

A2



1 APR 1986

EX-CRN-HE 85-06

9

C.R.N.

CRN/HE 85-06
N. d'ordre 1616

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Daniel BLOCH

PRODUCTION DE PHOTONS DIRECTS ET DE π^0 PAR LA
DIFFUSION INELASTIQUE PROFONDE DE PHOTONS REELS,
ETUDES INCLUSIVE ET EXCLUSIVE

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051345

Institut National
de Physique Nucléaire
et de Physique
des Particules

Université
Louis Pasteur
de Strasbourg

CRN/HE 85-06
N. d'ordre 1616

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Daniel BLOCH

**PRODUCTION DE PHOTONS DIRECTS ET DE π^0 PAR LA DIFFUSION INELASTIQUE PROFONDE
DE PHOTONS REELS, ETUDES INCLUSIVE ET EXCLUSIVE**

Soutenue le 11 décembre 1985 devant la commission d'examen

**M. P. CHEVALLIER
M. F. BECKER
M. M. CROISSIAUX
M. Th. HOFMOKL
M. M. SCHAEFFER
M. D. TREILLE**

Président et Rapporteur interne

**Rapporteur interne
Rapporteur externe**

LISTE DES PROFESSEURS, MAITRES DE CONFÉRENCES DIRECTEURS ET MAITRES DE RECHERCHE C.N.R.S. ET I.N.S.E.R.M.

Président	Professeur	H.DURANTON
Vice-Présidents	Professeur	M.ROOS
	Professeur	C.CONRAUX
	M.de Rech.	A.CORET
Présidents Honoraires	Professeur	G.GOURISSON
	Professeur	P.KARLI
	Professeur	F.MARCOUX
Secrétaire Général	Monsieur	G.KIEHL

U.E.R. DES SCIENCES MÉDICALES

U.E.R. des Sciences Médicales	: Directeur	Jean-Marie MANTZ
U.E.R. des Sciences Biomédicales	: Directeur	Jean SCHWARTZ

Doyens honoraires : J.CALLOT - J.CLAVERT - F.ISCH - M.DORNER.

Professeurs honoraires : A.BASSET - P.BEYER - P.BUCK - J.CALLOT - J.CLAVERT - E.FORSTER - G.GREINER - A.JUNG - T.KAMMERER - P.MANDEL - H.METZGER - A.ROHMER - F.ROHMER - E.SCHNEEGANS - J.SEROR - F.STEPHAN - J.VEDRINE - R.VOEGTLIN - J.WARTER - G.WINCKLER.

Professeurs :

M.ADLOFF	Chirurgie générale	J.HERAN	Méd.et Chir.expér.im.et comparée	B.METZ	Physiologie appliquée
N.APROSIO	Anatomie et Organogénèse	L.HOLLENDER	Chirurgie digestive et générale	R.MINCK	Bactériol. Virol. Immunol. gén.
C.ARON	Histologie	J.L.IMBS	Pharmacologie	G.MORAND	Chirurgie thoracique
L.ASCH	Rhumatologie	M.IMLER	Médecine interne	F.OBERLING	Maladies du sang
A.BATZENSCHLAGER	Anatomie pathologique	F.ISCH	Rééducation fonctionnelle	J.C.OTTENI	Anesthésiologie
M.BIENTZ	Epidémiologie et prévention	L.ISRAEL	Psychiatrie d'Adultes	E.PHILIPPE	Anatomie pathologique
P.BLOCH	Radiologie	D.JAECK	Chirurgie générale	R.RENAUD	Gynécologie et obstétrique
R.BLOCH	Pharmacologie	H.JAHN	Néphrologie	P.REVILLE	Endocrinol. métabol. et Nutrit.
R.BOCKEL	Hépatologie, Gastro-entérologie	M.JESEL	Rééducation fonctionnelle	P.REYS	Chir.gén. Hôp.L.Pasteur - Colmar
C.BOLLACK	Urologie	J.JUIF	Pédiatrie et Puériculture	J.RITTER	Gynécol. et Obstétrique
A.BRINI	Ophthalmologie	P.KARLI	Neurophysiologie	E.ROEGEL	Pneumologie phthisiologie
A.BRONNER	Clinique ophtalmologique	B.KELLER	Clin.gynécol. et obstétricale	J.V.RUCH	Biologie médicale
F.BUCHHEIT	Neurochirurgie	F.KEMPF	Radiologie	Y.RUMPLER	Embryol. et Morphol. générale
G.BURGHARD	Clin.et Prophylaxie de la tubercul.	I.KEMPF	Orthopédie et Traumatologie	A.SACREZ	Cardiologie
P.CHAMBRON	Biochimie	T.T.KIEN	Parasitologie	P.SAUVAGE	Chirurgie infantile
J.CHAMBRON	Physique biologique	R.KIENY	Pathol. et Clin. Sémiol. chir.	G.SAVA	Chirurgie générale
M.CHAMPY	Stomatologie	A.KIRN	Virologie	G.SCHAFF	Physiologie
A.CHAUMONT	Méd.Légale et Méd.Sociale	J.G.KORITKE	Anatomie normale	E.SCHVINGT	Clin.chir.orthop. et traumat.d'adultes
M.COLLARD	Clinique neurologique	M.KREMER	Parasitol. et pathologie tropicale	J.SCHWARTZ	Pharmacol.et Médecine expérimentale
C.CONRAUX	Oto Rhino Laryngologie	D.KURTZ	Neurologie	A.SIBILLY	Clinique chirurgicale A
P.DELLENBACH	Gynécol. et Obstétrique	G.LANG	Orthop. et traumatologie	H.SICK	Anatomie et organogénèse
M.DORNER	Clin. Médicale B	Y.LE GAL	Anatomie pathologique	L.SINGER	Clinique psychiatrique d'Adultes
R.ETTINGER	Psychiatrie infantile	J.M.LEVY	Pédiatrie, Génétique médicale	D.STORCK	Clinique médicale A
M.FABRE	Histologie	J.M.MANTZ	Réanimation médicale	J.D.TEMPE	Réanimation médicale
L.FINCKER	Clin. médicale B Cardiologie	F.MARCOUX	Médecine du travail	G.VINCENDON	Biochimie
R.GANDAR	Clin. gynécol. et obstétricale	J.MARESCAUX	Histologie	A.WACKENHEIM	Radiologie
P.GAUTHIER-LAFAYE	Anesthésiologie	Ch.MARX	Physiologie	J.P.WALTER	Radiologie
J.P.GERHARD	Ophthalmologie	S.MAYER	Hématologie	P.WARTER	Radiologie
J.GRENIER	Chirurgie générale	J.MEHL	Médecine du travail	J.P.WEILL	Gastro-entérol.et hydrol.thérapeutique
E.GROSSHANS	Clin.dermatol.et Syphiligraphique	G.METHLIN	Physique biologique	D.WILLARD	Pédiatrie, Génétique Médicale
P.HABEREY	Physiologie			J.P.WITZ	Chirurgie thoracique

Professeurs conventionnés : G.LECLERC (Chim. org.) - A.PETROVIC (Physiologie).

Maitres de Conférences Agrégés :

S.BABIN	Orthopédie et Traumatologie	A.JAEGER	Réanimation médicale	J.M.MOSSARD	Cardiologie et maladies vasculaires
P.BAREISS	Médecine interne	P.KEHR	Orthopédie et traumatologie	G.OBERT	Virologie
P.BOURJAT	Radiologie	R.KEILING	Cancérologie	M.PATRIS	Psychiatrie d'adultes
C.BRECHENMACHER	Cardiologie	J.KEMPF	Biochimie	G.PAULI	Pneumologie phthisiologie
J.M.BROGARD	Médecine interne	G.KLOTZ	Oto-rhino-laryngologique	M.PINGET	Endocrinologie et maladies métabol.
C.BURSZEJN	Pédo-psychiatrie	F.KUNTZMANN	Médecine interne	M.ROOS	Histologie
J.CINQUALBRE	Urologie	J.M.LANG	Maladies du sang	J.P.SCHIEBER	Physiologie
A.CONSTANTINESCO	Physique Biologique	D.MAITROT	Neurochirurgie	G.SCHLAEDER	Gynécologie et obstétrique
J.P.DUPEYRON	Anesthésiologie	J.L.MANDEL	Biochimie	J.L.SCHLIENGER	Médecine interne
B.EISENMANN	Chirurgie cardio-vasculaire	C.MARESCAUX	Neurologie	C.STOLL	Pédiatrie, Génétique médicale
J.FLAMANT	Ophthalmologie	J.MARESCAUX	Chirurgie générale	J.TONGIO	Radiologie
J.GEISERT	Pédiatrie, Génétique médicale	J.MARK	Biochimie	J.M.WARTER	Neurologie
P.GERLINGER	Embryologie	J.MESSER	Pédiatrie, génétique médicale	A.WILK	Stomatologie
G.HAUPTMANN	Immunologie (opt. biol.)	C.MEYER	Chirurgie générale		
E.HEID	Dermato-vénéréologie	H.MONTEIL	Bactériologie		

Maître de Conférences Associé : J.H.JAEGER (Orthopédie).

Maîtres de Conférences Conventionnés : A.MALAN (Physiologie respiratoire) - J.J.VOGT (Thermophysologie)

Directeurs de Recherche : M.JACOB* (Biochimie) - A.PETROVIC* (Physiologie).

Maîtres de recherche :

A.M.AUBERTIN* Virologie
D.AUNIS* Neurochimie
J.P.CAZENAVE* Hémostase
A.EBEL[†] Neurochimie
J.M.EGLY[‡] Biologie moléculaire
L.FREYSZ[‡] Neurochimie
M.GAUTHIERIE[†] Thermologie biomédicale
G.GOMBOS[†] Neurochimie
* I.N.S.E.R.M. [†] C.N.R.S.

K.HAFFEN-STENGER[†] Endocrinologie
G.LECLERC[†] Chimie organique
G.REBEL[†] Neurochimie
R.RECHENMANN* Biophys. des rayonnements
L.SARLIEVE* Neurochimie
M.SENSENBRENNER[†] Neurochimie
J.STEVENIN* Biologie moléc.et cellulaire

C.STOCK-DAMGE* Physiologie
J.VELLY[†] Pharmacologie
M.VERGNES* Neurophysiologie
N.VIRMAUX-COLIN[†] Neurochimie
J.J.VOGT[†] Thermophysologie
A.WAKSMAN[†] Neurochimie

U.E.R. D' ODONTOLOGIE

Directeur Robert FRANK

Professeurs :

M.DOCQ Odontologie conservatrice, endodontie
R.FRANK Sciences biologiques (Biochimie), Immunologie, Histologie, Embryologie, Génétique,
Anatomie Pathologique, Bactériologie, Pharmacologie.
P.KLEWANSKY Parodontologie

J.LITZLER Prothèses (prothèse conjointe, adjointe
partielle, prothèse complète, prothèse
maxillo-faciale
J.L.LACOSTE Orthopédie dento-faciale

Professeurs de premier grade :

C.ALLEMANN Odontologie conserv., endodontie
M.BASTIAN Prothèses (prothèse conjointe, adj.
partielle, prothèse complète,
prothèse maxillo-faciale
C.BOLENDER Orthopédie dento-faciale
A.COMTE Odontologie conserv., endodontie

R.HAAG Chirurgie buccale, pathol. et therap.,
Anesthésiologie et réanimation
M.LANGER Prothèses (prothèse conjointe, adj.
partielle, prothèse complète,
prothèse maxillo-faciale
- idem -
M.LEIZE

P.NICOLAS Chirurgie buccale, pathol.et therap.,
Anesthésiologie et réanimation
J.J.ROTH Parodontologie
A.SCHLIENGER Prothèses (prothèse conjointe, adjointe
partielle, prothèse complète, prothèse
maxillo-faciale
J.SOMMERMATER Pédodontie

Professeurs de deuxième grade :

P.CAHEN Prévention, épidémiologie, économie de la Santé,
Odontologie légale
J.P.CHARLIER Orthopédie dento-faciale

B.KAESS Chirurgie buccale, pathol.et therap.,
Anesthésiologie et réanimation
H.TENENBAUM Parodontologie

Maître de recherche : I.N.S.E.R.M. : A.BELCOURT (Odontologie)

U.E.R. DES SCIENCES PHARMACEUTIQUES

Directeur Alexis GAIRARD

Doyens honoraires : P.DUQUENOIS - M.HASSELMANN - G.DIRHEIMER - P.METAIS.

Professeurs honoraires : P.CORDIER - J.P.EBEL - G.GAZET du CHATELIER - M.HASSELMANN - P.JAEGER - J.SCHREIBER

Professeurs :

R.ANTON Pharmacognosie
J.J.BEFORT Biologie cellulaire
R.CARBIENER Botanique
G.DIRHEIMER Toxicologie
G.FERARD Biochimie
J.L.FRESLON Pharmacodynamie
A.GAIRARD Physiologie
D.GERARD Physique et biophysique
M.GOELDNER Chimie organique
C.HASSELMANN Chimie analytique

L.JUNG Pharmacie chimique
J.C.KOFFEL Pharmacie chimique
H.LAMI Mathématiques
Y.LANDRY Pharmacologie
C.LAPP Chimie générale et minérale
P.LAUGEL Chimie analytique
G.LAUSTRIAT Physique
A.LUGNIER Toxicologie
J.MALGRAS Immunologie

C.MATHIS Pharmacie galénique
P.METAIS Biochimie
B.PESSON Parasitologie
P.POINDRON Virologie
A.STAHL Biochimie pharmaceutique
A.STAMM Pharmacie galénique
J.C.STOCLET Pharmacodynamie
D.VIDON Bactériologie
C.G.WERMUTH Chimie organique

Professeur émérite : J.SCHREIBER (Chimie organique).

Chargé de cours : M.KRISTENSEN (Hygiène, nutrition et diététique).

Professeur associé : R.MILLER (Pharmacodynamie).

Professeur conventionné : R.HEINTZ (Pharmacocinétique) - B.ROTH-SCHECHTER (Pharmacodynamie).

Maître de recherche : I.N.S.E.R.M. : J.BIETH (Enzymologie).

U.E.R. DES SCIENCES HUMAINES

U.E.R. de Géographie

: Directeur Henri VOGT

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

: Directeur Philippe ROPARTZ

Professeurs honoraires : E.JUILLARD - R.RAYNAL.

Professeurs :

J.M.AVENARD Géographie
L.LEGRAND Sciences de l'éducation
P.LIMOZIN Géographie
P.MICHEL Géographie

A.MOLES
H.NONN
H.REYMOND

Psychologie sociale
Géographie
Géographie

A.TABOURET-KELLER Psychologie
M.TARDY Psycho-pédagogie
J.TRICART Géographie
H.VOGT Géographie physique

Maître de Conférences Conventionnés : J.P.BAUER (Psycho-pédagogie).

Directeur de recherche : C.N.R.S. : S.RIMBERT (Géographie).

Maître de recherche : C.N.R.S. : J.P.MARTIN (Géographie).

U.E.R. DES SCIENCES ÉCONOMIQUES

Directeur Michel DEVOLUY (Chargé de l'intérim)

Doyens honoraires : P.CHAMLEY - J.P.FITOUSSI - R.DOS SANTOS FERREIRA - J.L.GAFFARD.

Professeurs honoraires : A.CHABERT - P.CHAMLEY.

Professeurs :

P.ARTZNER	Mathématiques	R.DOS SANTOS FERREIRA	Sciences Economiques	J.J.OBRECHT	Sciences de gestion
F.BILGER	Sciences Economiques	J.J.DURAND	Sciences Economiques	P.PONCET	Sciences de gestion
P.COHNDET	Sciences Economiques	G.KOENIG	Sciences Economiques	J.THEPOT	Sciences de gestion

Professeurs émérites : A.CHABERT (Sciences Economiques) - P.CHAMLEY (Sciences Economiques).

Professeurs associés : W.HILDENBRAND - J.P.VIAL.

Professeur conventionné : R.UHRICH (Ec.rég. et europ.).

Chargés de conférences : J.ARROUS - R.ERBES.

U.E.R. DES SCIENCES EXACTES

Mathématiques	: Directeur Daniel BERNARD
Sciences de la Matière	: Directeur Henri BENOIT
Sciences de la Vie et de la Terre	: Directeur Thierry JUTEAU
Sciences du Comportement et de l'Environnement	: Directeur Philippe ROPARTZ
Ecole d'Application des Hauts Polymères	: Directeur Morand LAMBLA
Ecole Nationale Supérieure de Chimie	: Directeur Marc DAIRE
Observatoire	: Directeur Alphonse FLORSCH
Physique du Globe	: Directeur Roland SCHLICH
Ecole Nationale Supérieure de Physique	: Directeur Gilbert SUTTER
I.U.T.	: Directeur Michel GENEVAUX

Doyens honoraires : P.LACROUTE - J.H.VIVIEN - G.MILLOT.

Professeurs honoraires : J.BRENET - Mme M.BRINI - J.BYE - H.CARTAN - C.CHABAUTY - A.CHRETIEN - A.DELUZARCHE - J.DENY - Mlle A.GAGNIEU - Mlle S.GILLET - G.GLAESER - S.GORODETZKY - L.HIRTH - R.HOCART - P.JOLY - P.LACROUTE - R.LECOLAZET - G.LEMEE - P.L'HERITIER - A.LICHNEROWICZ - A.MAILLARD - G.MILLOT - L.NEEL - G.REEB - A.ROCHE - R.ROHMER - J.P.ROTHE - L.SACKMANN - Ch.SADRON - H.SAUCIER - F.SCHALLER - F.STUTINSKY - H.VILLAT - J.H.VIVIEN - Et.WOLFF - J.WUCHER - B.WURTZ.

Professeurs :

A.ACKER	Astronomie	P.FELTZ	Physiologie Animale	J.MARTINET	Mathématiques
J.P.ADOFF	Chimie nucléaire	X.FERNIQUE	Mathématiques	P.MIALHE	Physiologie animale
R.AHRBRUSTER	Physique	J.G.FISCHER	Chimie	A.MICHARD	Géologie
P.ARTZNER	Mathématiques	D.FOATA	Mathématiques	M.MIGNOTTE	Informatique
V.AVANISSIAN	Analyse supérieure	E.FOLLENIUS	Zoologie	P.MIRABEL	Chimie
G.BARBANÇON	Mathématiques	J.J.FRIED	Mécanique des Fluides	G.MONSONEGO	Physique théorique
F.BECKER	Physique mathématique	D.FROELICH	Chimie générale et chimie phys.	B.MORIN	Mathématiques I
N.BEFORT	Biochimie	A.FUCHS	Mécanique rationnelle	P.NANOPOULOS(dét.)	Probabilités et Statistiques
G.BELLIARD	Botanique	J.C.GALL	Géologie	B.OBRECHT	Mécanique
C.BENEZRA	Dermato-chimie	A.GALLMANN	Physique	J.OSBORN	Chimie
D.BENNEQUIN	Mathématiques	F.GAUTIER	Physique	E.OSTERTAG	Electr. et Electrotechnique
H.BENOIT	Physicochimie macromol.	R.GERARD	Mathématiques	L.OTTEN	Pathologie moléculaire végétale
P.BENVENISTE	Physiologie végétale	A.GIRAUDEAU	Chimie physique (IUT)	G.OURISSON	Chimie
D.BERNARD	Méth.math.de la physique	C.GODBILLON	Mathématiques	J.M.PAULUS	Chimie générale
J.C.BERNIER	Chimie générale	A.GOLTZENE	Optique, phys.atom. et moléc.	J.P.RAMIS	Mathématiques générales
J.BONNIN	Géophysique interne	M.GOUNOT	phys. du sol et cristallographie	P.RICHARD	Physiologie animale
Y.BOULANGER	Biochimie	M.GROSMANN	Botanique	J.J.RIEHL	Chimie
J.F.BOUTOT	Mathématiques	M.GROSS	Physique	P.RIMMELIN	Chimie organique (IUT)
J.BROSSAS	Chimie macromoléc.	Y.GUEGUEN	Chimie physique	C.ROBERT	Physique
R.BROUILLARD	Chimie org.et chimie analyt.	C.HIRTH	Géophysique interne	P.ROPARTZ	Psycho-physiologie
C.BURGGRAB	Minéralogie	J.C.HUBERT	Chimie organique	J.ROUX	Botanique
H.BURNAGE	Mécanique des Fluides	B.JARRY	Microbiologie	G.SCHIFFMANN	Mathématiques
M.CARA	Géophysique interne	C.JASCHEK	Biochimie génétique	A.SCHMITT	Physique
H.CARAYOL	Mathématiques	G.JONARD	Astronomie	P.SCHMITT	Psycho-physiol.et physiol.du comp.
R.CERF	Physique générale	J.P.JOUANOLOU(dét.)	Virologie	J.P.SCHWING	Chimie
P.CHARTIER	Chimie	F.JUNDT	Mathématiques	M.J.SCHWING	Chimie physique
P.CHEVALLIER	Physique	T.JUTEAU	Phys.nucl.et corpusc.et théo.phys	J.C.SENS	Phys.nucl.et corpusc.et théor.phys.
A.CLAUSS	Chimie	C.KEDINGER	Minéralogie	M.SIESKIND	Physique
A.COCHÉ	Physique nucléaire	A.KIENNEMANN	Biochimie	G.SOLLADIE	Chimie organique
M.DAIRE	Chim.phys.indus.et Sc.des Mat.	R.KIRSCH	Chimie appl. et génie chimique	J.SOMMER	Chimie appliquée
H.DANAN	Phys.atom.et phys.du solide	F.LACROUTE	Zoologie	S.SORIN	Mathématiques
E.DANIEL	Physique expérimentale	J.C.LAFON	Biologie végétale	G.SUTTER	Physique électronique
M.DAUNE	Biophysique	A.M.LAMBERT	Informatique appliquée	C.TANIELAN	Chimie appl.et chimie des matériaux
J.DEHAND	Chimie générale	M.LAMBLA	Biologie	Y.TARDY	Géologie
J.DEMUYNCK	Chimie organique	G.LEBEURIER	Chimie générale	J.TERRISSE	Chimie
J.P.DESCLÉS	Chimie organique	J.M.LEHN	Microbiologie	J.J.THIEBOLD	Biologie animale
J.F.DUFOURD	Inform.fond.et appl.(Univ.II)	J.L.LEIBENGUTH	Chimie (Collège de France)	D.VIAUD	Mathématiques
G.DUNOYER de	Inform.fond.et appl.	H.LEISMANN	Chimie appl. et chimie des matér.	R.VOLTZ	Physique théorique
SEGONZAC (dét.)	Géologie	J.LEITE-LOPES	Chimie	J.H.WEIL	Biochimie
H.DURANTON	Botanique	P.LEMOINE	Phys. nucl. et corpusculaire	G.WEILL	Physique
J.P.EBEL	Biochimie	M.LEROY	Chimie physique (IUT)	R.WEISS	Chimie
J.P.EBERHART	Minéralogie	J.C.LIONS	Chimie	P.L.WENDEL	Physique
B.EHRESMANN	Biochimie	F.LOOR	Zoologie et Ecologie	B.WILL	Psycho-physiologie
V.ERN	Physique	J.LUCAS	Immunologie	C.WINTER	Chimie
J.FARAUT	Mathématiques	D.MAGNAC	Géologie	C.WIPPLER	Physicoch.des Hauts Polymères
P.FEDERLIN	Chimie		Physique		

Professeurs émérites : G.GLAESER (Math.) - L.HIRTH (Microbiologie) - R.LECOLAZET (Phys. du Globe) - G.MILLOT (Géologie Paléontologie).

Professeur adjoint : J.SITTLER (Géologie).

Professeurs associés :

Z. AKCASU	Optique physique	J. GROVES	Chimie minérale	L. MEZZA-BASSO	Biochimie
K. BHATT	Physique nucléaire théorique	T. HOFMOKL	Physique nucléaire et corpusculaire	J. L. MORAN-LOPEZ	Physique
P. BIRD	Chimie minérale	A. KORANYI	Mathématiques	I. SATAKE	Mathématiques
H. BJELKHAGEN	Electronique et Electrotechnique	G. LETTA	Mathématiques	H. SCHMIED	Physique
C. CAMACHO	Mathématiques	A. MELFI	Géochimie	H. UMEMURA	Mathématiques
P. CARSKY	Chimie	P. MEYRUEIS	Robotique productive	H. YEH	Géochimie
M. CONSTANTIN	Chimie organique				

Professeurs conventionnés : P. DEJOURS (Physiol. respir.) - Y. NAKATANI (Chimie) - P. SMIGIELSKI (Physique).

Astronomes adjoints : A. FLORSCH - A. FRESNEAU (dét.) - M. JASCHEK.

Physiciens adjoints (Physique du Globe) : P. HOANG TRONG (Géophysique int.) - R. MONTIGNY (Géophysique int.).

Directeurs de recherche C.N.R.S. :

P. ALBRECHT	Chimie	J. LAHAYE	Coordination et catalyse	A. SKOULIOS	Physicochimie macromoléculaire
J.F. BIELLMANN	Chimie	G. MAIRE	Chimie	M. VAN REGENMORTEL	Virologie
S. CANDAU	Physique	J. MARCHAL	Physicochimie macromoléculaire	R. VAROQUI	Physicochimie macromoléculaire
P. DEJOURS	Physiologie respiratoire	A.J.P. MEYER	Physique des solides	A. VEILLARD	Chimie moléculaire
M. FRANCK-NEUMANN	Chimie organique	P.A. MEYER	Mathématiques	R. ZANA	Physicochimie macromoléculaire
J. HOFFMANN	Biologie animale	A. PORTE	Biologie cellulaire	W.S. ZHOU	Astr. environnement planétaire
A. KNIPPER	Physique nucl. et corpusculaire	P. REMPP	Physicochimie macromoléculaire	A. ZUKER	Physique théorique
A. KOVACS	Physicochimie macromoléculaire	R. SCHLICH	Géophysique marine		
		P. SIFFERT	Physique nucl. et corpusculaire		

Maîtres de recherche C.N.R.S. :

J. Ch. ABBE	Physicoch. des interact. et interfaces	H. GIRARD	Physiologie respiratoire	L. PINCK	Virologie
J.J. ANDRE	Physicochimie macromoléculaire	P. GRAMAIN	Physicochimie macromoléculaire	P. POIX	Chimie
E. ASLANIDES	Physique nucléaire et corpusculaire	J.B. GRUN	Physique	J. POUYET	Biophysique
H. BARREAU	Philo., Epistémol., Hist. des Sc. et Tech.	H. GUILLEY	Biochimie, Biologie végétale	B. REES	Chimie
F. BECK	Physique nucléaire et corpusculaire	F. HAAS	Physique nucléaire et corpusculaire	J. REINBOLT	Biochimie
G. BECK	Biochimie	J. HERZ	Physicochimie macromoléculaire	P. REMY	Biochimie
J.P. BECK	Physiologie	F. HIBOU	Physique nucléaire	K. RICHARDS	Virologie
J.P. BEHR	Chimie	L. HILAIRE	Chimie physique	J. RICHERT	Physique nucléaire théorique
M. BENARD	Chimie quantique	G. JENNER	Chimie	J. RINGEISEN	Physique
H. BRAUN	Physique nucléaire et corpusculaire	G. KAUFMANN	Chimie	O. ROHFRITSCH	Phytomorphogénèse
P. BRAUNSTEIN	Chimie	G. KEITH	Biochimie	J.P. ROTH (s/Dir. Inst. Rech)	Physicochimie macromoléculaire
G. BURKARD	Biochimie végétale	H. KESSLER	Matériaux inorganiques	J.P. SAUVAGE	Chimie physique
M.C. CADEVILLE	Physique des solides	J.P. KINTZINGER	Chimie	R. SCHANTZ	Physiologie végétale
H. CALLOT	Chimie	B. KOCH	Physiologie	F. SCHEIBLING	Physique nucléaire et corpusculaire
F. CANDAU	Physicochimie macromoléculaire	E. KOCHANSKI	Struct. et dynam. molécul.	F. SCHUBER	Chimie organique
J. CHEVELLIER	Physique nucléaire et corpusculaire		Chimie de coordination	N. SCHULZ	Physique nucléaire et corpusculaire
M.R. CHEVALLIER	Biologie cellulaire	M. LAGUEUX	Bio organismes/dév.	C. SCHWAB	Physique
N. CLAVER	Géologie	B. LANG	Cristallographie	O. SCRIVENER	Sc. phys. pour l'Ingénieur
J.P. COFFIN	Physique nucléaire et corpusculaire	J. LANG	Physicochimie macromoléculaire	R. SELTZ	Physique nucléaire et corpusculaire
A. CORET	Physique	P. LAURENT	Physiol. comparée des régulations	B. SIFFERT	Coordination et catalyse
M. CROISSIAUX	Physique nucléaire et corpusculaire	C. LERAY	Physiol. comparée des régulations	P. SIMPSON	Bio organismes/dév.
E. CROUSE	Biochimie végétale	R. LEVY	Physique	C. SITTNER	Géologie
C. DECKER	Chimie théorique et macromoléc.	F. LEYENDECKER	Chimie	A. SOLLADIE	Chimie
D. DIDIER	Physique nucléaire et corpusculaire	J.L. LODAY	Mathématiques	M.E. STOECKEL	Biol. des interactions cellulaires
J. DOUBINGER	Géologie	B. LOTZ	Physicochimie macromoléculaire	C. STRAZIELLE	Physicochimie macromoléculaire
F. DURST	Physiologie végétale	B. LUU	Chimie organique	M. SUFFERT	Physique nucléaire et corpusculaire
R. EHREBURGER	Coordination et catalyse	A. MALAN	Physiologie respiratoire	J.C. THIERRY	Chimie
S. EL KOMOSS	Physique	E. MARCHAL	Physicoch. molécul. et macromol.	K. TRAORE	Physicochimie atomique et ionique
J. FLECK	Virologie	P. MARTINOTY	Sc. Physique pour l'Ingénieur	J.P. VIVIER	Physique nucléaire et corpusculaire
B. FRANÇOIS	Physicochimie macromoléculaire	J.C. MERDINGER	Physique nucléaire	P. WAGNER	Physique nucléaire et corpusculaire
J. FRANÇOIS	Physicochimie macromoléculaire	C. MIOSKOWSKI	Chimie	G. WALTER	Physique nucléaire et corpusculaire
E. FRANTA	Physicochimie moléculaire			F. WEBER	Géologie
J.M. FRIEDT	Physicoch. des interact. et interfaces	D. MORAS	Chimie		
B. FRITIG	Virologie	T. MULLER	Physique nucléaire et corpusculaire	J.P. WENIGER	Zoologie
R. FUCHS	Biophysique	G. MUNSCHY	Physique	M. WESTPHAL	Géophysique
J.C. GALIN	Physicochimie macromoléculaire	E. PAPIRER	Chimie théor. et macromol.	J.C. WITTMANN	Chimie théor. et macromol.
Y. GALLOT	Physicochimie macromoléculaire	H. PAQUET	Géologie	J. WITZ	Biologie cellulaire
J. GANGLOFF	Biochimie	M. PATY	Physique nucléaire et corpusculaire	R. WOLFF	Chimie
J.P. GERBER	Physique nucléaire et corpusculaire	P. PEVET	Zoologie	J.P. ZIELINGER	Physique
R. GIEGE	Biochimie	C. PICOT	Physicochimie macromoléculaire	L. ZILLIOX	Mécanique des Fluides
C. GIGOT	Virologie				

A ma chère Carine

A ma chère Delphine

PLAN

	Page
Cadre général	1
CHAPITRE I : La physique de l'expérience NA14	6
I La Chromodynamique quantique	6
1) le lagrangien de l'interaction forte	6
2) vérifications expérimentales de QCD	8
II Diffusion inélastique profonde avec des photons réels	9
1) processus à un photon	9
2) processus à deux photons réels, mesure de la charge électrique du quark	10
III Les différents composants du photon	12
1) contribution hadronique du photon	13
2) fonction de structure perturbative	14
3) interaction ponctuelle	15
IV Photoproduction de photons directs	15
1) l'effet Compton QED	15
2) corrections QCD à la diffusion Compton QED	18
3) bruit de fond des π^0	19
V Photoproduction de hadrons à grand P_T	20
VI Conclusion	22
CHAPITRE II: Le faisceau et le spectromètre NA14	25
I La ligne de faisceau	25
1) le faisceau de photons	25
2) étiquetage du faisceau	27
3) contamination et bruit de fond associé au faisceau	28
A. Hadrons neutres	
B. Photons peu énergiques	
C. Muons du halo	

4) le faisceau de pions π^-	29
5) le faisceau de pions π^- "arrosé"	30
6) le halo en mode "collimateurs fermés"	30
II Le spectromètre	30
1) la cible expérimentale	31
2) les deux aimants	32
3) les calorimètres électromagnétiques	33
4) les chambres proportionnelles multifils	36
5) le compteur Cherenkov	38
6) les hodoscopes de prédéclenchement et de protection anti- μ	39
III Le déclenchement	40
1) le prédéclenchement	41
2) le déclenchement final	43
A. Le déclenchement γ , π^0 , e^+ à grand P_T	43
B. Le déclenchement chargé à grand P_T	43
C. Le filtre à muons	44
 CHAPITRE III: Le calorimètre électromagnétique Kali-Couronne	47
I Contraintes	47
II Description	47
1) le convertisseur passif	48
2) le détecteur de position (Kali)	48
3) la mosaïque de verre au plomb (Couronne)	49
4) le système de monitoring	50
III Caractéristiques	52
1) résolution sur la position	52
2) résolution sur l'énergie	52
3) modèle d'étalement latéral des gerbes électromagnétiques	53
4) énergie équivalente déposée par des muons dans le verre au plomb	55
5) calibration du calorimètre	55
a) calibration du scintillateur	55
b) calibration du verre au plomb	56
6) linéarité	57

IV	Le déclenchement Couronne	58
	1) élaboration	58
	2) callage en temps	58
	3) TDC Couronne	59
CHAPITRE IV: Traitement des données		63
I	Le lot de données	63
II	Premier filtrage des déclenchements Couronne	64
	1) rejet des muons et des hadrons chargés par Kali	65
	2) rejet des muons et des traces chargées par la chambre 04	65
	3) rejet des muons par les hodoscopes μ veto	66
	4) rejet des muons par les TDC Couronne	66
	5) estimation du taux de rejets fortuits	66
	6) efficacité du filtrage contre les muons	67
III	Le programme d'analyse du calorimètre Kali-Couronne	67
IV	Sélection des photons et des π^0	70
	1) sélection des π^0	70
	2) sélection des photons	71
	3) information condensée	72
V	Le programme de simulation	73
	1) détermination de l'acceptance géométrique aux π^0	73
	2) détermination de l'efficacité de détection des π^0	75
	3) corrections à la détection des π^0	77
	- conversion des photons de désintégration	
	- détection des 2 photons dans Kali	
	4) efficacité de détection des photons directs	77
	- conversion du photon dans la cible	
	- efficacité de détection dans Kali	
	- efficacité de détection dans le verre au plomb	
	- rejets fortuits dus à la multiplicité dans Kali	
VI	Traitement exclusif des événements	79
	1) le programme TRIDENT	79
	2) second filtrage des déclenchements à grand P_T	80
	A. Rejet des derniers muons	80
	B. Rejet des déclenchements chargés	82

CHAPITRE V: Photoproduction inclusive de π^0 et de photons directs	87
à grand P_T	
I Normalisation	87
1) comptage d'interactions inélastiques	88
2) photoproduction de dimuons par le mécanisme de Bethe-Heitler	89
II Hadroproduction de mésons π^0 à grand P_T	89
III Photoproduction de mésons π^0 à grand P_T	91
IV Contamination des photons directs en faisceau de photons	93
V Photoproduction de photons directs	95
CHAPITRE VI: Analyse de l'état final	101
I Traitement des données	101
1) sélection des traces chargées	102
2) sélection des traces neutres	103
3) simulation par Monte-Carlo d'événements Compton QED	104
II Caractéristiques générales des événements	104
1) multiplicité	104
2) conservation du moment	105
III Hadro et photoproduction de π^0 à grand P_T	106
IV Photoproduction de photons directs	109
1) sélection des événements	109
2) distributions en distance et en flux d'énergie	110
3) interprétation	110
4) asymétrie de charge	112
5) recherche de jets	113
CONCLUSION GENERALE	117
REFERENCES	121
FIGURES	125

CADRE GENERAL

La physique des particules a connu des progrès spectaculaires durant les vingt dernières années. Ces progrès nous ont permis de réarranger quelque peu le foisonnement des particules dites élémentaires et nous fournissent une description cohérente de la matière jusqu'à 10^{-16} cm.

A cette échelle, la matière est bâtie à partir d'un nombre restreint de fermions élémentaires, quarks et leptons, liés entre eux par échanges de bosons de jauge, ponctuels eux-aussi.

La structure ponctuelle des couplages $ee\gamma$ et $\mu\mu\gamma$ a été vérifiée expérimentalement de diverses manières:

- mesures très précises du moment magnétique anormal de l'électron et du muon (Bai79; Sch81)
- absence, jusqu'aux énergies les plus élevées de PETRA:
 - de tout état excité e^*, μ^*
 - de tout effet résiduel électromagnétique composite sur les processus de Bhabba $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, ou $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ (Alt84; Wu84; Sax84)

La diffusion inélastique profonde de leptons et de photons réels est donc une méthode extrêmement fiable pour sonder la structure du vertex hadronique, ce qui permet de mettre en évidence la structure en quarks et en gluons des hadrons.

Remarquons, comme point d'histoire amusant (Seg80) que le problème de la structure des nucléons était implicitement posé depuis 1933 à la suite d'une suggestion de Pauli. Stern, Estermann et Frisch refirent l'expérience de Stern-Gerlach avec des molécules d'hydrogène dans le but de mesurer le moment magnétique du proton, ce qui constituait une expérience délicate en raison de la faiblesse de l'effet attendu ($\mu_p \approx \frac{m_e}{m_p} \mu_e$). Pauli était convaincu que cette expérience n'avait d'intérêt que par sa difficulté, car le résultat était connu d'avance: proton et électron devaient avoir un même facteur de Landé $g_p = g_e = 2$, conformément à la théorie de Dirac dont cette prédiction pour l'électron constituait d'ailleurs le triomphe.

Le résultat connu actuellement ($g_p = 5.5856912 \pm .0000022$; $g_n = -3.8208164 \pm 0.0000017$) (Coh73; Gre79) est en contradiction complète avec la théorie de Dirac, ce qui indique soit que cette théorie est fausse - mais alors comment expliquer son succès pour l'électron puis le muon? - soit que le proton n'est pas un fermion de Dirac c'est-à-dire n'est pas ponctuel. A cette époque, la physique hadronique naissante n'était évidemment pas en mesure de fournir le modèle très naïf qui, à partir de nucléons composés de trois fermions élémentaires de deux types différents et de masse 330 MeV ($p = uud$; $n = ddu$) permet de comprendre, à moins de 2%, les valeurs expérimentales de g_p et de g_n :

$$g_p = g_{uud} = 5.68$$

$$g_n = g_{ddu} = -3.77 \quad (\text{Clo82})$$

En fait, la physique hadronique allait suivre la voie tracée par Yukawa, et formalisée par Regge. Ce n'est que dans les années 60 que les progrès parallèles de la spectroscopie hadronique et des expériences de diffusion inélastique profonde d'abord d'électrons (Bre69; Mil72), puis de muons (Bra72; Ent74) et de neutrinos (Eic73), conduisirent graduellement aux concepts de quark et de gluon, puis de couleur au prix d'une difficulté conceptuelle nouvelle: le confinement qui interdit l'existence de quarks et de gluons libres. Dans cette perspective la diffusion inélastique profonde de photons réels revêt un intérêt particulier: les processus à deux photons réels, par exemple la diffusion Compton QED, sont en effet les seuls qui permettent la mesure de la charge électrique des quarks à l'intérieur des hadrons.

La compréhension de l'interaction forte, qui génère les états hadroniques, date de la fin des années 70 et ne fut possible que grâce à un ensemble de progrès majeurs réalisés par la théorie quantique relativiste des champs.

L'élaboration de l'électrodynamique quantique permet de dégager deux concepts extrêmement importants:

- l'invariance locale de jauge qui permet de générer des interactions réalistes par introduction d'un champ compensateur de portée nécessairement infinie, donc non massif: le champ de jauge.
- la renormalisation, liée au phénomène de polarisation du vide et qui conduit aux notions de charge, de masse et de constante de couplage effectives, c'est à dire dépendantes de l'échelle des dimensions mises en jeu lors de la mesure de ces quantités.

L'étude de l'interaction faible conduisit elle aussi à deux progrès importants:

- théorie de jauge de Yang-Mills imposée par l'existence de trois courants faibles, et dont le caractère non-abélien génère un phénomène nouveau: l'autocouplage des bosons de jauge
- brisure spontanée de la symétrie qui confère une masse aux bosons de jauge et qui permet d'extrapoler la notion de champ de jauge à l'interaction faible, dont la courte portée (environ 10^{-16} cm) laissait prévoir l'existence de bosons d'interactions très massifs (~ 100 GeV).

A ce stade, une théorie de jauge de l'interaction forte devenait possible: la chromodynamique quantique (QCD).

CHAPITRE I

LA PHYSIQUE DE L'EXPERIENCE NA14

I. LA CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE

1) Le lagrangien de l'interaction forte.

La structure du lagrangien de l'interaction forte est déterminée par des contraintes majeures issues de l'expérience:

- Nécessité de 3 charges de couleurs différentes, afin d'expliquer la statistique de certains états hadroniques (Δ^{++}), la valeur du rapport $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow h)/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$, etc....

Ceci impose une symétrie de jauge SU(3), donc non abélienne, dont les 8 générateurs sont associés à 8 champs de jauge sans masse et de spin 1: les gluons.

- Non observabilité de la couleur: c'est la formulation mathématique du confinement, inspirée entre autre par des considérations spectroscopiques et par la production de jets hadroniques dans les collisions e^+e^- énergiques. Ce postulat n'explique en rien le mécanisme détaillé du confinement, encore obscur à l'heure actuelle.
- L'interaction de couleur est supposée être calculable par des règles similaires à celles de QED, avec la substitution $\alpha \rightarrow \alpha_s$ et l'introduction d'un facteur de couleur conséquence du caractère non-observable de cette charge.
- A courte distance ($\ll 10^{-13}$ cm) α_s est suffisamment faible pour qu'à l'image de QED l'interaction de couleur soit justiciable de calculs perturbatifs.
- Le lagrangien doit être renormalisable ce qui suppose, à cause du caractère non abélien de la jauge SU(3), l'introduction de termes compensateurs d'anomalies spécifiques: les termes de Fadeev-Popov que nous n'explicitons pas dans la suite, de même que les termes liés au choix de la jauge.

On montre que l'invariance de jauge du Lagrangien $\mathcal{L}$ sous la transformation de jauge locale et unitaire U est vérifiée si la structure de $\mathcal{L}$ est la suivante:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_g + \mathcal{L}_{qg} + \mathcal{L}_{gg}$$

avec

terme qui décrit...

— $\mathcal{L}_0 = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi$

le champ associé au quark libre de saveur et de masse m fixées

~~~~~  $\mathcal{L}_g = -\frac{1}{4} (\partial_\nu G_\mu^c - \partial_\mu G_\nu^c) (\partial^\nu G^{\mu c} - \partial^\mu G^{\nu c})$

....le champ associé au gluon libre de couleur  $c = 1, \dots, 8$

~~~~~  $\mathcal{L}_{qg} = g_s \bar{\psi} \gamma^\mu \frac{\lambda^c}{2} \psi G_\mu^c$   
 $= g_s J^{\mu c} G_\mu^c$

...l'interaction entre le champ du quark ψ et le gluon de couleur c

~~~~~  $\mathcal{L}_{gg} = -\frac{1}{2} g_s f_{abc} (\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a) G^{\mu b} G^{\nu c}$

...l'autocouplage en  $g_s$  à trois gluons.

+

et

~~~~~~~~~  $-\frac{1}{4} g_s^2 f_{abc} f_{ab'c'} G_\mu^b G_\nu^c G^{\mu b'} G^{\nu c'}$

...l'autocouplage en g_s^2 à quatre gluons

Les notations utilisées sont les suivantes:

$$\psi = \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \end{bmatrix}$$

fonction d'onde du quark, de saveur connue et de masse m , apparaissant dans les trois états de couleur 1, 2, 3 (R, V, B)

$$\lambda_a \quad (a = 1, \dots, 8)$$

8 générateurs de $SU(3)$, obéissant à la relation $[\lambda^j, \lambda^k] = 2i f^{jkm} \lambda^m$

| | |
|---|---|
| f^{jkm} | constantes de structure de SU(3) |
| $U(x) = e^{-i g_s \sum_{c=1}^8 \varphi_c(x) \frac{\lambda_c}{2}}$ | transformation unitaire locale de jauge SU(3) |
| G_μ^c | 8 champs de jauge de couleur
c = 1, ..., 8 |

Comme dans le cas de QED les effets de polarisation du vide se traduisent par une constante de couplage "cursive" ("running coupling constant"). Dans l'approximation des logarithmes dominants:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33-2n_f) \text{Log} \frac{Q^2}{\Lambda^2}}$$

(n_f est le nombre de saveurs de quarks, 5 saveurs ont été mises en évidence actuellement)

Les échelles Λ de renormalisation et Q^2 de factorisation sont des paramètres libres de la théorie; selon le schéma de renormalisation utilisé la valeur de Λ se situe entre 0.1 et 0.5 GeV. Les résultats physiques ne dépendraient pas du choix de Λ ou de Q^2 si le calcul était mené à tous les ordres. Dans la réalité les développements ne peuvent être que partiels, mais il est toujours possible d'optimiser le choix de l'expression de Q^2 de manière à minimiser la contribution des ordres négligés (Ste81).

2) Vérifications expérimentales de QCD.

Dans un premier temps il s'agissait évidemment de confirmer, indirectement à cause du confinement, l'existence des objets fondamentaux. Puis, au fur et à mesure de l'accumulation des confirmations expérimentales l'étude détaillée de la dynamique prédite par QCD prit progressivement de l'importance. Cette étude expérimentale fut menée selon les principaux axes suivants:

- Etude de la violation de l'invariance d'échelle, principalement à l'aide des diffusions inélastiques profondes de leptons chargés.
- Etude de l'interaction électromagnétique entre quarks et antiquarks, notamment à l'aide du processus de Drell-Yan.

- Etude de l'interaction g-g par hadroproduction d'états liés $q\bar{q}$
- Etude de la fragmentation des quarks par collision e^+e^- , et par hadroproduction et leptoproduction de jets et de hadrons à grand moment transverse
- Etude de la fragmentation de gluons par production d'événements à 3 jets dans les collisions e^+e^-
- Etude de l'interaction photon-quark, mais aussi gluon-quark, par la production directe de photons à grands moments transverses, que nous allons maintenant détailler.

II. DIFFUSION INELASTIQUE PROFONDE AVEC DES PHOTONS REELS

1) Processus à un photon

Le cas où un photon réel participe à la réaction entre quarks est particulièrement intéressant car ces interactions sont décrites par un nombre limité de diagrammes et présentent de ce fait un grand intérêt pour une vérification de QCD. De plus la constante de couplage d'un photon avec un quark étant environ un ordre de grandeur plus petite que celle entre 2 partons, la convergence du calcul QCD est plus rapide. Cet avantage est encore accru si la réaction fait intervenir 2 photons, ce qui est le cas de la photoproduction de photons directs présentée au paragraphe suivant.

Les réactions de photoproduction correspondent au cas où le photon réel est présent dans la voie d'entrée

$$\gamma + h_B \rightarrow \text{jet}_1 + \text{jet}_2 + (\text{spectateurs}) \quad (1)$$

Les réactions de hadroproduction de photons directs correspondent au cas où le photon réel est présent dans la voie de sortie

$$h_A + h_B \rightarrow \gamma + \text{jet} + (\text{spectateurs}) \quad (2)$$

Les processus de base mis en jeu sont symétriques par renversement du temps (fig. 1-1a). La diffusion Compton QCD, les diagrammes d'annihilation et de fusion sont tous caractérisés par l'échange d'un quark. Ils présentent un vertex d'interaction forte qg avec la constante de couplage α_s , et un vertex d'interaction électromagnétique avec la constante de couplage α .

Contrairement aux réactions hadroniques habituelles, le gluon intervient dans toutes les contributions au terme de Born. L'absence de tels processus conduirait donc à une sévère remise en cause de QCD.

Mais l'étude des réactions (1) et (2) nécessite des méthodes et des conditions expérimentales très différentes. La détection de photons directs est très difficile car elle impose de bien dominer l'important bruit de fond des mésons π^0 et η . En collision proton-proton aux ISR, à haute énergie ($\sqrt{s} = 31$ à 63 GeV), un clair signal de photons directs a été mis en évidence (fig. 1-2a d'après Ana82). La hadroproduction sur cible fixe présente également un excès de photons directs, mais l'énergie disponible plus réduite limite le domaine en P_T et l'amplitude du signal (fig. 1-2b d'après Bad84, $\sqrt{s} = 20$ GeV).

Dans le processus inverse (1), le photon incident présente l'avantage de céder toute son énergie aux deux jets de particules émis à P_T opposés. Les particules "spectatrices" sont constituées des débris du nucléon cible et ont une faible impulsion. De plus le moment transverse intrinsèque des partons dans le nucléon pourra être négligé car on n'a qu'un seul quark ou gluon dans l'état initial, et non deux comme dans les interactions hadroniques (Fon80).

L'expérience de photoproduction NA14 se propose d'observer cette interaction ponctuelle des photons en révélant la production de jets par la détection de mésons π^0 et de hadrons chargés émis à grand P_T .

2) Processus à deux photons réels, mesure de la charge électrique du quark

La figure 1-1b souligne la similitude des diagrammes de photoproduction et de hadroproduction. La diffusion Compton QED $\gamma q \rightarrow \gamma q$ et les annihilations $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$, ou $\gamma^*\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ en électroproduction (fig. 1-1c), sont des interactions purement électromagnétiques. Ce sont les seuls processus connus dont la section efficace soit proportionnelle à la puissance quatrième de la charge électrique du quark. Ils sont donc extrêmement sensibles à sa valeur numérique. Or, bien que le modèle de charge électrique fractionnaire pour les quarks ($e_u = +\frac{2}{3}$, $e_d = -\frac{1}{3}$) soit compatible avec la plupart des résultats expérimentaux, la nature de cette charge n'a paradoxalement jamais été clairement établie.

Dans le modèle standard, la symétrie $SU(2)_L \times U(1) \times SU(3)^{\text{coul}}$ est spontanément brisée à une échelle de l'ordre de 100 GeV suivant le mécanisme de Higgs. La symétrie résiduelle $U(1)_f^{\text{em}} \times SU(3)^{\text{coul}}$ est exacte et assigne une charge fractionnaire aux quarks. Les gluons ont une masse nulle et ne portent pas de charge électrique.

Par contre des théories de jauge renormalisables ont été proposées pour lesquelles la symétrie $U(1)_f^{\text{em}} \times SU(3)^{\text{coul}}$ se brise spontanément à basse énergie ($\ll 1$ GeV) en $U(1)^{\text{em}}$ (Pat73, Ver80). Le gluon y acquiert une faible masse lagrangienne m_g (< 200 MeV) et le photon classique A_f se mélange avec l'un des membres G^0 de l'octet des gluons. Seule une combinaison linéaire correspond au photon physique de masse nulle:

$$A = A_f \cos \varphi + G^0 \sin \varphi .$$

La combinaison orthogonale est massive comme les autres gluons:

$$G = -A_f \sin \varphi + G^0 \cos \varphi .$$

Dans ces conditions la charge électrique du quark possède également deux composantes, une de saveur $e_q^{(1)}$ et une de couleur $e_q^{(8)}$.

Pour une couleur fixée:

$$e_q = e_q^{(1)} \text{ (fractionnaire) } + e_q^{(8)} \frac{m_g^2}{-Q^2 + m_g^2}$$

L'octet des gluons a 4 composantes neutres, et 4 composantes de charge ± 1 .

Dans la limite d'un moment de transfert nul $Q^2 = 0$, on retrouve la prédiction de l'ancien modèle de Han et Nambu où la charge électrique du quark est entière (Han65):

$$e_q = e_q^{(1)} + e_q^{(8)} \quad \text{et} \quad e_u = (0, +1, +1), e_d = (-1, 0, 0)$$

Les prédictions expérimentales des théories de jauge renormalisables à charge de quark entière sont en fait identiques au modèle fractionnaire pour ce qui concerne (Pat76):

- la spectroscopie des hadrons
- la diffusion inélastique profonde par échange d'un photon virtuel: le couplage au quark de la composante colorée du photon est fortement défavorisée, même à de faibles moments carré de transfert Q^2
 $(Q^2 \gg m_g^2 \Rightarrow e_q \simeq e_q^{(1)})$
- les processus mettant en jeu un seul photon réel: en dessous du seuil de production physique de couleur (> 10 GeV), le photon est également projeté sur sa composante singulet.

Seuls les processus à deux photons réels sont capables de distinguer entre les deux hypothèses.

Mais les oscillations de couleur du quark échangé, dues à la grande différence de masse entre les états colorés singulet et octet, pourraient interdire la mesure de la charge des quarks en dessous du seuil de couleur (Lip79).

La hadroproduction de deux photons réels a été étudiée aux ISR (Kou82). Le résultat est en accord avec le modèle standard de charge fractionnaire. En électroproduction, les données expérimentales semblent privilégier le modèle à charge de quark entière (God84). Mais les erreurs systématiques sur la détection de deux jets, et la contribution des ordres supérieurs dans le modèle de charge fractionnaire pourraient masquer la différence observée.

Dans le cas de la diffusion Compton QED, le modèle de charge entière prédit une section efficace au moins 2.65 fois supérieure à celle calculée dans l'hypothèse classique (Efr82, Jay82). Pour ce processus à deux photons réels, si l'on néglige la contribution supplémentaire des gluons chargés, ce facteur est égal à:

$$\frac{\sigma(\text{modèle de charge entière})}{\sigma(\text{modèle de charge fractionnaire})} = \frac{\frac{1}{3} \sum_i \left(\sum_c e_{ic}^2 \right)^2}{3 \sum_i e_i^4} = \frac{45}{17}$$

(i est la saveur du quark cible de couleur c: i = u ou d)

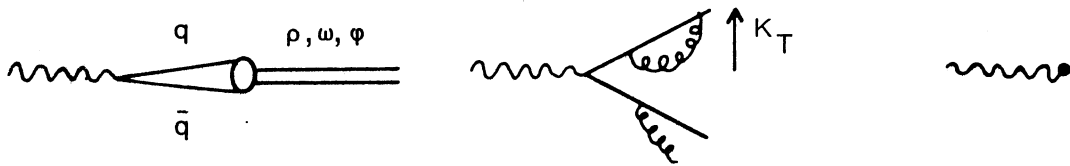
La nature fractionnaire ou entière de la charge électrique du quark doit donc pouvoir se révéler en photoproduction dans le régime de diffusion inélastique profonde, c'est-à-dire quand le photon incident se comporte comme un objet ponctuel, ce qui n'est malheureusement pas toujours le cas.

III. LES DIFFERENTS COMPOSANTS DU PHOTON

Le photon n'interagit pas toujours en tant que particule ponctuelle. Le principe d'incertitude ($\Delta E \Delta t \gtrsim \hbar$) permet en effet la conversion du photon en une paire quark-antiquark virtuelle. Le temps de vie τ de l'état $q\bar{q}$ est

déterminé par l'énergie E_γ du photon et par l'impulsion transverse relative K_T des quarks: $\tau \sim \frac{E_\gamma}{K_T^2}$

Suivant la rapidité de la réaction, on distinguera trois possibilités.



1) hadronique VDM

2) perturbative

3) ponctuelle

1) Contribution hadronique du photon

Si la réaction est suffisamment lente (faible moment transverse $K_T \sim \Lambda_{\text{QCD}} \ll E_\gamma$), le photon se couple à un état lié 1^{--} de quark et d'antiquark, liés par l'échange de gluons, et interagit avec le nucléon cible comme un hadron $\rho, \omega, \phi, \dots$ ayant les mêmes nombres quantiques que le photon initial. Cette contribution à la fonction de structure du photon n'est pas justiciable d'un calcul QCD perturbatif, mais elle peut être estimée par le modèle VDM de dominance de mésons vecteurs (Bau78).

La section efficace d'interaction avec un nucléon est exprimée sous la forme:

$$\sigma_{\gamma N}^v = \sum_v \frac{4\pi}{f_v^2} \alpha \sigma(vN)$$

où $\frac{f_v^2}{4\pi}$ est la constante de couplage photon-méson vecteur $v = \rho, \omega, \phi, \dots$

Le modèle VDM ne prédit pas la distribution en impulsion des hadrons produits en faisceau de photons. Mais les mésons ρ et ω contribuent à environ 90% de la section efficace totale $\sigma_{\gamma N}^V$, et d'après le modèle des quarks:

$$\sigma(\rho N) = \sigma(\omega N) = \frac{1}{2} [\sigma(\pi^- N) + \sigma(\pi^+ N)]$$

On pourra donc utiliser des résultats acquis en pioproduction pour estimer le taux de production de π^0 issu de la contribution VDM.

Or l'expérience de photoproduction NA14 peut disposer de faisceaux de pions π^- de différentes énergies. Nous verrons que la paramétrisation proposée par Donaldson et al. (Don78) dans une expérience antérieure s'applique bien aux données de NA14. Il sera donc justifié de l'appliquer également pour décrire la contribution VDM en photoproduction.

2) Fonction de structure perturbative

Si l'impulsion transverse K_T des quarks est assez grande ($\Lambda_{QCD} \ll K_T \ll E_\gamma$), le photon se convertit en une paire de quark et d'antiquark non liée. Ces quarks rayonnent des gluons de bremsstrahlung qui peuvent eux-même se convertir en paire $q\bar{q}$. Ce sera l'un de ces quarks ou gluons rayonnés qui interagira avec le nucléon cible en photoproduction.

La fonction de structure $F_2(X, Q^2)$ est parfaitement calculable par la chromodynamique quantique perturbative (Wit77). Elle est exprimée en fonction de la probabilité de trouver un quark ou un gluon dans le photon, avec une fraction d'impulsion X et un moment de transfert au carré Q^2 ($\sim K_T^2$). Au terme de Born:

$$F_2(X, Q^2) \approx 3 \frac{\alpha}{\pi} \left[\sum_{i=1}^{n_f} e_i^2 \right] X (X^2 + (1-X)^2) \text{Log} \frac{Q^2}{\Lambda^2}$$

Cette fonction de structure perturbative a été mesurée dans les expériences $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$, par exemple à PLUTO (fig. I-3a si $\langle Q^2 \rangle = 5.9 \text{ GeV}^2$). Contrairement au nucléon (fig. I-3b), elle privilégie les grandes valeurs de X et sa dureté augmente rapidement avec Q^2 (d'après Bar84).

3) Interaction ponctuelle

Dans la limite où le moment transverse des quarks virtuels est très grand ($K_T \sim E_\gamma$), la durée de vie de la paire $q\bar{q}$ est si courte que le photon interagit avec le quark cible comme un quantum élémentaire.

On obtient ainsi les réactions déjà évoquées: Compton QED, Compton QCD, fusion γ -g, que nous allons maintenant détailler.

IV. PHOTOPRODUCTION DE PHOTONS DIRECTS

1) L'effet Compton QED

Proposé par Bjorken et Paschos en 1969 (Bjo69), c'est le processus le plus simple de diffusion inélastique profonde d'un photon sur un quark, produisant un photon et un quark dans l'état final (fig. I-1b). Il n'avait été pourtant encore jamais observé.

Dans son interaction ponctuelle, le photon transmet toute son énergie au système sortant. La diffusion Compton QED aura donc une signature caractéristique: à part les débris peu énergiques du nucléon, on doit détecter un photon isolé et un jet unique de particules de moment transverse opposé, témoin de la fragmentation du quark (fig. I-4).

La section efficace a une expression analogue à celle de l'effet Compton classique. Dans le laboratoire, le photon étant diffusé d'un angle θ :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i} \approx \alpha^2 e_i^4 \frac{1}{2X^2 M^2} \left(\frac{P}{P_0}\right)^2 \left(\frac{P}{P_0} + \frac{P_0}{P}\right)$$

où $d\Omega = |2\pi d(\cos \theta)|$

e_i est la charge électrique du quark cible q_i

X est la fraction de moment longitudinal emporté par le quark dans le référentiel du centre de masse photon-nucléon (variable de Feynman)

M est la masse du nucléon

$\vec{P}_0$ ($\vec{P}$) est l'impulsion initiale (finale) du photon diffusé dans le laboratoire

La charge du quark élevée à la puissance 4 est, comme nous l'avons déjà précisé, spécifique des interactions élémentaires à deux photons réels. La diffusion Compton sur un quark de saveur u est donc très favorisée, elle est 16 fois plus fréquente que sur un quark d.

L'impulsion $\vec{p}$ du quark q_i diffusé est totalement définie par la mesure des impulsions initiales et finales du photon:

$$X = \frac{P_0 P (1 - \cos\theta)}{M(P_0 - P)}, \text{ impulsion } p_L = P_0 - P \cos\theta, \vec{p}_T = -\vec{P}_T \quad (1-3)$$

$$\text{angle de diffusion } \tan \varphi = \frac{P \sin\theta}{P_0 - P \cos\theta}$$

Exprimée en fonction des variables de Mandelstam, la section efficace différentielle s'écrit:

$$\begin{aligned} \text{si } \hat{s} &= (\underline{P} + \underline{p})^2 \approx Xs \approx 2XMP_0 \\ \hat{t} &= (\underline{P}_0 - \underline{p})^2 = -2P_0P(1 - \cos\theta) = -2XM(P_0 - P) \\ \hat{u} &= (\underline{P}_0 - \underline{p})^2 = -\hat{s} - \hat{t} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\hat{t}} \right)_{\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i} &= \frac{2\pi\alpha^2 e_i^4}{\hat{s}^2} \left(-\frac{\hat{s}}{\hat{u}} - \frac{\hat{u}}{\hat{s}} \right) \\ &\approx \frac{2\pi\alpha^2 e_i^4}{s^2} \frac{1}{X^2} \left(\frac{P}{P_0} + \frac{P_0}{P} \right) \\ &\approx 2\pi\alpha^2 e_i^4 \frac{1}{P_T^4} z (1-z)^2 (1+z^2) \end{aligned} \quad (1-4)$$

$$\text{si } z = \frac{P}{P_0} \text{ et } X \approx \frac{P_T^2}{sz(1-z)}$$

Le passage à la section efficace photon-nucléon s'effectue en sommant sur tous les quarks, pondérés par leur fonction de distribution dans le nucléon $G_{q_i/N}(X, Q^2)$:

$$P \frac{d\sigma}{d^3\vec{P}}(\gamma N \rightarrow \gamma + x) = \sum_i \int dX G_{q_i/N}(X, Q^2) \frac{\hat{s}}{\pi} \frac{d\sigma}{d\hat{t}}(\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i) \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \quad (1-5)$$

Contrairement à la hadroproduction de photons directs où les gluons sont introduits, le calcul de la section efficace ne fait intervenir que la fonction bien mesurée de distribution des quarks dans le nucléon. La prédiction théorique est donc plus précise.

D'après la relation (I-4), la section efficace élémentaire $\sigma(\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i)$ décroît en P_T^{-4} . Mais la dépendance de la fonction de structure du nucléon en fonction de X entraîne que la section efficace photon-nucléon (I-5) varie plus rapidement, en P_T^{-5} environ.

Cette dépendance en moment transverse est toutefois plus lente que celle observée lors de la production de hadrons. Mais la faiblesse de la section efficace Compton, $\sim 1/100 \sigma(\gamma N \rightarrow h+X)$, et l'importance du bruit de fond des π^0 et des η , nous obligent à détecter les photons à grand moment transverse. La section efficace du processus que nous voulons mesurer est donc très réduite ($\sigma \approx 1.6$ nbarn si $P_T > 2$ GeV/c), ce qui nécessite un faisceau de photons énergiques (~ 100 GeV) et de flux élevé. Mais la section efficace Compton QED a la particularité de ne dépendre que faiblement de l'énergie du photon incident. La figure I-5 représente sa variation en fonction du P_T du photon diffusé pour deux énergies du faisceau de photons: 50 et 200 GeV (d'après Duk82). On pourra donc utiliser un faisceau de photons à large bande, plus intense qu'un faisceau de photons à bande étroite.

Cette section efficace est représentée sur la figure I-6 dans le référentiel du centre de masse photon-nucléon, en fonction des variables de Peyrou $X_T = \frac{2P_T}{\sqrt{s}}$ et $X_L = \frac{2P_L}{\sqrt{s}}$
(si $P_0 = 100$ GeV: $\sqrt{s} \approx 14$ GeV)

Les photons diffusés vers l'avant avec un moment transverse P_T fixé, correspondent à de plus petites valeurs de X Feynman. La dépendance en X de la fonction de structure du nucléon défavorisera donc les photons émis en arrière dans le référentiel du centre de masse photon-nucléon (cf. fig. I-3b).

2) Corrections QCD à la diffusion Compton QED

En plus du terme de Born, purement électromagnétique, la chromodynamique quantique prédit des termes correctifs produisant également un photon direct dans l'état final. Duke et Owens (Duk82) et Aurenche et al. (Aur84) ont pu mener à bien le calcul QCD perturbatif jusqu'à l'ordre α_s^2 . Pour une échelle de renormalisation $\Lambda_{\overline{MS}} = 200$ MeV, Aurenche et al. ont choisi comme définition de l'échelle de factorisation: $Q^2 = P_T^2$ à tous les ordres du calcul.

Les différents graphes de Feynman utilisés sont représentés sur la figure 1-7. Les termes contribuant dans l'approximation des logarithmes dominants sont de 2 sortes (fig. 1-7a):

- si ils font intervenir la fonction de structure perturbative du photon incident, l'ordre α_s du sous-processus $qg \rightarrow q\gamma$ ou $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ est convolué avec le terme en $1/\alpha_s$ des fonctions de distribution $G_{q/\gamma}$ des quarks et $G_{g/\gamma}$ des gluons dans le photon. La contribution nette est donc d'ordre α_s^2 .

Il faut noter qu'on ne retient dans la composante hadronique du photon que la contribution QCD. La contribution VDM donnerait un résultat analogue à la hadroproduction de photons directs, dont la section efficace est relativement bien plus faible:

d'après les résultats de NA3 (Bad84)(fig. 1-2b):

$$\frac{\sigma(pC \rightarrow \gamma + X)}{\sigma(pC \rightarrow \pi^0 + X)} \simeq 3\% \quad \text{si } P_T \simeq 3 \text{ GeV}/c \quad \text{et } \sqrt{s} = 20 \text{ GeV}$$

- si le photon est rayonné par un quark, là aussi l'ordre α_s des vertex $\gamma q \rightarrow gq$ et $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$ est pondéré par l'ordre $1/\alpha_s$ de la fonction de fragmentation $D_{\gamma/q}$ ou $D_{\gamma/g}$, conduisant également à un terme en α_s^2 .

La contribution aux logarithmes dominants étant plus faible à grand P_T que le terme de Born, on pourra négliger les termes faisant intervenir à la fois la structure du photon et la fragmentation d'un quark.

Les termes d'ordre supérieur les plus importants sont ceux du type $\gamma g \rightarrow \gamma q\bar{q}$ et $\gamma q \rightarrow \gamma qg$ en α_s^2 (fig.1-7b).

Enfin, le diagramme "en boîte" $\gamma g \rightarrow \gamma g$, d'ordre $\alpha^2 \alpha_s^2$, (fig. 1-7c) est intéressant car, contrairement aux autres contributions où deux jets énergiques sont émis en plus du photon direct, il a la même topologie finale que l'effet Compton QED, le jet de quark étant remplacé ici par un jet de gluon.

L'ordre de grandeur des différentes contributions est représenté sur la figure 1-8. On en déduit que:

- les corrections sont importantes à petit moment transverse vers l'avant où la section efficace $\sigma(\gamma N \rightarrow \gamma X)$ est accrue d'un facteur $R = 2.3$ si $P_T = 2$ GeV/c. Elles sont beaucoup plus faibles en arrière ($R = 1.2$)
- l'amplitude des corrections diminue rapidement quand le moment transverse augmente.

L'observation de cette décroissance, aussi bien en angle qu'en P_T , serait donc un excellent test de la validité de QCD.

- les ordres supérieurs en α_s^2 contribuent peu par rapport au terme de Born ($R < 1.15$ si $P_T > 2.5$ GeV/c), ce qui justifie à posteriori l'application à QCD du développement perturbatif.
- A $P_T > 2.5$ GeV/c, l'effet Compton QED domine et sa topologie caractéristique peut être étudiée exclusivement.

Le choix des fonctions de structure et de fragmentation employées dans le programme de simulation est le suivant:

- la fonction de distribution des quarks dans le nucléon est celle paramétrisée par Baier et al. (Ba79), en accord avec les résultats de CDHS (Abr79)
- la fonction de distribution des gluons dans le nucléon, moins bien connue, intervient peu (dans le diagramme en boîte essentiellement): nous nous référons également à CDHS (Abr83).
- les fonctions de structure et de fragmentation du photon sont celles proposées par Duke et Owens (Duk82).

3) Bruit de fond des π^0

La principale contamination physique des photons directs provient des mésons π^0 qui se désintègrent en deux photons, dont l'un n'est pas détecté.

La distribution en moment transverse des π^0 produits par la contribution VDM des interactions photon-nucléon est comparée sur la figure 1-5 à celle prédite pour les photons Compton, émis à $\hat{\theta} = 90^\circ$ dans le référentiel du centre de masse. D'un facteur 30 à $P_T = 2.5$ GeV/c, le rapport π^0 VDM/ γ QED chute à 4 pour un P_T de 3.5 GeV/c.

Afin de minimiser ce bruit de fond, une très bonne réjection des π^0 , mais aussi une très bonne efficacité de détection des photons sont donc indispensables.

V. PHOTOPRODUCTION DE HADRONS A GRAND P_T .

Comme nous l'avons vu au paragraphe II, l'étude des processus Compton QCD et de fusion γg est extrêmement intéressante car elle fournit un test précis de la chromodynamique quantique et de l'hypothèse du gluon.

De même que pour l'effet Compton QED, la signature de ces interactions ponctuelles du photon est caractéristique: à part les débris peu énergiques du nucléon, deux jets de particules, issus d'un quark ou d'un gluon, sont émis à $\vec{P}_T$ opposés. L'expérience NA14 se propose de révéler ces jets en détectant les hadrons π^0 , $\pi^\pm$, $K^\pm$ produits à grand moment transverse.

La section efficace de l'effet Compton QCD (fig. 1-1a) prend une forme analogue au processus QED (fig. 1-1b et relation 1-4) avec la substitution $\alpha_e^2 \rightarrow \alpha_s^2$ et l'introduction d'un facteur 4/3 de couleur (Fr77):

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\gamma q \rightarrow gq} = \frac{2\pi \alpha_s^2}{\hat{s}^2} e_q^2 \frac{4}{3} \left[-\frac{\hat{s}}{\hat{u}} - \frac{\hat{u}}{\hat{s}} \right]$$

Le rapport des sections efficaces $\frac{\sigma(\text{Compton QCD})}{\sigma(\text{Compton QED})} = \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\alpha_e^2}$ pourrait

conduire à une mesure de α_s si les deux interactions étaient isolées.

Pour le diagramme de fusion:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\gamma g \rightarrow q\bar{q}} = \frac{2\pi \alpha_s^2}{\hat{s}^2} e_q^2 \frac{1}{2} \left[\frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} \right]$$

La fonction de structure du nucléon nécessaire pour calculer ces expressions est celle déjà définie au précédent paragraphe.

Pour la fragmentation des quarks et gluons, la demande d'un hadron à grand moment transverse biaise le jet auquel il appartient. Seuls les hadrons emportant une fraction $Z > 0.5$ de l'impulsion de ce jet seront en fait détectés. Dans ce domaine, la fonction de fragmentation des quarks est bien décrite par la paramétrisation de Baier et al. (Ba79), qui est compatible aussi bien avec les résultats de BEBC en νN (All83) que de EMC en μN (Aub85). Pour un moment de transfert au carré $Q^2 = 25 \text{ GeV}^2$, la fragmentation du quark de saveur u se comporte comme

$$D_{\pi^0/u} = (1-Z)/4Z.$$

La fonction de fragmentation du gluon est par contre relativement mal connue. Deux possibilités seront envisagées (Ba79): soit un comportement identique à un quark, soit une fragmentation plus douce:

$$D_{\pi^0/g} = (1-Z)^2 / 2Z.$$

Les termes correctifs QCD au terme de Born ont été récemment calculés par Aurenche et al. (Aur84'), ils sont représentés sur la figure 1-9. Dans l'approximation des logarithmes dominants, la fonction de structure perturbative du photon est prise en compte, ajoutant un terme en $(\alpha / \alpha_s) \alpha_s^2$ (fig.1-9a). La correction d'ordre supérieure α_s^2 fait intervenir une boucle ou un bremsstrahlung de gluon (fig. 1-9b)

Les échelles de renormalisation et de factorisation sont identiques à celles explicitées au paragraphe précédent: $\Lambda_{\overline{MS}} = 200 \text{ MeV}$, $Q^2 = P_T^2$.

Les différentes contributions QCD à la section efficace de photoproduction de π^0 sont portées sur la figure 1-10, en fonction de la rapidité $\hat{y}$ dans le référentiel du centre de masse photon-nucléon ($\sqrt{s} = 13.7 \text{ GeV}$). Les π^0 de $P_T = 3 \text{ GeV}/c$ sont principalement émis en avant. La section efficace est maximum à $\hat{y} = 0.8$, elle est réduite environ d'un facteur 2 à $\hat{\theta} = 90^\circ$ ($\hat{y} = 0$), puis décroît rapidement pour les π^0 émis en arrière. Un tel comportement est spécifique et on peut espérer l'observer dans un spectromètre de grande acceptance angulaire. Si $\hat{y} > 0$, le terme de Born (courbe en tirets) contribue à la moitié de la section efficace totale QCD (courbe pleine). Nous tenterons de mettre en évidence sa topologie caractéristique en deux jets de $\vec{P}_T$ opposés.

VI. CONCLUSION

Bien que le photon soit le boson élémentaire de l'interaction électromagnétique, les réactions de diffusion inélastique profonde associées à des photons, et notamment la photoproduction, permettent l'étude de l'interaction forte par mise en évidence de leur contribution QCD. De plus la diffusion Compton QED offre la possibilité de décider si le quark a une charge électrique fractionnaire ou entière.

Pour cela il faut s'éloigner de la région dominée par la composante hadronique VDM du photon incident, donc sélectionner des événements à moment transverse élevé.

Puisque la section efficace de ces événements est faible, il faut pouvoir travailler avec un faisceau énergétique de haute intensité ($\sim 10^7$ photons par éjection) et un spectromètre de grande acceptance.

L'expérience NA14 dans le cadre de laquelle s'est déroulé ce travail, a été conçue pour couvrir ce domaine.

CHAPITRE II

LE FAISCEAU ET LE SPECTROMETRE NA14

I. LA LIGNE DE FAISCEAU

Comme nous l'avons précisé au chapitre précédent, l'étude de la diffusion inélastique profonde de photons réels nécessite un faisceau de photons intense et énergétique. La détermination de l'énergie de chaque photon incident (étiquetage) permettra en outre de comparer la topologie de chaque événement à celle prédite par l'effet Compton QED.

D'autre part, les estimations du taux de bruit de fond en photons indirects, et du nombre de π^0 émis à grand P_T par la composante "méson vecteur" des photons incidents, requièrent l'emploi de faisceaux de pions de différentes énergies.

La ligne de faisceau E12 du CERN permet de remplir ces diverses fonctions. Afin de se convaincre que les photons directs attendus en photo-production ne sont pas des fortuits initiés par des muons du halo, il est même possible de disposer d'un faisceau de pions accompagné par des muons.

1) Le faisceau de photons:

Ce faisceau de photons à large bande, appelé BEG ("Broadband Electron and Gamma beam"), est produit en 3 étapes suivant le processus:

$$P \rightarrow \gamma \rightarrow e^- \rightarrow \gamma \quad (\text{cf. fig.II-1})$$

Ce mode de production permettant de réduire considérablement la contamination en hadrons ($h/\gamma = 10^{-5}$) et de mesurer l'énergie du photon incident.

La description du faisceau et de son système d'étiquetage est présentée en détail dans la thèse de G.WORMSER (Wor84). Nous n'en retiendrons ici que les points principaux:

- Le SPS ("Super Proton Synchrotron") fournit toutes les 12 secondes un faisceau primaire de 2×10^{12} protons de 450 GeV, qui est mis en interaction avec une cible de Béryllium (T10). Le choix et la longueur de cette cible (100mm) résultent d'un compromis car nous voulons produire le plus

grand nombre de photons, issus de π^0 essentiellement, tout en minimisant leur probabilité de conversion en paire e^+e^- . De même le taux de production de muons ne devra pas être trop important.

- Les protons résiduels et les particules chargées sont balayés par deux aimants, puis absorbés dans quatre mètres de fer. Les photons sont convertis en paire e^+e^- dans 4mm de Plomb. Les électrons sont défléchis et franchissent l'ouverture du "neutron dump" qui arrête les positrons et les hadrons neutres (neutrons, K^0 ,...) issus de la cible primaire.

Là aussi le choix et la longueur du convertisseur résultent d'un compromis: on veut une bonne probabilité de conversion des photons (43%), mais le moins d'interactions dues aux hadrons neutres ou aux électrons créés. L'écartement des mâchoires du "neutron dump" est réglable: on peut ainsi choisir la plage d'énergie du faisceau d'électrons (typiquement $120 < E_e < 250$ GeV), dont l'intensité est de $100 \times 10^6 e^-/\text{cycle}$.

- L'analyse en impulsion des électrons est réalisée par une série de 4 aimants et d'hodoscopes avant. Le faisceau est focalisé par des quadrupôles sur un radiateur de plomb de 0.1 Xo (longueur de radiation), où les électrons rayonnent un photon par bremsstrahlung. Ce sont ces photons qui constituent le faisceau de photons de NA14 ($10 \times 10^6 \gamma > 50$ GeV par cycle).

La longueur du radiateur est limitée par la probabilité de rayonnement multiple et par la demande d'un nombre réduit d'interactions dues aux derniers mésons π^- du faisceau ($\pi^-/e^- = 10^{-3}$): ceux-ci produisent des hadrons neutres qui polluent le faisceau de photons.

Deux aimants dévient les électrons et les dernières traces chargées après le radiateur. Les hodoscopes d'étiquetage aval signalent leur trajectoire.

- Enfin, deux compteurs appelés BTC ("Back Tagging Counter") permettent d'enregistrer le temps de passage des électrons avec une précision meilleure que 1 ns ce qui permet la connaissance du temps d'interaction des photons dans la cible NA14. Par ailleurs, on simplifie ainsi la combinatoire aval dans le programme d'étiquetage. Le positionnement de BTC interdit le déclenchement de la prise de données sur des événements associés à des électrons diffusés trop énergiques (> 80 GeV): les photons utiles du faisceau auront une énergie supérieure à 50 GeV (en l'absence de bremsstrahlung multiple). Les traces chargées sont absorbées dans le collimateur qui définit le faisceau de photons.

2) Etiquetage du faisceau:

L'énergie des photons incidents est égale à la différence entre les impulsions initiales et finales des électrons, mesurées de part et d'autre du radiateur.

A cause du flux élevé d'électrons dans les hodoscopes d'étiquetage, seuls 50% des photons peuvent être résolus. La précision sur l'énergie calculée, limitée par la dimension des hodoscopes et par le bremsstrahlung multiple, est d'environ 3 GeV. Cette valeur est compatible avec la précision attendue sur la mesure de l'énergie des photons Compton dans les calorimètres.

Pour les photons du faisceau qui participent au prédéclenchement de la prise de données, le spectre en énergie (corrigé) est comparé, sur la figure II-2, à celui des ψ élastiques pondérés par leur acceptance: le très bon accord nous permet d'utiliser cette distribution théorique dans nos programmes de Monte-Carlo. On peut noter que dans 17% des cas, l'électron a rayonné sur la cible un deuxième photon de plus de 20 GeV.

La figure II-3 montre la distribution des énergies incidentes, mesurée par le système d'étiquetage, pour des photons et des π^0 émis à grand moment transverse ($P_T > 1.7$ GeV/c); l'énergie moyenne est de 90 GeV.

Le tableau II-1 résume les caractéristiques du faisceau de photons.

TABLEAU II-1: Caractéristiques du faisceau de photons

| | | |
|--------------------------------|--|---|
| Faisceau primaire de protons: | flux: | 2×10^{12} p/cycle |
| | énergie: | 400 GeV en 32 et août 83
450 GeV à partir de sept.83 |
| Faisceau d'électrons: | flux: | 100×10^6 e/cycle |
| | énergie: | de 120 à 250 GeV |
| | énergie moyenne: | 140 GeV |
| Faisceau de photons étiquetés: | flux: | 10×10^6 γ /cycle |
| | énergie: | de 20 à 160 GeV |
| | énergie moyenne: | 80 GeV |
| | taille ($\sigma_h \times \sigma_v$): | 17×11 mm ² |
| | divergence (h x v): | 0.72×0.55 (mrad) ² |
| | contamination: | hadron/ γ = 10^{-5} |

3) Contamination et bruit de fond associé au faisceau:

A) Hadrons neutres.

Les hadrons interagissent dans la cible expérimentale avec une probabilité 200 fois supérieure aux photons. Mais la chicane en amont du radiateur réduit déjà considérablement leur contamination, l'épaisseur du radiateur limitant le taux de production des neutrons et les K^0 à un taux très faible $h/\gamma = 10^{-5}$.

B) Photons peu énergiques

98% des photons du faisceau ont une énergie inférieure à 50 GeV. Pour des énergies comprises entre 100 MeV et 50 GeV, ces photons sont surtout produits par bremsstrahlung dans le radiateur. En dessous de 10 MeV, le rayonnement synchrotron, dû à la déflexion des électrons dans les derniers aimants du faisceau, prédomine. Chaque électron du faisceau émet en moyenne 6 photons synchrotron et 1 photon de bremsstrahlung vers la cible. Ces photons créent des paires e^+e^- dans la cible NA14 ou y diffusent par effet Compton en émettant un électron de recul. En l'absence de protection, ces électrons e^+ aveugleraient le spectromètre.

Ce bruit de fond est maîtrisé:

- en imposant, pour les paires d'électrons énergiques, un faisceau de photons aplati ($\sigma_h = 17$ mm, $\sigma_v = 11$ mm) et une zone morte horizontale dans tous les détecteurs. En effet l'angle d'ouverture de la paire vaut

$$\frac{m}{E_0} \text{Log} \frac{E_0}{m} < 7 \text{ mrad si } E_0 > 0.5 \text{ GeV}$$

(m est la masse de l'électron, E_0 est l'énergie du photon incident).

- en plaçant la cible expérimentale dans un champ magnétique vertical, de manière à balayer les électrons "mous" (< 250 MeV) dans le plan horizontal.
- en ajustant le seuil de détection des hodoscopes de prédéclenchement (> 0.5 min.l) afin de diminuer la probabilité d'interaction des photons "mous" ($< 1.5\%$).

C) Muons du halo

C'est la contamination la plus gênante pour l'étude des photons de grand moment transverse. Produits dans la cible primaire de Béryllium, ces muons énergiques accompagnent le faisceau de photons, au nombre de $10^6 \mu/m^2/cycle$. Ils peuvent simuler un photon isolé de grand P_T en interagissant dans un calorimètre, en coïncidence fortuite avec une interaction ayant lieu dans la cible expérimentale (fig. II-8). Il ne peuvent être éliminés en détournant le faisceau d'électrons de l'axe des protons primaires, car on diminuerait l'énergie des électrons, donc l'intensité du faisceau de photons. De plus la demande d'une très bonne focalisation des photons sur la cible NA14, impose une ligne de faisceau courte (112 m), ce qui empêche de dévier ou d'arrêter efficacement ce halo. Comme nous le verrons cette contamination, déjà atténuée par un hodoscope au niveau du prédéclenchement, est éliminée totalement lors de l'analyse des données.

4) Le faisceau de pions π^-

Le faisceau d'électrons peut être transformé très rapidement (en deux heures environ) en faisceau de pions négatifs π^- , produits par l'interaction des protons primaires du SPS dans la cible T10.

Pour cela il suffit de couper les premiers aimants à balayage et les derniers aimants à déflexion verticale, et de retirer le convertisseur et le radiateur de l'axe du faisceau. On peut ensuite, grâce à la chicane magnétique, sélectionner un faisceau de pions à bande étroite et d'énergie fixée (70, 90 ou 120 GeV), de manière à reproduire la partie énergétique du spectre du faisceau de photons.

La grande probabilité d'interaction des pions dans la cible NA14 permet d'éliminer le halo de muons en réduisant l'intensité du faisceau de protons, pour ne conserver que $3 \times 10^6 \pi^-/cycle$.

L'énergie de ces pions est mesurée par la partie amont du système d'étiquetage (fig. II-4).

5) Le faisceau de pions π^- "arrosé"

Afin de simuler exactement l'effet des muons du halo, en coïncidence fortuite dans le déclenchement avec une interaction hadronique, nous avons également travaillé avec le plein flux de protons, et sélectionné les pions π^- contenus dans le faisceau d'électrons.

L'ouverture du "neutron dump" est ajustée pour des π^- de 90 GeV, les électrons sont absorbés avant le radiateur par une brique de plomb, les derniers aimants à déflexion verticale sont coupés: on obtient une intensité de $2 \times 10^6 \pi^-/\text{cycle}$, accompagnés par le halo intense de muons.

6) Le halo en mode "collimateurs fermés"

On peut vérifier et améliorer les critères de réjection contre les muons dans les calorimètres, en ne sélectionnant que le halo. La fermeture complète de l'absorbeur de protons arrête toutes les particules, sauf les muons. Le prédéclenchement est limité à quelques éléments de BTC.

II. LE SPECTROMETRE NA14 (fig. II-5)

A part l'élimination des bruits de fond associés au faisceau, les contraintes imposées à la conception du spectromètre résultent immédiatement de la physique projetée:

- i) Une détection efficace des photons directs et des mésons π^0 de grand moment transverse nécessite une large acceptance angulaire (d'après la figure I-6: $5 < \hat{\theta} < 125^\circ$, soit $6.5 < \theta_{\text{LAB}} < 270 \text{ mrad}$ pour des photons incidents de 100 GeV). De plus, une très bonne discrimination entre photons et π^0 impose des calorimètres électromagnétiques de haute granularité, capables de distinguer 2 photons rapprochés de seulement 3 mrad (si $\theta_{\text{LAB}} = 30 \text{ mrad}$ et $E_{\pi^0} = 100 \text{ GeV}$) ou de 8 mrad (si $\theta_{\text{LAB}} = 90 \text{ mrad}$ et $E_{\pi^0} = 35 \text{ GeV}$). L'énergie minimum nécessaire pour reconstruire les π^0 est faible ($\sim 1 \text{ GeV}$).

ii) L'analyse des traces chargées doit respecter plusieurs contraintes:

- la cible expérimentale sera placée dans un aimant de manière à balayer les électrons $e^{\pm}$ de paires créés par les photons de basse énergie du faisceau
- la détection des jets de particules nécessite une grande couverture angulaire ($\sim \pm 150$ mrad)
- une protection efficace des calorimètres électromagnétiques et une reconnaissance des traces peu énergiques (~ 1 GeV) défléchies par le premier aimant, étendent cette acceptance jusqu'à 300 mrad
- des déclenchements spécifiques sur des hadrons chargés de grand moment transverse ou sur des mésons ϕ élastiques, imposent en plus une très bonne reconstruction de l'impulsion jusqu'à 100 GeV/c environ.

Un aimant disposant d'un bras de levier important est donc indispensable pour compléter une telle gamme cinématique.

La trajectoire des particules chargées est mesurée par un ensemble de chambres proportionnelles multifils (MWPC) situées de part et d'autre de cet aimant.

L'identification de ces traces est assurée:

- pour les électrons $e^{\pm}$: par les calorimètres électromagnétiques.
- pour les mésons $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$ et les protons: par un compteur Cherenkov à seuil.
- pour les muons: par un filtre à muons situé en fin de spectromètre.

1) La cible expérimentale

Un certain nombre d'exigences contradictoires sont à satisfaire:

- La cible doit être assez dense (faible longueur d'interaction) car la luminosité requise est importante
- Le matériau doit avoir une grande longueur de radiation pour limiter la production de paires électromagnétiques, et la cible sera courte, ce qui diminue d'ailleurs l'erreur sur la coordonnée longitudinale du vertex
- Un élément isoscalaire facilitera une mise en évidence éventuelle de l'asymétrie de charge des particules émises, le nombre de quarks cible u et d étant identique.

Le choix s'est donc porté vers une cible de ${}^6_3\text{Li}$ ($\rho = 0.464 \text{ g/cm}^3$), de 13.5 cm de longueur ($0.087 X_0$, $0.098 L_{\text{int}}$) et dont la section, adaptée à la géométrie du faisceau, a un diamètre de 6 cm.

Afin de déclencher plus sélectivement la prise de données, deux plans de scintillateur (trois en 1982) ont été installés juste derrière la cible de Lithium. Ils sont composés de 32 + 64 lattes verticales étroites ($L \times h \times l = 2 \times 138 \times 6 \text{ mm}^3$, $0.014 X_0/\text{plan}$). Chaque sortie de PM est discriminée au-dessus de 0.5 min.l. Le "OU" logique de toutes les voies d'un plan est mis en coïncidence avec celui de l'autre plan, pour imposer, dans le prédéclenchement, qu'au moins une particule chargée soit émise par la cible. La fine segmentation de ces plans permet également d'accroître la précision sur la position y du vertex, reconstruit par les programmes d'étiquetage ou de reconnaissance des traces chargées (TRIDENT). Cette cible de scintillateur contribue à environ 15% des interactions, comme on peut s'en rendre compte sur la figure II-6 où est représentée la distribution en x des vertex reconstruits.

En 85 jours de prise de données, avec des cycles SPS espacés de 12 secondes, la luminosité intégrée prédite est de $2.3 \times 10^{37} \text{ cm}^{-2}$. En fait, le taux de faisceau utile, le temps mort de l'acquisition, les inefficacités dues au filtrage et à l'analyse, ont conduit à une luminosité réelle de 1.7 événements/pbarn. On peut estimer à environ 3000 le nombre de photons Compton de $P_T > 2 \text{ GeV}/c$ détectés dans l'expérience.

2) Les deux aimants

Le centre de la cible de Lithium est placé 18 cm en aval du centre d'un aimant (AEG) de 1.65 m de longueur, et de $2.4 \times 1.2 \text{ m}^2$ de section yz. Le champ magnétique uniforme vertical (pour les traces chargées émises: $\int B dl = 1.4 \text{ T m}$) balaye tous les électrons $e^\pm$ du bruit de fond, de moins de 250 MeV.

Le deuxième aimant (Goliath) est implanté à 5.5 m de la cible (valeur centrale). Son important volume ($L \times l \times h = 3.6 \times 2.4 \times 1.2 \text{ m}^3$) et son champ magnétique vertical élevé ($\int B dl = 3.1 \text{ T m}$) permettent l'analyse des traces chargées les plus énergiques ($> 5 \text{ GeV}$) émises à moins de 160 mrad

en y, et à moins de 80 mrad en z. L'impulsion des particules de plus grand angle, ou de moins de 5 GeV, est mesurée grâce à l'aimant AEG et à la donnée du vertex précédemment reconstruit.

3) Les calorimètres électromagnétiques

Trois calorimètres électromagnétiques couvrant une grande acceptance angulaire (cf. fig. I-6) interceptent les photons et les électrons. "Olga" détecte les photons et les π^0 les plus énergiques (jusqu'à 100 GeV), émis entre 5° et 60° dans le référentiel du centre de masse photon-nucléon. Aussi est-il situé le plus loin de la cible, à 15.5 m, assurant ainsi un bras de levier suffisant pour l'analyse des traces chargées énergiques. Installé également en aval de Goliath, à 13.5 m de la cible, "Ilsa" couvre la région centrale latérale en y ($60 < \hat{\theta} < 95^\circ$), correspondant à des particules de moins de 45 GeV. Enfin la "Couronne" (à 2.5 m de la cible), calorimètre annulaire construit par le groupe de Strasbourg, complète l'acceptance vers l'arrière dans le système du centre de masse photon-nucléon ($65 < \hat{\theta} < 125^\circ$) pour les photons et π^0 de moins de 35 GeV. Le recouvrement angulaire de ces 3 calorimètres par rapport à la cible et à l'aimant Goliath est bien mis en évidence sur la figure II-7 où l'on peut se rendre compte, sur un quadrant, de la granularité des trois détecteurs.

Bien que la Couronne et Olga aient une structure comparable: convertisseur- 2 plans yz lattes de scintillateurs- mosaïque verre au plomb, leur éloignement très différent par rapport à la cible (un facteur 6) rend la granularité angulaire des blocs de la Couronne bien moins bonne que celle d'Olga. Seul le maillage des scintillateurs de la Couronne ("Kali") permet de compenser ce manque de résolution spatiale, mais non de résolution en énergie pour les π^0 . De plus le convertisseur de la Couronne est passif, et non actif comme celui d'Olga. Aussi le traitement de la Couronne, dont les résultats constituent le cadre de ce travail, est-il plus délicat. Il sera traité à part dans le chapitre suivant.

Les deux calorimètres aval ont déjà été décrits dans les thèses d'E.AUGE (Aug83) pour Olga et de C.SEEZ pour Ilsa (See83). Le tableau II-2 spécifie les caractéristiques et les performances des 3 détecteurs.

TABLEAU II-2: Caractéristiques des calorimètres électromagnétiques

| | OLGA | ILSA | COURONNE |
|---|--|---|---|
| Distance de la cible (m) | 15.5 | 13.5 | 2.5 |
| Acceptance angulaire (mrad) | 6.5-80 | 80-150 | 90-270 |
| * (°) | 5-60 | 60-95 | 65-125 |
| Energie max des γ, π^0 (GeV) | 100 | 45 | 35 |
| Distance minimum entre
2 γ à résoudre (cm) | 4.2 | 9 | 1.9 |
| Convertisseur | actif
3Xo verre
au plomb | actif
4.5Xo plomb-
scint. | passif
4.5Xo plomb |
| Détecteur de position | deux plans croisés YZ de lattes de scintillateur | | |
| | PENELOPE | ARIANE | KALI |
| Dimensions HxV (m ²) | 2.30x2.73 | 4 quadrants de 1x1
centre à $(\pm 1.5) \times (\pm 0.7)$ | externe: 1.60x1.74
trou central: .74x.42 |
| Largeur des lattes (cm) | 1.5 | 1.5 | 0.8 |
| Nombre de voies H+V | 360+360 | 67+67/quad. | 400+410 |
| Nature du calorimètre | verre au plomb | plomb-scint. | verre au plomb |
| Taille des cellules (cm ²) | 14.4x14.4 | 25x25
en projection | 9.3x9.3 |
| Profondeur | 18.5 Xo | 14.5 Xo | 14.8 Xo |
| Nombre de cellules | 337 | 4 plans de 4 lattes
/quad. | 192 |
| Veto chargé | scint. | scint. | MWPC |
| Energie min. mesurée (GeV) | 1.5 | 1.5 | 0.85 |
| Largeur (σ) du π^0
(si $P_T > 2$ GeV/c) (MeV) | 8.5 | 12.7 | 16 |
| Masse du η
(erreur statistique) (MeV) | 546 ^{+0.5} | --- | 544 ⁺⁵ |
| E/P des électrons | 0.98 | 0.98 | 1.05 ^{+0.03} |
| Résolution en temps (ns) | 1.7 | 2.0 | 1.7 |

* dans le référentiel du centre de masse photon-nucléon, pour un photon incident de 100 GeV

Le convertisseur actif d'Olga, constitué de 2×19 demi-rangées de verre au plomb, initie les gerbes électromagnétiques dans 3 longueurs de radiation. Deux plans croisés de $360 + 360$ lattes de scintillateur (Penelope) permettent la mesure, par reconstruction du barycentre des gerbes, de la position des photons incidents. La mosaïque des 337 blocs de verre au plomb (Olga: $18.5X_0$) collecte l'énergie déposée. 5 cellules centrales d'Olga ont été retirées, car trop proches de l'axe du faisceau (les 2 demi-rangées correspondantes ne participent pas au déclenchement). De même que pour la Couronne, les π^0 de grand P_T détectés dans Olga se présentent le plus souvent en 2 photons rapprochés dont les gerbes électromagnétiques se mélangent dans des cellules de verre au plomb voisines. Une méthode de résolution des énergies déposées, basée sur un modèle d'étalement latéral des gerbes, a été développée. Ce même modèle est utilisé pour discriminer les photons des hadrons. Détectant les photons sur une très grande plage d'énergie (entre 1.5 et 100 GeV), la linéarité de la réponse du verre au plomb pose un problème spécifique à Olga. Une fonction de correction de la linéarité a été calculée, qui est justifiée par la stabilité des signaux π^0 , et e^+ observés. Ce calorimètre est dans une région cinématique où le P_T et le P_L des photons Compton sont décorrélés (cf. fig. I-6 si $X > 0.1$).

Ilsa est un sandwich Plomb-scintillateur réparti en 4 quadrants ($1 \times 1 \text{ m}^2$ chacun) qui complètent à gauche et à droite l'acceptance d'Olga. Après un préconvertisseur de Plomb ($1X_0$), chaque quadrant est constitué de 4 modules calorimétriques successivement croisés. Ces modules sont divisés en 4 bandes de $25 \times 100 \text{ cm}^2$, donnant une granularité de $25 \times 25 \text{ cm}^2$, et totalisant 18 longueurs de radiation. Le détecteur yz de position (Ariane) a un pas identique à Penelope. Deux modules croisés supplémentaires de scintillateur contribuent au déclenchement. La réjection des hadrons neutres est assurée par une coupure sur l'étalement longitudinal du signal. Enfin, comme pour Olga et contrairement à la Couronne, Ilsa dispose en amont d'un hodoscope segmenté qui protège chaque module de détection contre les particules chargées. Situé à une distance de la cible comparable à celle d'Olga, mais dans une région cinématique très différente, les π^0 détectés par Ilsa se présentent en 2 photons bien séparés. Ce signal de π^0 , ainsi que le signal d'électrons (obtenu par la validation de la réponse du calorimètre et du veto chargé avec une trace reconstruite par TRIDENT), confirment la bonne calibration et la linéarité du détecteur.

La calibration des 3 calorimètres suit une procédure analogue: un premier ajustement réalisé avec les muons du halo, puis une calibration fine, renouvelée à chaque période de prise de données, à l'aide du lot même de π^0 reconstruits. Le suivi de cette calibration est réalisé par monitoring (lampes au Xenon ou diodes électroluminescentes). Enfin le signal de PM de chaque voie de détection est enregistré par un ADC (digitiseur de charge). Les signaux des cellules de verre au plomb; ou des bandes de scintillateur d'Ilsa, sont corrélés en temps avec l'interaction à l'aide de TDC (digitiseurs de temps).

4) Les chambres proportionnelles multifils (MWPC)

Disposées en amont et en aval de Goliath, totalisant 71 plans de fils, elles assurent la mesure de la trajectoire des particules chargées émises jusqu'à 300 mrad. Une zone insensible horizontale évite aux chambres amont d'être saturées par le bruit de fond des paires électromagnétiques défléchies par l'AEG, émises essentiellement à moins de 3 mrad. Seules 5 petites chambres, disposant d'une électronique rapide, permettent la reconnaissance des traces émises à faible angle avant Goliath. En faisceau de photons à flux atténué, ou en faisceau de pions, la zone morte horizontale peut être réactivée.

La trajectoire des muons, responsables de déclenchements fortuits, est codée, car la porte de lecture des MWPC (120ns) recouvre celle des calorimètres.

La grande chambre d'Orsay (doublée en octobre 83), située juste en amont de la Couronne, étend la détection des traces chargées jusqu'à 300 mrad et couvre complètement le calorimètre sans ombre portée. Comme la Couronne ne dispose pas d'un plan d'hodoscoptes segmentés qui la protégerait contre les particules chargées, cette grande chambre est indispensable lors de la reconstruction des traces pour identifier les déclenchements chargés.

Le tableau II-3 résume les caractéristiques des chambres proportionnelles.

TABLEAU II-3: Caractéristiques des chambres proportionnelles multifils

| TYPE | CPK | RAPIDE | ORSAY | GCPK | NEUTRINO
(installées
en oct.83) |
|--------------------------------------|-------------------------|-----------------------|------------------------|----------------------|---------------------------------------|
| Nombre | 6 | 5 | 4 | 3 | 3 |
| Distance du centre
de l'AEG (m) | 1.0 | 1.4 | 2.0 | 7.8 | 14.0 |
| | 1.1 | 1.6 | 8.1 | 9.4 | 14.3 |
| | 1.3 | 1.7 | 8.8 | 9.8 | 14.6 |
| | 3.2 | 3.0 | 9.0 | | |
| | 3.4 | 3.1 | | | |
| | 3.5 | | | | |
| Dimensions yz(m ²) | 1.79x0.73 | .26x.21 | 3.6x1.5 | 3.11x2.15 | 4.33x3.75 |
| Zône insensible
horizontale (Δz) | 5 cm au
centre | non | 5 cm | non | non |
| | 12 cm aux
extrémités | | | | |
| Plans/chambre | 4 | 2 | 4 | 4 | 3 |
| Orientation des plans
(degrés)* | 104/90/0/14 | 60/90
ou
90/120 | 90/60/120/90 | 104/14/90/0 | 60,120,0 |
| Nombre de fils/plan | 768/896/
368/576 | 256 | 1792/1536
1536/1736 | 1024/896
1024/704 | 1230 |
| Distance inter-fil (mm) | 2 | 1 | 2 | 3 | 3 |
| Porte de lecture (ns) | 120 | 50 | 120 | 120 | 120 |

*l'axe horizontal est à 0 degré, l'ordre suit l'axe du faisceau

5) Le compteur Cherenkov

L'identification des hadrons chargés émis dans les jets est essentielle pour approfondir notre compréhension des mécanismes de production (spectroscopie, corrélation entre le type de particule et la saveur du quark diffusé). Aussi un compteur Cherenkov à seuil a-t-il été installé entre Goliath et Olga.

Sa structure segmentée permet de résoudre des traces rapprochées issues d'un même jet: 48 miroirs (un PM par miroir) sont répartis en quadrants de 2 rangées chacun et couvrent une section yz variant de $32 \times 43 \text{ cm}^2$ au centre, à $51 \times 72 \text{ cm}^2$ aux extrémités. Soit une surface totale de $4.76 \times 2.34 \text{ m}^2$, à 13.0 m de la cible, qui recouvre l'acceptance des calorimètres avals. La zone morte horizontale a une hauteur de $\pm 2.5 \text{ cm}$.

Comme la multiplicité des traces chargées traversant Goliath est faible (2.5 en moyenne), la probabilité d'avoir 2 traces dans la même cellule est négligeable.

Avec de l'air comme radiateur, le seuil de détection des mésons π^+ (6 GeV) correspond aussi à la coupure appliquée par l'aimant Goliath, le seuil de détection des mésons K^+ étant à 21 GeV, celui des protons à 40 GeV.

L'efficacité du Cherenkov, déduite des électrons observés dans Olga, est de 99% (Deb85). Les plages de détection utilisées dans l'analyse sont présentées dans le tableau II-4.

TABLEAU II-4: Plage d'identification du Cherenkov

| P (GeV) | 6 | 8-18 | 24-40 | 40 |
|---|------------|----------|-------------|---------------|
| Particules donnant
de la lumière | e | e- π | e- π -K | e- π -K-p |
| Particules ne donnant
pas de lumière | π -K-p | K-p | p | --- |

6) Les hodoscopes de prédéclenchement et de protection anti- μ

Ce sont des compteurs à scintillation, segmentés, qui interviennent dans le premier niveau de déclenchement de la prise de données. En suivant l'axe du faisceau, on distinguera (fig. II-5 et II-9):

- **le μ veto amont:** situé 3.5 m en amont de la cible, il est constitué de 16 lattes de scintillateur, qui couvrent complètement les dimensions de la Couronne et de l'hodoscope G1. Dans le prédéclenchement, utilisé avec une porte étroite de 30 ns, une moitié (haut ou bas) est mise en anticoincidence avec la moitié correspondante de G1, afin d'éliminer une fraction des muons du halo qui simuleraient une trace chargée provenant de la cible.

Les lattes de cet hodoscope recouvrent chacune 2 demi-rangées de blocs de la Couronne. De plus, leur réponse est codée avec une porte de lecture plus large (100 ns de 1982 à août 1983, puis 50 ns) qui englobe le signal de déclenchement Couronne (± 25 ns). Elles sont donc aussi prises en compte lors du filtrage des événements à grand P_T pour protéger localement le calorimètre contre les muons.

- **le veto chargé:** dans l'axe du faisceau, 1.0 m avant la cible, une latte de scintillateur de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ permet la réjection des dernières particules chargées accompagnant le faisceau (seuil de discriminateur à 2 min.1).
- **les μ veto de filtrage:** ils ne participent pas au prédéclenchement, mais sont pris en compte dans le filtrage des données Couronne. On distingue 2 plans de détection:
 - a) un premier μ veto ("Saclay") situé 2 m avant la cible: cet hodoscope constitué de grandes lattes horizontales de scintillateur (120 cm de long, porte de 40 ns) étend la couverture anti- μ loin des bords de la Couronne. Mais sa probabilité de rejet fortuit est importante et il n'a été utilisé qu'en août 1983.
 - b) le μ veto aval situé 1 m après la cible: contre la paroi de l'AEG, 12 lattes verticales de scintillateur, de $27 \times 52 \text{ cm}^2$ chacune, sont utilisées localement avec une porte de 100 ns. Ces lattes éliminent les déclenchements fortuits dus à des gerbes électromagnétiques initiées par des muons dans la culasse de l'AEG. Mais par crainte d'éliminer

les bonnes topologies où l'une des particules chargées traverserait l'AEG à même hauteur que le neutre dans la Couronne, ce μ veto n'a été utilisé qu'en 1982.

- **l'hodoscope G1:** 1.85 m en aval de la cible, ce sont 2 plans accolés de 80 lattes verticales de scintillateur, se recouvrant par moitié, et de surface totale $yz = 108 \times 115 \text{ cm}^2$. Les signaux de PM sont discriminés au-dessus de 0.5 min.l (porte de 10 ns). Séparé en 2 parties haut et bas, distantes de 5 cm, G1 interdit une large fraction des événements associés à une paire électromagnétique.

En septembre 1983, les voies de G1 ont été couplées à un TDC. Le temps de l'interaction est déduit de la réponse du plus grand nombre de voies adjacentes touchées (fig.II-10). Dans le programme d'étiquetage ce temps de référence permet de choisir la meilleure solution. Dans le programme d'analyse exclusive, on ne retiendra que les traces chargées qui, extrapolées dans le plan de G1, ont un temps comparable.

- **les hodoscopes G2H et G2V:** Ce sont 2 plans d'hodoscopes situés derrière Goliath:
 - * G2H: à 7.5 m de la cible, 8 lattes horizontales par quadrant, surface totale $yz = 240 \times 111 \text{ cm}^2$, porte de 15 ns
 - * G2V: à 8.3 m de la cible, 6 lattes verticales par quadrant, surface totale $yz = 240 \times 156 \text{ cm}^2$, porte de 10 ns

Une ouverture dans le plan horizontal (5 cm de haut pour G2H, 6 cm pour G2V), laisse le passage aux paires électromagnétiques.

La coïncidence d'une moitié haut ou bas avec la moitié correspondante de G1 signalera une trace chargée énergétique traversant Goliath. Un déclenchement spécial, requérant à la fois une coïncidence en haut et en bas, servira à la normalisation des données.

III. LE DECLENCHEMENT

Le déclenchement de l'expérience NA14 s'opère à deux niveaux car nous désirons:

- i) minimiser le taux de déclenchements fortuits dus à la production de paires électromagnétiques ($\sim 10^6/\text{cycle}$) qui simulent deux traces chargées provenant

de la cible expérimentale; et réduire la contamination dans les calorimètres due aux muons du halo ($\sim 10^6 \mu/m^2/\text{cycle}$) en coïncidence fortuite avec une interaction hadronique.

- ii) avoir un prédéclenchement assez lâche pour pouvoir accepter ensuite, avec une très bonne efficacité, les différents déclenchements associés aux différents types de physique qui nous intéressent (production de γ et de π^0 à grand P_T , de traces chargées à grand P_T , ou de mésons ψ).

Un rejet efficace d'un taux de fortuits aussi important implique un prédéclenchement rapide, afin de ne pas encombrer inconsidérément le temps d'acquisition. Il faudra donc employer des hodoscopes segmentés de compteurs à scintillation, permettant de disposer de portes de lectures étroites.

Le déclenchement final, nécessitant une logique plus élaborée et des compteurs plus lents, interviendra à un deuxième stade.

1) Le prédéclenchement

L'acquisition de données de l'expérience est assurée par un ordinateur DEC PDP 11-45. Quand celui-ci est disponible, le signal de prédéclenchement est distribué comme porte d'ouverture dans les différents registres électroniques qui sont lus (ADC, TDC, codeurs...). Les prédéclenchements suivants sont ignorés. La durée du prédéclenchement (500 ns après l'interaction) permet de réaliser en parallèle le déclenchement de deuxième niveau. La coïncidence des deux signaux forme le déclenchement final. Dans ce cas, l'événement est écrit sur bande magnétique. Sinon, le PDP 11-45 réinitialise tous les modules électroniques et attend le prédéclenchement suivant.

Le temps mort de l'acquisition est gouverné par le temps de lecture des registres (8 ms par événement) mais aussi par leur temps de remise à zéro (5 μ s par prédéclenchement). Avec 25000 prédéclenchements par cycle SPS (durée du déversement ~ 2.0 s) 150 déclenchements finaux sont formés dont 90 sont écrits sur bande magnétique.

Le prédéclenchement est obtenu par la coïncidence de:

- V1.H4: ces deux hodoscopes d'étiquetage situés de part et d'autre du radiateur signalent le passage d'un électron énergétique.
- BTC: les deux compteurs donnent le temps de référence de l'interaction (avec une précision inférieure à 1 ns) et signalent qu'un photon énergétique de plus de 50 GeV arrive sur la cible.
- Vêto chargé: élimine les interactions dans la cible provoquées par les dernières particules chargées accompagnant le faisceau
- Cible scintillateur: signale qu'au moins une particule chargée a été émise par la cible
- Deux conditions d'hadronicité sont ensuite envisagées:
 - i) soit 2 coups dans le même hémisphère de l'hodoscope G1 (haut ou bas)
 - ii) soit 1 coup dans G1, mais également 1 coup dans le même hémisphère des hodoscopes G2H et G2V.
- Le μ veto amont: l'événement est refusé si un muon du halo est signalé dans le même hémisphère que la trace observée dans G1.

La porte très étroite des différents hodoscopes en coïncidence (10 ou 15 ns) limite le taux de prédéclenchements fortuits. La porte du μ Veto amont (30 ns) ne peut être élargie par crainte de rejeter de bons événements.

L'ouverture dans le plan horizontal des hodoscopes G1-G2 élimine les paires électromagnétiques, mais détermine aussi l'acceptance du prédéclenchement aux interactions inélastiques produisant des particules chargées. Cette ouverture est donc très réduite, et le taux d'hadronicité du prédéclenchement n'est que de 10%. Ceci n'est pas gênant car le déclenchement de deuxième niveau est très sélectif.

La plus faible multiplicité des événements Compton QED (un seul jet) impose de ne demander qu'une interaction hadronique minimale: soit 2 particules chargées défléchies à grand angle (condition i), soit une particule chargée traversant Goliath (condition ii). D'après la figure II-11, l'acceptance du prédéclenchement est de 95% environ dans ces conditions, sauf à la limite de l'espace de phase ($X_L > 0.7$) où la section efficace Compton est plus faible. Pour des événements Compton QCD (2 jets), l'acceptance est encore meilleure.

2) Le déclenchement final

Il est réalisé par la coïncidence du prédéclenchement avec l'un de ces déclenchements de deuxième niveau:

A) Le déclenchement γ , π^0 , $e^\pm$ à grand P_T :

La granularité des calorimètres permet de réaliser un déclenchement sur des gerbes électromagnétiques de grand moment transverse, plutôt que sur une énergie transverse totale déposée. Ce déclenchement est simplement obtenu en demandant que l'énergie déposée dans un bloc de verre au plomb d'Olga ou de la Couronne, ou dans des lattes croisées de scintillateur d'Ilse, corresponde à un moment transverse supérieur à 0.9 GeV/c. Dans le cas d'Olga, afin de réduire le taux de déclenchements chargés, on requiert également une énergie supérieure à 0.3 GeV dans le barreau correspondant de convertisseur actif; mais le veto chargé n'est pas utilisé, pour ne pas éliminer les électrons $e^\pm$.

Bien que la diffusion profondément inélastique de photons ne se révèle qu'à des moments transverses supérieurs à 2.5 GeV/c, on doit appliquer une coupure en P_T au moins deux fois plus basse car une gerbe électromagnétique peut s'étaler sur plusieurs cellules voisines, alors que le P_T apparent n'est calculé que pour les cellules individuelles. On préserve ainsi la meilleure efficacité de détection pour des événements rares, bien que le nombre d'événements acquis soit plus grand.

Le déclenchement de la Couronne sera décrit plus en détail au chapitre suivant.

B) Le déclenchement chargé à grand P_T

Installée à la sortie de Goliath, la chambre à Damier est une chambre proportionnelle à lecture cathodique. Les plans de cathode sont segmentés homothétiquement à la cible et aux lattes du veto d'Olga. A chaque événement, un processeur rapide (CAB) associe chacune des 30 cases du damier

avec 16 combinaisons de lattes d'Olga Veto. Il ne retient que les coïncidences correspondant à un même angle vertical, et telles que le moment transverse estimé de la trace soit supérieur à 1.5 GeV/c. Après extrapolation dans le plan de l'hodoscope G1 et calcul de la coordonnée "y" prédite, le déclenchement n'est réalisé que si la latte correspondante de G1 a répondu. A partir de septembre 1983, le calcul de l'angle vertical était également contraint par la chambre proportionnelle D0Z, proche de l'AEG.

La région cinématique pour laquelle l'acceptance de ce déclenchement est supérieure à 10%, est définie par $P_T > 1.5$ GeV/c et $10 P_T < P_L < 20 P_T$.

C) Le filtre à muons

La photoproduction de mésons ϕ se désintégrant en paire de muons $\mu^+\mu^-$ offre la possibilité d'étudier la validité de la chromodynamique quantique dans son développement perturbatif, et ceci jusqu'à l'ordre α_s^2 (Leg85).

Aussi a-t-on disposé un identificateur de muons en fin de spectromètre, derrière Olga. Il est constitué de deux plans horizontaux et d'un plan double vertical d'hodoscopes segmentés répartis en 4 quadrants, et installés derrière 3.8 m de fer qui absorbent toutes les autres particules (le premier plan H1H est localisé derrière 1.2 m de fer):

- H1H: 36 lattes horizontales de 180×18 cm², à 18 m de la cible
- H3H: 32 lattes horizontales de 219×18 cm², à 22 m de la cible
- H3V: 72 lattes verticales de 18×145 cm², se recouvrant par tiers, à 23 m de la cible
- un troisième plan horizontal (H3R) ne sert que pour le déclenchement, il recouvre par tiers H3H.

La demande d'une coïncidence entre 3 plans horizontaux homothétiques à la cible valide le déclenchement sur un ou plusieurs muons émis à moins de 80 mrad.

Comme ces voies sont bien segmentées et qu'une de leur porte de lecture a une largeur (160 ns) qui englobe bien celle des calorimètres, elles sont prises en compte lors du filtrage calorimétrique local contre les muons fortuits.

CHAPITRE III

LE CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE KALI-COURONNE

I. CONTRAINTES

Ce calorimètre permet d'étendre en arrière, dans le référentiel du centre de masse photon-nucléon, l'acceptance aux photons directs et aux mésons neutres π^0 et η ($65^\circ < \hat{\theta} < 125^\circ$, soit $90 < \theta_{\text{LAB}} < 270$ mrad, cf. fig. I-6), complétant ainsi le domaine angulaire couvert par les calorimètres Olga et Ilsa.

La détection des photons nécessite une très bonne granularité, afin de minimiser le bruit de fond des π^0 .

Une simulation de l'émission de photons Compton dans la Couronne montre que l'énergie maximale des photons à détecter avec un taux raisonnable est de 35 GeV environ. De plus, les dimensions des autres calorimètres et de l'aimant Goliath, déjà en place, contraignent la Couronne à se placer à 2.5 m de la cible expérimentale. On peut donc en déduire la granularité du détecteur de position (Kali) nécessaire pour détecter les π^0 les plus énergiques: un π^0 de 35 GeV se désintégrera symétriquement en 2 photons distants de 1.9 cm seulement dans Kali.

Pour rester dans des limites de prix raisonnables, tout en disposant d'une bonne résolution en énergie, le choix du calorimètre s'est porté sur un système convertisseur-détecteur de position (Kali)- verre au plomb (Couronne). Mais la nécessité d'une très bonne séparation photon-photon impose d'utiliser un convertisseur dense, et donc passif, privilégiant la granularité au détriment de la résolution en énergie (cf. Blo82).

II. DESCRIPTION

Le détecteur, représenté sur la figure III-1, a des dimensions latérales de $170 \times 160 \text{ cm}^2$. L'ouverture centrale $h \times v$ ($74.4 \times 42 \text{ cm}^2$) est homothétique à l'aimant Goliath et aux 2 autres calorimètres (cf. fig. II-7). On distingue:

1) Le convertisseur passif

C'est une plaque de plomb de 2.5 cm d'épaisseur; soit 4.5 longueurs de radiation (X_0), suffisantes pour convertir 97% des photons incidents et assez peu absorbantes pour pouvoir détecter les photons peu énergiques jusqu'à environ 0.8 GeV.

L'énergie perdue dans le convertisseur n'est pas directement mesurable, elle sera déterminée en utilisant la corrélation entre les réponses du scintillateur et du verre au plomb (cf. parag. III-2)

2) Le détecteur de position (KALI)

Ce sont 810 compteurs à scintillation croisés (400H, 410V) répartis en 4 quadrants. Les barreaux ont 8 mm de large, 1 cm d'épaisseur, une longueur comprise entre 48.4 et 85.6 cm. Les caractéristiques du scintillateur NE110 choisi sont résumées dans le tableau III-1. Une simulation utilisant le programme EGS (For78) montre que, pour une largeur de 8 mm, quand deux photons issus d'un π^0 de 10, 20 ou 30 GeV sont distants de plus de 1.3 cm dans une des projections, l'efficacité de détection des 2 impacts est supérieure à 50%, ce qui rend possible la détection des π^0 jusqu'à environ 35 GeV.

La longueur d'atténuation de chaque barreau a été systématiquement mesurée dès la sortie de l'usinage: sa valeur moyenne est de 110 cm. En fait, pour tenir compte de la réflexion de la lumière en bout de scintillateur emballé dans de l'aluminium, l'atténuation est paramétrisée sous la forme:

$$F_{ATT}(x) = \exp \left(- \frac{x}{A1} + \left(\frac{x}{A2} \right)^2 \right) \text{ où } \begin{aligned} A1 &= 111 \text{ cm } (\sigma = 41 \text{ cm}) \\ A2 &= 128 \text{ cm } (\sigma = 36 \text{ cm}) \end{aligned} \quad (III-1)$$

Chaque voie est couplée à un photomultiplicateur Hamamatsu 931A (tableau III-2), protégé du champ de fuite de l'aimant Goliath (environ 50 Gauss) par un blindage spécial de mu-métal. Pour réduire le prix de revient, 5 compteurs sont connectés en parallèle sur la même voie de haute tension, fixée à 800 V.

La réponse anodique est convertie, après 100 m de câble RG58, par un ADC Lecroy 2282A (12 bits, 0.25 pC/canal, porte de lecture effective de 100 ns de large). Le processeur Lecroy 2280 associé garde en mémoire les pedestaux, les soustrait à chaque événement et comprime les données converties, avant lecture par le système d'acquisition.

3) La mosaïque de verre au plomb (Couronne)

Les 192 blocs de verre au plomb (cf. tableau III-3) sont larges de $9.3 \times 9.3 \text{ cm}^2$ et longs de 25 cm : avec le convertisseur passif, les 19.3 longueurs de radiation au total absorbent 98% de l'énergie d'un photon de 40 GeV.

32 blocs de verre au plomb sont insérés dans 4 boîtes qui délimitent l'extension latérale du trou central. Dans le plan horizontal, une zone morte de 2 cm de haut laisse le passage aux paires électromagnétiques accompagnant le faisceau.

Les blocs sont inclinés verticalement de 120 mrad, ce qui leur permet de pointer approximativement vers la zone d'interaction. De plus, dans les boîtes, une inclinaison horizontale de 160 mrad est réalisée. On notera que Kali débordé de la Couronne de 10 cm, ce qui permet d'étendre la détection des photons issus de π^0 asymétriques jusqu'à 320 mrad.

Chaque voie est couplée à un phototube Philips XP 2030 (tableau III-2). Le signal d'anode est converti par un ADC Lecroy 2249A (10 bits, 0.25 pc /canal). La largeur de la porte de lecture (130 ns) est adaptée à l'impulsion anodique délivrée par des photons énergiques ou par des signaux de diode après 100 m de câble RG58. Une largeur plus grande augmenterait considérablement la probabilité d'enregistrement fortuit d'un muon du halo.

Le signal de dynode est discriminé, afin d'utiliser la réponse en énergie du verre au plomb pour déclencher la prise de données (cf. parag. IV). La haute tension de chaque phototube est donc ajustée de manière à équilibrer l'ensemble de la mosaïque (40 MeV/canal d'ADC, soit une saturation à 40 GeV qui est l'énergie limite des photons à détecter).

La réponse des ADC's à des impulsions électriques de charge croissante a été mesurée. Une fonction empirique de correction à la linéarité en a été déduite: elle est de 25% à 1 GeV, inférieure à 7% au-delà de 10 GeV.

Les pedestaux des ADC's sont actualisés régulièrement et catalogués par l'ordinateur auxiliaire PDP 11-60 de l'expérience. La soustraction est réalisée en ligne par un module CAMAC "AX+B", la réponse étant retenue et compactée par un autre module "IRP" (In Range Processor) si la valeur trouvée est supérieure à 2 canaux d'ADC. Une mise à jour périodique des pedestaux est importante si l'on veut une bonne résolution aux basses énergies (une erreur de 2 canaux d'ADC entraîne une erreur de 11% sur l'énergie mesurée d'un photon incident de 1 GeV, déposant 700 MeV dans le verre au plomb).

4) Le système de monitoring: (décrit sur la figure III-2)

Il permet:

- de vérifier à tout moment que les 1000 voies du calorimètre sont en bon état de marche
- de contrôler la constance de la réponse de chaque voie, ou de connaître leur évolution au cours du temps (avec une précision d'environ 5%).

6 projecteurs de 55 diodes électroluminescentes rouge orangées chacun (Hewlett Packard 5082-4658) ont été spécialement conçus. Ils illuminent entre deux bouffées de faisceau l'ensemble du détecteur. La lumière est transmise à chaque voie par des fibres optiques flexibles (Schott LKF1).

L'implantation des fibres de verre est telle que la lumière doit faire un aller-retour dans les compteurs avant de parvenir aux phototubes. Les signaux sont enregistrés deux ou trois fois par cycle comme des données normales, permettant de tester toute la chaîne de détection.

Un compteur de référence (RTC 56 AVP, tableau III-2), lui même stabilisé en fonction de sa réponse à une source radioactive β (^{106}Ru), contrôle le signal délivré par les projecteurs dont l'intensité lumineuse est automatiquement ajustée. Le système d'asservissement des projecteurs et de la haute tension du compteur de référence est géré par un microprocesseur.

TABEAU III-1: CARACTERISTIQUES DU SCINTILLATEUR NE110

| TYPE | DENSITE | INDICE DE REFRACTION | RENDMENT LUMINEUX (% ANTHRACENE) | CONSTANTE DE TEMPS | LONGUEUR D'ONDE D'EMISSION MAX. | $\frac{Nb \text{ d'at H}}{Nb \text{ d'at C}}$ |
|--|---------|----------------------|----------------------------------|--------------------|---------------------------------|---|
| Plastique | 1.032 | 1.58 | 60 | 3.3ns | 434 nm | 1.104 |
| "longueur d'atténuation" moyenne mesurée = 110cm | | | | | | |

TABEAU III-2: CARACTERISTIQUES DES PHOTOMULTIPLICATEURS DU CALORIMETRE

| PM | REPOSE SPECTRALE (nm) | EFFICACITE QUANTIQUE | Nb DE DYNODES | GAIN | TEMPS DE MONTEE (ANODE) | TEMPS DE TRANSIT | STABILITE EN GAIN |
|-----------------|-----------------------|----------------------|-----------------|-------------------------------|-------------------------|------------------|-------------------|
| Philips XP 2030 | 275 - 700 | 35 %
à 400 nm | 10 (persiennes) | | 9ns | 57ns | 1 % |
| Hamamatsu 931A | 300 - 650 | 15.2 %
à 400 nm | 9 (circulaires) | 2.5×10^6
à -1000V | 2.6ns | 26ns | 0.1 % |
| RTC | 275 - 650 | 17 %
à 437 nm | 14 (linéaires) | 3×10^7
à -1800 V | 2.1ns | 46ns | 1 % |

TABEAU III-3: CARACTERISTIQUES DU VERRE AU PLOMB SOVIREL (E05-25)

(CEREN 17, EQUIVALENT AU SF6)
Composition: SiO_2 (26.8%), Pbo (70.5%),...
Indice de réfraction (à 400 nm) 1.867
Densité 5.18 g/cm³
Coefficient de transmission
à 400 nm (sous 9.3 cm) 34%
Longueur de radiation 1.69 cm

III. CARACTERISTIQUES

La réponse du calorimètre à la gerbe électromagnétique d'un photon ou d'un π^0 incident est visualisée sur la figure III-3. Il est clair que la réponse du scintillateur est indispensable pour mettre en évidence les deux impacts associés au π^0 énergétique, ceux-ci étant confondus dans les cellules de verre au plomb.

Nous allons maintenant passer en revue les caractéristiques de la Couronne, telles qu'elles sont déduites des données acquises en faisceau test d'électrons d'énergie E fixée, ou en faisceau de photons NA14.

1) Résolution sur la position

A partir d'un faisceau d'électrons de 10 GeV bien collimé (diamètre de 3 mm), le calcul du barycentre des gerbes électromagnétiques traversant le scintillateur donne une résolution: $\sigma_y = \sigma_z = 2.5 \pm 0.2$ mm (III-2) en accord avec la valeur prédite pour des barreaux de 8 mm de large ($8/\sqrt{12} = 2.3$ mm).

2) Résolution sur l'énergie

En l'absence de convertisseur, pour des électrons incidents de 1 à 10 GeV, la résolution sur l'énergie mesurée dans le verre au plomb est excellente:

$$\sigma/E = 2.0 + 3.2/\sqrt{E} \quad (\%) \quad (E \text{ en GeV, cf. fig. III-4}) \quad (\text{III-3})$$

Mais l'adjonction du convertisseur passif (4.5 Xo) dégrade cette résolution:

$$\sigma/E = 1.5 + 18.3/\sqrt{E} \quad (\%) \quad (\text{III-4})$$

En fait l'énergie des électrons (ou photons) incidents peut être décomposée sous la forme:

$$E = E_c + E_{sc} + E_{vpb} \quad (E_{mes} = E_{sc} + E_{vpb})$$

où E_c est l'énergie absorbée dans le convertisseur passif

E_{sc} est l'énergie déposée dans les deux plans de scintillateur
(1 min.l = 1.5 MeV/cm)

E_{vpb} est l'énergie mesurée dans le verre au plomb

On peut calculer brutalement l'énergie incidente d'après la seule information du verre au plomb, mais avec la résolution précédente (III-4):

$$E = \frac{E_{vpb} \text{ Log } 10 E_{vpb}}{\text{Log } 10 E_{vpb} - 0.666} \quad (\text{énergies en GeV}) \quad (\text{III-5})$$

En estimant l'énergie E_c perdue dans le convertisseur, la résolution sur l'énergie E calculée sera améliorée. En effet, les énergies déposées dans le scintillateur et le verre au plomb sont corrélées, pour une énergie E fixée (fig. III-5). On en déduit la relation:

$$\frac{E - E_{mes}}{E_{mes}} = \frac{E_c}{E_{mes}} = a \frac{E_{sc}}{E_{mes}} + b$$

En fait les paramètres a et b dépendent eux-même de l'énergie E incidente:

$$a = a_0 E + a_1, \quad b = b_0 E + b_1$$

Les données en faisceau d'électrons conduisent à une première expression de E , qui est ensuite optimisée d'après l'étude des π^0 observés en faisceau de photons. On obtient finalement:

$$E = \frac{9.1 E_{sc} + 1.36 E_{vpb}}{1 - 0.7 E_{sc} + 0.19 E_{vpb}} \quad \text{si } E < 1.5 \text{ GeV} \quad (\text{énergies en GeV})$$

$$E = \frac{7.0 E_{sc} + E_{vpb}}{1 - 0.25 E_{sc}} \quad \text{si } E > 1.5 \text{ GeV} \quad (\text{III-6})$$

La résolution en énergie obtenue par cette formule est bien meilleure que précédemment:

$$\sigma/E = 14.7/\sqrt{E} - 1.6 (\%) \quad \text{si } 1 < E < 10 \text{ GeV} \quad (\text{III-7})$$

On peut se rendre compte de l'intérêt de cette méthode en comparant les deux spectres de masse invariante $\gamma\gamma$ de la figure III-6, obtenus sur le même lot de π^0 incidents ($E_{\pi^0} > 7 \text{ GeV}$). La mise à profit de la corrélation Kali-Couronne réduit de 30% la largeur du π^0 observé.

3) Modèle d'étalement latéral des gerbes électromagnétiques

Les π^0 à détecter se désintègrent en deux photons qui, à grand moment transverse, sont situés essentiellement dans le même bloc ou dans deux blocs voisins de la Couronne. L'étalement latéral d'une gerbe électromagnétique est caractérisé par le rayon de Molière R_M , et 95% de l'énergie

d'une gerbe est confiné dans un rayon:

$R = 2 R_M \approx 2 (E_s/\epsilon) X_0$ où $E_s = 21 \text{ MeV}$, $\epsilon \approx 550 \text{ MeV/Z}$ (Ama81)
avec notre type de verre au plomb (cf. tableau III-3): $R \approx 4 \text{ cm}$.

Si l'un des deux photons de désintégration d'un π^0 est à moins de 2 cm du bord d'une cellule (de largeur 9.3 cm), on peut envisager de mesurer son énergie d'après les énergies déposées dans les cellules voisines.

Un faisceau test d'électrons de 10 GeV a balayé horizontalement, par pas de 1 cm en passant par leur interface, 2 blocs de verre au plomb. On mesure les énergies relatives déposées dans ces deux blocs adjacents, en fonction de la distance entre la position du faisceau et l'interface (fig. III-7). La paramétrisation

$$E(r) = \frac{a^2}{\pi} E_{TOT} \frac{1}{(r^2 + a^2)^2} \quad \text{où } a = 1.0 \text{ cm} \quad (\text{III-8})$$

reproduit bien les données. De même, il a été vérifié sur des photons énergiques ($E_\gamma > 10 \text{ GeV}$) détectés dans la Couronne sur le site NA14, que le dépôt d'énergie dans des blocs voisins était bien reproduit par la relation (III-8). Cette expression a de plus l'avantage d'être intégrable dans le plan x-y:

$$\int_{x1}^{x2} dx \int_{y1}^{y2} dy E(x,y) =$$

$$\frac{E_{TOT}}{2\pi} [f(x1,y1)+f(x2,y2)+f(y1,x1)+f(y2,x2)-f(x1,y2)-f(x2,y1)-f(y1,x2)-f(y2,x1)]$$

$$\text{où } f(x,y) = (x/\sqrt{x^2+a^2}) \text{Arctg}(y/\sqrt{x^2+a^2})$$

Les énergies E1 et E2 des deux photons d'un π^0 sont déduits de la mesure des positions (x,y) dans le scintillateur, et des énergies ϵ_j déposées dans N cellules adjacentes de verre au plomb. La formule précédente donne la fraction P(i,j) (i=1,2) attendue, d'énergie déposée par chaque photon i dans chaque cellule j. On obtient alors un système de N équations à 2 inconnues:

$$E1 P(1,j) + E2 P(2,j) = \epsilon_j \quad j=1,2,\dots,N$$

qui est résolu par la méthode du moindre carré.

Cette même méthode est utilisée pour la détection des π^0 dans Olga (Aug83).

4) Energie équivalente déposée par des muons dans le verre au plomb

La connaissance de l'énergie équivalente déposée par les muons dans le verre au plomb est importante car elle permet, dans une première étape, de mettre à profit le halo de muons de NA14 (et de l'expérience NA10 voisine) pour calibrer l'ensemble des blocs de verre au plomb.

Les énergies déposées par des électrons de 10 GeV et des muons ont été simultanément enregistrées en faisceau test (fig. III-8). Le spectre en énergie associé aux muons présente 2 pics correspondant aux muons traversant ou non le guide de lumière accolé au bout du bloc de verre au plomb.

La valeur de ces 2 pics est une fonction sensible de l'angle d'incidence des muons sur le bloc de verre au plomb (fig. III-9): en effet, la grande densité du verre au plomb choisi entraîne un indice de réfraction et donc un angle d'émission Cherenkov importants ($n = 1.87$, $\theta_c = 58^\circ$). Le nombre de réflexions sur les faces du bloc sera élevé (4 à 6) sous incidence normale. Quand le bloc est incliné, ce nombre de réflexions est réduit pour une moitié des rayons lumineux (cf. l'encart de la figure III-9): le taux de transmission est meilleur, bien qu'une partie de la lumière soit perdue.

| Angle d'incidences des muons | 0 mrad | 120 mrad |
|--|------------------|------------------|
| énergie équivalente du 1 ^{er} pic | 213 ± 11 MeV | 276 ± 20 MeV |
| énergie équivalente du 2 ^{ième} pic | 349 ± 20 MeV | 468 ± 40 MeV |

Déduite d'une mesure sur 9 blocs, la précision d'une calibration avec des muons est de 10% environ.

5) Calibration du calorimètre

a) Calibration du scintillateur

Le scintillateur (Kali) est indispensable pour mesurer la position des photons et pour distinguer les mésons π^0 (2 traces) des photons isolés. Mais aussi, comme nous l'avons vu, pour améliorer la résolution en énergie, en comptant le nombre d'électrons e^+ des gerbes électromagnétiques.

Une calibration fiable est donc nécessaire. Celle-ci est réalisée dans le halo de muons de NA10. Des lattes perpendiculaires aux barreaux de Kali et centrées à 0.8 ± 0.8 cm de collage scintillateur-guide servent au déclenchement. La haute tension étant fixée à 800 V, on collecte sur chaque voie d'ADC la charge anodique correspondant à une particule ionisante. Cette valeur est extrapolée pour une distance de 40 cm du collage, en tenant compte de la fonction d'atténuation de la lumière, différente pour chaque barreau.

Pour une gerbe électromagnétique quelconque, incidente à la distance x du collage, l'énergie déposée dans le barreau i vaudra:

$$E_{sc}(i) = 1.5 \frac{Q(i)}{C(i)} \frac{F_{ATT}(40)}{F_{ATT}(x)}$$

(MEV)

où $C(i)$ est la constante de calibration de la voie i (pC/min.l)

$Q(i)$ est la charge anodique collectée

F_{ATT} est la fonction d'atténuation moyenne définie au parag. II-2.

Les constantes C sont comprises entre 1.5 et 10 pC/min.l suivant les voies, permettant la détection des gerbes les plus énergiques (environ 100 min.l) sans saturation des ADC. Ce qui ne serait pas le cas si la haute tension était plus élevée. La précision sur cette calibration est de 10% environ.

b) Calibration du verre au plomb.

Une première calibration a été réalisée dans le halo de muons de NA14 (et de NA10). Pour une haute tension élevée des phototubes de la Couronne, on a enregistré le spectre en énergie équivalente de chaque voie. La haute tension à appliquer pour saturer chaque ADC à 40 GeV est déduite ensuite de la courbe de gain connue de chaque PM, précédemment mesurée à l'aide du système de monitoring.

Lors de la prise de données en faisceau de photons, cette calibration a été confirmée par le signal π^0 observé. Après chaque période d'exploitation (soit environ 10^5 déclenchements Couronne), ce signal a été mis à profit pour affiner la calibration de 2/3 des voies. Les corrections sont inférieures à 10%

et ne varient pas systématiquement d'une période à une autre (cela aurait été le cas si le haut flux des muons du halo avait entraîné un jaunissement significatif du verre au plomb).

La figure III-10 montre la distribution de masse invariante $\gamma\gamma$ quand les 2 photons se présentent en amas distincts dans la mosaïque de verre au plomb de la Couronne. Les deux pics correspondant aux π^0 asymétriques et aux η apparaissent clairement. Le spectre du η est paramétrisé par la somme d'un polynôme, représentant le bruit de fond, et d'une gaussienne. La masse calculée $M_\eta = 544 \pm 5$ MeV confirme la justesse des constantes de calibration choisies. L'écart standard de la gaussienne $\sigma_\eta = 50$ MeV est compatible avec l'estimation de la résolution en énergie.

6) Linéarité

Les constantes de calibration de la Couronne ont été établies sur des π^0 de basse et moyenne énergie (entre 5 et 15 GeV). De même les mésons η observés ont une impulsion comparable. Mais le signal Compton QED recherché ou les π^0 issus de jets, sont associés à des photons d'énergie supérieure à 15 GeV principalement ($P_T > 2.5$ GeV/c). Il est donc indispensable de vérifier la linéarité de la réponse du calorimètre jusqu'aux plus hautes énergies (environ 35 GeV), car toute erreur sur la mesure de l'impulsion se répercute immédiatement sur la pente des distributions en moment transverse ($\sim P_T^{-5}$ pour l'effet Compton QED), la Couronne étant dans une région cinématique où le P_T et le P_L sont très corrélés (cf. fig. I-6).

Le signal délivré par les compteurs à scintillation doit également être linéaire, car il intervient aussi dans le calcul de l'énergie. La linéarité de la réponse d'un PM de Kali à des impulsions de diodes électroluminescentes d'intensité croissante est mise en évidence sur la figure III-11a. De même la linéarité d'une voie de verre au plomb a été mesurée en faisceaux d'électrons d'énergie variant de 1 jusqu'à 40 GeV (fig. III-11b).

Mais ces résultats ont été acquis sur prototype et hors du site expérimental. La stabilité du signal π^0 observé en faisceau de photons, aussi bien en fonction du P_T que du P_L , confirme la linéarité de l'ensemble du calorimètre Kali-Couronne et la validité de la méthode de calcul de l'énergie des photons de désintégration (fig. III-12).

IV. LE DECLENCHEMENT COURONNE

1) Elaboration

Les hautes tensions des PM de la Couronne sont ajustées de manière à homogénéiser la réponse du calorimètre (saturation des ADC à 40 GeV). Le signal de dynode de chaque cellule, d'amplitude proportionnelle à l'énergie déposée, est envoyé à un discriminateur à seuil programmable dont le niveau ajustable entre 10 et 100 mV est commandé par un DAC (convertisseur digital-analogique) adressé par CAMAC par l'ordinateur auxiliaire PDP 11-60. Connaissant la position des cellules, la valeur des seuils est telle que le moment transverse minimum requis dans chaque bloc soit constant. Le OU logique des sorties de discriminateur correspondant aux demi-rangées groupées de blocs de verre au plomb, petites boîtes exceptées, est mis en coïncidence avec le signal de prédéclenchement. Quand une telle coïncidence validée par le PDP 11-45 est réalisée, l'événement est acquis sur bande magnétique.

Le signal des demi-rangées est également enregistré par un codeur, ce qui permet une rapide vérification du bon état du déclenchement. De plus le OU des sorties de chaque quadrant de la Couronne est affiché sur une échelle de lecture, permettant un suivi continu des taux de comptage.

La coupure en P_T appliquée sur les cellules est généralement de 900 MeV/c. Le programme de Monte-Carlo (cf. chap. suivant) nous donne dans ces conditions plus de 95% d'efficacité aux γ de $P_T > 1.7$ GeV/c et aux π^0 de $P_T > 2.4$ GeV/c (fig. III-13). Afin d'augmenter la statistique à très grand moment transverse, des données ont également été acquises avec une coupure de 1400 MeV/c (surtout en faisceau de pions π^-). Dans ces conditions, l'efficacité est optimum pour les γ de $P_T > 2.7$ GeV/c et les π^0 de $P_T > 2.9$ GeV/c.

2) Calage en temps

Afin de limiter le taux de coïncidences fortuites entre un muon du halo déclenchant la Couronne et le signal de prédéclenchement, la largeur des

signaux en coïncidence doit être la plus réduite possible. Le signal de sortie des discriminateurs programmables à une largeur de 25 ns. Les fluctuations

- sur le temps de réponse relatif des PM de la Couronne (limité à ± 5 ns car ajusté grâce au système de monitoring)
 - sur le temps de passage des signaux au seuil des discriminateurs (à cause du temps de montée fini des PM, un signal très énergétique franchira le seuil environ 10 ns plus tôt qu'un signal dont l'amplitude dépasse à peine le seuil)
 - sur le retard interne des discriminateurs (leur réponse est environ 15 ns plus rapide pour un signal énergétique que pour un signal au seuil)
- entraînent que la largeur du signal de prédéclenchement devra être de 25 ns.

La coïncidence constituant le déclenchement Couronne s'étalera donc sur ± 25 ns. Cette durée est bien plus grande que celle couverte par la protection anti μ du prédéclenchement (± 15 ns). Les muons fortuits constituent donc une part appréciable des déclenchements Couronne: environ 46%.

3) TDC Couronne

La résolution en temps a été grandement améliorée dans l'analyse des données acquises à partir de 1983. En effet, le OU des signaux de dynode des blocs constituant chaque demi-rangée est envoyé sur un autre discriminateur, dont le seuil est fixé à 30 mV. Le signal de sortie constitue le STOP d'un TDC Lecroy 2228A (11 bits, 100 ps/canal), dont le START est assuré par le signal de prédéclenchement. Cette information est acquise même si la demi-rangée ne participe pas au déclenchement. Il suffit que le OU des signaux de dynode ait une amplitude supérieure à 30 mV, c'est-à-dire que l'énergie E_{vpb} déposée dans la demi-rangée soit supérieure à 3 GeV environ.

En fait le temps de montée du signal de dynode impose que le temps enregistré par le TDC soit corrigé. On utilise la relation empirique obtenue en faisceau de pions π^- :

$$T_{cor}(ns) = T_{lu}(ns) + 5.0 \text{ Log } (E_{vpb} - 2.75) \quad (E_{vpb} \text{ en GeV})$$

La réponse de chaque voie de TDC est recalibrée à chaque période de prise de données.

En faisceau de pions, le temps de détection des π^0 de $P_T > 1.7$ GeV/c est représenté sur la figure III-14a. La distribution en temps ne présente pas de bruit de fond et a une résolution $\sigma = 1.7$ ns.

En faisceau de photons, la distribution en temps présente un bruit de fond si $P_T > 2.5$ GeV/c (fig. III-14b). Ce bruit de fond correspond aux muons fortuits, comme nous l'avons observé en mode "collimateurs fermés" (fig. III-14c et cf. chap. II-1-6). Il est éliminé en grande partie par une coupure en temps très étroite (± 5 ns).

CHAPITRE IV

TRAITEMENT DES DONNEES

I. LE LOT DE DONNEES

Les résultats présentés dans ce travail portent sur des données collectées en 6 périodes réparties entre juillet 1982 et avril 1984, et totalisant 85 jours de faisceau.

Le tableau suivant présente la contribution de chaque période en faisceau de photons:

| % | juil. 82 | sept. 82 | août 83 | sept. 83 | oct. 83 | avril 84 |
|-----------------|----------|----------|---------|----------|---------|----------|
| à la production | 17 | 18 | 17 | 19 | 10 | 19 |
| après filtrage | 15 | 17 | 16 | 21 | 11 | 20 |

Les bandes magnétiques 1600 bpi écrites par l'ordinateur PDP 11-45 sont compactées sur des bandes de haute densité 6250 bpi. Leur nombre est ainsi réduit d'un facteur 3. Une étiquette associée à chaque événement permet ensuite de sélectionner les déclenchements réalisés par un calorimètre, ou bien les événements de calibration: 3×10^6 déclenchements Couronne (20% du total environ) sont ainsi écrits sur 150 bandes magnétiques. Cette première sélection est rapidement effectuée, en 0.8 ms/evt., avec l'ordinateur IBM 3081 du CERN.

En faisceau de photons (85% des données), la composition moyenne des déclenchements Couronne de $P_T > 1$ GeV/c est déduite de comptage d'hodoscopes, dont l'efficacité a été préalablement établie en "collimateurs fermés":

46% de muons, 26% de hadrons chargés, 28% de γ et de π^0

En faisceau de pions de faible intensité, les muons du halo sont négligeables et la moitié des déclenchements sont provoqués par des hadrons chargés issus des interactions.

Comme les muons du halo et les traces chargées peuvent simuler un photon de grand P_T dans le calorimètre, un premier filtrage très sévère est

indispensable (parag. II). En effet, d'après les données en "collimateurs fermés", 24% des déclenchements μ de " P_T " > 1.7 GeV/c seraient interprétés comme des "photons isolés", 9% comme des " π^0 ". Mais cette sélection ne nécessite pas un temps de calcul trop important car il nous suffit d'analyser une plage réduite du calorimètre et des hodoscopes, entourant la trace responsable du déclenchement. Le filtrage a d'abord été réalisé au CERN puis sur l'UNIVAC 1110 du CRN (en 30 ms/evt.). Les déclenchements Couronne sont réduits d'un facteur 5 dans le cas d'un faisceau de photons, d'un facteur 2 en faisceau de pions.

A partir de ce lot épuré, les photons et les π^0 sont sélectionnés par le programme CRANAL d'analyse du calorimètre. En particulier, la calibration des blocs de verre au plomb est affinée à chaque période d'après le signal π^0 de P_T > 1 GeV/c observé. Le temps moyen nécessaire à CRANAL pour analyser complètement la Couronne est de 60 ms/evt. sur l'IBM 3081 du CRN. Les événements associés à des photons ou des π^0 sont ensuite traités par le programme TRIDENT d'analyse des traces chargées. Comme ce traitement des chambres à fils est très long, 2 sec/evt. sur les IBM du CERN ou du CCPN à Paris, nous ne l'avons appliqué qu'aux événements de P_T > 1.7 GeV/c. Les déclenchements résiduels initiés par des muons ou par des hadrons chargés sont rejetés, par la demande d'un vertex dans la cible et par la mesure des trajectoires des traces chargées.

Le lot très pur de photons et de π^0 de grand P_T ainsi obtenu sera analysé, d'abord de manière inclusive (chapitre V), puis exclusive (chapitre VI) en prenant en compte toutes les informations du spectromètre.

II. PREMIER FILTRAGE DES DECLENCHEMENTS COURONNE

L'intensité et l'énergie du faisceau primaire de protons (d'abord de 400 GeV, puis de 450 GeV), la qualité et la durée des déversements SPS (d'abord de 0.8, puis de 2 secondes), le choix de la longueur de la cible primaire T10 (100 ou 500 mm de Beryllium) ont conduit à une intensité du halo de muons et à un taux de déclenchements fortuits non constant d'une période à une autre. De plus l'équipement du spectromètre a évolué en 3 ans de prise de données. Les TDC des calorimètres Olga et Couronne, et ceux de

l'hodoscope G1 ont été installés en 1983, les plans de chambre à fils inefficaces en 1982 ont été réparés, la chambre O4 a été doublée en octobre 1983 et trois chambres ont été récupérées de l'expérience "neutrino" WA2. Les critères pour rejeter les muons ont donc changé entre 1982 et 1984, en suivant l'évolution du faisceau et de l'appareillage.

Nous allons maintenant passer en revue les grandes lignes et les performances de ce premier filtrage.

1) Rejet des muons et des hadrons chargés par KALI

D'après les données acquises en "collimateurs fermés" en août, puis en septembre 1983, 74% des muons déposent moins de 10 min.l dans chaque plan du détecteur de position. Une simulation basée sur le programme EGS de génération de gerbes électromagnétiques (For78), indique que ceci n'est le cas que pour 9% des photons et 4% des π^0 de plus de 10 GeV d'énergie.

L'événement ne sera accepté que si l'on observe un impact de plus de 10 min.l dans la fenêtre de Kali définie par le bloc de verre au plomb responsable du déclenchement, élargi par sécurité de 1 cm. Nous n'aurons ensuite à traiter que les événements présentant au moins un impact significatif dans le détecteur de position, de coordonnées (y,z).

Ce même critère rejette également la plupart des déclenchements initiés par des hadrons chargés. En effet, une analyse exclusive ultérieure n'indiquera une corrélation entre l'impact Kali et une trace chargée reconstruite que dans 5% des cas (cf. parag. VI. 2)B)).

2) Rejet des muons et des traces chargées par la chambre à fils O4.

Cette chambre à fils, installée 30 cm en avant de la Couronne et la recouvrant totalement (cf. chap. II parag. II 4), a été mise à profit en 1982 pour affiner le filtrage. Un événement était rejeté si dans 2 plans de fils au moins, la coordonnée (y,z) de l'impact Kali se situait à moins de 2 cm d'un fil touché. Même limité par l'efficacité initiale de cette chambre, ce critère avait l'inconvénient d'éliminer la moitié environ des déclenchements "électrons". Il n'a plus été employé par la suite.

3) Rejet des muons par les hodoscopes μ veto

L'impact Kali (y, z) est projeté perpendiculairement sur le plan des hodoscopes segmentés " μ veto". Afin de tenir compte de l'angle d'incidence des muons, on considère les lattes situées au voisinage de cet impact (à moins de 15 cm pour les μ veto amont et "Saclay", à moins de 5 cm pour le μ veto aval). L'événement est rejeté si l'une de ces lattes répond.

Comme nous l'avons précisé au chapitre II, le μ veto aval n'a été utilisé qu'en 1982 et le μ veto "Saclay" qu'en août 1983. Le μ veto amont a d'abord été pris en compte avec une porte large de 100 ns, puis réduite de 50 ns à partir de septembre 1983, afin de limiter le taux de rejets fortuits.

L'efficacité de ce filtrage, déduite des données en "collimateurs fermés", est supérieure à 98%.

4) Rejet des muons par les TDC Couronne.

A partir d'août 1983, le temps relatif entre la cellule déclenchant la Couronne et le signal de prédéclenchement doit être inférieur à 5 ns pour que l'événement soit validé. Cette coupure est justifiée par nos données en faisceau de pions où seuls 1.3% des π^0 sont éliminés. En "collimateurs fermés" 80% des muons sont rejetés (cf. fig. III-14).

5) Estimation du taux de rejets fortuits

Le taux de rejets fortuits produits par les hodoscopes μ veto et la chambre O4 est directement déduit du lot même de photons et de π^0 de $P_T > 1.7$ GeV/c sélectionnés pour l'analyse finale. C'est la probabilité pour que la position de ce photon ou π^0 dans Kali soit corrélée à la réponse des μ veto ou de la chambre O4 dans l'événement suivant. Chaque période de prise de données est traitée séparément avec ses propres critères de filtrage. Le taux de rejets fortuits varie ainsi de 36% en juillet 1982 à 9% en octobre 1983. Il est en moyenne de 25%. Une autre méthode basée sur le comptage des hodoscopes μ veto donne un résultat identique.

6) Efficacité du filtrage contre les muons

Pour un moment transverse de 1 GeV/c, la contamination résiduelle en muons est négligeable ($< 1^0/00$). Mais une étude détaillée de la réponse des chambres à fils sur des événements filtrés de $P_T > 3.5$ GeV/c montre que 60% d'entre eux sont encore initiés par des muons du halo. Ils seront totalement éliminés par des critères exclusifs (parag. VI).

III. LE PROGRAMME D'ANALYSE DU CALORIMETRE KALI-COURONNE

NEPTUN est le programme qui traite les informations délivrées par les calorimètres, le compteur Cherenkov et les hodoscopes d'étiquetage et de prédéclenchement. L'analyse de la réponse du calorimètre Kali-Couronne est réalisée par le sous-programme CRANAL dont nous allons expliciter les étapes: d'abord le traitement appliqué au signal "scintillateur-verre au plomb", puis les critères de sélection des γ et des π^0 (parag. IV).

- A partir des constantes de calibration, cataloguées pour chaque période, les données des ADC sont converties: on associe à chaque voie de verre au plomb une énergie déposée, et à chaque voie de scintillateur un nombre de particules ionisantes.
- Si l'événement considéré a été déclenché par la Couronne, on recherche le bloc de verre au plomb responsable du déclenchement: c'est la cellule ayant le plus grand P_T apparent, elle sera numérotée $B_{\max}$.
- Les cellules de verre au plomb ayant un côté commun sont ensuite regroupées en amas ("clusters") ordonnés par énergie décroissante. Par extension, on note $B_{\max}$ le numéro du bloc le plus énergétique d'un amas.
- On résout les ambiguïtés droite-gauche de Kali quand l'impact d'un photon, situé près de l'axe vertical, est dédoublé.

- Les barreaux adjacents de Kali, dont la réponse est supérieure à 0.75 min.l, sont également regroupés en clusters horizontaux et verticaux. Une sous-clustering est réalisée afin de résoudre les gerbes électromagnétiques qui apparaissent proches l'une de l'autre en projection: si à l'intérieur d'un cluster, la réponse d'une voie est inférieure de 2 min.l au moins à celle de ses deux voisines, ce cluster est dédoublé.

Les clusters sont ensuite classés par énergie décroissante. Afin d'éliminer la plupart des traces chargées, on ne retient que ceux constitués d'au moins 2 barreaux adjacents de plus de 2 min.l, ou comportant un barreau d'au moins 3 min.l.

- On associe maintenant à chaque amas Couronne un cluster principal de Kali: ce sera le cluster (y,z) le plus énergétique dans la fenêtre délimitée par le bloc $B_{\max}$, "élargi" de 1 cm. L'angle d'incidence des photons et l'étalement longitudinal des gerbes sont pris en compte car cet impact (y,z), prolongé de 6 cm dans le verre au plomb, doit être contenu dans le bloc $B_{\max}$, incliné verticalement de 120 mrad (l'efficacité de détection des π^0 de $P_T > 1.7$ GeV/c sera optimum dans ces conditions). S'il y a plusieurs clusters Kali dans une des projections de la fenêtre, on retiendra le couple dont le rapport des énergies déposées $\frac{E_{scy}}{E_{scz}}$ est compris entre 0.5 et 2. Cette coupure est justifiée par l'étude des photons isolés dans le calorimètre (fig. IV-1). Une plage aussi étroite, compte tenu des fluctuations intrinsèques aux gerbes et aux compteurs à scintillation, est d'ailleurs une confirmation de la bonne calibration de Kali.
- Résolution des ambiguïtés de projection de Kali: dans toute fenêtre définie autour de l'impact déclencheur, on ignorera tout cluster Kali secondaire correspondant au cluster principal d'un autre amas Couronne. On évite ainsi d'associer un photon isolé à un photon secondaire éloigné, mais apparemment proche en projection.

- Une zone fiduciaire est définie autour de l'impact déclencheur: elle permettra de discriminer les photons isolés des π^0 , de manière à peu près indépendante de leur position et de leur énergie.

Mais rappelons d'abord quelques caractéristiques de la désintégration des π^0 en deux photons:

L'angle d'émission $\theta_{\gamma\gamma}$ entre ces deux photons est une fonction de leur énergie:

$$\sin \frac{\theta_{\gamma\gamma}}{2} = \frac{m_{\pi^0}}{2\sqrt{E_{\gamma 1} E_{\gamma 2}}} \quad \text{où } E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} = E_{\pi^0}$$

L'angle d'émission minimum $\theta_{\gamma\gamma}^{\min} = 2 m_{\pi^0} / E_{\pi^0}$ est l'angle le plus probable. Il correspond à l'équipartition des énergies ($E_{\gamma 1} = E_{\gamma 2} = \frac{E_{\pi^0}}{2}$) et à une émission symétrique.

Comme l'énergie d'un photon de désintégration suit une répartition équiprobable, on peut exprimer la probabilité ϵ pour que le photon le plus énergétique ait une énergie $E_{\gamma 1}$ inférieure à ϵE_{π^0} , comme $\epsilon = 2\epsilon - 1$ ($\epsilon \geq 0.5$)

Dans ce cas:

$$\frac{E_{\gamma 1}}{E_{\pi^0}} < \epsilon \Rightarrow \sin \frac{\theta_{\gamma\gamma}}{2} < \frac{m_{\pi^0}}{E_{\pi^0}} \frac{1}{\sqrt{1 - \epsilon^2}}$$

La figure IV-2 représente pour différentes énergies E_{π^0} et en fonction de $E_{\gamma 1}/E_{\pi^0}$, la distance $D_{\gamma\gamma}$ entre les deux photons à détecter dans le plan de la Couronne: $D_{\gamma\gamma} \approx L \theta_{\gamma\gamma}$ où L est la distance de l'impact à la cible ($L \approx 2.5$ m).

On notera que pour les π^0 d'énergie comprise entre 10 et 35 GeV, la distance $D_{\gamma\gamma}$ augmente rapidement quand ϵ est supérieur à 0.85 environ et l'énergie du photon secondaire décroît en dessous du seuil de détection de la Couronne (~ 1 GeV).

Soit E l'énergie incidente déduite à l'aide de la relation (III-5) de celle déposée dans le bloc $B_{\max}$ et ses voisins, on définit un cercle fiduciaire centré sur l'impact principal et de rayon

$$R = \frac{2Lm_{\pi^0}}{E} \frac{1}{\sqrt{1-\epsilon^2}}$$

Si un photon de désintégration de π^0 constitue l'impact principal, ϵ sera la probabilité pour que le deuxième photon soit également contenu dans ce cercle. Nous choisissons $\epsilon = 0.85$ pour les raisons invoquées précédemment.

L'un des critères nécessaires pour qu'un photon soit déclaré isolé, sera l'absence d'impact secondaire dans la fenêtre définie par ce cercle fiduciaire.

IV. SELECTION DES PHOTONS ET DES π^0

La contamination par les π^0 aux photons isolés ne doit pas être plus importante aux bords de la Couronne qu'au centre. Aussi élimine-t-on les événements pour lesquels le cercle fiduciaire déborde de Kali: 36% des déclenchements de P_T supérieur à 2.1 GeV/c sont ainsi ignorés, mais la contamination sera réduite de 15%. Cette coupure élimine une grande partie des déclenchements de moins de 10 GeV, pour lesquels la fenêtre fiduciaire couvre plus d'un demi-quadrant de Kali. Dans l'analyse des γ et des π^0 à grand P_T , nous ne considérerons que les traces de plus de 10 GeV d'énergie. Afin de ne pas être trop sensible à la perte d'efficacité liée au seuil de 900 MeV/c du déclenchement, seules seront traitées les particules neutres de moment transverse supérieur à 1.7 GeV/c (cf. fig. III-13).

1) Sélection des π^0

- a) Un candidat π^0 devra présenter au moins 2 clusters Kali dans une des projections du cercle fiduciaire. Si il y en a plus de 2, on ne traite dans chaque projection que le cluster principal et le deuxième cluster le plus énergétique. Si il y en a un seul dans une des projections, l'impact secondaire sera confondu avec l'impact principal dans cette projection.

- b) Après avoir extrapolé chaque impact de 6 cm dans le verre au plomb, on applique le modèle d'étalement latéral des gerbes électromagnétiques pour résoudre l'énergie des 2 photons incidents (cf. chap. III parag. III-3).
- c) Si il n'y a pas de solution possible, on intervertit les deux clusters Kali dans une projection et on assigne de nouvelles coordonnées (y,z) à chaque impact. Le rapport des énergies déposées E_{scy}/E_{scz} doit être compris entre 0.5 et 2. On tente alors de résoudre les énergies pour cette nouvelle configuration.
- d) Ces énergies calculées, déposées dans le verre au plomb, doivent être supérieures à 0.5 GeV: c'est en effet l'énergie minimum attendue pour un π^0 de 10 GeV ($E_{\gamma 2} > 0.75 \text{ GeV}$ si $\beta = .85$)
- e) Les énergies incidentes sont calculées à l'aide de la corrélation Kali-Couronne (relation III-6). On en déduit la masse invariante $M_{\gamma\gamma}$, qui doit être comprise entre 100 et 170 MeV/c² pour que le π^0 soit validé.

2) Sélection des photons

- a) Un candidat photon ne devra pas présenter de cluster Kali secondaire dans une des projections de la fenêtre définie par le cercle fiduciaire: on élimine ainsi la plupart des π^0 .
- b) Il ne doit pas y avoir plus de un cluster secondaire, ni de cluster secondaire de plus de 10 min.l, dans une des projections de la fenêtre définie par les blocs voisins immédiats de $B_{\max}$: on élimine ainsi les déclenchements provoqués par deux π^0 rapprochés, pour lesquels la définition d'un cercle fiduciaire n'a pas le même sens.
- c) un critère topologique basé sur la répartition des énergies E_i mesurées dans les blocs voisins de l'impact principal, est imposé: après extrapolation de cet impact de 6 cm dans le verre au plomb, on calcule pour chaque bloc voisin i de plus de 0.5 GeV, la probabilité p_i de dépôt d'énergie, prédite par le modèle d'étalement latéral des gerbes électromagnétiques. On teste pour chaque bloc la quantité

$$a_i = \frac{1}{p_i} \frac{E_i}{E_{\text{tot}}} \quad (\text{où } E_{\text{tot}} = \sum_{j=1}^9 E_j) \quad \text{en requérant } 0.6 < a_i < 1.1 \text{ à } 1.3$$

suivant la position de l'impact par rapport au bloc. Ces limites sont déduites

de photons isolés de $P_T > 1.7$ GeV/c détectés dans la Couronne. Seuls 5% d'entre eux au plus sont éliminés par ce critère. Par contre une large fraction des π^0 dont le photon secondaire n'est pas observé dans Kali sont rejetés: ce critère élimine en effet 65% des π^0 détectés de $P_T > 2.5$ GeV/c dont on ignore l'impact secondaire.

- d) L'énergie déposée par le photon dans le verre au plomb est calculée comme $\sum_i E_i / \sum_i p_i$. L'énergie incidente est finalement déduite de la corrélation Kali-Couronne.

3) Information condensée.

Après avoir traité chaque impact dans le calorimètre, le programme CRANAL en fournit une information condensée portant sur:

- le numéro de la trace
- le type de trace: photon isolé, π^0 , photon douteux, ou $\gamma\gamma$ non résolu en π^0
- la quadri-impulsion
- la position (y,z) dans le plan de Kali
- les énergies déposées dans Kali et dans la Couronne
- le temps mesuré par les TDC Couronne
- si la trace est un π^0 ou une paire de photons, les mêmes informations sont disponibles pour chaque γ .

La répartition observée des traces neutres de $P_T > 1.7$ GeV/c est présentée dans le tableau ci-dessous:

| photon | π^0 | photon douteux | $\gamma\gamma$ non résolu en π^0 |
|--------|---------|----------------|--------------------------------------|
| 12% | 38% | 12% | 38% |

Le nombre de photons douteux est en moyenne identique à celui des photons isolés, essentiellement à cause de la présence de clusters Kali secondaires au voisinage de l'impact principal (critère 2b). De même les π^0 résolus ne constituent que la moitié des déclenchements se présentant en 2 impacts dans le cercle fiduciaire.

V. LE PROGRAMME DE SIMULATION

Les données expérimentales ne pourront être comparées aux prédictions théoriques que si l'acceptance géométrique ϵ_1 du calorimètre aux γ et aux π^0 , et son efficacité de détection ϵ_2 sont bien connues. Par exemple, soit σ la section efficace théorique de production de π^0 , soit $\mathcal{L}$ la luminosité intégrée, le nombre prédit de π^0 émis avec une impulsion P_T, P_L (dans un intervalle $\Delta P_T \Delta P_L$) sera égal à :

$$N_{TH} = \frac{d^2\sigma}{dP_T dP_L} \cdot \Delta P_T \Delta P_L \cdot \epsilon_1(P_T, P_L) \cdot \epsilon_2(P_T, P_L) \cdot \mathcal{L}$$

Une simulation de la génération de π^0 et du dépôt d'énergie des photons de désintégration dans le calorimètre est donc indispensable. Ces données simulées seront ensuite analysées comme des événements réels pour déterminer l'acceptance et l'efficacité de détection des π^0 .

1) Détermination de l'acceptance géométrique aux π^0

Le programme reproduit:

- le spectre d'énergie du faisceau: c'est un faisceau de pions π^- de 90 GeV (fig. II-4b) qui a été utilisé dans le programme de simulation. Mais en fait, le choix du spectre du faisceau (et sa nature) n'est pas important si l'on considère la fraction de π^0 détectés dans des boîtes P_T/P_L assez réduites.
- la coordonnée x du point d'interaction dans la cible ${}^6\text{Li}$: on choisit une distribution uniforme répartie entre -239 et -253 cm par rapport au plan de Kali.
- la génération de π^0 en fonction de X_T et X_L dans le référentiel du centre de masse π^-N : 2 méthodes ont été appliquées

i) Une génération suivant la paramétrisation de Donaldson et al.(Don78):

Ces auteurs ont mesuré dans une expérience antérieure la section efficace de production de π^0 en faisceau de pions π^+ et π^- :

$$E \frac{d\sigma}{d^3\vec{p}} (\pi^+ p \rightarrow \pi^0 X) = A \frac{(1-X_D)^F}{(P_T^2 + M^2)^N}$$

$$\text{où } X_T = \frac{2P_T}{\sqrt{s}}, \quad X_L = \frac{2P_L}{\sqrt{s}} \quad \text{et} \quad X_D = [X_T^2 + (X_L - X_0)^2]^{1/2}$$

$\sqrt{s}$ est l'énergie totale disponible dans le référentiel du centre de masse pion-nucléon

TABLEAU IV-1:

| | A
($10^{-25} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^{-2}$) | F | X ₀ | N | M ²
(GeV ²) |
|--------------------------|---|------|----------------|------|---------------------------------------|
| $\pi^- p$ | 0.113 | 3.13 | 0.14 | 5.06 | 0.97 |
| $1/2(\pi^- p + \pi^+ p)$ | 0.108 | 3.21 | 0.14 | 5.03 | 0.96 |

Mais il faut tenir compte de l'effet d'ombre du noyau cible, car nous travaillons avec une cible de ${}^6\text{Li}$ et non d'Hydrogène. D'après Frisch et al. (Fri83), pour des mésons π^- incidents de 200 GeV:

$$\sigma(\pi^- N \rightarrow \pi^+ X)_A = A^{a-1} \sigma(\pi^- N \rightarrow \pi^+ X)_{A=1}$$

où A est le numéro atomique du noyau cible

et $a(P_T)$ peut être paramétrisé en fonction du moment transverse P_T du pion émis

$$a(P_T) = 0.684 + 0.208 P_T - 0.0255 P_T^2 \quad (1 < P_T < 4 \text{ GeV}/c)$$

Dans le cas du ${}^6\text{Li}$: $A^{a-1} = 0.94$ si $P_T = 1.7 \text{ GeV}/c$

1.21 si $P_T = 4.0 \text{ GeV}/c$

La section efficace de production augmente donc sensiblement avec le moment transverse, par rapport à une cible d'Hydrogène.

Nous avons donc simulé la production de π^0 tels qu'ils ont été déjà mesurés dans ces précédentes expériences. Mais cette méthode a l'inconvénient de requérir un temps de calcul important (plusieurs générations à différentes coupures en P_T sont nécessaires), et les erreurs statistiques aux limites de l'espace de phase sont grandes.

ii) Une distribution uniforme en X_T, X_L : elle procure la meilleure précision sur ϵ_1 et ϵ_2 calculés dans des intervalles assez réduits:

$$\Delta P_T = 0.1 \text{ GeV/c}, \quad \Delta P_L = 1 \text{ GeV/c}.$$

L'efficacité de détection des π^0 obtenue ainsi est tout à fait compatible avec la méthode précédente.

- la désintégration des π^0 en deux photons est isotrope dans le référentiel du π^0 au repos.

On appelle acceptance géométrique ϵ_1 aux π^0 la probabilité pour que la trajectoire des 2 photons de désintégration soit interceptée par la mosaïque de verre au plomb. Exprimée en fonction du P_T et du P_L du π^0 , elle est représentée sur le tableau IV-2 (les boîtes P_T/P_L ont été regroupées).

2) Détermination de l'efficacité de détection des π^0

On simule ensuite:

- la perte d'énergie de chaque photon dans le convertisseur de plomb (4.5 Xo): soient E l'énergie du photon incident et E_{vpb} celle déposée dans le verre au plomb, l'énergie moyenne $E_c \approx E - E_{vpb}$ perdue dans le convertisseur est déduite de la relation (III-5). On impose une erreur $\sigma_c^2 = \sigma_{tot}^2 - \sigma_{vpb}^2$

d'après les formules (III-3) et (III-4): $\frac{\sigma_c}{E} \approx \sqrt{\frac{325}{E} + \frac{42.1}{E} + 1.75} \quad (\%)$

- le dépôt d'énergie dans Kali: il est déduit de la relation (III-6) avec l'erreur $\frac{\sigma_{sc}}{E_{sc}} = 0.45$, d'après des données en faisceau test d'électrons
- le dépôt d'énergie dans le verre au plomb: on reprend le modèle d'étalement latéral des gerbes (III-8) à partir duquel on calcule l'énergie déposée dans

chaque bloc de verre au plomb, connaissant la position (y,z) du photon, extrapolée de 6 cm dans la Couronne. L'erreur sur cette énergie déposée dans chaque cellule est décrite par la formule (III-4), augmentée d'une erreur de 10% qui reflète l'incertitude sur la calibration des blocs. Les blocs dont l'énergie déposée est inférieure à 100 MeV (seuil d'écriture après soustraction des pedestaux) sont remis à zéro.

- la résolution sur la position mesurée par Kali: $\sigma_y = \sigma_z = 2.5$ mm (relation III-2)
- l'effet de déclenchement: on ne retient que les événements pour lesquels le moment transverse du bloc de plus grand P_T soit supérieur à 0.9 GeV/c. L'influence des fluctuations sur le seuil des discriminateurs qui réalisent le déclenchement a également été simulée. Mais une erreur $\sigma = 0.05$ GeV/c sur la coupure du déclenchement ne modifie pas sensiblement le taux de π^0 détectés pour $P_T > 1.7$ GeV/c.

Le même programme d'analyse que pour les données réelles, détaillé au parag. III et IV, est ensuite appliqué à ces événements générés. Le spectre de masse invariante $\gamma\gamma$ des π^0 simulés de $P_T > 1.7$ GeV/c reproduit bien celui mesuré dans la Couronne ($\sigma_{MC} = 16$ MeV/c²). On déduit de cette analyse l'efficacité ϵ_2 de détection des π^0 , qui est présentée dans le tableau IV-3 en fonction du P_T et du P_L .

Mais il faut noter que seule la réponse du verre au plomb est correctement simulée pour déterminer ϵ_2 . La distribution latérale des gerbes électromagnétiques dans le scintillateur n'est pas reproduite, en particulier la probabilité de confusion des deux photons de désintégration est sous-estimée. De plus tous ces événements générés ne consistent qu'en un π^0 unique, on a donc négligé les problèmes liés à la résolution d'impacts multiples dans le calorimètre. Enfin, il faut tenir compte de la conversion des photons en paires e^+e^- dans la cible expérimentale. Ces différents points vont être maintenant étudiés.

3) Corrections à la détection des π^0

- Conversion des photons de désintégration:

La cible expérimentale étant située dans un aimant, si l'un des photons de désintégration s'y convertit, les électrons e^+ seront défléchis horizontalement et le π^0 ne sera pas reconnu par le programme d'analyse. Avec 7.2% de longueur de radiation à parcourir en moyenne dans la cible, 10.6% des π^0 produits sont perdus. Si l'un des photons se convertit hors de l'AEG et avant Kali (4.9% X_0), l'angle d'ouverture de la paire e^+e^- est très faible (< 0.5 mrad), et l'effet de la conversion est négligeable.

- Détection des 2 photons dans Kali:

La désintégration en 2 photons de π^0 entre 10 et 30 GeV a été simulée indépendamment, et le dépôt d'énergie des gerbes électromagnétiques dans les barreaux de Kali a été reproduit par le programme EGS (For78). L'analyse de Kali indique que la probabilité de détecter les 2 photons dans le cercle fiduciaire est en moyenne inférieure de 6% à celle précédemment calculée lors de la première simulation, moins détaillée.

L'efficacité globale de détection des π^0 est représentée dans le tableau IV-4. Elle est supérieure à 10% si $P_T > 0.5 + 0.1 P_L$.

4) Efficacité de détection des photons directs

Le programme de simulation de la photoproduction de photons directs suit une procédure plus simple que pour la production de π^0 , car les effets liés à la résolution en énergie sont moins critiques: la section efficace différentielle évolue en P_T^{-5} , au lieu de P_T^{-9} dans la hadroproduction de π^0 .

L'acceptance est déterminée en générant une distribution azimutale isotrope de photons d'impulsion fixée, dans un intervalle assez réduit ($\Delta P_T = 0.1$ GeV/c, $\Delta P_L = 1$ GeV/c). Si le photon est émis vers la Couronne on calcule, d'après son énergie et sa position, les dimensions du cercle

fiduciaire qui doit être tout entier contenu dans Kali. Le taux de photons générés vérifiant cette condition définit l'acceptance.

L'efficacité de détection est calculée, comme pour la production de π^0 , en tenant compte de différents facteurs:

- Conversion du photon dans la cible:

La probabilité de perdre un photon direct par conversion est de 5.4%

- Efficacité de détection dans Kali:

Elle est déduite de la génération des gerbes électromagnétiques de 10, 20 et 30 GeV à l'aide du programme EGS. Le dépôt d'énergie dans les barreaux de scintillateur de Kali est analysé suivant les mêmes critères que pour les données réelles. La probabilité de détecter un photon isolé dans Kali est de $87.6 \pm 1.2\%$ (l'erreur exprime les écarts observés entre 10 et 30 GeV). Cette valeur est interprétée par la probabilité de conversion tardive des photons dans 4.5 Xo de plomb (7% des photons de plus de 20 GeV déposent moins de 10 min.l dans chaque plan de scintillateur), et par les fluctuations de gerbe qui simulent un deuxième photon au voisinage du photon incident.

- Efficacité de détection dans le verre au plomb:

Comme nous l'avons dit au parag. IV-2, 5% des photons isolés au plus sont éliminés par le critère topologique dans la Couronne.

- Rejets fortuits dus à la multiplicité dans Kali:

La zone de Kali à inspecter pour sélectionner un photon isolé est définie essentiellement par une fenêtre de 9 blocs de verre au plomb entourant le bloc déclencheur, soit 2 bandes de 28 cm de large couvrant la moitié

d'un quadrant. La probabilité de trouver un impact secondaire fortuit dans une telle plage n'est pas négligeable. Elle a été estimée à partir de γ et de π^0 détectés dans le calorimètre (de $P_T > 1.7$ GeV/c), en inspectant dans le quadrant symétrique (à droite ou à gauche) la même zone que celle utilisée pour détecter ces traces: on observe un impact secondaire dans 24% des cas.

L'efficacité de détection des photons directs s'obtient donc en pondérant l'acceptance par un facteur $(0.946) \times 0.876 \times 0.95 \times 0.76 = 0.60$. Elle est représentée dans le tableau IV-5.

VI. TRAITEMENT EXCLUSIF DES EVENEMENTS

L'analyse magnétique des traces chargées est indispensable, même pour l'analyse inclusive des événements. En effet la détermination d'un vertex dans la cible expérimentale nous assurera que le déclenchement du calorimètre n'a pas été initié fortuitement par un muon du halo, non rejeté lors du premier filtrage. La connaissance de la trajectoire des traces permettra d'éliminer les derniers déclenchements chargés. Enfin, bien sûr, nous pourrions étudier les caractéristiques de l'état final.

Le programme TRIDENT de reconstruction des particules chargées, développé au CERN, a donc traité 14000 γ et π^0 de $P_T > 1.7$ GeV/c acquis en faisceau de photons, 3600 γ et π^0 en faisceau de pions.

1) Le programme TRIDENT

Après décodage des 71 plans de chambres à fils situés de part et d'autre de l'aimant Goliath, le programme associe des fils touchés de différentes inclinaisons pour reconstruire des points dans l'espace. Des traces droites sont ensuite déterminées dans chaque partie amont et aval, traitées d'abord séparément. Puis les traces amont sont extrapolées vers l'aval et l'on range les traces en trois catégories:

- type 2: uniquement reconnue en amont
- type 3: uniquement reconnue en aval
- type 4: reconnue en amont et en aval

L'impulsion des traces de type 4 peut être directement mesurée grâce à la donnée du champ magnétique de Goliath. La détermination du vertex et le champ magnétique de l'AEG permettent d'analyser les traces de type 2 (et 3 avec Goliath).

La position (x,y,z) du vertex est calculée à partir d'au moins deux traces de type 4 se recoupant, dans certaines limites, au voisinage de la cible expérimentale. Sinon les coordonnées (x,z) sont définies par les traces droites amont, et la coordonnée y soit par une trace 4, soit par la cible scintillateur, soit par la mesure de la trajectoire de l'électron dans le système d'étiquetage. En faisceau de photons, 49% de nos événements acceptés présentent un vertex constitué d'au moins deux traces 4.

Les autres traces extrapolées au voisinage du vertex lui sont rattachées et leur impulsion calculée. Les traces éloignées sont soit comptées en extra-trace ($\sim 13\%$ du total), soit forment un deuxième vertex. Mais seulement 4% des événements acceptés présentent plus de un vertex. Les extra-traces seront en général prises en compte dans l'analyse exclusive si leur distance au vertex principal est courte, et si la précision sur leur impulsion est raisonnable. Celles de type 2 et 3 pour lesquelles TRIDENT ne peut déduire une impulsion seront respectivement notées 12 et 13.

Une simulation par Monte-Carlo d'interactions hadroniques dans le spectromètre indique que 80% des traces traversant Goliath et 85% des traces défléchies en amont sont reconstruites par TRIDENT. Mais d'après les données réelles, la résolution en impulsion des traces énergiques de type 4, essentiellement limitée par la géométrie ($\sigma_P/P^2 = 6.10^{-4} \text{ GeV}^{-1}$), est bien meilleure que sur celles de type 2 ($\sigma_P/P^2 = .02 \text{ GeV}^{-1}$) qui sont contraintes par la précision sur le vertex et par un nombre réduit de plans de fils.

2) Second filtrage des déclenchements à grand P_T :

A) Rejet des derniers muons: trois critères indépendants sont utilisés.

- i) On ne retiendra que les événements pour lesquels TRIDENT a reconstruit un vertex situé dans la cible expérimentale, élargie pour tenir compte des erreurs de mesure. On impose:

$$-(30+\sigma_x) < x < 10+\sigma_x \text{ (cm)}, \quad \sigma_x < 20 \text{ cm}, \quad \sqrt{y^2 + z^2} < 4 \text{ cm}$$

Le tableau suivant indique la proportion d'événements éliminés en faisceau de photons ou de pions:

| % | $\gamma \rightarrow \gamma$ | $\gamma \rightarrow \pi^0$ | $\pi^- \rightarrow \pi^0$ |
|---------------------------|-----------------------------|----------------------------|---------------------------|
| $P_T > 1.7 \text{ GeV/c}$ | 34 ± 2 | 17 ± 1 | 11 ± 2 |
| $P_T > 2.9 \text{ GeV/c}$ | 68 ± 4 | 54 ± 4 | 14 ± 4 |

Contrairement aux pions incidents, où la contamination des muons est négligeable, le taux d'événements rejetés en faisceau de photons est plus important et augmente rapidement avec le P_T . Il est encore supérieur dans le lot de photons isolés.

La probabilité d'écarter un bon événement en faisceau de photons par ce critère est déduit de nos données acquises en août 1983, où le premier filtrage très rigoureux n'avait pas laissé subsister de muons: 20% des événements n'ont pas de vertex dans la cible. Cette valeur est supérieure à celle observée en pions incidents (11%), mais la multiplicité est plus faible en faisceau de photons (cf. chap. VI).

- ii) On requiert ensuite que le temps relatif de l'interaction mesuré dans l'hodoscope G1 ne soit pas supérieur de 10 ns au temps de prédéclenchement (fig. II-10): seuls 0.5% des événements sont rejetés en faisceau de photons et 0.1% en pions incidents.
- iii) On élimine les déclenchements Couronne corrélés à un muon proche observé dans les chambres à fils (défini comme une trace de type 13 traversant les μ veto), ou dans le filtre à muons aval.

Enfin certains déclenchements initiés par une gerbe de muons ne sont pas acceptés: si on observe un muon éloigné dans le spectromètre, mais associé à un électron ou à des traces chargées de même dip (angle vertical).

Mais ces derniers critères n'éliminent que 1% des événements en faisceau de photons.

Le faible taux de rejet des deux derniers points indique clairement que la plupart des muons fortuits ont été éliminés par la coupure sur le vertex.

B) Rejet des déclenchements chargés:

Les traces de type 2 ou 12 sont extrapolées dans le plan de Kali, et on calcule leur distance à l'impact du photon ou du π^0 (fig. IV-3). Une nette corrélation est observée dans le lot de photons détectés. Un déclenchement sera déclaré chargé si cette distance est inférieure à 3 cm: 5% des photons et 2% des π^0 sont ainsi éliminés de l'analyse, cette proportion ne dépendant pas du choix du faisceau.

Un net signal d'électrons est mis en évidence parmi les impacts rejetés ayant la topologie d'un photon dans le calorimètre (fig. IV-4). Pour une moitié d'entre eux, l'énergie mesurée est compatible avec l'impulsion de la trace chargée, confortant notre calibration:

$$\langle E/P \rangle = 1.05 \pm .03 \quad \text{si} \quad 0.5 < E/P < 1.5 \quad (E > 10 \text{ GeV})$$

Cette proportion de 50% d'électrons est la même en pions ou en photons incidents. Elle provient essentiellement de la conversion de photons énergiques en paire électromagnétique dans la cible expérimentale.

TABLEAU IV-2: Acceptance de la Couronne aux π^0 (%)

| P_T (GeV/c) | | | | | |
|---------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 4-4.5 | 39 | 90 | 93 | 68 | 52 |
| 3.5-4 | 45 | 94 | 80 | 54 | 44 |
| 3-3.5 | 72 | 90 | 60 | 45 | 29 |
| 2.5-3 | 90 | 70 | 46 | 27 | 5.3 |
| 2-2.5 | 83 | 50 | 25 | 3.1 | - |
| 1.5-2 | 58 | 24 | 1.8 | - | - |
| | 10-15 | 15-20 | 20-25 | 25-30 | 30-35 |
| P_L (GeV/c) | | | | | |

TABLEAU IV-3: Efficacité de détection des π^0 incidents (%)

| P_T (GeV/c) | | | | | |
|---------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 4-4.5 | 31 | 45 | 43 | 44 | 40 |
| 3.5-4 | 34 | 48 | 43 | 46 | 33 |
| 3-3.5 | 43 | 45 | 47 | 35 | 11 |
| 2.5-3 | 44 | 45 | 35 | 8.7 | - |
| 2-2.5 | 37 | 33 | 7.2 | - | - |
| 1.5-2 | 20 | 3.4 | .9 | - | - |
| | 10-15 | 15-20 | 20-25 | 25-30 | 30-35 |
| P_L (GeV/c) | | | | | |

TABLEAU IV-4: Efficacité globale de détection des π^0 dans la Couronne (%)

| P_T (GeV/c) | | | | | |
|---------------|---------------|-------|-------|-------|-------|
| 4-4.5 | 10 | 34 | 33 | 25 | 17 |
| 3.5-4 | 13 | 37 | 28 | 21 | 12 |
| 3-3.5 | 25 | 34 | 23 | 13 | 2.7 |
| 2.5-3 | 33 | 26 | 13 | 1.9 | - |
| 2-2.5 | 26 | 14 | 1.5 | - | - |
| 1.5-2 | 9.7 | .7 | - | - | - |
| | 10-15 | 15-20 | 20-25 | 25-30 | 30-35 |
| | P_L (GeV/c) | | | | |

TABLEAU IV-5: Efficacité globale de détection des photons directs dans la Couronne (%)

| P_T (GeV/c) | | | | | |
|---------------|---------------|-------|-------|-------|-------|
| 4-4.5 | 7.0 | 36 | 37 | 32 | 26 |
| 3.5-4 | 16 | 39 | 33 | 27 | 19 |
| 3-3.5 | 30 | 35 | 28 | 18 | 4.1 |
| 2.5-3 | 35 | 28 | 17 | 2.6 | - |
| 2-2.5 | 30 | 16 | 1.6 | - | - |
| 1.5-2 | 15 | 1.0 | - | - | - |
| | 10-15 | 15-20 | 20-25 | 25-30 | 30-35 |
| | P_L (GeV/c) | | | | |

CHAPITRE V

PHOTOPRODUCTION INCLUSIVE DE π^0 ET DE PHOTONS DIRECTS A GRAND P_T

La possibilité de disposer non seulement d'un faisceau de photons, mais aussi de faisceaux de pions π^- de différentes énergies, et ce dans les mêmes conditions expérimentales, nous est extrêmement intéressante.

La détection à grand P_T des π^0 produits en pions incidents nous permettra de paramétriser le comportement hadronique en paire quark-antiquark liée du photon. Nous pourrons ensuite distinguer dans la photoproduction de π^0 à grand P_T , l'interaction ponctuelle du photon. De même la contamination en photons indirects sera déduite de nos données acquises en pions incidents. Ce bruit de fond une fois soustrait, nous pourrons isoler le signal d'effet Compton QED et de photoproduction de photons directs.

La mesure de sections efficaces n'est réalisable que si l'acceptance aux photons et aux π^0 , mais aussi la luminosité intégrée, sont bien connues. Nous pourrons alors confronter nos résultats expérimentaux aux prédictions théoriques.

I. NORMALISATION

Déterminer la luminosité est une tâche délicate car une mesure directe de l'intensité du faisceau de photons, à large bande et accompagné d'un haut flux de photons peu énergiques, est difficile. De même un comptage des électrons du faisceau dans les hodoscopes d'étiquetage est peu précis car leur forte intensité (10^8 e^- / seconde) induit un temps mort important et des non-linéarités dans l'électronique associée. De plus il faudrait tenir compte du double bremsstrahlung dans le radiateur. Deux méthodes indirectes ont donc été utilisées, basées sur la détection de réactions de section efficace connue.

1) Comptage d'interactions inélastiques (cf. Vir84)

Notre déclenchement de premier niveau est suffisamment peu biaisé pour être sensible à toutes les interactions hadroniques, sauf la production élastique de mésons ρ , ω et φ . En faisceau de pions, un simple comptage des prédéclenchements permet de calculer la luminosité intégrée.

Mais en faisceau de photons, les interactions hadroniques ne constituent qu'une fraction des prédéclenchements (environ 10%). Un déclenchement spécial, plus sévère, demande qu'au moins une trace chargée traverse l'aimant Goliath dans chaque moitié haut et bas. Il est formé par la coïncidence des demi-hodoscopes G1-G2V-G2H. Le nombre N de ces déclenchements est enregistré sur bande à chaque cycle.

La luminosité intégrée sera égale à:

$$\mathcal{L} = \frac{NP_{\text{had}}}{\sigma_{\text{inel}}} / [\int A_{\text{cc}}(E) \cdot n(E) dE]$$

- 2 à 3 événements écrits sur bande à chaque cycle permettent d'évaluer la probabilité P_{had} pour que le déclenchement soit réellement hadronique, et pour que TRIDENT reconstruise un vertex dans la cible.

En faisceau de pions, seule la condition sur le vertex intervient:

$$P_{\text{had}} = 0.91 \pm 0.05$$

En faisceau de photons, la contamination en paire d'électrons réduit cette probabilité à:

$$P_{\text{had}} = 0.75 \pm 0.01$$

- L'acceptance $A_{\text{cc}}(E)$ de ce déclenchement est mesurée en pions incidents, d'énergie E fixée. Le résultat est en accord avec une simulation par Monte-Carlo qui étend l'acceptance jusqu'aux basses énergies du faisceau de photons:

| E (GeV) | 30 | 50 | 70 | 90 | 120 |
|---------------|------|----|----|----|-----|
| acceptance(%) | 15.5 | 29 | 40 | 47 | 54 |

- $n(E)$ est le spectre en énergie des photons incidents qui participent au prédéclenchement (cf. fig. II-2)

- Le calcul de la section efficace totale inélastique σ_{inel} , pondérée par l'effet d'ombre du noyau cible de lithium 6, est détaillé dans la référence Vir84.

Ramenée à un nucléon:

$$\sigma_{inel}(\pi^- Li) = 15.6^{+1.6}_{-2.4} \text{ mbarn}$$

$$\sigma_{inel}(\gamma Li) = 94^{+5}_{-9} \mu\text{barn}$$

En tenant compte des taux de filtrage fortuit, la luminosité intégrée obtenue pour nos données vaut, pour chaque faisceau:

| faisceau | π^- 70 GeV | π^- 90 GeV | π^- 120 GeV | π^- 90 GeV
+ halo | γ |
|---------------------------|----------------|----------------|-----------------|--------------------------|----------|
| $\mathcal{L}$ (evt/nbarn) | 7.4 | 10.6 | 5.3 | 5.9 | 2100 |

L'erreur sur la mesure de cette luminosité est de $\pm 20\%$. Mais c'est une erreur systématique, non gaussienne.

2) Photoproduction de dimuons par le mécanisme de Bethe-Heitler (cf. Leg85)

La production élastique d'une paire de muons par un photon dans le champ coulombien d'un noyau est un processus purement électromagnétique dont la section efficace est parfaitement connue. Ces dimuons sont détectés par le filtre à muons aval dont ils constituent une des sources de déclenchement. Connaissant l'acceptance, on en déduit une valeur de la luminosité en faisceau de photons qui est compatible avec celle mesurée précédemment. L'erreur est du même ordre.

II. HADROPRODUCTION DE MESONS π^0 A GRAND P_T

L'emploi de faisceaux de pions π^- de 70, 90 et 120 GeV nous permet de reproduire la partie énergétique du spectre du faisceau de photons. Afin

d'accroître notre lot d'événements en π^0 de grand moment transverse, le déclenchement des calorimètres est réalisé avec deux seuils en P_T , 900 MeV/c et 1400 MeV/c.

La distribution cumulée en P_T des π^0 détectés dans la Couronne est présentée sur la figure V-1 pour chacune des trois énergies incidentes. La paramétrisation proposée par Donaldson et al. dans une expérience antérieure (Don78), pondérée par l'effet d'ombre du noyau cible (chap. IV parag. V-1), décrit parfaitement nos résultats. La section efficace est calculée à l'aide des spectres en énergie de faisceau mesurés par le système d'étiquetage (fig. II-4a-c). La normalisation prend en compte la luminosité, l'acceptance aux π^0 et le taux de bruit de fond sous le π^0 (rapport signal/bruit = 2.1). Un facteur correctif $f_1 = 0.89 \pm 0.05$ est introduit de manière à ajuster au mieux la prédiction de Donaldson et al. à nos résultats expérimentaux. La valeur de f_1 est compatible avec l'erreur systématique sur notre luminosité ($\pm 20\%$), mais aussi avec celle de la prédiction ($\pm 15\%$). L'erreur de ± 0.05 exprime l'écart observé entre 70 et 120 GeV. Ce même facteur f_1 sera appliqué aux π^0 détectés en faisceau de photons.

Les distributions en P_T et en P_L ($P_T > 1.7$ GeV/c, $P_L > 10$ GeV/c), sommées sur les trois énergies incidentes, sont comparées à la même paramétrisation sur la figure V-2: l'accord est excellent. Notre évaluation des efficacités de détection des π^0 , à la fois en P_T et en P_L , est donc fiable. En particulier les effets de non-linéarité, sensibles à l'énergie, sont bien dominés.

Les mêmes distributions en P_T sont reproduites sur la figure V-3 pour les calorimètres central et avant, Ilsa et Olga.

Les déclenchements de chaque calorimètre ont été traités séparément. Les résultats de ces trois calorimètres sont compatibles avec la même paramétrisation, l'écart étant inférieur à 11%.

Le très bon accord observé sur un domaine cinématique aussi étendu ($5 < \hat{\theta} < 125^\circ$, $1.7 < P_T < 4$ GeV/c), et pour des énergies incidentes différentes, nous permettra d'appliquer cette paramétrisation pour décrire le comportement hadronique VDM du photon incident.

La seule différence significative qui peut influencer sur notre mode de calcul de la normalisation en faisceau de photons ou de pions, est le halo intense de muons qui accompagne le faisceau de photons. Mais l'expérience NA14 peut disposer d'un faisceau de pions π^- de 90 GeV accompagné par un halo de muons aussi intense (cf. chap. II parag. 1-5). Le seuil en P_T de déclenchement est de 1400 MeV/c. Le filtrage très sévère contre les muons et les particules chargées utilise, comme en faisceau de photons, le programme TRIDENT et toutes les informations disponibles du spectromètre. On évalue à la moitié la proportion des π^0 incidents dans la Couronne qui sont éliminés fortuitement par ce filtrage. La distribution en P_T des π^0 détectés dans la Couronne est comparée à la prédiction de Donaldson et al. sur la figure V-4a. Un facteur supplémentaire $f_2 = 0.81$ doit être multiplié au taux de rejet fortuit pour que l'accord soit satisfaisant. Ce même facteur sera appliqué aux photons et aux π^0 détectés en faisceau de photons.

III. PHOTOPRODUCTION DE MESONS π^0 A GRAND P_T

En faisceau de photons la contribution VDM est calculée en moyennant sur des pions π^+ et π^- incidents la section efficace de production de π^0 paramétrisée par Donaldson et al. (cf. tableau IV-1). Nous utilisons le spectre d'énergie des photons incidents décrit sur la figure II-2. Le facteur de normalisation à appliquer est le rapport des sections efficaces inélastiques γN (Cal78) et $\pi^\pm N$ (Cer83):

$$\sigma(\gamma N \rightarrow \pi^0 X) = \frac{103.8}{205000} \sigma(\pi^\pm N \rightarrow \pi^0 X)$$

Les distributions en P_T et en P_L des π^0 détectés dans la Couronne en faisceau de photons (fig. V-5) indiquent une déviation significative par rapport à la seule contribution hadronique, représentée par la courbe en tirets. L'excès observé de π^0 est de $24 \pm 1\%$ à $P_T = 1.8$ GeV/c, il est de $40 \pm 3\%$ si $P_T > 2.9$ GeV/c.

Nous avons montré sur la figure V-6 la dépendance en P_L de la section efficace de photoproduction de π^0 , mesurée dans chaque calorimètre

pour trois intervalles en P_T . Les résultats des trois calorimètres sont concordants dans le domaine cinématique où ils se recouvrent: en particulier pour la Couronne et Ilsa si $14 < P_L < 30$ GeV/c. Vers l'avant, dans Olga, l'excès observé de π^0 par rapport à la seule prédiction VDM est supérieur à un facteur 2 si $P_T > 2$ GeV/c. Il augmente ensuite nettement avec le moment transverse.

L'erreur systématique sur la normalisation, limitée à $\pm 20\%$, n'explique pas ces différences.

Aurenche et al. (Aur84') ont calculé la contribution QCD à la photoproduction de π^0 à grand moment transverse, en menant le développement perturbatif jusqu'à l'ordre α_s^2 (cf. chap. I parag. V). L'accord est excellent pour les trois calorimètres (fig. V-5 et V-6) sur tout le domaine cinématique ($1.7 < P_T < 4$ GeV/c, $10 < P_L < 100$ GeV/c).

Notre mesure de la section efficace différentielle de photoproduction de π^0 est représentée en fonction du P_T sur les figures V-7 a et b, après soustraction de la contribution VDM. Nous avons distingué les π^0 produits en arrière dans le référentiel du centre de masse photon-nucléon ($10 < P_L < 30$ GeV/c), de ceux émis en avant ($P_L > 40$ GeV/c). La figure V-7a est obtenue en combinant les résultats des trois calorimètres. Le comportement différent de la section efficace Compton QCD ($\gamma q \rightarrow gq$) entraîne qu'elle domine nettement le terme de fusion ($\gamma g \rightarrow \bar{q}q$) à grand moment transverse. Ces deux diagrammes constituent le terme de Born qui représente environ 45% de la section efficace QCD. La contribution des logarithmes dominants a presque la même pente que le terme de fusion, mais est inférieure de moitié à $P_L < 30$ GeV et de 30% à grand P_L . Les termes d'ordre supérieur sont de même amplitude que le terme Compton QCD. A grand P_L , ils sont indispensables pour expliquer nos données. En arrière, à petit P_L , les erreurs systématiques sur la normalisation sont trop importantes pour pouvoir conclure.

La production de π^0 provenant de la fragmentation d'un gluon contribue à plus de la moitié de la section efficace QCD prédite. Nous avons supposé jusqu'ici que le gluon se fragmentait comme un quark (Ba79). Mais

comme nous l'avons expliqué au chapitre I, la fonction de fragmentation des gluons est en fait relativement mal établie. Nous avons donc également essayé une fonction de fragmentation plus douce, proposée dans la même référence. Un ajustement global à 94 degrés de liberté a été réalisé sur les distributions en $P_T P_L$ de la figure V-6. Un facteur f de normalisation est laissé arbitraire. Nous obtenons:

Si le gluon se fragmente comme un quark: $\chi^2/\text{d.l.} = 1.66$ et $f = 0.97$

Si sa fragmentation est plus douce: $\chi^2/\text{d.l.} = 1.56$ et $f = 0.91$

Notre incertitude de $\pm 20\%$ sur l'erreur systématique ne nous permet donc pas de privilégier l'une de ces fonctions de fragmentation.

En conclusion, la seule contribution hadronique des photons incidents n'explique pas le nombre de π^0 observés à grand P_T en photoproduction. Cet excès est parfaitement décrit sur tout le domaine cinématique par la chromodynamique quantique, grâce à un développement perturbatif mené jusqu'aux ordres supérieurs. Le terme de Born, qui se manifeste par l'émission de 2 jets de particules à $\vec{P}_T$ opposés, contribue à la moitié de la section efficace QCD. On peut donc s'attendre à observer des topologies d'événements très différentes en faisceaux de photons et de pions. Cette analyse exclusive sera approfondie au chapitre suivant.

IV. CONTAMINATION DES PHOTONS DIRECTS EN FAISCEAU DE PHOTONS

Après le rejet des particules chargées issues de l'interaction et des muons, la contamination principale des photons Compton provient de la désintégration de π^0 dont l'un des photons n'est pas détecté.

Ce taux F de bruit de fond est directement déduit des données enregistrées en pions incidents. En effet, la pioproduction de photons directs a une section efficace beaucoup plus réduite que celle des mésons π^0 :

$\sigma(\pi^- N \rightarrow \gamma \text{ direct } X) / \sigma(\pi^- N \rightarrow \pi^0 X) \simeq 3\%$ si $P_T = 3 \text{ GeV}/c$ d'après Bad84. On pourra donc considérer que les photons observés en pions incidents sont essentiellement indirects. Sinon on surestimerait légèrement le bruit de fond.

Nous avons mesuré, en fonction du moment transverse, le nombre de π^0 et de photons observés dans la Couronne en faisceau π^- de faible intensité. Ils sont respectivement notés $N(\pi^- \rightarrow \pi^0)$ et $N(\pi^- \rightarrow \gamma)$. Les résultats acquis à 70, 90 et 120 GeV incidents sont cumulés sur la figure V-8. On en déduit, pour chaque intervalle en P_T , le taux de contamination:

$$F = N(\pi^- \rightarrow \gamma) / N(\pi^- \rightarrow \pi^0).$$

Les valeurs obtenues n'augmentent que lentement:

$F = 0.25$ si $P_T = 2$ GeV/c, $F = 0.4$ si $P_T > 3.5$ GeV/c, attestant une bonne séparation γ/π^0 jusqu'aux plus grandes impulsions transverses.

En faisceau de photons, la contamination en photons indirects sera simplement égale à $F(P_T) \times N(\gamma \rightarrow \pi^0)$, où $N(\gamma \rightarrow \pi^0)$ est le nombre de π^0 observés avec le même P_T .

On a néanmoins supposé dans cette méthode que les autres sources de contamination hadronique avaient un niveau comparable en faisceaux de photons et de pions:

- Le méson η se désintègre en deux photons avec une probabilité de 39%. Son taux de production a été mesuré, en faisceaux de photons et de pions, dans le calorimètre Olga (Wor84):

$$(\eta/\pi^0)_{\text{faisceau } \gamma} = 0.52 \pm 0.15 \text{ si } P_T > 1.5 \text{ GeV/c et } P_L > 30 \text{ GeV/c}$$

$$(\eta/\pi^0)_{\text{faisceau } \gamma} / (\eta/\pi^0)_{\text{faisceau } \pi} = 1.2 \pm 0.3 \text{ si } P_T = 2 \text{ GeV/c}$$

Ce résultat est compatible avec la valeur moyenne utilisée $\eta/\pi^0 = 0.5$, obtenue dans d'autres expériences de hadroproduction (Pov83).

La masse élevée du η (549 MeV/c²) implique que les 2 photons de désintégration se présentent en amas distincts dans la mosaïque de verre au plomb. Les η étant produits comme les π^0 suivant une loi en P_T^{-n} (où $n \approx 9$), l'effet "parent-enfant" entraîne que le nombre de photons émis avec un moment transverse identique sera réduit d'un facteur $2/n$ (Cra78).

Ramenée aux π^0 détectés, la proportion de η simulant un photon isolé est estimée à 5% environ. Une différence de 20% dans le taux de

production de η en faisceau de photons ou de pions ne changerait donc la contamination F que de 1% seulement.

- De même la désintégration des mésons $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ et $\eta' \rightarrow \gamma \gamma$ peut s'opérer par la voie de photons. Le taux de production, mesuré aux ISR (Dia80), vaut $\omega/\pi^0 \simeq \eta'/\pi^0 \simeq 0.9$. Mais les rapports de branchement sont faibles (8.7% et 1.9% respectivement) et la contamination en photons indirects est estimée à 1.5% environ. Un taux de production différent pour les deux types de faisceau ne modifierait pas significativement F .
- Les hadrons neutres (neutrons, K_L^0) peuvent interagir dans le convertisseur et présenter une topologie de gerbe électromagnétique dans les cellules de verre au plomb. Mais cette probabilité est faible ($< 5\%$). Le petit nombre de déclenchements initiés par des hadrons chargés, observé en faisceaux de photons et de pions dans la Couronne, limite cette contamination à moins de 1%.

Notre estimation du taux de contamination en photons indirects et l'efficacité du filtrage contre les muons ont été testées dans les conditions difficiles d'un faisceau de pions de 90 GeV accompagné par un halo intense de muons. Après le même filtrage très sévère que celui appliqué en faisceau de photons, le nombre de photons observés à grand P_T dans la Couronne est expliqué par la seule contamination hadronique (fig. V-4b). Nous en concluons que tous les muons simulant un photon sont éliminés par le filtrage.

V. PHOTOPRODUCTION DE PHOTONS DIRECTS

Cette même méthode de calcul du bruit de fond est appliquée en faisceau de photons. La distribution en moment transverse des photons observés dans la Couronne est portée sur la figure V-9. A petit P_T la contamination $F \times N(\gamma \rightarrow \pi^0)$, représentée par la courbe en tirets, explique presque complètement le nombre de photons détectés. Si $P_T > 3 \text{ GeV}/c$, on

distingue un excès de photons qui augmente rapidement avec l'impulsion transverse. Un accroissement systématique du bruit de fond, de 10% environ, n'expliquerait pas les photons observés aux plus grands P_T . Il en est de même pour les calorimètres Ilsa et Olga où l'excès est encore plus significatif: il apparaît dès $P_T > 2.5$ GeV/c (fig. V-10).

L'effet Compton QED $\gamma q \rightarrow \gamma q$, augmenté des corrections QCD calculées par Aurenche et al. (Aur84) rend compte de cet excès dans l'hypothèse d'une charge électrique fractionnaire pour les quarks. La courbe en points-tirets présente, pour chacun des calorimètres, le résultat de ce calcul théorique. Elle domine la contamination si le moment transverse est supérieur à respectivement 2.9, 3 et 3.6 GeV/c pour Olga, Ilsa et la Couronne. La courbe continue est la somme de la contamination et de la prédiction QED + QCD: on observe un très bon accord sur tout le domaine cinématique.

Après soustraction du bruit de fond, le nombre de photons directs observés dans la Couronne est comparé à la prédiction théorique sur la figure V-11. De même, les données des deux autres calorimètres ont été combinées pour calculer la section efficace de photoproduction de photons directs (fig. V-12, Ast85). L'erreur systématique sur la soustraction du bruit de fond domine à petit P_T , l'erreur statistique à grand P_T . Il est clair, d'après cette dernière figure, que les corrections QCD sont indispensables pour interpréter correctement la section efficace mesurée. Ce résultat constitue donc lui aussi un test précis de la chromodynamique quantique.

Les modèles de charge électrique entière pour les quarks prédisent, au terme de Born, une section efficace 2.65 fois plus élevée que dans le cas fractionnaire (cf. chapitre I parag. II.2). Les corrections d'ordre supérieur n'ont pas été calculées, mais nous supposons que ce facteur est identique. La courbe hachurée des figures V-11 et V-12 correspond donc à 2.65 fois la courbe continue prédite par Aurenche et al. dans l'hypothèse classique. L'erreur systématique sur la normalisation et sur la détection des photons est de $\pm 25\%$. Même si l'on rehausse la section efficace mesurée par les erreurs

systematiques, le désaccord avec le modèle de charge entière est supérieur à 4 écarts standards sur toute la distribution en P_T . Les données de la Couronne confirment ce désaccord, en arrière dans le référentiel du centre de masse photon- nucléon.

La topologie très caractéristique de l'effet Compton QED, un photon isolé et un jet unique de particules de $\vec{P}_T$ opposé, devrait se révéler dans l'analyse exclusive qui constitue le cadre du prochain chapitre.

CHAPITRE VI

ANALYSE DE L'ETAT FINAL

Une nette contribution d'interaction ponctuelle du photon a été mise en évidence dans l'analyse inclusive. Nous nous proposons de montrer dans ce chapitre qu'elle se manifeste dans l'état final par l'émission de jets de particules. Deux directions seront suivies.

Nous comparerons d'une part, en faisceaux de pions et de photons, les caractéristiques des événements associés à des π^0 de grand P_T . Les pions incidents reflètent la contribution hadronique VDM du photon. Une topologie différente en photoproduction pourrait signer le caractère ponctuel de l'interaction du photon, décrite par QCD: au terme de Born deux jets de particules de $\vec{P}_T$ opposés sont émis, l'un de ces jets cédant presque toute son impulsion au π^0 .

En faisceau de photons, ce même lot de π^0 sera confronté aux photons isolés de grand P_T . Les π^0 constituant la principale source de contamination en photons indirects ils doivent en présenter aussi les caractéristiques exclusives. Une déviation mettrait en évidence la production de photons directs: au terme de Born, l'effet Compton QED se manifeste par l'émission d'un photon isolé et d'un jet unique de particules de $\vec{P}_T$ opposé.

I. TRAITEMENT DES DONNEES.

L'analyse que nous allons détailler porte sur les mêmes événements, déclenchés par la Couronne sur des photons et des π^0 de $P_T > 1.7$ GeV/c, déjà étudiés inclusivement. Le vertex et les traces chargées sont reconstruits par le programme TRIDENT. Nous avons décrit au chapitre IV le filtrage contre les déclenchements fortuits initiés par des muons ou des hadrons chargés. L'information complète sur l'énergie incidente, sur les traces neutres détectées dans chaque calorimètre, sur la réponse du Cherenkov et sur le temps des traces nous est fournie par le programme NEPTUN.

1) SELECTION DES TRACES CHARGEES

Elle résulte de différentes contraintes:

- Nous voulons récupérer une partie des extra-traces, abusivement écartées du vertex par TRIDENT: la distance de chaque trace ou extra-trace au vertex devra être inférieure à 3 cm.
- Les muons et les paires électromagnétiques, codés fortuitement dans la porte de lecture des chambres à fils, sont éliminés par le temps des traces. Mesuré par les TDC de l'hodoscope G1, il doit être inférieur à 6 ns. Les électrons e^+ , concentrés dans le plan horizontal, sont rejetés par une coupure sur l'angle vertical λ (angle de dip).
- Les traces mal reconstruites sont éliminées par une coupure sur leur impulsion. La contrainte sur la résolution σ_P/P est suffisamment lâche pour ne pas perdre les traces moins bien mesurées, mais clairement visibles dans les chambres à fils: en particulier, les traces énergiques qui ne traversent pas l'aimant Goliath.

Enfin certaines traces sont dédoublées de part et d'autre de Goliath, apparaissant à la fois comme type 2 et comme type 4 (ou 3). La trace de type 2 est rejetée si les différences d'angle de dip et d'azimut vérifient: $|\Delta \lambda|$ et $|\Delta \phi| < 15$ mrad.

Suivant le type de traces, on imposera:

| type | 2 | 3 | 4 |
|------------------|--------|--------|---------|
| λ (mrad) | > 3 | 3 - 15 | > 3 |
| P (GeV/c) | 1 - 40 | 4 - 50 | < 100 |
| σ_P/P (%) | < 50 | < 25 | < 25 |

Au total, en faisceau de photons, plus de 80% des traces de type 3 et des extra-traces de type 4 sont éliminées. Mais ce sont essentiellement des électrons e^+ de paire. 93% des traces 2 et 4 sont conservées, et 70% des extra-traces 2 sont récupérées.

2) SELECTION DES TRACES NEUTRES

Plus généralement que lors de l'analyse inclusive, nous traiterons non seulement les photons et les π^0 , mais aussi les autres catégories de traces neutres définies au chap. IV parag. IV-3.

Toutes les traces neutres de plus de 1 GeV détectées dans les calorimètres sont considérées.

Une particule chargée peut interagir dans un calorimètre électromagnétique et y présenter une topologie de trace neutre. Comme les traces chargées et neutres sont reconstruites de manière indépendante, une même trace pourrait être comptée deux fois. Dans ce cas, la réponse du calorimètre est ignorée:

- si le veto chargé situé devant la cellule correspondante d'Ilsa ou d'Olga a répondu.
- ou dans la Couronne, si la réponse du scintillateur est trop faible (< 4 min.l).
- ou si la distance relative à une trace chargée, extrapolée dans le plan du calorimètre, est inférieure à 3 cm dans Kali, 10 cm dans Olga ou Ilsa.

Afin de ne pas comptabiliser les muons, une trace secondaire de la Couronne est rejetée si son écart en temps par rapport à l'interaction est supérieur à 10 ns.

La Couronne étant située à 2.5 m de la cible, la direction de ses traces est recalculée d'après la position du vertex. Cette correction angulaire est de 5% dans certains cas. Certaines variables, comme la pseudo-rapacité, seront alors mieux définies.

Un clair signal de π^0 est observé dans chaque calorimètre en combinant deux photons secondaires éloignés (fig. VI-1). Dans l'analyse, ces deux photons seront traités comme un π^0 unique si la différence de masse vérifie: $|M_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}| < 35 \text{ MeV}/c^2$, ou $65 \text{ MeV}/c^2$ si l'un des photons est dans la Couronne.

3) SIMULATION PAR MONTE-CARLO D'EVENEMENTS COMPTON QED

En faisceau de photons, les événements associés à des photons de grand P_T pourront être directement comparés à une génération par Monte-Carlo d'événements Compton QED. Le spectre d'énergie des photons incidents est celui de la figure II-2. Le programme LUND simule la fragmentation du quark en un jet de particules (Sjo82). La réponse des chambres à fils est ensuite reproduite par le programme GEANT (Bru78). Les traces chargées sont reconstruites, comme dans les données réelles, avec TRIDENT. De manière analogue, les photons produits dans l'acceptance angulaire des calorimètres sont codés sous forme de banque (Mae83).

Les mêmes critères de sélection sur le vertex et sur les traces sont appliqués à ces données simulées.

II. CARACTERISTIQUES GENERALES DES EVENEMENTS

1) MULTIPLICITE

Après sélection des traces, les multiplicités observées en faisceau de photons, de pions de 90 GeV, ou dans le Monte-Carlo sont indiquées sur la figure VI-2 et dans le tableau suivant. Le photon ou le π^0 de grand P_T dans la Couronne est décompté.

| Mult. chargée
totale | $\pi^- \rightarrow \pi^0$ | $\gamma \rightarrow \pi^0$ | $\gamma \rightarrow \gamma$ | M.C. QED |
|---------------------------|---------------------------|----------------------------|-----------------------------|--------------|
| $1.7 < P_T < 2.5$ | 5.27 ± 0.9 | 4.22 ± 0.3 | 4.02 ± 0.6 | $3.7 \pm .1$ |
| | $8.1 \pm .1$ | $6.53 \pm .04$ | $6.12 \pm .08$ | $5.2 \pm .1$ |
| $P_T > 2.5 \text{ GeV}/c$ | $5.5 \pm .2$ | $4.27 \pm .07$ | $3.7 \pm .1$ | $4.0 \pm .1$ |
| | $8.6 \pm .3$ | $6.8 \pm .1$ | $5.8 \pm .2$ | $5.7 \pm .2$ |

La multiplicité moyenne est supérieure en pions incidents qu'en faisceau de photons. Cette différence peut être liée à la conservation de la charge électrique. La multiplicité évolue peu en fonction du P_T . En photoproduction, elle est légèrement plus faible pour les photons détectés, se rapprochant de la prédiction du Monte-Carlo. Les traces chargées constituent les 2/3 de la multiplicité totale.

2) CONSERVATION DU MOMENT

Soient $\vec{P}_T$ le moment transverse de la particule déclenchant la Couronne et $\vec{P}_{Tr}$ celui résultant de toutes les autres traces détectées dans l'événement. La fraction de moment transverse mesuré sera estimée par la variable $Z_r = (\vec{P}_T \cdot \vec{P}_{Tr}) / P_T^2$

$Z_r = -1$ si le moment transverse est bien conservé. Les distributions observées sont représentées ci-dessous et sur la figure VI-3.

| $\langle Z_r \rangle$ | $\pi^- \rightarrow \pi^0$ | $\gamma \rightarrow \pi^0$ | $\gamma \rightarrow \gamma$ | M.C. QED |
|---------------------------|---------------------------|----------------------------|-----------------------------|----------|
| $1.7 < P_T < 2.5$ | -0.54 | -0.53 | -0.50 | -0.85 |
| $P_T > 2.5 \text{ GeV/c}$ | -0.57 | -0.55 | -0.54 | -0.86 |

La fraction de moment transverse mesuré ne dépend ni du faisceau incident, ni de la particule observée à grand P_T . Elle est bien moins bonne que celle prédite par le Monte-Carlo et ne s'améliore que très légèrement avec le P_T . Le même résultat est obtenu dans les autres calorimètres.

De même, la fraction d'énergie hadronique mesurée sera définie par $Z_h = E_h / (E_{in} - P)$ où E_{in} est l'énergie du photon ou du pion incident (calculée par le système d'étiquetage), P est l'impulsion du γ ou du π^0 de grand P_T , E_h est l'énergie hadronique totale mesurée.

$Z_h = 1$ si l'énergie de toutes les traces est mesurée.

Les valeurs observées, toujours sur les mêmes données, sont portées dans le tableau suivant et sur la figure VI-4:

| $\langle Z_h \rangle$ | $\pi^- \rightarrow \pi^0$ | $\gamma \rightarrow \pi^0$ | $\gamma \rightarrow \gamma$ | M.C. QED |
|---------------------------|---------------------------|----------------------------|-----------------------------|----------|
| $1.7 < P_T < 2.5$ | 0.70 | 0.57 | 0.55 | 0.84 |
| $P_T > 2.5 \text{ GeV/c}$ | 0.73 | 0.60 | 0.62 | 0.84 |

L'énergie est mieux conservée en faisceau de pions de 90 GeV qu'en faisceau de photons. Mais la résolution du programme d'étiquetage est meilleure en pions incidents car le flux est plus faible. Seule la partie amont

est d'ailleurs utilisée. En faisceau de photons, le bremsstrahlung multiple dans le radiateur n'est pas corrigé et l'énergie incidente est surestimée dans 17% des cas.

Dans le Monte-Carlo Compton QED, où il n'y a pas de problème de double bremsstrahlung, les conservations de l'énergie et du moment transverse sont très bien corrélées. En faisceau de pions, l'énergie est un peu mieux conservée que le P_T . Il en est de même en faisceau de photons où les variables Z_r et Z_h évoluent de façon similaire en fonction de la multiplicité totale (fig. VI-5). Les valeurs de Z_r et Z_h sont bien meilleures quand le nombre de particules observées est grand. Il semble donc que la moins bonne conservation du P_T soit due plutôt à une perte de particules qu'à un éventuel moment intrinsèque des quarks à l'intérieur du nucléon.

En faisceau de pions de 70 et 120 GeV, les moustaches dans le plan horizontal des chambres à fils étaient activées, mais les valeurs moyennes de Z_r et de Z_h sont comparables à celles observées à 90 GeV. Les traces perdues sont donc sans doute des particules peu énergiques émises à grand angle, hors de l'acceptance du spectromètre. Elles ne devraient pas influencer sur la recherche de jets à grand P_T .

III. HADRO ET PHOTOPRODUCTION DE π^0 A GRAND P_T

Par analogie avec d'autres expériences de diffusions inélastiques profondes, réalisées aux ISR en proton-proton ou au SP $\bar{P}$ S en proton-anti-proton par exemple, nous allons considérer deux variables cinématiques pour décrire l'état final associé à la production de π^0 à grand P_T :

- la "distance", définie pour chaque trace de chaque événement comme

$$d^2 = (\Delta\varphi)^2 + (\Delta\eta)^2$$

où $\Delta\varphi$ est l'azimut relatif de la trace par rapport à celui du π^0 de grand P_T

$\Delta\eta$ est la différence de pseudo-rapacité de la trace et du π^0 de grand P_T

($\eta = -\text{Log tg} \frac{\theta_{\text{lab}}}{2}$ où θ_{lab} est l'angle d'émission dans le référentiel du laboratoire)

Cette "distance" a l'avantage de ne faire intervenir que des termes invariants par transformation de Lorentz. Elle prendra la même valeur

dans le référentiel du laboratoire ou dans celui du centre de masse photon (ou pion) - nucléon. Elle est donc directement corrélée au processus fondamental.

Elle distingue les particules émises dans des hémisphères opposés et celles diffusées à des angles θ_{lab} différents.

Mais elle introduit chaque trace, quelle que soit son impulsion, avec le même poids statistique. Une autre variable a donc été définie.

- le flux d'énergie hadronique dans le plan transverse: $\frac{1}{E_h} \frac{\Delta E}{\Delta \phi}$

où E_h est l'énergie hadronique totale mesurée dans l'événement

ΔE est l'énergie hadronique mesurée dans l'intervalle d'azimut $\Delta \phi$

$$\left(\int_0^\pi \frac{\Delta E}{\Delta \phi} d\phi = E_h \right)$$

La figure VI-6 présente la distribution en distance mesurée en pions incidents si le π^0 détecté dans la Couronne a un moment transverse compris entre 1.7 et 2.5 GeV/c, ou supérieur à 2.5 GeV/c. L'impulsion minimum des traces est de 1 GeV. Nous avons distingué les trois énergies incidentes: 70, 90 et 120 GeV. La distribution à 90 GeV donne l'échelle des erreurs statistiques. Aucune différence significative n'est à noter entre les différentes énergies (bien que, à 70 et 120 GeV, les moustaches des chambres à fils soient activées). Il en est de même pour les distributions en flux d'énergie (fig. VI-7).

En faisceau de photons, la distribution en distance a un aspect très différent (fig. VI-8). La distribution en pions incidents, cumulée sur les trois énergies, est portée sur la même figure. Mais elle est pondérée par la fraction de contribution hadronique VDM que l'on attend en photons incidents d'après l'analyse inclusive:

si $1.7 < P_T < 2.5$ GeV/c : VDM/total = 0.74

$P_T > 2.5$ GeV/c : VDM/total = 0.64

Une nette accumulation à petite et à grand distance est mise en évidence en faisceau de photons. Une telle structure n'est pas due, comme nous l'avons vu, à une moins bonne conservation de l'impulsion transverse. Nous n'avons de plus retenu dans ces distributions, que les événements pour lesquels la

fraction de moment transverse mesuré est relativement bonne ($Z_r < 0$). Une coupure plus sévère ne supprimerait pas la différence observée entre les deux faisceaux.

La distribution observée en faisceau de photons peut être interprétée comme la somme de deux contributions: l'une, VDM, serait décrite par les données en pions incidents qui ne présentent pas de structure très marquée - l'autre reflèterait l'interaction ponctuelle des photons incidents, décrite par QCD. Le terme de Born du développement QCD perturbatif représente la moitié de la section efficace QCD et se manifeste par l'émission de 2 jets de particules. Le jet associé au π^0 de grand P_T pourrait correspondre à l'accumulation observée à courte distance, le jet opposé au π^0 serait le pic à grande distance. A grand P_T (> 2.5 GeV/c), le π^0 emporte une plus grande fraction de l'impulsion du jet et le pic à courte distance est moins important. Mais son étroitesse ne doit pas faire illusion, elle ressort des termes quadratiques dans la définition de la distance.

La figure VI-9 décrit les mêmes distributions, mais seulement pour les traces d'énergie supérieure à 3 GeV. La différence entre les deux faisceaux est très nette à grande distance. Le pic à courte distance a disparu. Comme l'on pouvait s'y attendre, le déclenchement sur un π^0 de grand P_T biaise le jet auquel il appartient et seules des traces de faible impulsion l'accompagnent.

Le flux d'énergie dans le plan transverse reflète le même phénomène (fig. VI-10). L'interaction photon-nucléon privilégie la production de traces énergiques opposées en azimut au π^0 .

On notera que pour ces 3 dernières figures, les distributions pondérées en pions incidents sont constamment inférieures à celles mesurées en photoproduction. Ceci conforte donc l'estimation de la contribution VDM présentée dans l'analyse inclusive, permettant une contribution d'interaction ponctuelle dans tout le domaine de rapidité et d'azimut.

La distribution en distance mesurée en photoproduction dans le calorimètre avant Olga est portée sur la figure VI-11. Ici aussi se détache une topologie en 2 jets qui contraste avec l'absence de structure de la hadroproduction.

IV. PHOTOPRODUCTION DE PHOTONS DIRECTS

L'effet Compton QED doit se manifester lui aussi dans l'état final par une topologie très caractéristique: un photon isolé + un jet unique de particules émis à $\vec{P}_T$ opposé. Mais ce signal sera difficile à observer à cause du fort bruit de fond des photons indirects, produits essentiellement par la désintégration de π^0 . Or nous avons vu que les événements associés à des π^0 de grand P_T présentent eux-même une nette topologie en jets. Il existe de plus d'autres sources de photoproduction de photons directs, prédites par QCD et également accompagnées de jets.

1) Sélection des événements

Mais avant de poursuivre cette analyse topologique, les photons détectés à grand P_T dans chaque calorimètre ont été sélectionnés encore plus sévèrement. Lors de l'analyse inclusive de la Couronne, nous avons discriminé les photons et les π^0 en considérant une fenêtre réduite du calorimètre. La figure VI-12 présente le spectre de masse invariante entre le photon de grand P_T de la Couronne et un photon éloigné observé dans le même calorimètre (a) ou dans Olga et Ilsa (b). On distingue un signal de π^0 sur la première figure, et un signal de η dans les deux distributions. L'événement sera rejeté si la masse calculée est à moins de $70 \text{ MeV}/c^2$ de la masse du π^0 ou du η . On améliore ainsi d'environ 5% la fraction de photons Compton attendus dans notre lot de photons à grand P_T . Mais une proportion analogue d'événements ont été éliminés fortuitement.

Une difficulté subsiste si nous voulons comparer les spectres de photons et de π^0 . En effet dans la sélection inclusive des photons isolés, nous avons été plus sévères pour rejeter les événements ayant une trace secondaire neutre rapprochée. Afin de ne pas biaiser l'un des lots de données, nous ne considérerons pas les traces neutres détectées dans le même hémisphère de la Couronne que le photon ou le π^0 de grand P_T . Pour la même raison les événements Compton générés par Monte-Carlo, produisant un photon de plus de 0.5 GeV dans le même hémisphère de la Couronne, seront éliminés de l'analyse.

2) Distributions en distance et en flux d'énergie

Quelques événements associés à un π^0 ou à un photon de grand P_T dans la Couronne sont représentés sur la figure VI-13 dans le plan $\eta - \phi$. L'axe vertical est proportionnel à l'impulsion des particules. Contrairement aux π^0 , ces événements photons suggèrent une topologie Compton QED: le photon est bien isolé, et toutes les autres traces sont concentrées dans l'hémisphère opposé.

Une étude systématique analogue à celle détaillée au paragraphe III va être maintenant entreprise.

En faisceau de pions, les distributions en distance des traces au photon ou au π^0 ne présentent aucune différence (fig. VI-14). L'énergie minimum des traces est de 3 GeV.

Les mêmes distributions obtenues en faisceau de photons sont portées sur la figure VI-15. A petit moment transverse ($1.7 < P_T < 2.5$ GeV/c) les spectres de photons et de π^0 sont très semblables. A grand P_T (> 2.5 GeV/c) moins de traces sont émises dans la direction du photon et à grande distance la structure en jet est plus marquée que pour les π^0 . Cet effet est encore plus net dans les autres calorimètres (fig. VI-16 d'après Wor84, cf. aussi Noo84). Le flux d'énergie dans le plan transverse indique également une émission plus importante de particules énergiques dans l'hémisphère opposé (fig. VI-17).

Nous en déduisons, indépendamment de l'analyse inclusive, que les photons détectés à grand P_T ne sont pas uniquement expliqués par un bruit de fond. Mais qu'il existe un mécanisme de production différent de celui des π^0 , qui se manifeste dans l'état final par une topologie distincte.

3) Interprétation

Nous allons maintenant mesurer, d'après ces données exclusives, la proportion d'événements Compton en fonction du P_T . Le nombre N_γ de photons détectés peut être décomposé comme:

$$N_\gamma = N_{\gamma bdf} + N_{\gamma QED} + N_{\gamma QCD}$$

où nous avons distingué les photons issus de la contamination, les photons Compton QED et les photons directs issus des corrections QCD.

Toute variable cinématique A_γ relative aux photons pourra également être décomposée de la même manière:

$$A_\gamma = a A_{\gamma bdf} + \epsilon A_{\gamma QED} + b A_{\gamma QCD} \quad (VI-1)$$

où $a + \epsilon + b = 1$.

La contamination aux photons étant essentiellement due à la désintégration de π^0 , elle doit en présenter les mêmes caractéristiques exclusives. Nous pourrions donc écrire $A_{\gamma bdf} = A_{\pi^0}$. Notre programme de simulation reproduit l'état final de l'effet Compton QED (cf. parag. I-3) et permet d'évaluer $A_{\gamma QED}$. Une simulation complète des corrections QCD menées jusqu'aux ordres supérieurs est très difficile, car de nombreux diagrammes interviennent qui nécessiteraient la fragmentation non pas d'un quark, mais de plusieurs quarks ou gluons de plus faible P_T . Comme ces corrections se manifestent par l'émission de plusieurs jets, comme pour les π^0 , nous supposons en première approximation que $A_{\gamma QCD} = A_{\pi^0}$. La relation (VI-1) peut donc être simplifiée:

$$A_\gamma = \alpha A_{\pi^0} + \epsilon A_{\gamma QED} \quad \text{où } \alpha + \epsilon = 1 \quad (VI-2)$$

Nous avons réalisé pour chaque calorimètre un lissage polynômial sur les distributions en distance et en flux d'énergie des π^0 et des photons Compton du Monte-Carlo. Respectivement noté f_{π^0} et f_{QED} , il est représenté sur les figures VI-15 à 17. Les mêmes distributions associées aux photons détectés à grand P_T sont ensuite ajustées suivant la relation:

$$A_\gamma = \alpha f_{\pi^0} + \epsilon f_{QED}$$

Les valeurs obtenues pour ϵ sont indiquées dans le tableau suivant. Elles sont comparées à la proportion d'événements Compton QED prédite par l'analyse inclusive, après une sélection plus sévère des événements (parag. IV-1). Cette prédiction est légèrement rehaussée pour tenir compte du terme correctif issu du diagramme en boîte $\gamma g \rightarrow \gamma g$ qui a une topologie identique (cf. chap. I parag. IV-2).

| P_T (GeV/c) | | Flux d'énergie | | Distance | | Prédiction |
|---------------|----------|--------------------------|---------------|--------------------------|---------------|------------------------------------|
| | | $\chi^2/\text{deg.lib.}$ | ϵ | $\chi^2/\text{deg.lib.}$ | ϵ | $\gamma_{\text{QED}}/\text{total}$ |
| 1.7 - 2.5 | Couronne | 15/13 | .02 $\pm$.02 | 13/18 | .03 $\pm$.03 | .06 $\pm$.09 |
| | Olga | 25/13 | .03 $\pm$.01 | 35/18 | .05 $\pm$.02 | .13 $\pm$.03 |
| >2.5 | Couronne | 6/13 | .22 $\pm$.04 | 14/8 | .22 $\pm$.06 | .25 $\pm$.08 |
| | Ilsa | | .36 $\pm$.08 | | .35 $\pm$.09 | .31 $\pm$.10 |
| | Olga | 12/13 | .28 $\pm$.05 | 33/18 | .34 $\pm$.06 | .35 $\pm$.09 |

La valeur calculée pour α ne diffère de $1-\epsilon$ que de moins de 1%. Les caractéristiques topologiques des photons mesurés sont donc bien décrites par un tel ajustement.

La proportion ϵ d'événements Compton QED est compatible avec la prédiction théorique dans l'hypothèse où la charge électrique du quark est fractionnaire. Ce résultat est vérifié pour chaque calorimètre, sur toute la plage de moment transverse.

4) Asymétrie de charge

Une forte asymétrie de charge positive est attendue dans l'effet Compton QED car le jet diffusé est principalement initié par le quark de saveur u (la probabilité est de 94%). Avec une cible isoscalaire de Lithium 6, les photons directs produits par les corrections QCD ne présentent pas d'asymétrie. Mais la fragmentation du quark et la charge de la cible peuvent masquer cette propriété.

Nous considérons dans chaque événement, le signe de la particule chargée ayant la plus forte impulsion. Seuls seront retenus, dans les données de la Couronne, les événements pour lesquels cette trace est dans l'hémisphère opposé au photon ou au π^0 de grand P_T . 15% des déclenchements sont ainsi éliminés. On note N_+ ou N_- le nombre d'événements avec une trace chargée énergétique respectivement positive ou négative. L'asymétrie sera définie comme $(N_+ - N_-) / (N_+ + N_-)$.

Dans la Couronne et Olga l'asymétrie prédite par le Monte-Carlo Compton QED est de + 0.23. En sommant les résultats des 2 calorimètres, l'asymétrie des photons détectés à $P_T > 2.5$ GeV/c vaut + .14 $\pm$.04, celle

des π^0 est de $+ .06 \pm .03$. Les photons présentent donc une asymétrie positive légèrement supérieure à celle des π^0 . Ce résultat est compatible avec l'effet Compton QED, mais le manque de statistique et la faiblesse du signal prédit expliquent l'erreur importante: $\epsilon = .5 \pm .3$.

5) Recherche de jets

La recherche de jets dans les collisions e^+e^- est une opération désormais très répandue. Des algorithmes d'association de particules ont été développés. Nous avons choisi d'utiliser celui du programme LUND (Sjo83) pour résoudre les jets dans NA14. Il regroupe les traces, puis les amas de traces, dont le P_T^2 relatif est inférieur à une valeur limite $D_{\max}^2$. Seules sont à préciser $D_{\max}$ et l'énergie minimum des traces. De plus comme le paramètre important est le moment transverse relatif, il est raisonnable de travailler dans le référentiel du laboratoire.

Si, dans un lot de données, A représente la proportion d'événements constitués d'un photon isolé et d'un jet unique de particules, la relation (VI-2) entraîne:

$$\epsilon = \frac{A_\gamma - A_{\pi^0}}{A_{\text{QED}} - A_{\pi^0}}$$

$$\Delta\epsilon = \frac{|A_{\text{QED}} - A_\gamma| \Delta A_{\pi^0} + |A_\gamma - A_{\pi^0}| \Delta A_{\text{QED}} + |A_{\text{QED}} - A_{\pi^0}| \Delta A_\gamma}{|A_{\text{QED}} - A_{\pi^0}|^2}$$

La variable $D_{\max}$ a été optimisée dans le domaine cinématique de chaque calorimètre, pour améliorer la résolution sur ϵ . Dans la Couronne, pour des traces de plus de 3 GeV, $D_{\max} = 1.2$ GeV/c.

Les résultats des trois calorimètres sont portés dans le tableau suivant:

| P_T (GeV/c) | | A_{π^0} | A_γ | A_{QED} | ϵ | Prédiction
$\gamma_{\text{QED}}/\text{total}$ |
|---------------|----------|----------------|---------------|------------------|---------------|--|
| 1.7 - 2.5 | Couronne | $.51 \pm .01$ | $.51 \pm .01$ | $.77 \pm .03$ | $.0 \pm .08$ | $.06 \pm .09$ |
| | Olga | $.15 \pm .005$ | $.17 \pm .01$ | .44 | $.07 \pm .03$ | $.13 \pm .03$ |
| >2.5 | Couronne | $.58 \pm .02$ | $.65 \pm .03$ | $.83 \pm .03$ | $.27 \pm .21$ | $.25 \pm .08$ |
| | Ilsa | $.31 \pm .04$ | $.45 \pm .04$ | $.65 \pm .01$ | $.41 \pm .20$ | $.31 \pm .10$ |
| | Olga | $.21 \pm .01$ | $.31 \pm .03$ | .44 | $.43 \pm .13$ | $.35 \pm .09$ |

En conclusion, les candidats photons de grand P_T sont plus isolés que les π^0 et sont plus souvent associés à un jet unique dans l'hémisphère opposé. Comme au paragraphe IV-3 nous retrouvons, indépendamment de l'analyse inclusive, la même proportion d'événements Compton QED.

CONCLUSION

CONCLUSION GENERALE

La diffusion inélastique profonde de photons réels constitue un test crucial pour la théorie de l'interaction forte: la chromodynamique quantique (QCD). Le processus le plus simple, la diffusion Compton QED $\gamma + q \rightarrow \gamma + q$, est purement électromagnétique et offre donc la possibilité de tester la nature fractionnaire de la charge électrique du quark.

Disposant d'un faisceau intense et très pur de photons énergiques ($10^7 \gamma > 50 \text{ GeV/cycle}$), le spectromètre NA14 a été conçu pour détecter les photons et les hadrons chargés et neutres issus des jets sur une importante gamme cinématique ($\hat{\theta} < 125^\circ$, $1 < E_{\text{lab}} < 100 \text{ GeV}$).

J'ai participé, au sein de notre laboratoire, à la construction et à l'exploitation du calorimètre annulaire "Couronne" qui couvre l'acceptance arrière dans le référentiel du centre de masse γN ($\hat{\theta} > 65^\circ$, $E_{\text{lab}} < 35 \text{ GeV}$). J'ai développé en particulier une méthode de filtrage et d'analyse sur les événements associés à des photons et des π^0 de grand moment transverse. Ces résultats complètent et s'accordent avec ceux des deux autres calorimètres avants.

RESULTATS

1) Hadroproduction de mésons π^0

L'expérience NA14 peut disposer très facilement, avec le même appareillage, d'un faisceau de pions π^- . Pour 3 énergies incidentes (70, 90 ou 120 GeV), les distributions inclusives en moments transverse ($P_T > 1.7 \text{ GeV/c}$) et longitudinal ($P_L > 10 \text{ GeV/c}$) des π^0 sont en bon accord avec une paramétrisation obtenue lors d'une expérience antérieure. L'erreur systématique de nos mesures sera du même ordre: 20%. Cette paramétrisation, correctement normalisée, permettra de décrire le comportement hadronique en paire quark-antiquark liée du photon incident.

2) Photoproduction de π^0

Les mêmes distributions, obtenues en faisceau de photons, montrent une nette déviation par rapport à cette seule contribution hadronique. Dans la Couronne l'excès observé de π^0 est de 30% à $P_T = 3$ GeV/c, il est supérieur à un facteur 2 dans le calorimètre avant. Le calcul QCD perturbatif mené jusqu'à l'ordre supérieur $\propto \alpha_s^2$ rend parfaitement compte de cet excès dans la section efficace mesurée. Ce résultat constitue donc un test précis de la validité de la chromodynamique quantique.

Le terme de Born contribue à la moitié de la section efficace QCD et se manifeste par l'émission de 2 jets de particules. Alors qu'aucune structure n'est apparente en pions incidents, une telle topologie est effectivement mise en évidence dans les événements π^0 déclenchés par la Couronne en faisceau de photons. L'analyse exclusive confirme donc, elle aussi, l'interaction ponctuelle des photons énergiques.

3) Photoproduction de photons directs

Après réjection des muons, la contamination principale des photons isolés provient de la désintégration des π^0 dont l'un des photons n'est pas détecté. Ce taux F de bruit de fond est directement déduit des données enregistrées en pions incidents, pour lesquels la production de photons directs est négligeable: $F = N(\pi^- \rightarrow \gamma)/N(\pi^- \rightarrow \pi^0)$

($F = 0.25$ si $P_T = 2$ GeV/c, $F = 0.4$ si $P_T > 3.5$ GeV/c).

En faisceau de photons, la distribution en P_T des photons observés dans la Couronne indique un excès par rapport à la seule contamination $F \times (N_{\gamma \rightarrow \pi^0})$ à grande impulsion transverse. Il en est de même dans les autres calorimètres. L'effet Compton QED augmenté des corrections QCD rend compte de cet excès dans l'hypothèse d'une charge électrique fractionnaire pour les quarks. Par contre nos résultats sont en net désaccord, à plus de 4 écarts standards, avec les modèles à charge entière.

L'analyse exclusive montre que la topologie des événements photons à grand P_T est différente de celle des π^0 et se rapproche d'une simulation par

Monte Carlo des événements Compton QED. On retrouve ainsi, indépendamment de l'analyse inclusive, la même proportion de photons Compton dans la Couronne: $23\% \pm 8\%$ si $P_T > 2.5 \text{ GeV}/c$.

CONCLUSION

Mon travail a porté sur les analyses inclusive et exclusive de la photoproduction de π^0 et de photons directs, émis à grand P_T vers l'arrière dans le référentiel du centre de masse γN . La mesure des sections efficaces et l'étude détaillée des événements indiquent une nette contribution d'interaction ponctuelle, bien décrite par les théories QED et QCD dans l'hypothèse où la charge électrique des quarks est fractionnaire. L'étude inclusive des photons directs et des π^0 permet de vérifier la validité de la chromodynamique quantique grâce à un développement perturbatif mené jusqu'aux ordres supérieurs. Les résultats obtenus dans la photoproduction de photons directs sont en net désaccord avec la prédiction des modèles de charge entière pour les quarks.

REFERENCES

- Abr79 H.Abramowicz et al. (CDHS), Z.Phys. C1 (1979) 143
- Abr83 H.Abramowicz et al. (CDHS), Z.Phys. C17 (1983) 283
- All83 P.Allen et al. (BEBC), N.Phys. B214 (1983) 369
- Alt84 M.Althoff et al. (TASSO) Z.Phys. C22 (1984) 13-21
- Ama81 U.Amaldi, Physica Scripta vol. 23 (1981) 409-424
- Ana82 E.Anassontzis et al., (R806), Z.Phys. C13 (1982) 277
- Ast85 P.Astbury et al. (NA14), Phys.Lett. 152B (1985) 419
- Aub85 J.J. Aubert et al. (EMC), CERN EP 85-67 (soumis à Phys.Lett.)
- Aub83 J.J.Aubert et al. (EMC), Z.Phys C18 (1983) 189
- Aug83 E.Augé, thèse de 3ème cycle, LAL 83-09 (1983)
- Aur84 P.Aurenche, R.Baier, A.Douiri, M.Fontannaz, D.Schiff, Z.Phys. C24 (1984) 309
- Aur84' P.Aurenche, R.Baier, A.Douiri, M.Fontannaz, D.Schiff, Phys.Lett. 135B (1984) 164
- Ba 79 R.Baier, J.Engels, B.Petersson, Z.Phys. C2 (1979) 265
- Bad84 J.Badier et al. (NA3), XXII Int. Conf. on High En. Phys. Leipzig (July 84) CERN-EP/84-101
- Bai79 J.Bailey et al., Nucl.Phys. B150 (1979) 1-75
- Bar84 W.A.Bardeen, Fermilab-Conf-84/133-T (Lake Tahoe proc., sep. 84)
- Bau78 T.H.Bauer, R.D.Spital, D.R. Yennie, F.M.Pipkin, Review of Modern Physics, vol. 50, No 2 (1978) 261
- Ber81 C.Berger et al., Phys.Lett. 107B (1981) 168
- Bjo69 J.D.Bjorken, E.A.Paschos, Phys.Rev. vol 185, No 5 (1969) 1975
- Blo82 D.Bloch, Thèse de 3ème cycle, ULP Strasbourg, CRN/HE 82-03 (1982)
- Bra72 T.J.Braunstein et al., Phys.Rev. D6 (1972) 106
- Bre69 M.Breidenbach et al., Phys.Rev.Lett. 23 (1969) 935
- Bru78 R.Brun et al., GEANT, CERN-DD/78/2
- Cal78 D.O.Caldwell et al., Phys.Rev.Lett. 40 (1978) 1222
- Cer83 CERN-HERA 83-0
- Clo82 F.Close, Quarks and Nuclear Forces, Springer tracts in mod. Phys. Vol.100 (1982)
- Coh73 E.R.Cohen et B.N.Taylor., J.Phys.Chem. Ref.Data 2 (1973) 663-734 .
- Cra78 N.S.Craigie, Phys.Rep. 47, No 1 (1978) 1

- Deb85 G.de Boüard, thèse de 3ème cycle, LAL 85-09 (1985)
- Dia80 M.Diakonou et al., Phys.Lett. 89B (1980) 432
- Don78 Donaldson et al., Phys.Lett. 73B (1978) 375
- Duk82 D.W.Duke et J.F.Owens, Phys.Rev. D26 (1982) 1600
+ erratum Phys.Rev. D28 (1983) 1227
- Efr82 A.V.Efremov, S.V.Ivanov et V.A.Nesterenko, J.I.N.R. Dubna
preprint, E2-82-433 (1982)
- Eic73 T.Eichten et al., Phys.Lett. 46B (1973) 274
- Ent74 A.Entenberg et al., Phys.Rev.Lett. vol. 32 No 9 (1974) 486
- Fon80 M.Fontannaz, A.Mantrach, B.Pire, D.Schiff, Phys.Lett. 89B (1980) 263
- For78 R.L.Ford, W.R.Nelson, SLAC report 210 (1978)
- Fr 77 H.Fritzsch, P.Minkowski, Phys.Rev. 69B (1977) 316
- Fri83 H.J.Frisch et al., Phys.Rev. D27 (1983) 1001
- God84 R.M.Godbole et al., Phys.Lett. 142B (1984) 91
- Gre79 G.L.Greene et al., Phys.Rev. D20 (1979) 2139-2153
- Han65 M.Y.Han et Y.Nambu, Phys.Rev. 139 No4B (1965) 1006
- Jay82 T.Jayaraman, G.Rajasekaran et S.D.Rindani, Phys.Lett. 119B (1982) 215
- Kou82 C.Kourkoumelis et al., Z.Phys. C16 (1982) 101
- Leg85 R.Legendre, Thèse de doctorat d'Etat, Univ. Paris VI, à paraître
- Lip79 H.J.Lipkin, Nucl.Phys. B155 (1979) 104
- Mae83 K.Maeshima, Note NA14, 83-27
- Mil72 G.Miller et al., Phys.Rev. D5 (1972) 528
- Noo84 Ph.Noon, P.H.D. Thesis, Imperial College, London (1984)
- Pat73 J.C.Pati et A.Salam, Phys.Rev. D8 (1973) 1240
- Pat76 J.C.Pati et A.Salam, Phys.Rev.Lett. 36 (1976) 11
- Pov83 J.Povlis et al., Phys.Rev.Lett. 51 (1983) 967
- Sax84 D.H.Saxon, Rutherford Report RAL -84-094 (1984)
et 85-067 (1985)
- Sch81 P.B.Schwinberg, R.S.Van Dyck et H.G. Dehmelt, Phys.Rev.Lett.
47 (1981) 1679
- See83 C.Seez, P.H.D. Thesis, Imperial College London (1983) HEP T 118,
Rutherford Lab.
- Seg80 E.Segrè, From X-rays to quarks (Freeman and Co, San Francisco) (1980)

- Sjo82 T.Sjöstrand, Computer Physics Communications, 27 (1982) 243
- Sjo83 T.Sjöstrand, Computer Physics Communications, 28 (1983) 229
- Ste81 P.M.Stevenson, Phys.Rev. D23 (1981) 2916
- Ver80 G.M.Vereshkov, S.A.Zharinov, S.V.Ivanov et S.V.Mikhailov,
Sov.J.Nucl.Phys. 32 (1980) 117.
- Vir84 T.S.Virdee, note NA14 84-17
- Wit77 E.Witten, Nucl.Phys. B120 (1977) 189
C.H.Llewellyn Smith, Phys.Lett. 79B (1978) 83
- Wor84 G.Wormser, thèse de Doctorat d'Etat, LAL 84-45 (1984)
- Wor85 G.Wormser, proc. of the Int. Europhysics Conf. on High Energy
Physics, Bari (1985)
- Wu 84 S.L.Wu, Phys.Rep. 107 (1984) 59-324

FIGURES

- I-1 Diagrammes de Feynman des interactions élémentaires avec au moins un vertex photon-quark:
a) un seul photon
b) deux photons réels
c) deux photons quasi-réels.
- I-2 Hadroproduction de photons directs:
a) aux ISR (Ana82) b) en cible fixe (Bad84)
- I-3 Fonction de structure:
a) du photon: mesurée à PLUTO (Ber81), la prédiction QCD provient de Bar84
b) du nucléon: d'après CDHS (Abr83)
- I-4 Cinématique de l'effet Compton QED
a) dans le laboratoire
b) dans le référentiel du centre de masse photon-nucléon
- I-5 Dépendance en P_T de la section efficace Compton QED (Duk82) et de la section efficace de photoproduction de π^0 VDM (Don78) à $\hat{\theta} = 90^\circ$ dans le référentiel du centre de masse photon-nucléon
- I-6 Section efficace de l'effet Compton QED dans le diagramme de Peyrou pour un photon incident de 100 GeV ($X_T = 2\hat{P}_T/\sqrt{s}$, $X_L = 2\hat{P}_L/\sqrt{s}$)
- I-7 Graphes QCD associés à la photoproduction de photons directs
a) logarithmes dominants (ordre α^2)
b) ordre α_s
c) diagramme en boîte
- I-8 Les différentes contributions QCD en fonction de la rapidité (a) et du P_T (b) d'après Aur84.

- I-9 Graphes correctifs QCD associés à la photoproduction de hadrons à grand P_T :
a) logarithmes dominants (ordre $\propto \alpha_s$)
b) ordre $\propto \alpha_s^2$.
- I-10 Contributions QCD à la section efficace de photoproduction de π^0 , en fonction de la rapidité dans le référentiel du centre de masse photon-nucléon (d'après Aur84: $\sqrt{s} = 13.7$ GeV, $P_{T\pi^0} = 3$ GeV/c): termes de Born (tirets), Born + logarithmes dominants (points-tirets), total QCD incluant les ordres supérieurs en α_s^2 (trait plein)
- II-1 La ligne de faisceau E12
- II-2 Spectre calculé de l'énergie des photons incidents participant au prédéclenchement (courbe en trait plein). Les données expérimentales correspondent aux mésons ϕ élastiques détectés dans le spectromètre.
- II-3 Spectre mesuré de l'énergie du faisceau de photons quand des γ et des π^0 sont observés dans la Couronne à $P_T > 1.7$ GeV/c.
- II-4 Spectre mesuré de l'énergie des faisceaux de pions π^- :
a) 70 GeV, b) 90 GeV,
c) 120 GeV, d) cumulés et normalisés
- II-5 Le spectromètre NA14 (vue de haut)
- II-6 Distribution longitudinale des vertex reconstruits en faisceau de pions π^-
- II-7 Homothétie des trois calorimètres électromagnétiques par rapport à la cible et à l'aimant Goliath (un quadrant est représenté)
- II-8 Simulation, par un muon du halo, d'un photon de grand P_T dans un calorimètre

- II-9 Recouvrement de la Couronne par les μ veto
- II-10 Temps de l'interaction mesuré par l'hodoscope G1
- II-11 Inefficacité du prédéclenchement pour l'effet Compton QED (photon incident de 100 GeV)
- III-1 Schéma du calorimètre Kali-Couronne
- III-2 Le système de monitoring du calorimètre
- III-3 Réponse du calorimètre à un photon incident (a) et à un π^0 incident (b)
- III-4 Résolution sur l'énergie mesurée d'électrons incidents
- III-5 Corrélation entre les fractions d'énergie perdues dans le convertisseur et mesurées dans le scintillateur (électrons incidents d'énergie $E = 4$ GeV)
- III-6 Spectre de masse du π^0 ($P_{T\pi^0} > 1$ GeV/c) mesuré dans le calorimètre en calculant l'énergie des photons
 - a) par une correction moyenne de la perte d'énergie dans le convertisseur passif (relation III-5 dans le texte)
 - b) par la corrélation Kali-Couronne (relation III-6)
- III-7 Energies relatives mesurées dans deux blocs de verre au plomb adjacents, lors d'un balayage par un faisceau d'électrons de 10 GeV. Les gerbes sont initiées par un convertisseur de plomb de $3.6 X_0$. La courbe est déduite du modèle d'étalement latéral des gerbes électromagnétiques (relation III-8)
- III-8 Spectre d'énergie déposée par des muons et des électrons dans un bloc de verre au plomb, d'inclinaison nulle $\theta_z = 0^\circ$

III-9 Energie moyenne des deux pics de muons en fonction de l'angle d'inclinaison du bloc de verre au plomb.

III-10 Spectre de masse $\gamma\gamma$ quand les deux photons sont séparés dans la mosaïque de verre au plomb de la Couronne. La courbe hachurée est l'estimation du bruit de fond.

$$(P_{T\gamma_1} > 1 \text{ GeV/c}, E_{\gamma_2} > 0.8 \text{ GeV})$$

III-11 Linéarité:

a) d'un PM de Kali pour des impulsions de diodes électroluminescentes

b) d'une voie de verre au plomb en faisceau d'électrons

$$(1 < E < 40 \text{ GeV})$$

III-12 Spectre de masse $\gamma\gamma$ dans la Couronne en fonction:

a) du moment transverse $P_{T\gamma\gamma}$ (si $E_{\gamma\gamma} > 10 \text{ GeV}$)

b) de l'énergie $E_{\gamma\gamma}$ (si $P_{T\gamma\gamma} > 1.8 \text{ GeV/c}$)

III-13 Efficacité du déclenchement de la Couronne en fonction du P_T des γ et des π^0 (d'après une simulation par Monte-Carlo)

III-14 Temps relatif par rapport au signal de prédéclenchement, des π^0 et des photons détectés dans la Couronne:

a) en faisceau de pions π^- ($P_{T\pi^0} > 1.7 \text{ GeV/c}$)

b) en faisceau de photons ($P_{T\pi^0,\gamma} > 2.5 \text{ GeV/c}$)

c) en mode collimateurs fermés (" P_T des muons $> 1.7 \text{ GeV/c}$ ")

IV-1 Rapport des énergies déposées dans les deux plans de Kali pour des photons incidents de $P_T > 1 \text{ GeV/c}$ (a) ou secondaires (b)

IV-2 Dans le plan de Kali, distance entre les deux photons de désintégration d'un π^0 en fonction de l'énergie relative du photon le plus énergétique. La flèche indique la largeur d'un bloc de verre au plomb.

IV-3 Distance entre les traces chargées extrapolées dans le plan de Kali et un photon (a) ou un π^0 (b) détecté à $P_T > 1.7 \text{ GeV/c}$

IV-4 Rapport E/P pour les déclenchements " γ " de la Couronne corrélés à une trace chargée

(distance " γ "-trace chargée < 2 cm dans le plan de Kali)

E = énergie mesurée dans la Couronne (> 10 GeV)

P = impulsion de la trace chargée ($P_T > 1.7$ GeV/c)

V-1 Distribution en P_T des π^0 détectés dans la Couronne en faisceau de pions π^- de 70, 90 ou 120 GeV.

La courbe représente la paramétrisation de Donaldson et al. (Don78)

V-2 Distribution en P_T (a) et en P_L (b) des π^0 pioproducts dans la Couronne. Les données des trois faisceaux incidents sont cumulées.

V-3 Distribution en P_T des π^0 pioproducts dans Olga et Ilsa

V-4 Distribution en P_T des π^0 (a) et des photons indirects (b) détectés dans la Couronne en faisceau de pions π^- de 90 GeV accompagné par un halo intense de muons ($\sim 10^6 \mu/m^2/s$).

La courbe de a) est la paramétrisation de Donaldson et al. (Don78).

La courbe de b) est l'estimation de la contamination en photons indirects

V-5 Distributions en P_T (a) et en P_L (b) des π^0 photoproducts dans la Couronne.

La courbe en tirets est l'estimation de la contribution VDM des photons incidents (cf. texte chap. V).

La courbe en points-tirets est la prédiction QCD (cf. Aur84').

La courbe pleine est la somme VDM + QCD.

V-6 Section efficace différentielle mesurée de photoproduction de π^0 en fonction du P_L ($10 < P_L < 100$ GeV/c) pour trois bandes en P_T :

$1.7 < P_T < 2.1$ GeV/c, $2.1 < P_T < 2.5$ GeV/c, $P_T > 2.5$ GeV/c.

Les résultats de chaque calorimètre sont représentés.

Courbe en tirets: contribution VDM - pleine: total VDM + QCD

- V-7 Section efficace différentielle mesurée de photoproduction de π^0 en fonction du P_T , après soustraction de la contribution VDM:
a) si $10 < P_L < 30$ GeV/c b) si $P_L > 40$ GeV/c
Les erreurs statistiques et systématiques (sur la normalisation et l'efficacité de détection des π^0) sont représentées.
Courbe en petits tirets: diffusion Compton QCD
Courbe en points-tirets: fusion photon-gluon
Courbe pleine: total QCD, incluant les ordres supérieurs en α_s^2 .
Le gluon est supposé se fragmenter comme un quark.
- V-8 Distribution en P_T des π^0 et des photons pioproducts dans la Couronne
- V-9 Distribution en P_T des photons photoproducts dans la Couronne.
Tirets: contamination en photons indirects (cf. texte chap. V)
Points-tirets: diffusion Compton QED + corrections QCD (Aur84)
Courbe pleine: total contamination + photons directs
- V-10 Distribution en P_T des photons photoproducts dans Olga et Ilsa (mêmes courbes)
- V-11 Distribution en P_T des photons directs détectés dans la Couronne en faisceau de photons. La contamination est soustraite. Nous représentons les erreurs statistiques et systématiques (sur la soustraction du bruit de fond)
Points-tirets: diffusion Compton QED
Courbe pleine: diffusion Compton QED + corrections QCD menées jusqu'à l'ordre α_s^2 (Aur84)
Tirets: modèle de charge électrique entière pour les quarks, = 2.65 fois la courbe pleine (cf. chap. I parag. II.2).
- V-12 Section efficace différentielle mesurée de photoproduction de photons directs en fonction du P_T (résultats d'Olga et d'Ilsa, mêmes remarques).

- VI-1 Spectres de masse $\gamma\gamma$ obtenus en combinant deux photons secondaires de plus de 1 GeV dans Olga (a), Ilsa (b), la Couronne (c)
- VI-2 Multiplicité totale observée pour un γ ou un π^0 de $P_T > 2$ GeV/c dans la Couronne:
- a) $\gamma \rightarrow \pi^0$,
 - b) $\gamma \rightarrow \gamma$,
 - c) $\pi^- \rightarrow \pi^0$,
 - d) Monte-Carlo Compton QED
- VI-3 Fraction de moment transverse mesuré Z_r : mêmes données
- VI-4 Fraction d'énergie hadronique mesurée Z_h : mêmes données
- VI-5 Evolution de Z_r et de Z_h en fonction de la multiplicité totale observée
- VI-6 Distribution de la "distance" des traces de plus de 1 GeV au π^0 détecté dans la Couronne, en faisceaux de pions π^- de 70, 90 ou 120 GeV. "distance" = $(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2$ où $\Delta\eta$ est la différence de pseudo-rapidité, $\Delta\phi$ est la différence d'azimut.
- VI-7 Flux d'énergie dans le plan transverse: mêmes données
- VI-8 Distribution en distance pour la photoproduction de π^0 dans la Couronne. L'énergie minimum des traces est de 1 GeV. La courbe en tirets est l'estimation de la contribution VDM déduite des pions incidents et de l'analyse inclusive.
- VI-9 Distribution en distance avec des traces de plus de 3 GeV: mêmes données
- VI-10 Flux d'énergie dans le plan transverse: mêmes données
- VI-11 Distribution en distance pour la photoproduction (courbe pleine) et la pioproduction (tirets) des π^0 dans Olga, d'après Wor85.

VI-12 Spectre de masse $\gamma\gamma$ entre le photon de grand P_T de la Couronne et un photon secondaire détecté

- a) dans la Couronne, b) dans Olga ou Ilsa

VI-13 Visualisation, dans le plan η/ϕ , d'événements associés à des photons et des π^0 de $P_T > 3.3$ GeV/c dans la Couronne.

VI-14 Distribution en distance pour la pioproduction de π^0 et de photons dans la Couronne

VI-15 Distribution en distance pour la photoproduction de π^0 , de photons et de photons Compton dans la Couronne. Les courbes des π^0 et du Monte-Carlo Compton QED sont un lissage polynômial. La courbe des photons est un ajustement pondéré de ces deux paramétrisations:

$$\propto f_{\pi^0} + \epsilon f_{\text{QED}}$$

VI-16 Même distribution dans Olga (d'après Wor84)

VI-17 Flux d'énergie dans le plan transverse pour la photoproduction de π^0 , de photons et de photons Compton dans la Couronne:mêmes remarques.

Fig. I-1:

Diagrammes de Feynman avec un
vertex d'interaction photon réel-quark

Photoproduction

$\gamma h \rightarrow \text{jets}$

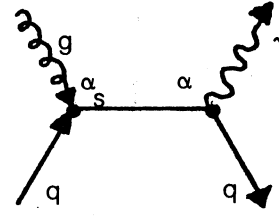
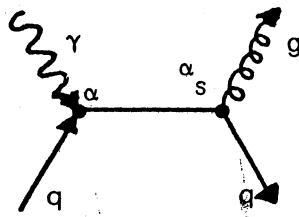
Hadroproduction de γ

$h h \rightarrow \gamma + \text{jet}$

a) $O(\alpha_s \alpha)$: un gluon est présent

Compton QCD

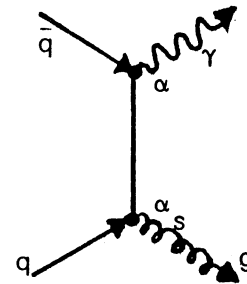
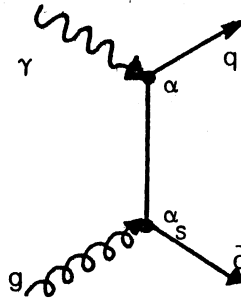
$\gamma q \rightarrow gq$



$gq \rightarrow \gamma q$

Fusion

$\gamma g \rightarrow q\bar{q}$



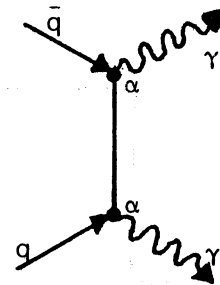
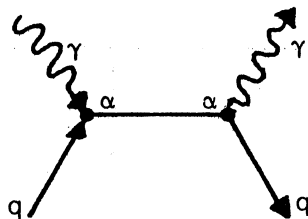
Annihilation

$\bar{q} q \rightarrow \gamma g$

b) $O(\alpha^2)$: purement électromagnétique

Compton QED

$\gamma q \rightarrow \gamma q$



Annihilation

$\bar{q} q \rightarrow \gamma \gamma$

c) électroproduction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^*$

$\hookrightarrow q\bar{q}$

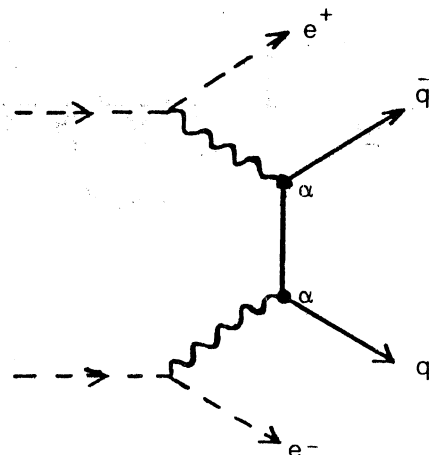
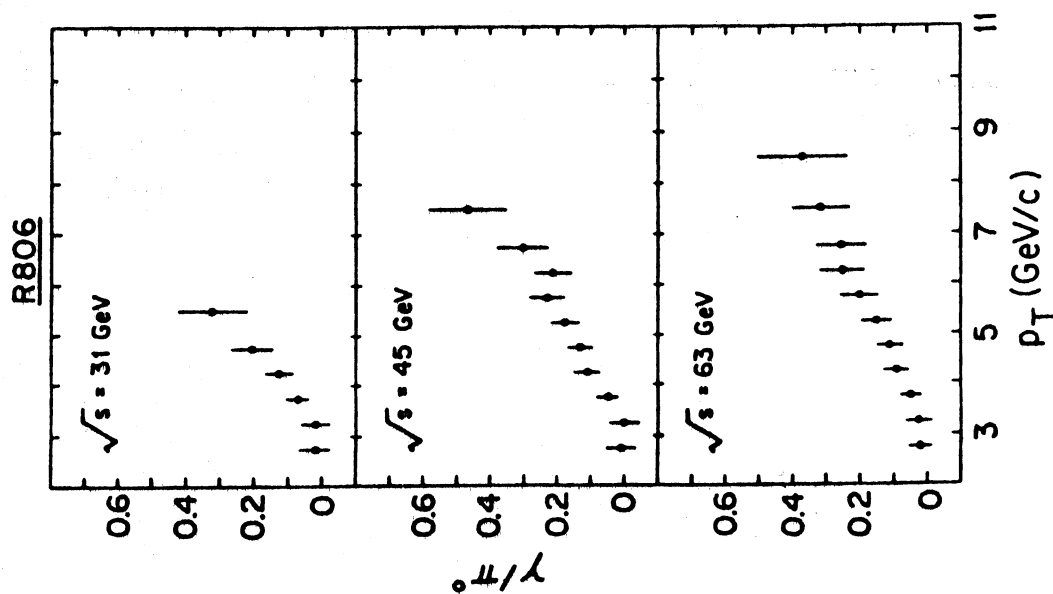


Fig. 1-2:

Hadroproduction de photons directs

a) aux ISR, en $pp \rightarrow \gamma + X$
(Ana82)



b) en cible fixe, en $pN \rightarrow \gamma + X$
(Bad84)

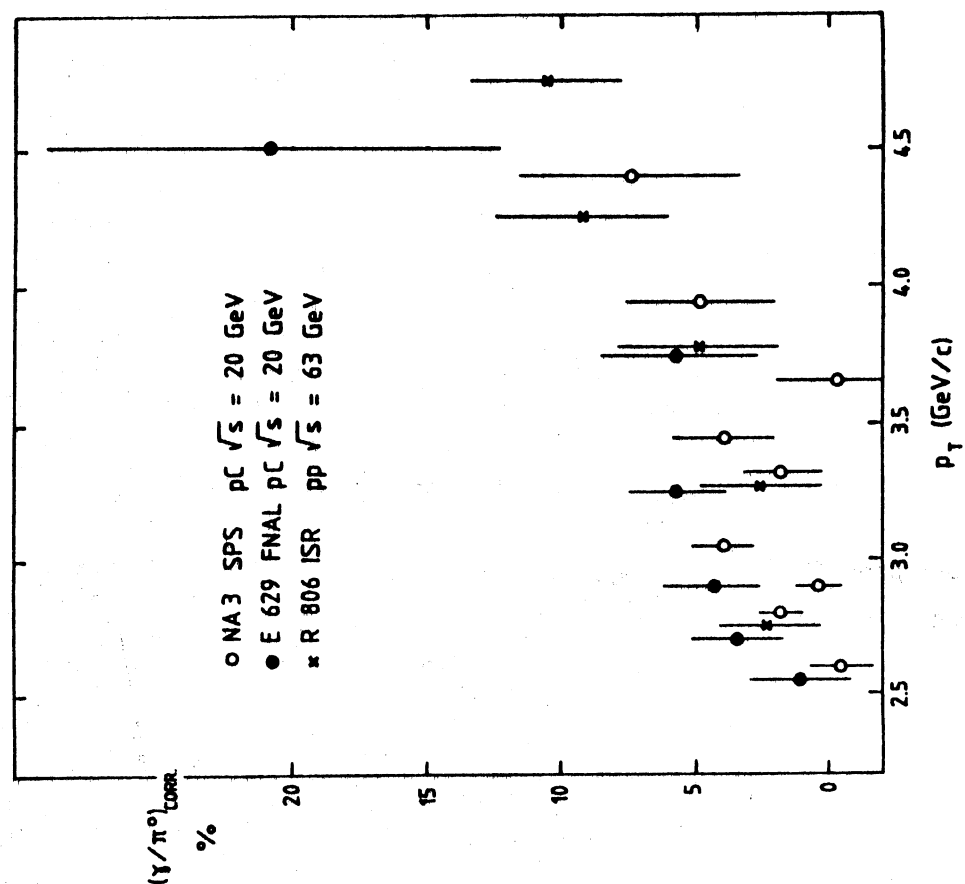
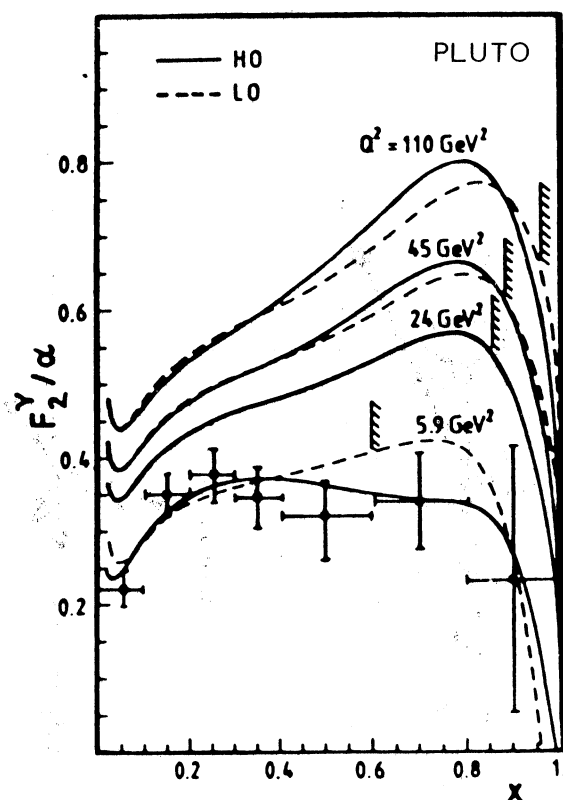


Fig. I-3: Fonctions de structure

a) du photon (d'après Bar84)



b) du nucléon (d'après Abr83)

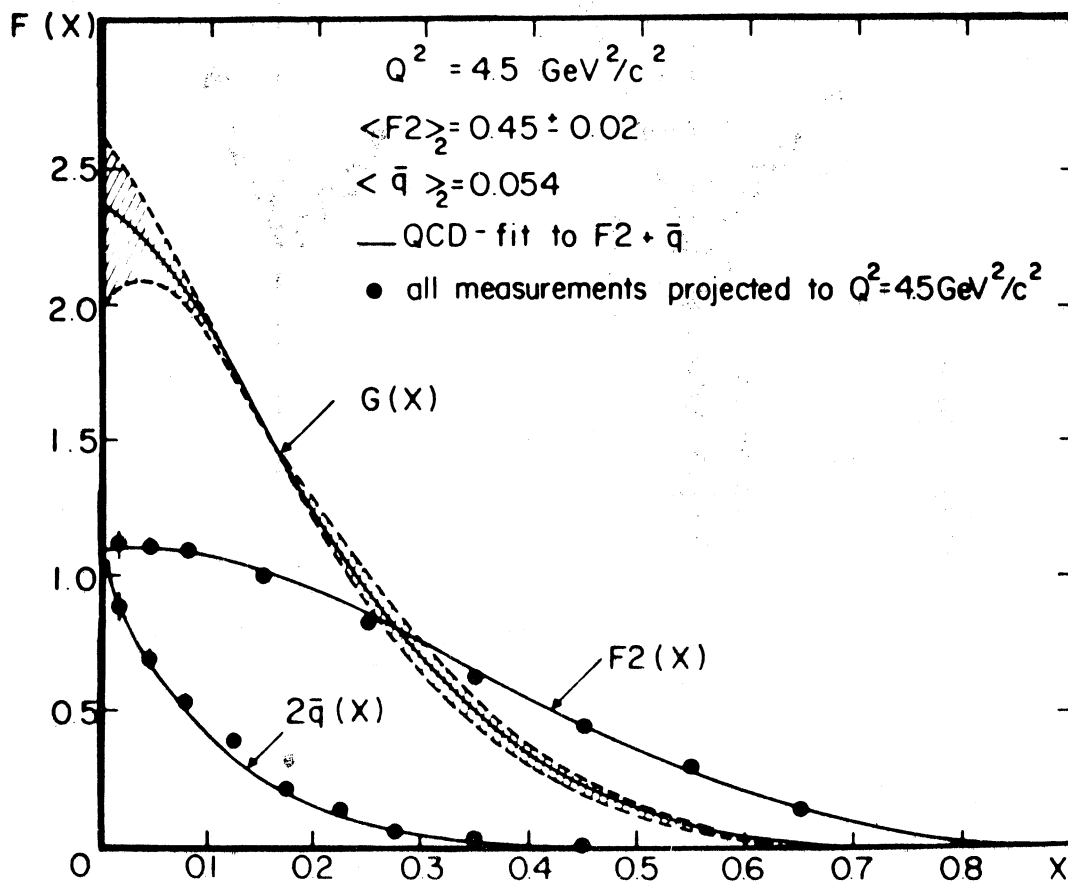


Fig. 1-4: Cinématique de l'effet Compton QED

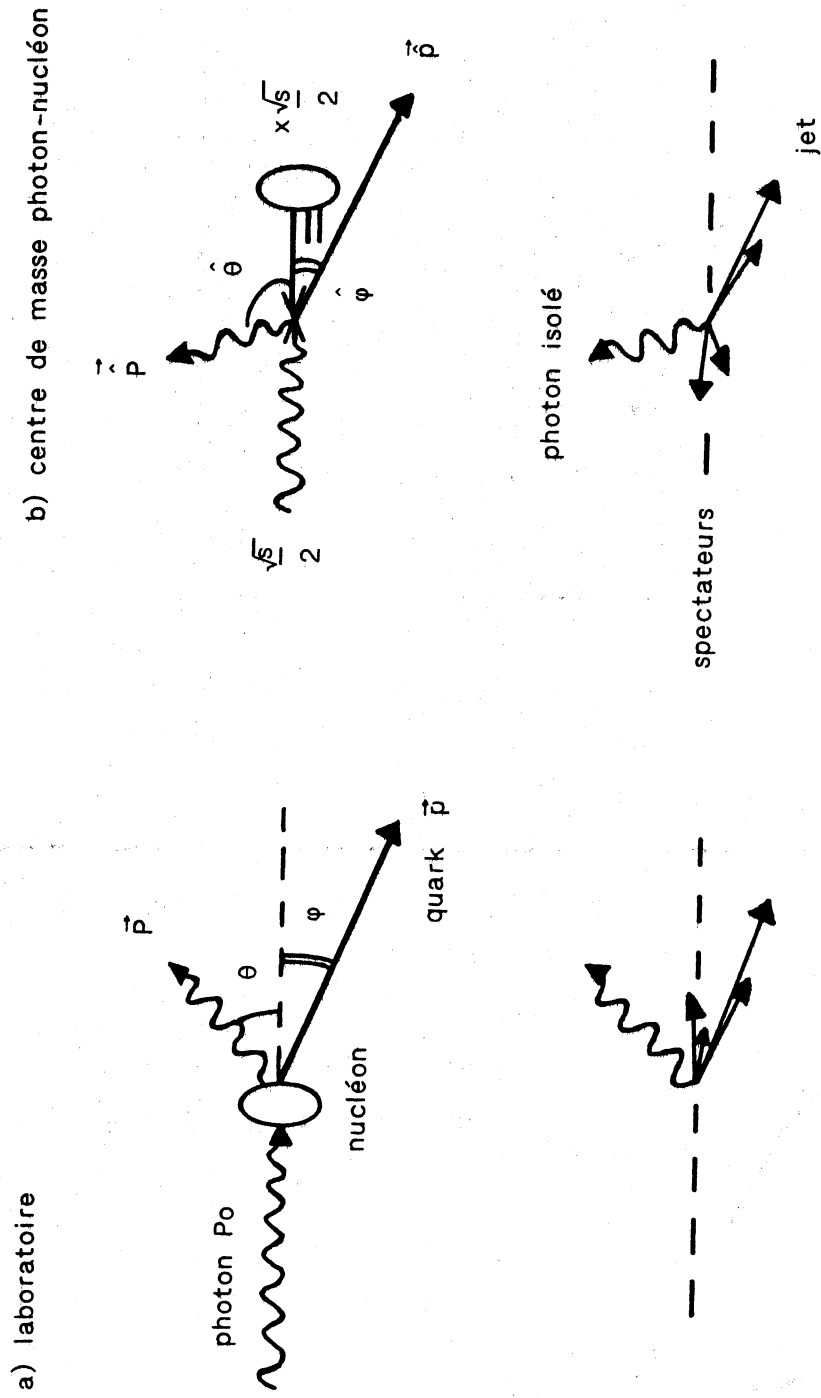


Fig. 1-5:

Section efficace différentielle de la photoproduction
de π^0 VDM et de photons Compton

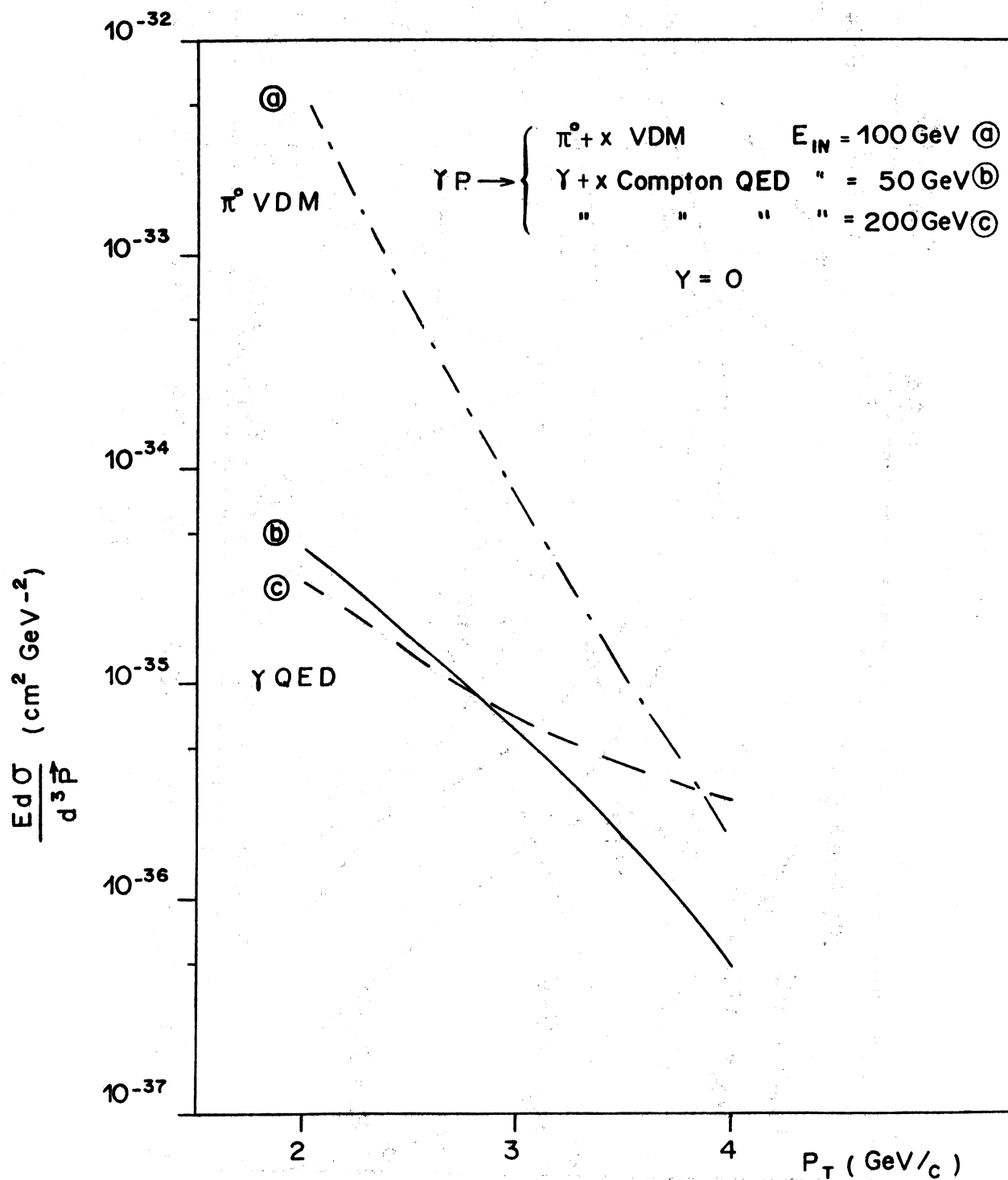


Diagramme de Peyrou de l'effet Compton QED

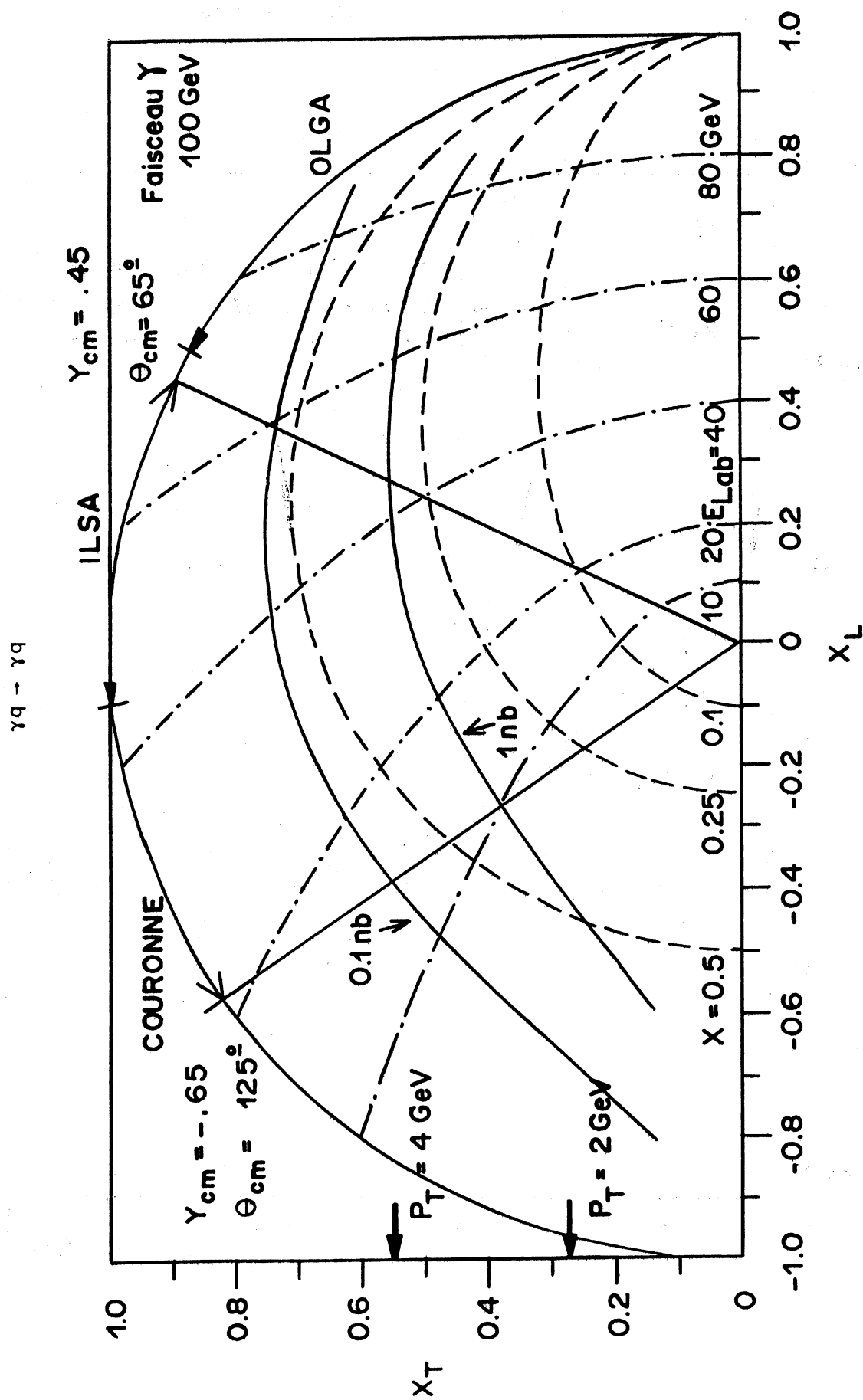
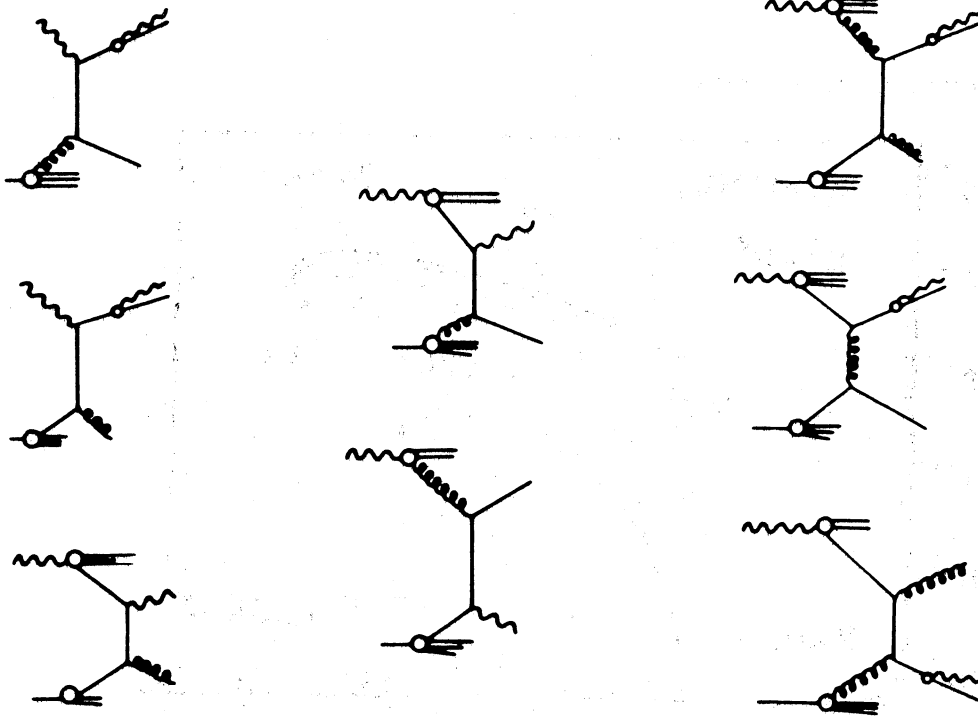
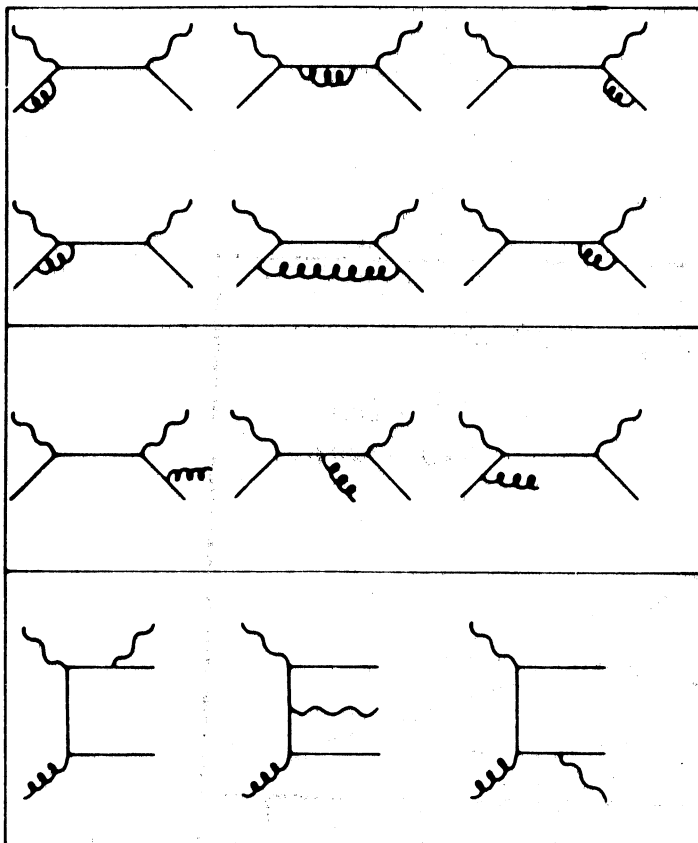


Fig. 1-7: Corrections QCD pour la photoproduction de photons directs

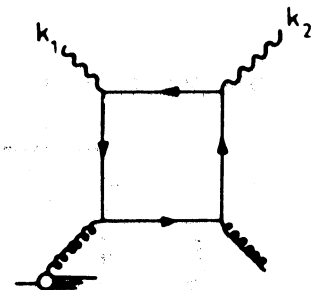


négligeable

a) logarithmes dominants ($\sim \frac{\alpha}{\alpha_s} \alpha \alpha_s \sim \alpha^2$)



b) ordre $\alpha^2 \alpha_s$

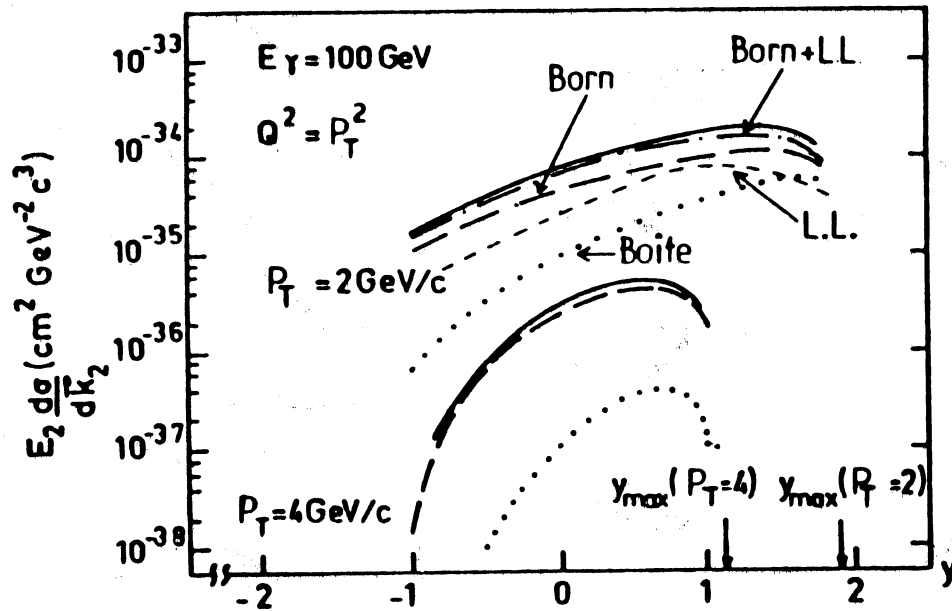


c) boîte ($\sim \alpha^2 \alpha_s^2$)

Fig. 1-8:

Photoproduction de photons directs

a) en fonction de la rapidité



b) rapport de la section efficace au terme de Born

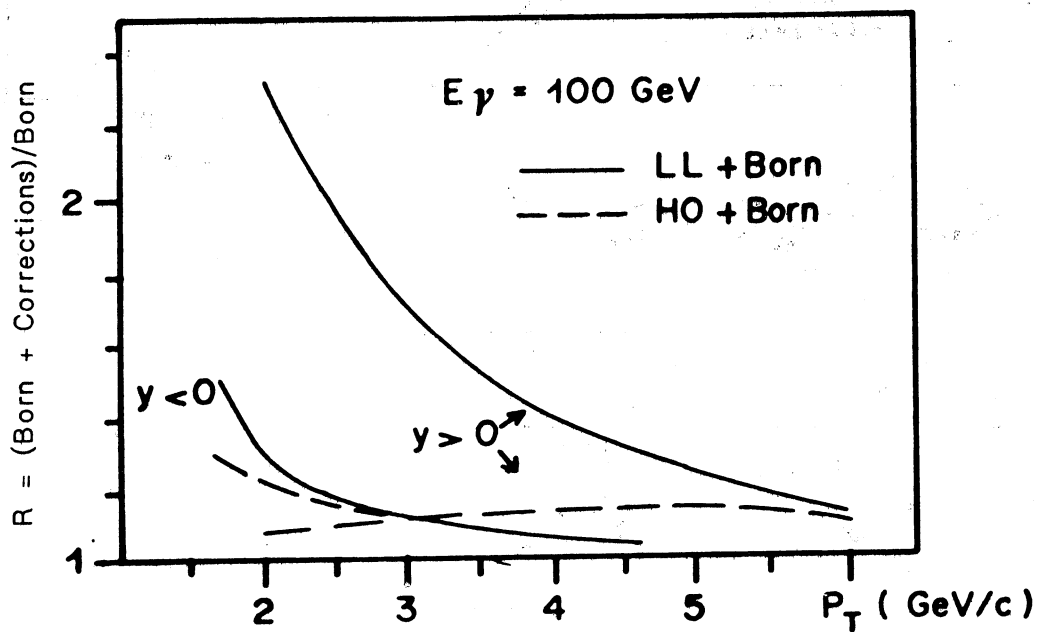
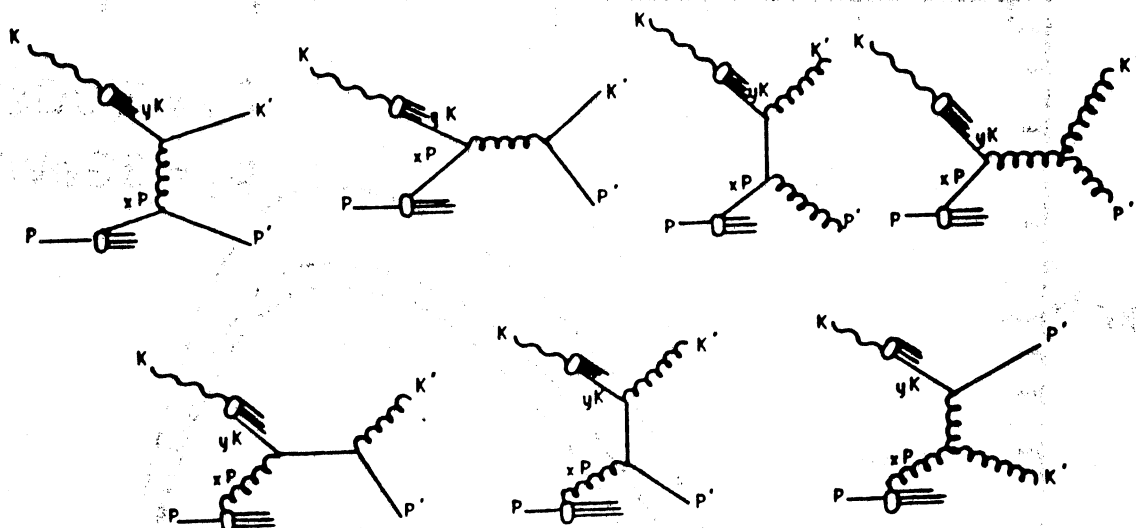


Fig. 1-9:

Contributions QCD d'ordre supérieur pour la photoproduction de
hadrons à grand P_T

a) Logarithmes dominants (ordre $\alpha \alpha_s$)



b) Ordre $\alpha \alpha_s^2$

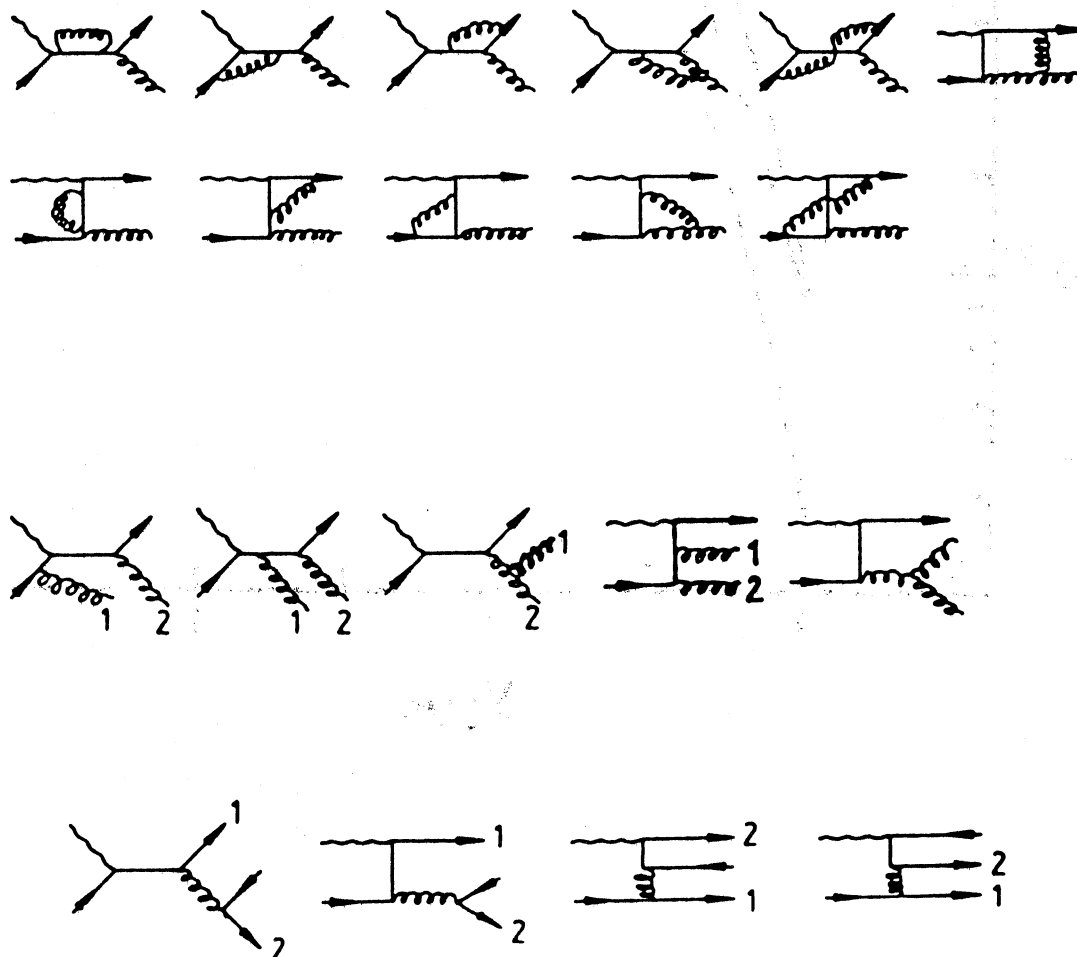
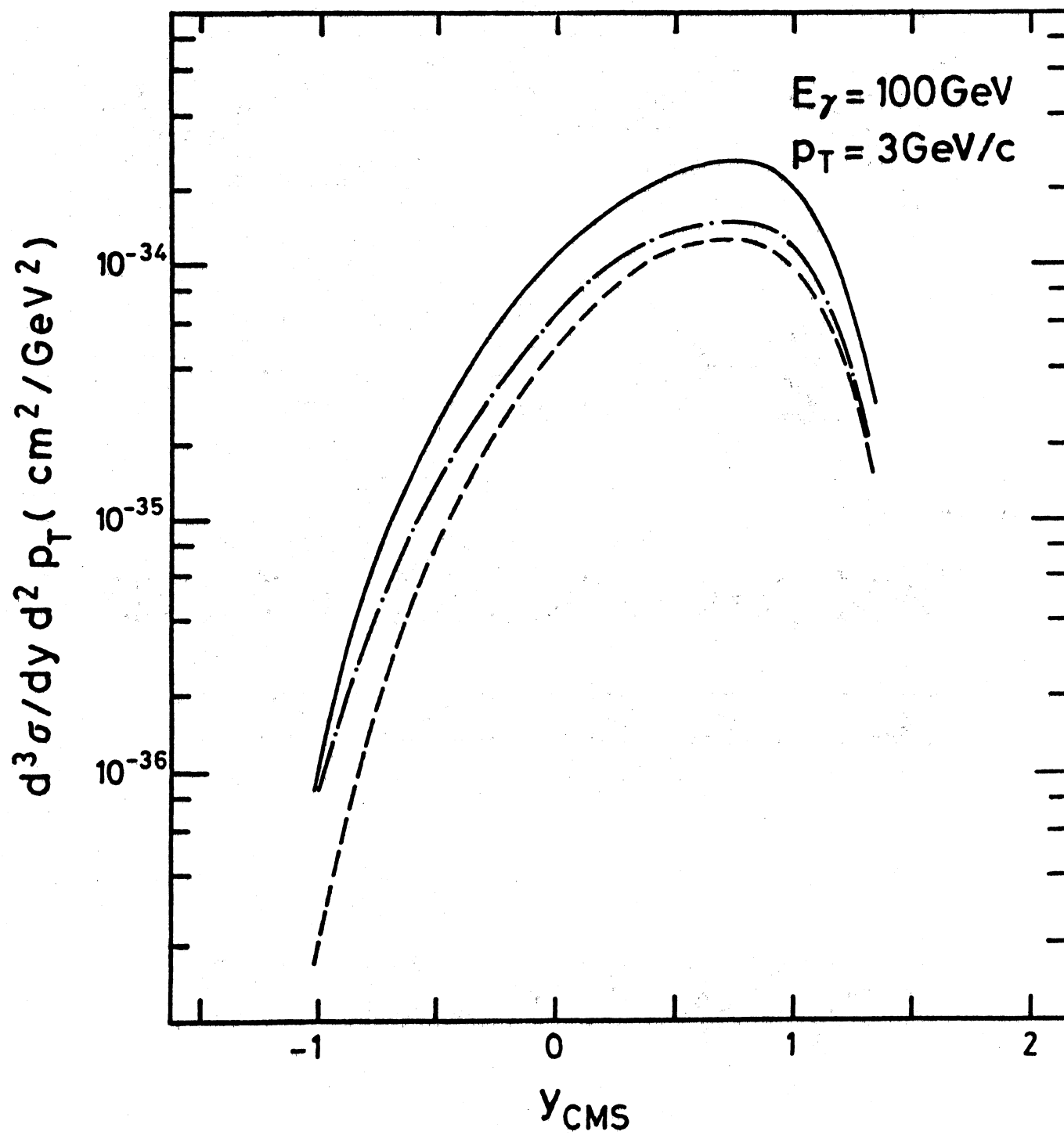


Fig. I-10:

Section efficace QCD de photoproduction de π^0



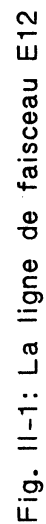


Fig. 11-1: La ligne de faisceau E12

Fig. II-2:
Spectre d'énergie des photons incidents
participant au prédéclenchement

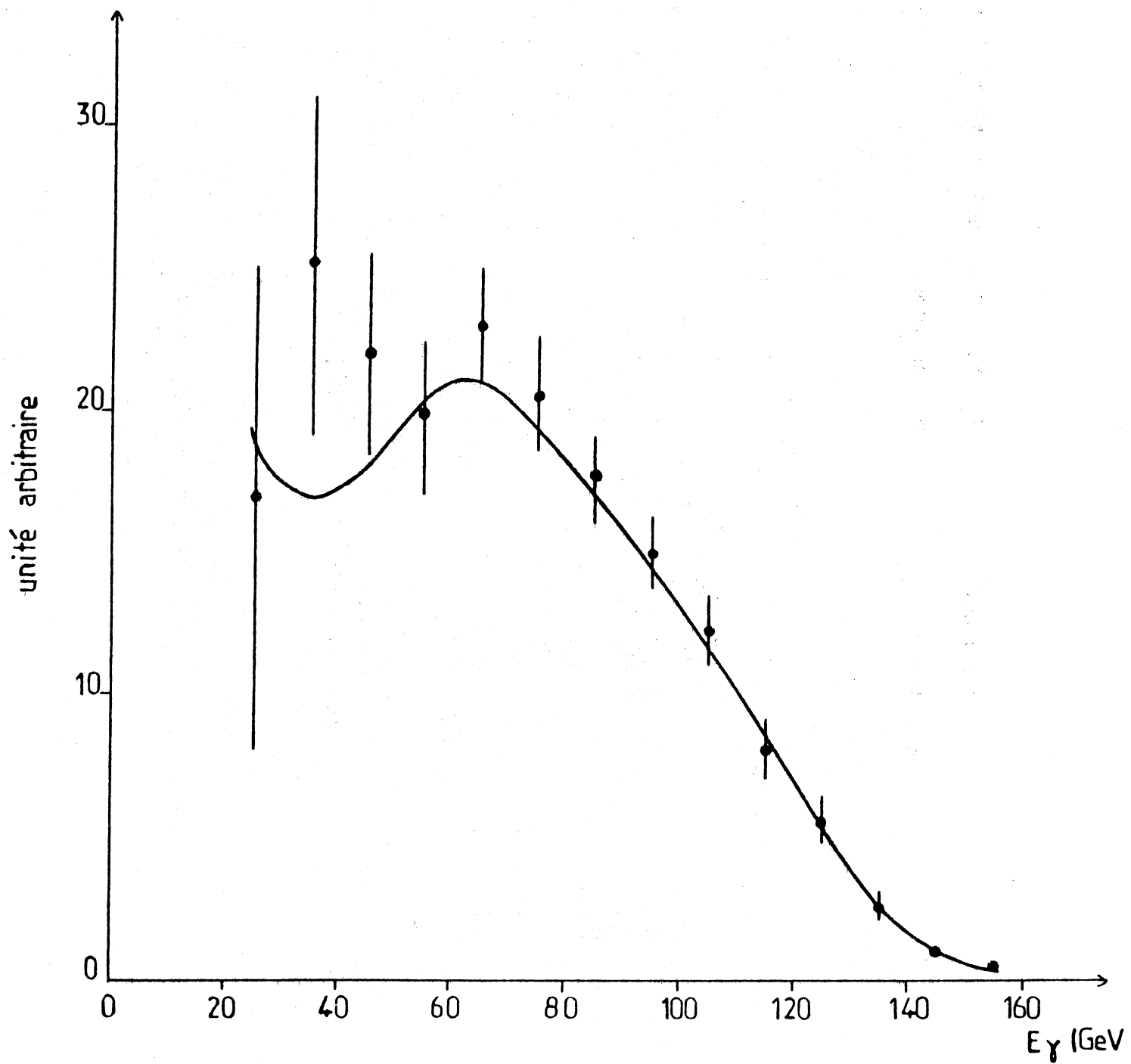


Fig. II-3:

Energie mesurée du faisceau de photons
quand un π^0 de $P_T > 1.7$ GeV/c est détecté dans la Couronne

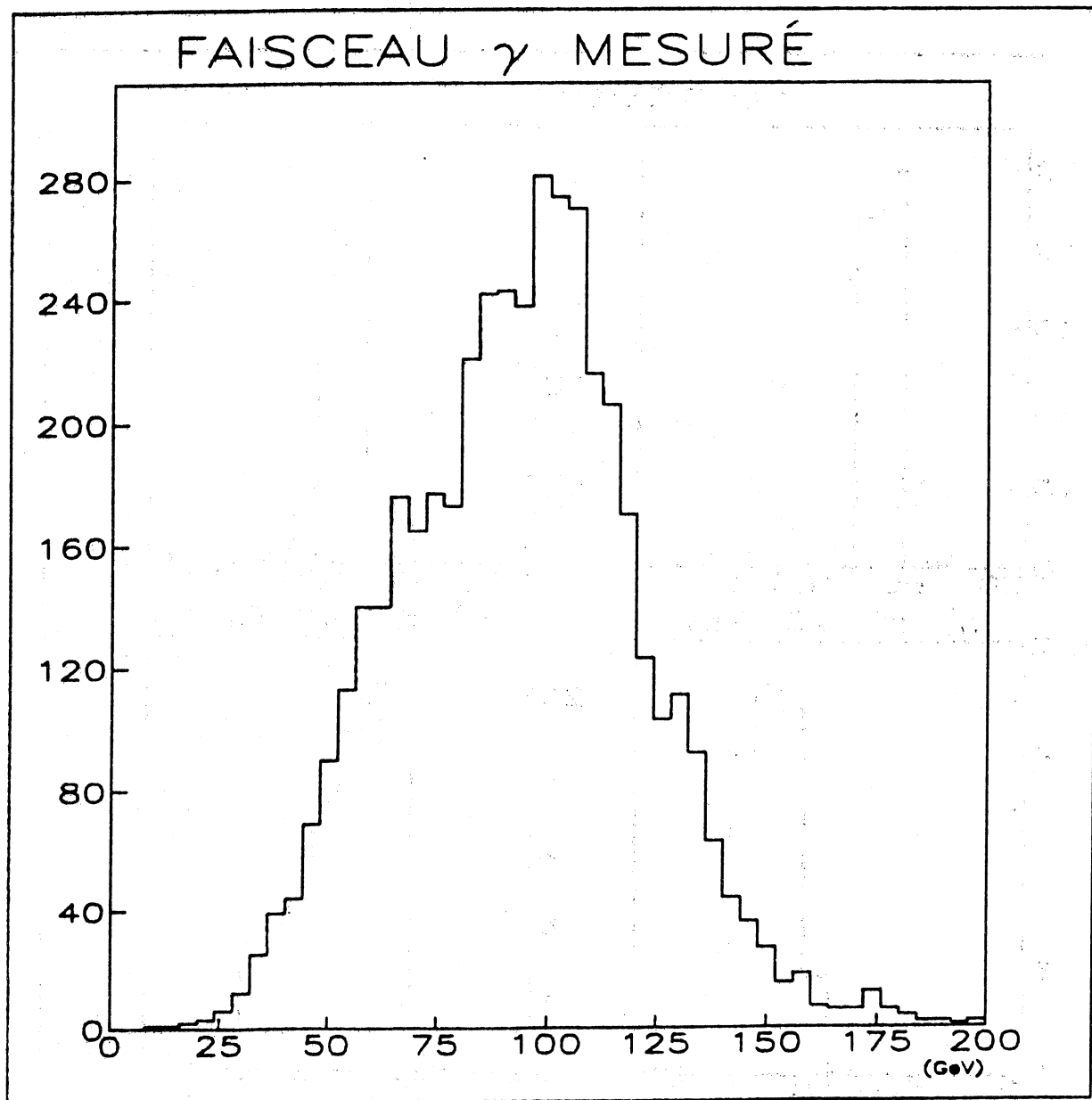


Fig. II-4:
Spectre d'énergie des faisceaux de pions π^-

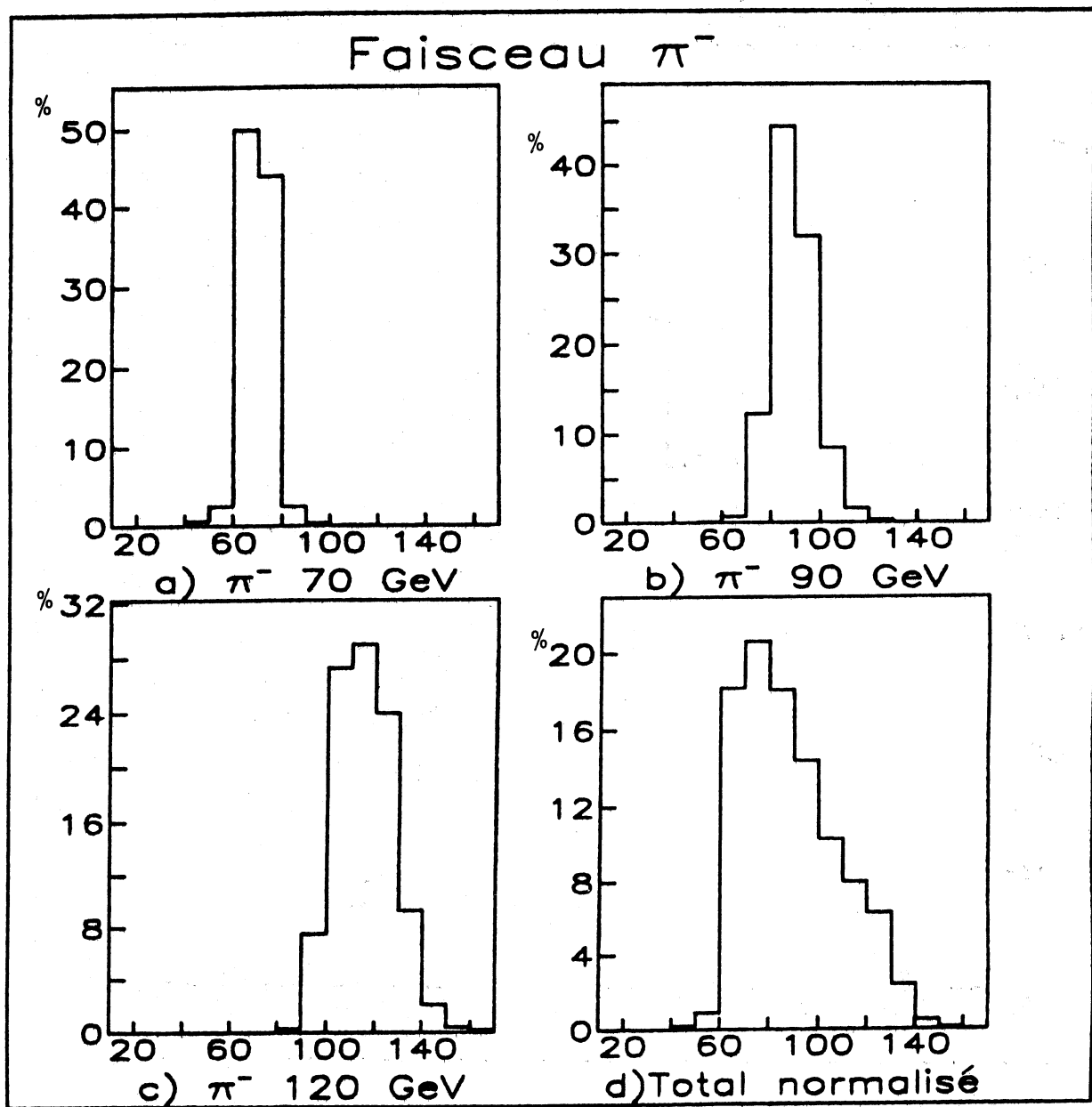


Fig. II-5:
Le spectromètre NA14

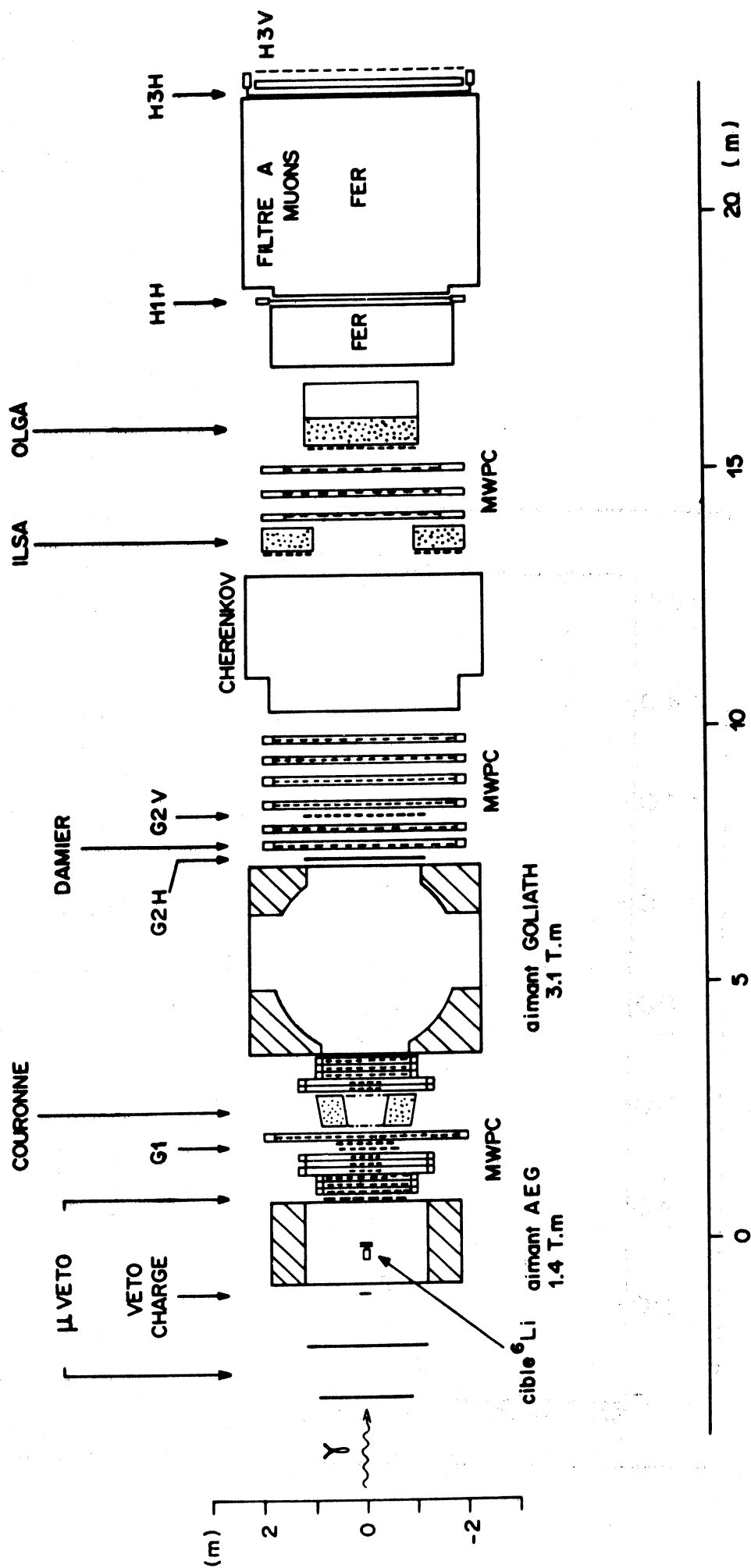
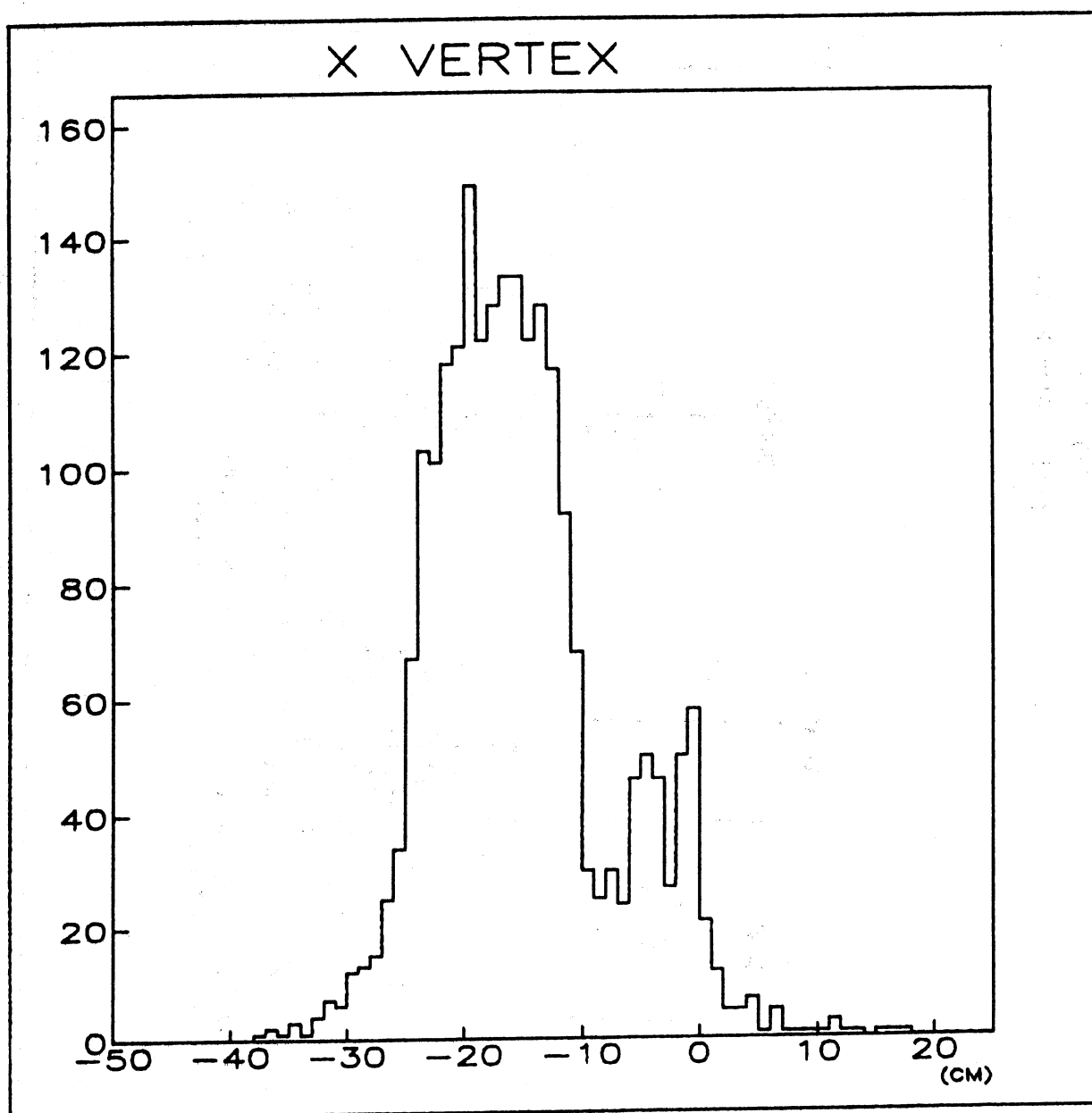


Fig. II-6:
Distribution longitudinale des vertex



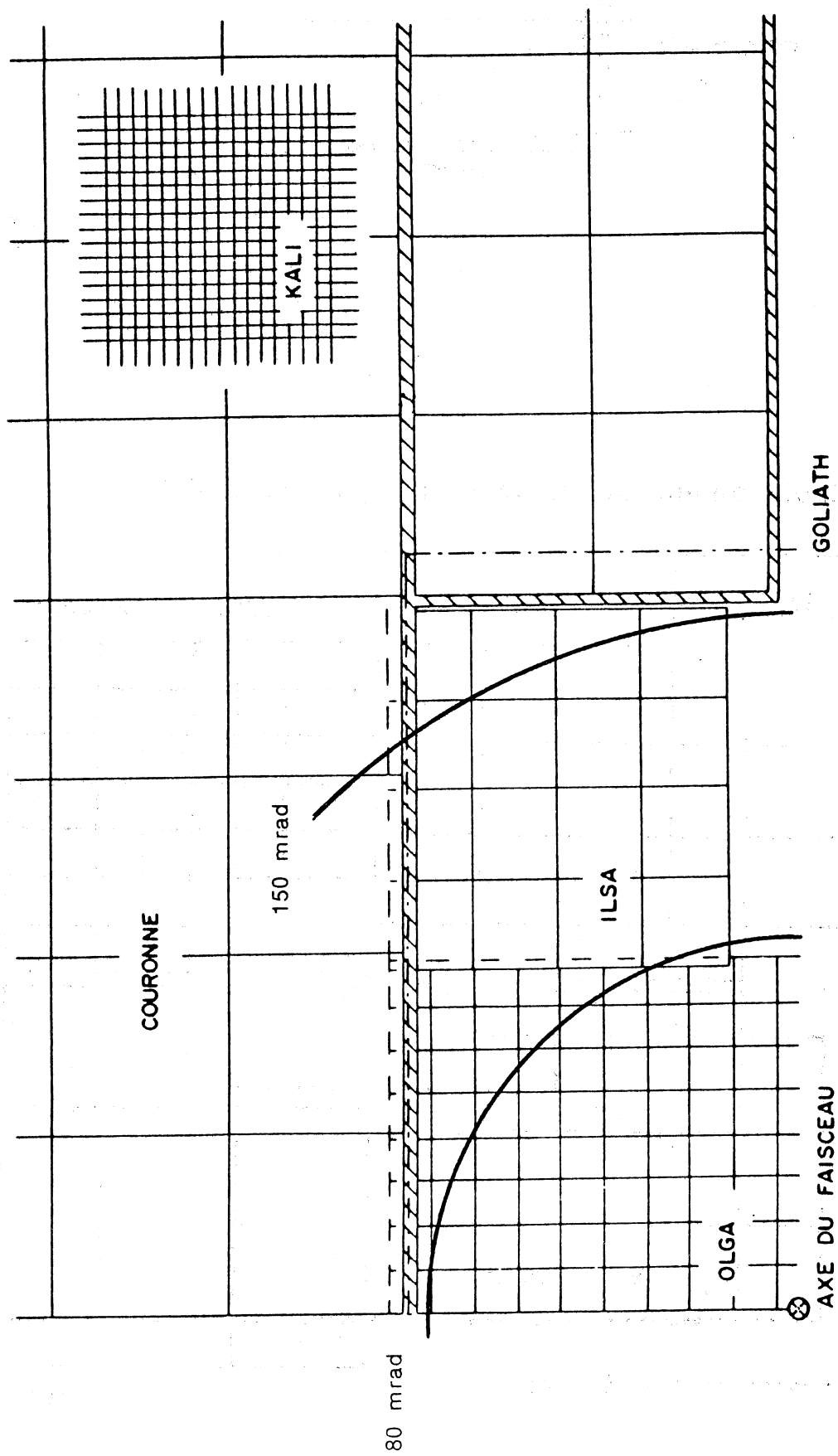


Fig. II-7:

Homothétie des calorimètres
(un quadrant est représenté)

Fig. II-8:

Muon du halo simulant un photon de grand P_T
dans un calorimètre

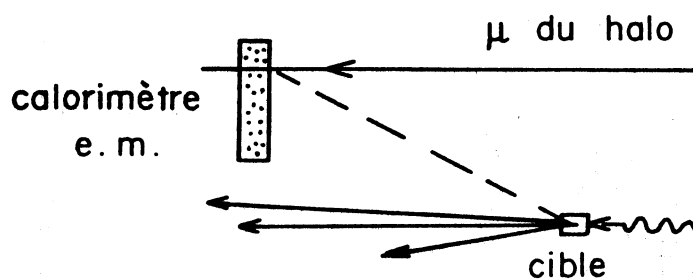


Fig. II-9.

Recouvrement de la couronne par les μ Veto

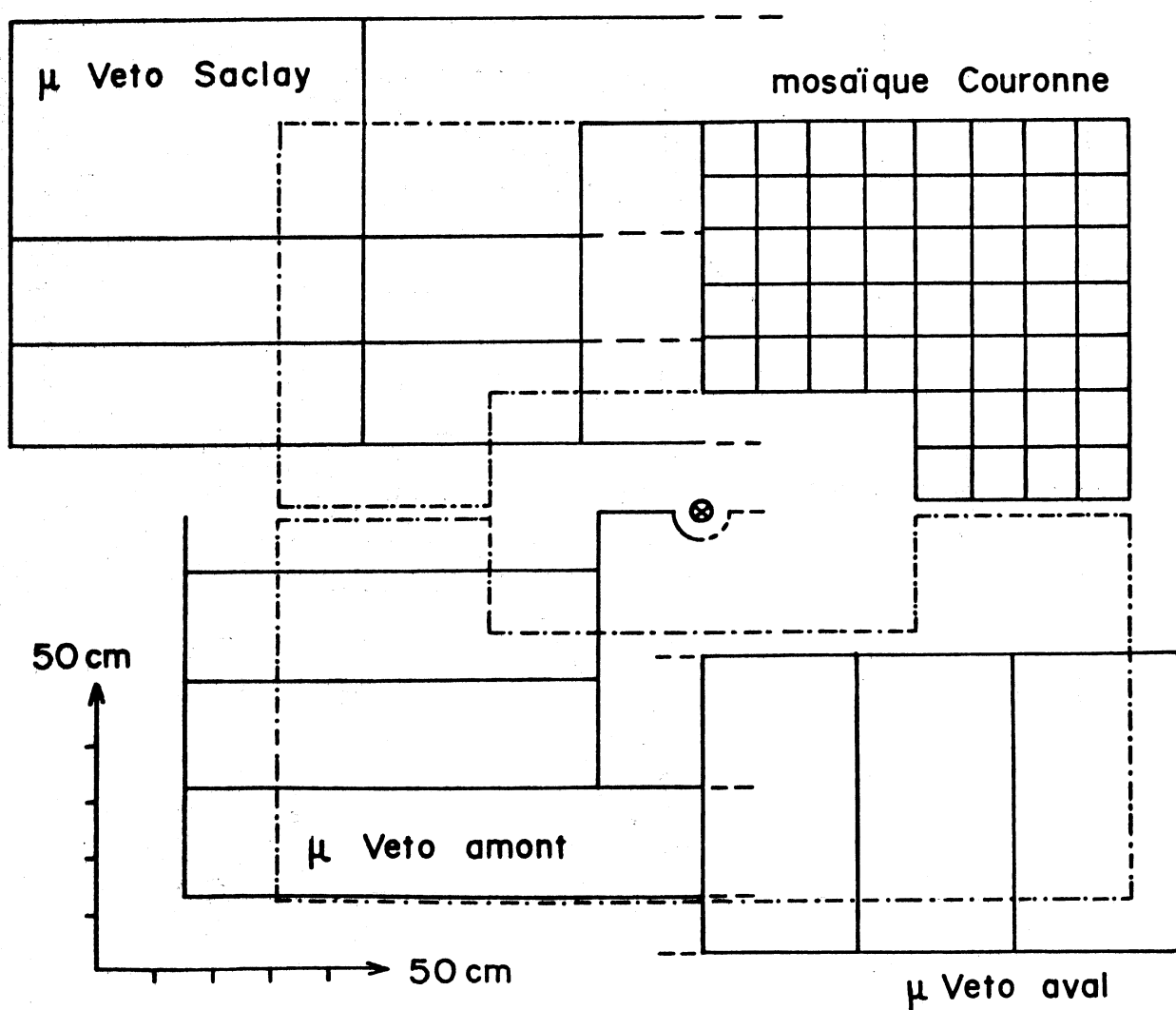


Fig. II-10:

Temps de l'interaction (nanosecondes) par rapport
au temps d'arrivée du faisceau

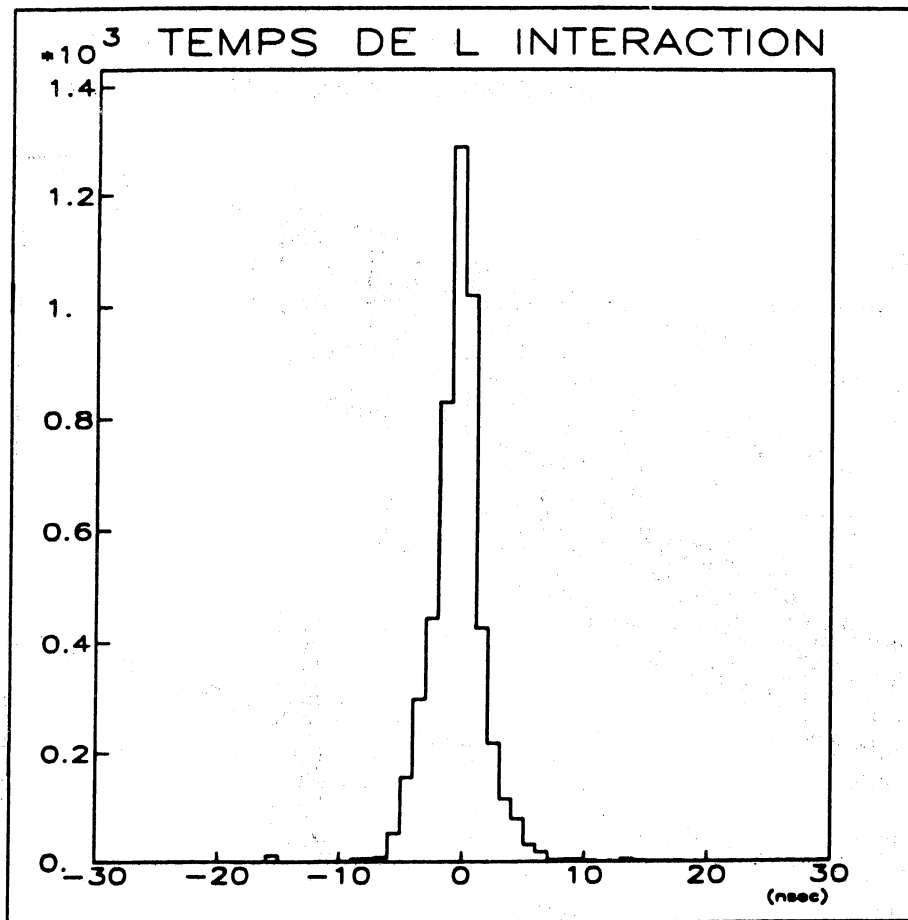


Fig. II-11:

Inefficacité du prédéclenchement (%)
aux événements Compton QED

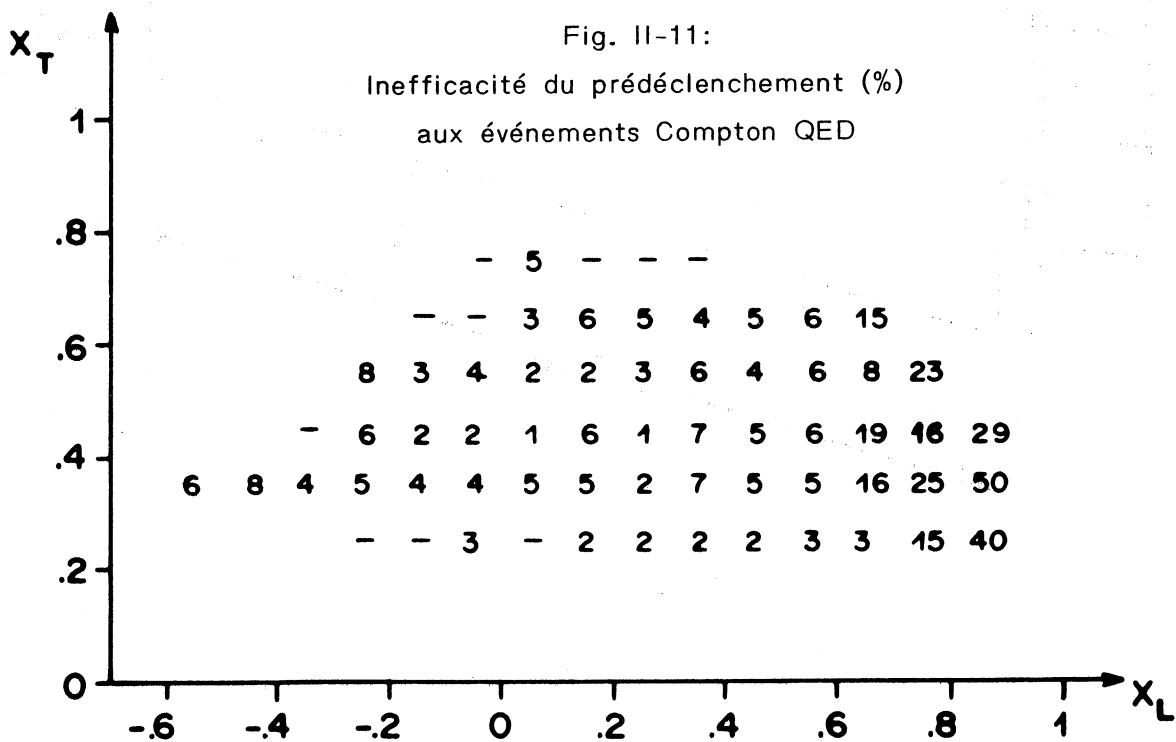
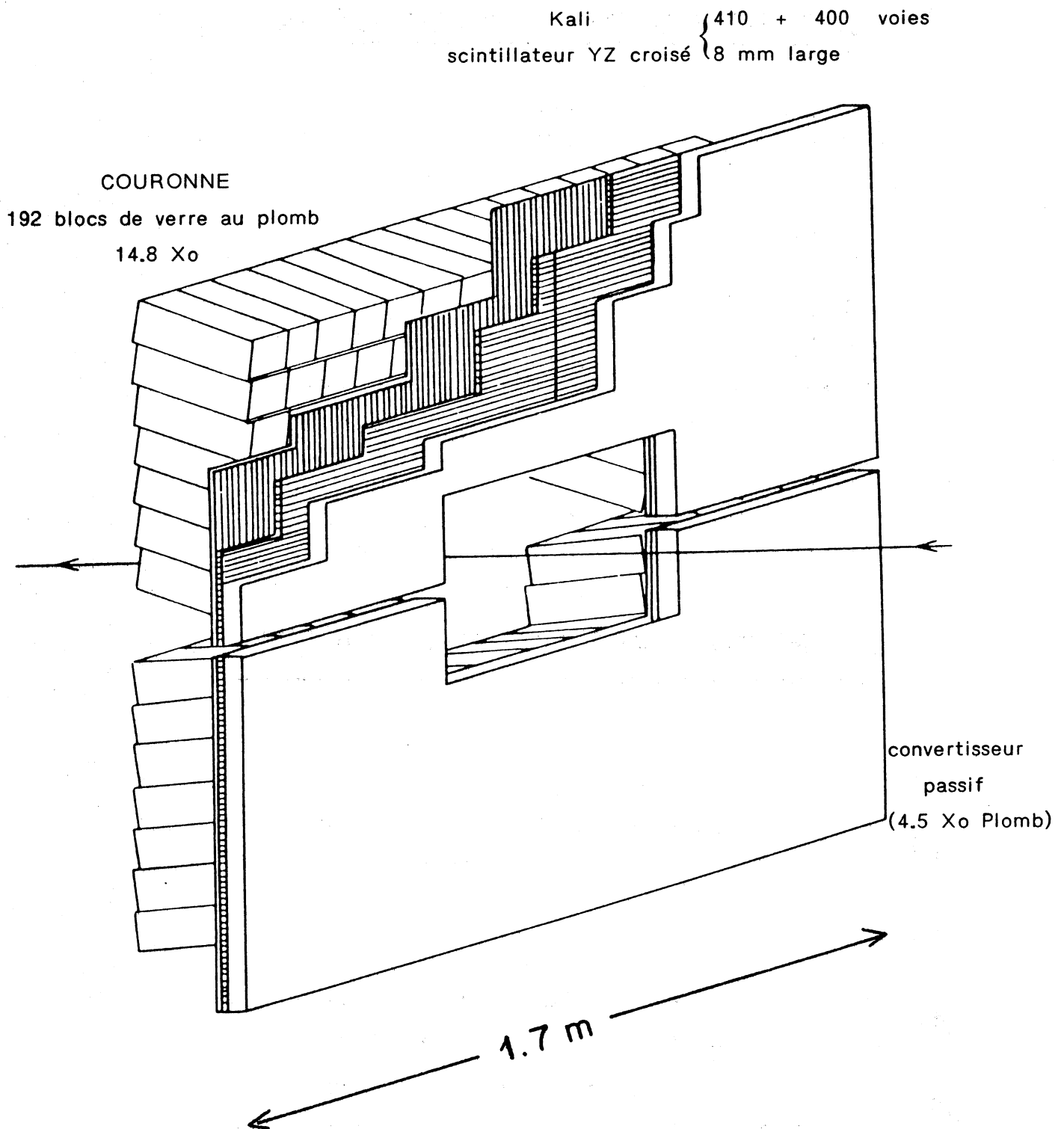


Fig. III-1: Vue en écorché du calorimètre Kali-Couronne.



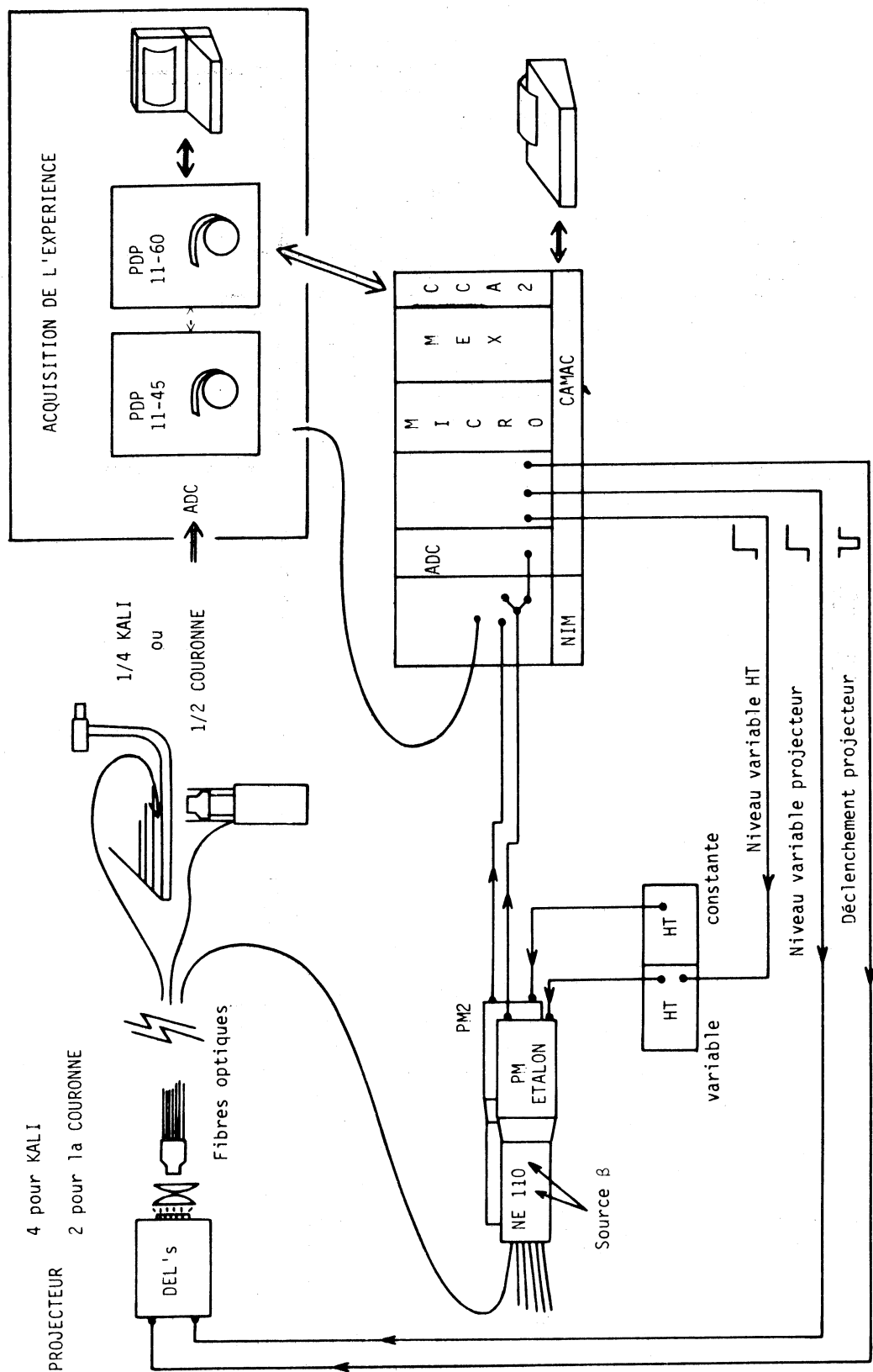


Fig. III-2:

Schéma de principe du système de monitoring

b) Méson π^0

| | |
|-------|------|
| RUN | 4588 |
| EVENT | 4002 |

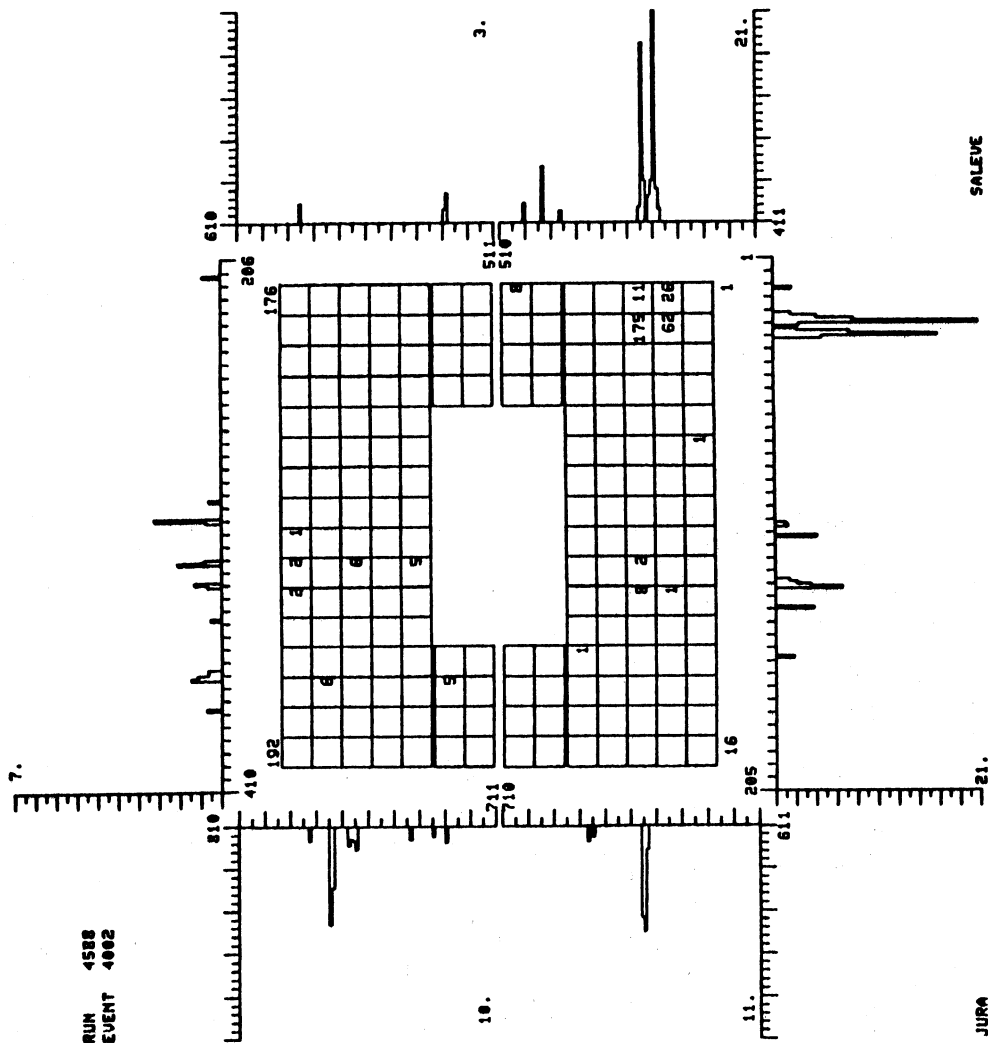


Fig. III-3:
Visualisation d'événements détectés par le calorimètre Kali-Couronne

Fig. III-4:
Résolution en énergie du calorimètre
(électrons incidents)

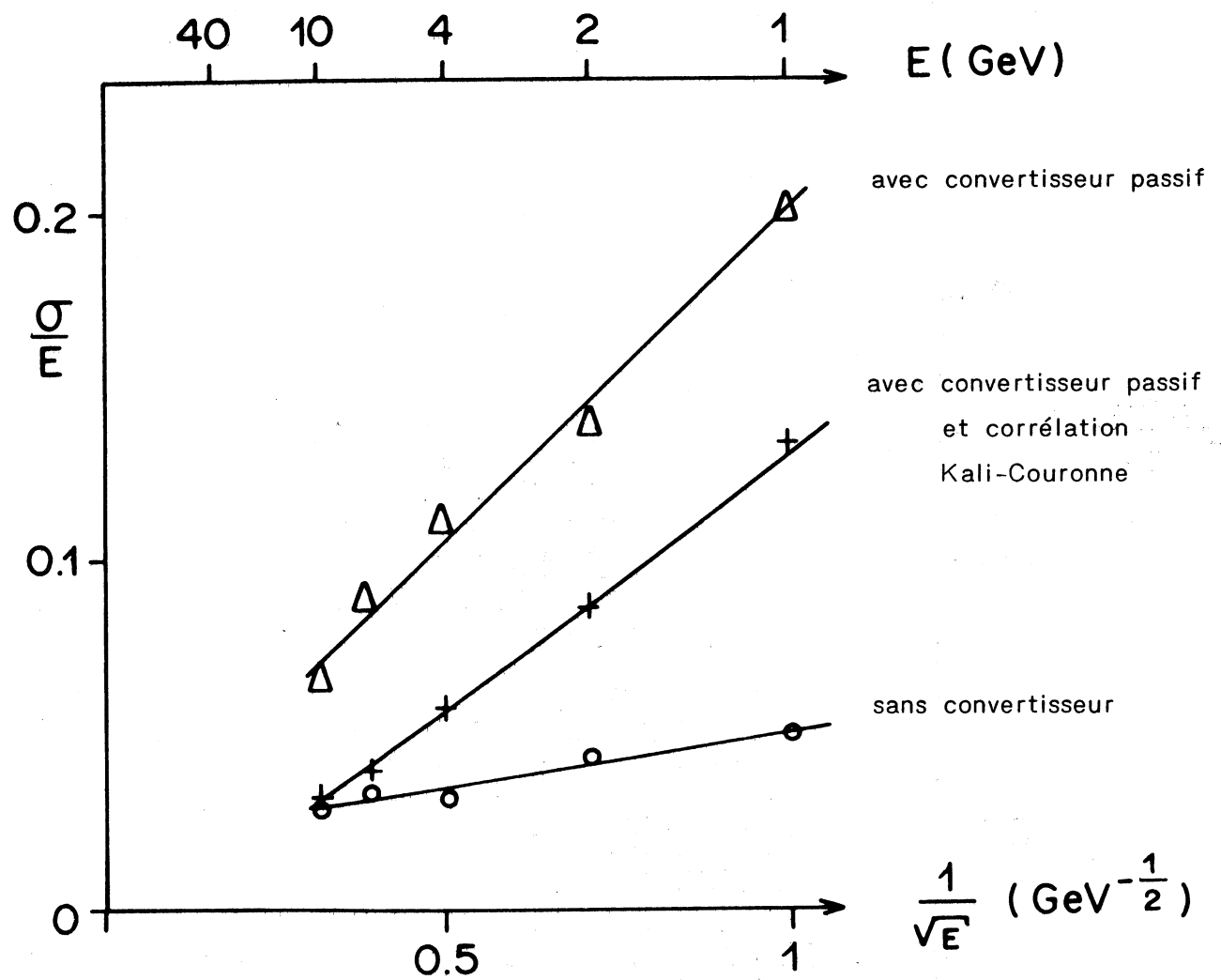


Fig. III-5:
Corrélation entre les fractions d'énergie
perdue dans le convertisseur et
mesurée dans le scintillateur
(e^- incident de 4 GeV)

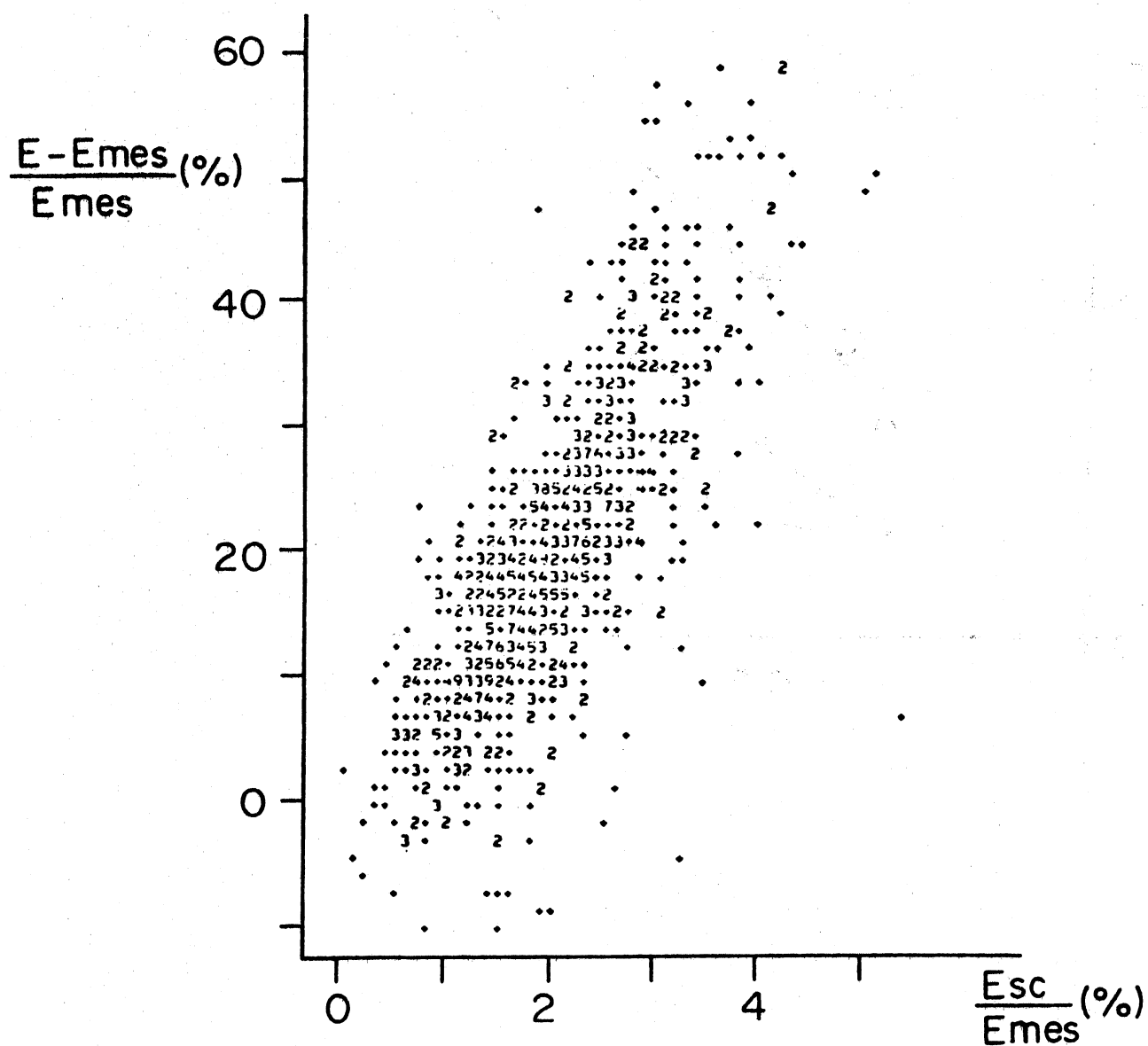


Fig. III-6:

Masse $\gamma\gamma$ dans la Couronne

($P_{T\gamma\gamma} > 1 \text{ GeV}/c$, $E_{\gamma 1} > 7 \text{ GeV}$, $E_{\gamma 2} > 2 \text{ GeV}$)

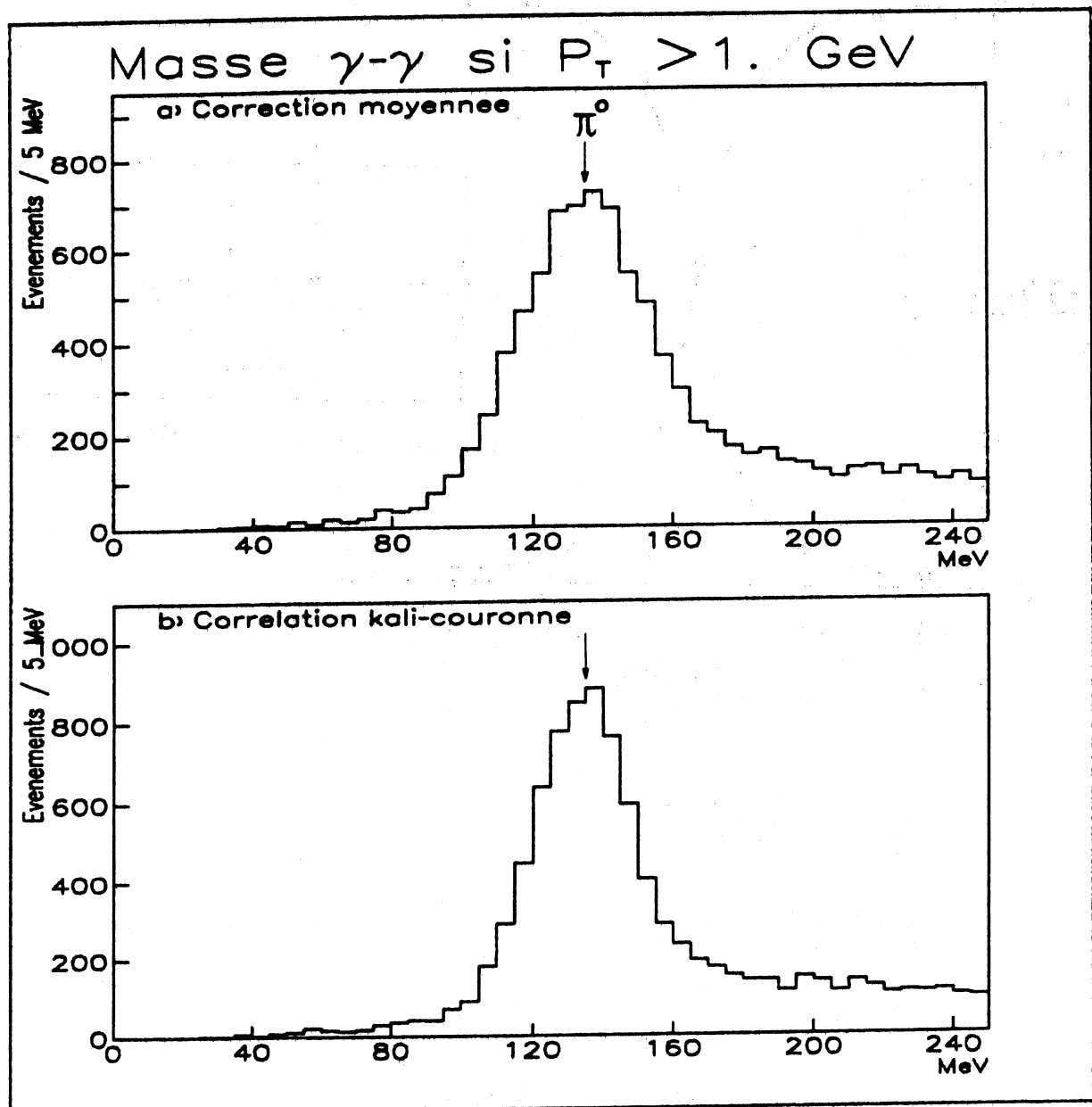


Fig. III-7:
Balayage de cellules de verre au plomb
par un faisceau d'électrons

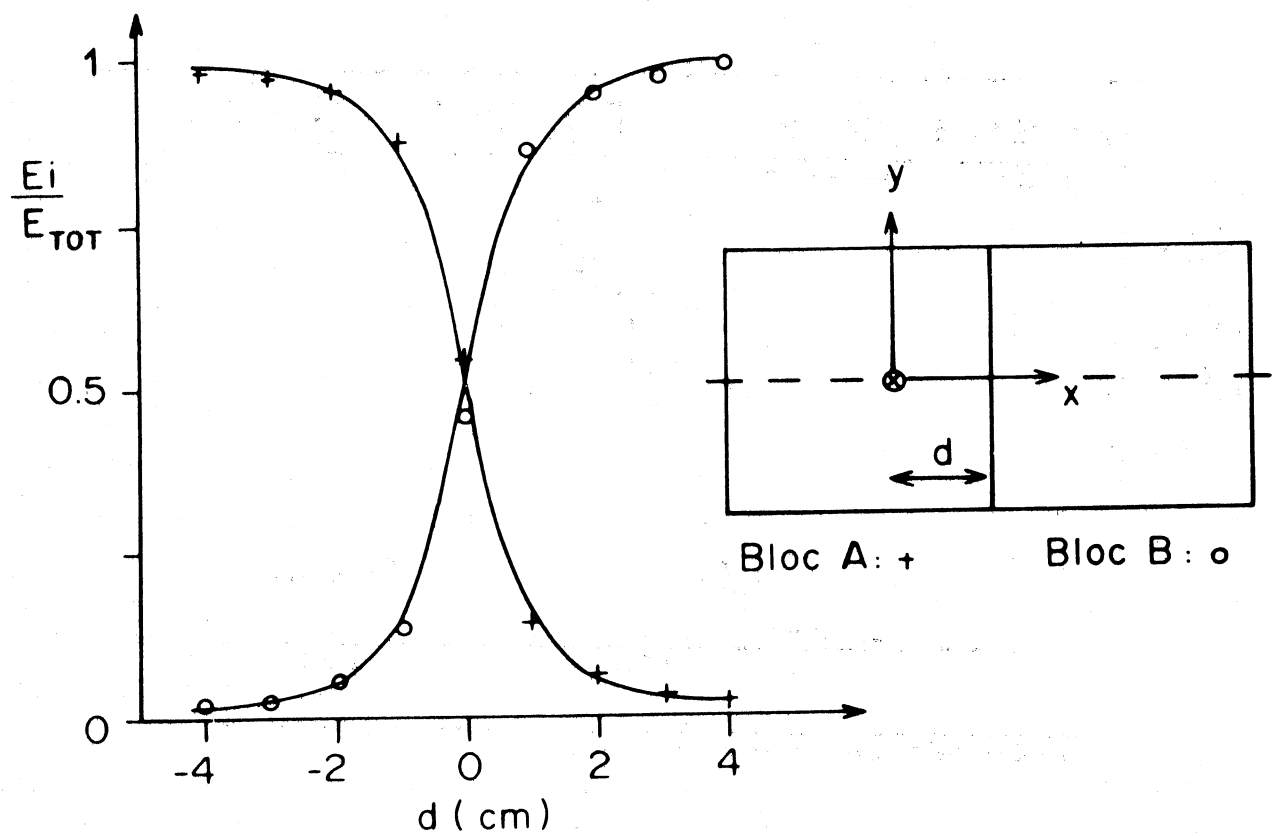


Fig. III-8: Spectre d'énergie déposée par des muons et des électrons dans un bloc de verre au plomb
(inclinaison nulle $\theta_Z = 0^\circ$)

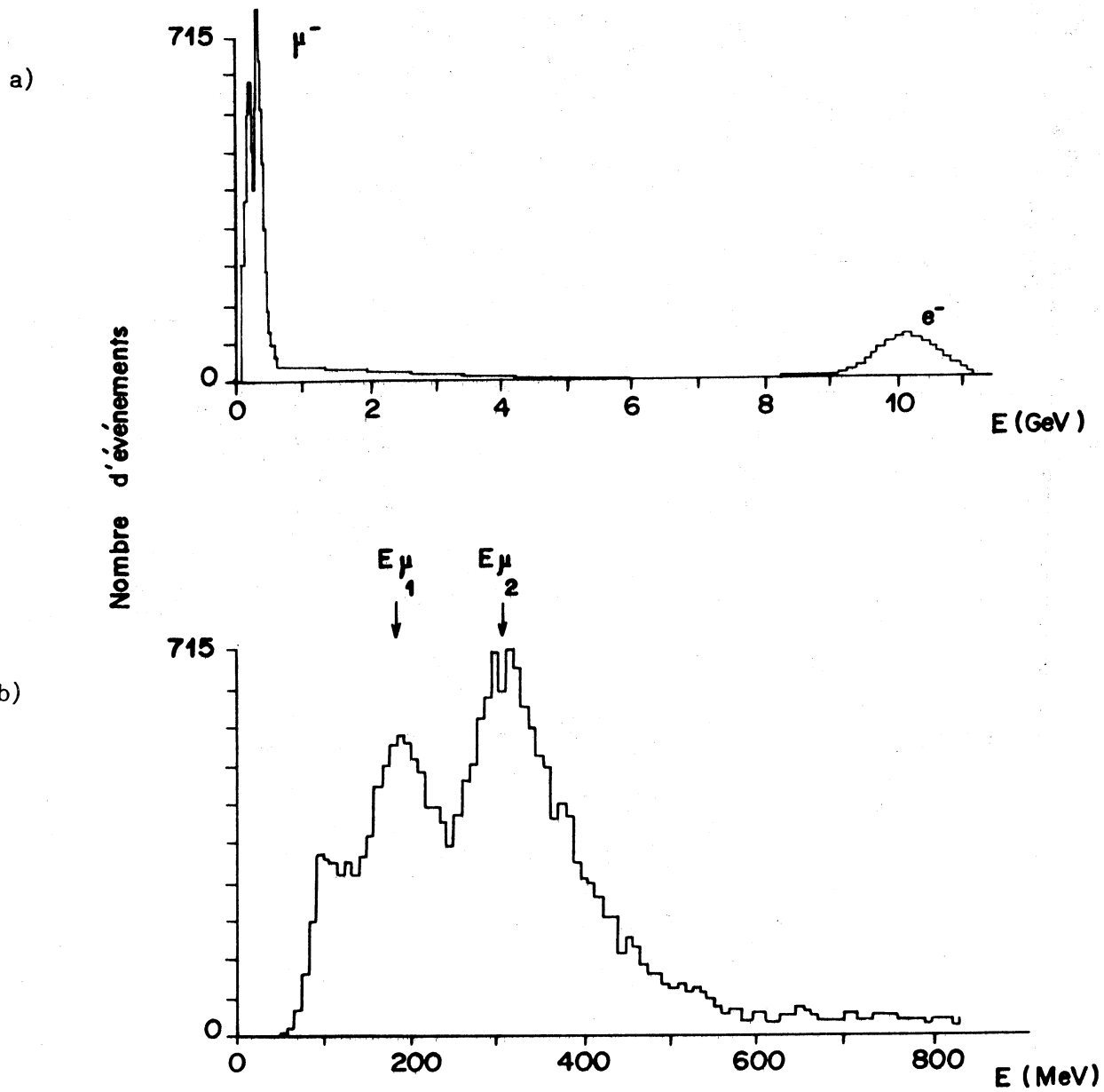


Fig. III-9: Energie moyenne des 2 pics de muons en fonction de l'angle d'inclinaison

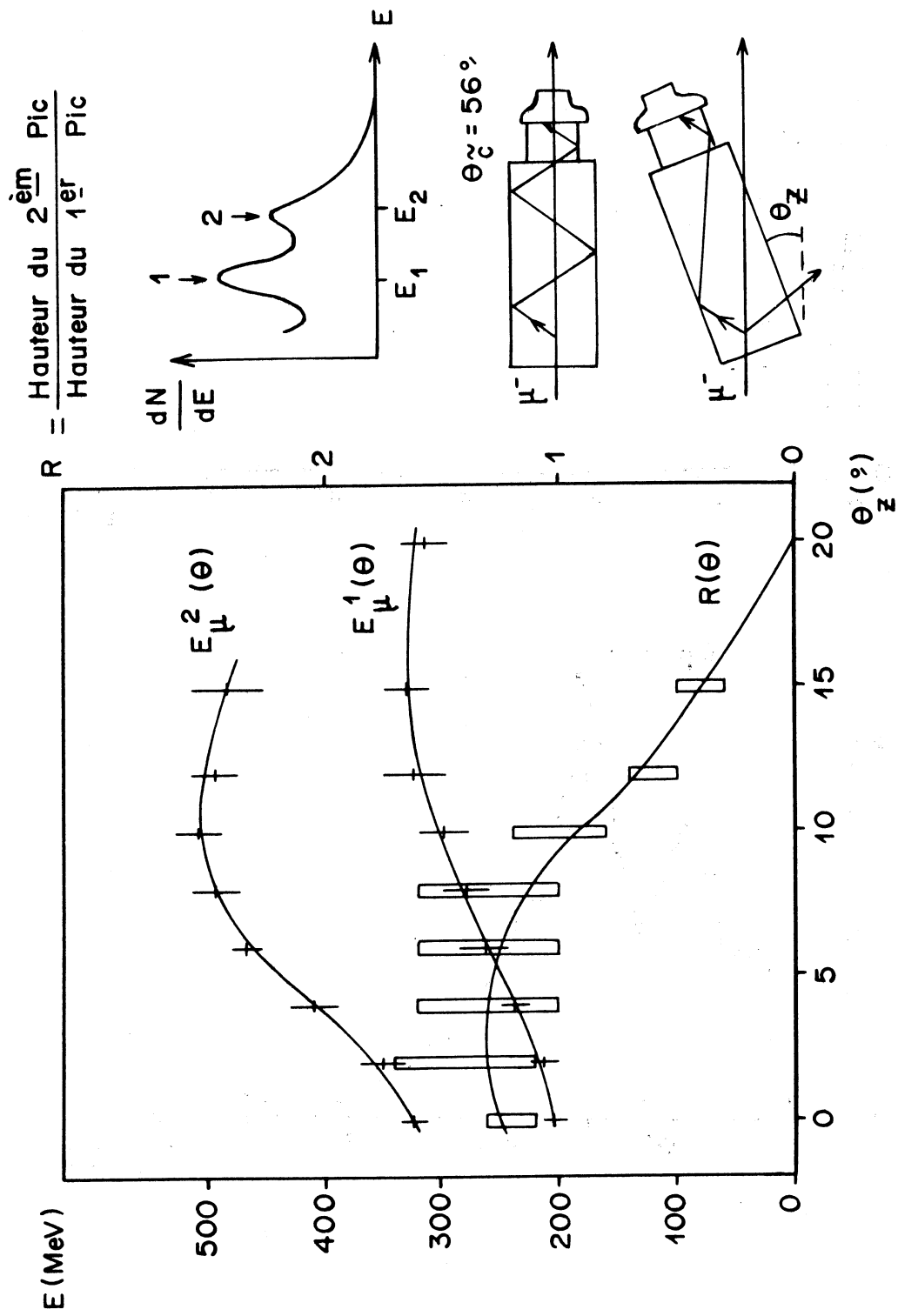


Fig. III-10:

Masse $\gamma\gamma$ quand les deux photons sont séparés dans la mosaïque
de verre au plomb

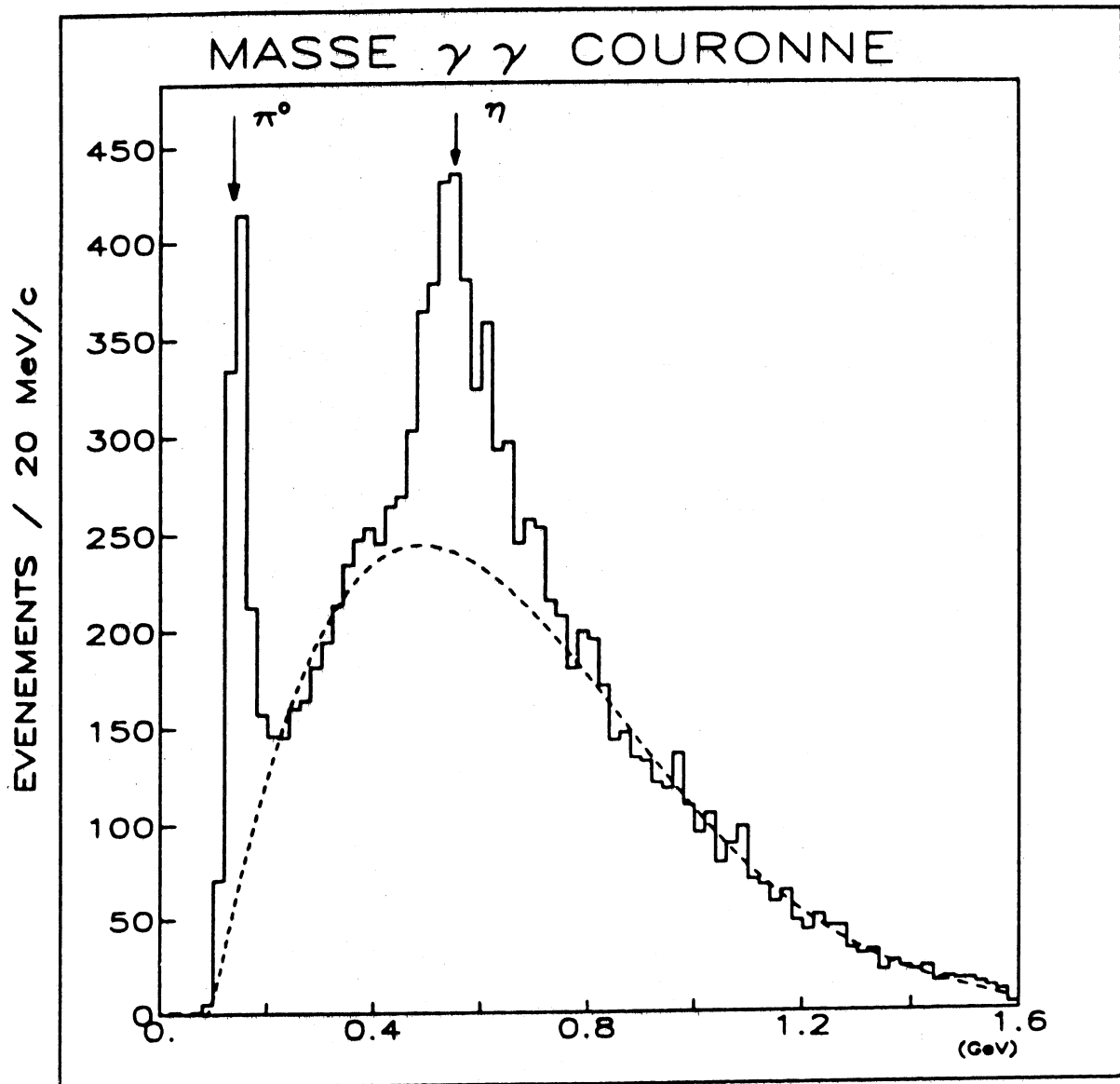
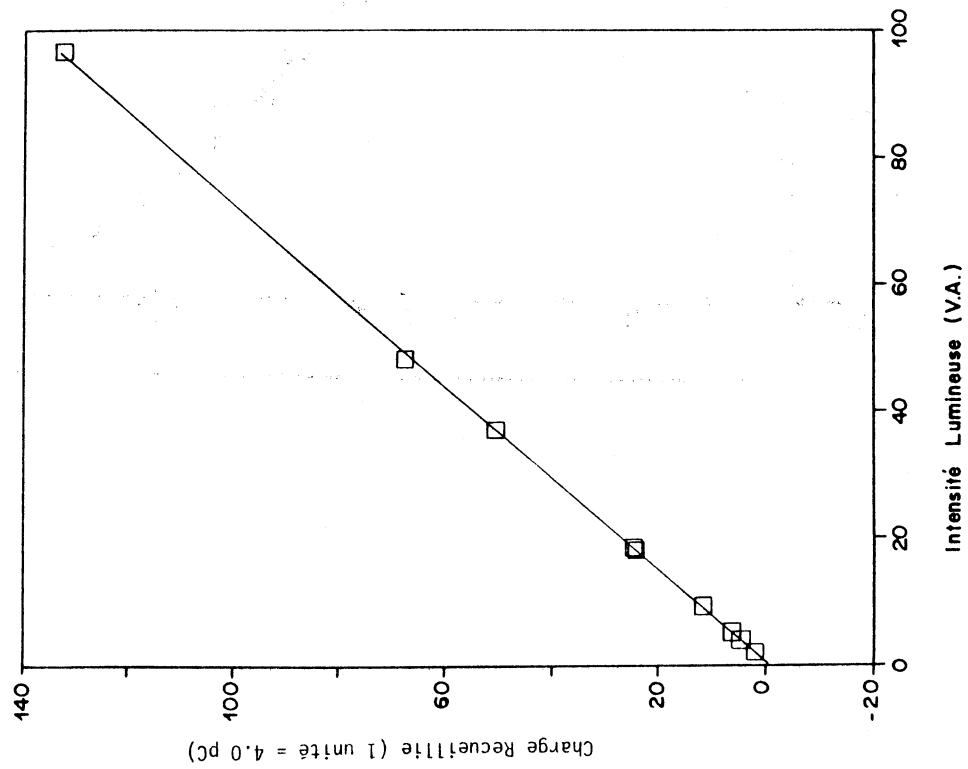


Fig. III-11:
Linéarité du calorimètre

a) Réponse du P.M. 931A (H.T. = 800V)



b) Réponse d'un bloc de verre au plomb en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons incidents

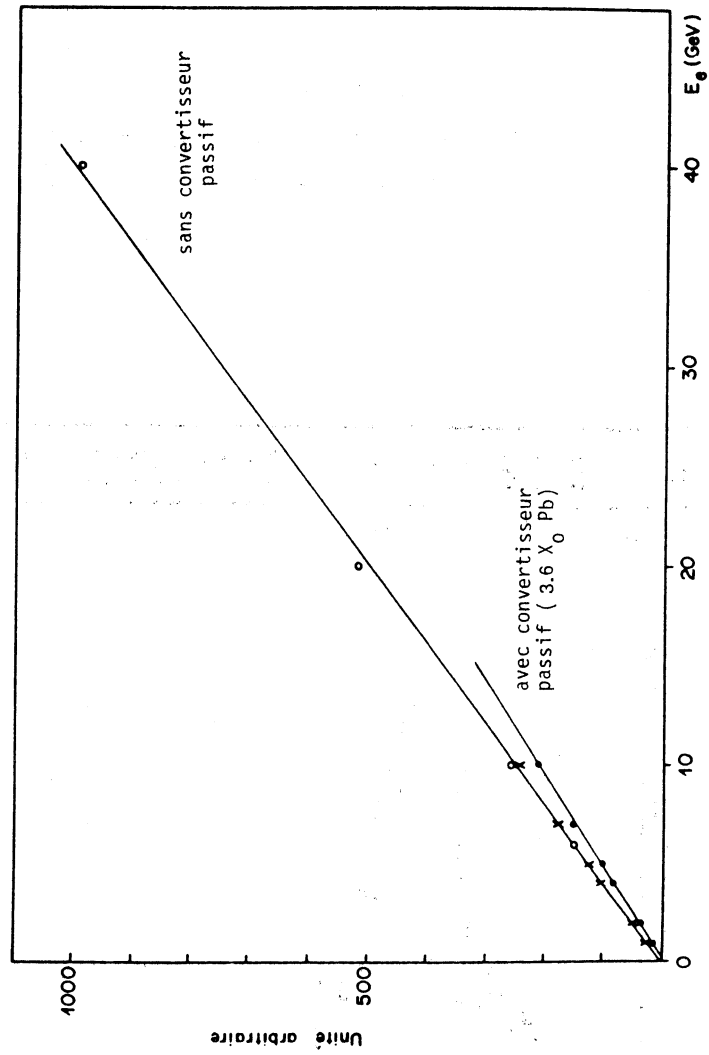
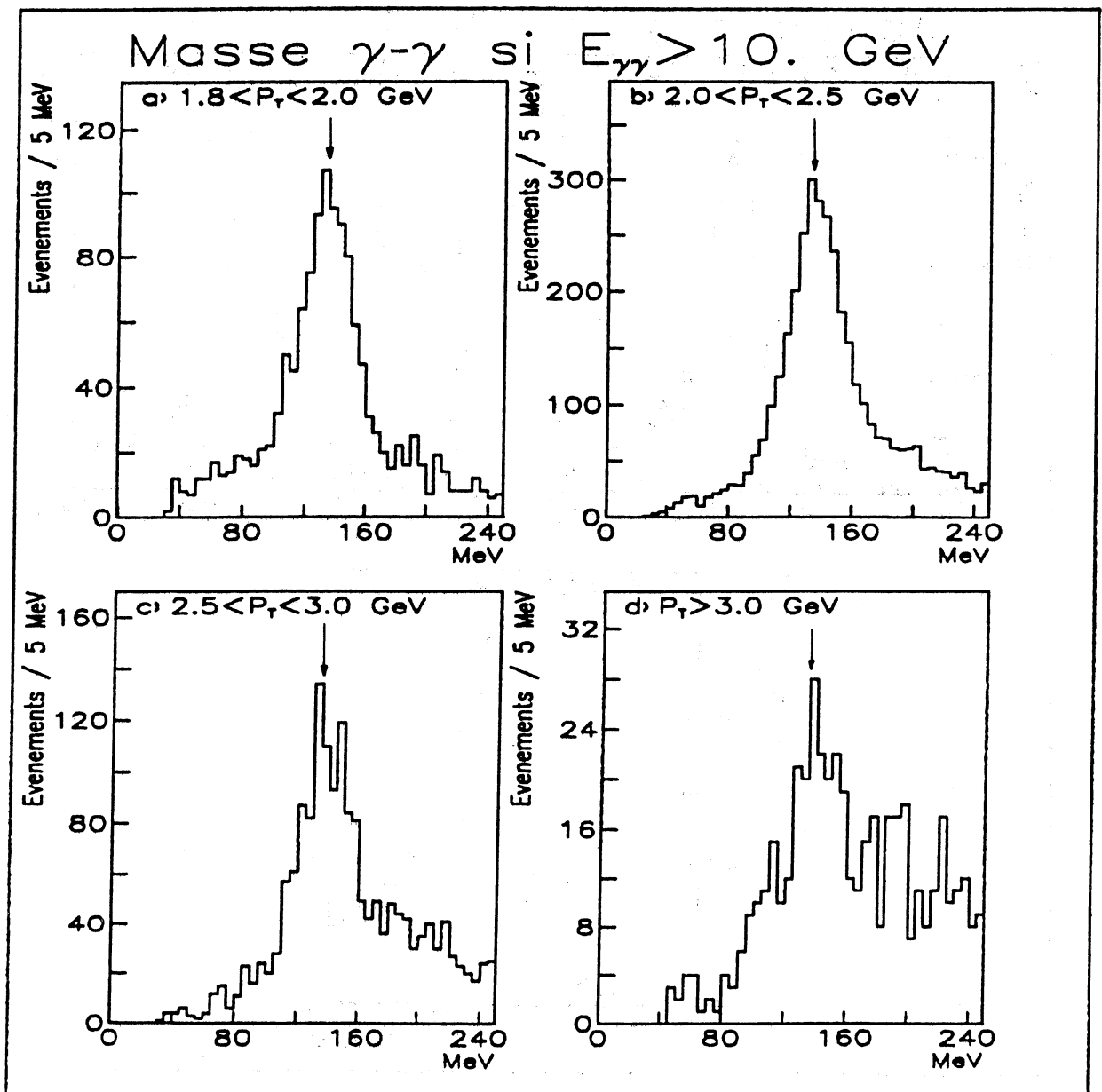


Fig. III-12:
Signal π^0 dans la Couronne

a) en fonction du $P_{T\gamma\gamma}$, si $E_{\gamma\gamma} > 10$ GeV.



b) en fonction de l'énergie $E_{\gamma\gamma}$, si $P_{T\gamma\gamma} > 1.8 \text{ GeV}/c$.

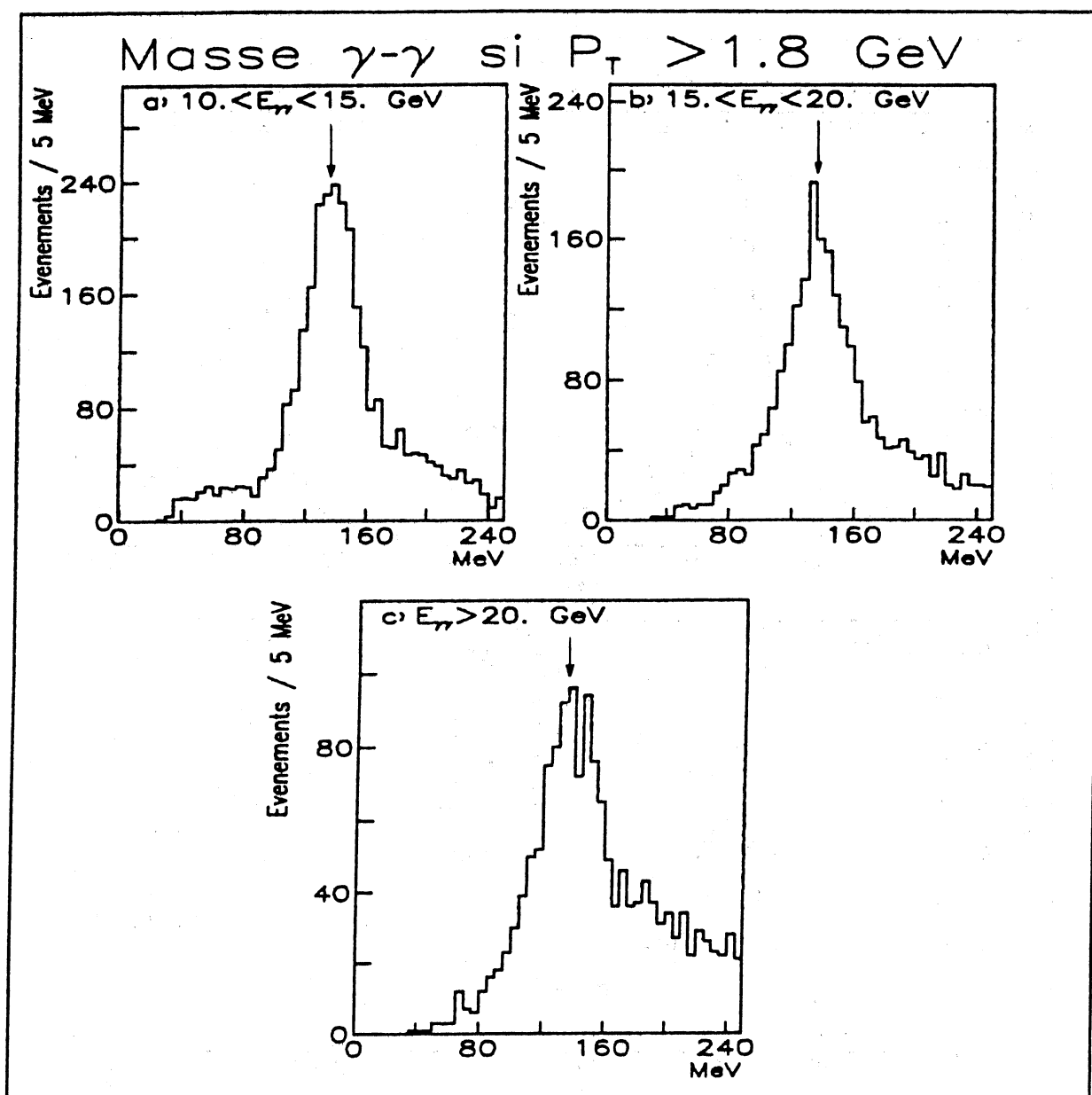


Fig. III-13:
Efficacité du déclenchement
Couronne

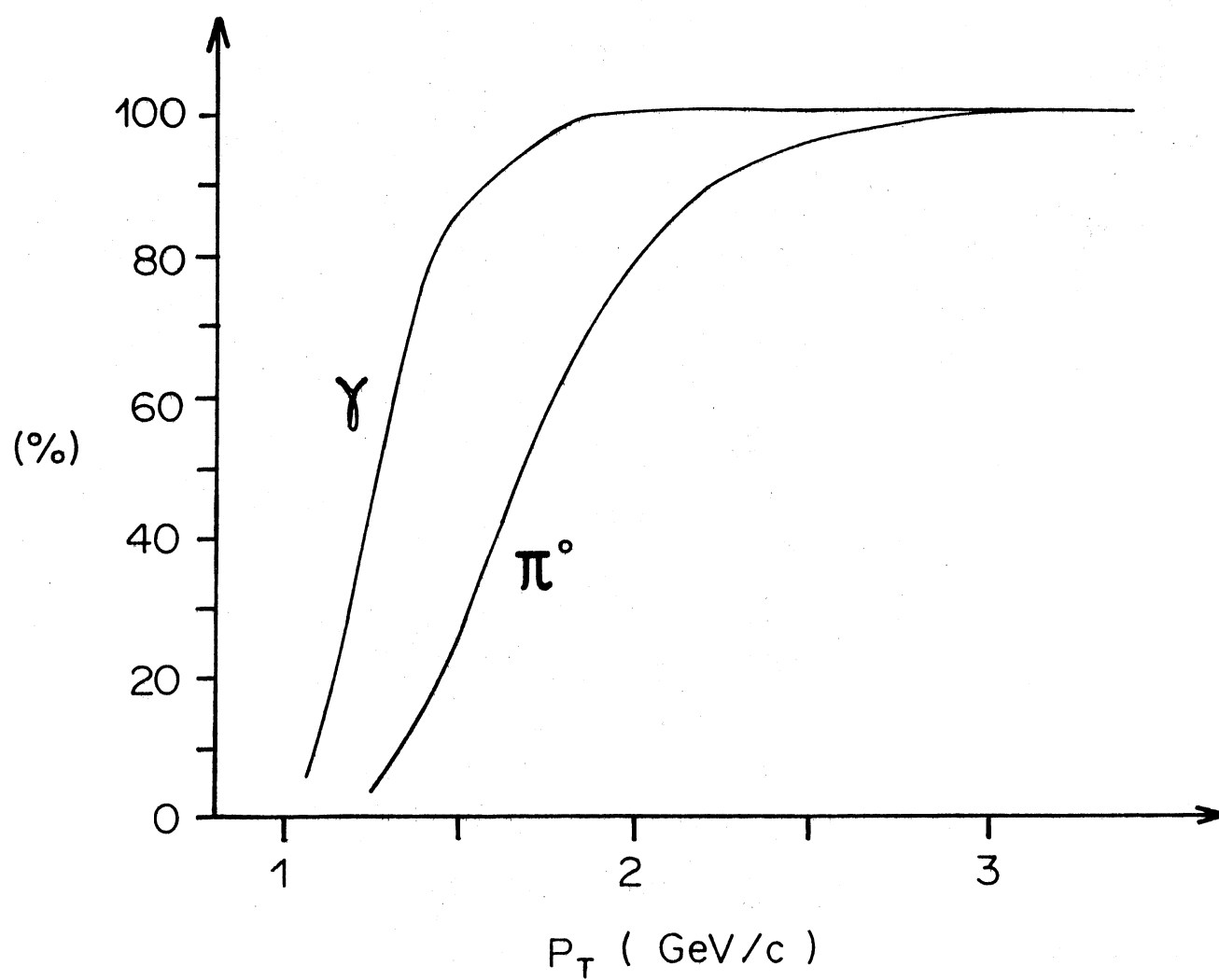
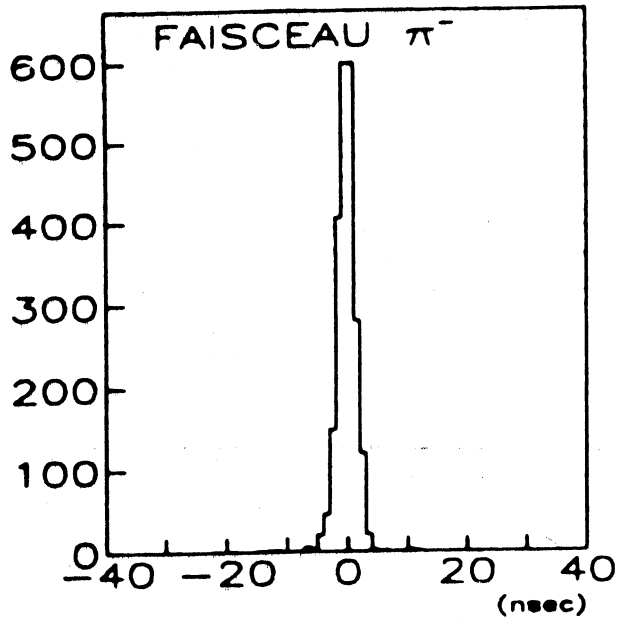


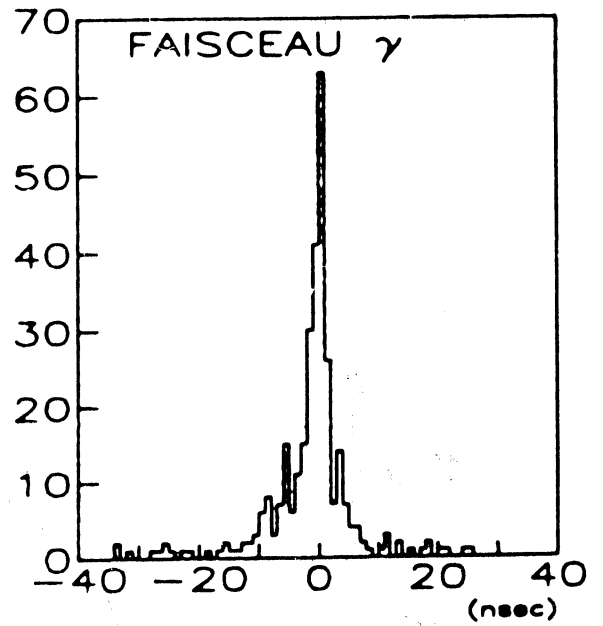
Fig. III-14:

Temps mesuré dans la Couronne (nanosecondes)
par rapport au signal de prédéclenchement

a) $P_{T\pi^0} > 1.7 \text{ GeV/c}$



b) $P_{T\pi^0,\gamma} > 2.5 \text{ GeV/c}$



c) " P_T " $> 1.7 \text{ GeV/c}$

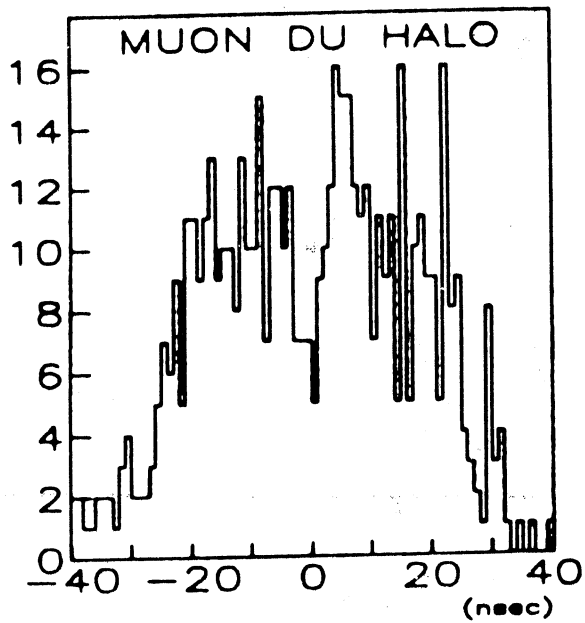
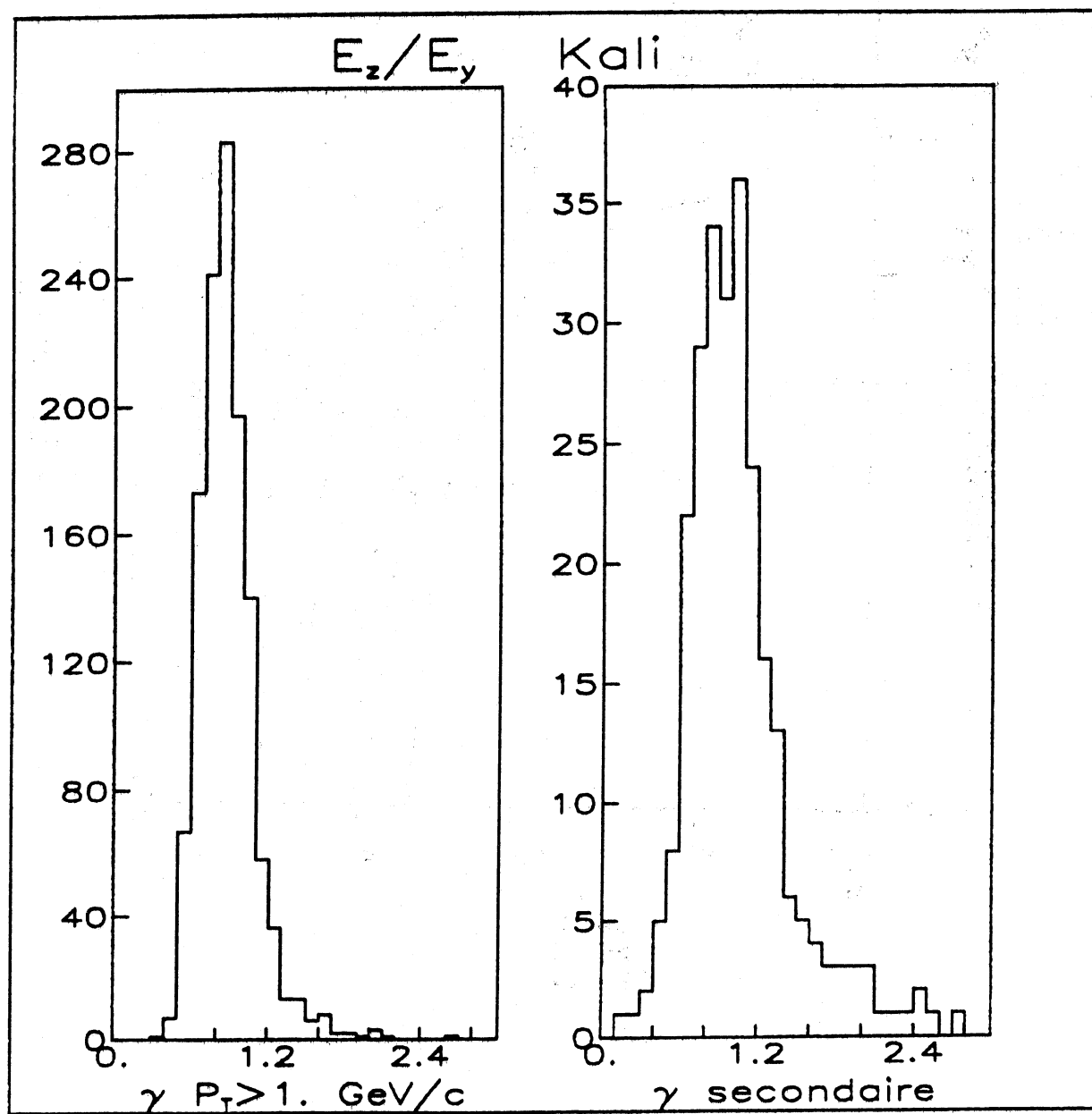


Fig. IV-1:
Rapport des énergies déposées
dans les deux plans de scintillateur.



Distance entre les deux photons de désintégration d'un π^0 dans le plan de Kali.

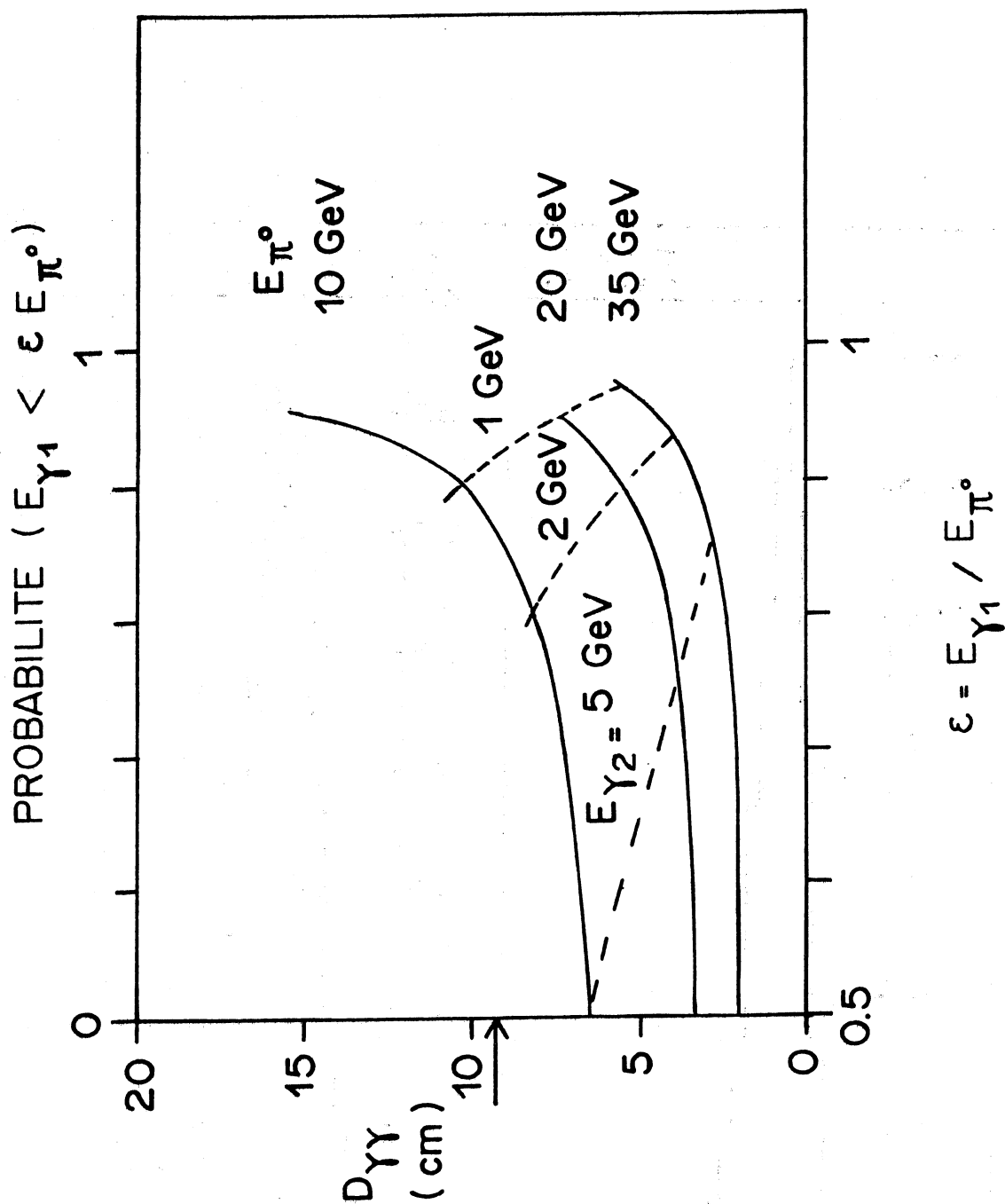


Fig. IV-3:
Distance mesurée dans le plan de Kali

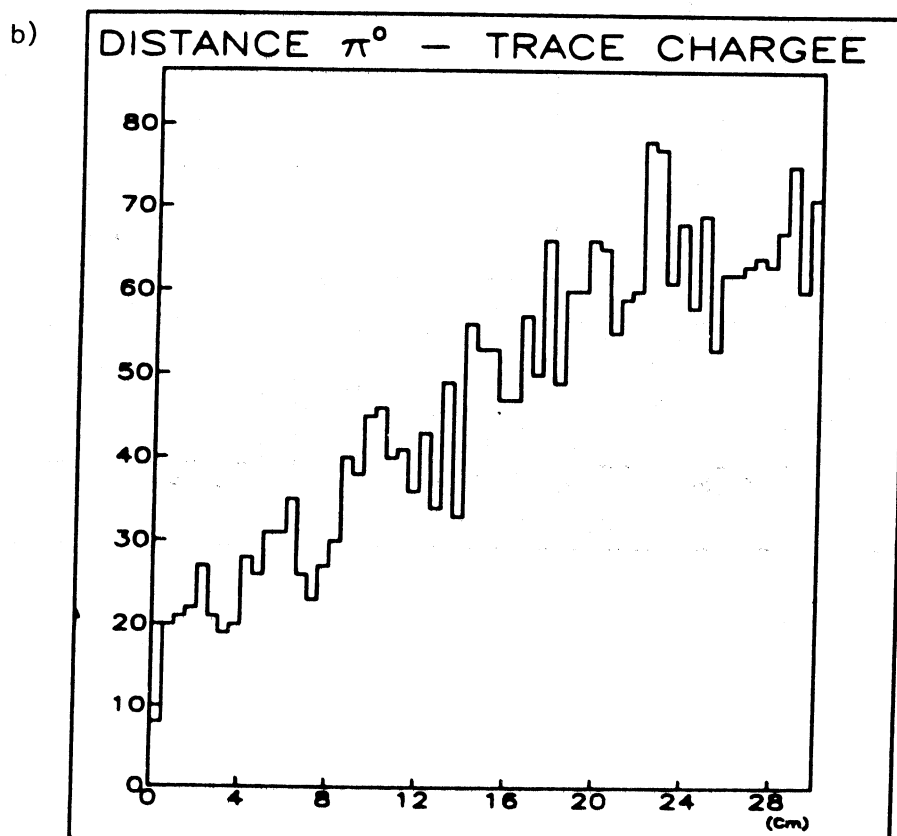
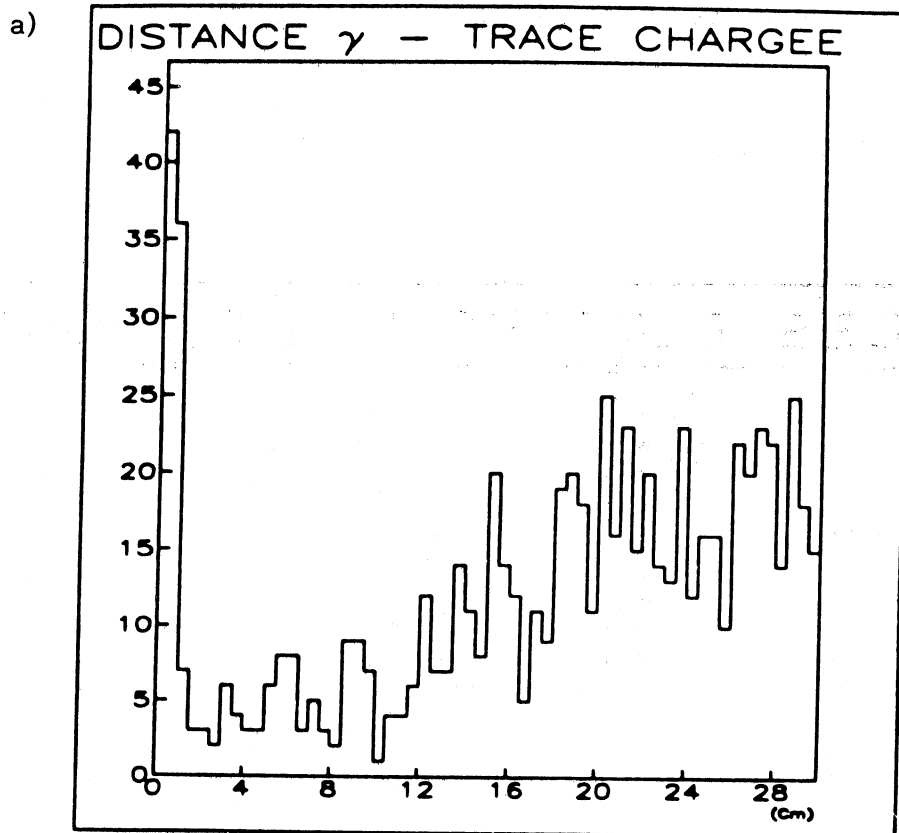


Fig. IV-4:
Signal d'électron dans la Couronne
($E > 10$ GeV, $P_T > 1.7$ GeV/c)

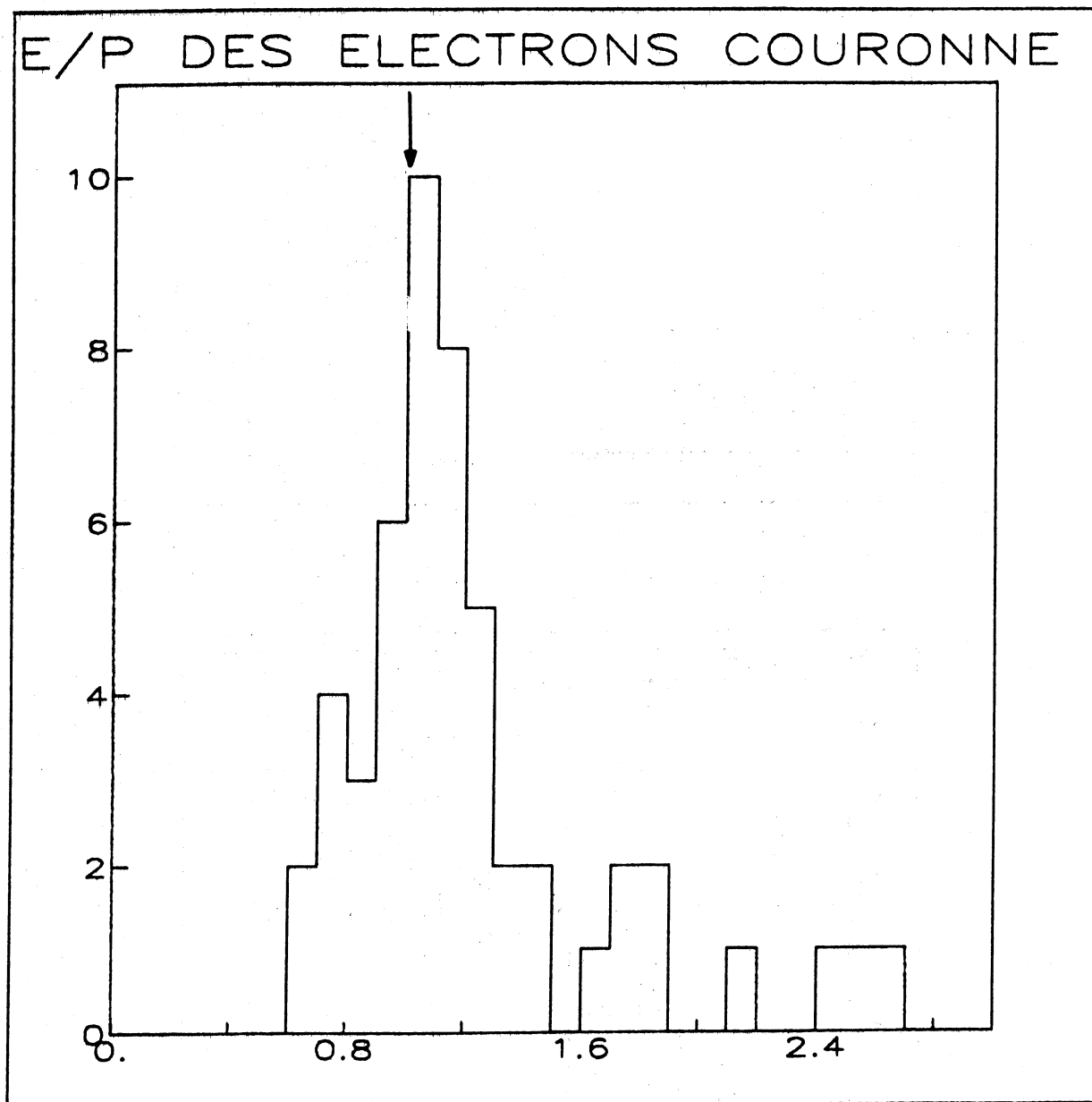


Fig. V-1:
 Pioproduction de π^0 dans la Couronne
 ($E_{\pi^0} > 10$ GeV)

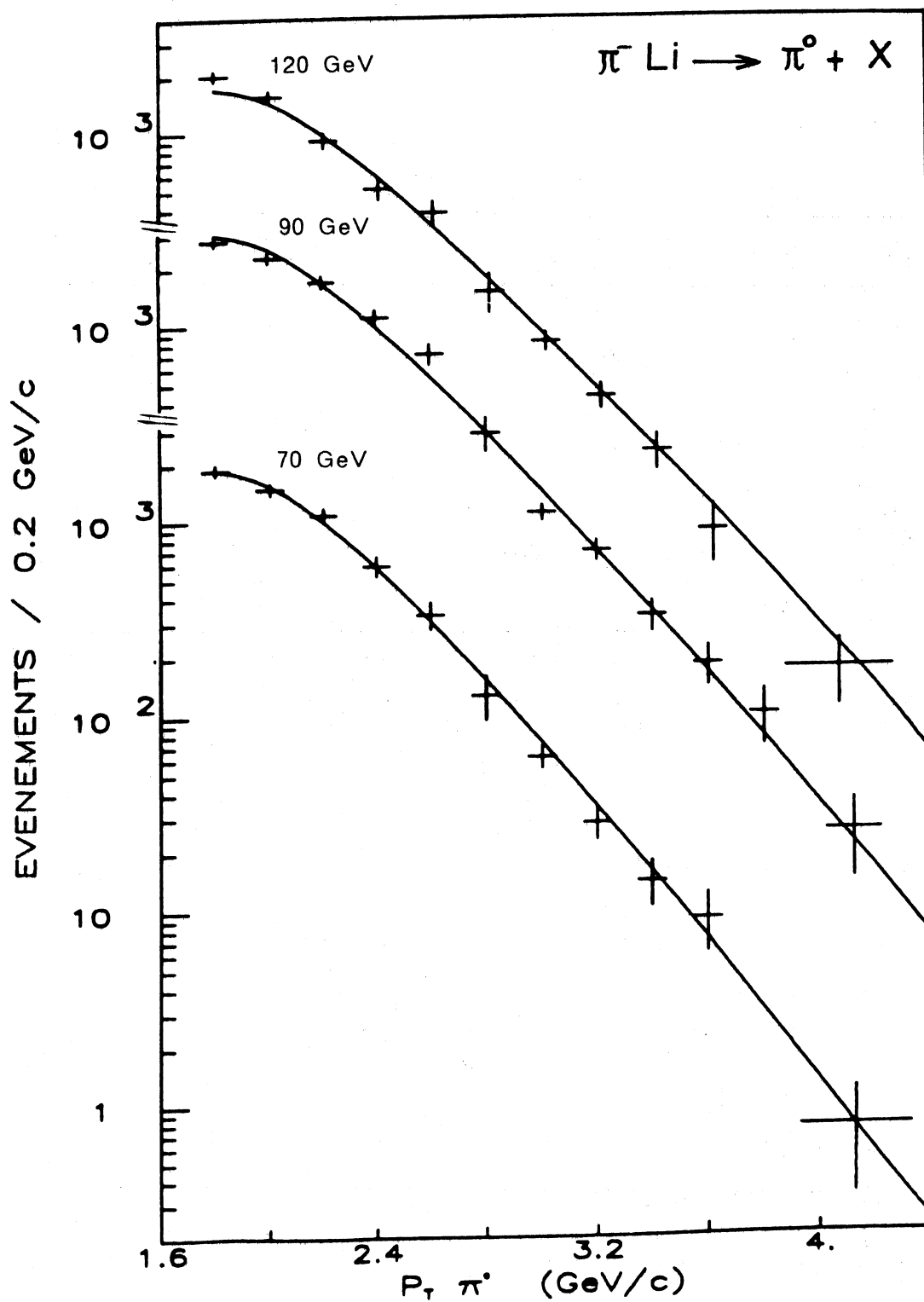
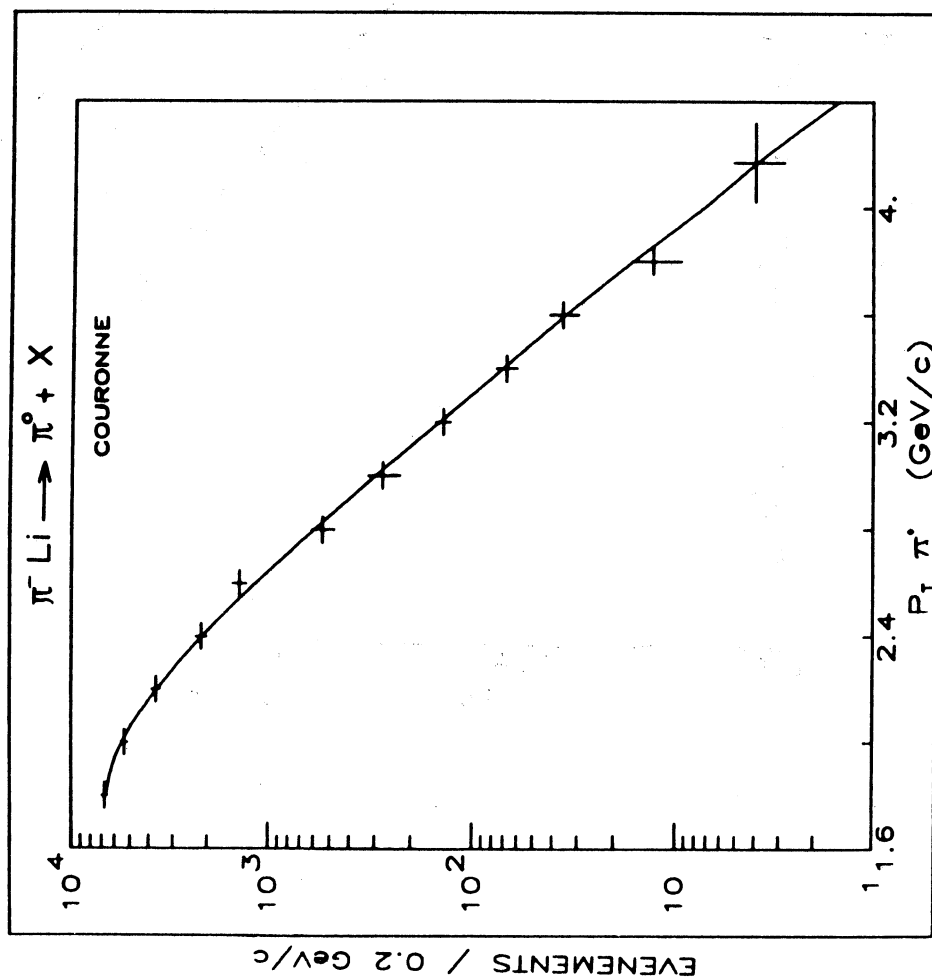


Fig. V-2:

Piroduction de π^0 dans la Couronne
distributions cumulées

a) en fonction du P_T (si $P_L > 10 \text{ GeV/c}$)



b) en fonction du P_L (si $P_T > 1.7 \text{ GeV/c}$)

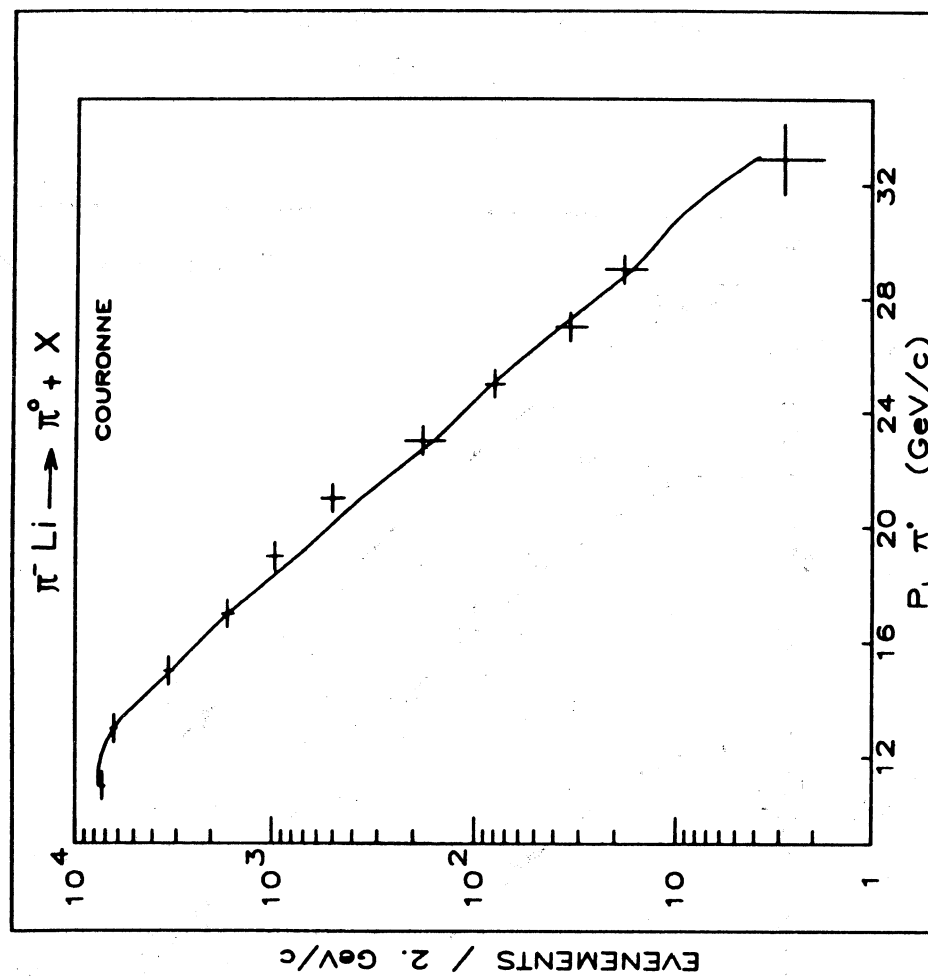


Fig. V-3:
Pioproduction de π^0 dans Olga et Ilsa

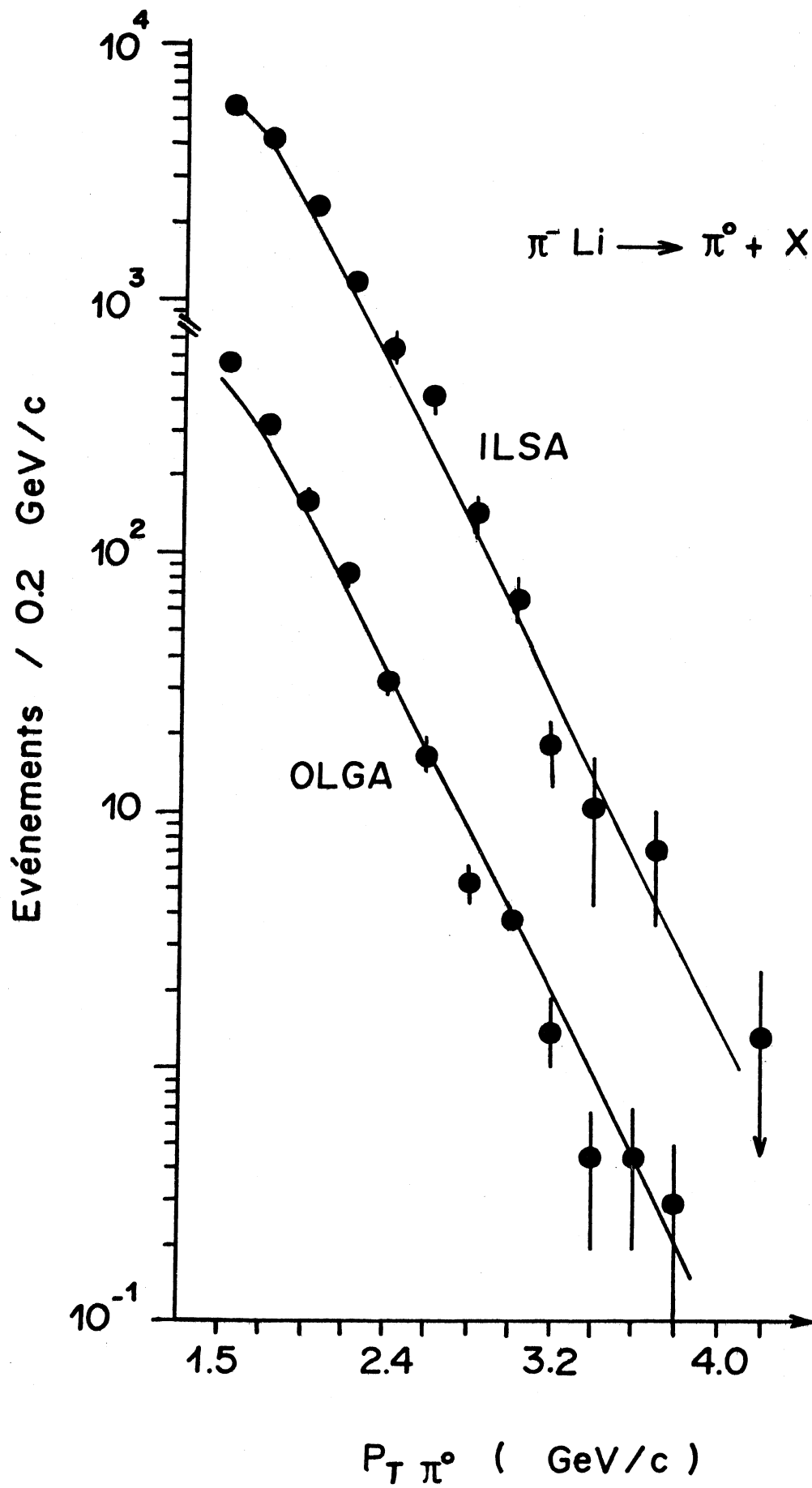


Fig. V-4:

Pioproductio de π^0 dans la Couronne ($E_{\pi^-} = 90$ GeV)
avec un halo intense de muons ($\sim 10^6 \mu/m^2/s$)

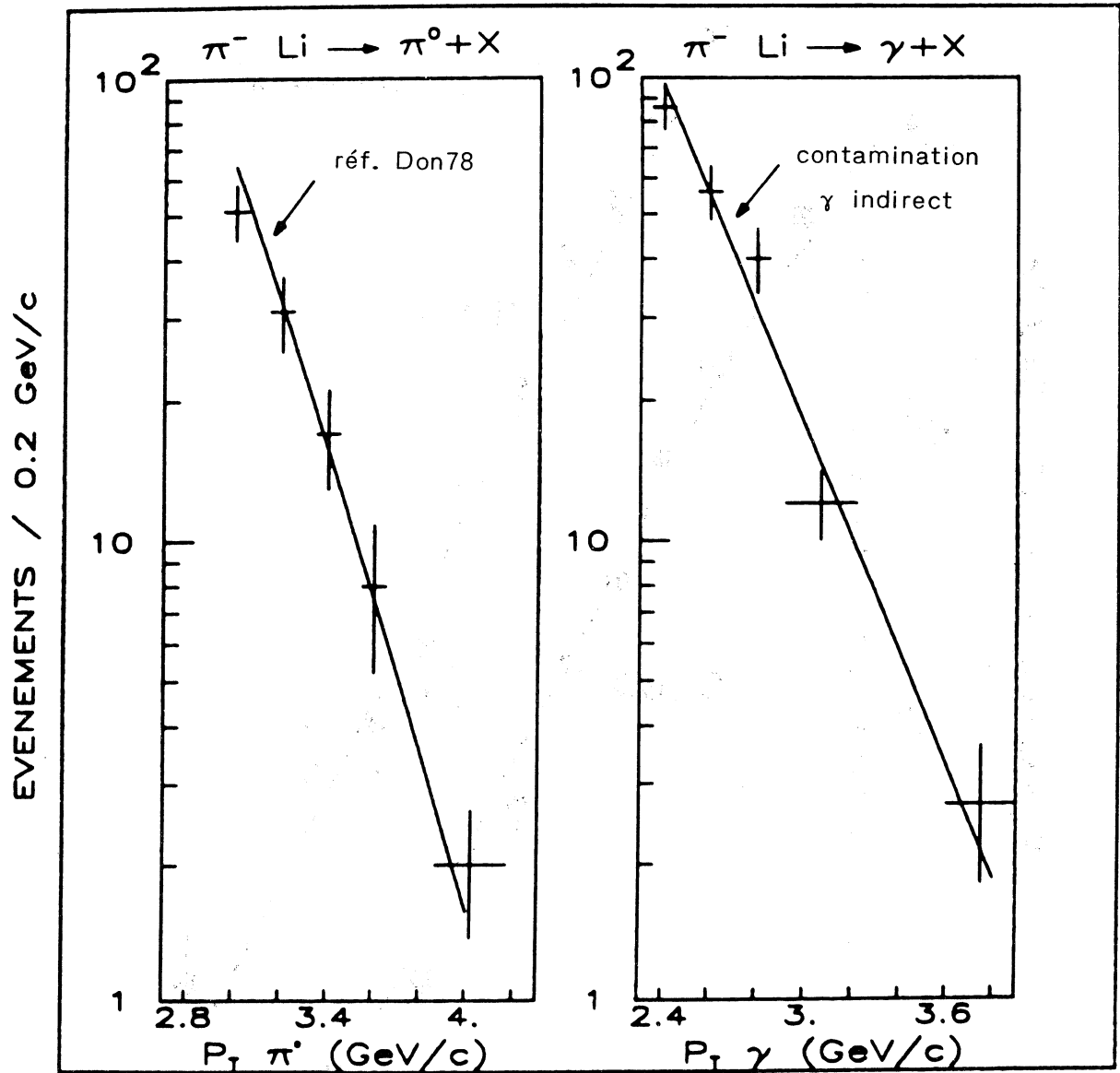
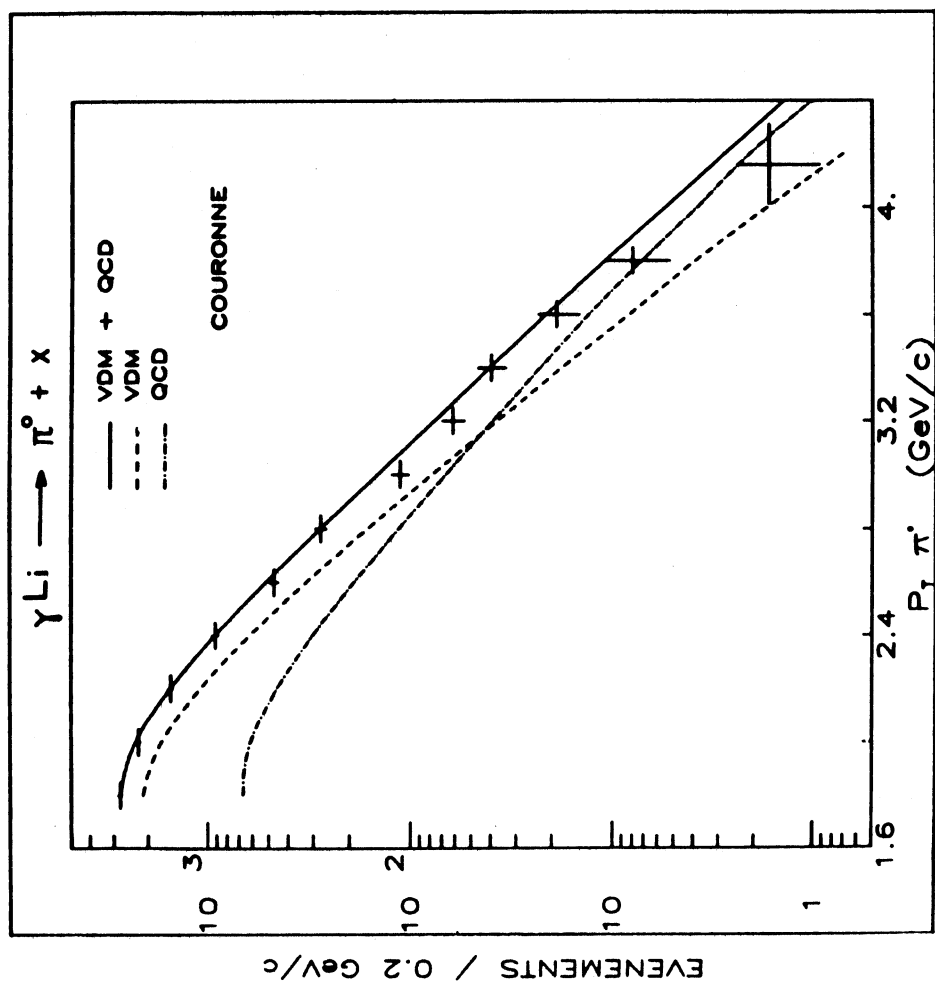


Fig. V-5:

Photoproduction de π^0 dans la Couronne

a) Distribution en P_T (si $P_L > 10$ GeV/c)



b) Distribution en P_L (si $P_T > 1.7$ GeV/c)

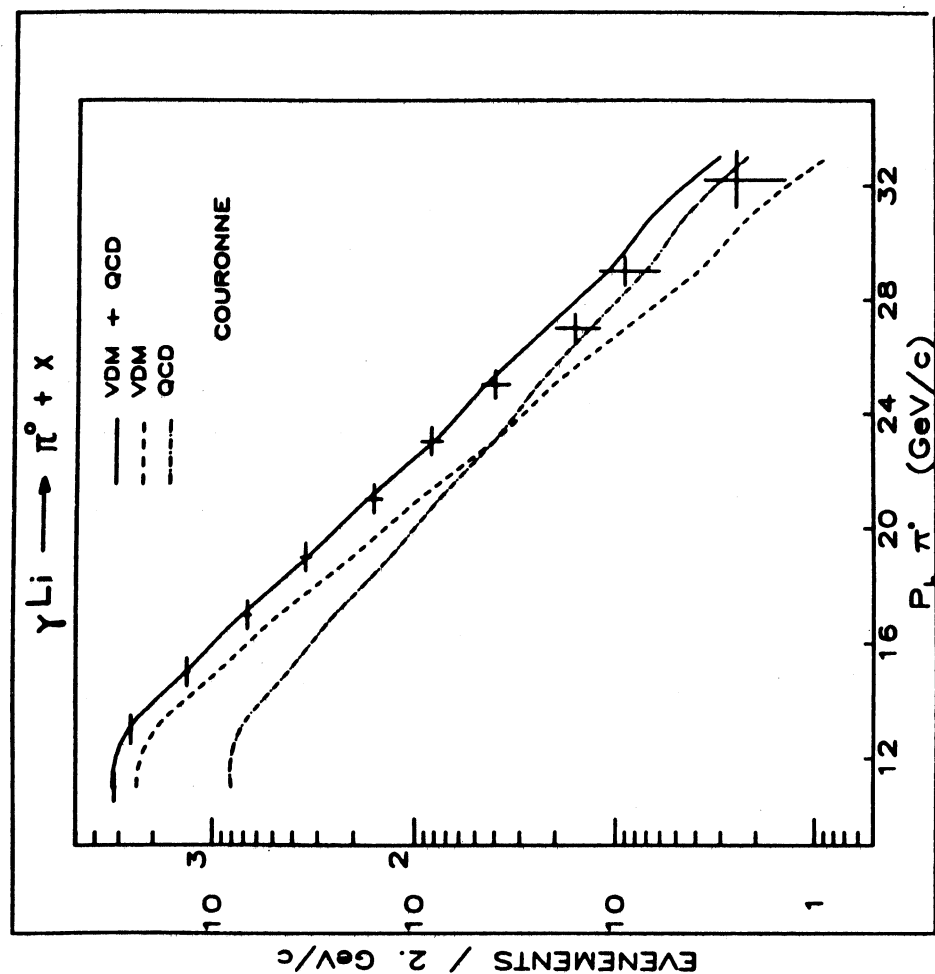


Fig. V-6:

Section efficace mesurée de photoproduction de π^0

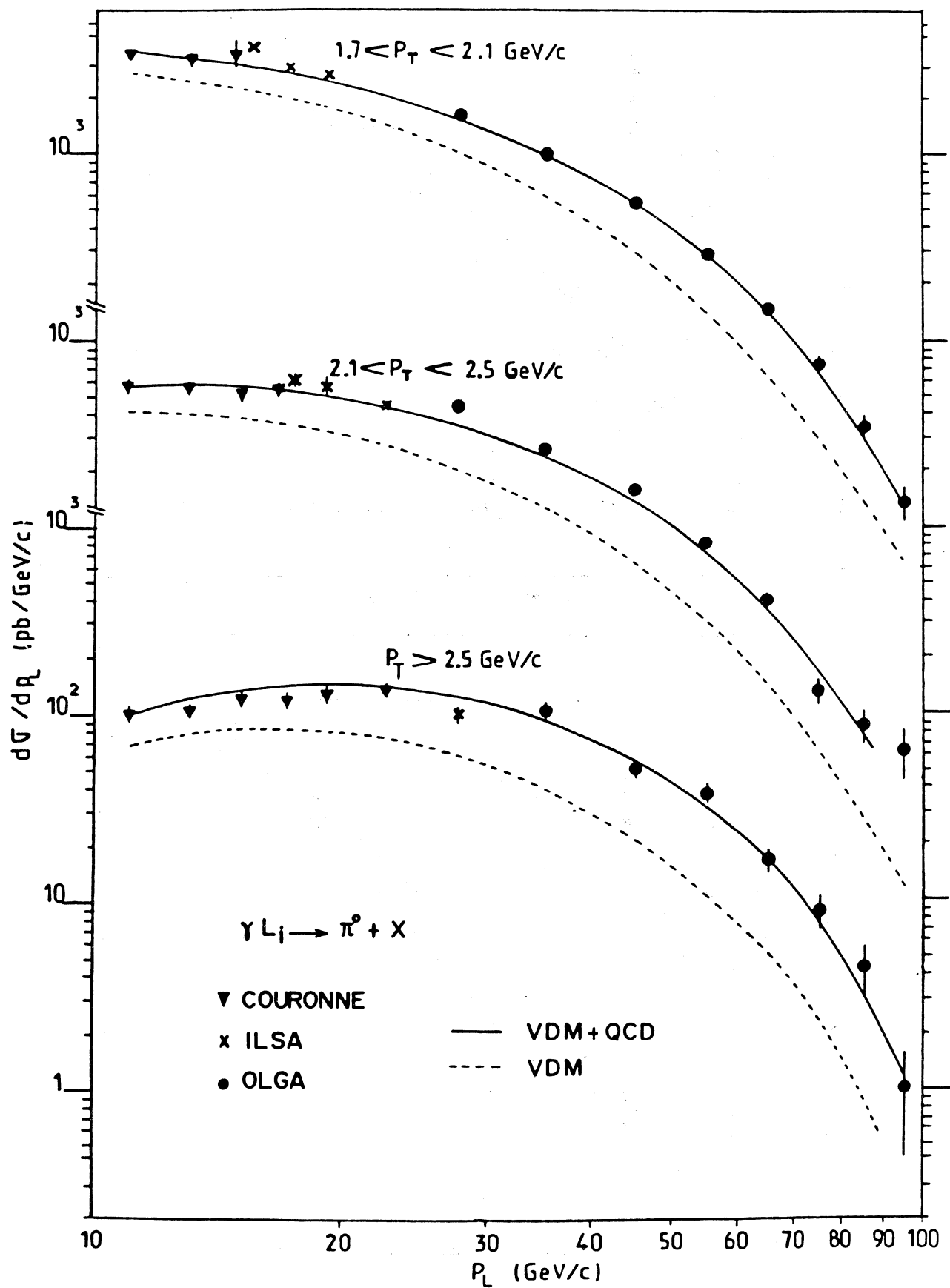


Fig. V-7:

Section efficace mesurée de photoproduction de π^0 (VDM soustrait)

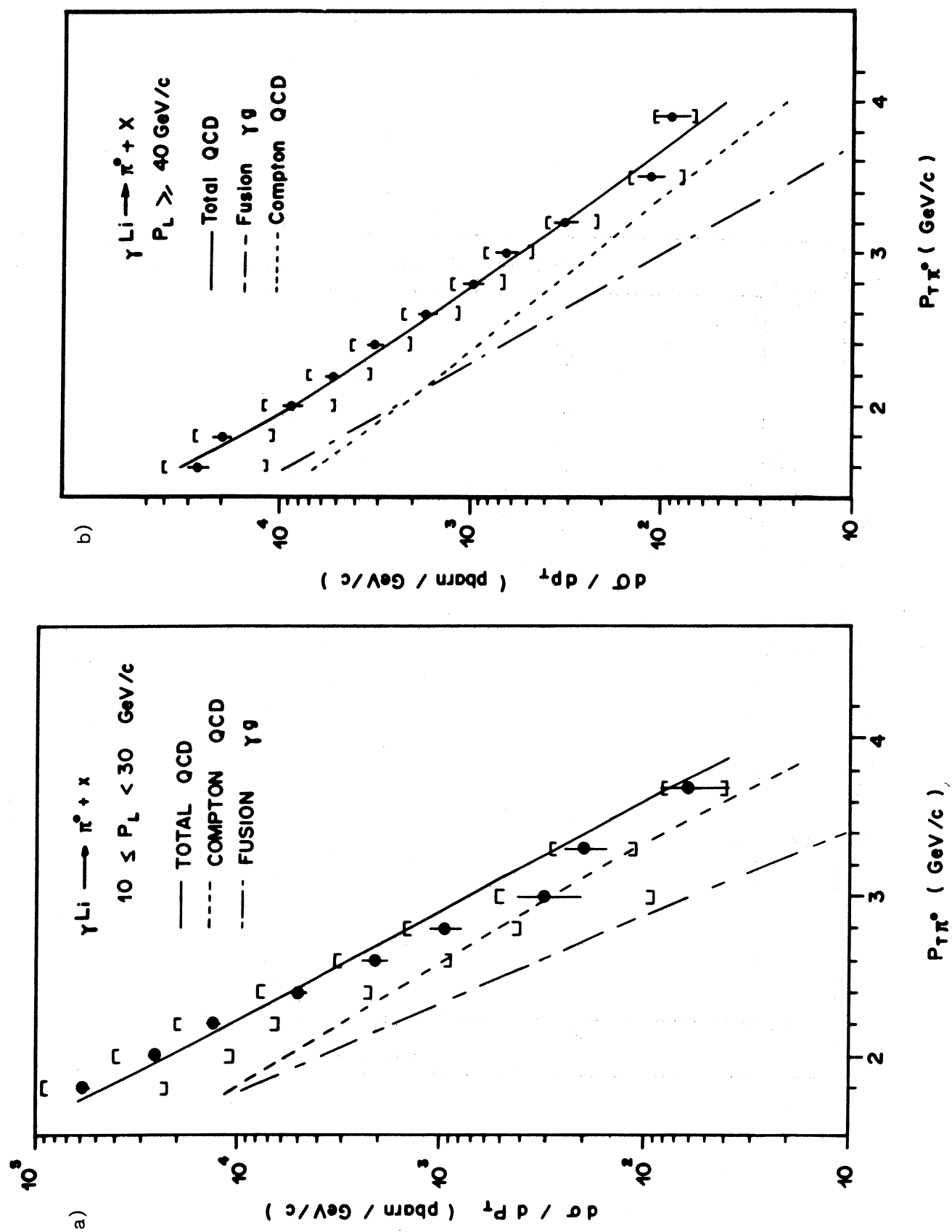


Fig. V-8:

Pioproducton de π^0 et de photons dans la Couronne

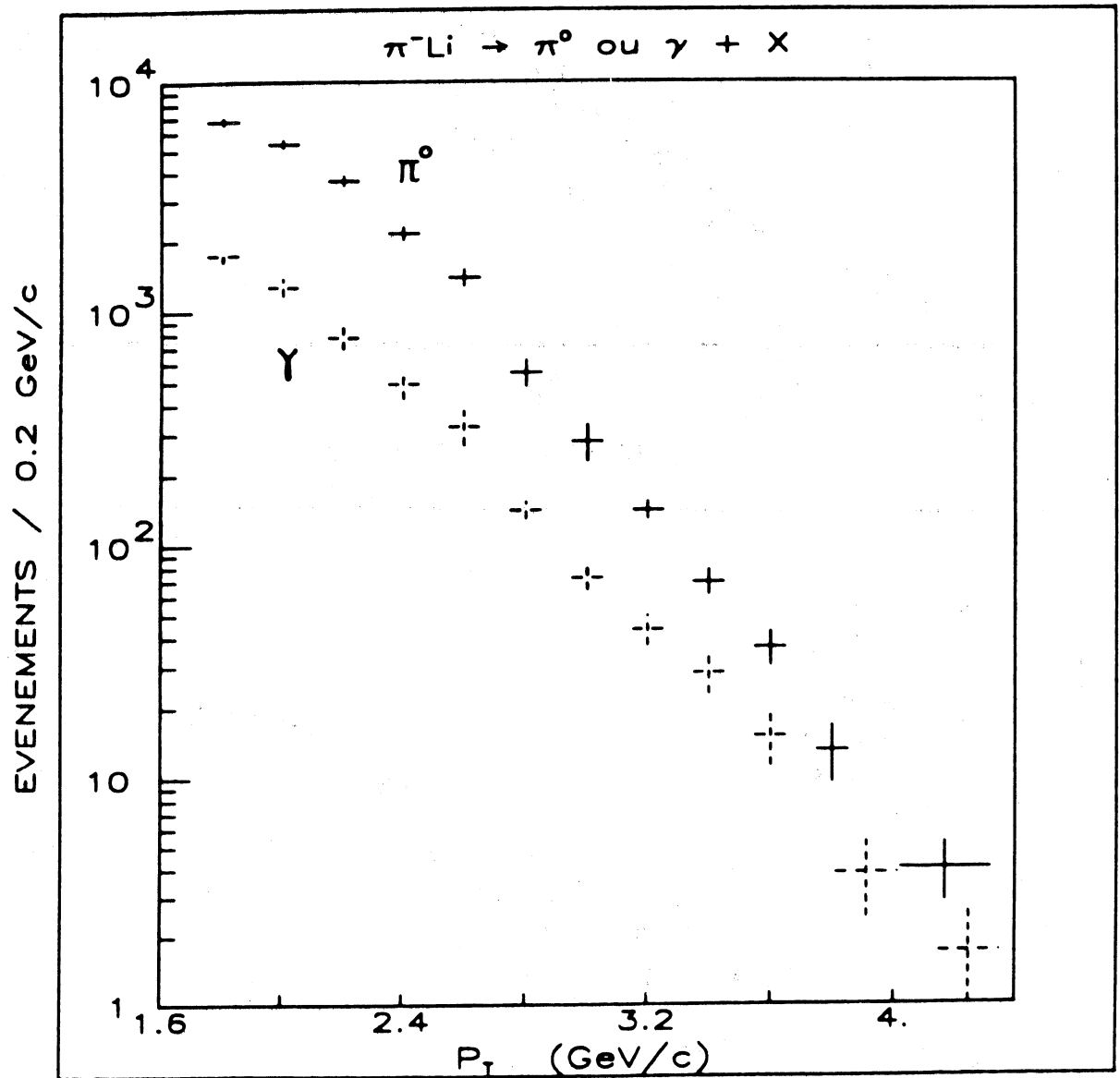


Fig. V-9:
Distribution en P_T des photons détectés dans
la Couronne en photoproduction

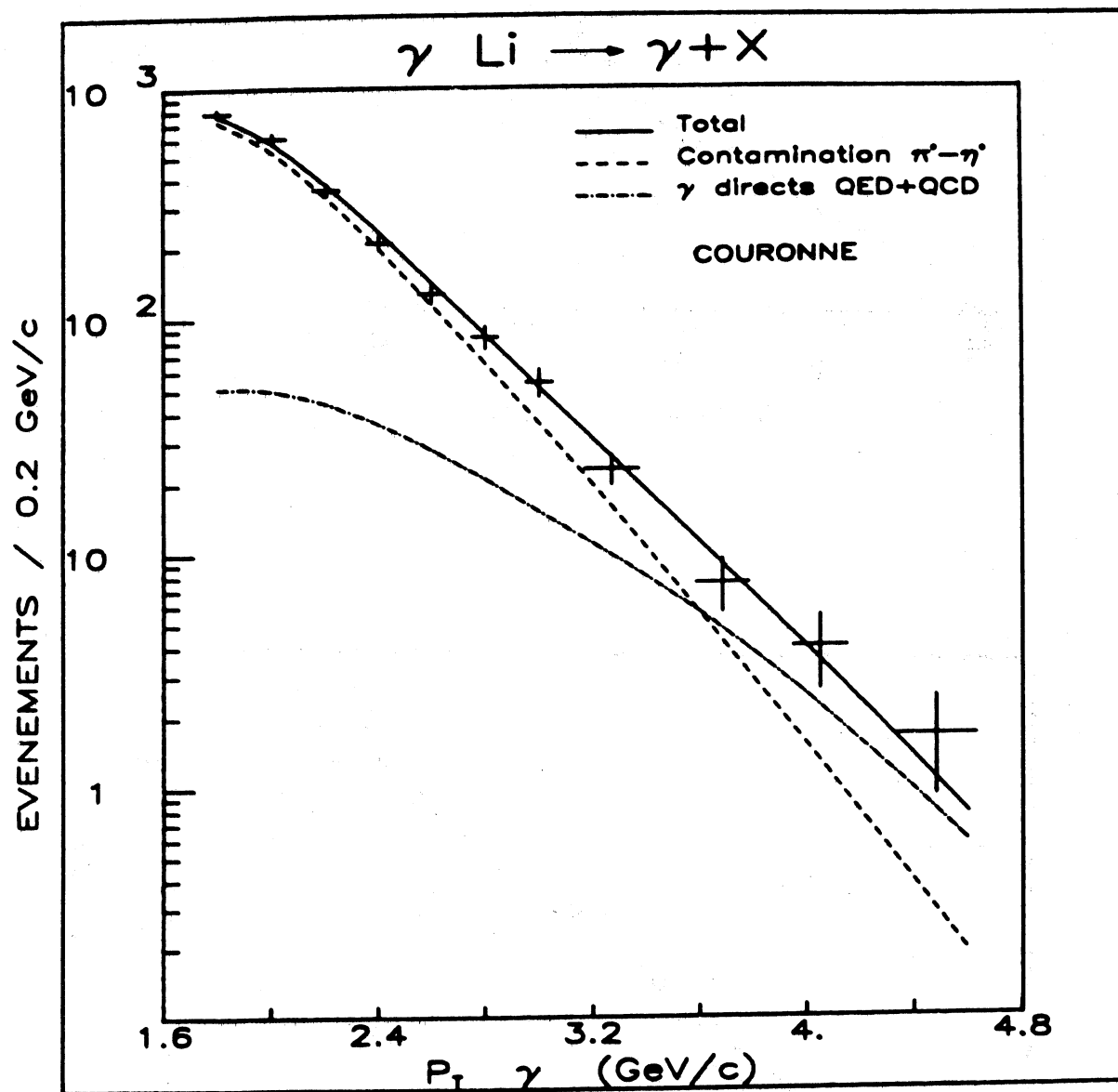


Fig. V-10:

Distributions en P_T des photons détectés
dans Olga et Ilisa en photoproduction

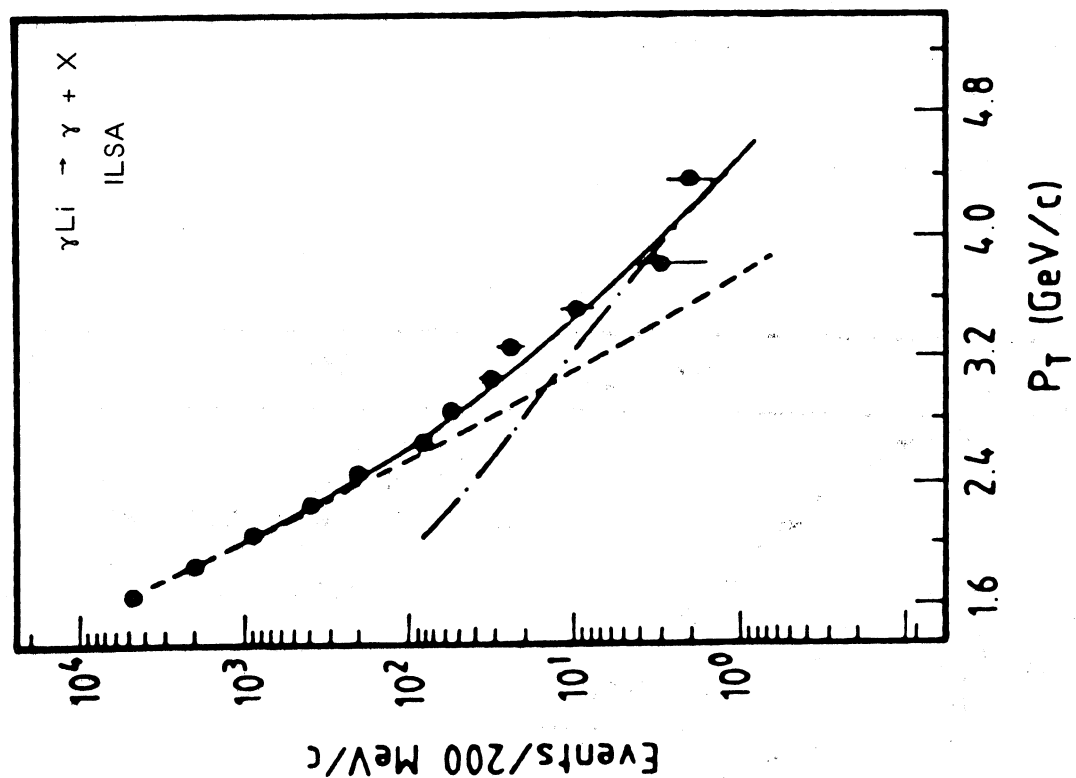
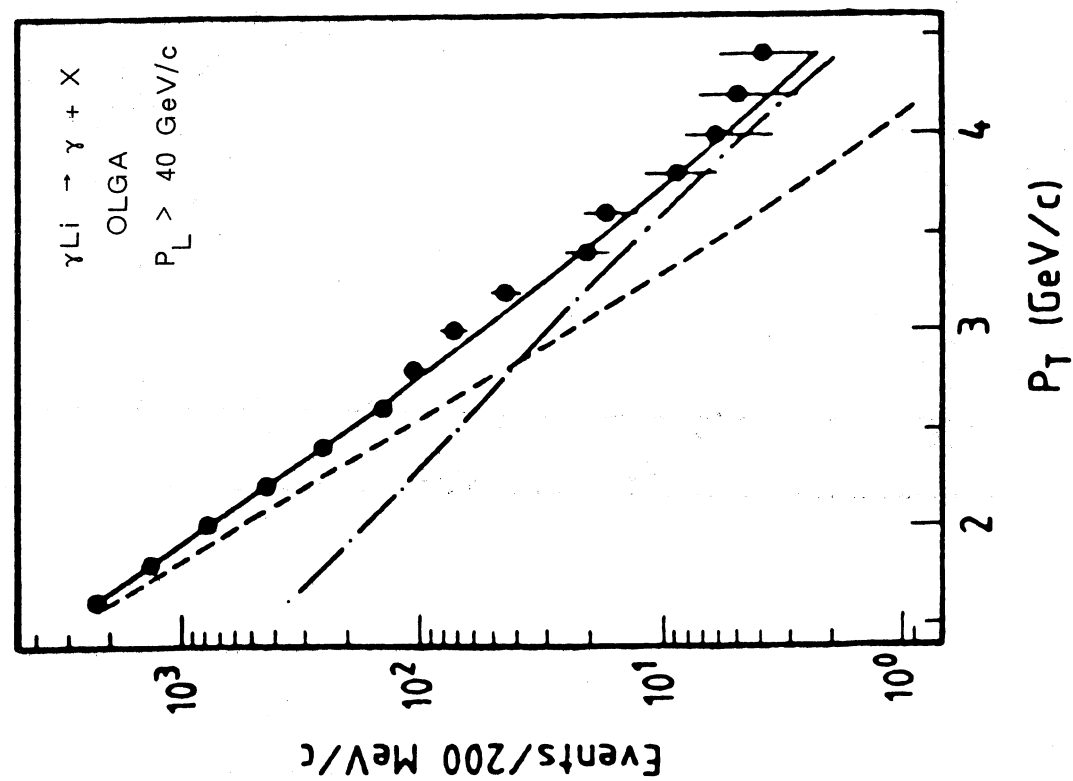


Fig. V-11:

Photoproduction de photons directs dans la
Couronne (contamination soustraite)

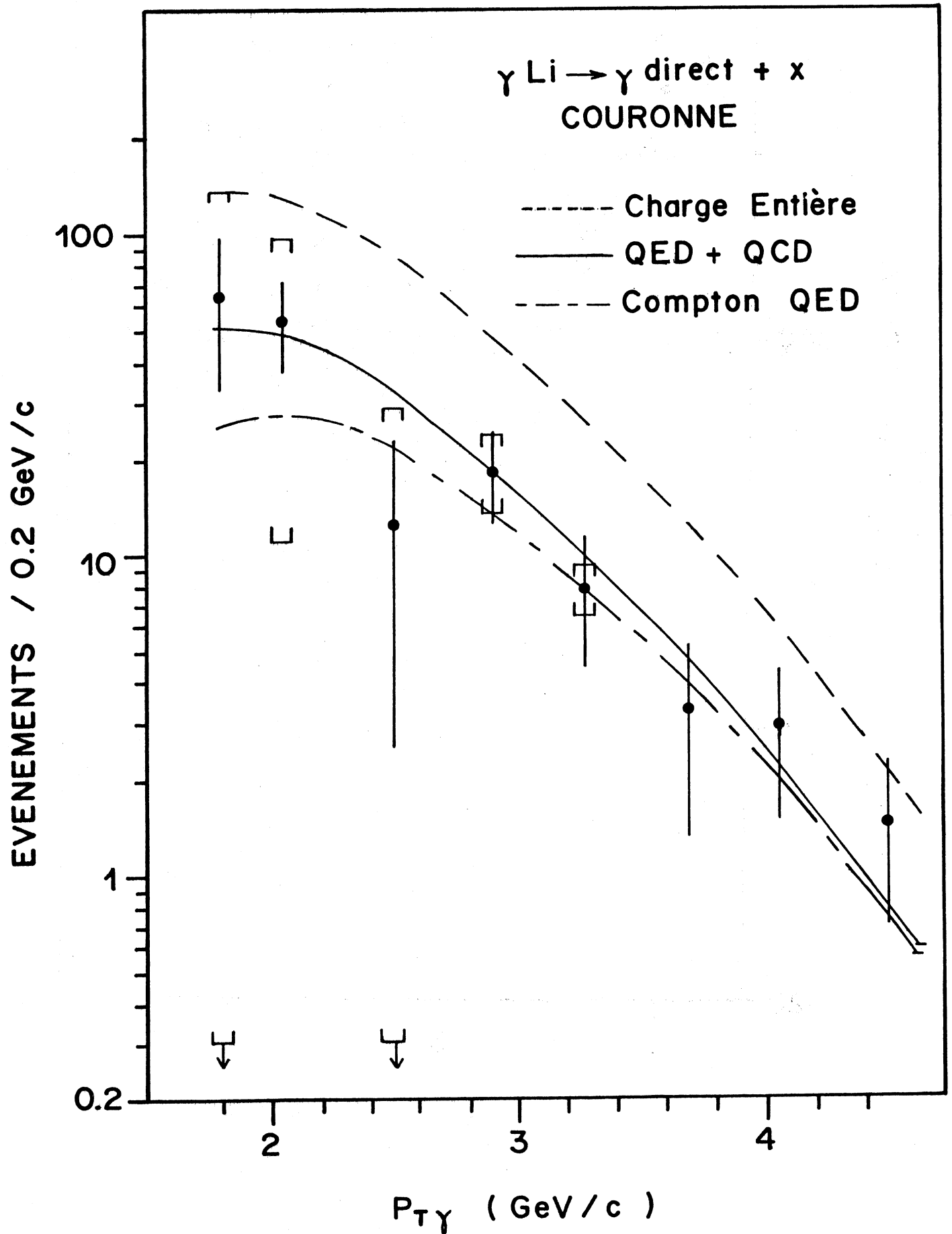


Fig. V-12:

Section efficace mesurée de photoproduction de photons directs

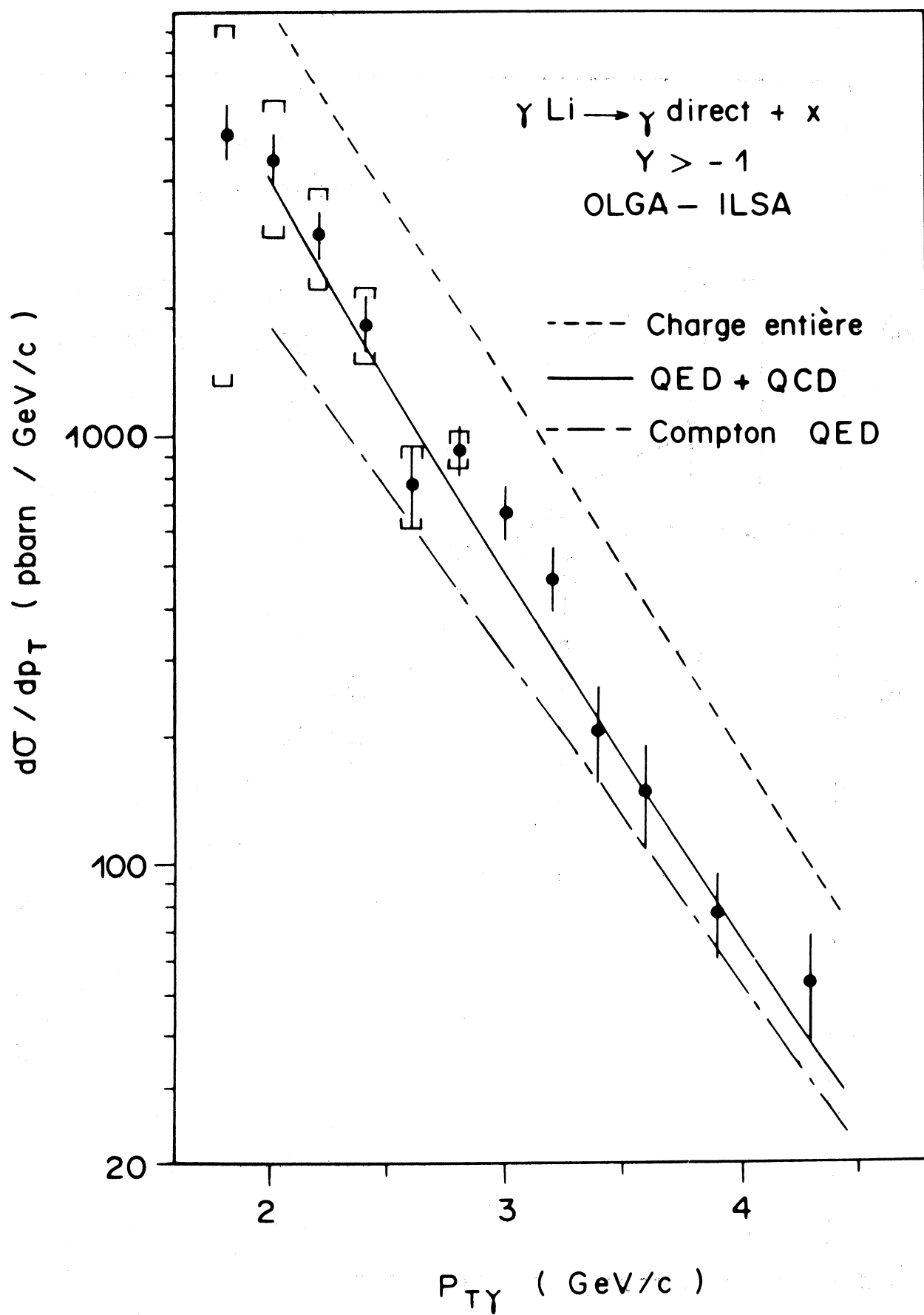


Fig. VI-1:

Spectre de masse $\gamma\gamma$ dans chaque calorimètre ($E_\gamma > 1$ GeV)

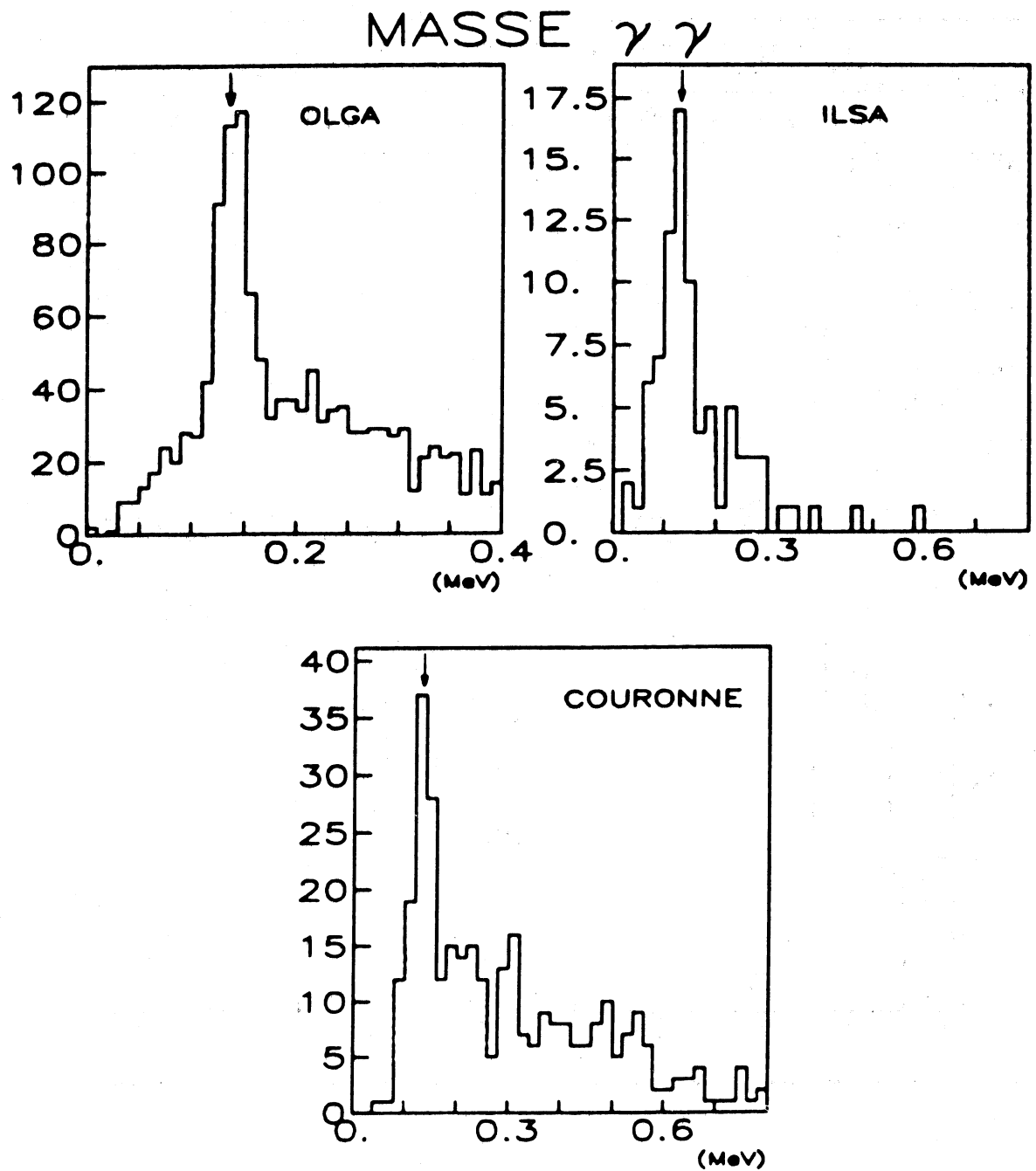


Fig. VI-2:

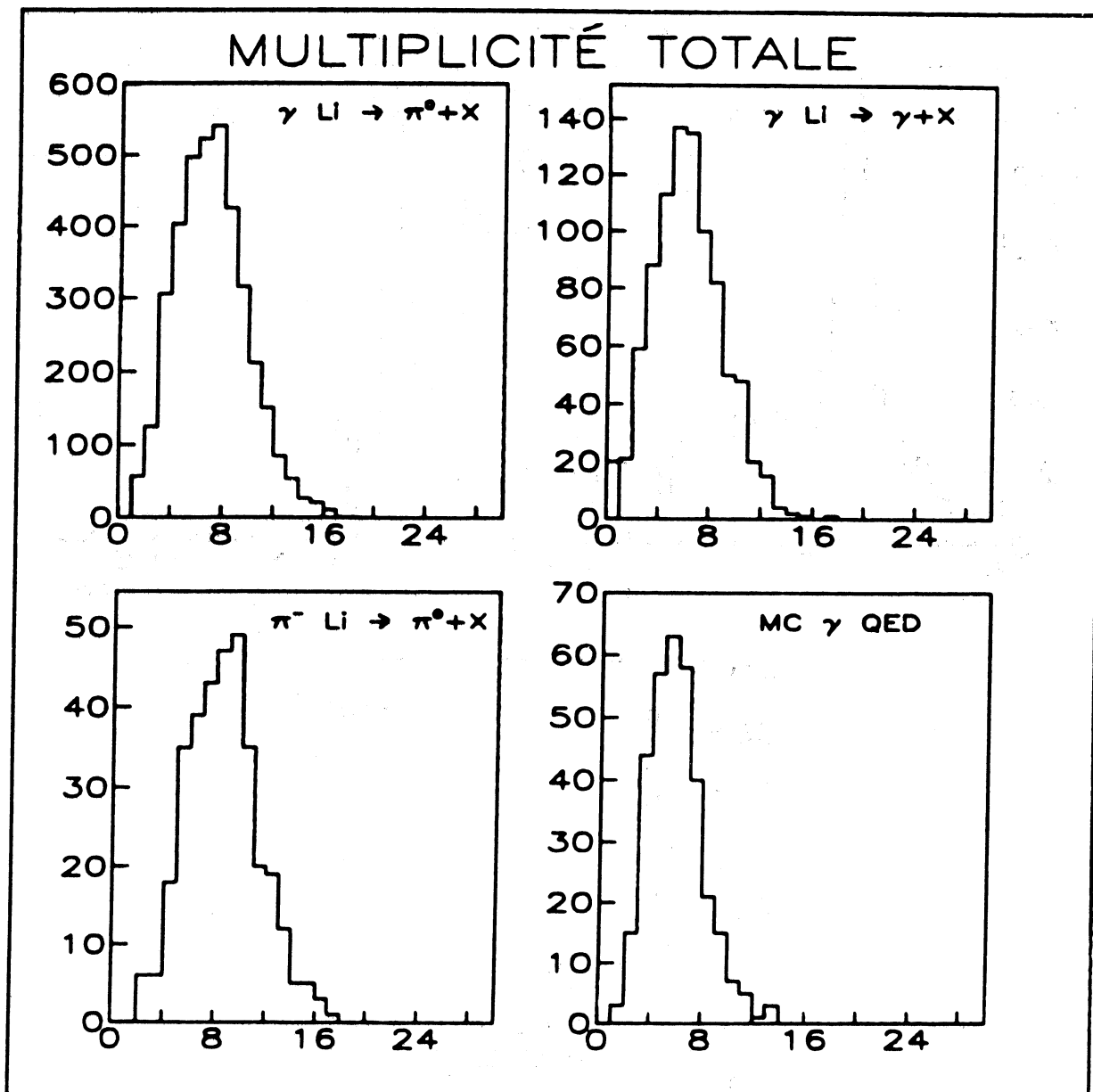


Fig. VI-3:

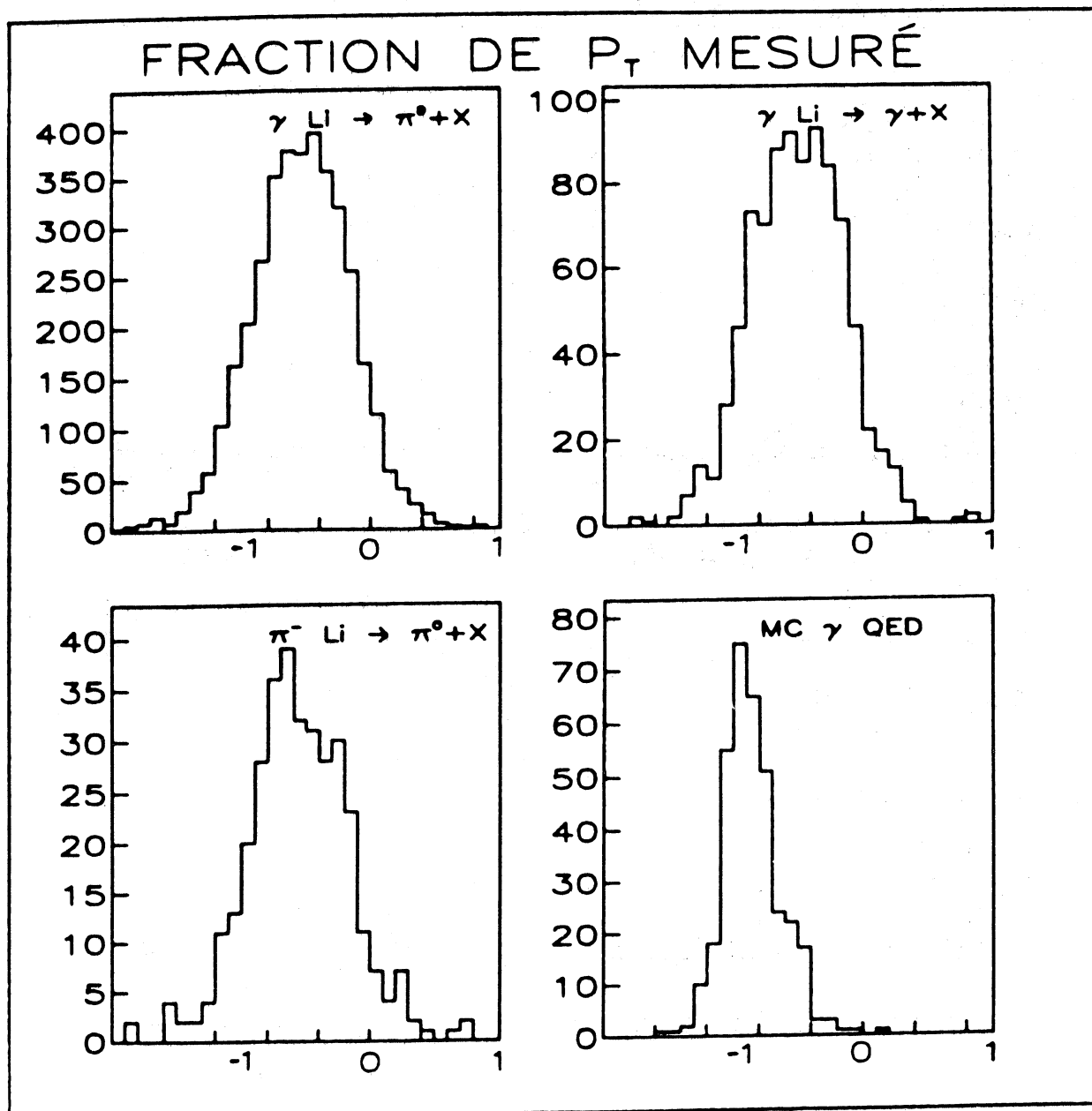


Fig. VI-4:

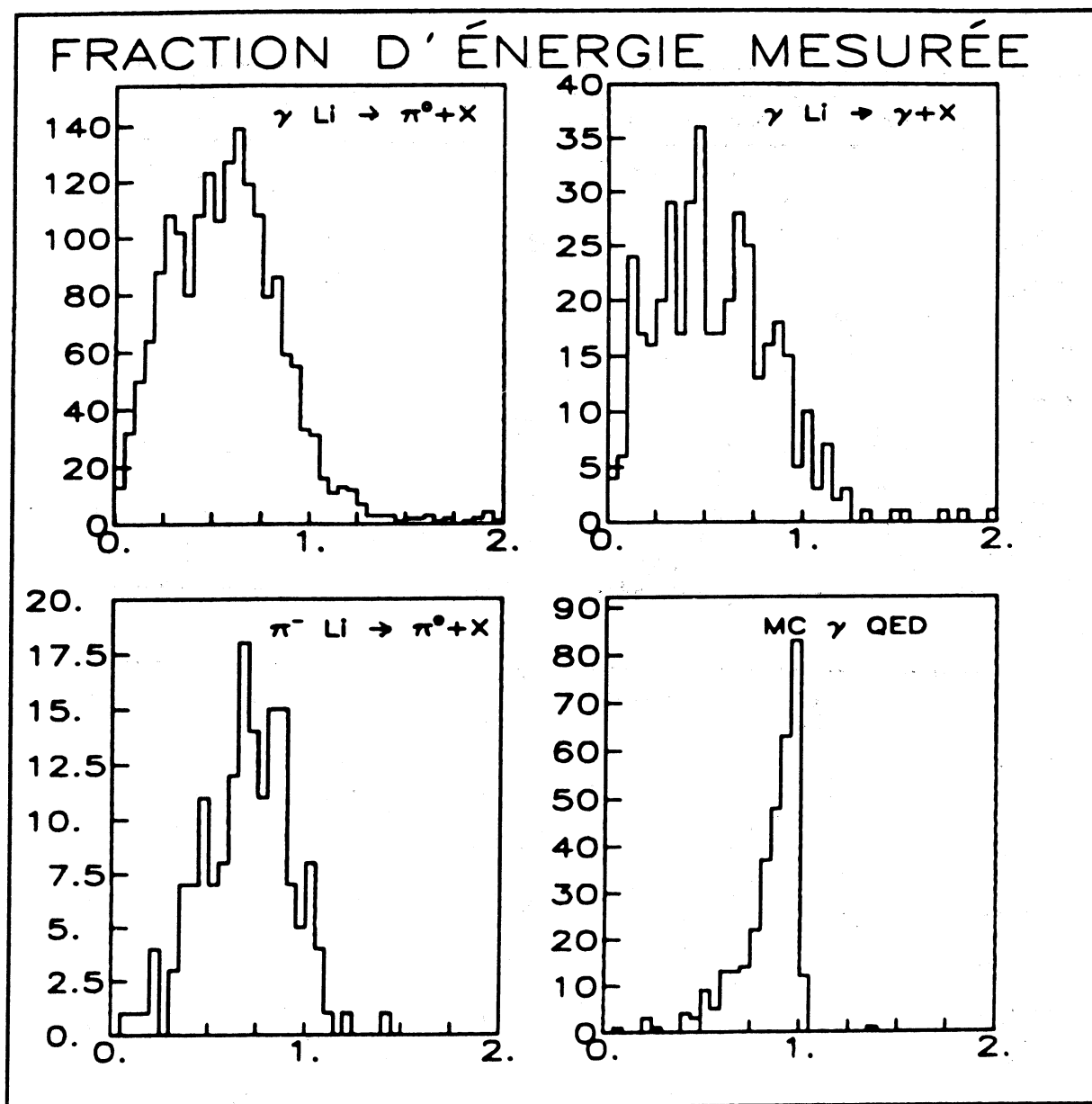


Fig. VI-5:

Fractions de moment transverse Z_r et d'énergie hadronique Z_h mesurés
en fonction de la multiplicité totale

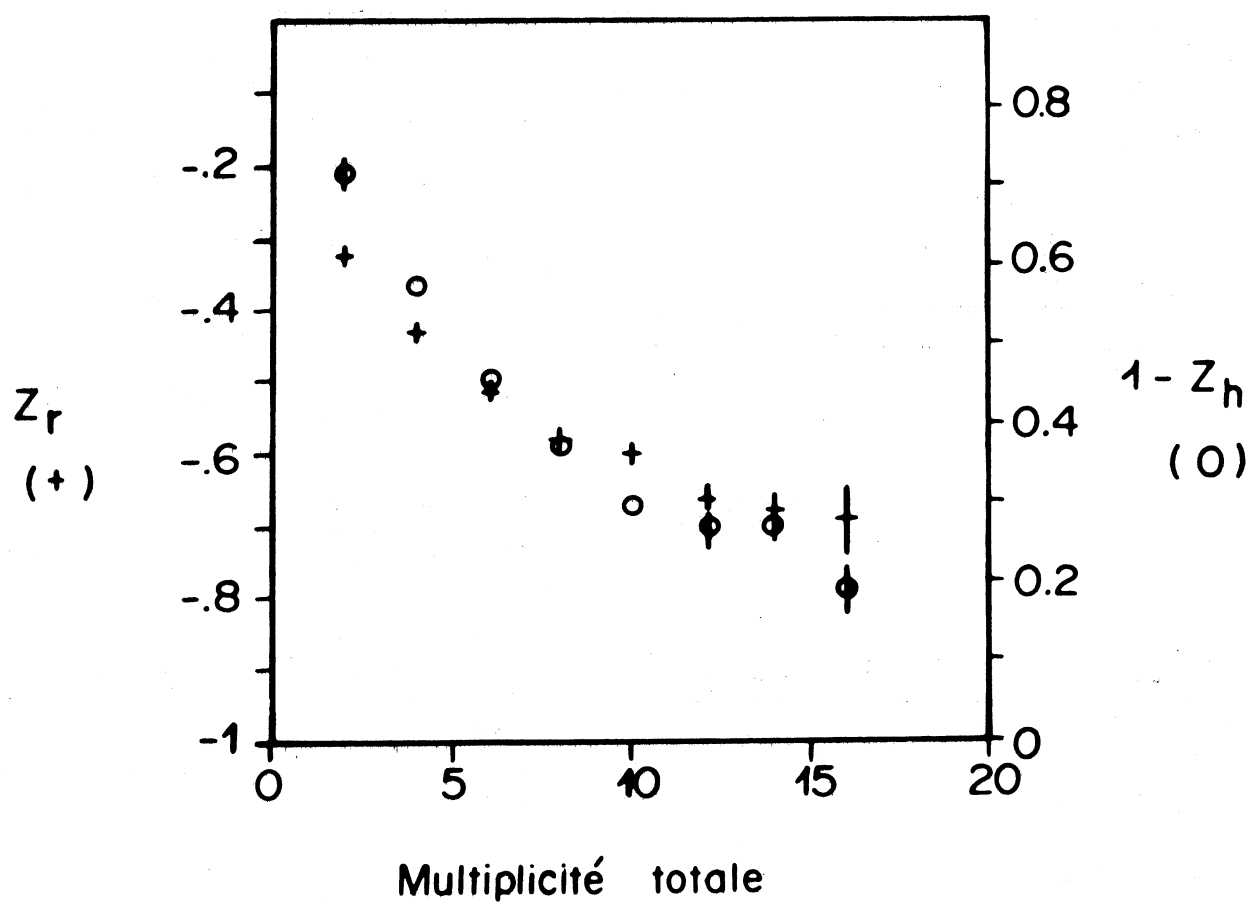


Fig. VI-6:
 "Distance" des traces au π^0 pioproduit dans
 la Couronne ($E_{\text{trace}} > 1 \text{ GeV}$)

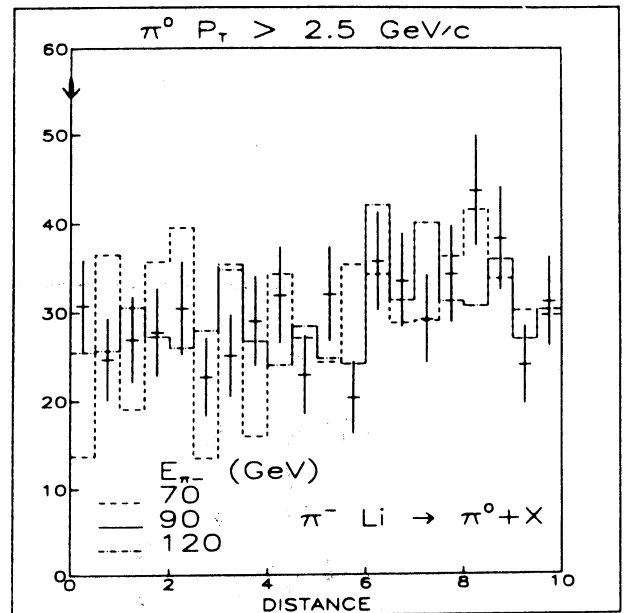
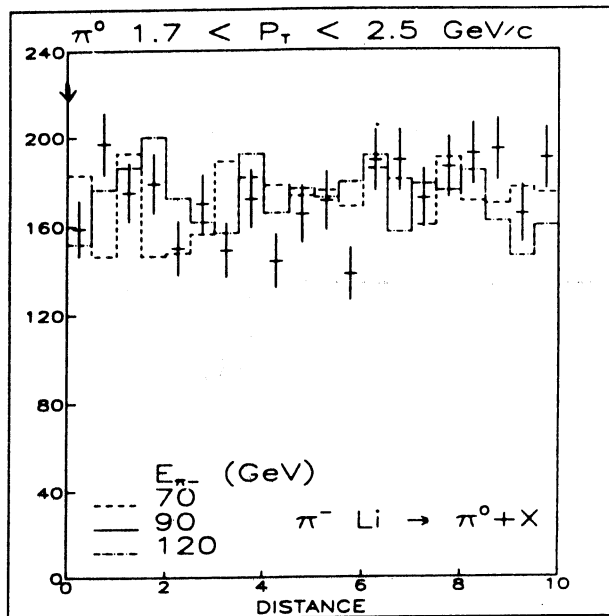


Fig. VI-7:
 Flux d'énergie dans le plan transverse
 (pions π^- incidents)

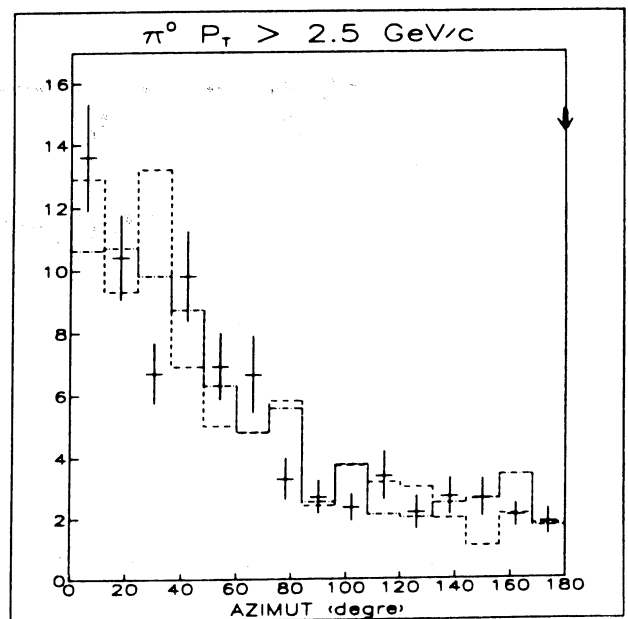
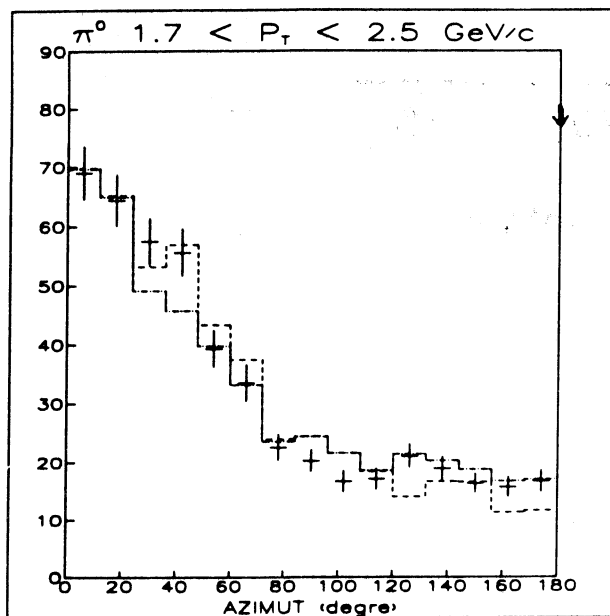


Fig. VI-8:
 "Distance" des traces au π^0 photoproduit
 dans la Couronne ($E_{\text{trace}} > 1 \text{ GeV}$)

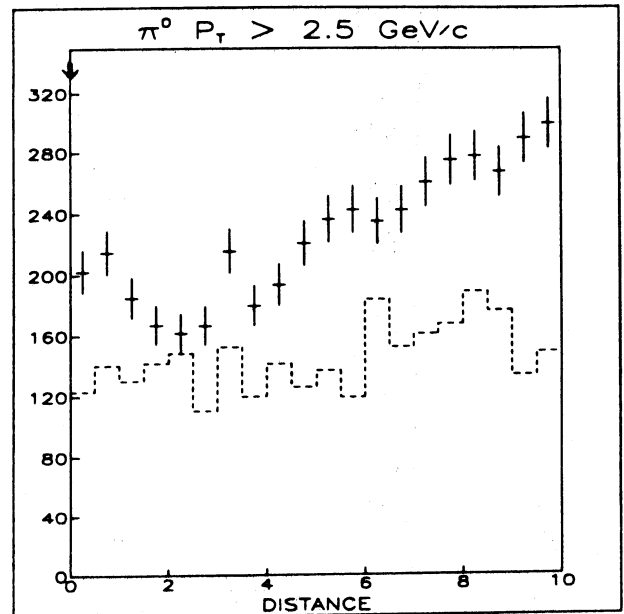
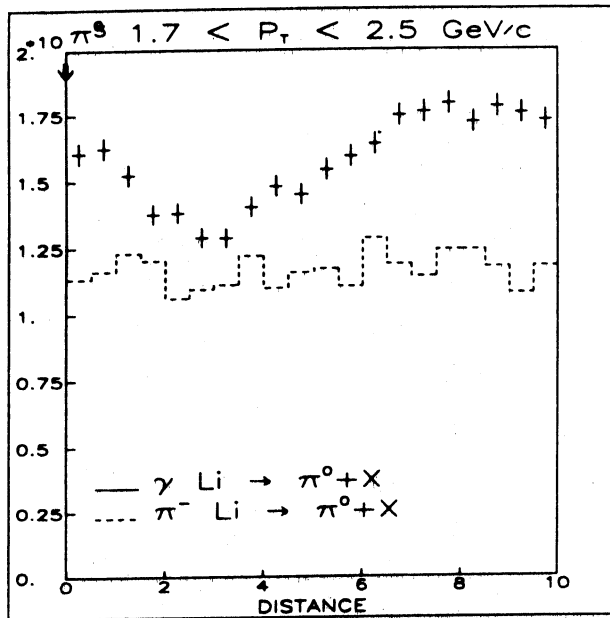


Fig. VI-9:
 $E_{\text{trace}} > 3 \text{ GeV}$

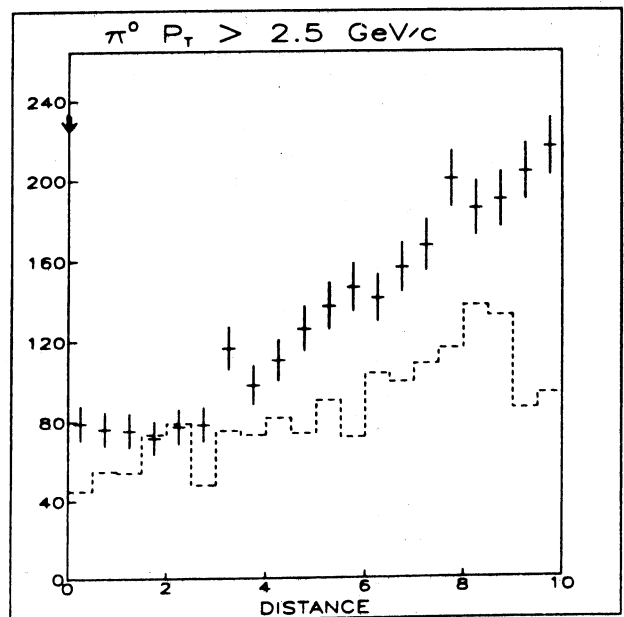
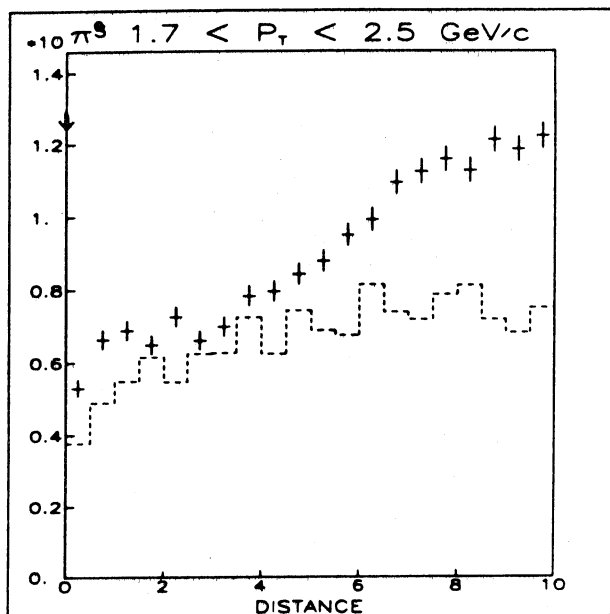


Fig. VI-10:

Flux d'énergie dans le plan transverse
 π^0 photoproduits dans la Couronne

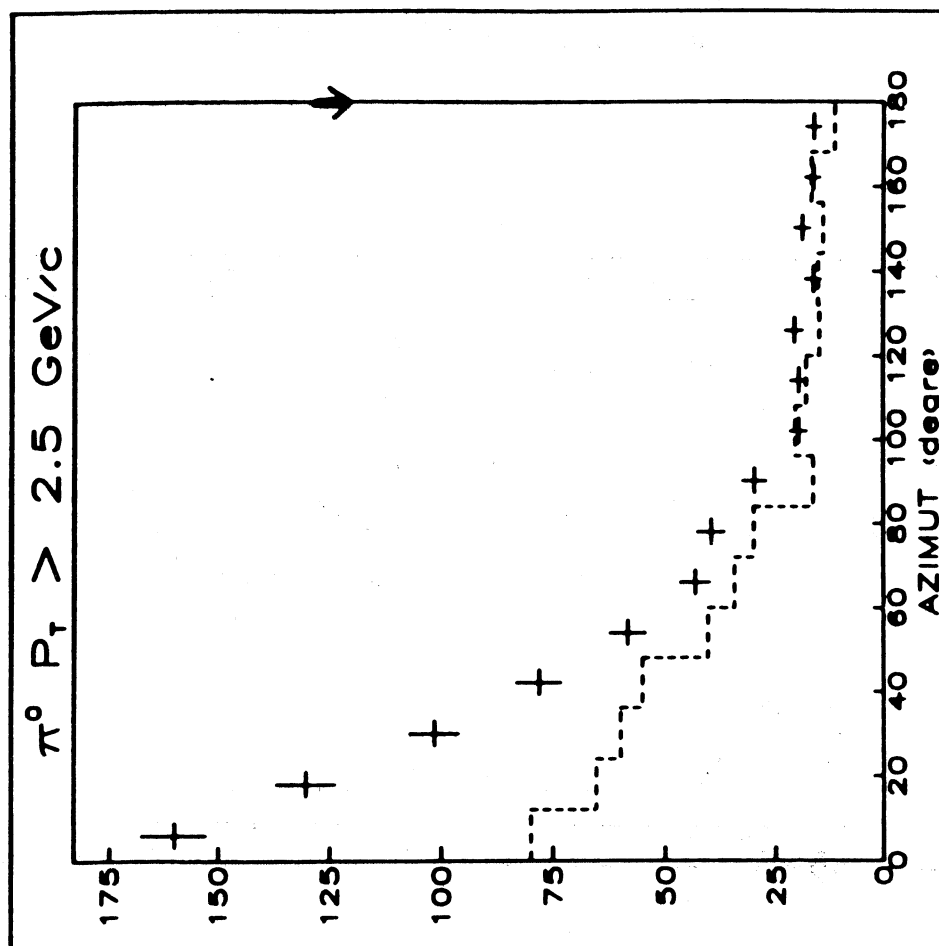
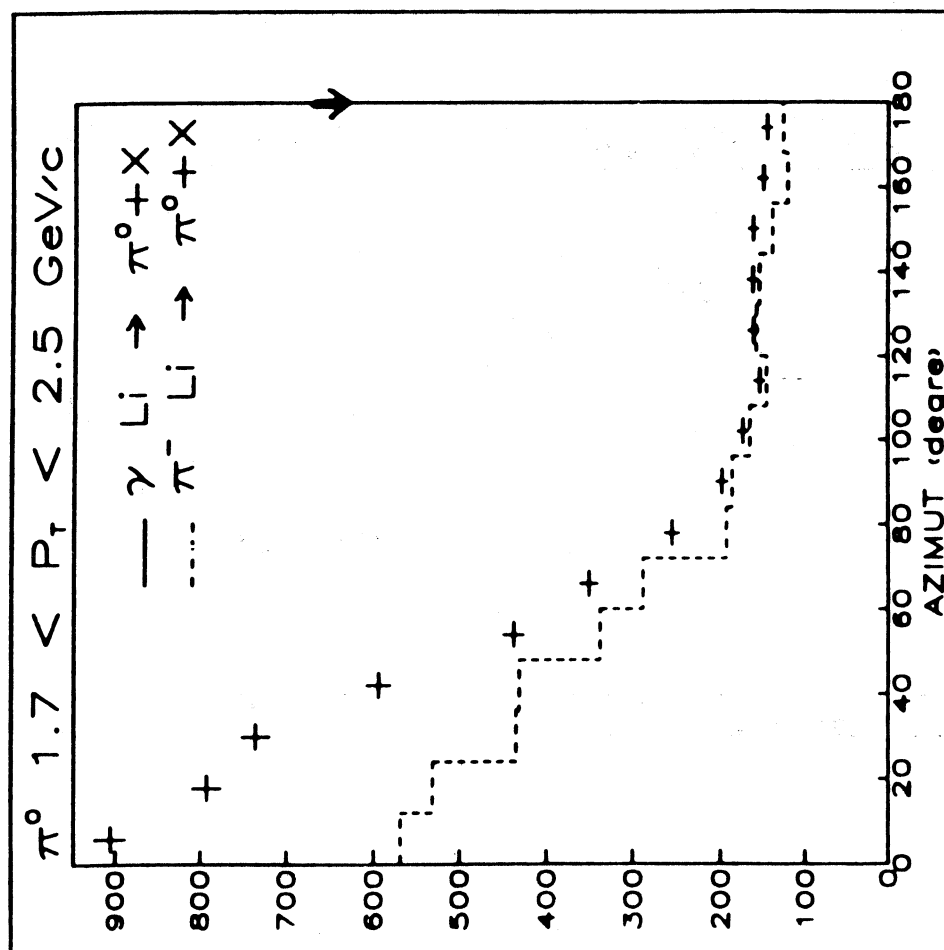


Fig. VI-11:

Distance des traces au π^0 détecté dans Olga
(faisceaux de pions et de photons)

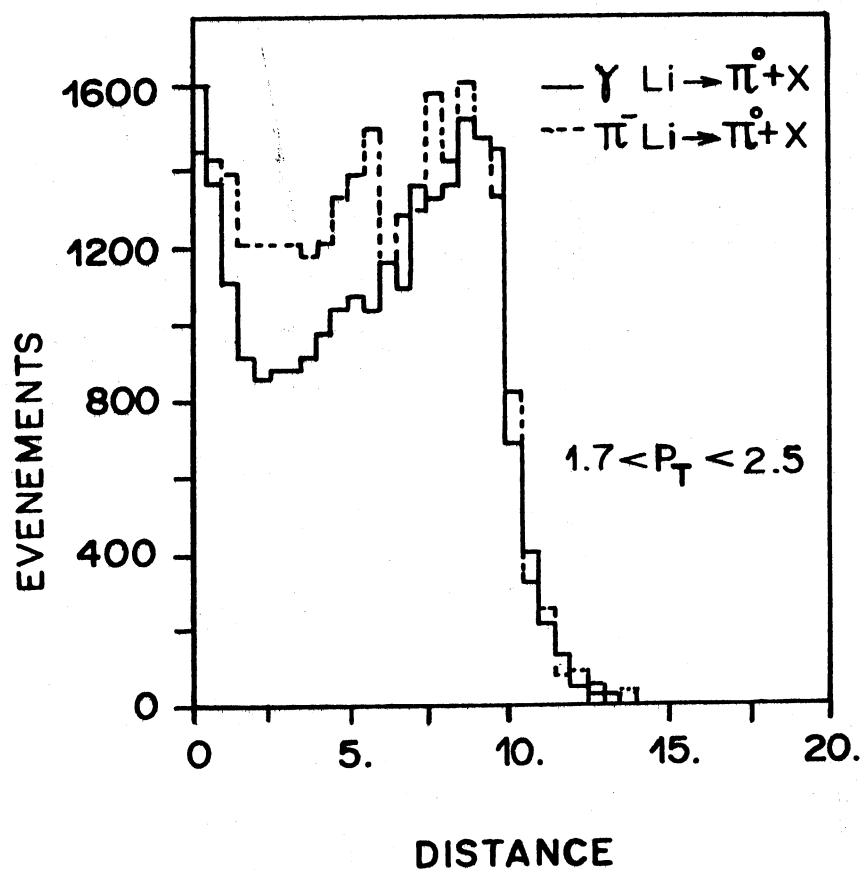
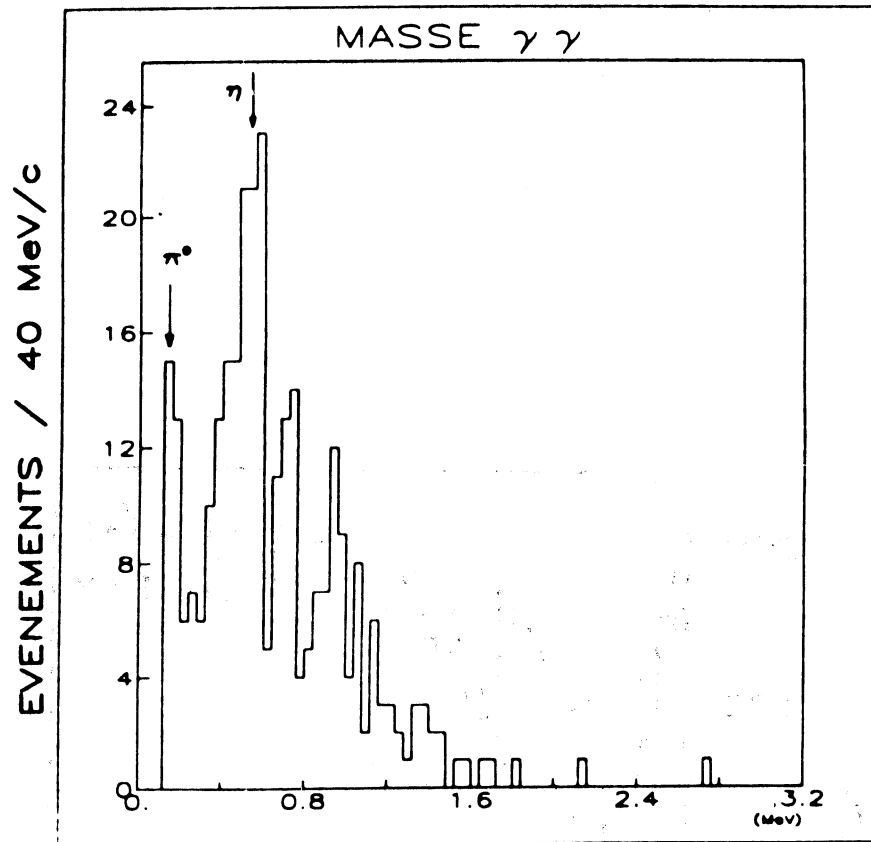


Fig. VI-12:

Spectre de masse entre un photon de $P_T > 1.7$ GeV/c dans la Couronne et

a) un photon secondaire de la Couronne



b) un photon secondaire d'Ilsa ou d'Olga

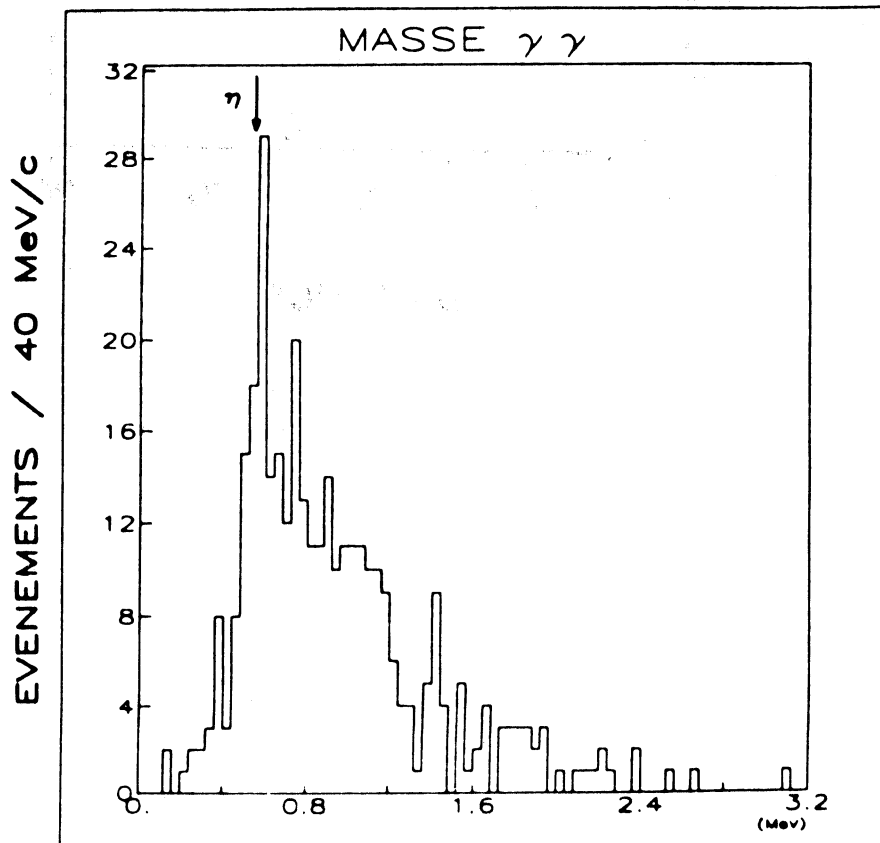
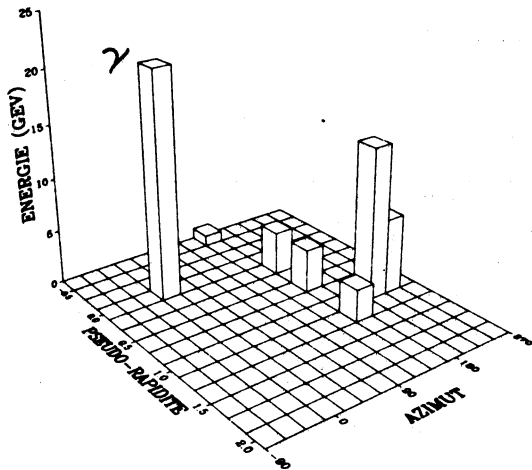


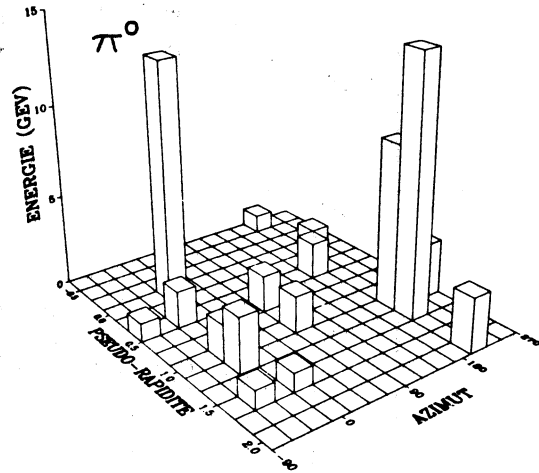
Fig. VI-13:

Visualisation d'événements avec un photon ou
un π^0 de $P_T > 3.3$ GeV/c dans la Couronne

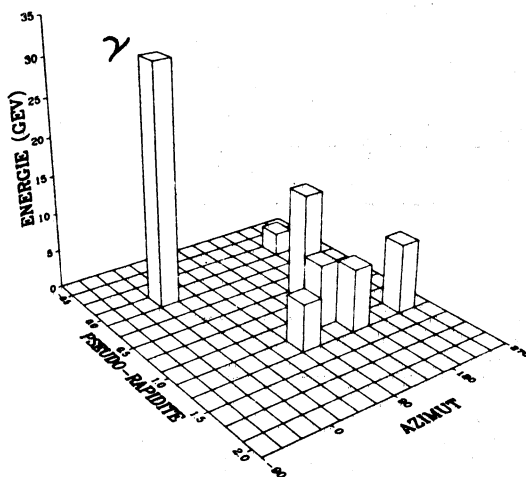
PHOTON RUN 4427 EVNT. 3603



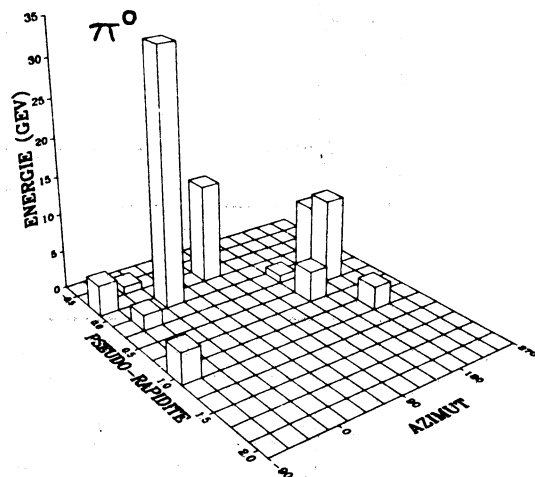
PI0 RUN 4588 EVNT. 4002



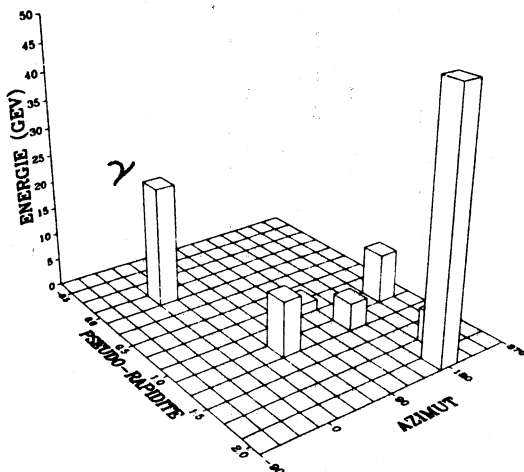
PHOTON RUN 5301 EVNT. 284



PI0 RUN 5247 EVNT. 3463



PHOTON RUN 7298 EVNT. 4339



PI0 RUN 8176 EVNT. 3749

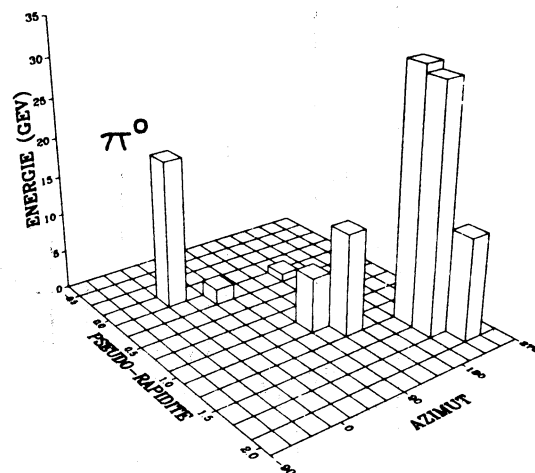


Fig. VI-14:

"Distance" des traces aux γ et aux π^0 en faisceau de pions π^-

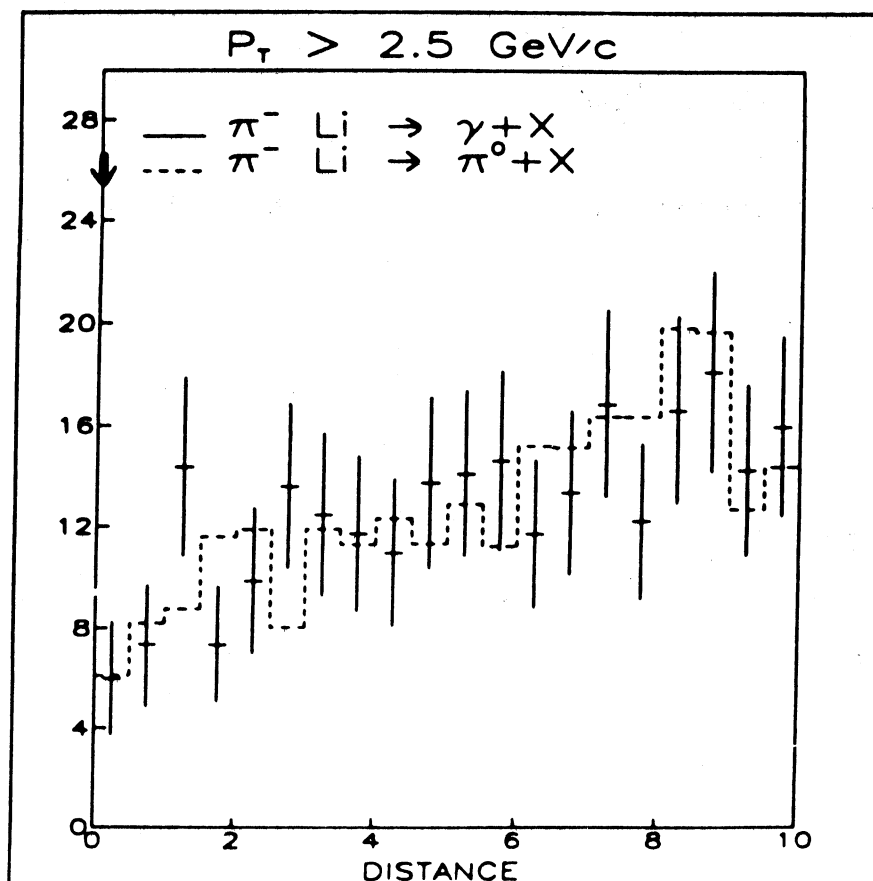
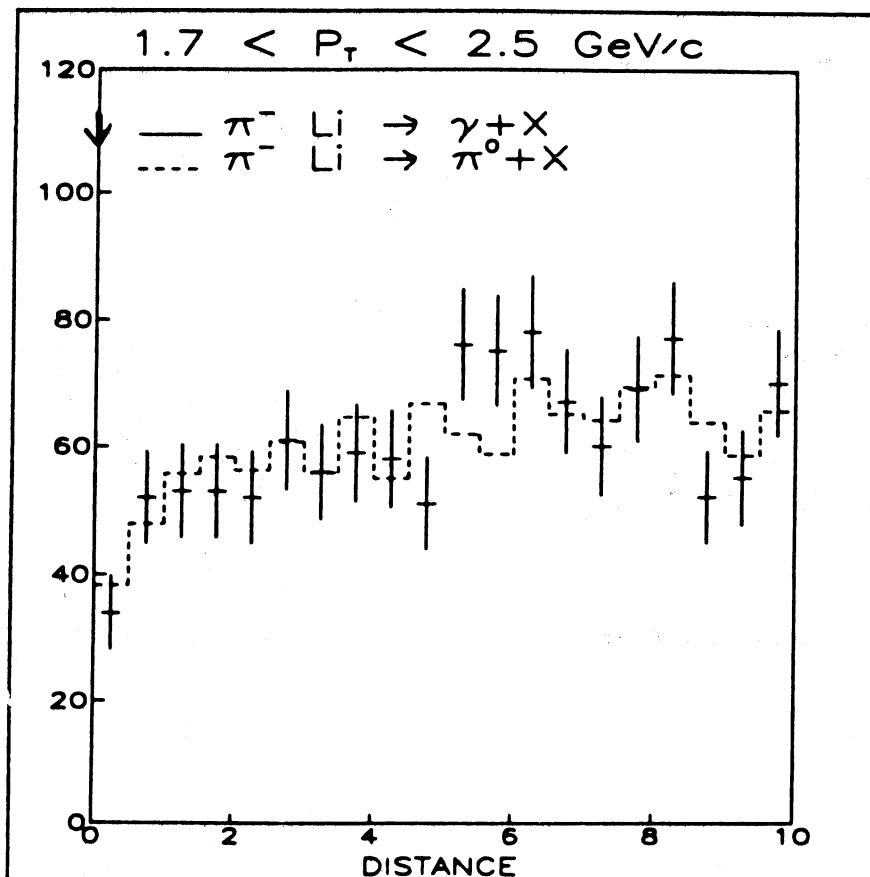


Fig. VI-15:

"Distance" des traces aux photons et aux π^0 photoproduits dans la Couronne

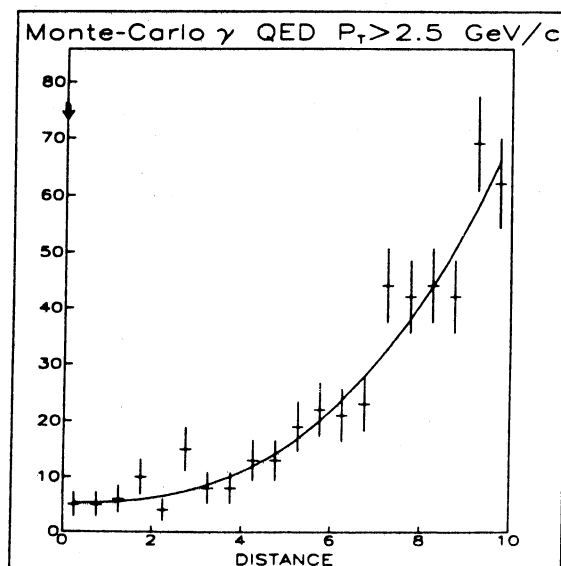
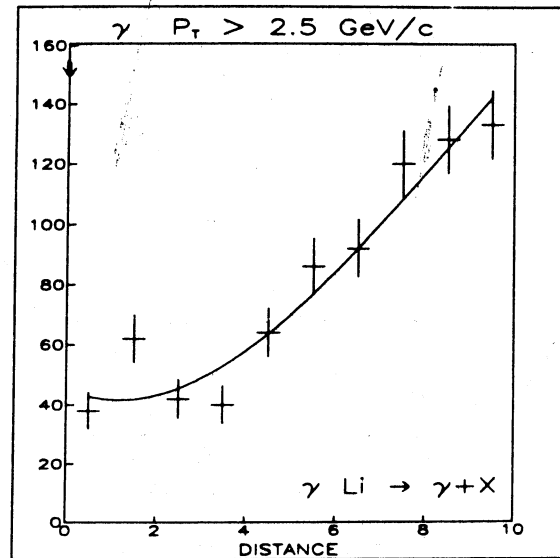
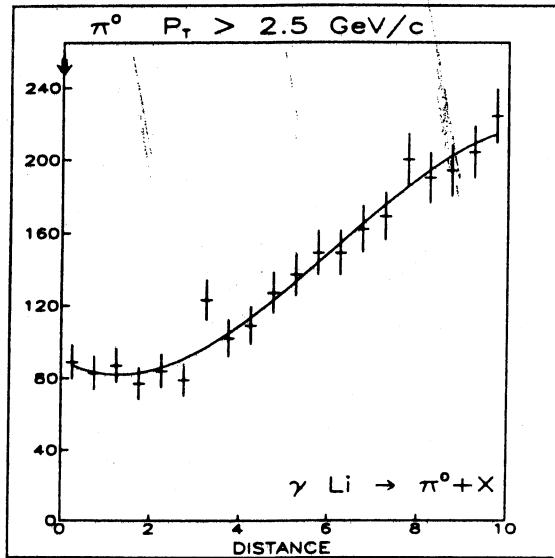
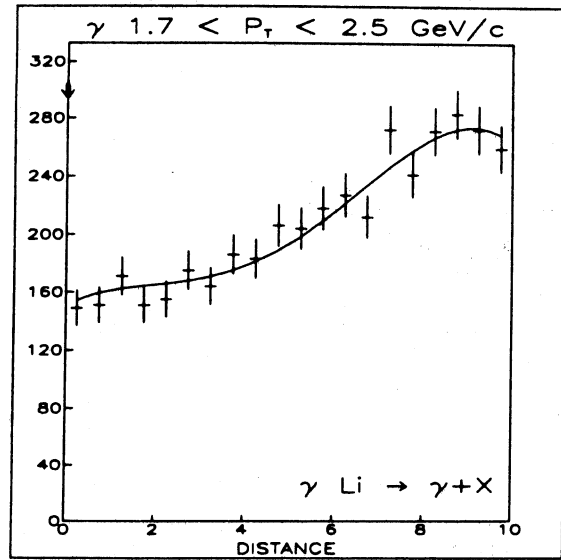
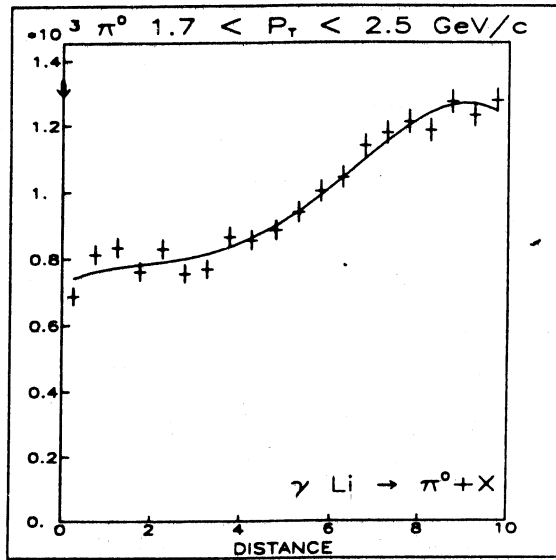


Fig. VI-16:

Distance des traces aux photons et aux π^0 photoproduits dans Olga

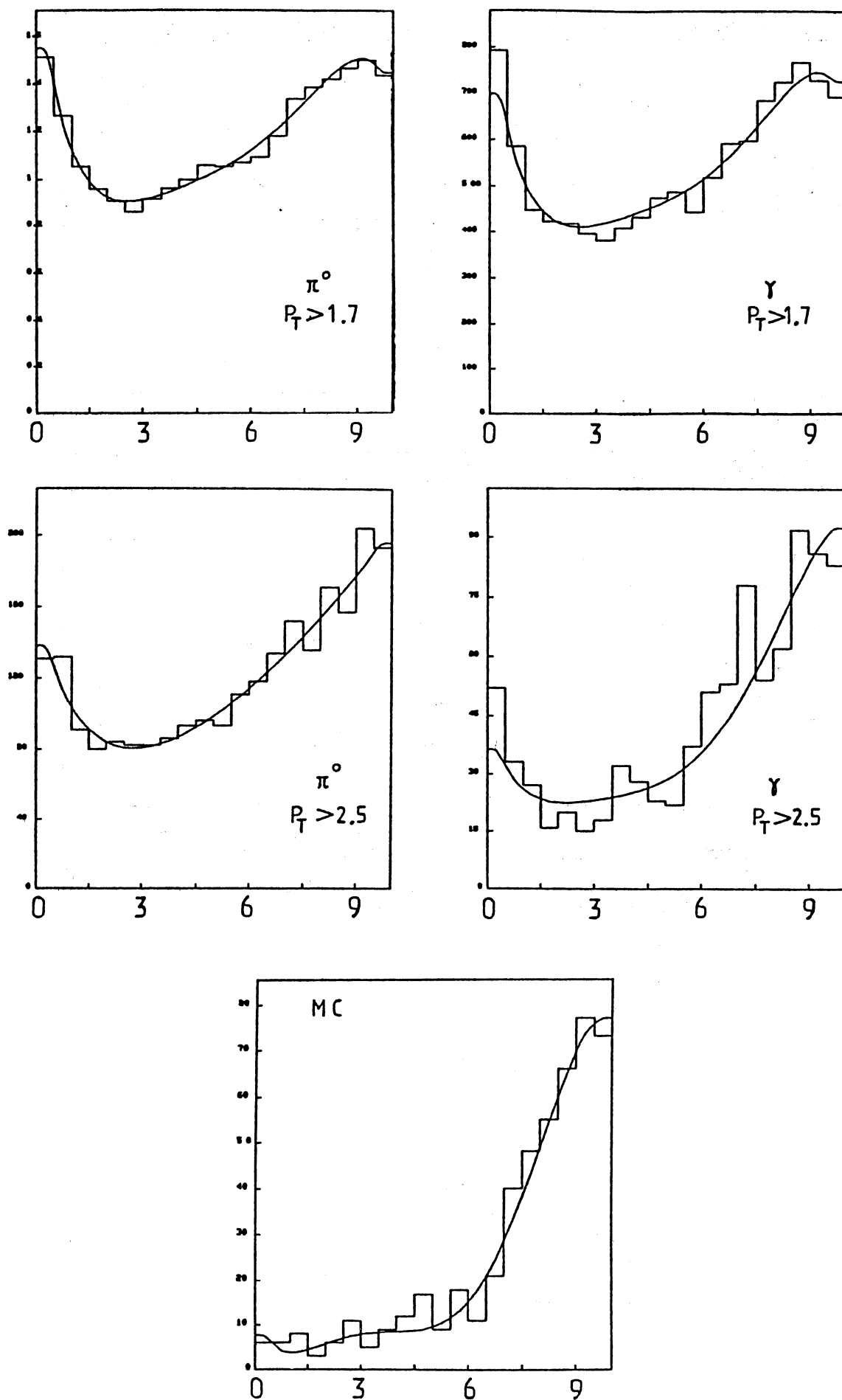
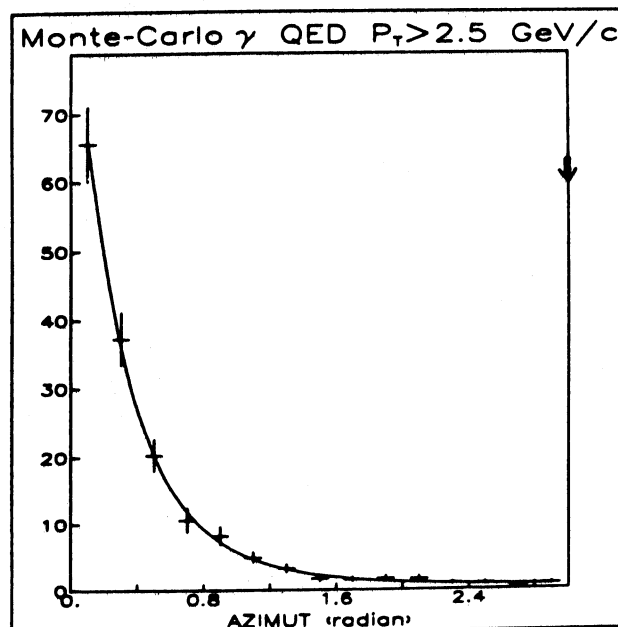
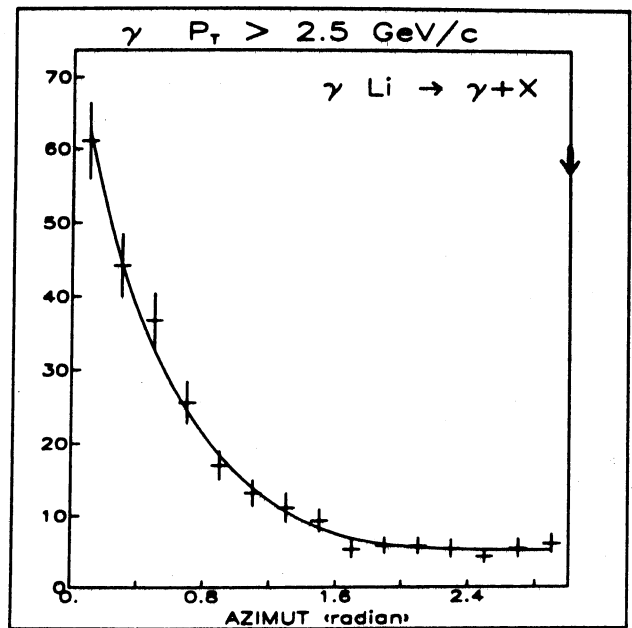
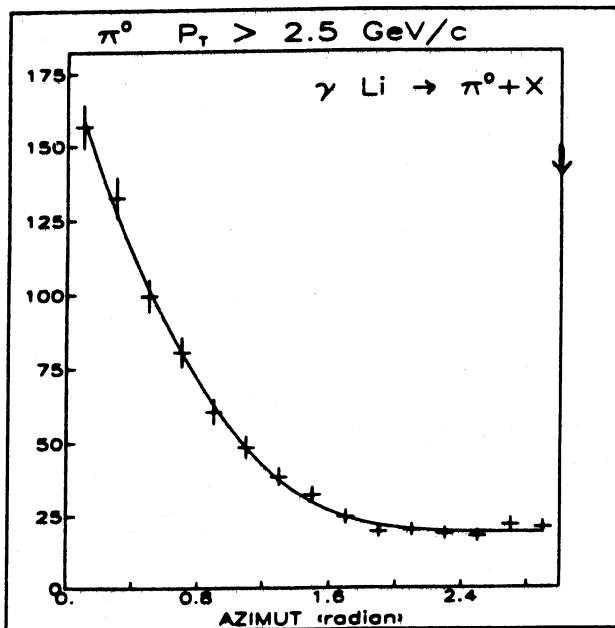


Fig. VI-17:

Flux d'énergie dans le plan transverse
photoproduction de γ et de π^0 dans la Couronne



REMERCIEMENTS

Je remercie Monsieur le professeur P.CHEVALLIER d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Celle-ci n'aurait pu être réalisée sans le dynamisme de Monsieur M.SCHAEFFER qui a dirigé ce travail et permis au groupe de Strasbourg de participer efficacement à l'expérience NA14. Ses conseils et sa constante disponibilité ont toujours été pour moi une source d'encouragements grâce auxquels j'ai appris ce métier. Je le remercie chaleureusement pour sa lecture critique et constructive du manuscrit.

Monsieur D.TREILLE a suscité et motivé une grande partie de ce travail, qu'il en soit sincèrement remercié.

J'ai apprécié tout particulièrement l'aide et la compétence de Messieurs J.P.ENGEL et T.HOFMOKL qui n'ont pas ménagé leurs efforts tout au long de ces années. Je leur exprime toute ma gratitude.

Je suis également très reconnaissant à tous les membres de la collaboration NA14, en particulier H.BURMEISTER, P.DELLO RUSSO, J.ENGELEN, J.L.GUYONNET, K.MAESHIMA, F.RICHARD, T.S.VIRDEE et G.WORMSER, pour avoir contribué à la réalisation de ce projet et pour les discussions fructueuses que nous avons eues.

Messieurs F.BECKER et M.CROISSIAUX ont bien voulu être membre du jury, je les en remercie.

Je ne saurais oublier les techniciens et ingénieurs du groupe des Hautes Energies du CRN que je remercie vivement pour le remarquable travail qu'ils ont accompli sur le calorimètre Kali-Couronne.

L'exploitation des données n'aurait pu être menée à bien sans les outils dont j'ai pu disposer auprès du Centre de Calcul de Strasbourg - Cronenbourg, dont je remercie tout le personnel.

Madame L.SEIFERT a assuré la dactylographie du texte avec une gentillesse et une dextérité dont je lui suis extrêmement reconnaissant.

J'ai fort apprécié la qualité des figures réalisées par Madame M.RUFFLER et Monsieur E.KAPPS. Je les remercie sincèrement, ainsi que Monsieur M.MEYER pour ses photographies.

Enfin, je sais gré à Monsieur R.HUCK pour le soin avec lequel cette thèse a été imprimée.

**Imprimé
au Centre de
Recherches Nucléaires
Strasbourg
1986**