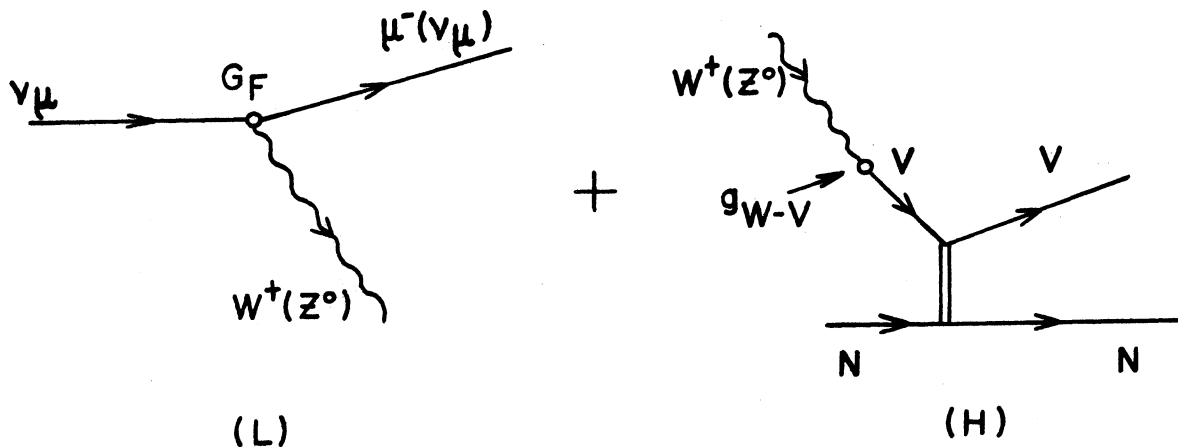
Comme $Q^2 = 2xME_h$ et $|\vec{P}'_c| = \sqrt{-t}$,

$$(10) \Leftrightarrow x < \frac{\sqrt{-t}}{M} \quad (10')$$

Donc la région physique de la cohérence est confinée à $x \rightarrow 0$.

D - La section différentielle $\frac{d\sigma}{dx dy dt}$

Le graphe des réactions étudiées peut être décomposé en deux : leptonique (L) et hadronique (H).



(L) est calculé à l'aide du modèle de Weinberg-Salam et (H) à l'aide de VDM.

Ainsi décomposée, la section différentielle $\frac{d\sigma}{dx dy dt}$ peut être factorisée sous la forme du produit (L) x (H) :

$$\frac{d\sigma}{dx dy dt} = \frac{G_F^2}{\pi} \cdot \Gamma(E_\nu, x, y) \cdot \frac{d\sigma^W}{dt} (W+N \rightarrow V+N) \quad (1)$$

où $G_F = \text{constante de Fermi} = \frac{1.02 \times 10^{-5}}{M_p^2}$

$\Gamma(E_\nu, x, y)$ = facteur contenant la dynamique de l'interaction faible et pouvant être regardé comme le flux virtuel du boson $W^+(Z^0)$. La forme de $\Gamma(E_\nu, x, y)$ sera explicitée plus loin. D'autre part, du fait de l'existence de 2 états de polarisation du $W^+(Z^0)$,

$$\frac{d\sigma^W}{dt} = \left(\frac{d\sigma^W}{dt} \right)_\perp + \epsilon \left(\frac{d\sigma^W}{dt} \right)_L \quad (2)$$

3 modèles théoriques ont été proposés pour $\frac{d\sigma}{dx dy dt}$ par Gaillard (I), Chen (II), et Bartl (III) : réf. (IV.6, 7, 8). Ces modèles diffèrent essentiellement sur 2 points :

- les constantes de couplage g_{W-V}
- la forme du propagateur dans $\frac{d\sigma}{dt}$.

- Les constantes de couplage g_{W-V}

Du fait de l'hypothèse CVC, on doit avoir :

$$g_{W-V} \propto g_{\gamma-V}$$

et plus précisément :

$$g_{W-V} = g_{\gamma-V} \cdot \frac{f^{em}}{f^W}$$

où f^{em} , f^W sont deux constantes qui tiennent compte des structures du courant électromagnétique et faible.

1) Cas de $g_{W-\rho}$

Ils sont identiques dans les 3 modèles.

$$g_{W-\rho}^+ = \frac{g_{\gamma-\rho}}{\sqrt{2} \cos \theta_c} \quad (3)$$

$$g_{Z^0-\rho^0} = \frac{g_{\gamma-\rho}}{(1-2\sin^2 \theta_w)} \quad (4)$$

θ_c et θ_w sont les angles de Cabibbo et Weinberg.

En prenant la valeur de $g_{\gamma-\rho}$ de la table (IV.a), on calcule à l'aide de (3) et (4) :

$$g_{W-\rho}^+ \approx 4 \quad \text{et} \quad g_{Z-\rho^0} \approx 10$$

avec les paramètres $\cos \theta_c = 1$ et $\sin^2 \theta_w = 0.22$.

2) Cas de g_{W-A}

Le photon étant vectoriel, il n'est pas possible d'établir les relations (3) et (4) pour A_1^+ et A_1^0 . On peut simplement relier g_{W-A} à $g_{W-\rho}$ empiriquement en prenant en ligne de compte m_A et m_ρ .

Dans les modèles (I) et (III), la règle $\Gamma \propto (m_V/g_{\gamma-V})^2$ est étendue au cas A_1 et il est supposé que $\Gamma_A = \Gamma_\rho$. A l'aide des relations (3) et (4), cela donne :

$$\frac{g_{W-A}^+}{g_{W-\rho}^+} = \frac{m_A}{m_\rho} \cdot \left(\frac{f_{W-\rho}^+}{f_{W-A}^+} \right)^2 \quad (5)$$

Le modèle (II) suppose que le ρ et A_1 sont partenaires chiraux

$$\frac{m_A^2}{g_{\gamma-A}} = \frac{m_\rho^2}{g_{\gamma-\rho}}$$

Toujours à l'aide de (3) et (4), cette égalité conduit à :

$$\frac{g_{W-A}^+}{g_{W-\rho}^+} = \left(\frac{m_A}{m_\rho} \right)^4 \left(\frac{f_{W-\rho}^+}{f_{W-A}^+} \right)^2 \quad (6)$$

Pour obtenir les couplages $Z^0-A_1^0$, il suffit de faire le remplacement $W \rightarrow Z^0$, $A^+ \rightarrow A_1^0$, $\rho^+ \rightarrow \rho^0$.

Remarque : Nous verrons par la suite que :

$$\sigma(W+N \rightarrow V+N) \propto \frac{1}{2 g_{W-V}}$$

Puisque $g_{W-\rho}$ est le même pour les 3 modèles, nous nous attendrons donc sensiblement aux mêmes nombres $\mathcal{N}_\rho$ prédits. Par contre, comme $m_A^2 \approx 2 m_\rho^2$, $\mathcal{N}_A$ sera tel que :

$$\frac{\mathcal{N}_A^{(I)}}{\mathcal{N}_A^{(II)}} \approx \left(\frac{m_A}{m_\rho}\right)^3 \approx 2\sqrt{2}$$

Donc les modèles (I + III) prévoient $2\sqrt{2}$ fois plus de $A^{+,0}$ que (II). Cependant ces valeurs sont corrigées pour tenir compte du couplage axial $(g_{W-A^+})_\tau$ mesuré dans le processus $\tau \rightarrow A + \nu_\tau$, réf. (IV.9). Les relations entre $(g_{W-A^+})_\tau$ et celles données ci-dessus s'écrivent :

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{2 g_{W-A^+}}\right)_\tau &\approx 0.23 \left(\frac{1}{2 g_{W-A^+}}\right)_{I, III} \\ \left(\frac{1}{2 g_{W-A^+}}\right)_\tau &\approx 0.65 \left(\frac{1}{2 g_{W-A^+}}\right)_{II} \end{aligned} \quad , \text{ réf. (IV.10)}$$

Compte tenu de ce qui précède, $g_{W-A^+} \approx 9.4$ et $g_{Z^0-A^0} \approx 13.2$.

Les relations (5) et (6), écrites pour A_1^+ et A_1^0 conduisent aux relations simples :

$$g_{W-A^+} = \frac{1}{\sqrt{2}} g_{Z^0-A_1^0} \quad (7)$$

Comparant (3) et (4), on tire aisément la relation :

$$g_{W-\rho^+} = \frac{1}{\sqrt{2}} (1 - 2 \sin^2 \theta_w)^2 g_{Z^0-\rho^0} \quad (8)$$

3) Cas du propagateur

Dans (I) et (III), le calcul de $\frac{d\sigma^W}{dt}$ est basé sur l'application de VDM :

$$\frac{d\sigma^W}{dt} = \frac{1}{g_{W-V}^2} \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \right)^2 \frac{d\sigma}{dt} (V+N \rightarrow V+N) \quad (9)$$

qui est analogue à l'expression (1) du paragraphe 2.B de ce chapitre.

Par contre, le modèle II n'utilise pas la dépendance en Q^2 donnée par VDM mais paramétrise celle-ci par les résultats d'électroproduction du ρ .

Qualitativement, $\frac{dN}{dQ^2}$ donnée par (II) est nettement plus concentrée entre $Q^2 = 0$ et 2 GeV^2 que celle donnée par (I) et (III).

Dans ce qui suit, nous nous restreindrons au modèle (I) de Gaillard et col. $\Gamma(E_V, x, y)$ s'écrit alors :

$$\Gamma(E_V, x, y) = E_V^2 M^2 xy \sqrt{1 + 2 \frac{M}{E_V} \frac{x}{y} [(y-1)^2 + 1]}$$

où les termes d'ordre supérieur en $\frac{x}{y}$ ont été négligés (du fait $x \rightarrow 0$). $(\frac{d\sigma^W}{dt})_L$ est, ici, négligée (ce qui conduit à une sous-estimation maximale de 10 % du nombre N_V d'événements prédits), tandis qu'elle est prise en compte dans le modèle (III).

4) Intégration sur t - Forme définitive de $\frac{d\sigma}{dx dy}$

Intégrant sur t la relation (1) et tenant compte de (9), on fait apparaître $\sigma(V+N \rightarrow V+N)$. Appliquant le théorème optique à celle-ci, il vient :

$$\sigma(V+N \rightarrow V+N) = \frac{1}{16\pi} \frac{\sigma_{\text{tot}}^2(V+N)}{b} e^{-b|t_{\min}(Q^2, v)|} \quad (10)$$

Utilisant la relation (1) du paragraphe 2.B, l'intégration sur t donne :

$$\sigma(\gamma+V \rightarrow V+N) = \frac{e^2}{2 g_{\gamma-V}^2} \frac{\sigma_{\text{tot}}^2(V+N)}{16\pi b} e^{-b|t_{\min}(0, v)|} \quad (11)$$

Eliminant $\sigma_{\text{tot}}^2(V+N)$ entre (10) et (11), on peut écrire pour $\sigma(W+N \rightarrow V+N)$:

$$\sigma(W+N \rightarrow V+N) = \frac{g_{\gamma-V}^2}{e^2} \cdot \frac{1}{g_{W-V}^2} \cdot \sigma(\gamma+N \rightarrow V+N) \cdot \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \right)^2 e^{-b(|t_{\min}(Q^2, v)| - |t_{\min}(0, v)|)} \quad (12)$$

$\sigma(\gamma+N \rightarrow V+N)$ a été mesurée expérimentalement pour $V = \rho^0$. Le modèle suppose l'égalité de (10) pour le ρ et A_1 :

$$\sigma(\rho+N \rightarrow \rho+N) = \sigma(A_1+N \rightarrow A_1+N)$$

En définitive,

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{G_E^2}{\pi^2} \cdot \Gamma(E_V, x, y) \cdot \sigma(W+N \rightarrow V+N) \quad (13)$$

Reprenant les relations (7), (8) et (13), nous déduisons aisément :

$$\sigma(\nu \rightarrow A_1^+) = 2 \sigma(\nu \rightarrow A_1^0) \quad (14)$$

$$\sigma(\nu \rightarrow \rho^0) = \frac{1}{2}(1-2 \sin^2 \theta_w)^2 \sigma(\nu \rightarrow \rho^+) \quad (15)$$

La section doublement différentielle $\frac{d\sigma}{dx dy}$ est complètement prédite : nous utiliserons plus loin les expressions (13), (14) et (15) pour simuler un lot d'événements et évaluer l'effet des coupures expérimentales.

CHAPITRE V

CONSTITUTION D'UN LOT D'EVENEMENTS MONTE-CARLO

Cette étude répond à 2 nécessités :

- Elle nous permet d'étudier les propriétés des événements cohérents dans nos conditions expérimentales et par suite de suggérer des coupures sur le lot expérimental pour dégager un signal.
- Elle sert à évaluer les pertes de signal dues aux coupures. De plus, elle permet une comparaison directe entre l'expérience et la théorie.

V.1 LA SIMULATION D'EVENEMENTS COHERENTS

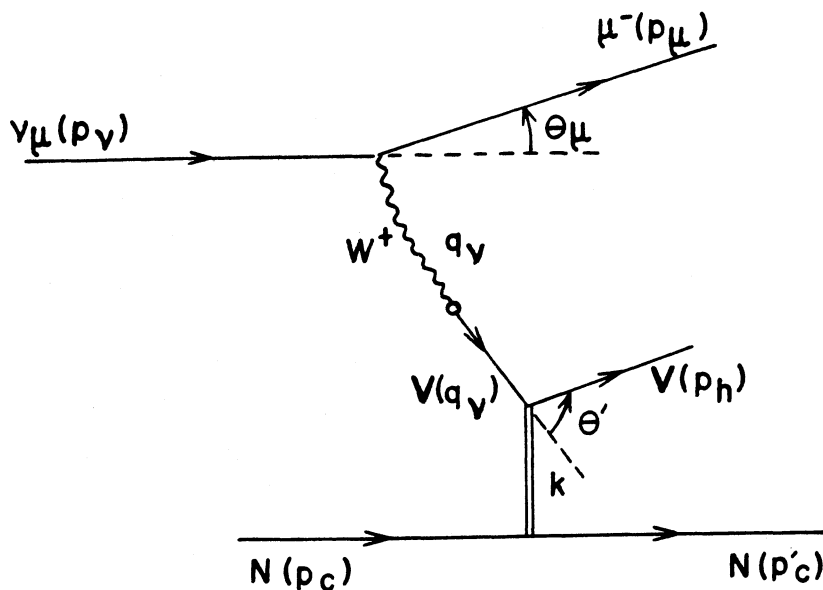
A - Les éléments de la simulation

Ils sont au nombre de 3 :

- le spectre des ν_μ correspondant à notre lot d'événements observés
- la composition (C^{12} , F^{10} , Br^{80}) de la cible
- la section efficace théorique de production $\frac{d\sigma}{dx dy}$

B - Méthode

Il s'agit de générer cinématiquement la réaction représentée sur le graphe ci-dessous :



1) Mécanisme de pondération

Deux cas sont à distinguer :

. Cas d'un tirage uniforme

A chaque événement simulé i sera attribué un poids w_i :

$$w_i = \left(\frac{d\sigma}{dx dy} \right)_i \cdot \Phi_i(E_V) \cdot E_{V_i} \quad \text{pour } \rho^0 \text{ et } A_1^0$$

$$w_i = \left(\frac{d\sigma}{dx dy} \right)_i \cdot \Phi_i(E_V) \cdot E_{V_i} \cdot \epsilon_i(E_\mu) \quad \text{pour } \rho^+ \text{ et } A_1^+.$$

$\Phi_i(E_V)$ et $\epsilon_i(E_\mu)$ désignent respectivement le flux v_μ correspondant à E_V , la probabilité pour que le μ^- atteigne l'EMI et soit détecté.

Ce genre de tirage peut être très inefficace si la distribution de la variable à tirer est piquée à des valeurs particulières.

. Cas d'un tirage non-uniforme

Soit, par exemple, la loi de distribution de probabilité

$P(x)$:

$$P(x) = \frac{\int_0^x e^{-\alpha x} dx}{\int_0^1 e^{-\alpha x} dx}$$

alors
$$P(x) = \frac{1 - e^{-\alpha x}}{1 - e^{-\alpha}} \quad (1)$$

(1) $\Rightarrow$
$$dP(x) = \frac{\alpha e^{-\alpha x}}{1 - e^{-\alpha}} dx = J'(x) dx \quad (2)$$

avec
$$J'(x) = \frac{\alpha e^{-\alpha x}}{1 - e^{-\alpha}}$$

Si la variable x a une distribution proche de $e^{-\alpha x}$, il sera beaucoup plus efficace de faire un tirage uniforme non pas selon x mais selon $P(x)$. Pour tenir compte d'un tel tirage, il suffit de multiplier le poids w_i de plus haut par le jacobien $J(x)$ de la transformation

$$x \rightarrow P(x) : dx = J(x) dP \quad (3)$$

comparant l'expression (3) avec (2), il vient

$$J(x) = J'(x)^{-1}.$$

2) Tirage des variables cinématiques

Le vertex leptonique est entièrement déterminé par la connaissance du triplet E_ν , x et y .

- . E_ν est tiré suivant le spectre $\Phi(\nu_\mu)$, fig. (I.3).
- . y est généré selon une distribution plate. Nous tenons compte du fait que $\frac{dN}{dy}$ n'est pas constante pour les réactions cohérentes, simplement par pondération comme expliqué plus haut.
- . Comme la réaction est cohérente, $x < \frac{\sqrt{-t}}{M}$ (voir chap. IV.2c) donc $x \rightarrow 0$.

Nous avons choisi de générer x suivant une loi $e^{-\chi x}$ où χ est un paramètre dépendant de la cible. Pour χ , nous avons simplement pris $\chi = b$, b étant la pente dans $\frac{dN}{dt} = e^{bt}$. Les valeurs de b choisies sont celles données dans la référence (IV.6). Nous pondérons alors l'événement comme montré au paragraphe précédent.

A chaque tirage, nous testons si E_ν , x et y vérifient les contraintes cinématiques exposées dans le chapitre (IV.2c). Sinon, on répète à nouveau le tirage.

Le vertex hadronique est déterminé par la connaissance de t . En effet, la cible étant au repos avant l'interaction,

$$\vec{P}_c = 0 \quad \text{et} \quad E_c = M$$

L'impulsion $\vec{P}'_c$ échangée entre V et N est : $t = -\vec{P}'_c{}^2$. t étant tiré selon e^{bt} , d'où $|\vec{P}'_c|$.

3) Détermination des impulsions $\vec{P}_i$ de chaque particule

- . Pour le ν_μ , $E_\nu = |\vec{P}_\nu|$. L'axe $O\vec{x}$ sera pris confondu avec $\vec{P}_\nu$.

$$E_\mu = (1-y)E_\nu \rightarrow |\vec{P}_\mu| = \sqrt{E_\mu^2 - m_\mu^2}$$

$$\left. \begin{aligned} Q^2 &= 2ME_\nu xy \\ &= 4E_\nu E_\mu \sin^2 \frac{\theta_\mu}{2} \end{aligned} \right\} \text{ d'où } \theta_\mu, \text{ angle } (\vec{\nu}, \vec{\mu}).$$

L'angle azimutal φ_μ autour de $O\vec{x}$ est tiré uniformément entre 0. et 2π , d'où $\vec{P}_\mu$.

. Les angles θ' et φ' du noyau sont tirés au hasard selon une distribution plate :

$$\theta' \in [0, \pi] \text{ et } \varphi' \in [0, 2\pi],$$

d'où $\vec{P}'_c$.

. La quadri-impulsion du méson V est déduite des 4 équations de conservation de l'impulsion-énergie pour la réaction $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + V + N$.

A ce stade, le processus recherché est complètement défini. Pour le comparer à 1 événement réel, il faut tenir compte des distorsions introduites par les mesures expérimentales.

V.2 DISTORSIONS DES EVENEMENTS SIMULES PAR LES ERREURS DE MESURE

Les erreurs $\frac{\Delta P}{P}$, $\Delta\lambda$ et $\Delta\varphi$ qui affectent les événements réels sont représentées sur les histogrammes (V.1, 2 et 3). Les moyennes obtenues sont :

$$\langle \frac{\Delta P}{P} \rangle = 8 \% , \quad \langle \Delta\lambda \rangle = \langle \Delta\varphi \rangle = 8 \text{ mrad}.$$

Nous avons donc déformé les impulsions $\vec{P}_i$ et les angles $(\lambda, \varphi)_i$ des événements simulés selon les valeurs ci-dessous :

$$P_i^{-1} \rightarrow (P_i^{-1})' = (P_i^{-1}) (1 + \alpha \langle \frac{\Delta P}{P} \rangle)$$

$$\lambda_i \rightarrow \lambda'_i = \lambda_i + \beta \langle \Delta\lambda \rangle$$

$$\varphi_i \rightarrow \varphi'_i = \varphi_i + \gamma \langle \Delta\varphi \rangle$$

où α, β, γ sont des nombres aléatoires tirés selon une distribution normale.

Du fait de ces distorsions, la conservation de l'énergie-impulsion n'est plus assurée. Cela nous permet de définir les quantités $(E_{\text{mis}}, P_\perp, P_L \text{ et } t)$ comme pour le lot réel.

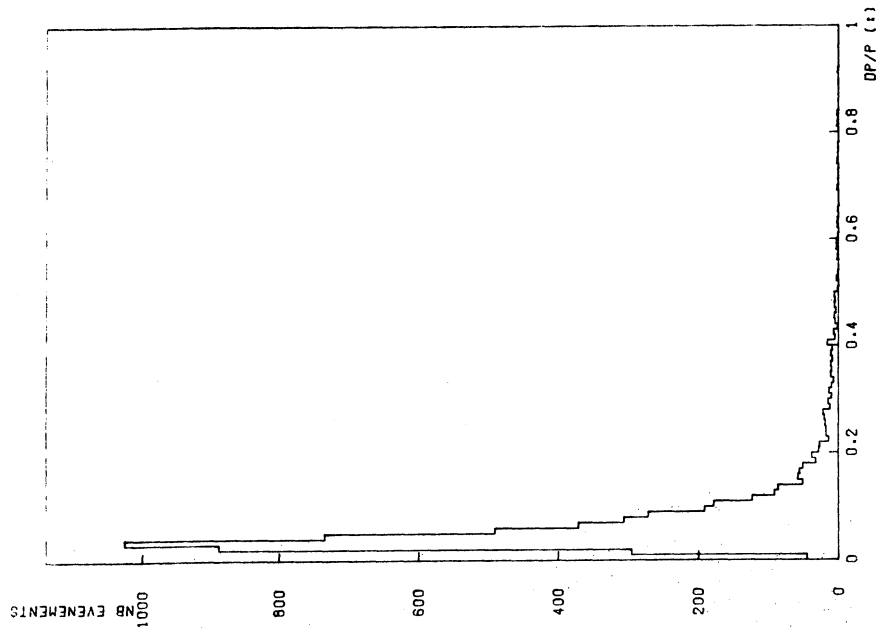


Fig. (V.1) : Incertitude sur la mesure de l'impulsion p

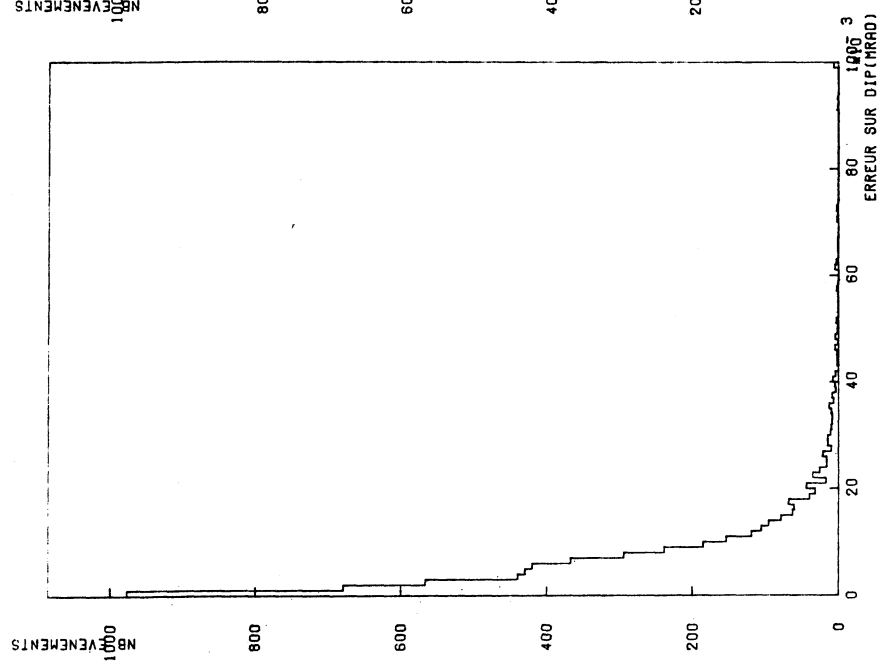


Fig. (V.2) : Erreur absolue sur λ (dip)

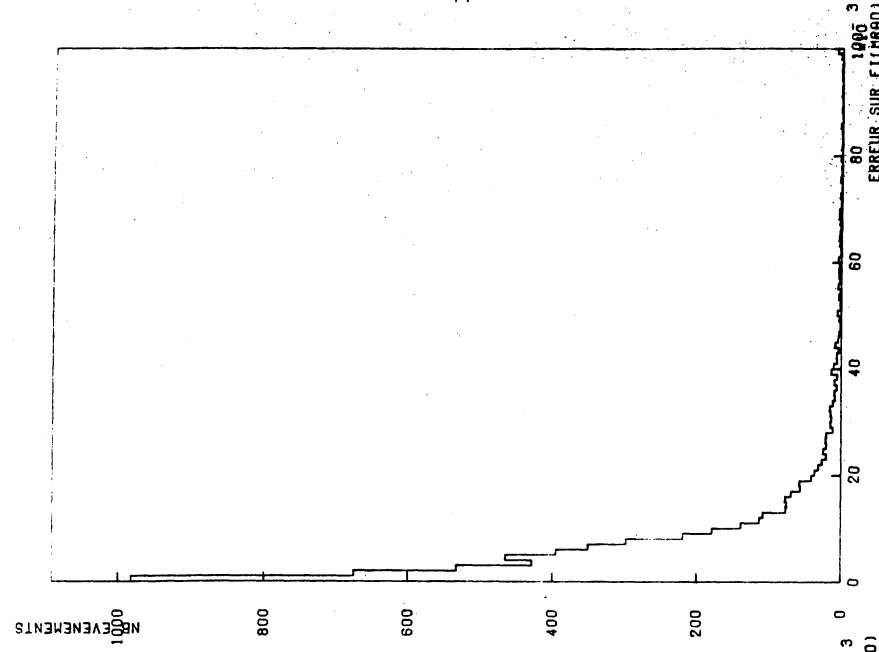


Fig. (V.3) : Erreur absolue sur ϕ (azimut)

V.3 RESULTATS DU MONTE-CARLO

A - Le nombre total d'événements : $\mathcal{N}$

Il est obtenu par sommation sur tous les événements i , en tenant compte du nombre total de noyaux N_c (C^{12} , F^{19} , Br^{80}) présents dans le volume fiduciel :

$$\mathcal{N} = \frac{N_c}{S} \sum_i w_i$$

où $S = 1.41 \times 10^4 \text{ cm}^2$, est la surface du volume offerte aux ν_μ , et N_c est donné par la table (VI.a) :

	$N_c \text{ (x } 10^{-28})$
C^{12}	8.05
F^{19}	0.81
Br^{80}	0.27

Tab. (VI.a) : Nombre total de noyaux dans le volume fiduciel

Les nombres $\mathcal{N}$ attendus pour chaque réaction sont reproduits dans la tab. (VI.b) :

	A_1^+	ρ^+	ρ^0	A_1^0
$\mathcal{N}$	58±6	58±5	9±1	29±3

Tab. (VI.b) : Nombre d'événements attendus

$\mathcal{N}_{\rho^0}$ et $\mathcal{N}_{A_1^0}$ sont déduits de $\mathcal{N}_{\rho^+}$ et $\mathcal{N}_{A_1^+}$ à l'aide des relations (14) et (15) données au chapitre (IV.2.D4). Nous avons pris la valeur $\sin^2 \theta_W = 0.228$, réf. (V.1).

Les erreurs $\Delta \mathcal{N}$ sont supposées ici, dues uniquement à l'incertitude sur la normalisation du flux. Celle-ci est de 10 % et nous avons considéré simplement

$$\frac{\Delta \mathcal{N}}{\mathcal{N}} = \frac{\Delta \Phi}{\Phi} = 10 \text{ \%}.$$

Le flux utilisé pour évaluer $\mathcal{N}$ correspond à $N_{CC} = 54000 \pm 5400$ courants chargés dans le volume fiduciel. N_{CC} a été calculé avec une section efficace $\sigma(\text{cm}^2) = 0.68 \times 10^{-38} \times E_\nu (\text{GeV})$.

B - Distribution des événements

Les variables cinématiques essentielles sont les moments de transfert Q^2 et t . Les figures (V.4 et V.5) représentent $\frac{dN}{dQ^2}$ obtenues pour A_1^+ et ρ^+ . $\frac{dN}{dQ^2}$ présente, dans les 2 cas, l'allure attendue dans les processus quasi-élastiques, c'est-à-dire $\frac{dN}{dQ^2}$ piquée à $Q^2 = m_v^2$ et principalement concentrée entre $Q^2 = 0$ et 2 GeV^2 .

Les moyennes obtenues $\langle Q^2 \rangle$ sont reproduites ci-dessous :

	$\langle Q^2 \rangle (\text{GeV}^2)$
A_1^+	2.14
ρ^+	1.7

Les $\langle Q^2 \rangle$ obtenues sans les distorsions expérimentales étant respectivement de 1.8 et 1.4 GeV^2 pour A_1^+ et ρ^+ .

$\frac{dN}{dt}(A_1^+)$ et $\frac{dN}{dt}(\rho^+)$ sont représentés sur les figures (V.6 et V.7), où nous avons baptisé :

$$t_{\text{exp}} = E_{\text{mis}}^2 + p_{\perp}^2, \text{ évalué pour le lot expérimental}$$

$$\text{et } t_{\text{th}} = t \text{ réel obéissant à la loi } \frac{dN}{dt} = e^{-b|t|}$$

Les allures de $\frac{dN}{dt}$ sont exponentiellement décroissantes, mais les pentes sont sensiblement différentes : $b_{\text{th}} \approx 30 \text{ GeV}^{-2}$ alors que $b_{\text{ex}} \approx 10 \text{ GeV}^{-2}$. Cela nous montre que les erreurs de mesure dues à notre dispositif expérimental élargissent considérablement $\frac{dN}{dt}$. Le diagramme (V.8) représente la disposition $(t_{\text{exp}}, t_{\text{th}})$ et corrobore la $^{\text{ex}}$ précédente affirmation.

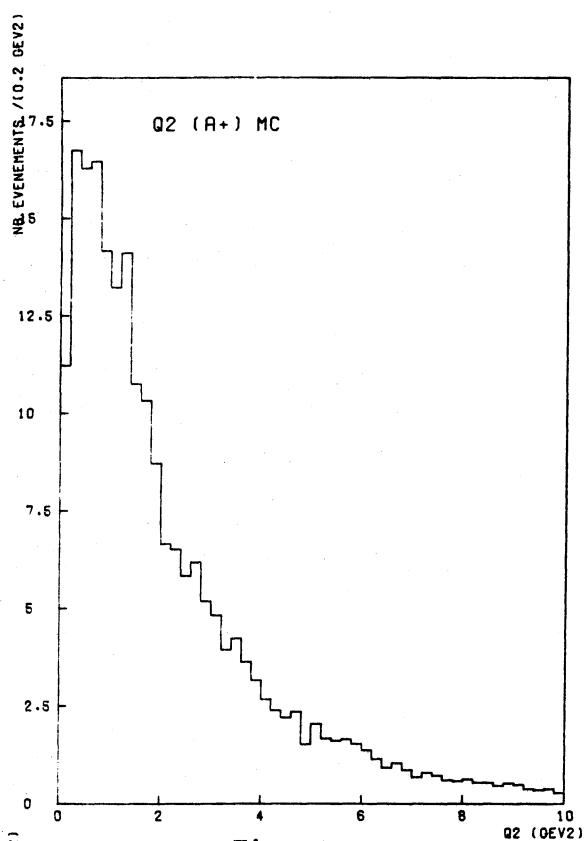


Fig. (V.4)

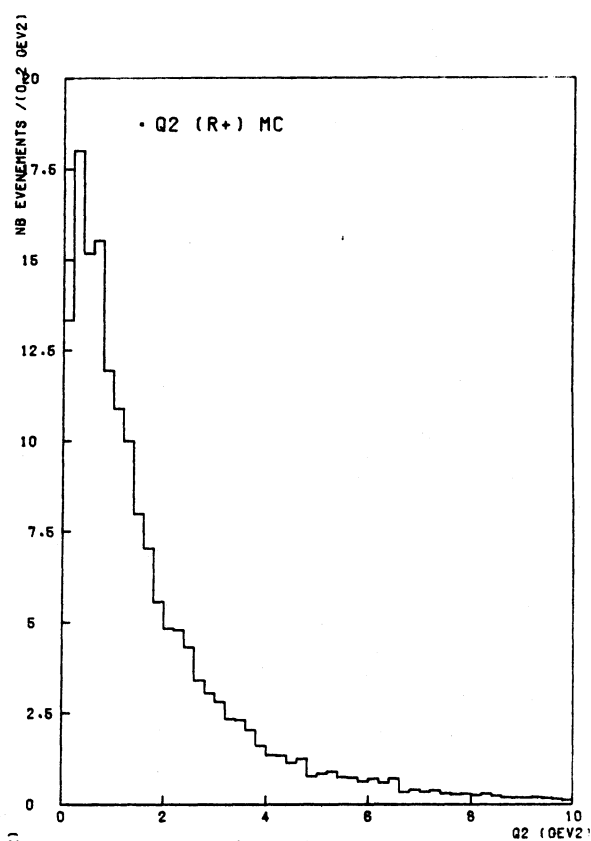


Fig. (V.5)

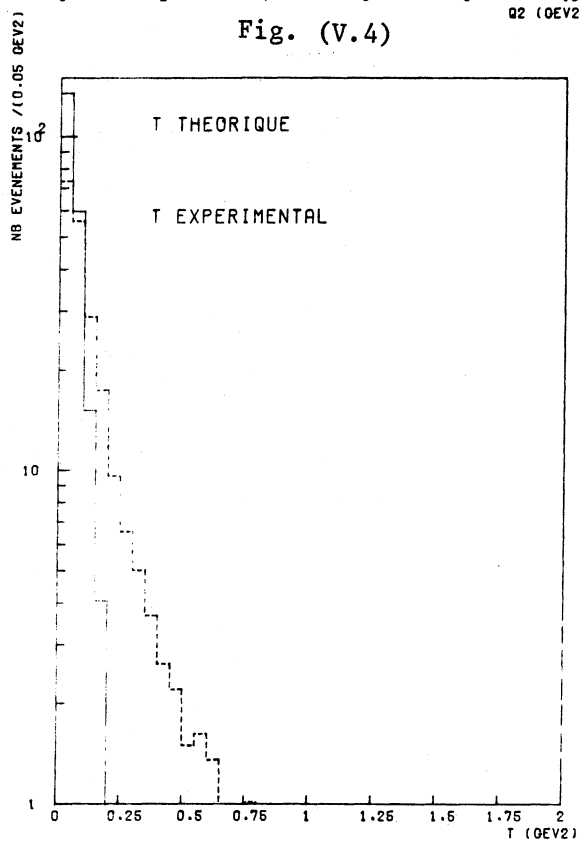


Fig. (V.6)

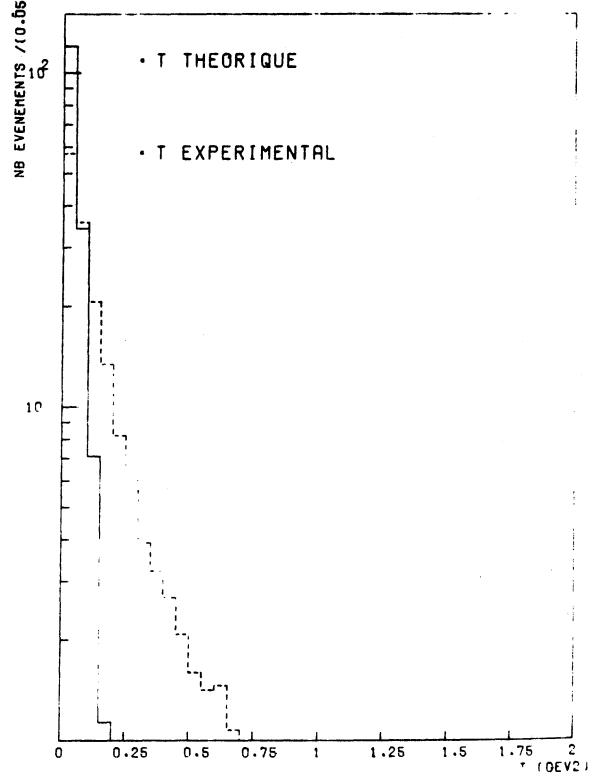


Fig. (V.7)

Fig. (V.4 et 5) : Distributions attendues du Q^2

Fig. (V.6 et 7) : Dispositions relatives

$t_{\text{réel}} - t_{\text{exp}}$

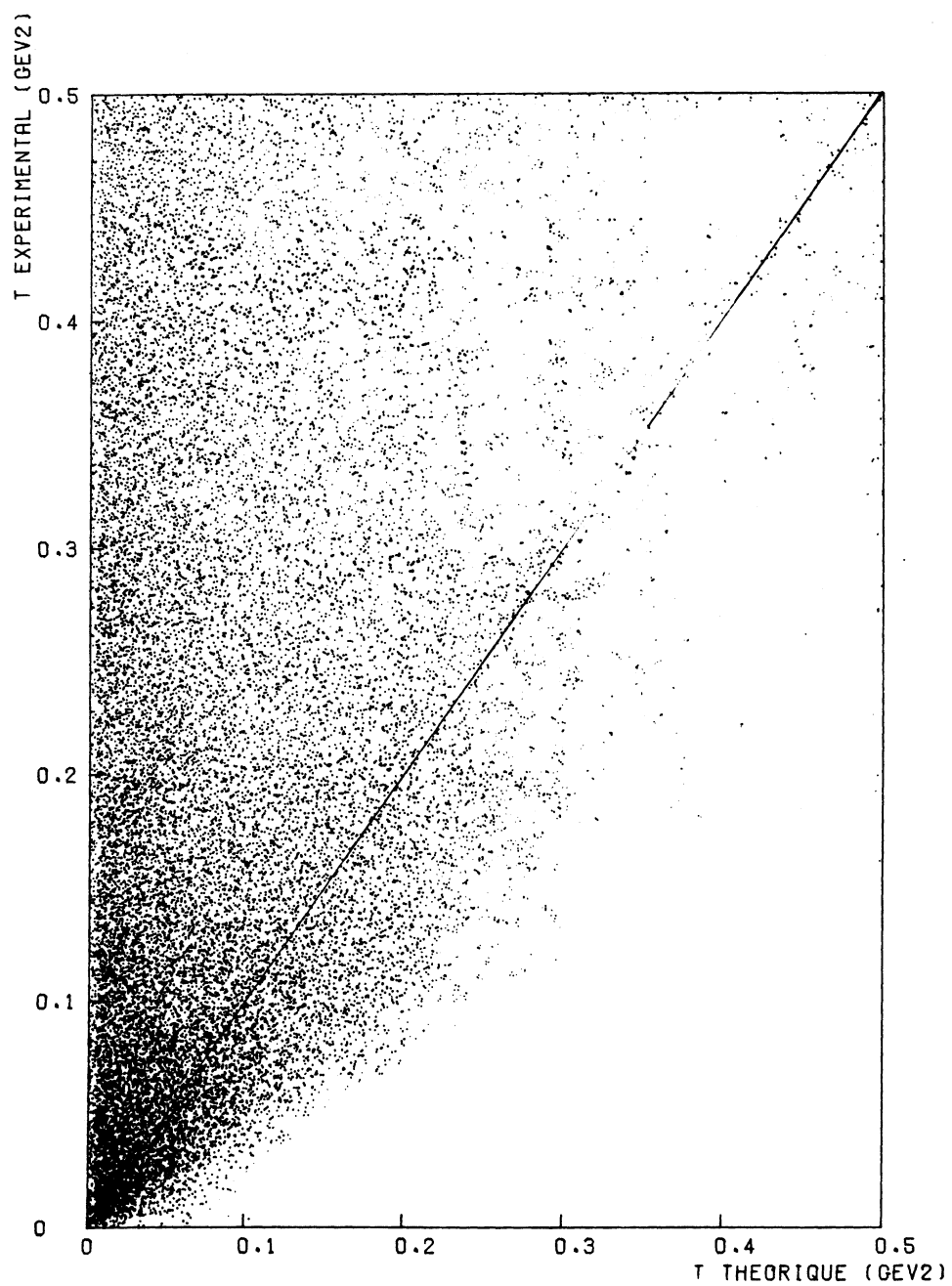


Fig. (V.8) : Diagramme (t_{exp} , $t_{\text{réel}}$)

CHAPITRE VI

ANALYSE DU LOT FINAL DES EVENEMENTS

Dans cette partie, nous allons analyser nos événements pour extraire un signal et étudier les différentes sources de bruit de fond.

Pour faciliter l'écriture, nous pouvons adopter la notation suivante : les candidats A_1^+ , ρ^+ , ρ^0 , A_1^0 seront notés $(3\pi)^+$, $(2\pi)^+$, $(2\pi)^0$ et $(3\pi)^0$ respectivement.

Définition des régions de masse pour les mésons A_1 et ρ

Les incertitudes $\frac{\Delta M}{M}$ sur les masses invariantes sont représentées sur les histogrammes (VI.1, 2, 3, 4) pour $(3\pi)^+$, $(2\pi)^+$, $(2\pi)^0$ et $(3\pi)^0$ respectivement. Les moyennes $\langle \frac{\Delta M}{M} \rangle$ obtenues sont données par la table (VI.a)

	$(3\pi)^+$	$(2\pi)^+$	$(2\pi)^0$	$(3\pi)^0$
$\langle \frac{\Delta M}{M} \rangle$	0.04	0.05	0.05	0.05

Tab. (VI.a) : Incertitudes moyennes sur la mesure des masses invariantes

Les masses M et largeurs de désintégration Γ du A et du ρ sont, réf. (VI.1):

$$\begin{aligned} M_{A_1} &= 1.1 \text{ GeV} & \Gamma_{A_1} &= 300 \text{ MeV} \\ M_{\rho} &= 770 \text{ MeV} & \Gamma_{\rho} &= 160 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Suivant la table (VI.a), l'erreur due à la mesure de m_{A_1} et m_{ρ} sera

$$\Delta m_A \approx \Delta m_{\rho} \approx 40 \text{ MeV, donc inférieure à } \Gamma_{A_1} \text{ et } \Gamma_{\rho}.$$

Tenant compte de $\langle \frac{\Delta M}{M} \rangle$, Γ_{A_1} et Γ_{ρ} , nous définissons les régions de masse pour A_1 et ρ à 1 écart-standard comme suit :

$$\begin{aligned} 1.0 &< m_{A_1} < 1.4 \text{ GeV} \\ 670 &< m_{\rho} < 870 \text{ MeV} \end{aligned}$$

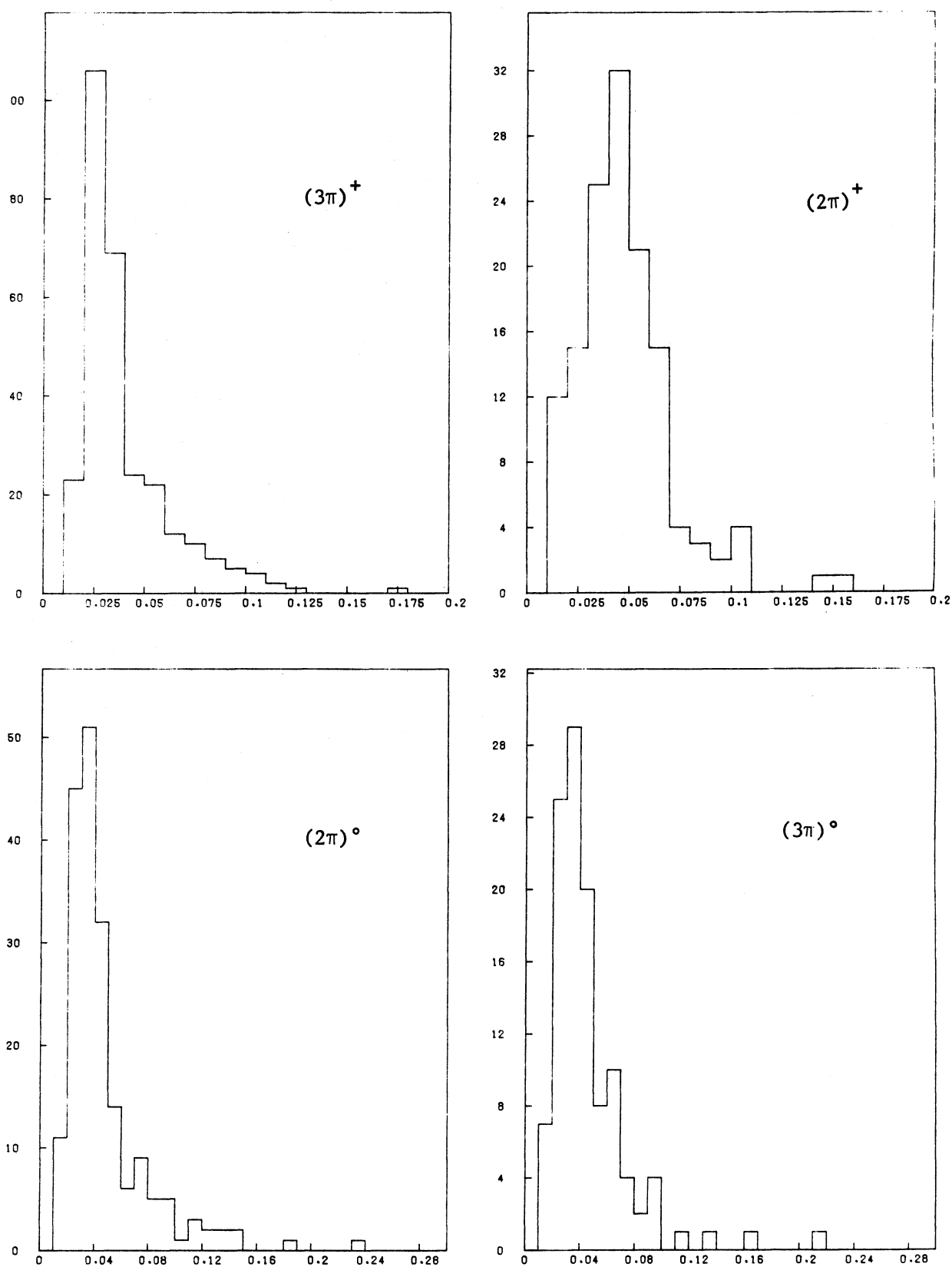


Fig. (VI.1,2,3,4) : Incertitude sur la mesure des masses invariantes

Il est utile de définir à chaque étape de l'analyse le rapport $\hat{R}$, qui caractérisera l'effet de chaque coupure sur les événements.

$$\hat{R} = \frac{\text{nombre d'événements dans la région de masse}}{\text{nombre d'événements hors de la région de masse}}$$

VI.1 ANALYSE PRELIMINAIRE

A - Etude de l'énergie hadronique E_h

Nous avons vu au chapitre (IV.2.c) que la cohérence impliquait

$$E_h \gtrsim 3.8 \text{ et } 2.3 \text{ GeV pour la production du } A_1 \text{ et du } \rho$$

Les histogrammes (VI.5 à 8) montrent les distributions du E_h respectivement pour le lot $(3\pi)^+$, $(2\pi)^+$, $(2\pi)^0$ et $(3\pi)^0$: nous y observons une accumulation d'événements à $E_h < 3 \text{ GeV}$, dû à la présence des bruits de fond.

Comparons $\langle E_h \rangle$ et $e = \frac{N_{ev}(E_h < 3 \text{ GeV})}{N_{ev} \text{ total}}$ pour le lot expérimental et celui

simulé :

Lot	Expérience		Monte-Carlo	
	$\langle E_h \rangle (\text{GeV})$	e	$\langle E_h \rangle (\text{GeV})$	e
$(3\pi)^+$	7.4	0.19	21	0.01
$(2\pi)^+$	6.3	0.37	17	0.03
$(2\pi)^0$	5.7	0.43	17	0.03
$(3\pi)^0$	9.7	0.08	21	0.01

Tab. (VI.b). Comparaison de E_h expérience - Monte-Carlo

D'après le Monte-Carlo, les événements cohérents sont très énergiques. Cela nous suggère de rejeter les candidats dont $E_h < 3 \text{ GeV}$. Cette coupure nous fait perdre seulement 1 à 3% du signal attendu mais permet de rejeter respectivement 19, 37, 43 et 8% d'événements $(3\pi)^+$, $(2\pi)^+$, $(2\pi)^0$ et $(3\pi)^0$ constitués principalement par le bruit de fond.

La table (VI.c) résume les effets de cette coupure et montre le nombre N d'événements qui en survivent :

	$(3\pi)^+$	$(2\pi)^+$	$(2\pi)^0$	$(3\pi)^0$
N	234(291)	86(137)	109(192)	104(113)
$\hat{R}$	$0.60 \pm 0.08 (0.63 \pm 0.07)$	$0.65 \pm 0.14 (0.55 \pm 0.09)$	$0.25 \pm 0.06 (0.36 \pm 0.05)$	$0.46 \pm 0.09 (0.48 \pm 0.09)$

Tab. (VI.c). Effets de la coupure $E_h < 3 \text{ GeV}$

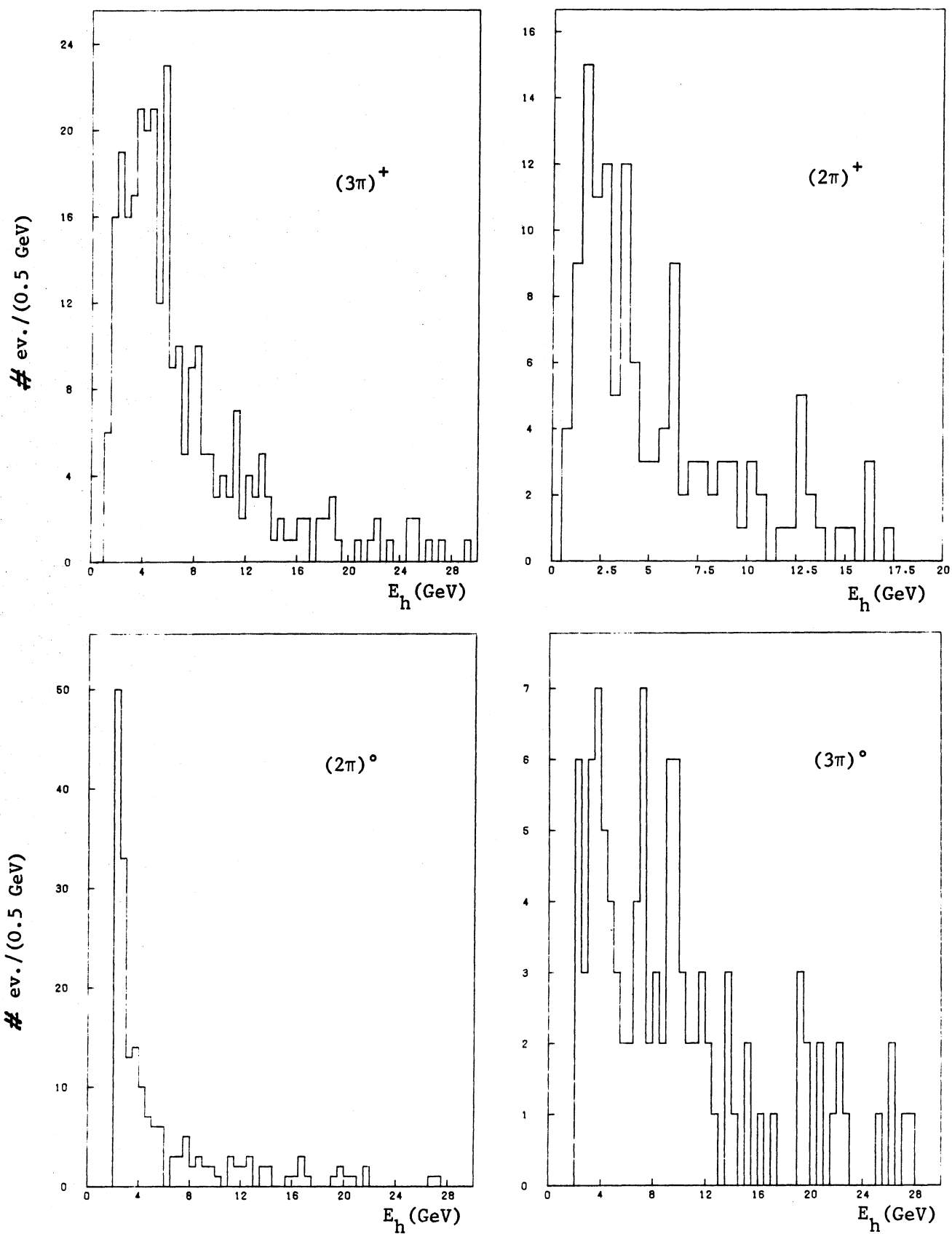


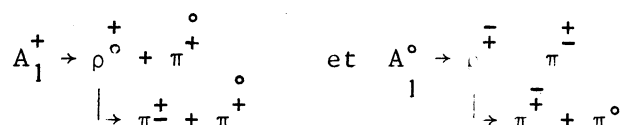
Fig. (VI.5,6,7,8) : Energie hadronique des événements

Nous avons représenté entre parenthèses N et $\hat{R}$ obtenus avant coupure. Cette notation sera adoptée tout au long de ce chapitre.

Les masses invariantes M se distribuent selon les histogrammes (VI.9 à 12) pour respectivement les lots $(3\pi)^+$, $(2\pi)^+$, $(2\pi)^0$ et $(3\pi)^0$.

B - Mise en évidence du ρ dans les lots $(3\pi)^+$ et $(3\pi)^0$

La nature du méson A_1 n'est pas définitivement établie. Néanmoins, il existe des évidences en faveur de la nature résonante de cette particule et de sa désintégration telle que, réf.(VI.2 et VI.3) :



Nous admettons donc ces résultats et étudions les combinaisons $(\pi^+ + \pi^-)$, dans le lot $(3\pi)^+$ et $(\pi^\pm + \pi^0)$ dans $(3\pi)^0$.

Les figures (VI.13 et 14) montrent respectivement les distributions en masse $m(\pi^+ + \pi^-)$ pour le lot $(3\pi)^+$ et $m(\pi^\pm + \pi^0)$ pour $(3\pi)^0$. Ces deux spectres sont normalisés au nombre respectif d'événements $(3\pi)^+$ et $(3\pi)^0$. En pointillé, nous représentons les masses

- . $m'(\pi^+ + \pi^+)$ du lot $(3\pi)^+$, le 2ème π^+ étant celui restant quand le 1er est pris pour former $m(\pi^+ + \pi^-)$
- . $m'(\pi^+ + \pi^-)$ du lot $(3\pi)^0$

Les spectres de m' jouant, dans chaque cas, en quelque sorte un espace de phase pour $m(\pi^+ + \pi^-)$ et $m(\pi^\pm + \pi^0)$ respectivement.

Sur (VI.13 et 14), nous observons une structure dans la région du ρ dans les deux spectres $m(\pi^+ + \pi^-)$ et $m(\pi^\pm + \pi^0)$, celle-ci n'apparaissant pas dans ceux de $m'(\pi^+ + \pi^+)$ et $m'(\pi^+ + \pi^-)$.

Les diagrammes (VI.15 et 16) montrent une accumulation d'événements dans la région commune au ρ et A_1 , pour $(3\pi)^+$ et $(3\pi)^0$. Cependant, la distribution est trop large pour pouvoir être attribuée à la production de A_1 suivie de sa désintégration en $(\rho\pi)$.

Afin de réduire les bruits de fond dans ces deux lots, nous pouvons donc retenir les événements $(3\pi)^+$ et $(3\pi)^0$ dont un couple $(\pi^+ + \pi^-)$, $(\pi^\pm + \pi^0)$ se trouve dans la région de masse du ρ définie précédemment.

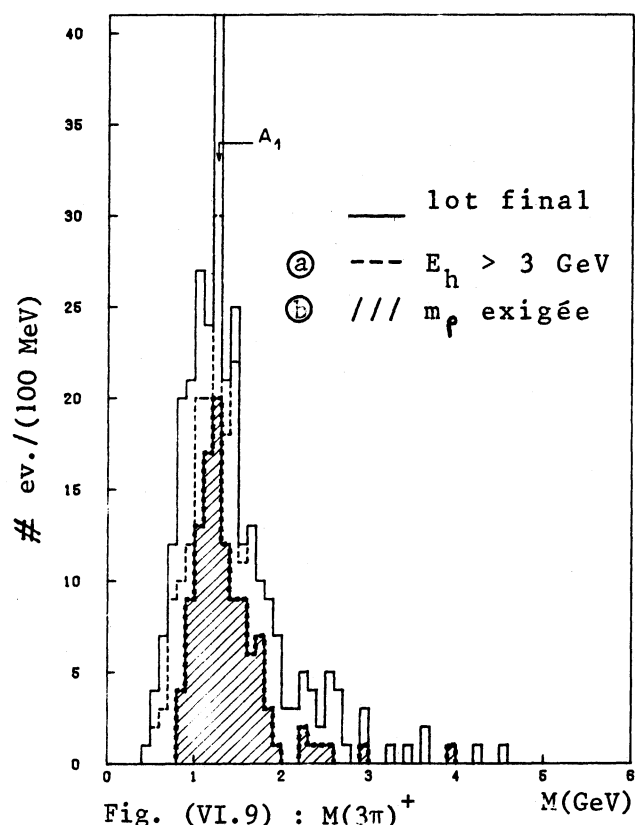


Fig. (VI.9) : $M(3\pi)^+$

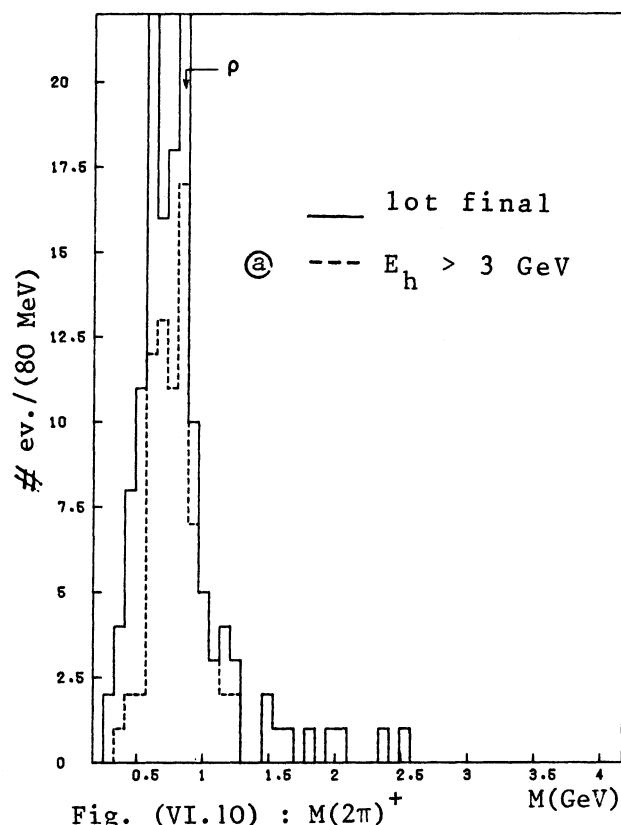


Fig. (VI.10) : $M(2\pi)^+$

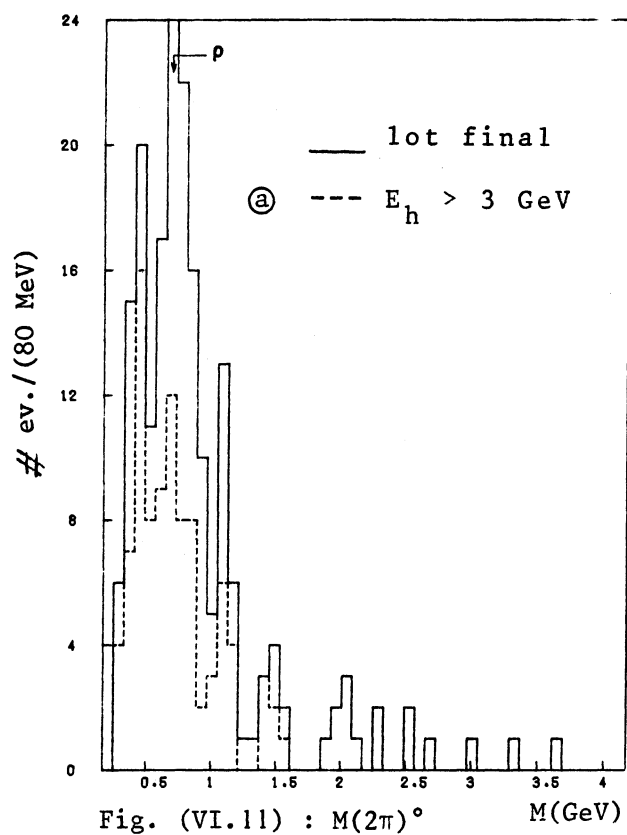


Fig. (VI.11) : $M(2\pi)^0$

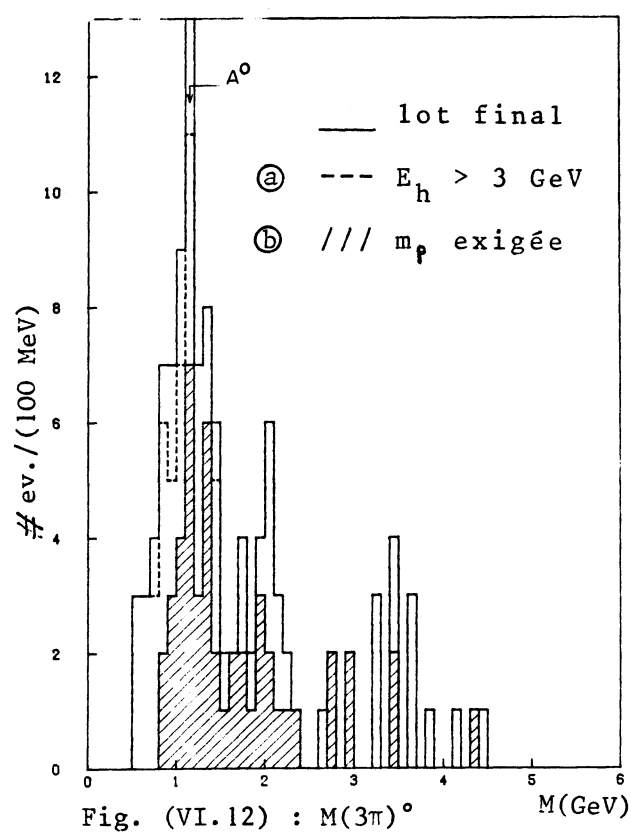


Fig. (VI.12) : $M(3\pi)^0$

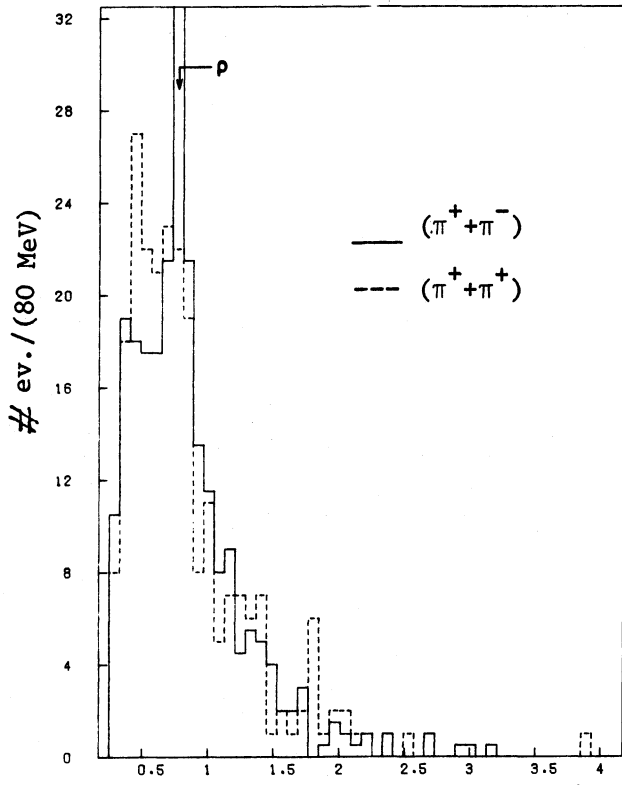


Fig. (VI.13) : $M(2\pi)$ du lot $(3\pi)^+$

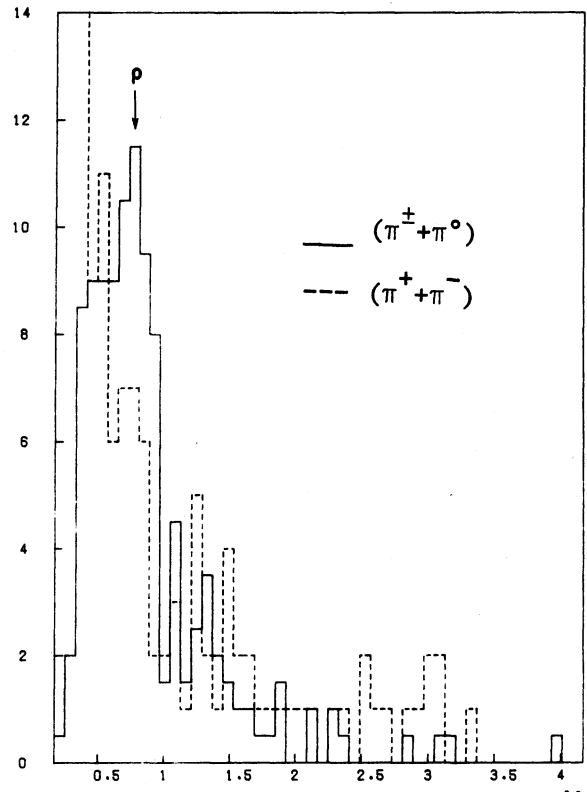


Fig. (VI.14) : $M(2\pi)$ du lot $(3\pi)^0$

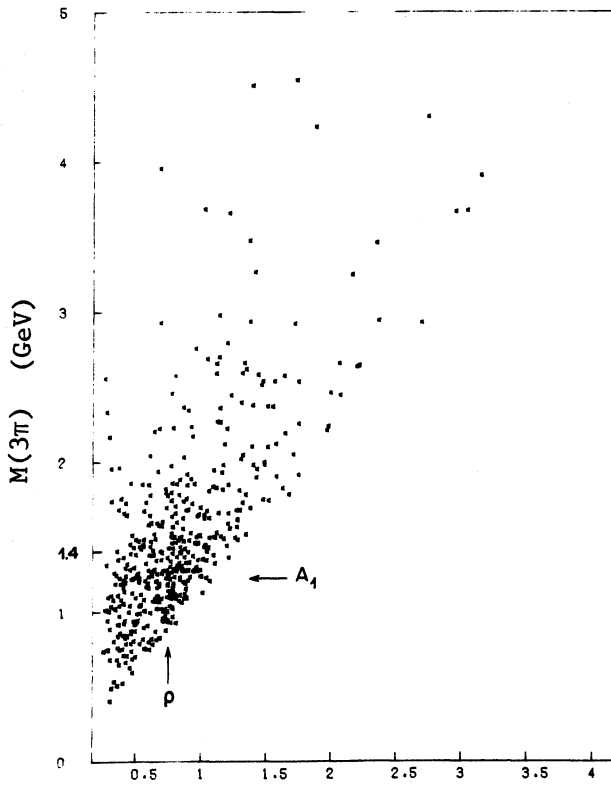


Fig. (VI.15) : $M(3\pi)^+$ versus $M(\pi^+ + \pi^-)$

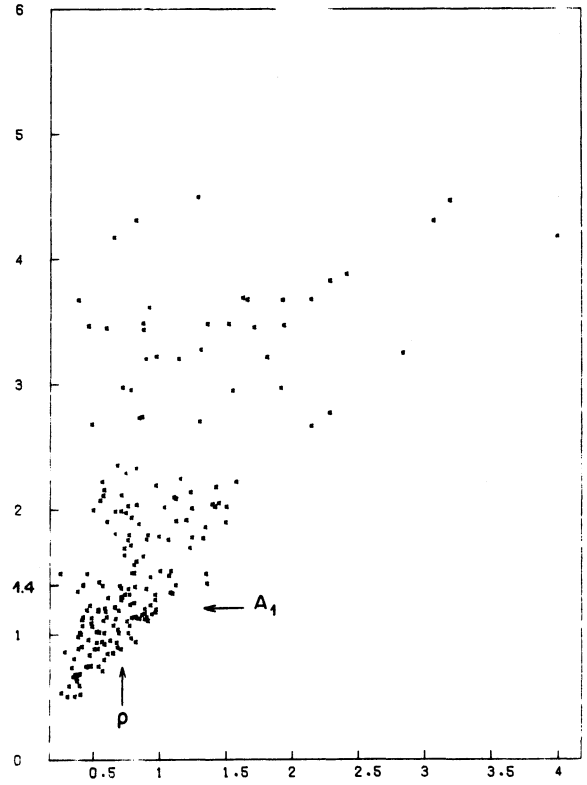


Fig. (VI.16) : $M(3\pi)^0$ versus $M(\pi^\pm + \pi^0)$

La table (VI.d) résume l'effet de cette coupure :

	$(3\pi)^+$	$(3\pi)^0$
N	117(234)	48(104)
$\hat{R}$	$1.13 \pm 0.20(0.60 \pm 0.08)$	$0.71 \pm 0.20(0.46 \pm 0.09)$

Tab. (VI.d) : Effets de la coupure sur $m(2\pi)$ dans les lots $(3\pi)^+$ et $(3\pi)^0$

Nous observons que $\hat{R}$ augmente (d'un facteur 1.5) par rapport à celui donné dans la table (VI.c) : cela n'est pas surprenant, car la contrainte $m(2\pi) > 670$ MeV implique $M(3\pi) \gtrsim (670 + m) = 810$ MeV, et la distribution $M(3\pi)$ se concentre forcément au début de l'espace de phase disponible.

Les figures (VI.9b et VI.12b) représentent les spectres $\frac{dN}{dM(3\pi)}$ obtenus : on peut y voir que même s'il y a un signal possible de A_1 , le bruit de fond reste élevé. Selon la collaboration FMHB*, réf.(VI.4), le processus courant chargé :

$$\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + p \quad (1)$$

est dominé par la production de $\Delta^{++} + \rho^0$ selon :

$$\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + \Delta^{++} + \rho^0$$

Cette collaboration constate que le π^+ du Δ^{++} combiné avec le π^- peut former une "réflexion" et simuler une structure à la masse du ρ .

Cette constatation est évidemment valable pour notre lot $(3\pi)^+$. Pour celui $(3\pi)^0$, l'équivalent de (1) est :

$$\nu_\mu + n(p) \rightarrow \nu_\mu + \Delta^+ (\Delta^{++}) + \rho^- \quad (2)$$

$$\quad \quad \quad \downarrow \quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad n + \pi^+ \quad \quad \pi^- + \pi^0$$

où le neutron n'est pas détecté (ou le proton est invisible dans le liquide).

Les réactions (1) et (2) étant identiques au spin isotopique près.

Nous pouvons donc légitimement supposer que le π^+ du $\Delta^+(\Delta^{++})$, dans (2), se combine au π^0 et redonne la masse du ρ comme précédemment.

Les quantités essentielles dans cette analyse sont les moments de transfert Q^2 et t qui sont évalués à l'aide de quantités mesurables pour les lots $(3\pi)^+$ et $(2\pi)^+$. Les événements correspondants devant présenter les mêmes caractéristiques dynamiques, nous les analyserons parallèlement.

* Fermilab, Michigan, Hawaï, Berkeley.

VI.2 ANALYSE DES LOTS $(3\pi)^+$ ET $(2\pi)^+$

A - Etude du Q^2

Les processus cohérents étant quasi-élastiques, on doit s'attendre à ce que :

$$- \langle Q^2 \rangle = m_A^2 (m_\rho^2)$$

$$- \frac{dN}{dQ^2} \text{ maximum à } Q^2 = m_A^2 (m_\rho^2)$$

Ces deux caractéristiques sont reproduites par les événements simulés (voir chapitre V.C.c).

Les figures (VI.17 et 18) montrent $\frac{dN}{dQ^2}$ obtenus pour les lots $(3\pi)^+$ et $(2\pi)^+$.

Aux fluctuations statistiques près, l'allure de $\frac{dN}{dQ^2}$ est constante : cela

montre que le fond est important dans les deux lots. Les distributions (VI.17 et 18) admettent pour moyenne $\langle Q^2 \rangle$ (GeV^2) :

$(3\pi)^+$	$(2\pi)^+$
3.17	2.70

B - Etude du t

Rappelons que nous évaluons t par la formule

$$t = E_{\text{mis}}^2 + P_\perp^2, \text{ chap. (III.1)}$$

C'est le $P_\perp^2$ qui contribue essentiellement à la valeur de t .

Nous représentons donc sur les figures (VI.19 et 20) les spectres de $P_\perp$ pour les lots $(3\pi)^+$ et $(2\pi)^+$ et sur (VI.21 et 22) les erreurs $\Delta P_\perp$ respectives.

Les caractéristiques de $\frac{dN}{dP_\perp}$ et $\frac{dN}{d(\Delta P_\perp)}$ sont résumées dans la table (VI.e) :

	$\langle P_\perp \rangle$ (MeV)	$\langle \Delta P_\perp \rangle$ (MeV)
$(3\pi)^+$	370	93
$(2\pi)^+$	390	120

Tab. (VI.e) : Caractéristiques de $P_\perp$

Les spectres $\frac{dN}{dt}$ correspondant figurent sur (VI.23a et 24a), les moyennes

$\langle t \rangle$ et $\langle \Delta t \rangle$ obtenues sont données ci-dessous :

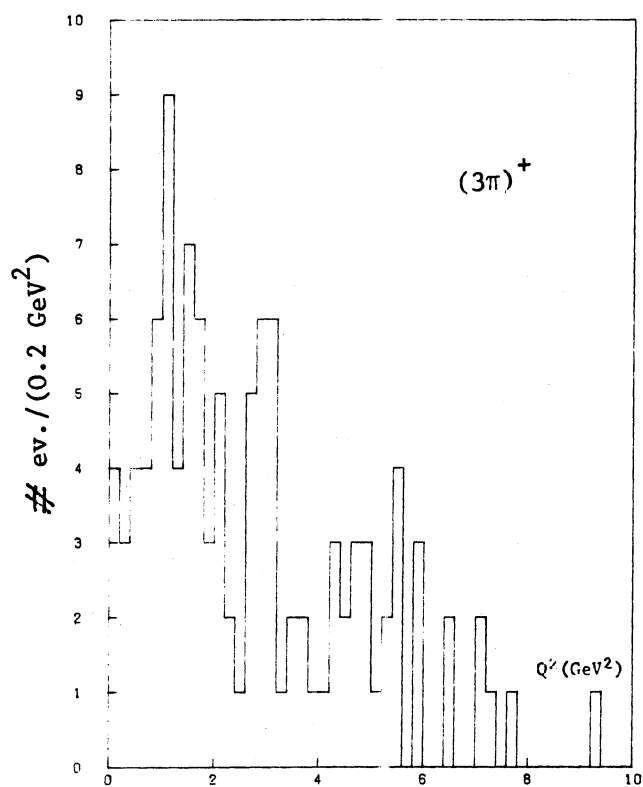


Fig. (VI.17) : Distribution du Q^2

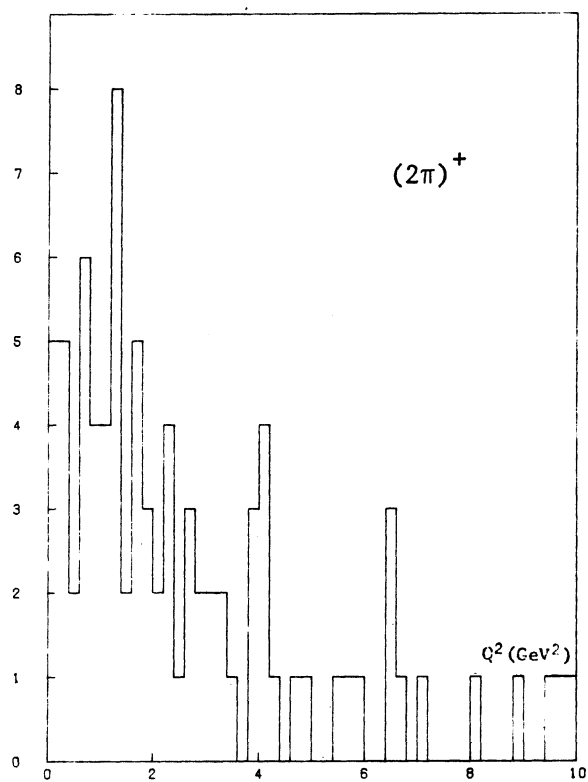


Fig. (VI.18) : Distribution du Q^2

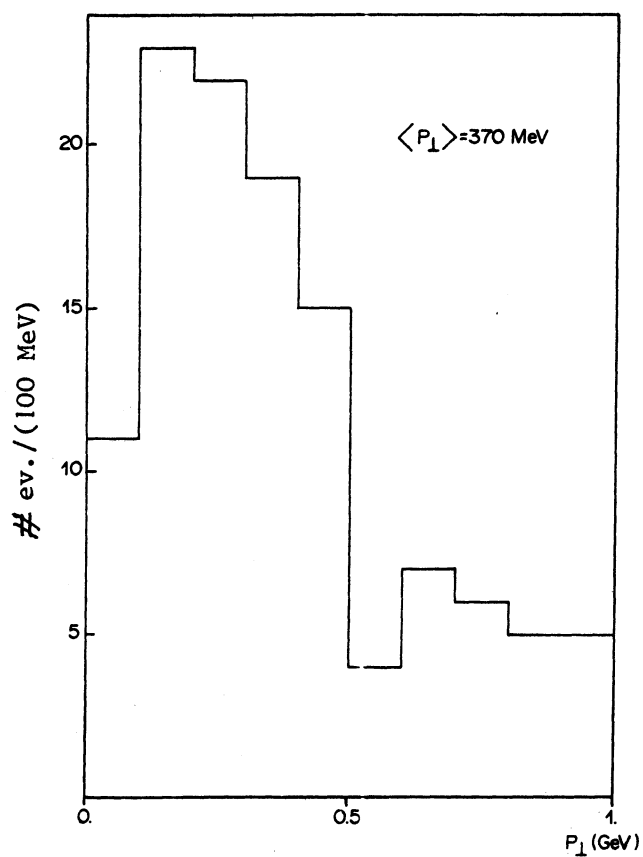


Fig. (VI.19) : Distribution de $P_{\perp}$

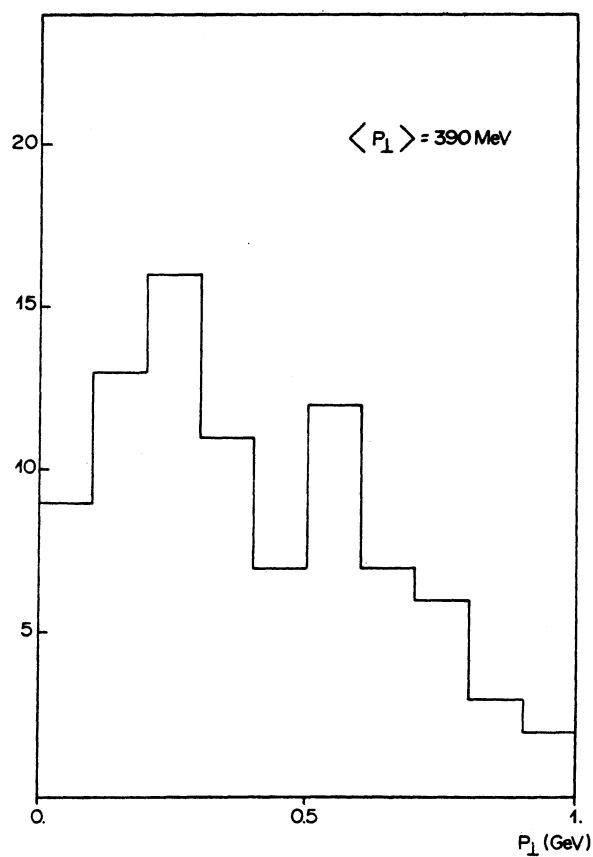


Fig. (VI.20) : Distribution de $P_{\perp}$

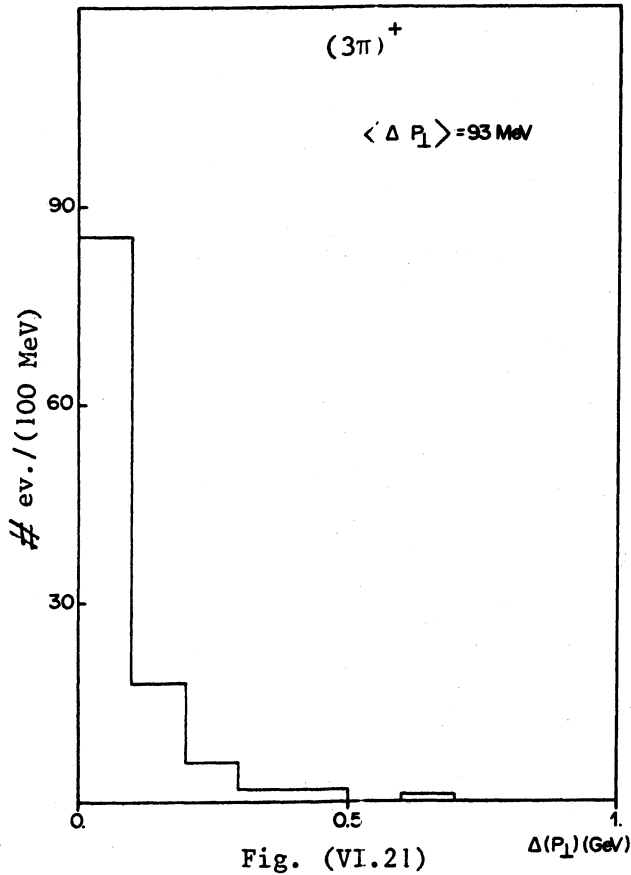


Fig. (VI.21)

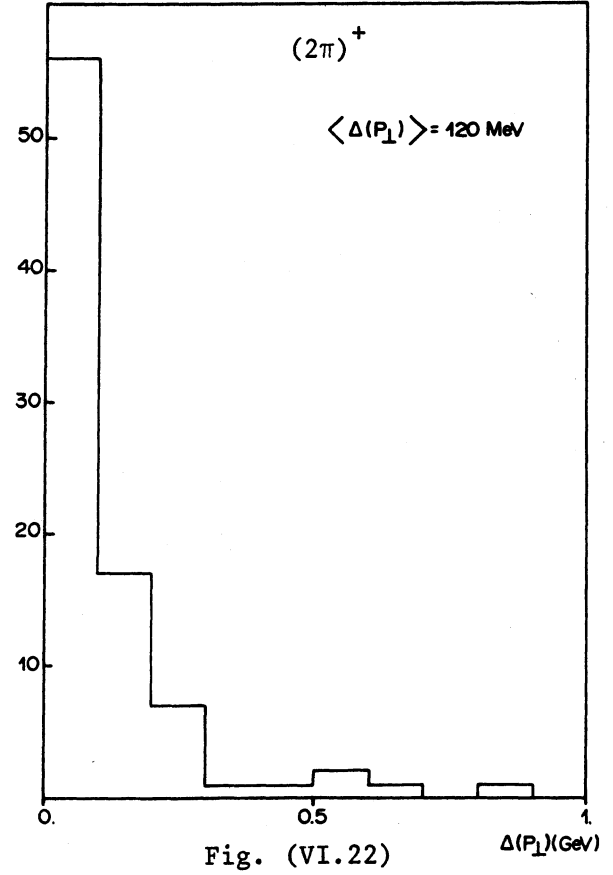


Fig. (VI.22)

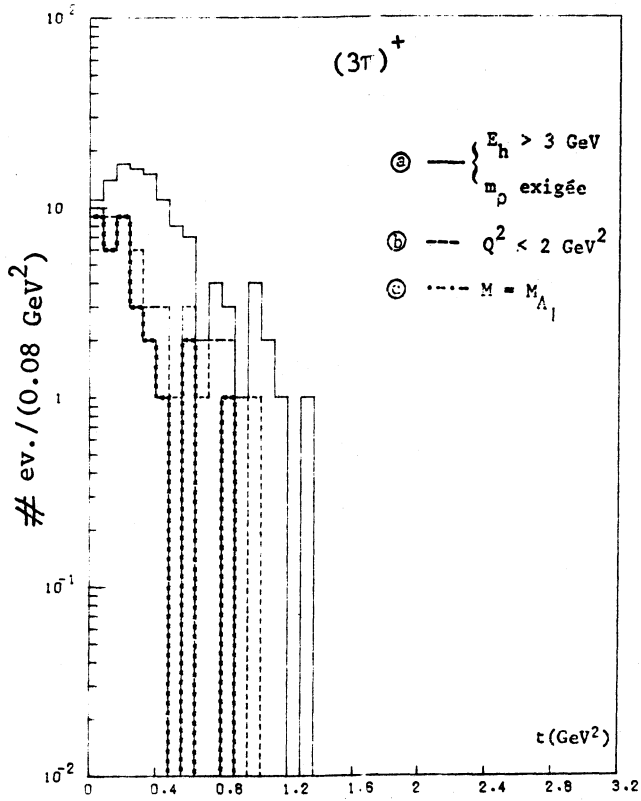


Fig. (VI.23)

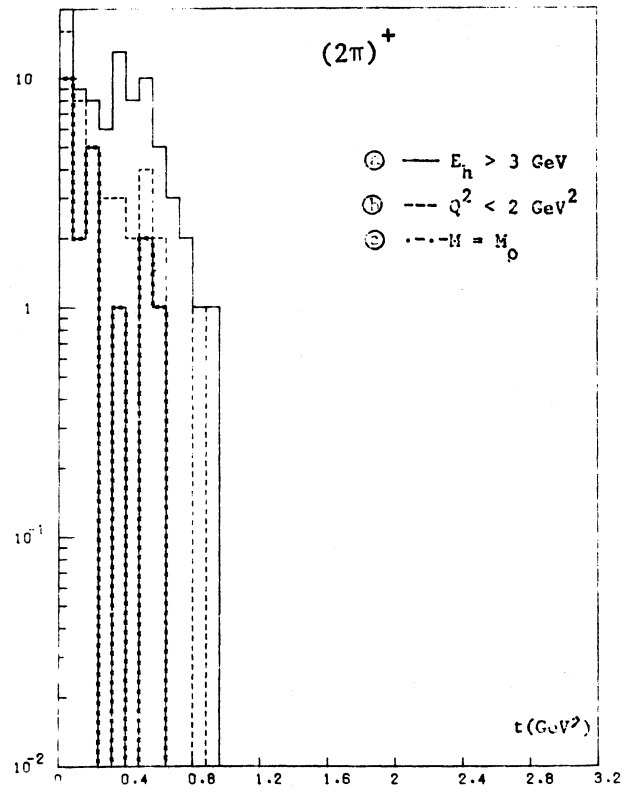


Fig. (VI.24)

Fig. (VI.21 et 22) : Erreur absolue sur $P_{\perp}$

Fig. (VI.23 et 24) : Distribution de t

	$\langle t \rangle \text{ (GeV}^2\text{)}$	$\langle \Delta t \rangle \text{ (GeV}^2\text{)}$
$(3\pi)^+$	0.38	0.09
$(2\pi)^+$	0.30	0.10

Qualitativement, $\frac{dN}{dt}$ ne montre pas la décroissance exponentielle, en fonction de t qui caractérise la cohérence.

Quantitativement, les moyennes $\langle t \rangle$ obtenues sont largement supérieures (d'un facteur 30 au moins) au transfert cohérent $t_{\max} = 0.01 \text{ GeV}^2$.

D'autre part, les erreurs $\langle \Delta t \rangle$ sont déjà telles que : $\langle \Delta t \rangle \gtrsim 9 t_{\max}$

1) Coupure sur le Q^2

Pour réduire le fond dans nos deux lots $(3\pi)^+$ et $(2\pi)^+$, nous pouvons placer une coupure Q_0^2 sur Q^2 en utilisant les résultats du Monte-Carlo pour $\frac{dN}{dQ^2}$. Celui-ci montre que $\frac{dN}{dQ^2}$ décroît du maximum où $Q^2 = m_A^2(m_\rho^2)$ à $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$ d'un facteur 3 environ et que $\frac{N_{\text{ev}}(Q^2 < 2 \text{ GeV}^2)}{N_{\text{ev total}}} = 40 \text{ et } 31\%$ respectivement pour $(3\pi)^+$ et $(2\pi)^+$.

Nous pouvons prendre $Q_0^2 = 2 \text{ GeV}^2$. Cette coupure conduit aux résultats donnés par la table (VI.f) :

	$(3\pi)^+$	$(2\pi)^+$
N	50(117)	44(86)
$\hat{R}$	$1.94 \pm 0.57(1.13 \pm 0.20)$	$0.91 \pm 0.27(0.65 \pm 0.14)$

Tab. (VI.f) : Effets de la coupure sur Q^2

La coupure Q_0^2 entraîne une perte de signal de 40 et 31% mais permet de rejeter 57 et 48% d'événements respectivement du lot $(3\pi)^+$ et $(2\pi)^+$. La proportion d'événements bruits de fond rejetés est donc supérieure à celle du signal rejeté dans les deux lots.

Remarquons que les rapports $\hat{R}$ restent cependant compatibles (à moins de 1.5 et 1 écart-standard pour $(3\pi)^+$ et $(2\pi)^+$) avec ceux précédents.

Cela montre que malgré cette coupure, le bruit de fond reste important dans les deux lots.

Les spectres $\frac{dN}{dM}$ et $\frac{dN}{dt}$, obtenus à la suite de la coupure sur Q^2 ,

sont montrés sur les figures (VI.25a et 26a) et (VI.23b et VI.24b) respectivement pour $(3\pi)^+$ et $(2\pi)^+$. Nous observons que $\frac{dN}{dt}$ reste sensiblement constant, aux fluctuations statistiques près, pour les 2 lots et ce dans les domaines $0 \lesssim t \lesssim .30$ pour $(3\pi)^+$ et $0. \lesssim t \lesssim .15 \text{ GeV}^2$ pour $(2\pi)^+$. Les moyennes obtenues pour t et Δt sont reproduites ci-dessous, en GeV^2 :

	$\langle t \rangle$	$\langle \Delta t \rangle$
$(3\pi)^+$	0.29	0.07
$(2\pi)^+$	0.21	0.08

L'erreur $\langle \Delta t \rangle$ reste donc élevée : $\langle \Delta t \rangle \gtrsim 7t_{\text{max}}$

Si maintenant, nous sélectionnons les événements se trouvant dans les régions de masse du A_1^+ et du ρ et étudions $\frac{dN}{dt}$, figures (VI.23c et 24c) respectivement pour $(3\pi)^+$ et $(2\pi)^+$, nous n'observons aucun changement notable dans l'allure : $\frac{dN}{dt}$ reste sensiblement constante entre $0 \lesssim t \lesssim .25 \text{ GeV}^2$.

Résumons, maintenant, les points importants de cette analyse :

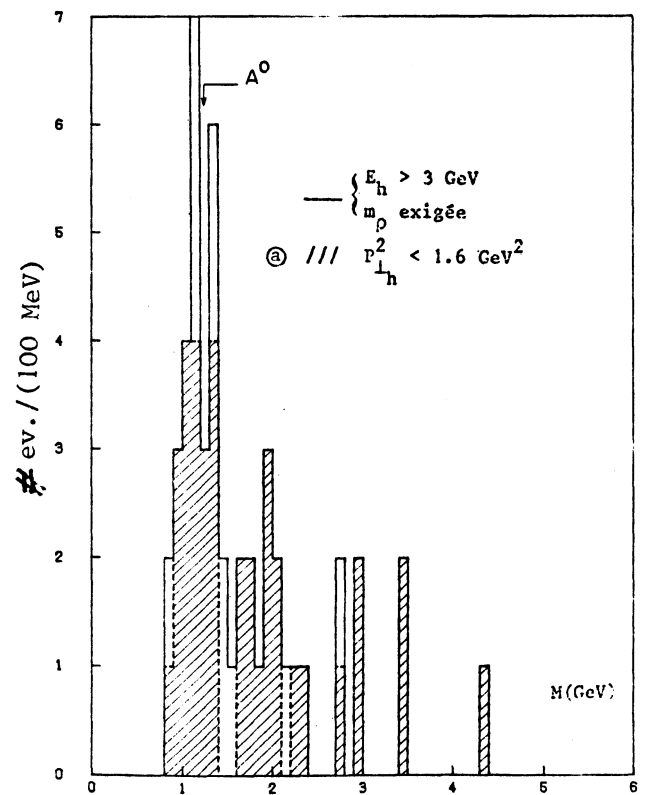
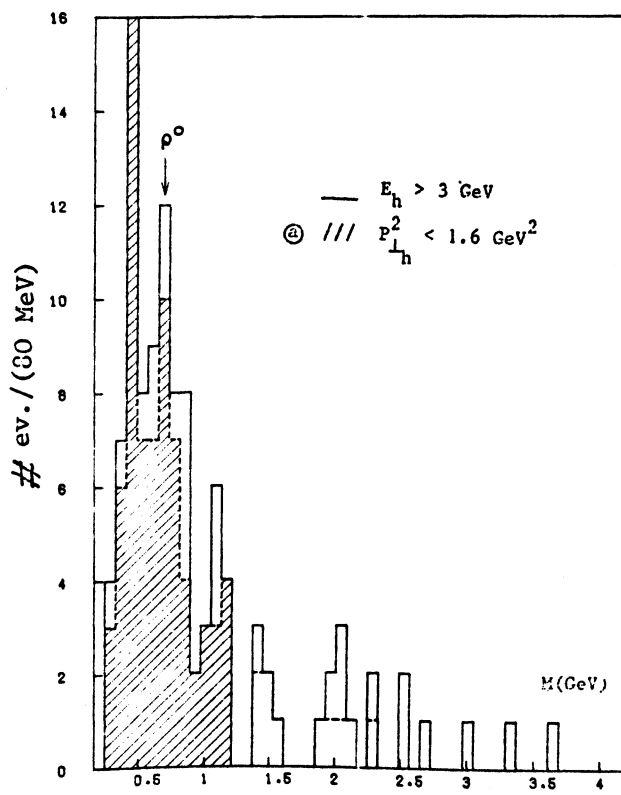
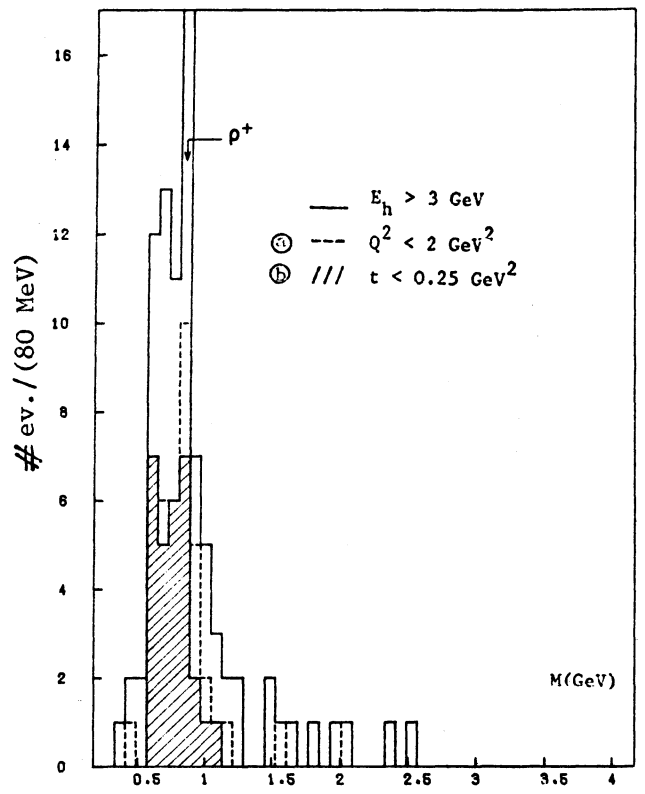
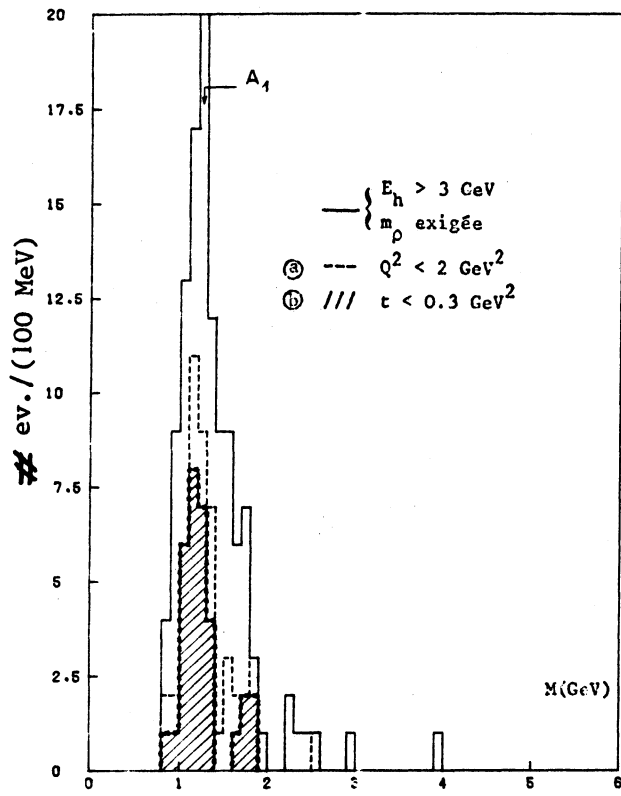
- i) Nous n'observons pas la distribution $\frac{dN}{dQ^2}$ attendue pour les événements cohérents.
- ii) Dans le cas du lot $(3\pi)^+$, nous ne pouvons affirmer que la structure observée dans la région de masse du ρ provient de la production et ensuite désintégration du méson A_1^+ .
- iii) L'incertitude sur les mesures expérimentales qui servent à évaluer t sont trop grandes (surtout celles affectant le $P_{\perp}$) masquant complètement l'effet recherché. Par conséquent, il est impossible de se prononcer sur la nature cohérente de nos événements.

Conclusion

La précision de l'expérience n'est pas suffisante pour mettre en évidence la cohérence des réactions. L'information que nous pouvons en extraire consiste à évaluer une limite supérieure de production.

2) Coupure sur t

Au vu de ce qui précède, remarquons tout d'abord que parmi les événements du signal se trouvent des événements incohérents, c'est-à-dire ceux produits :



① Soit sur des protons libres dont le recul n'était pas visible dans le liquide.

② Soit sur un nucléon du noyau dont l'excitation n'a pas été observée.

Parce que $\frac{dN}{dt}$ est fortement distordue par les erreurs de mesure, la séparation des 2 classes de réactions cohérentes-incohérentes est impossible.

Les proportions relatives de ① et ② dans les lots totaux cohérents attendus données par le Monte-Carlo sont reproduites ci-dessous :

	①	②
$(3\pi)^+$	0.03	1.01
$(2\pi)^+$	0.04	1.01

Théoriquement, nous avons donc un équilibre entre les événements cohérents et incohérents.

Nous pouvons fixer une coupure t_0 sur t qui soit assez sévère pour rejeter les événements visiblement non cohérents. Nous utilisons alors les résultats du Monte-Carlo pour observer que, si on définit ϵ :

$$\epsilon = \frac{N_{ev} (t > t_0)}{N_{ev} \text{ total}}$$

nous obtenons pour ϵ le tableau ci-dessous :

	ϵ $(3\pi)^+$	ϵ $(2\pi)^+$
cohérents	0.06	0.11
incohérents	0.35	0.36
t_0 (GeV ²)	0.30	0.25

$t_0 = 0.30$ et 0.25 GeV² correspondent à des impulsions transférées aux noyaux $p'_c = 540$ et 500 MeV respectivement ; elles sont donc largement hors de la région de cohérence. Les 2 valeurs t_0 sont différentes, les erreurs de mesure $\Delta t(2\pi)^+$ étant légèrement supérieures à $t(3\pi)^+$.

Reproduisant la coupure t_0 dans les lots réels $(3\pi)^+$ et $(2\pi)^+$, nous obtenons les spectres de masse M représentés sur les figures (VI.25b et VI.26b).

L'effet de la coupure t_0 est résumé dans la table (VI.g) :

	$(3\pi)^+$	$(2\pi)^+$
N	32(50)	29(44)
$\hat{R}$	$3.57 \pm 1.52(1.94 \pm 0.57)$	$1.41 \pm 0.53(0.91 \pm 0.27)$

Tab. (VI.g): Effets de la coupure sur t .

La coupure t_0 rejette 36 et 34% d'événements respectivement dans le lot $(3\pi)^+$ et $(2\pi)^+$, alors que dans le même temps seulement 6 et 11% d'événements signal sont coupés. Ces chiffres illustrent le fait que cette coupure réduit sensiblement le fond. Ce dernier reste cependant important car les rapports $\hat{R}$ sont compatibles avec les précédents à 1 écart-standard environ.

3) Résumé de l'analyse des lots $(3\pi)^+$ et $(2\pi)^+$

Les étapes précédentes, le nombre N d'événements restant, le rapport $\hat{R}$ obtenu sont rappelés dans la table (VI.h) :

	Lot final	Coupure $E_h < 3 \text{ GeV}$	Coupure $m(\pi^+ + \pi^-)$	Coupure $Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$	Coupure t $(0.30 \text{ GeV}^2)(3\pi)^+$ $(0.25 \text{ GeV}^2)(2\pi)^+$
$(3\pi)^+$	291 0.63 ± 0.07	234 0.60 ± 0.08	117 1.13 ± 0.20	50 1.94 ± 0.57	32 3.57 ± 1.52
$(2\pi)^+$	137 0.55 ± 0.09	86 0.65 ± 0.14	-	44 0.91 ± 0.27	29 1.41 ± 0.53

Tab. (VI.h). Résumé de l'analyse des lots $(3\pi)^+$ et $(2\pi)^+$.

Nous allons étudier les différentes sources de bruit de fond dans ces 2 lots. Celui-ci intervenant différemment dans les 2 cas, nous en ferons des études séparées.

VI.3 ETUDE DES BRUITS DE FOND DANS LES LOTS $(3\pi)^+$ ET $(2\pi)^+$

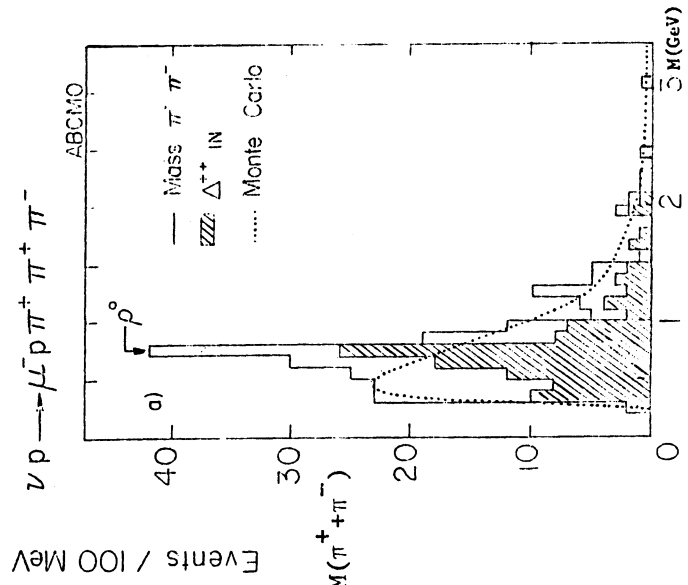
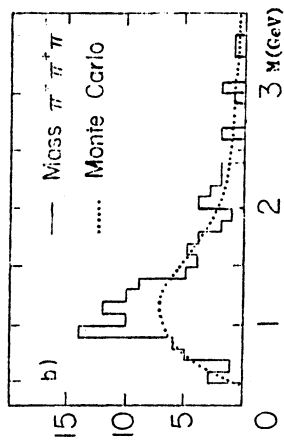
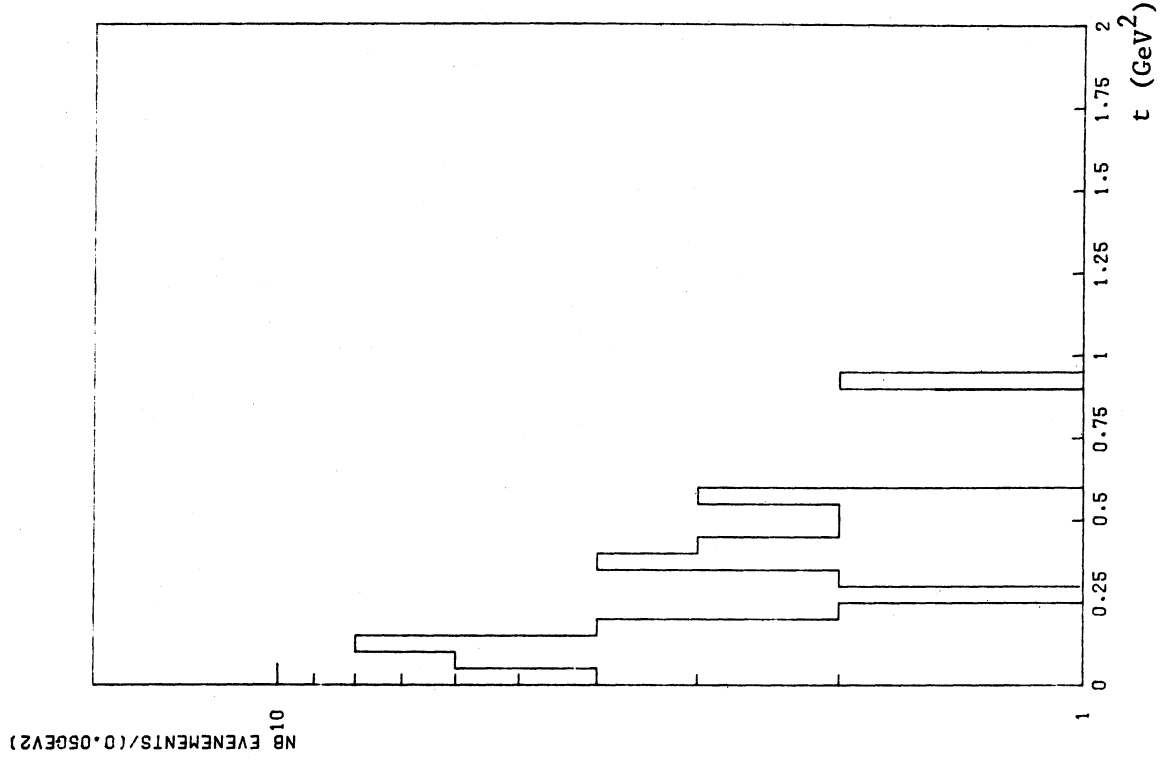
A - Lot $(3\pi)^+$

Les processus pouvant contaminer notre lot sont :

$$\nu_\mu + n(p) \rightarrow \mu^- + \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + n(p) \quad (1)$$

$$\nu_\mu + n(p) \rightarrow \mu^- + \pi^+ + \pi^- + \Delta^+ + (\Delta^{++}) \quad (2)$$

$$\begin{array}{c} | \qquad | \\ \rightarrow p + \pi^+ \\ \rightarrow n + \pi^+ \end{array}$$



Estimation du bruit de fond :

Elle est évaluée à partir du spectre en masse des événements ABCMO. Après toutes coupures (E_h , Q^2 , t) sur ceux-ci, on obtient le rapport $\hat{R}$:

$$\frac{\hat{R}}{\text{ABCMO}} = \frac{16}{9}$$

Dans ces mêmes conditions, nous restons avec 32 événements dans notre lot, dont 7 sont situés hors de la région de masse du A_1^+ . Le nombre N_{bf} de bruit de fond s'écrit :

$$\frac{N_{bf}}{7} = \frac{\hat{R}}{\text{ABCMO}}$$

$$\text{soit } N_{bf} = 12 \pm 7$$

La limite supérieure N_s de notre signal cohérent s'en déduit :

$$N_s = 25 - N_{bf}$$

$$\text{soit } N_s = 13 \pm 9$$

A 2 écarts-standard, le signal maximum compatible avec notre expérience est :

$$N_s = 31$$

B - Lot $(2\pi)^+$

Nous distinguons ici 4 sources principales de bruit de fond :

$$\nu_\mu + n(p) \rightarrow \mu^- + \pi^+ + \pi^0 + n(p) \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \nu_\mu + n(p) &\rightarrow \mu^- + \Delta^+ (\Delta^{++}) + \pi^0 & (2) \\ &\quad \downarrow \quad \downarrow \\ &\quad \rightarrow p + \pi^+ \\ &\quad \rightarrow n + \pi^+ \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \nu_\mu + n &\rightarrow \mu^- + \Delta^+ & (3) \\ &\quad \downarrow \\ &\quad \rightarrow p + \pi^0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \nu_\mu + p &\rightarrow \mu^- + \Delta^+ + \pi^+ & (4) \\ &\quad \downarrow \\ &\quad \rightarrow p + \pi^0 \end{aligned}$$

Dans l'état final, il est supposé que le nucléon n'a pas été détecté. Nous avons vérifié que les événements (3) ne donnaient aucune "réflexion" dans le ρ lorsque la trace $+$ est considérée comme celle d'un π^+ .

Selon la référence (VI.6), le système $(\pi^+ + \pi^0)$ dans la réaction

$$\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + \pi^+ + \pi^0 + p$$

ne donne pas la masse du ρ . Nous pouvons donc négliger la contribution de (4) et de (2).

Il reste donc la réaction (1) qui est notre principale source de contamination. La simulation par Monte-Carlo des événements (1) nous a montré que le rapport $\hat{R}$ restait constant tout au long des coupures (E_h, Q^2, t). D'autre part, l'analyse du lot $(2\pi)^+$ nous a montré que le fond y restait important, malgré la coupure sur t (voir § II.C.2 dans le même chapitre). Pour évaluer la contribution de (1), nous pouvons légitimement supposer que la distribution initiale (avant toute coupure) $\frac{dN}{dM}$ est entièrement due au bruit de fond. Le rapport $\hat{R}_1$ obtenu alors est donné par la table (VI.h) :

$$\hat{R}_1 = 0.55 (= \frac{49}{88})$$

29 événements du lot $(2\pi)^+$ survivent aux coupures (E_h, Q^2, t) (voir Tab. (VI.h)), dont 17 sont situés dans la région du ρ^+ et 12 en dehors. Le bruit de fond N_{bf} recherché s'écrit donc :

$$\frac{N_{bf}}{12} = \hat{R}_1$$

$$\text{soit } N_{bf} = 7 \pm 2$$

Le signal maximum N_s s'en déduit :

$$N_s = 17 - N_{bf}$$

$$\text{soit } N_s = 10 \pm 5$$

La limite supérieure du signal cohérent ρ^+ est donc à 2 écarts-standards :

$$N_s = 20$$

Résumé de l'étude des bruits de fond et des limites supérieures du signal.

La table (VI.i) résume ces 2 études

	Nombre d'événements bruts (NB)	Bruit de fond estimé (BF)	NB - BF	Limite supérieure du signal à 2σ
$(3\pi)^+$	25	12 ± 7	13 ± 9	31
$(2\pi)^+$	17	7 ± 2	10 ± 5	20

Tab. (VI.i) : Résumé de l'étude des lots $(3\pi)^+$ et $(2\pi)^+$.

VI.4 ANALYSE DES LOTS $(2\pi)^0$ et $(3\pi)^0$

La figure (VI.11a) représente la distribution $\frac{dN}{dM}$ du lot $(2\pi)^0$: nous n'y observons aucune structure dans la région du ρ^0 .

Le lepton dans l'état final (ν_μ) n'étant pas détecté, nous ne pouvons pas évaluer les quantités Q^2 et t . L'ajustement cinématique de la réaction ne nous est d'aucun secours, le problème présente 4 contraintes (conservation impulsion-énergie) et 7 inconnues : $(E_\nu, \vec{p}'_\nu \text{ et } \vec{p}'_c)$.

Cependant, il est possible d'établir une relation entre le Q^2 et le carré du moment transverse des hadrons $(P_\perp)_h^2$ qui est, lui, mesuré. Ainsi donc une coupure sur $P_{\perp h}^2$ en sera équivalente à une sur Q^2 .

A - Relation entre $P_{\perp h}^2$ et Q^2

Pour les événements où tout l'état final a été détecté et bien mesuré, on doit avoir :

$$|P_\perp|_h = |P_\perp|_l, \quad l = \nu_\mu \text{ ou } \mu^- \quad (1)$$

Considérons le cas $l = \mu^-$

$$\text{Par définition} \quad Q^2 = 2E_\nu E_\mu (1 - \cos\theta_\mu) \quad (2)$$

$$\text{et pour des } \theta \text{ petits, } Q^2 \approx E_\nu E_\mu \theta^2 \quad (3)$$

D'autre part

$$\left. \begin{aligned} E_\mu &\approx p_\mu \\ |P_\perp|_\mu &= p_\mu \sin\theta_\mu \sim p_\mu \theta \end{aligned} \right\} \rightarrow |P_\perp|_\mu \sim E_\mu \theta_\mu \quad (4)$$

Tenant compte des relations (1) et (4), (3) s'écrit :

$$Q^2 \approx \frac{E_\nu}{E_\mu} P_{\perp h}^2 \quad (5)$$

En introduisant $y = \frac{E_h}{E_\nu}$, (5) s'écrit indifféremment :

$$P_{\perp h}^2 = (1 - y) Q^2$$

Ces événements vont donc se répartir à l'intérieur d'un cône limité par 2 droites D_1 (première bissectrice) et D_2 (axe Q^2) correspondant aux valeurs $y = 0$ et $y = 1$ respectivement. Nous supposons que cette disposition reste valable pour les courants neutres. Nous disposons des lots $(3\pi)^+$ et $(2\pi)^+$, pour lesquels Q^2 est défini et considérons le diagramme $(P_{\perp h}^2, Q^2)$, figures (VI.32 et 33).

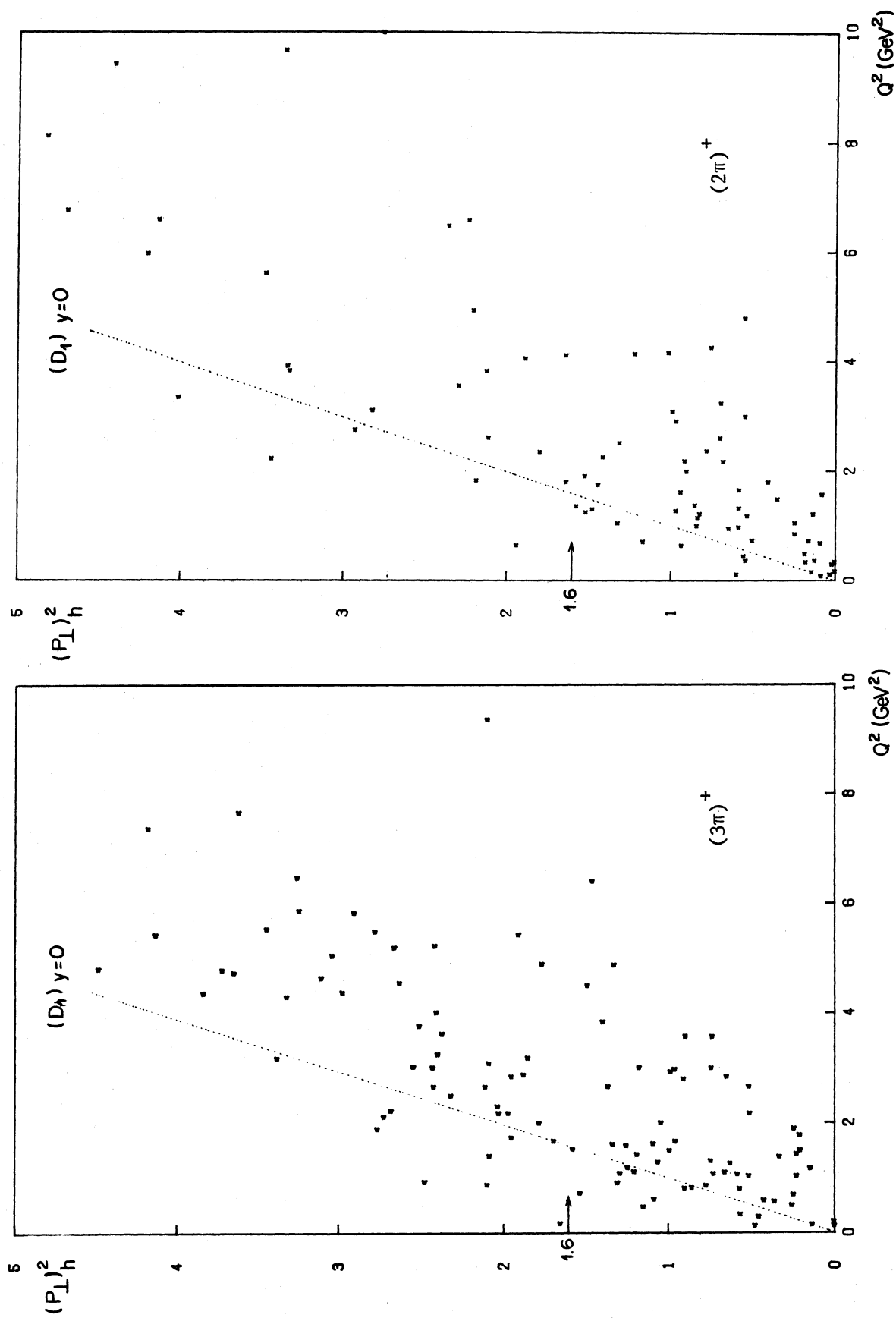


Fig. (VI.32 et 33) : Diagramme (P_L^2, Q^2)

Il s'agit à présent de trouver la coupure $(P_{\perp h}^2)_0$ qui :

a) rejette le maximum d'événements de $Q^2 > 2 \text{ GeV}^2$

b) coupe le minimum de ceux à $Q^2 < 2 \text{ GeV}^2$

Nous avons fait varier $(P_{\perp h}^2)_0$ et observé à chaque fois les distributions en masse et t des lots obtenus.

La coupure optimale qui réalise a) et b) a été trouvée à $(P_{\perp h}^2)_0 = 1.6 \text{ GeV}^2$ soit $(P_{\perp h})_0 \sim 1.3 \text{ GeV}$. Pour les événements $(P_{\perp h})^2 > (P_{\perp h}^2)_0$, la table (VI.i) reproduit leurs caractéristiques en Q^2 :

Lots	$N_{\text{ev}}(\text{total})$	$N_{\text{ev}}(Q^2 < 2 \text{ GeV}^2)$	$N_{\text{ev}}(Q^2 > 2 \text{ GeV}^2)$
$(3\pi)^+$	56	4	52
$(2\pi)^+$	31	3	28

Tab. (VI.i). Caractéristiques des événements $(P_{\perp h})^2 > 1.6 \text{ GeV}^2$

Ajoutons que les événements à $Q^2 < 2 \text{ GeV}^2$ (4 et 3 respectivement) correspondent à $t > .30$ et $t > .25 \text{ GeV}^2$ respectivement et donc situés hors des coupures t_0 fixées pour le signal du A_1^+ et ρ^+ .

B - Coupure sur $(P_{\perp h}^2)_0$.

La coupure à $P_{\perp h}^2 = 1.6 \text{ GeV}^2$ conduit aux distributions $\frac{dN}{dM}$

représentées sur les figures (VI.27a et 28a) pour $(2\pi)^0$ et $(3\pi)^0$.

Aucune structure significative dans la région du ρ^0 n'est observée sur (VI.27a).

D'après le Monte-Carlo, la coupure sur $P_{\perp h}^2$ entraîne une perte de signal, s'élevant à 26 et 30% respectivement dans le lot $(2\pi)^0$ et $(3\pi)^0$.

Résumons dans la table (VI.j) les effets de cette coupure :

	$(2\pi)^0$	$(3\pi)^0$
N	86(109)	37(48)
$\hat{R}$	$0.22 \pm 0.06(0.25 \pm 0.06)$	$0.68 \pm 0.22(0.71 \pm 0.20)$

La disposition en masse des N événements restants est :

	$(2\pi)^{\circ}$	$(3\pi)^{\circ}$
dans la région de masse	16	15
hors de la région de masse	70	22

C - Résumé de l'analyse des lots $(2\pi)^{\circ}$ et $(3\pi)^{\circ}$

Il est reproduit dans la table (VI.k) :

	Lot final	Coupure $E_h < 3 \text{ GeV}$	Coupure sur $m(\pi^{\pm} + \pi^{\circ})$	Coupure $P_{\perp h}^2 = 1.6 \text{ GeV}^2$
$(2\pi)^{\circ}$	192 0.36 ± 0.05	109 0.25 ± 0.06	-	86 0.22 ± 0.06
$(3\pi)^{\circ}$	113 0.48 ± 0.09	104 0.46 ± 0.09	48 0.71 ± 0.20	37 0.68 ± 0.22

Tab. (VI.k) : Résumé de l'analyse des lots $(2\pi)^{\circ}$ et $(3\pi)^{\circ}$

VI.5 ETUDE DES BRUITS DE FOND DANS LES LOTS $(2\pi)^{\circ}$ ET $(3\pi)^{\circ}$

A - Lot $(2\pi)^{\circ}$

Nous distinguons 6 sources principales de contamination

$$\nu_{\mu} + n(p) \rightarrow \nu_{\mu} + \pi^{+} + \pi^{-} + n(p) \quad (1)$$

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \nu_{\mu} + \Delta^{\circ} \quad (2)$$

$$\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow p + \pi^{-} \quad (\text{où } p \text{ ambigu a été classé comme } \pi^{+})$$

$$\nu_{\mu} + p \rightarrow \nu_{\mu} + \Delta^{\circ} + \pi^{+} \quad (3)$$

$$\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow p + \pi^{-} \quad \text{proton invisible}$$

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \nu_{\mu} + \Delta^{\pm} + \pi^{\mp} \quad (4)$$

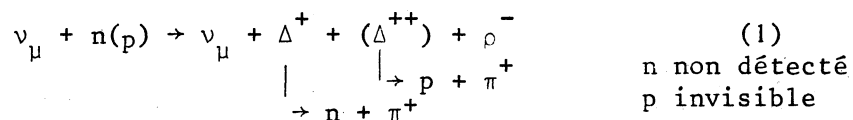
$$\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow n + \pi^{\pm} \quad \text{neutron non détecté}$$

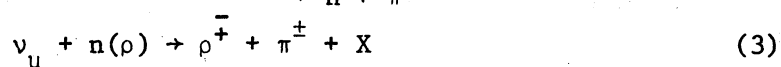
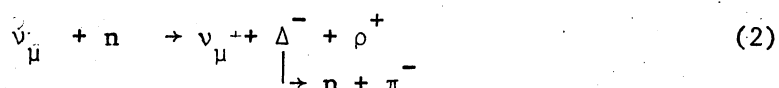
$$\nu_{\mu} + n(p) \rightarrow \nu_{\mu} + \pi^{+} + \pi^{-} + \pi^{\circ} + n(p) \quad (5)$$

$$\quad \quad \quad \downarrow \rightarrow 2\gamma \quad \text{les } 2\gamma \text{ non vus}$$

$$n + n(p) \rightarrow \rho^{\circ} + X \quad (6)$$

- La distribution $\frac{dN}{dX}$, X étant l'abscisse du vertex des événements, est uniforme aux fluctuations statistiques près. Qualitativement, cela signifie que le lot $(2\pi)^{\circ}$ est dû principalement aux ν_{μ} . Quantitativement, appelons ϵ la proportion d'événements de (6) dans le lot $(2\pi)^{\circ}$.





La contribution de (3) est évaluée par une méthode identique à celle exposée pour la réaction (6) dans le paragraphe précédent. Le résultat obtenu est :

$$\varepsilon = 0.00 \pm 0.01$$

montrant que le fond de (3) est négligeable.

Ce sont les réactions (1) et (2) qui constituent la principale source de fond, comme nous l'avons expliqué dans ce chapitre, paragraphe VI.2-B.

L'état final de (1) - (2) est : $\nu_{\mu} + \pi^{+} + \pi^{0} + \pi^{-}$. Nous allons supposer que le système (3 π) ici présente le même comportement qu'en courant chargé : $\mu^{-} + \pi^{+} + \pi^{+} + \pi^{-} + p$.

Nous évaluons l'apport de (1) et (2) de la même manière que nous l'avons réalisé pour le fond dans le lot $(3\pi)^+$, (voir ce chapitre, § VI.2-D) : on reproduit sur le lot $(3\pi)^+$ d'ABCMO les mêmes coupures fixées sur notre lot $(3\pi)^0$, à savoir : $E_h < 3 \text{ GeV}$, $m(\pi^+ + \pi^-)$, $P_{\perp h}^2$.

$$\hat{R}_{\text{ABCMO}} = \frac{37}{37} \rightarrow \hat{R}_{\text{ABCMO}} = 1. \pm 0.23$$

Le fond N_{bf} cherché parmi les 15 événements $(3\pi)^0$ restant dans la région du A_1^0 , s'écrit :

$$\frac{N_{bf}}{22} = \hat{R}_{ABCMO}$$

(22 étant celui restant et situé hors de la région du A_1^0)

donc $N_{bf} = 22$ et $\Delta N_{bf} = 7$

Le nombre maximum N_s d'événements cohérents A_j^o s'en déduit :

$$N_s = 15 - N_{bf}$$

soit $N_s = -7 \pm 8$

A 2 écarts-standards, la limite supérieure du signal est donc :

$$N_s = 9$$

VI.6 RESUME DES RESULTATS OBTENUS POUR LES 4 LOTS

L'analyse et l'étude des bruits de fond est reproduite dans la table (VI.1)

Lot	Nombre d'événements brut dans la région du signal	Fond estimé	Limite supérieure du signal	N Limite ^s supérieure à 2σ
$(3\pi)^+$	25	12 ± 7	13 ± 9	31
$(2\pi)^+$	17	7 ± 2	10 ± 5	20
$(2\pi)^0$	16	4 ± 1	12 ± 4	20
$(3\pi)^0$	15	22 ± 7	-7 ± 8	9

Tab. (VI.1): Résumé de l'étude des 4 lots.

CHAPITRE VII

EVALUATION DES SECTIONS EFFICACES ET COMPARAISON AVEC LES PREDICTIONS

THEORIQUES

Dans ce chapitre, nous évaluons les pertes de signal dues aux critères de sélection et aux coupures fixées lors de l'analyse des événements. Ensuite, nous comparerons nos estimations avec celles existantes et aux prévisions théoriques.

VII.1 CORRECTIONS LIEES AUX CRITERES DE SELECTION DES CANDIDATS

L'efficacité de dépouillement ε_d a été donnée au chapitre (II.c)

A - Coupe sur la longueur minimale des particules interagissantes :

$$\underline{\varepsilon_\ell}$$

Elle a été appliquée sur un lot partiel de 249 films dans le total de 523. ε_ℓ obtenue pour chaque lot est donnée ci-dessous :

	ε_ℓ
$(3\pi)^+$	0.67 ± 0.03
$(2\pi)^+, (2\pi)^0, (3\pi)^0$	0.78 ± 0.03

B - Efficacité de détection du π^- : ε_π^-

Elle a été mesurée expérimentalement dans Gargamelle exposée au flux ν_μ du PS. Les conditions expérimentales alors étaient identiques aux nôtres. La valeur moyenne trouvée est $\varepsilon_\pi^- = 0.49 \pm 0.02$ et indépendante de l'impulsion P_{π^-} au-delà de $P_\pi = 800$ MeV, car $\sigma(\pi^- + N)$ devient constante avec P_π . Nous adopterons donc cette détermination pour corriger notre limite du signal dans le lot $(2\pi)^0$.

C - Coupure sur la mesurabilité des traces ($\frac{\Delta P}{P}$) : $\epsilon_{\Delta P}$

$\epsilon_{\Delta P}$ varie peu suivant les 4 lots, aussi nous prendrons la moyenne

$$\langle \epsilon_{\Delta P} \rangle = 0.91 \pm 0.03$$

D - Coupure sur la probabilité $P(\chi^2)$ du fit du π^0 : ϵ_{χ^2}

Les distributions $\frac{dN}{dP(\chi^2)}$ sont plates, pour les 2 lots $(2\pi)^+$, $(3\pi)^0$.
La coupure à $P(\chi^2) < 0.01$ admet donc une efficacité $\epsilon_{\chi^2} = 0.99$.

E - Coupure sur les bilans transversal ($P_{\perp}$) et longitudinal (E_{mis})

Elles ont été choisies suffisamment larges et, d'après le Monte-Carlo, n'entraînent aucune perte de signal.

VII.2 CORRECTIONS LIEES AUX COUPURES D'ANALYSE : ϵ_a

Elles sont évaluées à l'aide de Monte-Carlo. La table ci-dessous donne les valeurs obtenues pour les efficacités séparées du Q^2 (ϵ_{Q^2}), de t (ϵ_t), et combinées ϵ_a .

	ϵ_{Q^2}	ϵ_t	ϵ_a
$(3\pi)^+$	0.60	0.91	0.48
$(2\pi)^+$	0.69	0.83	0.53

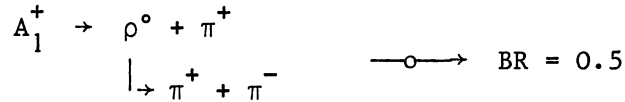
Ces chiffres tiennent compte de l'efficacité géométrique de l'EMI (et de la coupure $E_h < 3$ GeV pour ϵ_a).

La coupure ($E_h < 3$ GeV + $P_{\perp h}^2$) dans les lots $(2\pi)^0$ et $(3\pi)^0$ admet une efficacité ϵ_a calculée par le Monte-Carlo et donnée ci-dessous :

	ϵ_a
$(2\pi)^0$	0.74
$(3\pi)^0$	0.70

Efficacité globale de détection des événements : ϵ_g

Rappelons que pour dans le lot $(3\pi)^+$, nous avons seulement détecté le processus :



(voir la remarque au chap. II, paragraphe 1). Nous en tenons compte ci-dessous.

L'efficacité ϵ_g prend en ligne de compte toutes les corrections qui affectent chacun des lots et en est le produit :

$$\epsilon_g = \prod_i \epsilon_i$$

La table (VII.a) reproduit ϵ_g :

	ϵ_g
$(3\pi)^+$	0.14
$(2\pi)^+$	0.13
$(2\pi)^0$	0.24
$(3\pi)^0$	0.16

Tab. (VII.a) : Efficacité globale de l'étude des 4 lots

VII.3 EVALUATION DES SECTIONS EFFICACES - COMPARAISON AVEC LA THEORIE

A - Limite supérieure réelle du signal : N_r

Elle est obtenue en corrigeant chaque nombre limite N_s de la table (VI.1) par ϵ_g correspondant :

$$N_r = \frac{N_s}{\epsilon_g}$$

Reprenant la notation initiale (A_1^+ , ρ^+ , ρ^0 et A_1^0) pour désigner les lots correspondants $(3\pi)^+$, $(2\pi)^+$, $(2\pi)^0$ et $(3\pi)^0$ respectivement, la table (VII.b) donne les valeurs N_r correspondantes.

	N_r
A_1^+	221
ρ^+	154
ρ^0	83
A_1^0	56

Tab. (VII.b) : Limite supérieure du signal cohérent observée

B - Limite supérieure des sections efficaces cohérentes

La section efficace moyennée sur le flux du ν_μ est donnée par l'inégalité

$$\sigma \leq \frac{N_r \cdot S}{N_c \cdot \Phi} \quad (1)$$

où N_r est le nombre maximum d'événements observés, donné par la table (VII.b)

- . N_c est le nombre total de noyaux-cibles dans le volume fiduciel
- . Φ est le nombre total de ν_μ ayant traversé le volume fiduciel
- . S est la section offerte aux ν_μ .

Numériquement, nous avons :

- . $N_c = 9 \times 10^{28}$
- . $\Phi = 2.4 \times 10^{15}$
- . $S = 1.4 \times 10^4 \text{ cm}^2$

Les nombres N théoriquement attendus ont été donnés dans la table (VII.b). Expriment σ en unités 10^{-39} cm^2 , nous reproduisons dans la table (VII.c) nos résultats expérimentaux comparés à ceux théoriques.

	Expérience (limite supérieure à 2σ)	Théorie
A_1^+	14.4	3.4
ρ^+	9.2	3.4
ρ^0	4.9	0.5
A_1^0	3.3	1.7

Tab. (VII.c) : Comparaison des sections efficaces. Expérience-Théorie

CONCLUSION

Nos résultats expérimentaux sont nettement au-dessus des prévisions du modèle de M.K. Gaillard et col.

Les prévisions de Chen et col. ainsi que celles de Bartl et col. étant légèrement inférieures à celles de M.K. Gaillard, ces modèles restent de ce fait compatibles avec nos mesures.

A - Comparaison avec d'autres résultats expérimentaux

A ce jour, il n'existe pas de données publiées sur les réactions cohérentes produites par ν_μ .

Les résultats existants concernent la production diffractive des mésons (A_1^+ , A_1^0) et (ρ^+ , ρ^0) sur protons libres et proviennent des collaborations FMHB et ABCMO.

Nous pouvons comparer ces résultats aux nôtres en admettant, réf. (VII.1), que :

$$\sigma(\nu + N) = A \sigma(\nu + n), \text{ A étant le nombre de masse.}$$

Dans notre cas, les noyaux C^{12} sont prépondérants dans le mélange (88 % du total), nous prenons donc $A = 12$.

Moyennant l'hypothèse ci-dessus avec $A = 12$, nos résultats ainsi que ceux de FMHB et ABCMO sont comparés dans la table (VII.d) : (σ y est exprimée en unités 10^{-40} cm^2)

	nos résultats	FMHB	ABCMO
A_1^+	< 12	< 11	< 9
ρ^+	< 7.6	8 ± 3	6 ± 2
ρ^0	< 4	< 9	-
A_1^0	< 2.7	-	-

Tab. (VII.d) : Comparaison des trois résultats expérimentaux

L'accord entre les trois résultats est satisfaisant.

CONCLUSION

Cette étude a permis de donner les premières mesures des limites de production cohérente par les neutrinos.

Nos résultats sont en accord, moyennant l'hypothèse $\sigma_{\text{coh}} = A \sigma_{\text{nucléon}}$, avec les données expérimentales déjà publiées. Ils le sont également avec les 3 modèles théoriques proposés.

Les conditions expérimentales ont fortement compliqué cette étude : l'emploi de liquides lourds, une nécessité pour obtenir une bonne statistique (1) et l'observation de la cohérence, fait que les mesures sont entachées d'une grande erreur ($\langle \Delta t \rangle \gtrsim 7 t_{\text{max}}$) et rend impossible la séparation signal-fond. L'étude par Monte-Carlo des événements cohérents corrobore cette affirmation.

D'autre part, l'utilisation d'un faisceau ν_{μ} à large bande (WBB) dans lequel E_{ν} incidente est inconnue, nécessaire pour la condition (1), ne nous a pas permis d'ajuster cinématiquement les événements donc de réduire Δt .

On pourrait penser qu'un faisceau ν_{μ} à bande étroite (NBB) améliore la situation. Observons d'abord, que ceci ne sera valable que pour le canal chargé, car pour celui qui est neutre les événements ne seront pas suffisamment contraints : 4 contraintes mais 6 inconnues ($\vec{P}'_{\nu}$ $\vec{P}'_c$). De plus, le rapport r des intensités intégrées sur E_{ν} vaut

$$r = \frac{I(\text{WBB})}{I(\text{NBB})} \gtrsim 100.$$

Cela signifie que, toutes conditions étant par ailleurs égales, il faudrait donc mettre 100 fois plus de temps avec le faisceau NBB pour obtenir une statistique égale à la nôtre. Actuellement, cela est difficilement réalisable.

LISTE DES REFERENCES

INTRODUCTION

- [1] P. Musset, "Note on diffractive neutrino interactions", TC-L/Int. 74-6
- [2] Review of particle properties. Particle Data Group - Juin 1980
- [3] P.Q. Hung and J.J. Sakurai, Phys. Lett. 63B, 295 (1976)

CHAPITRE I

- [1] H. Grote, R. Hagedorn and J. Ranft. Atlas of Particle Production Data (CERN, 1970) ; J. Ranft et al., CERN LABII-RA/74-2 (1974)
- [2] W.F. Baker et al., Phys. Lett. 51B, 303 (1974)

CHAPITRE IV

- [1] Pour la photoproduction, voir par exemple, A. Silverman :
Proc. of Leptons and Photons Interactions at High Energies, 1975.
Pour π^- production : A.S. Goldhaber et al., Phys. Rev. Letters 22, 802 (1969) ; B. Dauterive, Thèse, Fév. 1971, LAL (1244)
- [2] R. Spital and D.R. Yennie, Phys. Rev. D9, 138 (1974)
- [3] R.P. Feynman and M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109, 193 (1958)
- [4] R.P. Feynman, "Photons-hadrons interactions" (1972)
T.D. Lee et al., Phys. Rev. 157, n°5, 1376 (1967)
J.J. Sakurai and D. Schildknecht, Phys. Lett. 40B, 121 (1972)
- [5] D. Benaksas et al., Phys. Lett. 39B, 289 (1972)
D. Benaksas et al., Phys. Lett. 42B, 507 (1972)
- [6] M.K. Gaillard et al., Nuclear Physics B102 (1976), p. 326-346
M.K. Gaillard et C.A. Piketty, Phys. Lett. 68B, 267 (1977)
- [7] M.S. Chen et al., Nuclear Physics B118 (1977), p. 345-359
- [8] A. Bartl et al., Phys. Rev. D16 (1977)
- [9] G. Knies, DESY Report 77/74
- [10] M.K. Gaillard in "Workshop on Neutrino Physics", CERN (1978)

CHAPITRE V

- [1] P. Langacker et al., Univ. of Pennsylvania preprint, Report COO-3071-243

CHAPITRE VI

- [1] Voir la référence (1) du chapitre introduction
- [2] idem
- [3] Voir la référence (9) du chapitre IV
- [4] J. Bell et al., Phys. Lett. vol. 40, n°19, 1226 (1978)
- [5] D.R.O. Morisson in "Review of lepton-hadron interactions".
Intl. Meeting on the frontiers of Physics - Singapore (août 1978)
D.R.O. Morisson, Rencontre de Moriond, mars 1979
- [6] M. Jaffre, Thèse, Orsay, LAL-79/3

R E M E R C I E M E N T S

C'est par l'intermédiaire de M. Chevallier que j'ai pu bénéficier d'une allocation de la DGRST. Cela m'a permis de travailler à cette thèse, à l'abri de bien des soucis.

A Strasbourg par M. Paty (C.B.L.L.), et au CERN par M. Musset, je fus accueilli avec beaucoup de sympathie. Les nombreuses discussions que j'ai eues avec eux, toujours enrichissantes, ont été un réel stimulant pour le débutant que je suis. Ce travail a été supervisé par M. Musset chez qui j'ai pu apprécié la compétence et le sens intuitif des phénomènes.

Au cours de ce travail, j'ai longuement comparé nos résultats avec ceux obtenus par BEBC que P. Schmid, avec beaucoup de diligence, a bien voulu nous communiquer.

Les justes conseils et critiques de J.P. Vialle m'ont été précieux et, les nombreux points qu'il m'a expliqués avec clarté et rigueur, je les apprécie hautement.

Je n'ai pas travaillé, isolé, comme un ermite : J.P. Albanèse, P. Lundborg, C. Matteuzzi et G. Poulard m'ont apporté leur aide à tout problème que j'ai discuté avec eux.

M. Bousquet, S. Guyonnet et M. Mazerand ont assuré la frappe de cette thèse et Messieurs M. Meyer et R. Peter la mise au point des figures : ces travaux ont été faits avec soin, je les en remercie vivement.