

Ex 9612
c₁



THESE DE DOCTORAT

de l'UNIVERSITE DE SAVOIE

ès Sciences Physiques

présentée par

Dominique BOUTIGNY

PHYSIQUE DES PHOTONS DE BASSE ENERGIE DANS LE CADRE DE L'EXPERIENCE L.E.P - L3

soutenu le 14 avril 1986

devant le jury composé de:

M. E. Belorizky	Président
M. P. Bareyre	Rapporteur
M. D. Decamp	
M. R. Gatto	
M. L. Massonet	
M. D. Perret-Gallix	Directeur de thèse
M. D. Treille	Rapporteur

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051451

A mes parents...

SOMMAIRE

<u>INTRODUCTION :</u>	7
<u>CHAPITRE I</u>	
<u>L3 ENVIRONNEMENT ET APPAREILLAGE :</u>	11
1- LE LEP :	11
a- Motivation et but de LEP :	11
b- Les phases futures de LEP :	12
2- L'EXPERIENCE L3 :	12
3- LE DETECTEUR CENTRAL :	13
a- Rôle du détecteur central :	13
b- Principe de fonctionnement :	14
c- Organisation générale de la T.E.C. :	16
4- LE CALORIMETRE HADRONIQUE :	19
a- Rôles du calorimètre hadronique :	19
b- Principe physique du calorimètre :	19
c- Architecture du calorimètre hadronique :	20
5- LES CHAMBRES A MUONS :	23
a- Motivations physiques :	23
b- Architecture des chambres à muons	24
<u>CHAPITRE II</u>	
<u>LE CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE</u>	
<u>EN GERMANATE DE BISMUTH :</u>	27

1- LE GERMANATE DE BISMUTH (B.G.O.) :	27
2- DESCRIPTION DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE :	29

CHAPITRE III

LA REACTION DE COMPTAGE

DES NEUTRINOS :

1- INTRODUCTION :	33
2- LA LARGEUR DU Z^0 :	35
3- LA REACTION DE COMPTAGE DES NEUTRINOS :	36
a- Expression de la section efficace différentielle :	36
b- Intégration de la section efficace différentielle :	38
c- Influence du W^\pm et des interférences $Z^0 - W$:	42
d- Variation de la section efficace totale en fonction du nombre de générations de neutrinos :	43
4- METHODE EXPERIMENTALE DE COMPTAGE DES NEUTRINOS SI L'ENERGIE DISPONIBLE EST EGALE A LA MASSE DU Z^0 :	44
5- ETUDE DU BRUIT DE FOND ASSOCIE A LA REACTION DE COMPTAGE DES NEUTRINOS :	48
a- Production de paires de muons associées à un photon radiatif :	48
b- Annihilation électron-positron en trois photons :	50
c- Production de paires électrons-positrons associées à un photon radiatif :	52
d- Résultats et conclusions :	55
6- METHODE EXPERIMENTALE DE COMPTAGE DES NEUTRINOS SI L'ENERGIE DISPONIBLE EST PLUS GRANDE QUE LA MASSE DU Z^0 :	58

a- Réjection du bruit de fond :	59
b- Section efficace des événements du signal :	60
c- Conclusion :	60
7- REMARQUE CONCERNANT LE BRUIT DE FOND DU A LA MACHINE :	61
8- SYSTEME DE DECLENCHEMENT NECESSAIRE A LA MISE EN EVIDENCE DE LA REACTION DE COMPTAGE DES NEUTRINOS :	61
<u>CHAPITRE IV</u>	
<u>MISE EN EVIDENCE DES ETATS 1P DU TOPONIUM :</u>	63
1- LES SYSTEMES LIES QUARKS-ANTIQUARKS ET LES MODELES DE POTENTIELS :	63
a- Les potentiels phénoménologiques :	64
b- Les modèles de potentiel basés sur Q.C.D. :	65
2- INTERETS PHYSIQUES DES MODELES DE POTENTIELS ET MOTIVATIONS POUR L'ETUDE DU TOPONIUM :	69
a- Connaissance de la partie à courte portée du potentiel :	69
b- Indépendance de saveur :	71
3- RECHERCHE DES ETATS 1S ET 2S DU TOPONIUM :	72
a- Détermination de la masse du top :	72
b- Position des états 1S et 2S :	73
4- RECHERCHE DES ETATS 1^3P - ENONCE DU PROBLEME :	74
5- RECONSTRUCTION DES π^0 ET DES η^0 :	76

a- Motivation et algorithme de reconstruction :	76
b- Résolution en énergie :	78
c- Résolution spatiale :	79
d- Couverture angulaire du détecteur :	80
e- Cas de deux particules proche l'une de l'autre :	80
f- Résultats :	81
6- SIMULATION DU SIGNAL ET DU	
BRUIT DE FOND ASSOCIE :	84
a- Paramètres du faisceau :	84
b- Section efficace de production du toponium	
et des événements ($\gamma - Z^0$) :	85
c- Simulation du signal :	87
d- Simulation du bruit de fond :	90
7- CONCLUSIONS :	92
a- Rapport signal sur bruit :	92
b- Limites et perfectibilité de la simulation :	93
c- Désintégration leptonique de l'état	
fondamental du toponium :	93
 <u>CHAPITRE V</u>	
<u>ETUDE EN FAISCEAU D'UNE MATRICE</u>	
<u>DE 100 CRISTAUX DE B.G.O.</u>	95
1- DESCRIPTION DU BANC DE TEST :	96
a- Description de la matrice :	96
b- Electronique de lecture :	98
c- Description de la ligne de faisceau :	100
2- CALIBRATION DE LA MATRICE :	100
a- Principe de la calibration :	100
b- Détermination du piédestal :	101

c- Sélection des événements :	105
d- Méthode d'inter-calibration :	105
3- RESOLUTION EN ENERGIE :	109
a- Méthode de mesure de la résolution :	109
b- Résultats :	111
4- LINEARITES :	113
5- CONCLUSIONS :	114
<u>CONCLUSION :</u>	115
<u>ANNEXE I :</u>	117
<u>ANNEXE II :</u>	121
<u>ANNEXE III :</u>	127
<u>ANNEXE IV :</u>	131
<u>REFERENCES :</u>	135
<u>REMERCIEMENTS :</u>	141

INTRODUCTION

Cette thèse a pour cadre l'expérience L3 qui sera installée prochainement sur l'anneau de collision électrons-positrons: LEP. L'appareillage constituant cette expérience est principalement optimisé pour la détection des leptons et des photons, avec en particulier:

- Un calorimètre électromagnétique constitué de $\simeq 12000$ monocristaux de germanate de bismuth, caractérisé par une excellente résolution en énergie.
- Des chambres à muons placées à l'intérieur d'une enceinte magnétique dans le but d'améliorer la mesure de l'impulsion.
- Une chambre centrale de haute précision permettant d'obtenir des résultats comparables à ceux d'un détecteur de vertex.

L3 est donc très bien équipée pour explorer les nombreux domaines de la physique des hautes énergies qui font intervenir les leptons et les photons (voir chapitres I et II).

La mesure de la masse du Z^0 , de sa largeur et la détermination de $\sin^2\theta_W$ imposant des contraintes sur l'existence de nouvelles particules, ainsi que sur la masse d'un éventuel boson de Higgs*, on peut supposer que, dès que le LEP sera opérationnel, la première préoccupation des physiciens sera de déterminer ces trois paramètres fondamentaux du modèle standard:

- L'étude de la variation de la section efficace du processus $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- X$ donne accès à la masse et à la largeur du Z^0 ($\Delta M_Z \simeq \Delta \Gamma_Z \simeq \pm 50 \text{ MeV}$).
- La mesure de l'asymétrie de charge des électrons ou des muons, permet de déterminer $\sin^2\theta_W$ avec une précision de l'ordre de 1%.

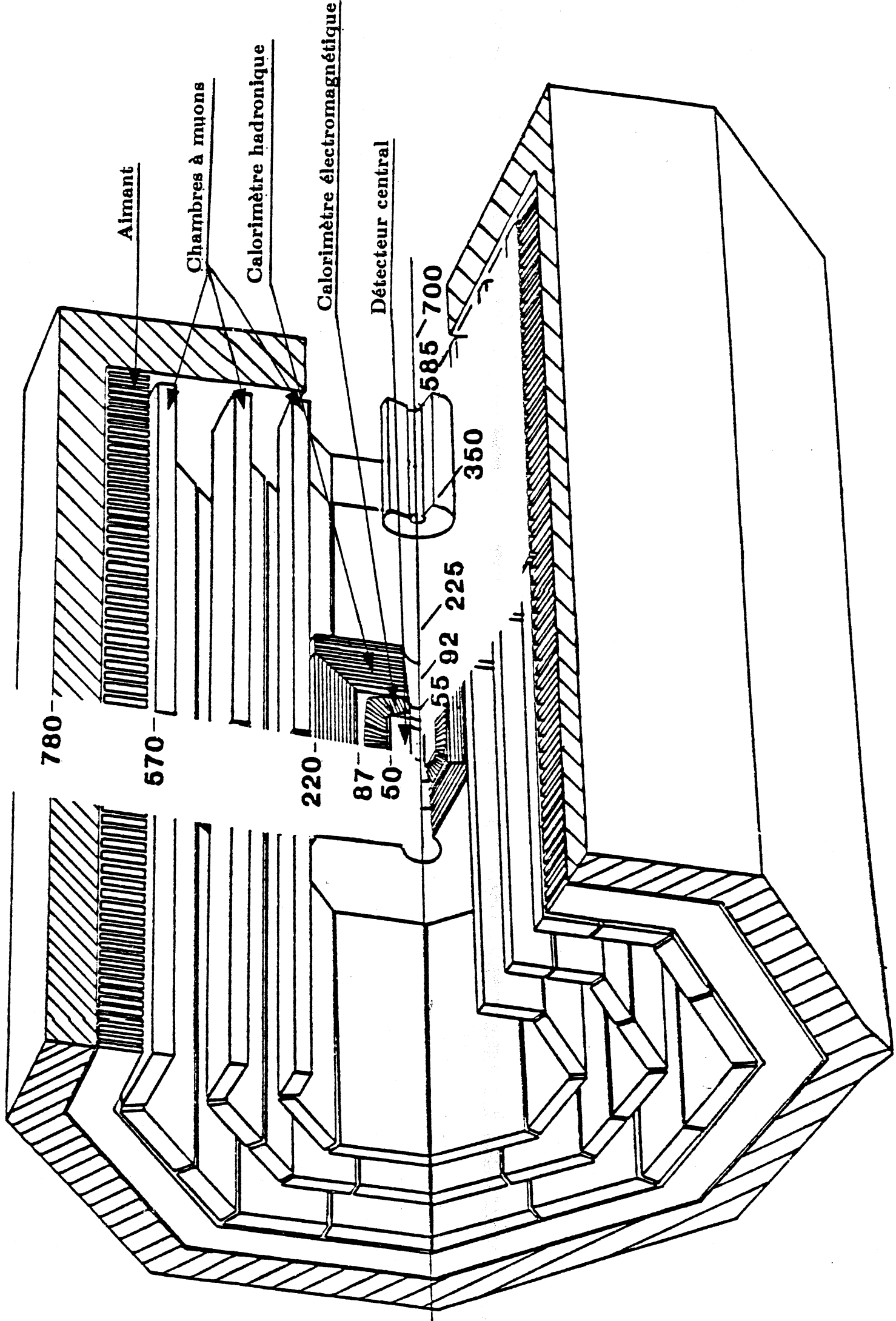
Au cours des prises de données sur le pic du Z^0 , destinées aux mesures des sections efficaces associées aux différents modes de désintégration de cette particule, il

* La description des domaines de physique présentés dans cette introduction, s'appuie sur le rapport jaune très détaillé: *Physics at LEP (CERN 86-02)*, édité par John Ellis et Roberto Peccei.

sera possible de déterminer approximativement la masse du quark top (si celle-ci est inférieure à $M_Z / 2$), en sélectionnant les événements présentant une sphéricité importante, caractéristique de la désintégration faible du méson T (états liés d'un quark top et d'un autre quark). D'autre part, si nous voyons aboutir l'estimation théorique de la section efficace des événements $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma$ où seul le photon est émis dans l'acceptance angulaire du détecteur, alors l'étude du processus $e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma$ sur le pic du Z^0 , devrait conduire à une estimation précise du nombre de neutrinos légers existant dans la nature. Cette réaction, dont la signature est constituée par un unique photon possédant le plus souvent une énergie inférieure à 1 GeV, sera étudiée dans le chapitre III.

Après avoir estimé les paramètres du modèle standard et exploré les domaines fondamentaux de la physique du Z^0 , il semble probable que le programme LEP s'orientera vers la recherche du toponium (si sa masse le permet). En effet, cet état lié ($t \bar{t}$) constitue certainement un outil idéal pour tester les différents modèles de potentiel quark-antiquark qui reproduisent le comportement des systèmes quarkonia non-relativistes existants (J/Ψ et Υ). Dans le chapitre IV, je montrerai comment l'expérience L3 peut jouer un rôle spécifique dans l'étude du toponium, en particulier avec la détermination du centre de gravité des états 1^3P , qui fait intervenir la détection de photons de basse énergie ($\simeq 100$ MeV et $\simeq 700$ MeV).

Comme il a été mentionné au début de cette introduction, le calorimètre électromagnétique en germanate de bismuth est un élément prépondérant dont la nouveauté nécessite la réalisation de nombreux tests. Le dernier chapitre de cette thèse sera consacré à l'un de ces tests, qui a consisté à calibrer puis à mesurer la résolution en énergie d'une portion du calorimètre définitif.



Almant

Chambres à muons

Calorimètre hadronique

Calorimètre électromagnétique

Décteur central

780

670

220

87

50

55

92

225

350

585

700

CHAPITRE I

L3 - ENVIRONNEMENT ET APPAREILLAGE

1- LE LEP:

LEP (Large Electron Positron collider) est un projet à long terme qui atteindra sa phase ultime à la fin de ce siècle. La première étape est prévue pour fournir dès 1988 des interactions électrons-positrons avec une énergie de l'ordre de 100 GeV dans le centre de masse, et une luminosité de $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. Quatre expériences: ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL sont situées aux points d'intersection des faisceaux.

a- Motivations et buts de LEP:

La motivation principale pour la mise en place de la première phase de LEP est l'étude de la physique dans le domaine d'énergie correspondant à la masse du boson intermédiaire Z^0 .

- La grande statistique (1000 Z^0 par heure) due à la luminosité élevée dans les zones d'interactions.
- La faible dispersion en énergie des faisceaux ($\frac{\Delta E}{E} = 0.82 \cdot 10^{-3}$) [1-1].
- Le choix de projectiles ponctuels (électrons-positrons).

permettront de déterminer avec précision les paramètres de base du modèle standard (masse et largeur du Z^0 , $\text{Sin}^2 \theta_W$). Ces grandeurs étant connues, le modèle standard pourra être testé grâce à une étude expérimentale des réactions décrites par la théorie électro-faible.

Une autre motivation pour la construction d'une telle machine réside dans la possibilité d'apparition de nouvelles particules. Par exemple la mise en évidence d'un ou plusieurs bosons de Higgs apporterait une confirmation éclatante aux prédictions du modèle standard. Il est également envisageable que tout un domaine de

nouvelle physique commence à se manifester aux énergies de LEP (supersymétrie, technicolor...), et même dans le cas de l'absence de tout signal, il sera possible de poser de nouvelles contraintes sur les modèles existants.

b- Les phases futures de LEP:

L'adjonction de cavités radio-fréquence supplémentaires permettra d'augmenter peu à peu l'énergie des faisceaux jusqu'à la valeur maximale de 180 GeV dans le centre de masse et ainsi d'avoir accès au couplage $Z^0 \rightarrow W^+W^-$.

Lors de la troisième phase de L.E.P., les cavités radio-fréquence seront remplacées par des cavités supra-conductrices. L'énergie maximale accessible dans cette configuration atteindra la valeur de 260 GeV dans le centre de masse. On constate donc que LEP, dans sa version collisionneur électrons-positrons a été conçu de façon à réaliser une étude aussi complète que possible des processus électro-faibles.

An début du siècle prochain, le projet LEP prendra une nouvelle direction avec l'installation dans le tunnel, d'un collisionneur protons-antiprotons de 10 TeV dans le centre de masse, équipé d'aimants supraconducteurs. La coexistence des deux anneaux permettra d'envisager la réalisation d'interactions protons-électrons, protons-positrons etc.

2- L'EXPERIENCE L3:

En 1988, l'expérience L3 sera installée à une profondeur de 50 m sous terre, dans le puits numéro 2 de la machine. Tout l'appareillage est contenu dans un solénoïde de 13.6 m de longueur, pour une hauteur totale de 15.6 m, et fournissant un champ magnétique de 0.5 Tesla.

Du point d'interaction vers l'extérieur on distingue les éléments suivants:

- **La chambre centrale** de 50 cm de rayon, qui permet de reconstruire l'impulsion des particules chargées et qui participe à l'identification des produits de l'interaction e^+e^- .
- **Le calorimètre électromagnétique** en monocristaux de Germanate de Bismuth (B.G.O.), qui mesure l'énergie déposée par les électrons (positrons) et les photons avec une grande précision ($\simeq 1\%$ à 1 GeV).
- **Le calorimètre hadronique**, structure périodique de plan de chambres à fils et de plaques d'uranium, mesure l'énergie déposée par les hadrons.
- **Trois plans de chambres à fils** qui, étant placés à l'intérieur de l'enceinte magnétique, permettent de déterminer l'impulsion des muons avec une précision de 2% à 50 GeV.

On constate que contrairement aux expériences ALEPH, DELPHI et OPAL, L3 ne possède pas de détecteur prévu pour l'identification des hadrons de haute énergie. En particulier, cette expérience ne permettra pas une étude approfondie de la physique jets. Son originalité réside plutôt dans sa capacité à mesurer et à identifier les leptons et les photons.

3- LE DÉTECTEUR CENTRAL:

a- Rôle du détecteur central:

La plupart des expériences de physique des particules installées sur des anneaux de collision possèdent un détecteur central, de façon à mettre en évidence les particules chargées issues du point d'interaction. Le principe de ces détecteurs repose généralement sur l'apparition dans un gaz, de zones d'ionisation le long de la trajectoire des particules chargées; les électrons ainsi produits dérivent et sont amplifiés sous l'influence d'un champ électrique, pour finalement induire un courant dans un fil d'anode. Si le détecteur est plongé dans un champ magnétique, il est possible de déterminer la charge et l'impulsion de la particule incidente. Enfin, la réponse des calorimètres corrélée aux informations du détecteur central, aide à l'identification des produits de l'interaction.

Le détecteur central de L3 est une T.E.C. (Time Expansion Chamber) [1-2], [1-3]. Celle-ci a été conçue de manière à remplir les rôles suivants:

- Distinguer les électrons (positrons) des photons.
- Déterminer la charge des particules.
- Participer à la discrimination leptons-hadrons.
- Mesurer la multiplicité des particules produites (ce qui implique une capacité à résoudre deux traces proches l'une de l'autre.).
- Reconstruire les traces avec une précision spatiale suffisante pour mesurer avec une résolution de 10^{-13} seconde, le temps de vie des particules qui se désintègrent à l'intérieur même de la T.E.C. ou du tube à vide.

On constate que la T.E.C. est prévue pour servir à la fois de détecteur de vertex, et de détecteur central au sens classique du terme.

b- Principe de fonctionnement:

Le principe de fonctionnement de la T.E.C. est schématisé sur la figure ci-après.

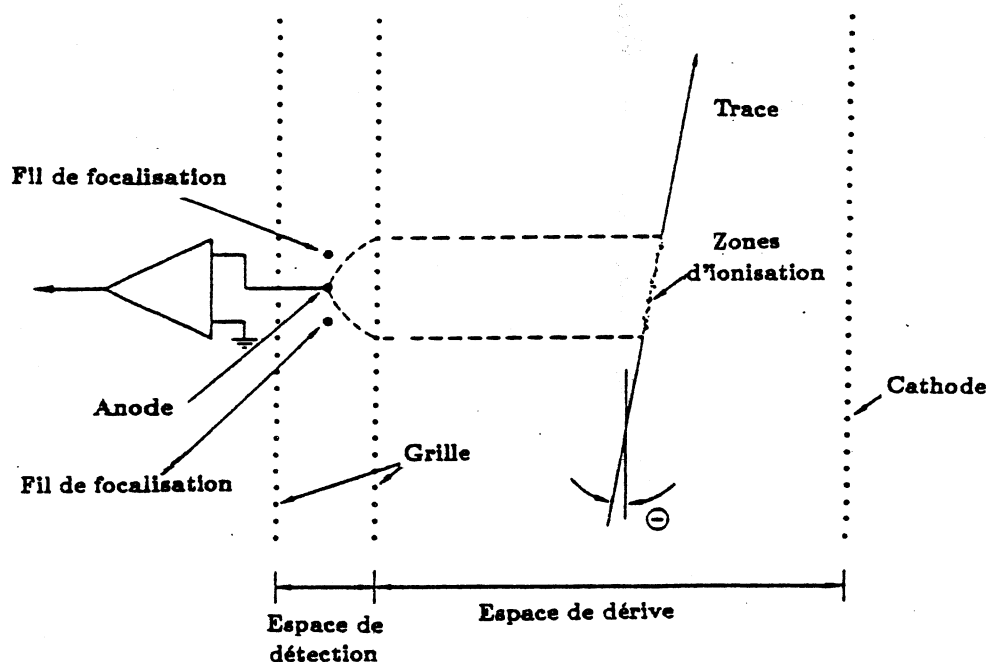


Fig 1-1

L'originalité de ce système réside dans la coexistence de deux régions isolées électrostatiquement par une grille:

- L'espace de dérive dans lequel règne un faible champ électrique qui fait dériver uniformément les électrons d'ionisation à la vitesse d'environ $5 \mu\text{m}/\text{nsec}$.
- L'espace de détection large de 2 mm , dans lequel le champ électrique est beaucoup plus intense. C'est dans cette zone que l'avalanche électronique se déclenche et induit un signal sur le fil d'anode.

Grâce à la faible vitesse des électrons dans l'espace de dérive, l'électronique de lecture de la T.E.C. est suffisamment rapide pour fournir un signal présentant une succession de pics, qui reproduit la projection suivant l'axe x de la distribution spatiale des zones d'ionisation.

La figure ci-dessous [1-3] représente les signaux obtenus à la sortie de dix anodes consécutives pour un événement à traces multiples.

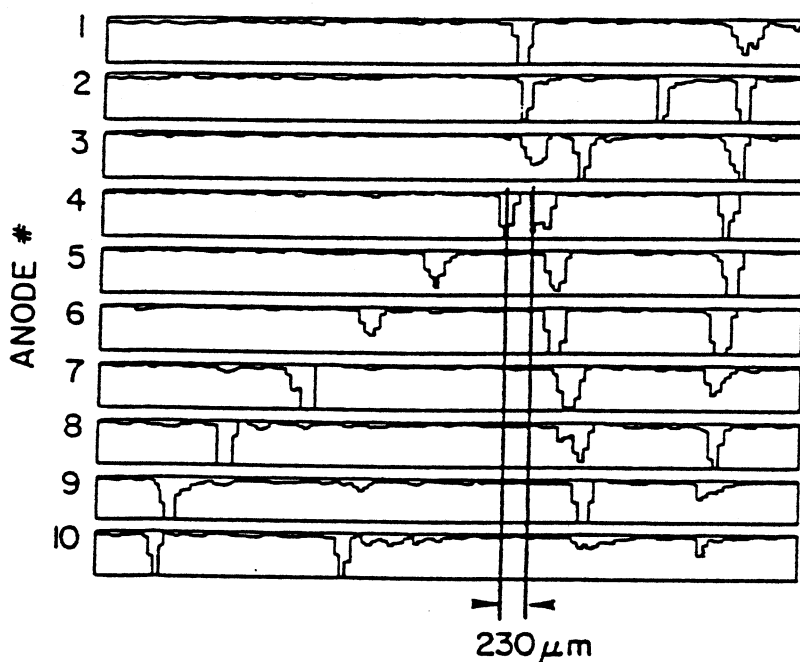


Fig 1-2

On remarque sur l'anode numéro 4, deux signaux parfaitement séparables qui correspondent à des traces distantes de seulement 230 μm .

La résolution spatiale sur la coordonnée x pour une trace isolée va dépendre de la distance de dérive et de l'angle θ entre la direction de la particule et l'axe du faisceau (axe z). En effet, si θ est suffisamment grand, les signaux enregistrés sur les anodes vont présenter un grand nombre de pics nettement séparés les uns des autres et qui correspondent à la coordonnée x de chaque zone d'ionisation. Par contre, en dessous d'un certain seuil en θ , qui dépend de la valeur du potentiel appliqué sur les fils de focalisation, les pics vont s'élargir et se superposer, ceci entraînant une dégradation de la résolution spatiale. Typiquement, dans la région centrale du détecteur ($\theta > 45^\circ$, la projection d'une trace sur l'axe x peut être reconstruite avec une précision de l'ordre de 50 μm .

Par cette technique de mesure du temps de dérive, seule la projection des traces dans le plan (r, ϕ) , peut être reconstruite. De façon à localiser complètement les particules chargées dans l'espace, il est nécessaire de disposer d'une mesure dans le plan (r, z) . Ceci est réalisé en plaçant des fils équipés pour des mesures de division de charge entre les fils de haute précision précédemment décrits.

Le principe de la division de charge repose sur la comparaison des signaux obtenus aux deux extrémités de chaque fil. La polarité de la différence des signaux

permet de déterminer la région (droite ou gauche) qui a été traversée par la particule, et le rapport de la différence des signaux sur leur somme est égal à la division de charge, celle-ci étant directement reliée à la coordonnée z du barycentre des zones d'ionisation. La résolution spatiale dans le plan (r, z) est de l'ordre de 1.5 cm.

Du fait de la résistivité des fils et de l'électronique particulière à la division de charge, la résolution spatiale dans le plan (r, ϕ) de ces fils est deux fois moins bonne que pour la configuration "haute précision".

c- Organisation générale de la T.E.C.:

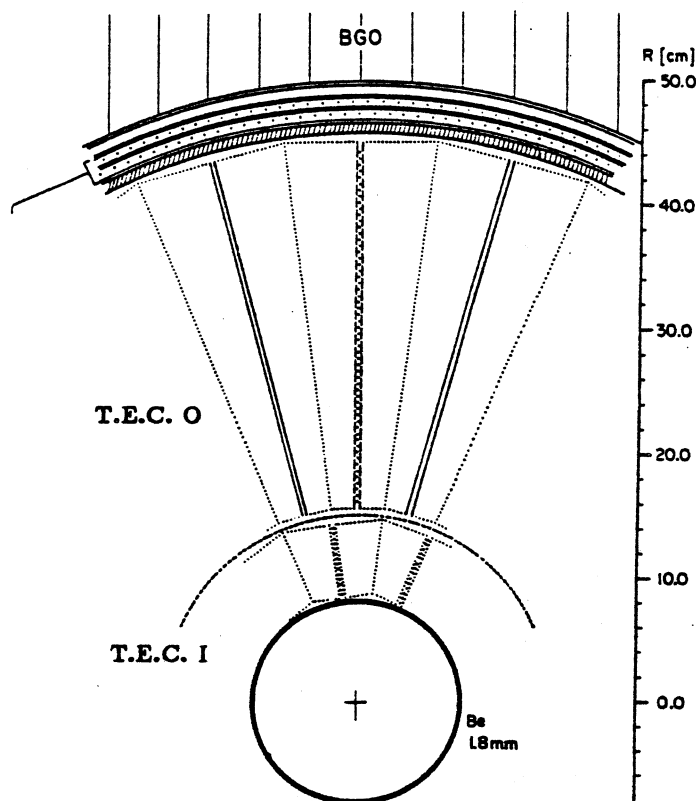


Fig 1-3

Sur cette figure on constate que la T.E.C. est divisée en trois régions:

- La partie centrale (T.E.C. I) est segmentée en 12 secteurs équipés chacun de 7 fils de haute précision et de 7 fils de division de charge.
- La région médiane (T.E.C. O) est composée de 24 segments en ϕ comprenant chacun 28 fils de haute précision et 28 fils de division de charge.
- La partie la plus externe, qui est actuellement en cours d'étude, est une chambre à fils fonctionnant en mode proportionnel, destinée à déterminer les coordonnées (x, y, z) des particules à leur sortie de la T.E.C. [1-3], [1-4]. Pour cela l'électronique de lecture est reliée à quatre faisceaux de cathodes gravés sous

forme de pistes sur des cylindres concentriques. La résolution spatiale attendue pour cette configuration est de l'ordre de $50 \mu m$ dans le plan (u, v, z) .

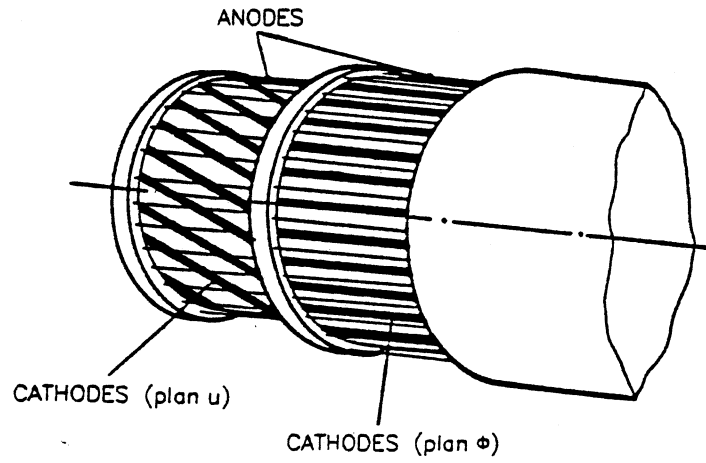


Fig 1-4

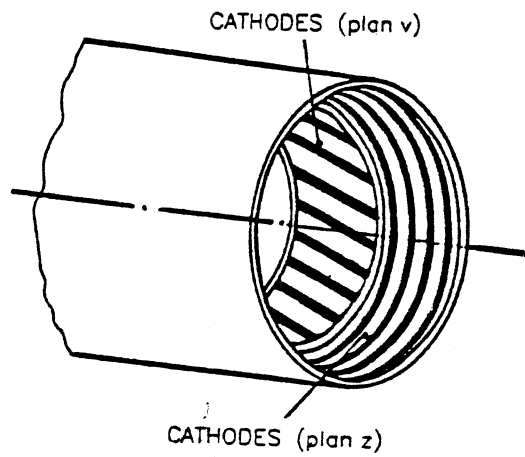


Fig 1-5

Les principales caractéristiques de la T.E.C. sont résumées dans les deux tableaux suivants:

	T.E.C. I	T.E.C. O
Type de chambre	T.E.C.	T.E.C.
Gaz (2 bars)	80% CO_2	20% iso - C_4H_{10}
Longueur totale	1080 mm	1080 mm
Longueur sensible	900 mm	900 mm
Position du premier fil	96 mm	171 mm
Position du dernier fil	132.4 mm	435 mm
Nbre. de segments en ϕ	12	24
Fils haute précision	168	1344
Fils de division de charge	168	1344
Résolution (r, z)	1.5 cm	1.5 cm
Résolution (r, ϕ)	40 μm	40 μm

	Détecteur externe
Type de chambre	Proportionnelle
Gaz (1 bar)	(80% A) — (20% CO_2)
Longueur totale	850 mm
Longueur sensible	820 mm
Rayon interne	465 mm
Rayon externe	490 mm
Nombre de canaux en z	686
Nombre total de canaux	1247
Résolution dans le plan (u, v, z)	50 μm
Résolution dans le plan ϕ	1.0 mm

4- LE CALORIMETRE HADRONIQUE:

a- Rôles du calorimètre hadronique*:

Entourant le détecteur central, on trouve en premier lieu le calorimètre électromagnétique; cet élément prépondérant de l'appareillage fera l'objet du chapitre suivant. Ensuite vient le calorimètre hadronique en uranium, qui, complétement par le filtre à muon, remplit les trois fonctions suivantes:

- **Détermination de l'énergie déposée par les hadrons avec une résolution égale à $50\%/\sqrt{E}+10\%$:** cette mesure en conjonction avec les informations du calorimètre électromagnétique, est l'un des éléments pris en compte par le système de déclenchement. En effet, la plupart des événements e^+e^- déposent la majorité de l'énergie disponible dans les deux calorimètres. Par contre, un événement bruit de fond, comme une interaction du faisceau avec le gaz résiduel du tube à vide, va fournir moins d'énergie. L'énergie totale déposée est donc un critère d'acceptation des événements à haute énergie, et éventuellement un élément de rejet des événements à basse énergie.
- **Calcul des flux d'énergie:** de par sa segmentation, le calorimètre hadronique fournit une information sur la localisation spatiale des dépôts d'énergie. Ceci peut être utilisé dans une analyse topologique des jets, ou bien pour calculer les énergies transverse et longitudinale des événements hadroniques, ces deux grandeurs étant également des critères de sélection pour le système de déclenchement.
- **Filtrage des muons:** l'épaisseur de matière correspondant aux deux calorimètres est suffisante pour stopper 99% des hadrons. Le calorimètre hadronique joue donc le rôle de filtre à muons.

b- Principe physique du calorimètre:

Un calorimètre hadronique est constitué par un empilement de plaques de matériau convertisseur placées entre des plans de détection. Dans le cas de l'expérience L3, ces plans sont des chambres à fils fonctionnant en mode proportionnel.

* Pour tout ce qui concerne le calorimètre hadronique, voir la référence [1-3].

Un hadron qui pénètre dans le calorimètre interagit avec l'absorbeur et initie une gerbe hadronique dont les produits sont détectés par les chambres à fils. Quand la gerbe est complètement stoppée, l'amplitude de la somme des signaux générés par l'électronique de lecture peut être relié à l'énergie déposée par le hadron incident.

Dans le cas d'un convertisseur classique (fer, cuivre), une importante fraction de l'énergie incidente est utilisée pour fragmenter les noyaux, et n'est pas détectée. Par contre, en utilisant de l'uranium appauvri, l'impact des particules provoque la fission des noyaux instables. On observe alors une compensation entre l'énergie perdue lors de la fragmentation et l'énergie émise par les produits de fission.

c- Architecture du calorimètre hadronique:

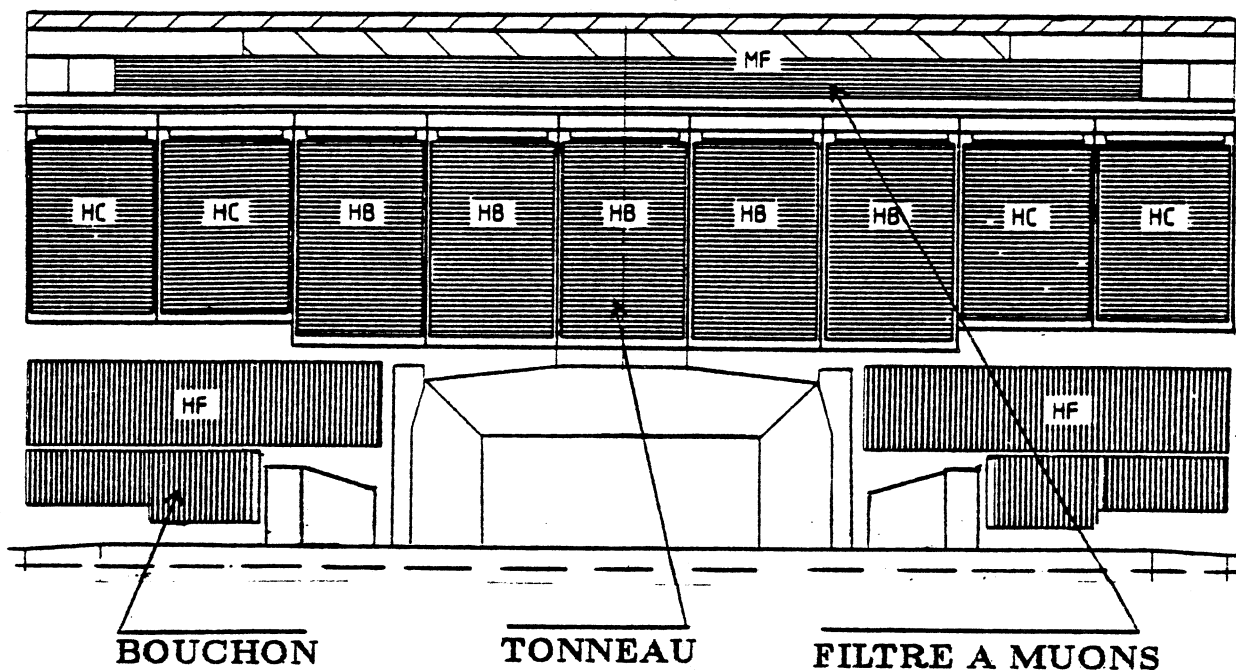


Fig 1-6

La figure ci-dessus représente une coupe longitudinale du calorimètre hadronique. On distingue trois sous-ensembles principaux:

Le tonneau: celui-ci est constitué de 9 anneaux, chacun subdivisé en 16 modules identiques, et eux-mêmes organisés de la façon suivante:

- 1 plaque d'uranium.
- 1 plan de chambre dont les fils sont orientés suivant l'axe du faisceau.
- 1 plaque d'uranium.
- 1 plan de chambre dont les fils sont orientés perpendiculairement à l'axe du faisceau.

Dans les 5 anneaux centraux du tonneau, on dénombre 60 plans de chambres à fils par module, tous opérant en mode proportionnel ou semi-proportionnel avec un mélange de gaz contenant 90% de dioxyde de carbone et 10% d'argon. L'électronique de lecture regroupe les signaux en sous-ensembles contenant de 6 à 24 fils connectés en parallèle. Ces sous-ensembles définissent des "tours" qui pointent vers la zone d'interaction. La surface de base des "tours" est de l'ordre de $5 \times 5 \text{ cm}^2$.

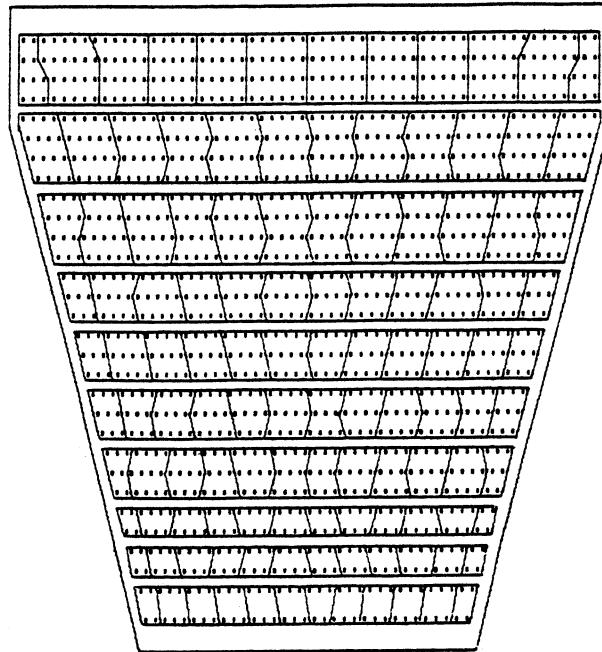


Fig 1-7

Chaque module est fermé à sa base par une plaque de fer de 55 mm d'épaisseur qui protège le calorimètre électromagnétique des radiations induites par l'uranium.

Les bouchons: composés comme le tonneau d'une alternance de plaques d'uranium et de chambres à fils, leur rôle est de fermer le détecteur, qui couvre ainsi plus de 99% de l'angle solide total.

Les deux figures suivantes représentent les coupes longitudinale et transversale des bouchons.

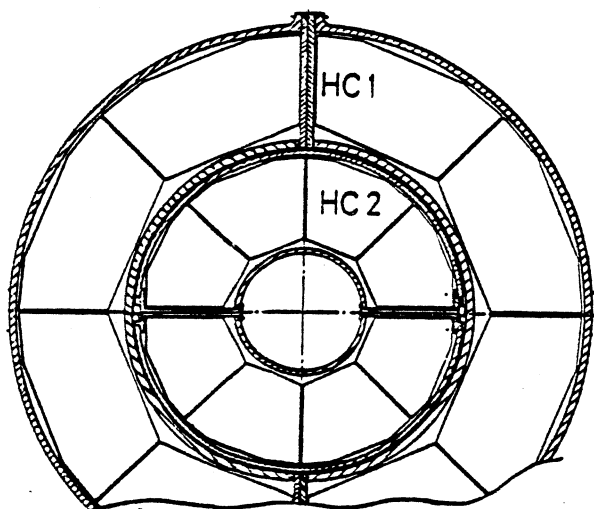


Fig 1-8

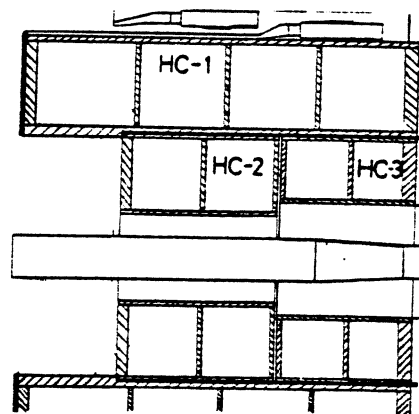


Fig 1-9

On observe l'architecture suivante:

- Chaque bouchon est composé de trois modules: HC1, HC2 et HC3.
- Dans le plan (r, ϕ) , les modules sont divisés en huit sous-modules.
- Dans le plan (r, z) , HC1, HC2 et HC3 sont segmentés respectivement en 4, 2 et 2 compartiments.

Les directions des fils de deux chambres consécutives forment un angle stéréoscopique de 22.5 degrés, ce qui permet de déterminer les coordonnées θ et ϕ du point d'impact des particules dans le calorimètre.

De façon à limiter le nombre de canaux d'électronique et à simplifier le système de déclenchement, les chambres à fils sont regroupées en "tours" qui pointent vers la région d'interaction. HC1 compte 1296 tours, HC2 en compte 416 et HC3 176; c'est-à-dire un total de 1888 canaux d'électronique par bouchon.

Le filtre à muons: Cet élément qui entoure le tonneau à deux fonctions:

- Il ajoute une longueur d'interaction supplémentaire au calorimètre hadronique, de façon à limiter au maximum la contamination en hadrons des particules qui pénètrent dans les chambres à muons.
- Sa partie détectrice assure un recouvrement entre les traces du détecteur de vertex et celles des chambres à muons.

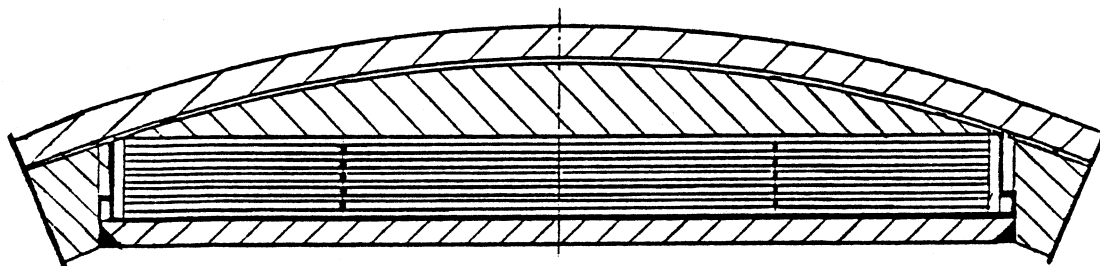


Fig 1-10

La figure ci-dessus représente l'un des huit secteurs du filtre à muons. Chacun d'eux couvre un angle de 40 degrés dans le plan (r, ϕ) et contient 80 chambres distribuées sur cinq rangées.

Toutes les chambres ont des dimensions identiques, à savoir: 83 mm de largeur, 13.2 mm d'épaisseur et 4 m de longueur; Elles fonctionnent en mode proportionnel avec un mélange d'argon et de dioxyde de carbone.

L'absorbeur intercalé entre les plans de chambres à fils est constitué par des plaques de cuivre.

5- LES CHAMBRES A MUONS:

a- Motivations physiques:

Aux énergies accessibles à L.E.P, l'étude de processus mettant en jeu des leptons et en particulier des muons peut donner accès à un important domaine de physique:

- $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- (\gamma)$: Ce processus est fondamental pour estimer la contribution des corrections radiatives à la largeur du Z^0 .
- $e^+e^- \rightarrow \mu X$: L'étude du spectre en impulsion transverse associé à cette réaction peut mettre en évidence un nouveau lepton lourd si X est un électron, ou bien peut fournir la preuve de l'existence de leptons excités si X est un photon.
- $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- X$: La reconstruction de la masse invariante du dimuon

dans ce processus est un moyen d'identifier X comme étant le produit de la désintégration d'un boson de Higgs.

- Dans la mesure où les trajectoires des muons sont reconstruites avec une précision suffisante, une particule à faible durée de vie qui se désintègre en une paire de muons, peut être mise en évidence par l'observation d'un décalage entre la position du vertex de l'interaction e^+e^- et le point d'intersection des trajectoires reconstruites des deux muons.
- Enfin l'histoire de la physique des particules montre que l'identification claire des leptons, ainsi qu'une grande précision sur la détermination de leur impulsion, a été à l'origine de plusieurs découvertes capitales telles que le J/Ψ , le Υ , le τ ou bien encore le Z^0 et le W^\pm .

Ces considérations physiques ont incité la collaboration L3 à mettre au point un détecteur de muons permettant une détermination aussi précise que possible de l'impulsion des muons.

b- Architecture des chambres à muons: [1-2], [1-3].

Le système de détection des muons est constitué par trois ensembles de chambres à fils organisés en huit octants indépendants et placés à l'intérieur d'un solénoïde qui fournit un champ magnétique longitudinal d'une intensité de 0.5 Tesla.

L'ajustement des chambres à fils les unes par rapport aux autres, est réalisé optiquement à l'aide de faisceau laser et de diodes émettant dans l'infrarouge. La précision de $30 \mu m$ obtenue par cette méthode est rendue nécessaire par la faible courbure de la trajectoire des muons de haute énergie; en effet la déflexion d'un muon de $45 \text{ GeV}/c$ ne vaut que 3.8 mm .

Un système d'asservissement permet de réajuster le plan de chambre central au cours du temps, de façon à corriger les effets des contraintes mécaniques et thermiques.

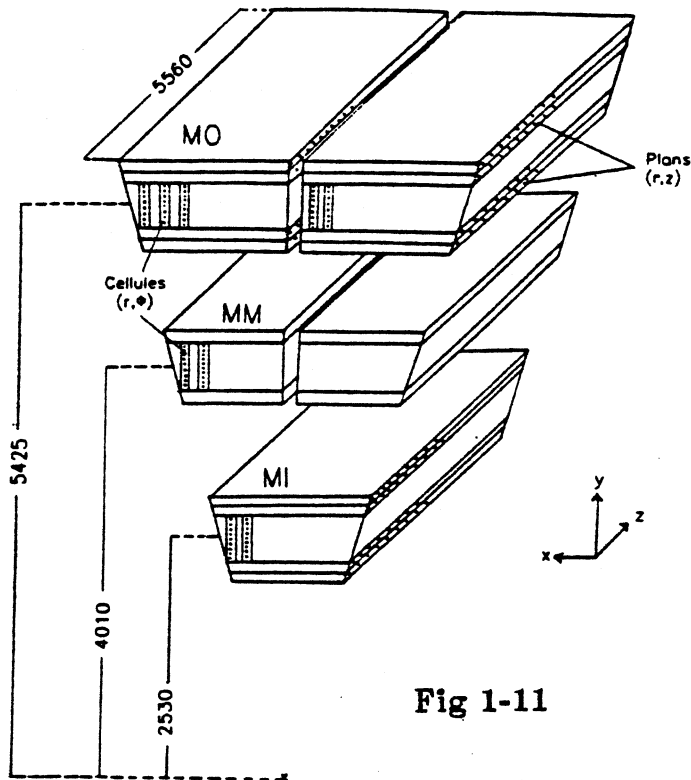


Fig 1-11

Configuration des fils dans un octant [1-3]

Chambre	Nombre de cellules (r, ϕ) par chambre	Nombre de fils (r, ϕ) par cellule	Nombre total de fils (r, ϕ)
2 MO	21	16	672
2 MM	15	24	720
1 MI	19	16	304

Chambres	Nombre de plans (r, z)	Nombre total de fils (r, z)
2 MO	4	232
2 MM	0	0
1 MI	4	234

En tenant compte de la précision intrinsèque des chambres, des interactions multiples avec la matière et des erreurs d'alignement, la résolution attendue sur l'impulsion d'un muon de 50 GeV/c est inférieure à 2.7%.

CHAPITRE II

LE CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE

EN GERMANATE DE BISMUTH

Comme il a déjà été mentionné dans le chapitre précédent, l'expérience L3 se caractérise par son aptitude à détecter les muons et les particules électromagnétiques. A ce titre, le calorimètre électromagnétique nécessite une description détaillée.

1- LE GERMANATE DE BISMUTH (B.G.O.) :

La principale originalité du calorimètre électromagnétique de l'expérience L3 réside dans l'emploi de monocristaux de germanate de bismuth comme matériau scintillateur.

L'utilisation d'un composé chimique dont les propriétés ne sont pas encore complètement connues et qui, comme nous le verrons dans la suite, présente un certain nombre d'inconvénients, est guidée par les motivations physiques suivantes:

- Avant tout, il est nécessaire que la résolution en énergie du calorimètre soit aussi bonne que possible (la résolution annoncée dans la proposition technique de l'expérience est de $0.5\%/\sqrt{E}$ [2-1]).
- De façon à pouvoir mesurer l'impulsion des muons avec une grande précision, l'ensemble du détecteur est placé dans une cavité magnétique dans laquelle règne un champ de 0.5 Teslas. Cette caractéristique du détecteur entraîne deux contraintes:
 - Le volume de détection doit être suffisamment faible pour éviter une dimension prohibitive de l'aimant.
 - L'emploi de photomultiplicateurs classiques est impossible. Le calorimètre électromagnétique doit donc être très compact, et le scintillateur utilisé

doit pouvoir fournir une quantité de lumière suffisante pour pouvoir être collectée par des photodiodes.

- Enfin, le calorimètre électromagnétique étant situé à 50 cm du point d'interaction, il est indispensable que l'étalement latéral des gerbes électromagnétiques soit aussi réduit que possible, de manière à assurer une séparation correcte des particules émises dans des directions proches l'une de l'autre.

Le germanate de bismuth sous sa forme de cristallisation cubique: $Bi_4 Ge_3 O_{12}$ est un scintillateur qui satisfait aux critères définis ci-dessus, grâce essentiellement à sa très courte longueur de radiation (1.12 cm).

Le tableau ci-dessous compare quelques unes des propriétés du B.G.O. à celles de l'iodure de sodium (NaI).

	B.G.O.	NaI
Indice de réfraction	2.15	1.85
Densité	7.13 g/cm ³	3.67 g/cm ³
Longueur de radiation	1.12 cm	2.59 cm
Dépot d'énergie au minimum d'ionisation	9 MeV/cm	4.8 MeV/cm
Hygroscopique	Non	Oui

Outre les propriétés indiquées dans le tableau précédent, citons le fait que le B.G.O. est un scintillateur intrinsèque, c'est-à-dire qu'il scintille naturellement, contrairement à l'iodure de sodium qui doit être dopé.

Au vu de ces caractéristiques, le B.G.O. semble donc tout à fait apte à assurer la calorimétrie électromagnétique de l'expérience L3. Cependant, un certain nombre de désavantages doivent être mentionnés:

- Son extrême fragilité implique la réalisation d'une structure porteuse qui isole chaque cristal de B.G.O. des contraintes mécaniques.
- Son coût élevé ($\approx 5 \$$ par cm³) est lié à la difficulté d'obtenir des cristaux de grande dimension.
- La quantité de lumière produite par scintillation dépend fortement de la température. Le calorimètre électromagnétique doit donc être placé dans une enceinte isolée thermiquement.
- De plus, l'emploi de photodiodes de grandes dimensions et présentant un faible bruit est rendu nécessaire par le niveau de lumière en moyenne dix fois moins important que dans le cas de l'iodure de sodium.

2- DESCRIPTION DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE :

Le calorimètre électromagnétique est situé entre le détecteur central et le calorimètre hadronique. Tout en permettant une détection optimale des électrons et des photons, sa géométrie doit tenir compte d'un certain nombre de contraintes mécaniques liées à la haute densité et à la fragilité du B.G.O.

- L'angle solide couvert par le calorimètre doit être le plus grand possible pour permettre une mesure d'énergie manquante lors de l'analyse d'événements mettant en jeu des neutrinos (ou bien des photinos s'ils existent!). La structure géométrique est donc cylindrique avec une partie centrale (le tonneau) et deux bouchons.
- Le tonneau assure la détection des particules dont les directions par rapport à l'axe du faisceau définissent un angle compris entre 45° et 90° .
- Les bouchons ferment le calorimètre jusqu'à un angle d'environ 12° . Bien que de très nombreuses études aient été réalisées dans le but de définir la géométrie idéale des bouchons, aucune solution n'a encore été retenue.
- L'obtention d'une résolution spatiale optimale implique l'emploi d'un grand nombre de cristaux de B.G.O. de faible section et pointant vers la zone d'interaction. La solution retenue pour le tonneau du calorimètre électromagnétique, qui concilie le coût des canaux de lecture, la résistance mécanique des cristaux et la qualité de la résolution spatiale, est un assemblage de 7680 cristaux pyramidaux organisés en deux modules symétriques constitués chacun de 24 couronnes de 160 cristaux. Les dimensions moyennes de ceux-ci sont: 24 cm de longueur (≈ 22 longueurs de radiation) pour une petite base de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ et une grande base mesurant $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Tous les cristaux d'une couronne donnée sont identiques; par contre, la nécessité de faire pointer chaque cristal vers la zone d'interaction, entraîne la réalisation de 24 types de cristaux différents, les cristaux les plus proches des bouchons étant les plus dissymétriques.
- La structure porteuse doit être réalisée de telle sorte que les cristaux ne subissent aucune contrainte mécanique. Chaque cristal doit donc être isolé de ses voisins par une paroi dont l'épaisseur doit être aussi faible que possible afin de ne pas dégrader la résolution en énergie et la résolution spatiale. Ces deux contraintes conduisent à la réalisation d'une structure mécanique alvéolaire en fibre de carbone de 0.1 mm d'épaisseur.

La figure ci-dessous montre une vue de face du calorimètre électromagnétique muni d'une version possible des bouchons.

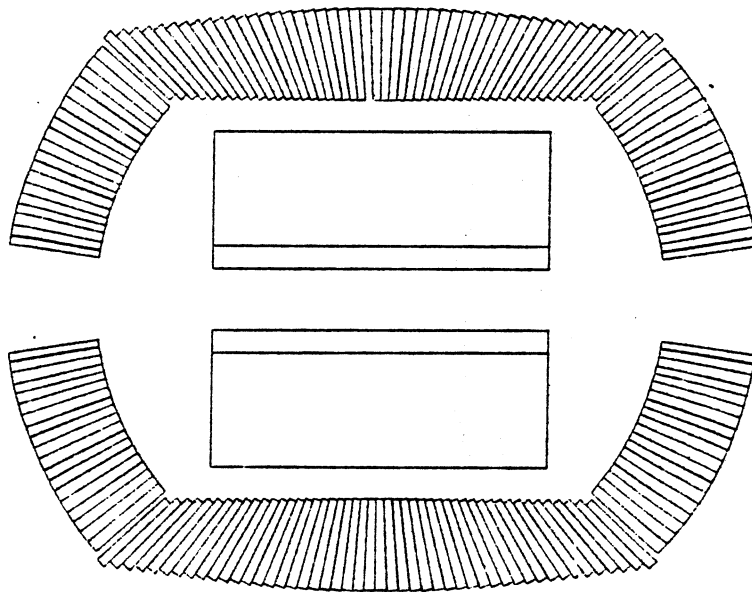


Fig 2-1

La figure suivante représente une coupe longitudinale du tonneau, sur laquelle on remarquera la disposition des 160 cristaux constituant une couronne.

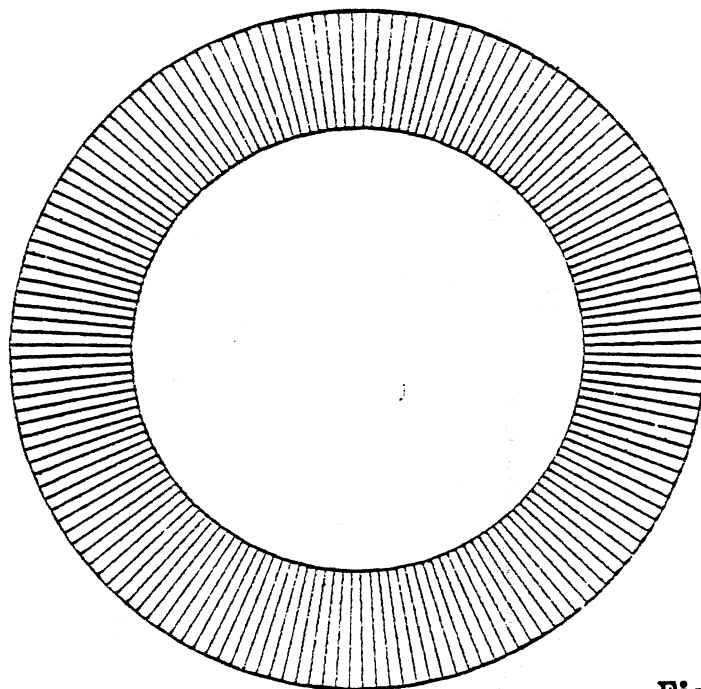


Fig 2-2

Remarque:

Pour un cristal parallélépipédique, la quantité de lumière collectée est indépendante de la position du centre scintillant qui lui a donnée naissance. Par contre, la forme pyramidale des cristaux du calorimètre électromagnétique focalise la lumière issue des centres scintillants situés loin de la face d'extraction. Cet effet de non-uniformité, qui dégrade la résolution en énergie du B.G.O., a été supprimé en dépolissant deux faces opposées du cristal.

CHAPITRE III

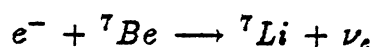
LA REACTION DE COMPTAGE

DES NEUTRINOS

1-INTRODUCTION :

La nécessité d'introduire le neutrino, ou plus exactement l'anti-neutrino électronique, a été pressentie dès 1931 par *Pauli*, pour expliquer le spectre en énergie des électrons issus de la désintégration β du "Radium E" (^{210}Bi). L'existence de cette particule indétectable ne fut pas admise immédiatement par la communauté scientifique, certains physiciens (*N. Bohr* par exemple) préféraient plutôt renoncer à la loi de conservation de l'énergie.

Il fallut attendre 1942 pour que la réalité physique du neutrino soit confirmée de manière irréfutable par *Allen*, qui mesura l'impulsion de recul du noyau ^7Li produit dans la réaction de capture électronique suivante:



En 1947, la découverte par *Powell* du processus $\pi \longrightarrow \mu + \nu$ posait le problème de savoir si le neutrino associé au muon était identique ou non, au neutrino associé à l'électron.

La réponse fut fournie en 1962 par une expérience montrant que la réaction $\bar{\nu}_\mu + p \longrightarrow \mu^+ + n$ était possible, alors que l'on n'observait jamais $\bar{\nu}_\mu + p \longrightarrow e^+ + n$. Il fallait donc distinguer les neutrinos muoniques des neutrinos électroniques, et introduire la notion de charge leptonique.

Enfin, en 1977, la découverte du *tau* à SPEAR porte à trois le nombre de familles de leptons. Ici aussi, on doit admettre l'existence d'un nouveau neutrino: ν_τ différent de ν_μ et de ν_e .

Les trois espèces de neutrinos possèdent un spin $1/2$, une charge électrique égale à zéro, et une masse très faible sinon nulle; de plus, n'étant sensibles qu'aux interactions faibles, ils sont identifiés par une absence d'énergie dans les détecteurs conventionnels installés sur collisionneurs.

Après la découverte des neutrinos associés à l'électron, au muon et au tau, la question se pose de savoir s'il existe ou non d'autres familles de neutrinos. On remarquera en particulier, que si l'on admet la conservation du nombre leptonique, la mise en évidence d'un nouveau neutrino serait liée à l'existence d'un lepton lourd inconnu à ce jour.

Le modèle standard n'impose aucune contrainte en ce qui concerne le nombre de générations de fermions. Par contre, les théories cosmologiques, en se basant sur des mesures de concentration de l' ^4He dans l'univers, ne prévoient pas plus de trois ou quatre familles de neutrinos légers ($M_\nu < 100 \text{ KeV}$).

Du point de vue expérimental, on notera essentiellement les résultats obtenus récemment par les expériences UA1 et UA2:

- UA1 [3-1] par la mesure de la section efficace de production $\sigma(W^\pm \rightarrow e^\pm \nu)$ rapportée à la section efficace $\sigma(Z^0 \rightarrow e^+e^-)$ indique que, si la masse du quark top est de l'ordre de 40 GeV, alors le nombre de générations de neutrinos légers est inférieur à dix (avec un niveau de confiance de 90%).
- Par une méthode similaire et pour la même hypothèse concernant la masse du quark top, l'expérience UA2 [3-2] prévoit que le nombre de familles de neutrinos est inférieur à 5.6 ± 1.7 (avec un niveau de confiance de 90%).

Dans la suite de ce chapitre, j'exposerai deux méthodes applicables dans le cadre des expériences LEP, et qui devraient permettre de préciser les limites ci-dessus.

Je développerai plus particulièrement la technique basée sur la mesure de la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \gamma \nu \bar{\nu}$ où les paires $(\nu \bar{\nu})$ sont produites équiprobablement, quelle que soit la génération dont elles sont issues, si l'on suppose que la masse des neutrinos est négligeable devant celle du Z^0 .

2- LA LARGEUR DU Z^0 :

La largeur totale du Z^0 peut être exprimée en fonction du nombre de fermions fondamentaux par la formule suivante [3-3]:

$$\Gamma_Z = \frac{G_F M_Z^3}{24\pi\sqrt{2}} \left\{ 2N_\nu + [1 + (1 - 4\sin^2\theta_W)^2] N_l + 3 \left[1 + \left(1 - \frac{8}{3}\sin^2\theta_W\right)^2 \right] N_{2/3} + 3 \left[1 + \left(1 - \frac{4}{3}\sin^2\theta_W\right)^2 \right] N_{-1/3} \right\}$$

où G_F est la constante de couplage de Fermi, M_Z la masse du Z^0 ($M_Z = 93$ GeV), θ_W l'angle de Weinberg ($\sin^2\theta_W = 0.21$), et où N_ν , N_l , $N_{2/3}$ et $N_{-1/3}$ sont respectivement les nombres de neutrinos, de leptons chargés, de quarks de charge $2/3$ et de quarks de charge $-1/3$ qui participent effectivement aux modes de désintégration du Z^0 .

Cette formule, qui ne tient pas compte des corrections radiatives et des effets d'espace de phase, permet de déduire:

$$\Gamma_Z = 2.95 \text{ GeV pour } N_\nu = N_l = N_{2/3} = N_{-1/3} = 3$$

Si l'on fait varier le nombre de générations, la largeur du Z^0 augmente de la manière suivante:

- 176 MeV pour un neutrino supplémentaire.
- 90 MeV pour un lepton chargé supplémentaire.
- 315 MeV pour un quark $2/3$ supplémentaire.
- 401 MeV pour un quark $-1/3$ supplémentaire.

La mesure de la largeur du Z^0 est limitée par les paramètres suivants:

- La dispersion en énergie du faisceau ($\simeq 45$ MeV pour $\sqrt{s} = 93$ GeV).
- La détermination de la luminosité de la machine.
- Le calcul des corrections radiatives.

D'après les résultats exposés dans la référence [3-4], il apparaît que la largeur du Z^0 pourrait être déterminée avec une précision de l'ordre de ± 50 MeV.

Par comparaison avec la largeur théorique, il semble qu'il soit alors possible de mettre en évidence, une ou plusieurs nouvelles générations de neutrinos, si elles existent.

3- LA REACTION DE COMPTAGE DES NEUTRINOS :

Une méthode différente et complémentaire de celle exposée ci-avant, consiste à mesurer la section efficace d'une réaction produisant une particule qui se désintègre en une paire de neutrinos. En effet, si la masse des neutrinos est voisine de zéro, la section efficace d'un tel processus doit être directement reliée au nombre de familles de neutrinos légers existant dans la nature.

La réaction la plus simple: $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ étant évidemment inaccessible à un détecteur de type conventionnel, il est nécessaire de considérer l'ordre supérieur de la théorie électro-faible, qui prend en compte la possibilité d'émission d'un photon par l'électron ou le positron initial.

$$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$$

La mise en évidence de ce type d'interaction, reposera alors sur la détection d'un photon unique dans le calorimètre électromagnétique.

a- Expression de la section efficace différentielle:

Le calcul de la section efficace différentielle associée au processus ci-dessus, a été réalisé pour la première fois par *L. Ma* et *J. Okada* en 1978 [3-5], puis a été repris et modifié par *K.J.F. Gaemers et al* en 1979 [3-6]. La suite de cet exposé sera basée sur cette dernière référence.

Les diagrammes de Feynman qui contribuent à la réaction de comptage des neutrinos, sont les suivants:

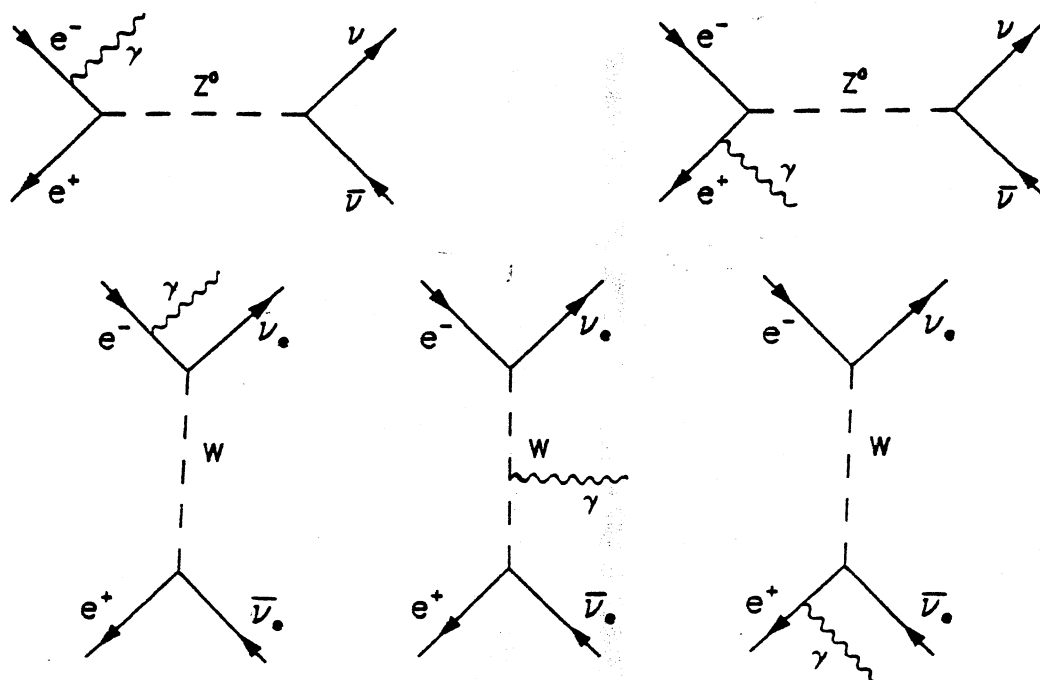


Fig 3-1

On remarquera que les trois diagrammes de la voie transverse, qui mettent en jeu un W^\pm , n'engendrent que des neutrinos électroniques. Il est tout de même nécessaire de les considérer ici, puisqu'ils participent au processus étudié.

La section efficace différentielle s'écrit alors:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{G_F^2 \alpha s}{6\pi^2} \frac{(1-x)}{x(1-y^2)} [F(x) + 2] \left[\left(1 - \frac{x}{2}\right)^2 + \frac{x^2}{4} y^2 \right]$$

$$F(x) = \frac{N_\nu (g_V^2 + g_A^2) + 2(g_V + g_A) [1 - s(1-x)/M_Z^2]}{[1 - s(1-x)/M_Z^2]^2 + \Gamma_Z^2/M_Z^2}$$

où: $x = \frac{E_\gamma}{E_e}$ est l'énergie du photon rapportée à l'énergie du faisceau.

$y = \cos \theta_\gamma$ est le cosinus de l'angle d'émission du photon par rapport à l'axe du faisceau.

G_F est la constante de couplage de Fermi.

$\alpha = \frac{1}{137}$ est la constante de structure fine.

s est le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse.

N_ν est le nombre de familles de neutrinos.

M_Z est la masse du Z^0 .

Γ_Z est la largeur du Z^0 pour le nombre de familles de neutrinos considérés.

L'examen de l'expression de la section efficace fait ressortir que celle-ci présente des divergences lorsque le photon possède une énergie nulle (divergence infrarouge), ou bien lorsqu'il est émis parallèlement à l'axe du faisceau (présence de diagrammes dans la voie transverse). Si on applique la formule de la section efficace au cas d'une expérience comme L3, les divergences n'apparaissent pas, puisque l'appareillage couvre un angle solide incomplet, et que les photons ne sont détectés que s'ils possèdent une énergie supérieure à un certain seuil. On peut toutefois prévoir un accroissement du nombre de photons dans les régions proches de l'axe du faisceau, ainsi que dans le domaine des basses énergies.

Par ailleurs, l'application du calcul réalisé par Yu A. Gnedov et F. F. Tikhonin [3-7], qui tient compte des termes proportionnels à la masse de l'électron, révèle que l'influence de ceux-ci est parfaitement négligeable si l'on considère les contraintes expérimentales. L'approximation $M(e^\pm) = 0$, utilisée dans la formule précédente est donc parfaitement justifiée.

b- Intégration de la section efficace différentielle:

La dérivée seconde de la section efficace par rapport aux variables x et y n'est pas exploitable directement, à moins d'utiliser une méthode de Monte-Carlo. Un calcul analytique a donc été tenté, dans le but d'étudier aussi précisément que possible la distribution angulaire et le spectre en énergie du photon radiatif.

Spectre en énergie:

Celui-ci est aisément obtenu en intégrant la section efficace différentielle par rapport à la variable y (voir le détail du calcul en Annexe I). on obtient:

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{G_F^2 \alpha s}{6\pi^2} \frac{1-x}{x} [F(x) + 2] \left\{ \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{x}{2}\right)^2 + \frac{x^2}{8} \right] \ln \left[\frac{(1 + \cos\beta)^2}{(1 - \cos\beta)^2} \right] - \frac{x^2}{2} \cos\beta \right\}$$

où β est le demi-angle d'ouverture du cône d'inefficacité du calorimètre électromagnétique.

La figure ci-après, représente le spectre en énergie des photons, obtenu pour $\sqrt{s} = M_Z$ et pour les valeurs suivantes de l'angle β :

- $\beta = 45^\circ$ (couverture angulaire: 71% de l'angle solide total) correspond à l'acceptance du tonneau du calorimètre électromagnétique.
- $\beta = 12^\circ$ (couverture angulaire: 98% de l'angle solide total) correspond à l'acceptance du calorimètre muni d'une version standard des bouchons.
- $\beta = 5^\circ$ (couverture angulaire: 99.5% de l'angle solide total).

Cette dernière valeur a été retenue de manière à apprécier le gain apporté par un calorimètre plus fermé ($\simeq 4\pi$).

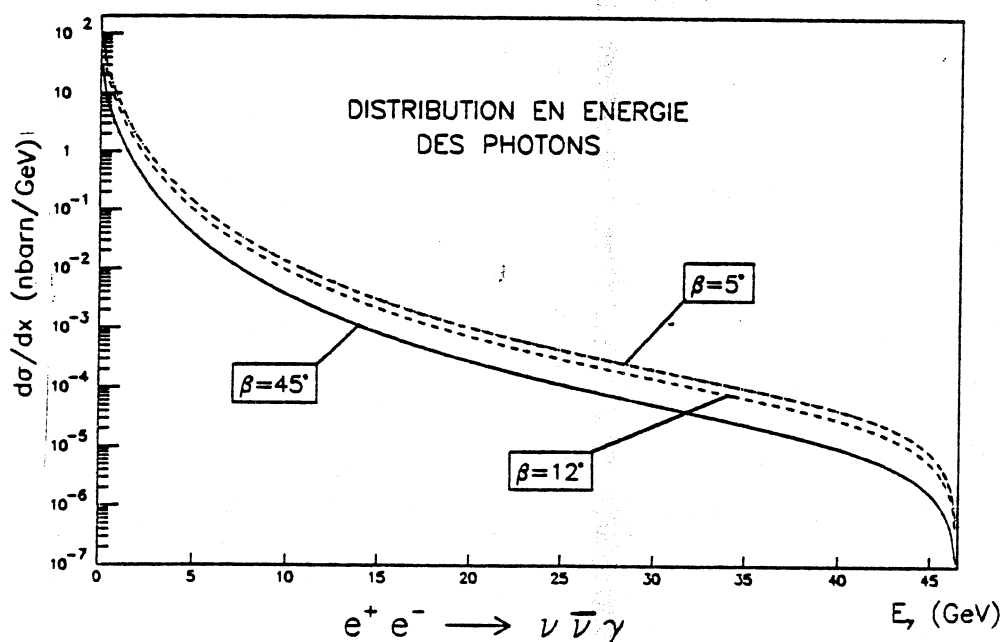


Fig 3-2

Distribution angulaire:

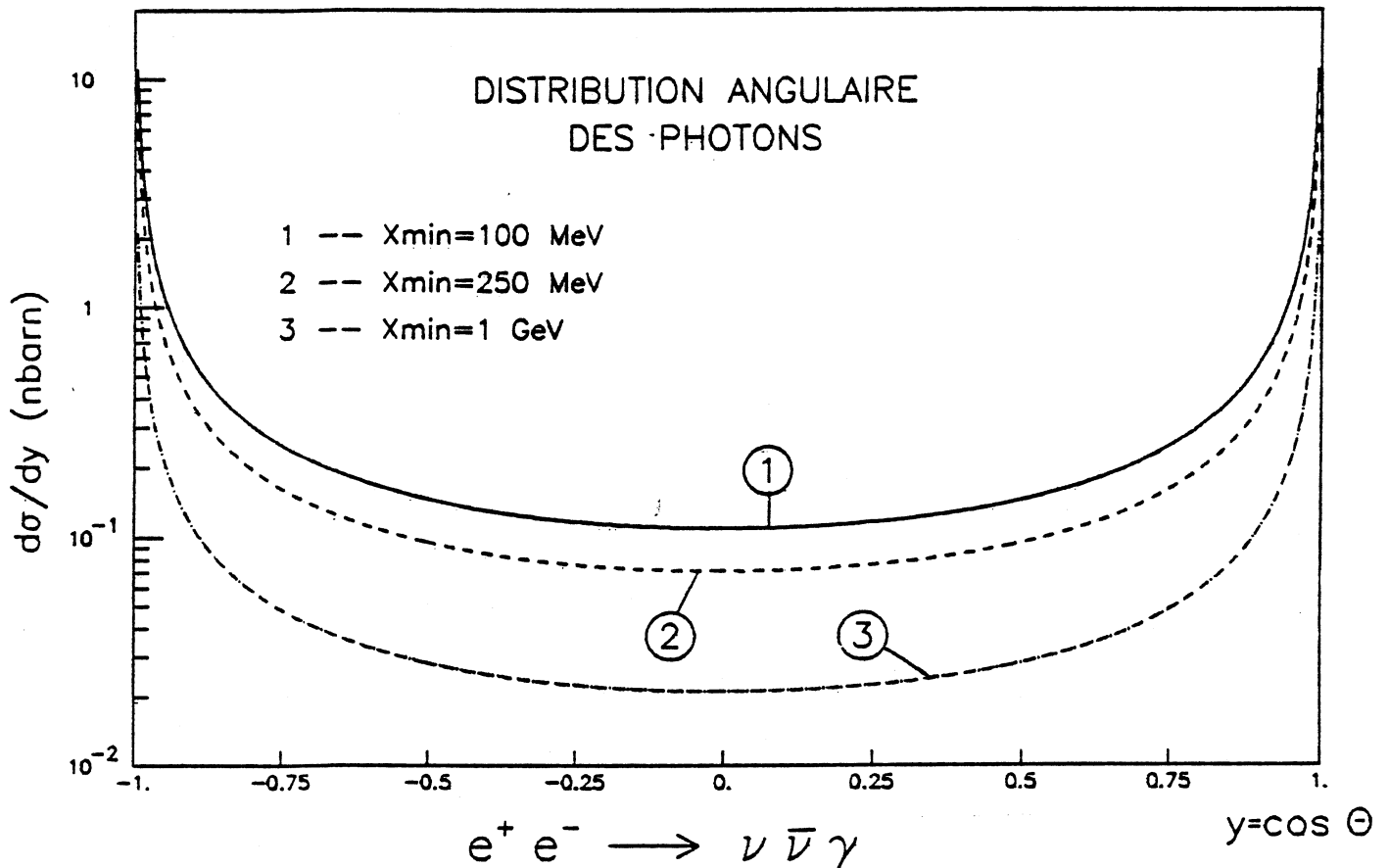
L'expression de la distribution angulaire est moins immédiate à obtenir (voir calcul en Annexe II), mais celle-ci peut finalement s'exprimer comme la somme de douze intégrales résolubles analytiquement:

$$\frac{d\sigma}{dy} = c^{te} \sum_{i=1}^{12} I_i(y)$$

Cette fois, le paramètre qui intervient, est le seuil énergétique x_{min} , en deçà duquel le système de déclenchement de l'expérience, n'est plus capable de rejeter les événements bruit de fond.

La figure ci-après représente la distribution angulaire des photons pour une énergie disponible égale à la masse du Z^0 , et pour les trois valeurs suivantes du seuil énergétique:

- $x_{min} = 100 \text{ MeV}$.
- $x_{min} = 250 \text{ MeV}$.
- $x_{min} = 1 \text{ GeV}$.



Comme indiqué au paragraphe -a de cette section, on notera sur les deux figures précédentes, un accroissement de la section efficace lorsque les photons sont émis dans les régions proches de l'axe du faisceau, ou bien quand ceux-ci possèdent une faible énergie.

Distribution en impulsion transverse:

Nous verrons dans la suite de cet exposé, que l'impulsion transverse des photons radiatifs joue un rôle important dans la réjection du bruit de fond. J'ai donc tenté d'obtenir une expression analytique de la distribution correspondante $\frac{d\sigma}{dP_t}$; mais de par leur complexité, la plupart des intégrales qui interviennent dans le calcul, n'ont pu être résolues que par des méthodes numériques (voir Annexe III).

La figure ci-dessous illustre le comportement de la distribution en impulsion transverse, dans le cas où l'énergie disponible est égale à la masse du Z^0 , avec $x_{min} = 100 \text{ MeV}$ et $\beta = 12^\circ$.

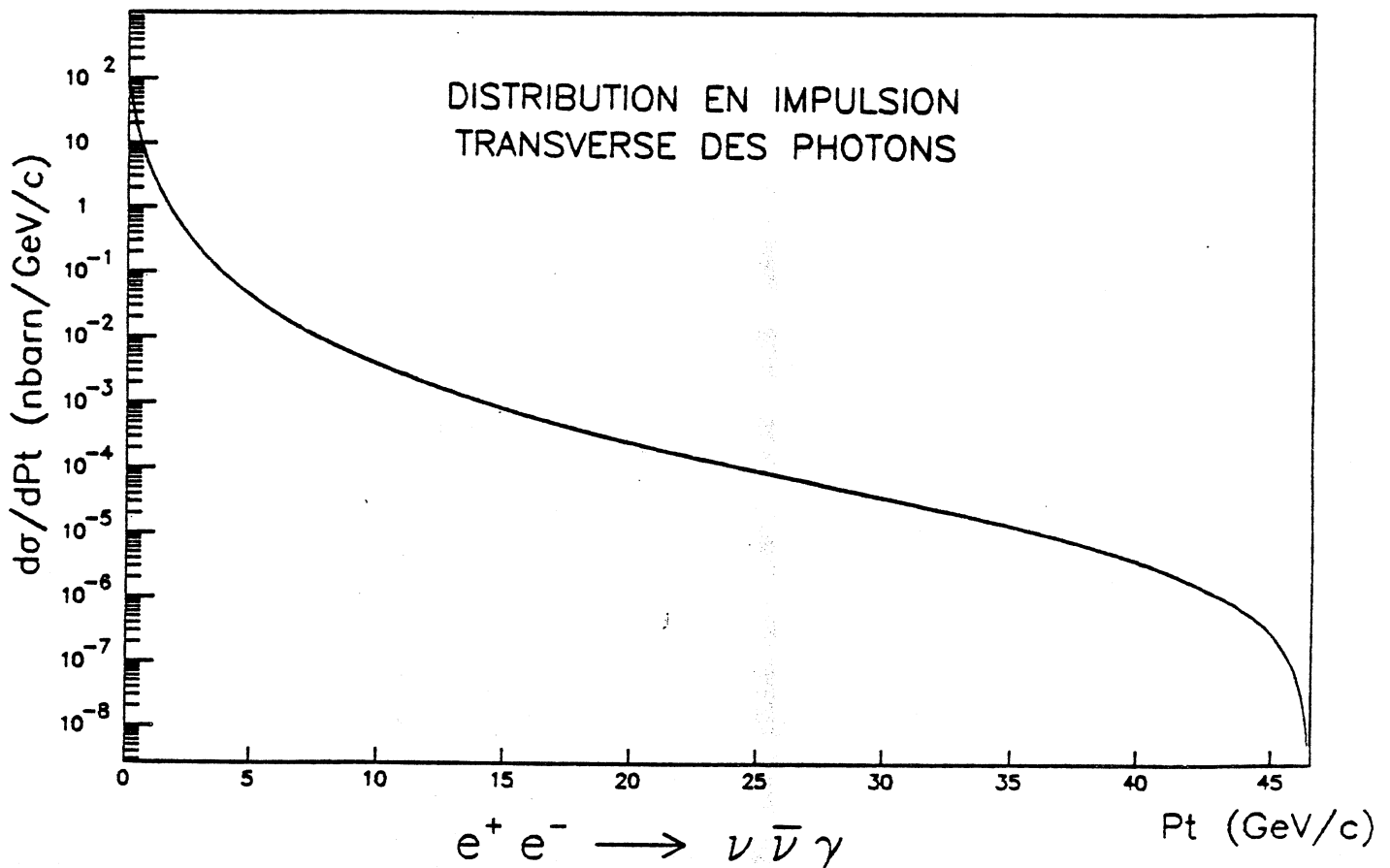


Fig 3-4

Section efficace totale:

La section efficace totale associée à la réaction de comptage de neutrinos, a été calculée en intégrant numériquement la distribution en énergie du photon par deux méthodes indépendantes. Bien qu'une solution analytique puisse certainement être trouvée, le calcul numérique se révèle moins lourd à utiliser, et les résultats obtenus semblent très fiables.

La figure ci-dessous, donnée à titre d'exemple, montre la variation de la section efficace totale en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour $x_{min} = 100 \text{ MeV}$ et $\beta = 12^\circ$. On notera la présence d'un pic dissymétrique, lorsque l'énergie est voisine de la masse du Z^0 .

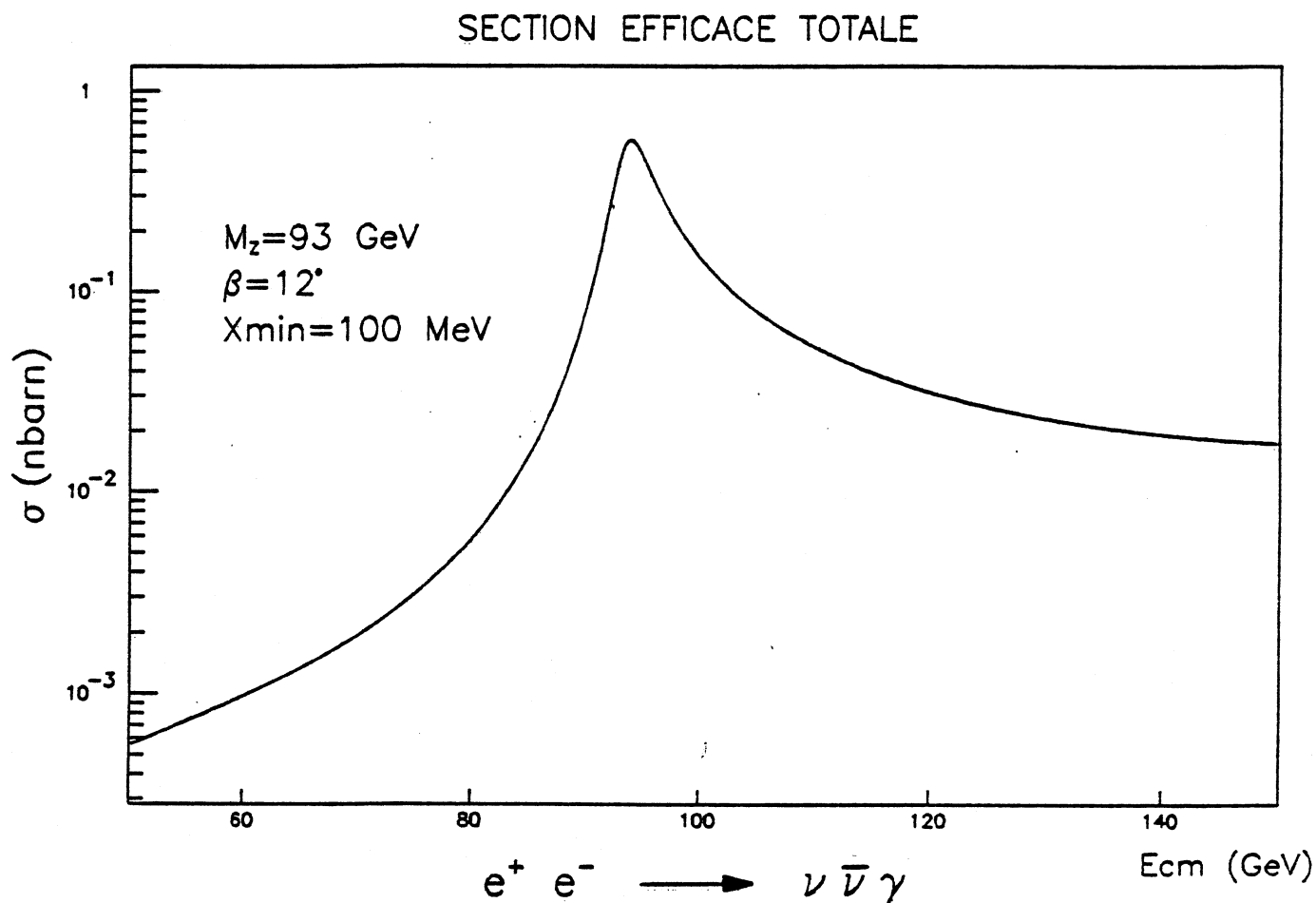


Fig 3-5

c- Influence du W^\pm et des interférences Z^0-W :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G_F^2 \alpha s}{6\pi^2} \frac{(1-x)}{x(1-y^2)} [F(x) + 2] \left[\left(1 - \frac{x}{2}\right)^2 + \frac{x^2}{4} y^2 \right]$$

$$F(x) = \frac{N_\nu (g_V^2 + g_A^2) + 2(g_V + g_A) [1 - s(1-x)/M_Z^2]}{[1 - s(1-x)/M_Z^2]^2 + \Gamma_Z^2/M_Z^2}$$

Dans l'expression de la section efficace différentielle, on distingue trois termes qui correspondent aux contributions du Z^0 , du W^\pm et des interférences Z^0-W . [3-8]

- Le 2 dans $[F(x) + 2]$ est relié aux diagrammes de la voie transverse (contribution du W^\pm).
- Le terme proportionnel à $2(g_V + g_A)$ caractérise les interférences Z^0-W .
- Le terme proportionnel au nombre de familles de neutrinos provient des diagrammes de la voie directe où un Z^0 est échangé.

La figure ci-dessous met en évidence la contribution à la section efficace totale du terme d'interférence Z^0-W et du W^\pm .

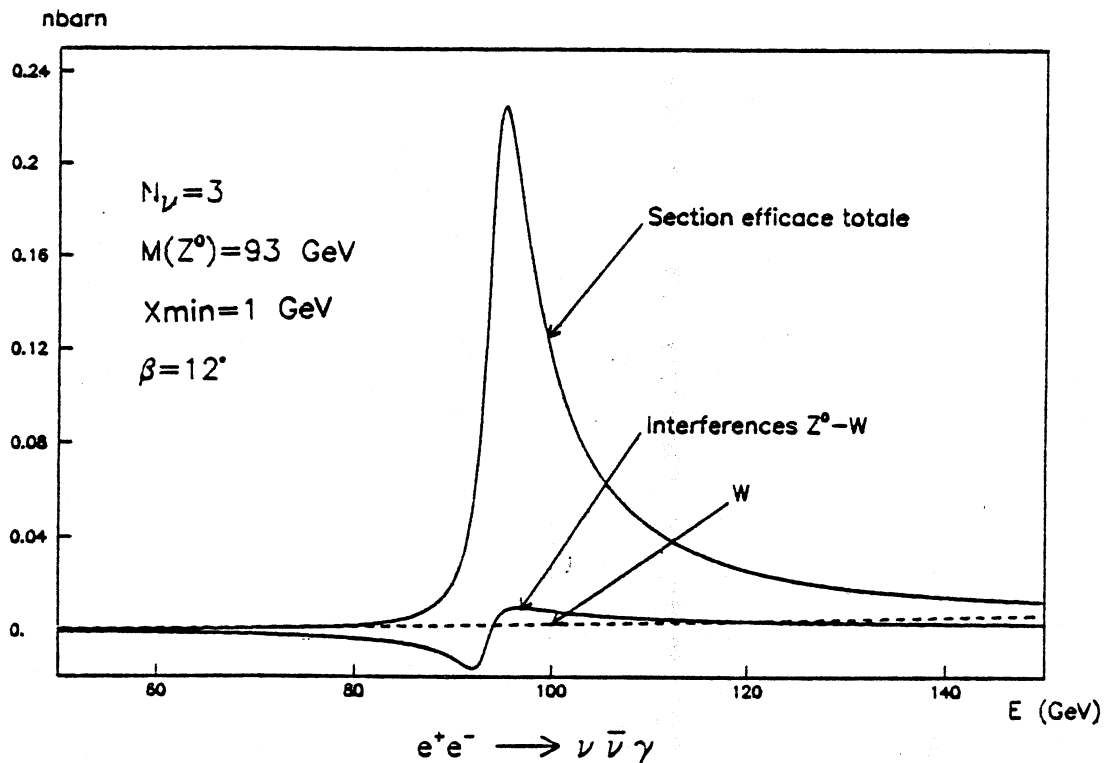


Fig 3-6

L'examen des courbes précédentes permet de conclure que le terme correspondant à l'échange d'un Z^0 est largement prépondérant.

d- Variation de la section efficace totale en fonction du nombre de générations de neutrinos:

L'expression de la section efficace contient deux termes qui dépendent du nombre de générations de neutrinos (N_ν).

- Le terme $N_\nu (g_V^2 + g_A^2)$ entraîne l'accroissement de la section efficace lorsque N_ν augmente.
- Par contre la largeur Γ_Z du Z^0 intervenant au dénominateur, a tendance à faire décroître la section efficace totale lorsque N_ν devient grand.

La figure ci-dessous représente la variation de la section efficace totale en fonction du nombre de familles de neutrinos ($1 \leq N_\nu \leq 20$), pour une énergie disponible égale à la masse du Z^0 .

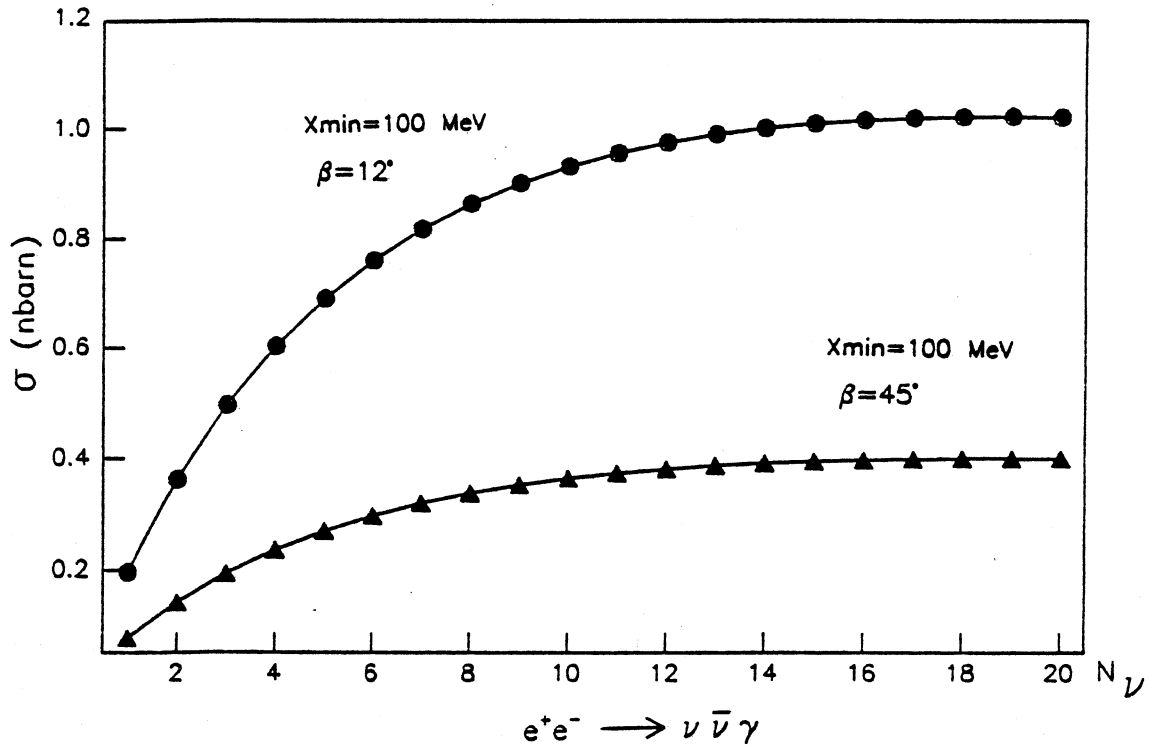


Fig 3-7

Dans le cas où $x_{min} = 100$ MeV et $\beta = 12^\circ$, on remarquera que lorsque N_ν passe de la valeur 3 à la valeur 4, la section efficace varie de plus de 100 pbarn. Par contre cette variation n'est plus que de 36 pbarn lors du passage de 9 à 10 générations. Si N_ν continue d'augmenter, la courbe passe par un maximum ($N_\nu \simeq 20$), puis décroît lentement sous l'influence de la largeur du Z^0 .

On constatera également, que lorsque le nombre de générations de neutrinos augmente d'une unité, la variation de la section efficace est d'autant plus grande, que la couverture angulaire du calorimètre électromagnétique est complète.

4- METHODE EXPERIMENTALE DE COMPTAGE DES NEUTRINOS SI L'ENERGIE DISPONIBLE EST EGALE A LA MASSE DU Z^0 :

La première méthode de comptage des neutrinos qui est exposée ici, consiste à étudier le processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ lorsque l'énergie dans le centre de masse est égale à la masse du Z^0 . Dans ce cas, la section efficace est importante, mais les photons mis en jeu possèdent une faible énergie.

Une étude a donc été entreprise de manière à connaître le comportement de la section efficace totale en fonction des paramètres suivants:

- **Le nombre de générations de neutrinos:**

Les résultats de l'expérience UA1 fournissant la limite: $N_\nu \leq 10$ [3-1], l'étude de la section efficace a été restreinte aux cas: $3 \leq N_\nu \leq 10$.

- **La couverture angulaire du détecteur:**

Trois valeurs du demi-angle d'ouverture du cône d'inefficacité du calorimètre électromagnétique ont été retenues: $\beta = 5^\circ$, $\beta = 12^\circ$ et $\beta = 45^\circ$; (les deux dernières valeurs correspondent à l'acceptance angulaire du calorimètre muni ou non des bouchons).

- **Le seuil de détection des photons:**

Ce seuil correspond à la valeur minimale de l'énergie des photons, en dessous de laquelle il y a saturation du système de déclenchement. Six cas ont été étudiés pour x_{min} variant entre 50 MeV et 1 GeV.

Les tableaux suivants indiquent les résultats obtenus pour toutes les combinaisons de ces paramètres.

Dans chaque case, la première valeur est égale à la section efficace totale exprimée en picobarn, et le nombre d'événements attendus par millier d'heures de prise de données est indiqué entre parenthèses. On a supposé ici, une luminosité de $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ sur le pic du Z^0 [3-9].

SIGNAL $N_\nu = 3$ $\Gamma_Z = 2.95$ GeV

$\beta \backslash x_{min}$	50 MeV	100 MeV	250 MeV	500 MeV	750 MeV	1 GeV
45°	247.4 (13358)	194.8 (10518)	126.4 (6826)	77.9 (4205)	52.7 (2845)	37.4 (2019)
12°	632.3 (34146)	497.9 (26887)	323.3 (17457)	199.1 (10749)	134.7 (7274)	95.6 (5163)
5°	878.9 (47463)	692.1 (37373)	449.4 (24265)	276.7 (14942)	187.2 (10111)	132.9 (7177)

SIGNAL $N_\nu = 4$ $\Gamma_Z = 3.12$ GeV

$\beta \backslash x_{min}$	50 MeV	100 MeV	250 MeV	500 MeV	750 MeV	1 GeV
45°	299.5 (16171)	237.0 (12798)	155.7 (8402)	97.5 (5264)	67.0 (3616)	48.1 (2600)
12°	765.5 (41336)	605.8 (32714)	398.0 (21492)	249.2 (13457)	171.2 (9244)	123.1 (6648)
5°	1064.0 (57457)	842.1 (45472)	553.2 (29874)	346.4 (18706)	238.0 (12850)	177.1 (9566)

SIGNAL $N_\nu = 5$ $\Gamma_Z = 3.30$ GeV

$\beta \backslash x_{min}$	50 MeV	100 MeV	250 MeV	500 MeV	750 MeV	1 GeV
45°	341.1 (18422)	271.1 (14642)	180.0 (9715)	114.3 (6170)	79.5 (4292)	57.8 (3121)
12°	872.1 (47091)	693.1 (37429)	459.9 (24836)	292.1 (15774)	203.2 (10974)	147.8 (7982)
5°	1212.1 (65456)	963.4 (52026)	639.3 (34522)	406.0 (21927)	282.5 (15255)	205.5 (11096)

SIGNAL $N_\nu = 6 \quad \Gamma_Z = 3.47 \text{ GeV}$

$\beta \backslash x_{min}$	50 MeV	100 MeV	250 MeV	500 MeV	750 MeV	1 GeV
45°	374.6 (20227)	298.8 (16138)	200.0 (10802)	128.6 (6946)	90.5 (4886)	66.5 (3589)
12°	957.5 (51705)	763.9 (41252)	511.4 (27614)	328.9 (17758)	231.4 (12494)	170.0 (9178)
5°	1330.9 (71869)	1061.9 (57341)	710.8 (38384)	457.1 (24685)	321.6 (17368)	236.3 (12759)

SIGNAL $N_\nu = 7 \quad \Gamma_Z = 3.65 \text{ GeV}$

$\beta \backslash x_{min}$	50 MeV	100 MeV	250 MeV	500 MeV	750 MeV	1 GeV
45°	401.4 (21675)	321.3 (17352)	216.8 (11706)	140.9 (7611)	100.2 (5409)	74.2 (4009)
12°	1026.0 (55406)	821.4 (44356)	554.2 (29925)	360.4 (19459)	256.1 (13829)	189.8 (10251)
5°	1426.2 (77014)	1141.8 (61655)	770.3 (41597)	500.9 (27049)	356.0 (19224)	263.9 (14250)

SIGNAL $N_\nu = 8 \quad \Gamma_Z = 3.83 \text{ GeV}$

$\beta \backslash x_{min}$	50 MeV	100 MeV	250 MeV	500 MeV	750 MeV	1 GeV
45°	422.8 (22834)	339.6 (18336)	230.7 (12458)	151.5 (8182)	108.7 (5867)	81.2 (4384)
12°	1080.9 (58369)	868.0 (46873)	589.8 (31848)	387.4 (20918)	277.8 (15002)	207.6 (11212)
5°	1502.5 (81133)	1206.6 (65154)	819.8 (44270)	538.5 (29078)	386.2 (20854)	288.6 (15587)

SIGNAL $N_\nu = 9 \quad \Gamma_Z = 4.00 \text{ GeV}$

$\beta \backslash x_{min}$	50 MeV	100 MeV	250 MeV	500 MeV	750 MeV	1 GeV
45°	440.0 (23758)	354.3 (19133)	242.3 (13083)	160.6 (8671)	116.1 (6270)	87.4 (4721)
12°	1124.7 (60732)	905.7 (48910)	619.4 (33448)	410.6 (22170)	296.9 (16032)	223.6 (12073)
5°	1563.3 (84418)	1259.0 (67985)	861.0 (46493)	570.7 (30818)	412.7 (22286)	310.8 (16783)

SIGNAL $N_\nu = 10 \quad \Gamma_Z = 4.18 \text{ GeV}$

$\beta \backslash x_{min}$	50 MeV	100 MeV	250 MeV	500 MeV	750 MeV	1 GeV
45°	453.5 (24491)	366.2 (19774)	251.9 (13603)	168.4 (9091)	122.7 (6624)	93.0 (5022)
12°	1159.4 (62605)	936.1 (50551)	644.0 (34775)	430.4 (23243)	313.6 (16937)	237.8 (12843)
5°	1611.5 (87022)	1301.2 (70726)	895.2 (48339)	598.3 (32310)	436.0 (23544)	330.6 (17854)

Conclusion:

L'analyse de ces résultats fait ressortir deux points importants:

- La couverture angulaire du détecteur, ainsi que la valeur du seuil de détection des photons jouent un rôle important. En effet, on observera que le rapport des sections efficaces est voisin de 2.6 (indépendamment des autres paramètres), entre les configurations $\beta = 12^\circ$ et $\beta = 45^\circ$. De même, ce rapport varie de 4.9 à 6.6 (suivant le nombre de générations de neutrinos) si le seuil x_{min} passe de 1 GeV à 50 MeV.
- D'une manière générale, les sections efficaces sont importantes: $\sigma = 96$ pbarn pour $N_\nu = 3$, $\beta = 12^\circ$, $x_{min} = 1 \text{ GeV}$, et $\sigma = 238$ pbarn pour $N_\nu = 10$, $\beta = 12^\circ$, $x_{min} = 1 \text{ GeV}$.

5- ETUDE DU BRUIT DE FOND ASSOCIE A LA REACTION DE COMPTAGE DES NEUTRINOS :

Le bruit de fond associé au processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ est constitué par toutes les réactions qui peuvent engendrer l'émission d'un photon unique dans l'angle solide couvert par le calorimètre électromagnétique, les autres particules restant indétectables.

Trois sources principales de bruit de fond ont été étudiées:

$$\begin{cases} e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma \\ e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma \\ e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma \end{cases}$$

Dans tous les cas, le but est de déterminer les sections efficaces associées à ces processus, en appliquant les mêmes coupures topologiques que pour le signal. Nous verrons dans la suite, que ceci n'a été possible que pour les deux premières réactions.

a- Production de paires de muons associées à un photon radiatif:

L'étude de la réaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ a été réalisée d'une façon très précise par *F. A. Berends, R. Kleiss et S. Jadach* [3-10]. Les principales caractéristiques de leur calcul sont les suivantes:

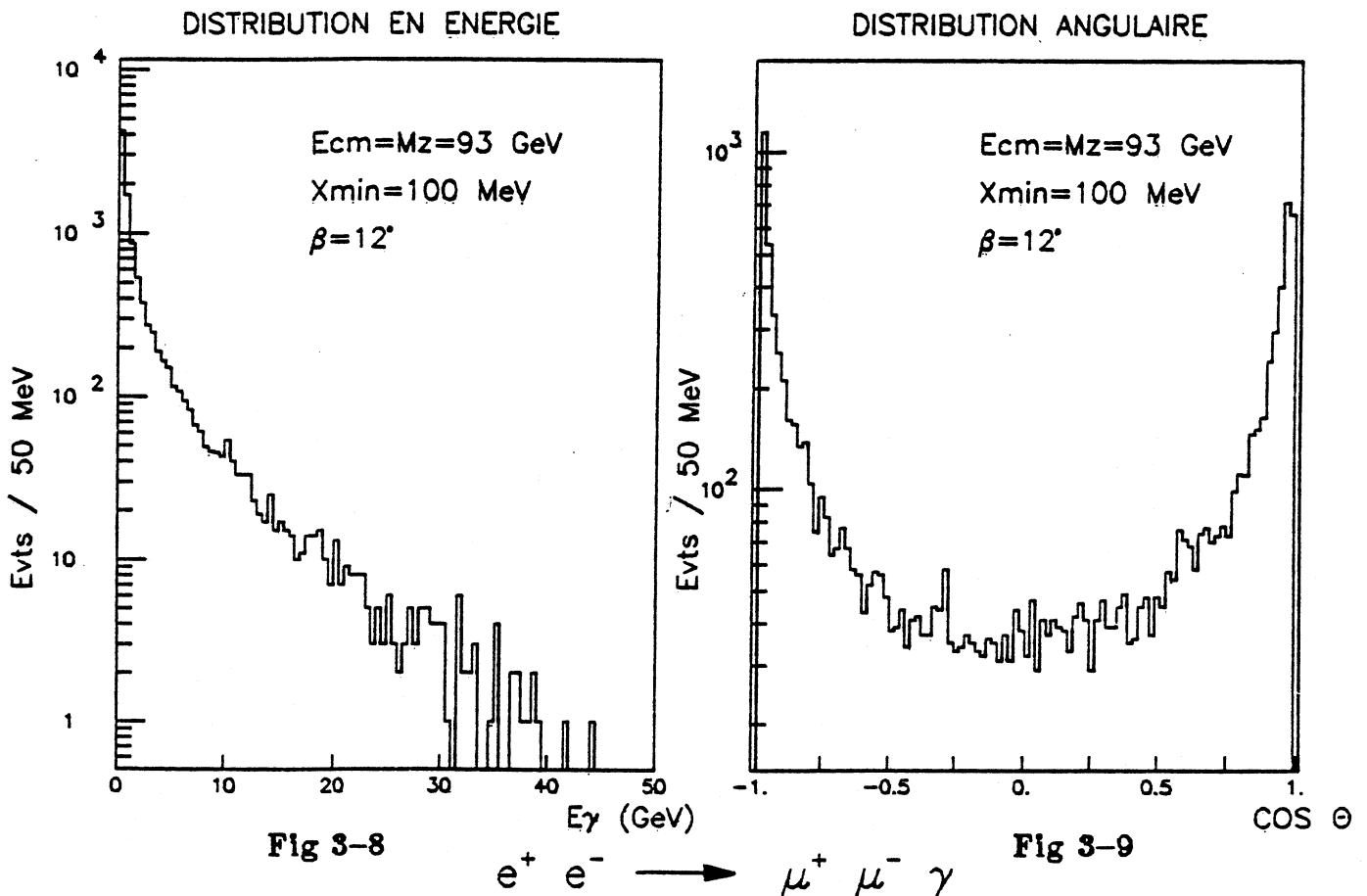
- Prise en compte de tous les diagrammes de Feynman intervenant dans le processus jusqu'à l'ordre α^3 avec possibilité d'échange d'un Z^0 .
- Introduction de la largeur du Z^0 .
- De manière à éviter la divergence infrarouge, caractéristique des processus radiatifs, la section efficace est séparée en deux parties: l'une caractérisant l'émission d'un photon dont l'énergie est trop faible pour être détectée par l'appareillage, et l'autre étant associée aux photons possédant une énergie suffisante pour engendrer un signal mesurable. Pour la simulation du bruit de fond associé à la réaction de comptage des neutrinos seul le deuxième cas intervient.

Les résultats sont présentés sous la forme d'un programme de Monte-Carlo [3-11], disponible dans la bibliothèque standard du C.E.R.N.

Remarque: Aucun diagramme dans la voie transverse n'étant associé au processus: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$, la section efficace ne diverge pas lorsque l'une des particules est émise dans une direction parallèle à l'axe du faisceau.

Un programme de simulation a été réalisé, de façon à exploiter les résultats fournis par le Monte-Carlo de *F. A. Berends* et *R. Kleiss*. Le but de celui-ci est de déterminer la valeur de la section efficace totale associée à la réaction: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ en imposant que le photon possède une énergie supérieure au seuil x_{min} et qu'il soit émis dans l'angle solide couvert par le calorimètre électromagnétique. Pour que l'événement soit considéré comme participant au bruit de fond, on vérifie de plus, que les deux muons sont émis en dehors de l'acceptance angulaire du calorimètre. En effet, sachant que les chambres à muons couvrent le même angle solide que le tonneau du calorimètre électromagnétique, et que le détecteur central est peu efficace vers l'avant, la seule façon de détecter un muon dont la direction définit un angle inférieur à 45° par rapport à l'axe du faisceau, consiste à identifier le dépôt d'énergie qu'il laisse dans le B.G.O. au minimum d'ionisation (9 MeV/cm).

Les deux figures suivantes, données à titre d'exemple, représentent la distribution en énergie et la distribution angulaire des photons lorsque $x_{min} = 100$ MeV et $\beta = 12^\circ$.



Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus, en appliquant les mêmes coupures topologiques que pour le signal.

Dans chaque case, on peut lire la valeur de la section efficace en picobarn, ainsi que, entre parenthèses, le nombre d'événements attendus par millier d'heures de prise de données.

β \ x_{min}	50 MeV	100 MeV	250 MeV	500 MeV	750 MeV	1 GeV
45°	54.7 (2953)	44.01 (2379)	34.5 (1862)	27.8 (1499)	23.2 (1252)	20.8 (1126)
12°	9.5 (495)	7.926 (428)	5.9 (316)	4.5 (241)	3.8 (204)	3.3 (176)
5°	2.1 (115)	1.7 (92)	1.2 (66)	0.9 (50)	0.7 (40)	0.6 (35)

On peut constater que la section efficace des événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ qui participent au bruit de fond, diminue lorsque l'acceptance angulaire du détecteur augmente. Ce comportement s'explique si l'on remarque que l'angle solide à l'intérieur duquel les muons peuvent être émis, est d'autant plus grand que la couverture angulaire du détecteur est faible.

b- Annihilation électron-positron en trois photons:

Le processus $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ est beaucoup plus simple que le précédent, puisque à l'ordre α^3 , seules les interactions électromagnétiques interviennent par l'intermédiaire des diagrammes de Feynman représentés ci-dessous:

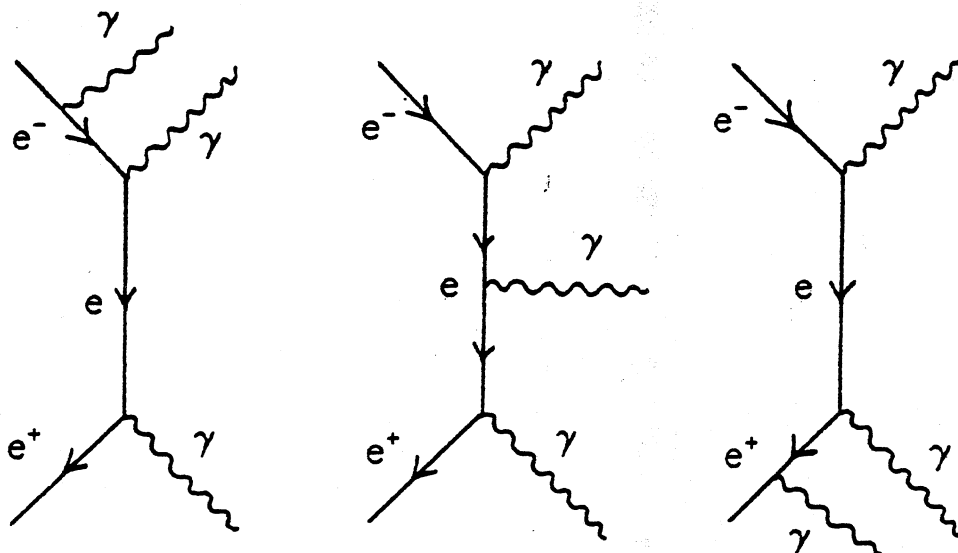


Fig 3-10

L'étude présentée ici repose sur l'utilisation d'un programme de Monte-carlo réalisé par *F. A. Berends* et *R. Kleiss* [3-12].

Pour qu'un événement $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ participe au bruit de fond associé à la réaction de comptage des neutrinos, il faut que l'un des photons: γ_1 soit émis à l'intérieur de l'angle solide couvert par le calorimètre électromagnétique, et que les deux autres photons γ_2 et γ_3 soient indétectables, c'est-à-dire:

- Si la couverture angulaire du calorimètre correspond à la valeur $\beta = 5^\circ$, les photons γ_2 et γ_3 doivent être émis dans un cône dont l'angle d'ouverture n'excède pas 5° .
- Si la couverture angulaire du calorimètre est plus faible ($\beta = 12^\circ$ ou bien $\beta = 45^\circ$), les bouchons du calorimètre hadronique peuvent être utilisés pour rejeter une partie du bruit de fond. En effet si γ_2 ou/et γ_3 possèdent suffisamment d'énergie (≥ 5 GeV), ils peuvent engendrer dans le calorimètre hadronique, un signal assez clair pour servir de condition de réjection des événements.

Dans ce cas, pour participer au bruit de fond, il est nécessaire que les photons γ_2 et γ_3 possèdent une énergie plus faible que 5 GeV et qu'ils soient émis dans une direction dont l'angle n'excède pas β° par rapport à l'axe du faisceau. Ou bien, s'ils possèdent une énergie plus grande que 5 GeV, leur direction ne doit pas intercepter l'angle solide couvert par le calorimètre hadronique ($\theta < 7^\circ$).

Les deux figures ci-dessous représentent la distribution en énergie et la distribution angulaire des photons qui simulent la réaction: $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ dans le cas où $x_{min} = 100$ MeV et $\beta = 5^\circ$.

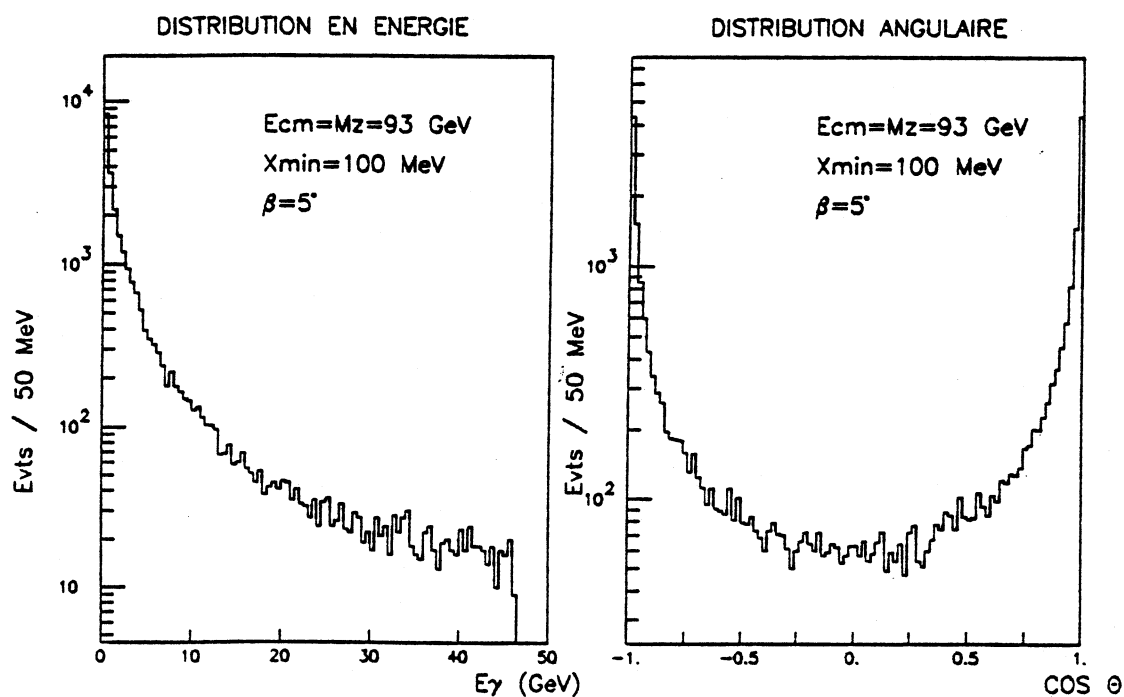


Fig 3-11 $e^+ e^- \rightarrow \gamma \gamma \gamma$ Fig 3-12

Le tableau ci-dessous, indique la section efficace des événements: $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ qui participent au bruit de fond. La valeur entre parenthèses correspond au nombre d'événements attendus par millier d'heures de prise de données.

β \ x_{min}	50 MeV	100 MeV	250 MeV	500 MeV	750 MeV	1 GeV
45°	19.0 (1025)	17.2 (928)	14.8 (799)	12.7 (687)	11.6 (629)	10.9 (589)
12°	37.3 (2015)	33.2 (1791)	27.5 (1484)	23.0 (1241)	20.5 (1106)	18.7 (1008)
5°	43.0 (2324)	37.8 (2041)	30.8 (1661)	25.0 (1351)	21.8 (1178)	19.5 (1055)

Contrairement à la réaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$, on constate que la section efficace associée au bruit de fond dû au processus $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$, augmente lorsque l'acceptance angulaire du détecteur s'accroît. Ce comportement s'explique certainement par la topologie particulière de ces événements où n'importe lequel des trois photons peut simuler le photon issu de la réaction de comptage des neutrinos.

c- Production de paires électrons-positrons associées à un photon radiatif:

La dernière source de bruit de fond étudiée ici, est constituée par la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ qui peut simuler le processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$, à condition que le photon soit détecté par le calorimètre électromagnétique et que la paire électron-positron soit indécélable par le restant de l'appareillage.

L'étude de cette réaction est rendue extrêmement difficile par l'apparition de diagrammes de Feynman dans la voie transverse qui compliquent le calcul de la section efficace et qui introduisent une divergence lorsque l'électron ou le positron sont émis dans des directions parallèles à l'axe du faisceau.

Un programme simulant le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ aux énergies de P.E.P et P.E.T.R.A. a été réalisé par *F. A. Berends* et *R. Kleiss* [3-13], mais il se révèle inutilisable pour estimer le bruit de fond à la réaction de comptage des neutrinos, puisque d'une part, il ne prend pas en compte les effets du Z^0 , et que d'autre part, la formule de la section efficace utilisée nécessite de poser des coupures sur l'angle d'émission de l'électron et du positron diffusé.

Cas de la réaction élastique:

Un calcul de la section efficace $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, incluant les effets du Z^0 a été réalisé par *M. Caffo*, *R. Gatto* et *E. Remiddi* [3-14], [3-15] en tenant compte de la possibilité d'émission d'un photon dans un cône d'acolinéarité de demi-angle d'ouverture δ , centré sur la direction de l'électron ou du positron diffusé. Si δ est suffisamment petit, le photon est alors indiscernable de l'électron ou du positron.

La contrainte $\delta \ll 1$ rad ruine tout espoir d'utiliser ce calcul pour estimer le bruit de fond à la réaction de comptage des neutrinos. Par contre, l'étude du comportement de la section efficace dans ce cas particulier, peut être riche d'enseignements en ce qui concerne l'influence du Z^0 sur la diffusion *Bhabha*. Cette réaction étant par ailleurs fondamentale pour déterminer la luminosité de la machine.

La formule analytique publiée dans la référence [3-14] a donc été introduite dans un programme qui permet de calculer la distribution angulaire de l'électron diffusé, en distinguant les termes purement Q.E.D. des termes électro-faibles. Par intégration numérique, il est possible de déterminer la section efficace totale.

La figure suivante représente la distribution angulaire de l'électron diffusé lorsque l'énergie dans le centre de masse est égale à la masse du Z^0 , et lorsque le demi-angle d'ouverture du cône d'acolinéarité vaut 1° . Le paramètre x_{min} intervenant ici, correspond au seuil énergétique en dessous duquel le photon n'est plus détecté.

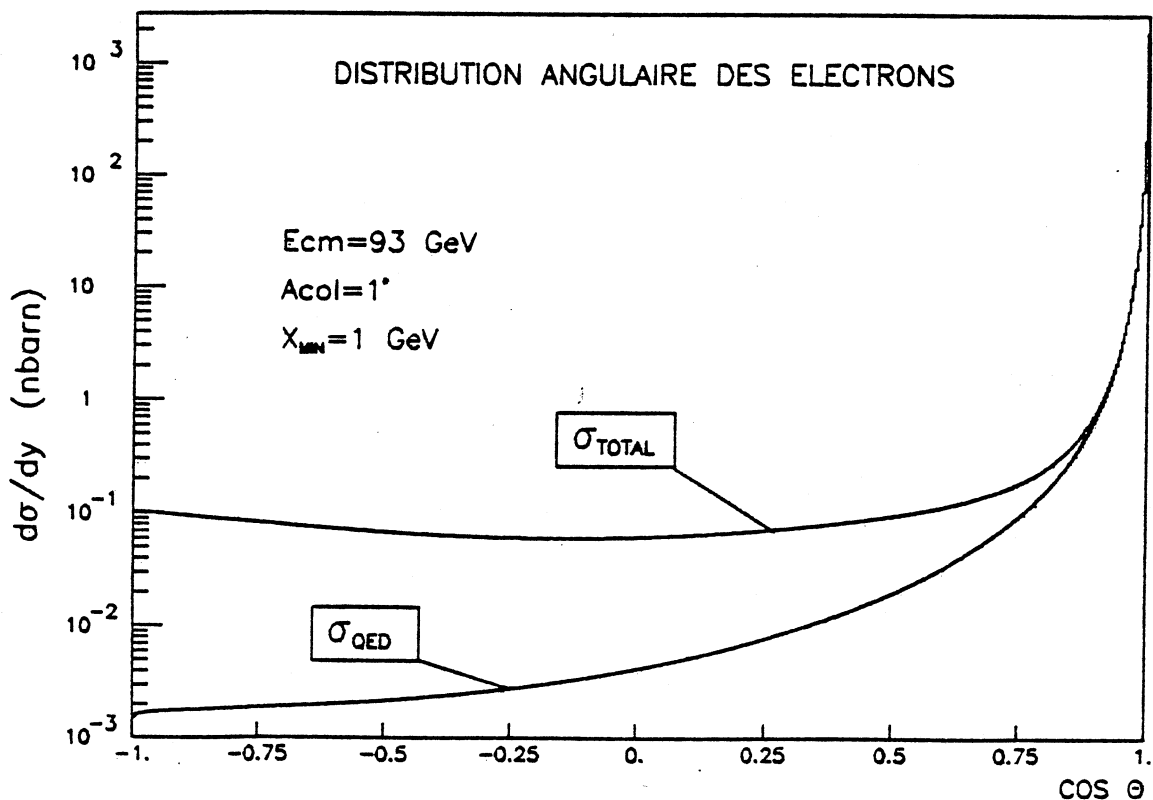


Fig 3-13

- On constate que la présence du Z^0 et des termes d'interférences a pour effet d'augmenter sensiblement la section efficace vers l'arrière.
- Dans la région $\cos \theta \simeq 1$ la courbe n'est plus significative, puisque ce domaine angulaire correspond à une divergence dans la section efficace.

Les figures ci-dessous indiquent pour différentes valeurs de l'énergie dans le centre de masse, le rapport de la section efficace électro-faible à la section efficace purement Q.E.D. en fonction du cosinus de l'angle d'émission de l'électron.

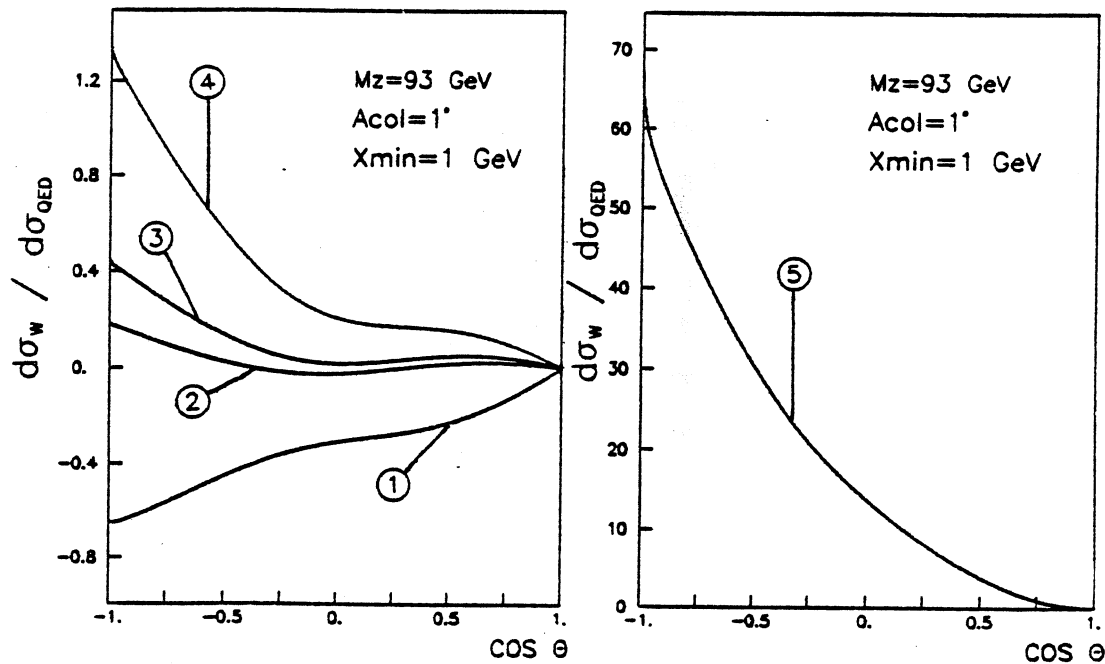


Fig 3-14 $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$ Fig 3-15

- 1 -- $E_{cm}=110$ GeV
- 2 -- $E_{cm}=60$ GeV
- 3 -- $E_{cm}=70$ GeV
- 4 -- $E_{cm}=80$ GeV
- 5 -- $E_{cm}=93$ GeV

remarques:

- La présence de valeurs négatives est due aux termes d'interférences.
- On constate que si l'énergie disponible est égale à la masse du Z^0 , les termes électro-faibles sont entre 10 et 60 fois plus importants que les termes purement électromagnétiques pour $\cos \theta < 0.25$. Par contre lorsque l'angle d'émission de l'électron est proche de 0° , il semble que l'échange d'un photon dans la voie transverse soit largement dominant.

d- Résultats et conclusions:

Résumé:

Dans cette section, j'ai exposé une première méthode permettant de mettre en évidence la réaction $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$.

La section efficace associée aux événements du signal, a été calculée pour différentes hypothèses concernant le nombre de générations de neutrinos légers, et pour plusieurs configurations possibles de l'appareillage.

Le bruit de fond a pu être estimé pour les deux réactions suivantes:

$$\begin{cases} e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma \\ e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma \end{cases}$$

Par contre, les calculs théoriques concernant la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ étant encore incomplet à ce jour*, la détermination du bruit de fond dû à ce type d'événement s'est révélée impossible à réaliser.

Etant donné que la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ est très piquée vers l'avant et que les photons radiatifs sont la plupart du temps émis dans une direction proche de celle de l'électron ou du positron diffusé, on peut tout de même supposer que la section efficace des événements bruit de fond augmente lorsque la couverture angulaire du calorimètre électromagnétique s'accroît. En effet, si le calorimètre couvre un faible angle solide, un événement $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ ne pourra participer au bruit de fond, que si le photon est émis avec une grande impulsion transverse. A l'inverse, si la couverture angulaire augmente, l'impulsion transverse des photons peut être plus faible. Dans tous les cas, l'électron et le positron doivent être diffusés dans une direction proche de l'axe du faisceau.

Plusieurs équipes de théoriciens travaillant actuellement sur ce sujet, on peut supposer que le calcul complet de la section efficace associée au processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, incluant les effets du Z^0 , sera disponible à court terme.

* Voir l'anneze IV qui présente les résultats préliminaires obtenus par K. Tobimatsu et Y. Shimizu [9-16], qui me sont parvenus quelques jours avant la publication de cette thèse.

Etude du rapport signal sur bruit:

De manière à estimer le rapport signal sur bruit qui permet de conclure quant à la faisabilité de l'expérience de comptage des neutrinos, le bruit de fond dû aux événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ a été considéré comme un paramètre.

On a donc supposé que le bruit de fond total: B_T est égal à la somme du bruit de fond B_μ (dû à la réaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$) et du bruit de fond B_γ (dû à la réaction $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$), multipliée par un paramètre a , indépendant des coupures énergétiques et angulaires.

$$B_T = a(B_\mu + B_\gamma)$$

En se basant sur cette hypothèse et en faisant varier le paramètre a , il est alors possible de déterminer le rapport signal sur bruit, associé à la réaction de comptage des neutrinos, pour toutes les configurations (β, x_{min}) de l'appareillage envisagées dans cette étude.

Résultats:

- La première conclusion est qu'il est toujours possible de mettre en évidence le signal associé à la réaction $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$, tant que le paramètre a est inférieur à 250, et ceci quelle que soit la configuration (β, x_{min}) envisagée ($\beta \leq 45^\circ, x_{min} \leq 1$ GeV).
Pour $a=250$, $N_\nu = 3$, $\beta = 45^\circ$ et $x_{min}=1$ GeV, le rapport signal sur bruit, exprimé en nombre d'écart standards, est égal à 3.1σ .
- Le tableau de la page suivante indique, pour différentes valeurs du paramètre a , quelle est la configuration (β, x_{min}) minimale, nécessaire pour déterminer le nombre de générations de neutrinos légers existants dans la nature, avec une précision supérieure à trois écarts standards. (On entend par "configuration minimale", le couple (β, x_{min}) dans lequel β et x_{min} sont les plus grands possibles).
- Si on ne dispose que du tonneau du calorimètre électromagnétique et si le seuil énergétique x_{min} est fixé à 1 GeV, on constate qu'il est tout de même possible de mettre en évidence 6 générations de neutrinos dans le cas où le bruit de fond total est égal à 10 fois la somme des bruits de fond $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ et $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$.
- On peut également remarquer qu'il n'est pas nécessaire de disposer d'un calorimètre très fermé ($\beta = 5^\circ$) tant que $B_T < 100(B_\mu + B_\gamma)$.

Brut de fond total	$B_T = 2(B_\mu + B_\gamma)$	$B_T = 5(B_\mu + B_\gamma)$	$B_T = 10(B_\mu + B_\gamma)$	$B_T = 50(B_\mu + B_\gamma)$	$B_T = 100(B_\mu + B_\gamma)$
Distinction entre $N_\nu = 3$ et $N_\nu = 4$	45° 1 GeV (8.5σ)	45° 1 GeV (6.2σ)	45° 1 GeV (4.7σ)	45° 500 MeV (3.4σ) 12° 1 GeV (6.6σ)	45° 250 MeV (3.3σ) 12° 1 GeV (4.8σ)
Distinction entre $N_\nu = 4$ et $N_\nu = 5$	45° 1 GeV (7.2σ)	45° 1 GeV (5.4σ)	45° 1 GeV (4.1σ)	45° 250 MeV (3.8σ) 12° 1 GeV (5.8σ)	45° 100 MeV (3.4σ) 12° 1 GeV (4.3σ)
Distinction entre $N_\nu = 5$ et $N_\nu = 6$	45° 1 GeV (6.1σ)	45° 1 GeV (4.7σ)	45° 1 GeV (3.6σ)	45° 250 MeV (3.1σ) 12° 1 GeV (5.2σ)	45° 50 MeV (3.0σ) 12° 1 GeV (3.8σ)
Distinction entre $N_\nu = 6$ et $N_\nu = 7$	45° 1 GeV (5.3σ)	45° 1 GeV (4.1σ)	45° 1 GeV (3.2σ)	45° 100 MeV (3.0σ) 12° 1 GeV (4.6σ)	12° 1 GeV (3.4σ)
Distinction entre $N_\nu = 7$ et $N_\nu = 8$	45° 1 GeV (4.6σ)	45° 1 GeV (3.6σ)	45° 750 MeV (3.2σ) 12° 1 GeV (6.9σ)	12° 1 GeV (4.1σ)	12° 1 GeV (3.0σ)
Distinction entre $N_\nu = 8$ et $N_\nu = 9$	45° 1 GeV (4.0σ)	45° 1 GeV (3.2σ)	45° 500 MeV (3.0σ) 12° 1 GeV (6.0σ)	12° 1 GeV (3.6σ)	12° 750 MeV (3.0σ) 5° 1 GeV (3.4σ)
Distinction entre $N_\nu = 9$ et $N_\nu = 10$	45° 1 GeV (3.5σ)	45° 750 MeV (3.0σ) 12° 1 GeV (6.0σ)	45° 50 MeV (8.0σ) 12° 1 GeV (5.3σ)	12° 1 GeV (3.2σ)	12° 250 MeV (3.1σ) 5° 1 GeV (3.0σ)

Configurations minimales et rapport signal sur bruit

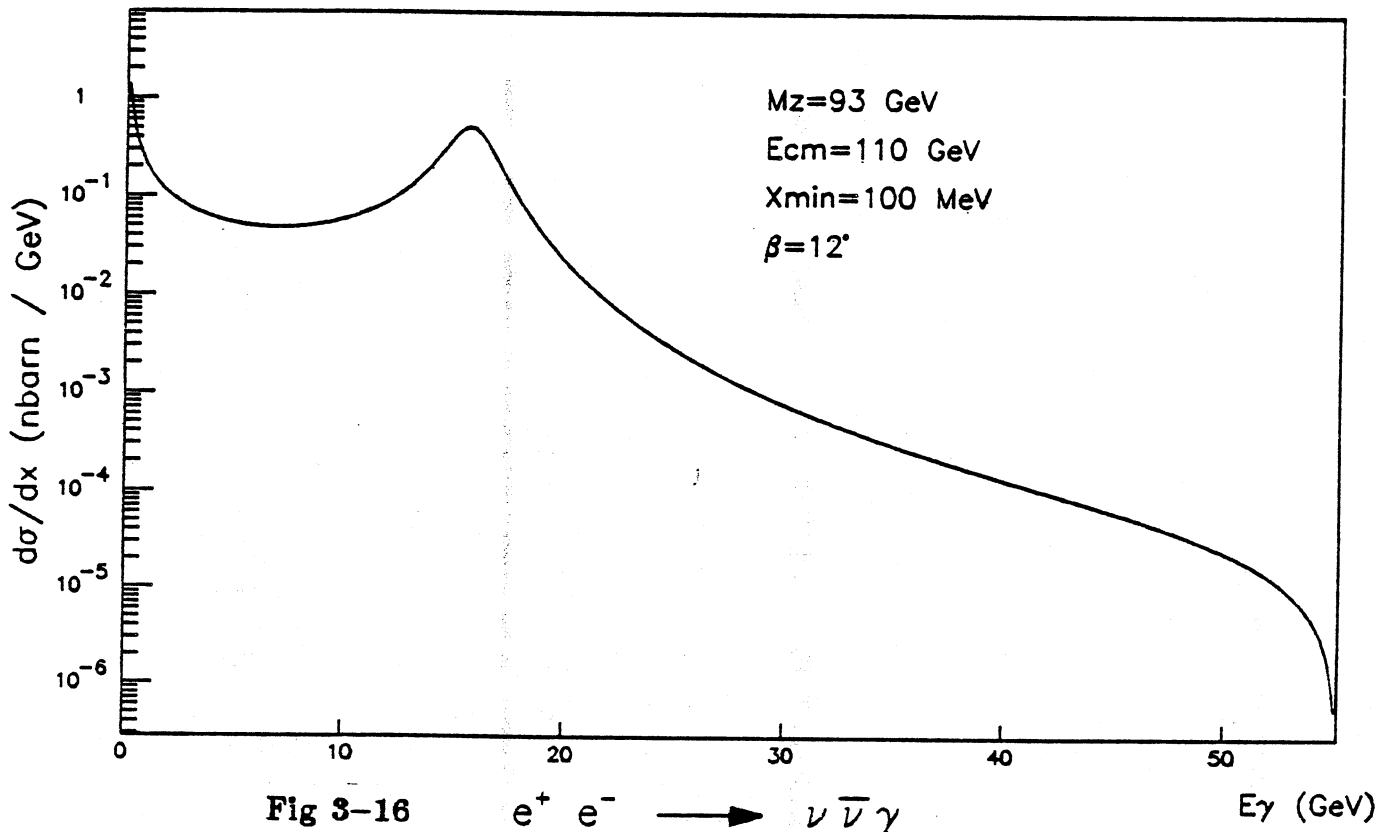
L'ensemble de ces résultats tend à prouver que la détermination du nombre de générations de neutrinos, dans le cadre de l'expérience L3, est parfaitement réalisable en étudiant le processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ à l'énergie du Z^0 . Une conclusion définitive, ainsi qu'une estimation précise du rapport signal sur bruit ne pourront cependant pas être données, tant que les calculs théoriques complets concernant la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ n'auront pas été publiés.

6- METHODE EXPERIMENTALE DE COMPTAGE DES NEUTRINOS SI L'ENERGIE DISPONIBLE EST PLUS GRANDE QUE LA MASSE DU Z^0 :

Une autre solution pour étudier la réaction de comptage des neutrinos, consiste à se placer à une énergie dans le centre de masse plus grande que la masse du Z^0 [3-8]. Dans ce cas, la section efficace associée au processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ présente un maximum lorsque l'énergie du photon est égale à la différence entre l'énergie disponible et la masse du Z^0 .

Ce comportement est illustré par le spectre en énergie représenté ci-dessous :

DISTRIBUTION EN ENERGIE DES PHOTONS



La signature des événements mis en jeu est donc d'autant plus claire que l'énergie dans le centre de masse est plus élevée. En contrepartie, la section efficace totale est plus faible que sur le pic du Z^0 .

a- Réjection du bruit de fond:

Les processus du type: $e^+e^- \rightarrow xx\gamma$ constituent un bruit de fond à la réaction de comptage des neutrinos, si le photon est émis dans l'angle solide couvert par le calorimètre électromagnétique, et si les deux autres particules restent indétectables.

Ces deux conditions imposent des contraintes cinématiques très strictes, qui ont pour effet de limiter l'impulsion transverse des photons. Nous avons donc une possibilité de rejeter complètement les événements bruit de fond, en ne sélectionnant que les photons qui possèdent une impulsion transverse plus grande que la limite fixée par la topologie des événements $e^+e^- \rightarrow xx\gamma$.

Lorsque l'énergie disponible est égale à la masse du Z^0 , l'absence de pic dans la distribution en énergie des photons issus de la réaction $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ constitue un obstacle majeur à l'utilisation de cette méthode. Par contre, lorsque l'énergie dans le centre de masse est plus élevée, l'augmentation de la valeur moyenne de l'énergie des photons compense la diminution de la section efficace totale.

La valeur de l'impulsion transverse maximale des photons issus des événements bruit de fond a été déterminée par l'intermédiaire d'un programme de Monte-Carlo reproduisant la cinématique des réactions du type $e^+e^- \rightarrow xx\gamma$, pour différentes configurations de l'appareillage.

Les résultats sont les suivants lorsque $\sqrt{s}=110$ GeV:

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta = 5^\circ \rightarrow P_t^{max} = 3.8 \text{ GeV} \\ \beta = 12^\circ \rightarrow P_t^{max} = 18.9 \text{ GeV} \\ \beta = 45^\circ \rightarrow P_t^{max} = 45.6 \text{ GeV} \end{array} \right.$$

Ces résultats semblent indiquer que la mise en évidence de la réaction $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ est impossible par cette méthode, si on ne dispose pas au moins des bouchons du calorimètre électromagnétique.

b- Section efficace des événements du signal:

La section efficace associée aux événements du signal a été obtenue en intégrant la distribution en impulsion transverse des photons entre la valeur maximale de l'impulsion transverse des événements bruit de fond, et l'énergie du faisceau.

Les résultats sont résumés dans le tableau suivant qui indique le nombre d'événements attendus par année de prise de données (2800 heures effectives), lorsque l'énergie dans le centre de masse est égale à 110 GeV.

$\beta \backslash N_\nu$	3	4	5	6	7	8	9	10
12°	81	121	151	181	212	242	272	302
5°	4032	5040	6048	6653	7358	8064	8669	9153

Le tableau ci-dessus ne mentionne aucun résultat lorsque $\beta = 45^\circ$ (tonneau du calorimètre électromagnétique), car pour cette configuration de l'appareillage, le nombre d'événements attendus par année de prise de données est inférieur à 1.

c- Conclusions:

- Si $\beta = 12^\circ$ (calorimètre muni d'une version standard des bouchons): un signal induit par 4 générations de neutrinos légers est parfaitement différentiable d'un signal induit par 3 générations (4.4 écarts standard).

En une année de prise de données à une énergie de 110 GeV dans le centre de masse, il est donc possible de savoir s'il existe, ou non de nouvelles familles de neutrinos légers. Par contre il est impossible de préciser leur nombre exact.

- Si $\beta = 5^\circ$: en une année de prise de données, il semble qu'il soit possible de déterminer le nombre de générations de neutrinos légers existant dans la nature (si $N_\nu \leq 10$).

Par exemple, le signal induit par 10 générations de neutrinos est différentiable du signal induit par 9 générations avec une précision de 5.2 écarts standards.

On constate donc, qu'avec cette méthode, le bruit de fond dû aux événements du type $e^+e^- \rightarrow \pi\pi\gamma$ peut être complètement éliminé. En contrepartie, la détermination précise du nombre de familles de neutrinos légers nécessite l'emploi d'un calorimètre électromagnétique couvrant un angle solide proche de 4π stéradians.

Dans le cas de l'expérience L3, cette méthode n'est envisageable que si l'on place un détecteur supplémentaire vers l'avant, de façon à compléter la couverture angulaire du calorimètre électromagnétique. Il ne serait d'ailleurs pas nécessaire que ce détecteur mesure l'énergie déposée avec une grande précision, puisque son rôle consisterait seulement à vérifier l'absence de tout signal.

7- REMARQUE CONCERNANT LE BRUIT DE FOND DU A LA MACHINE :

Dans toute l'étude précédente, seul le bruit de fond dû aux réactions du type: $e^+e^- \rightarrow xx\gamma$ a été pris en compte. Une autre source potentiellement importante de bruit de fond réside dans la possibilité d'interaction des particules du faisceau avec le gaz résiduel contenu dans le tube à vide.

Une étude très complète de ce processus réalisée par *X. de Bouard* [3-17], indique que chaque seconde, $\simeq 940$ événements de ce type pourraient engendrer un dépôt total d'énergie plus grand que 1 GeV dans l'ensemble du détecteur L3.

Bien évidemment, ces 940 événements par seconde ne simulent pas tous un photon issu de la réaction $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$. En effet, le nombre de particules produites est, la plupart du temps, plus grand que 1; et dans le cas d'événements mono-particulaires, une analyse de la forme du dépôt d'énergie peut certainement être utilisée comme critère de réjection.

Un ordre de grandeur du nombre d'événements simulant un signal pour la réaction de comptage des neutrinos, ne pourra être déterminé que par une simulation du système de déclenchement, en tenant compte de la géométrie de l'appareillage.

8- SYSTEME DE DECLENCHEMENT NECESSAIRE A LA MISE EN EVIDENCE DE LA REACTION DE COMPTAGE DES NEUTRINOS :

L'analyse des résultats présentés dans ce chapitre, conduit à proposer cinq critères permettant de sélectionner les événements $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ en diminuant autant que possible la contamination en bruit de fond:

- Présence d'un seul dépôt d'énergie, très localisé dans le calorimètre électromagnétique.
- Somme de l'énergie déposée supérieure à un seuil x_{min} .
- Eventuellement, impulsion transverse mesurée, supérieure à une limite fixée par la couverture angulaire du calorimètre électromagnétique.

- Absence de signaux significatifs dans le restant de l'appareillage (détecteur central, calorimètre hadronique, chambres à muons).
- Dépôt d'énergie dans le B.G.O. ne présentant pas de dissymétrie.

Ce dernier critère permet de rejeter les événements dus aux interactions entre le faisceau et le gaz résiduel du tube à vide. En effet, les particules issues de tels événements, proviennent généralement de régions assez éloignées du point d'intersection des deux faisceaux. En conséquence, le dépôt d'énergie qu'elles peuvent engendrer dans le B.G.O. est asymétrique, et plus étendu que dans le cas d'une interaction e^+e^- .

Pour que la sélection soit réellement efficace, il semble nécessaire que les cinq critères précédents puissent être examinés dès le premier niveau du système de déclenchement, c'est-à-dire en un laps de temps n'excédant pas $20\mu\text{sec}$.

CHAPITRE IV

MISE EN EVIDENCE DES ETATS

1P DU TOPONIUM

1- LES SYSTEMES LIES QUARKS-ANTIQUARKS ET LES MODELES DE POTENTIELS :

C'est à partir de 1974, avec la découverte de la résonance J/Ψ [4-1],[4-2],[4-3] que la physique des systèmes liés quark-antiquark a connu un développement remarquable. En effet, le J/Ψ étant reconnu comme un état lié $c\bar{c}$, les expérimentateurs étudièrent ses modes de désintégration et sa spectroscopie. D'autre part, de nombreux modèles théoriques furent établis pour décrire l'interaction quark-antiquark et ainsi expliquer ou bien prédire les résultats expérimentaux.

En 1977 à Fermilab, l'étude du spectre de masse des paires de muons révélait l'existence de l' Υ [4-4],[4-5]; cet état $b\bar{b}$ fournissait alors le moyen de tester les modèles théoriques pour une masse plus élevée de quarkonium.

L'intérêt considérable pour la physique du J/Ψ et de l' Υ s'explique par le fait que ces deux résonnances placent les physiciens des hautes énergies face à un matériel comparable à ce que fut l'atome d'hydrogène pour les théoriciens de la mécanique quantique. En effet, étant donnée la masse élevée des quarks c et b , le J/Ψ , l' Υ et a fortiori le toponium (état lié $t\bar{t}$) peuvent être assez bien décrits par des modèles non relativistes à deux corps. Les théoriciens eurent alors l'idée de postuler un potentiel d'interaction et de l'introduire dans une équation de Schrödinger, les niveaux des états excités leur servant à ajuster les paramètres libres.

a- Les potentiels phénoménologiques:

Début 1975 *E. Eichten et al* [4-6] proposent le potentiel suivant (potentiel de *Cornell*:

$$V(r) = -\frac{\alpha_S}{r} \left[1 - \frac{r^2}{a} \right]$$

On distingue un terme proportionnel à la distance r entre les quarks, qui reproduit le confinement, et un terme de Coulomb en $1/r$; les interactions spin-spin et spin-orbite étant négligées en première approximation. Les résultats expérimentaux concernant le charmonium fournissent les contraintes suivantes:

$$\begin{cases} E(2S) - E(1S) = 0.59 \text{ GeV} \\ \Gamma(1S) = 55 \text{ KeV} \\ 1.5 \text{ GeV} < m_c < 2.0 \text{ GeV} \\ 0.1 < \alpha_S < 0.4 \end{cases}$$

ce qui permet de déduire:

$$\begin{cases} m_c = 1.6 \text{ GeV} \\ \alpha_S = 0.2 \\ a = 0.2 \text{ fm} \end{cases}$$

De façon à tenir compte des nouvelles mesures concernant la spectroscopie du J/Ψ , les valeurs précédentes ont été modifiées à plusieurs reprises [4-7], [4-8].

Cependant, si cette forme de potentiel permet de reproduire la position des niveaux excités du charmonium, elle est incompatible avec les largeurs de désintégration:

$$\Gamma(J/\Psi \rightarrow l^+l^-) \quad \text{et} \quad \Gamma(\Psi' \rightarrow l^+l^-)$$

De plus ce modèle prédit une différence de masse trop faible entre le Υ et le Υ' .

Pour remédier à ces défauts, en 1978 *Bhanot et Rudaz* [4-9] proposent d'introduire un terme logarithmique dans le potentiel:

$$V(r) = \begin{cases} -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S}{r} & \text{pour } r \leq r_1 \\ b \ln \frac{r}{r_0} & \text{pour } r_1 < r \leq r_2 \\ \frac{r}{a^2} & \text{pour } r > r_2 \end{cases}$$

La continuité de $V(r)$ et de sa dérivée première impose:

$$\begin{cases} r_0 = \left(\frac{4}{3}\alpha_S\right)^{\frac{1}{2}} a \\ r_1 = \frac{r_0}{e} \\ r_2 = er_0 \\ b = \frac{r_0 e}{a^2} \end{cases}$$

En ajustant α_S , m_c et a sur les données expérimentales concernant le J/Ψ on obtient:

$$\begin{cases} \alpha_S = 0.31 \\ m_c = 1.05 \text{ GeV} \\ a = 2.54 \text{ GeV}^{-1} \end{cases}$$

Ce nouveau potentiel permet alors de reproduire:

- les largeurs de désintégration leptonique du J/Ψ et de l' Υ
- le centre de gravité des états 2^3P pour les deux familles*
- la différence de masse entre le Υ et le Υ' .

b- Les modèles de potentiel basés sur Q.C.D:

Les deux modèles de potentiel précédents reposent essentiellement sur des considérations phénoménologiques: terme de Coulomb à courte distance ($\propto \frac{1}{r}$) et terme reproduisant le confinement à plus grande distance ($\propto r$). Une démarche différente a été adoptée par d'autres auteurs qui basent leur modèle sur Q.C.D. Le potentiel le plus célèbre obtenu par cette méthode, est certainement celui de *John L. Richardson* [4-10].

En premier lieu, on pose que le potentiel $V(r)$ est la transformée de Fourier de l'amplitude d'échange d'un gluon entre les quarks; celle-ci est proportionnelle à:

$$\tilde{V}(q^2) = \frac{4}{3}\alpha_S(q^2)/q^2$$

* Notation spectroscopique: Un état lié $q\bar{q}$ est identifié par le symbole $R^{2S+1}L_J$:

- R : Nombre quantique radial.
- S : Nombre quantique de spin.
- L : Moment angulaire orbital.
- J : Moment angulaire total.

La liberté asymptotique impose que pour les grands moments de transfert, la constante de couplage des interactions fortes $\alpha_S(q^2)$ se comporte comme:

$$\lim_{-q^2 \gg \Lambda^2} \alpha_S(q^2) = \frac{12\pi}{33 - 2n_f} \frac{1}{\ln(-q^2/\Lambda^2)}$$

où n_f est le nombre de saveurs effectives de quarks.

Une deuxième contrainte est imposée par le confinement des quarks:

$$\lim_{\Delta r \gg 1} V(r) = cte \times r$$

ou encore:

$$\lim_{-q^2 \ll \Lambda^2} \tilde{V}(q^2) = cte \times \frac{1}{(q^2)^2}$$

En tenant compte de ces deux contraintes, Richardson propose la forme suivante pour $\tilde{V}(q^2)$:

$$\tilde{V}(q^2) = -\frac{4}{3} \frac{12\pi}{33 - 2n_f} \frac{1}{q^2} \frac{1}{\ln(1 + q^2/\Lambda^2)}$$

ce qui revient à écrire, en appliquant la transformée de Fourier à l'amplitude précédente:

$$V(r) = \frac{8\pi}{33 - 2n_f} \Lambda \left[\Delta r + \frac{f(\Delta r)}{\Delta r} \right]$$

$$\text{avec } f(t) = \left[1 - 4 \int_1^{+\infty} \frac{dq}{q} \frac{e^{-qt}}{[\ln(q^2 - 1)]^2 + \pi^2} \right]$$

L'expression de $V(r)$ appelle deux remarques:

- 1- Le facteur d'échelle Λ et les masses de quarks constituent les seuls paramètres libres, les masses n'intervenant d'ailleurs pas directement dans le potentiel, mais dans l'hamiltonien qui permet de calculer la position des niveaux excités.
- 2- Le comportement à courte distance du potentiel $V(r)$ n'est pas purement coulombien, mais est adouci par un terme en: $1/\ln(\frac{1}{\Delta r})$

Les données expérimentales $M(J/\Psi) = 3095$ MeV et $M(\Psi') = 3684$ MeV imposent $\Lambda = 398$ MeV et $m_c = 1491$ MeV.

Sur le graphe suivant, on constatera que la spectroscopie du J/Ψ et du Υ est reproduite avec une grande précision*.

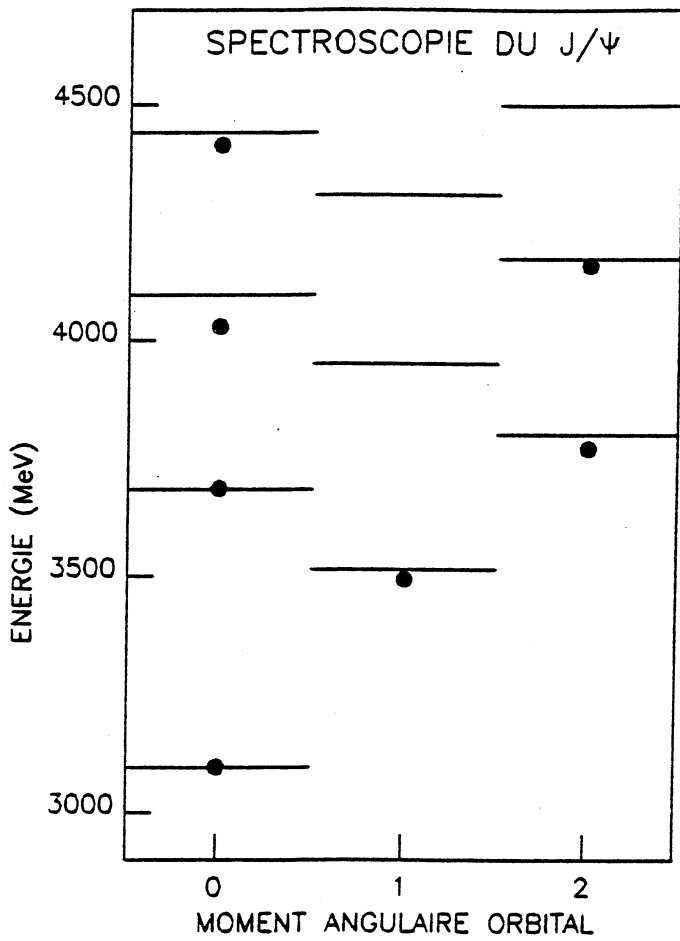


Fig 4-1

● Pts. expérimentaux
— Modele de Richardson

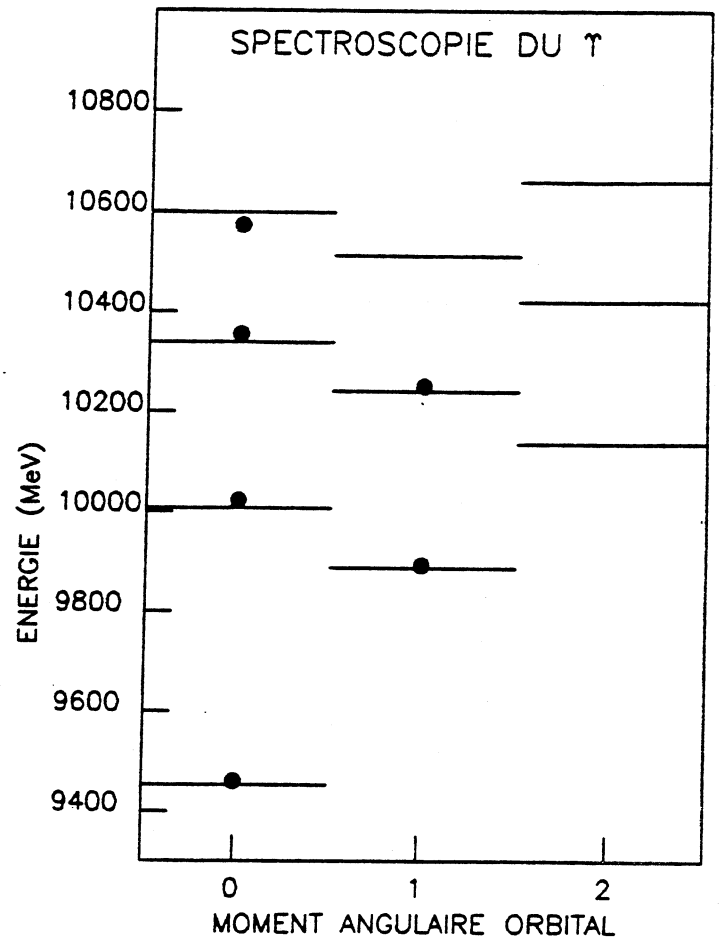


Fig 4-2

* Les données expérimentales sont les valeurs moyennes mondiales extraites de la référence [4-11].

Une autre méthode pour tester les modèles de potentiel, consiste à comparer les valeurs théoriques et expérimentales des largeurs de désintégration leptonique.

	<i>Modèle de Richardson</i>	<i>Valeurs expérimentales</i>
$\frac{\Gamma(\Psi' \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(J/\Psi \rightarrow e^+e^-)}$	0.45	0.45 ± 0.08
$\frac{\Gamma(\Upsilon' \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow e^+e^-)}$	0.42	0.46 ± 0.09

On constate encore une fois que l'accord est très bon entre les données expérimentales [4-11], et les valeurs prédites par le potentiel de Richardson.

En dernier lieu, j'introduirai ici le potentiel de *J.H. Kühn et S. Ono* [4-12] qui est utilisé dans la suite. Ce modèle diffère de celui de Richardson en deux points:

- 1- le comportement à courte distance est encore moins singulier, ceci du fait de l'introduction d'un terme en $1/\ln \frac{1}{(r \Lambda_{\overline{MS}})^2}$.
- 2- le comportement asymptotique est prédit par un calcul à deux boucles de $\alpha_S(q^2)$.

Le potentiel proposé a alors la forme suivante:

$$V(r) = -\frac{16\pi}{25} \frac{1}{rf(r)} \left[1 + \frac{2\gamma_E + 53/75}{f(r)} - \frac{462 \ln f(r)}{625f(r)} \right] + a\sqrt{r} + c$$

$$\text{avec : } f(r) = \ln \left[\frac{1}{(\Lambda_{\overline{MS}})^2} + b \right]$$

et où : γ_E est la constante d'Euler

La forme du potentiel est fixée par $\Lambda_{\overline{MS}}$ à courte distance, et par a pour les valeurs intermédiaires ou grandes de r ; c est introduit pour reproduire les niveaux énergétiques du charmonium et du bottomonium, mais sa valeur n'est pas critique pour décrire le toponium.

Deux solutions sont proposées:

- i) $\Lambda_{\overline{MS}} = 140 \text{ MeV}$
 $a = 0.63 \text{ GeV}^{3/2}$; $b = 20$; $c = -1.39 \text{ GeV}$
- ii) $\Lambda_{\overline{MS}} = 70 \text{ MeV}$
 $a = 0.75 \text{ GeV}^{3/2}$; $b = 20$; $c = -1.65 \text{ GeV}$

2- INTERETS PHYSIQUES DES MODELES DE POTENTIEL ET MOTIVATIONS POUR L'ETUDE DU TOPONIUM :

Dans la section précédente, j'ai présenté quatre modèles de potentiel pour illustrer les différentes étapes de la description des systèmes liés quark-antiquark. Il est bien entendu que cette liste est loin d'être exhaustive et qu'il existe un grand nombre d'autres auteurs qui ont proposé des expressions de potentiels décrivant les résultats expérimentaux avec une grande précision.

Il est important de remarquer que, en ce qui concerne la position des niveaux excités des systèmes quarkonia, les potentiels dérivés de calculs très complexes de Q.C.D. sont tout aussi prédictifs que les modèles phénoménologiques les plus simples.

A titre d'exemple, je donne ci-après l'expression de deux potentiels qui illustrent ces extrêmes.

- **Potentiel de Buchmüller et Tye:** [4-13] [4-14]

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{1}{r} \frac{4\pi}{b_0 \ln(1/r^2 \Lambda^2 \overline{MS})} \left\{ 1 - \frac{b_1}{b_0^2} \frac{\ln[\ln(1/r^2 \Lambda^2 \overline{MS})]}{\ln(1/r^2 \Lambda^2 \overline{MS})} + \frac{c}{\ln(1/r^2 \Lambda^2 \overline{MS})} + O\left[\frac{1}{\ln^2(1/r^2 \Lambda^2 \overline{MS})}\right] \right\}$$

$$\text{Avec: } b_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f$$

$$b_1 = 102 - \frac{38}{3}n_f$$

$$c = \frac{1}{360}(31 - \frac{10}{3}n_f) + 2\gamma_E$$

- **Potentiel de Martin:** [4-15]

$$V(r) = a + br^{0.1}$$

a- Connaissance de la partie à courte portée du potentiel:

La similitude des prédictions de la plupart des modèles peut s'expliquer si on porte sur un graphe les valeurs des différents potentiels en fonction de la distance quark-antiquark. En effet on remarque que dans la région $0.1 < r < 1$ fermi, qui correspond justement aux quarkonia J/Ψ et Υ , tous les modèles prédictifs ont le même

comportement. Par contre, pour les distances inférieures à 0.1 fermi, les modèles divergent.

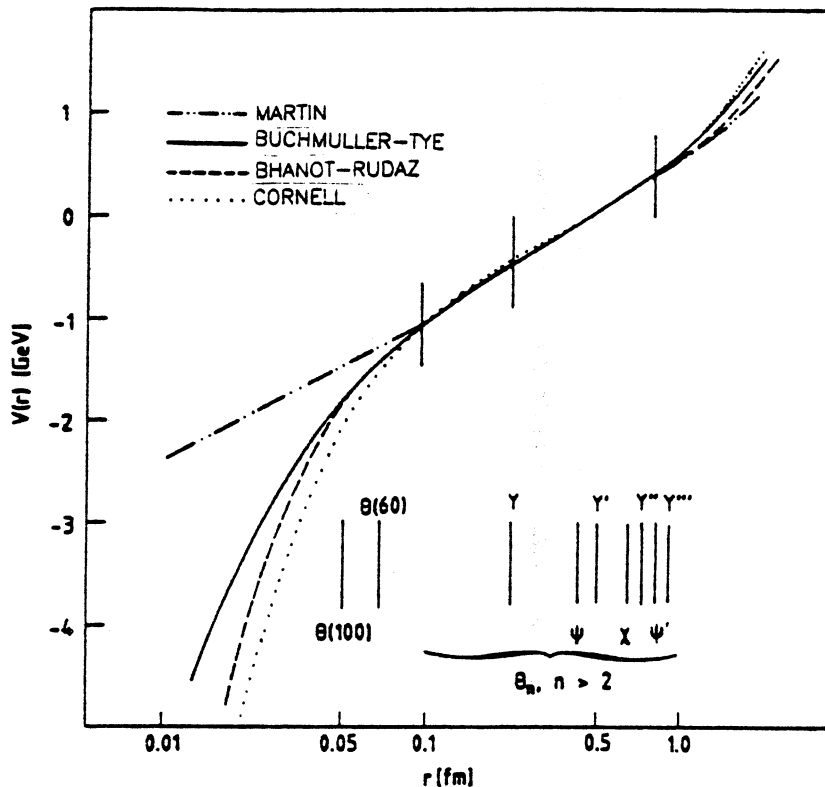


Fig 4-3

Comme cité dans la référence [4-16], l'observation à UA1 d'événements à deux jets associés à un lepton de grande impulsion transverse, est compatible avec l'existence d'un quark *top* de masse comprise entre 30 et 50 GeV. Une telle masse est parfaitement accessible à LEP et correspond à une distance quark-antiquark de l'ordre de 0.05 fermi pour l'état fondamental du toponium.

L'étude du toponium à LEP devrait donc permettre d'avoir accès à la composante à courte portée du potentiel et d'en déduire des contraintes sur les modèles.

Sur les figures de la page suivante, on a porté d'une part, la différence d'énergie $E_2 - E_1$ entre les niveaux 1S et 2S en fonction de la masse du toponium pour le potentiel de Martin et celui de Buchmüller et Tye (deux valeurs de $\Lambda_{\overline{MS}}$ sont considérées); et d'autre part, la valeur de la largeur de désintégration leptonique Γ_0 de l'état 1S pour ces mêmes potentiels.

On remarquera que ces grandeurs dépendent du modèle considéré de façon appréciable.

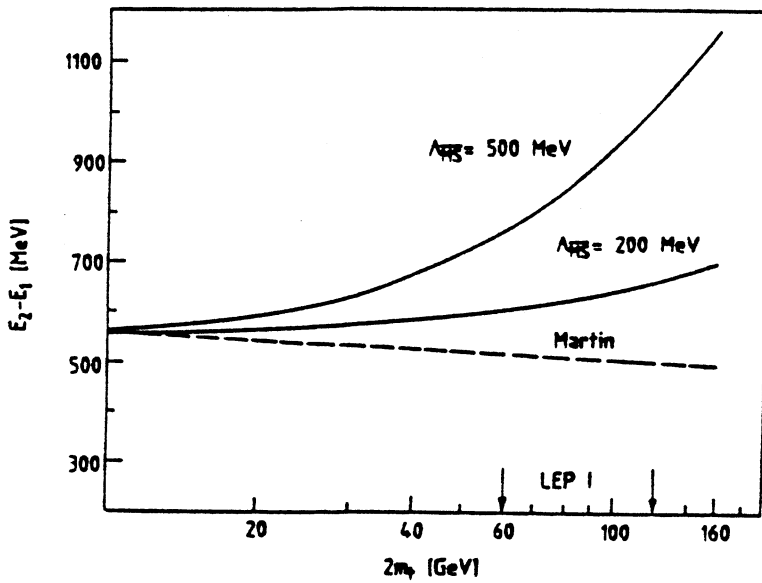


Fig 4-4

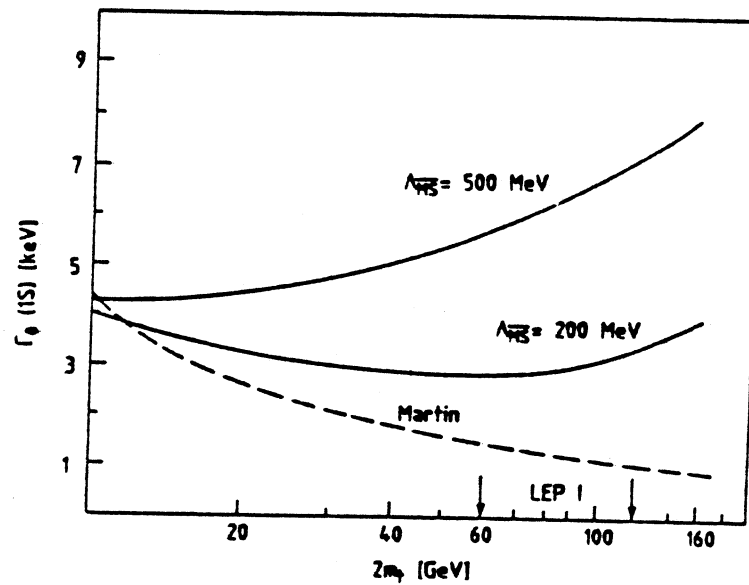


Fig 4-5

On constate également sur les deux figures précédentes, données à titre d'exemple, que l'étude du toponium dans le cadre des modèles Q.C.D. peut conduire à une détermination expérimentale du facteur d'échelle: $\Lambda_{\overline{MS}}$, à condition que la masse des quarks c , b et t soit déterminée avec une précision suffisante par une autre méthode.

b- Indépendance de saveur:

La description des systèmes quarkonia par les modèles de potentiel, repose sur l'hypothèse de l'indépendance de saveur; c'est-à-dire que l'on postule que la forme

du potentiel est la même quelque soit le système quark-antiquark considéré, dans la mesure où sa masse est suffisamment élevée pour que l'approximation non relativiste soit justifiée. Si l'on peut décrire les trois premiers états de moment angulaire orbital nul du toponium avec l'un des potentiels qui reproduit également la spectroscopie du bottomonium et du charmonium, alors on aura une justification a posteriori de l'hypothèse d'indépendance de saveur et donc de l'utilisation des modèles de potentiel.

En conclusion: nous pouvons affirmer qu'une étude précise du toponium dans le cadre de la chromodynamique quantique, constituera un test quantitatif de cette théorie.

3- RECHERCHE DES ETATS 1S ET 2S DU TOPONIUM :

(d'après les travaux exposés dans la référence [4-13])

a- Détermination de la masse du top:

- Si $m(t\bar{t}) < m(Z^0)$: il est possible d'utiliser les prises de données sur le pic du Z^0 pour déterminer la masse du quark *top*. En effet, un "événement top" produit une paire de mésons *T* (état lié d'un quark *top* et d'un autre quark), ou bien un *t*, un \bar{t} et un *gluon*. Dans le cas d'une désintégration purement hadronique du *top*, on observe au moins six jets (voir schéma ci-après). La signature de tels événements est donc assez claire.

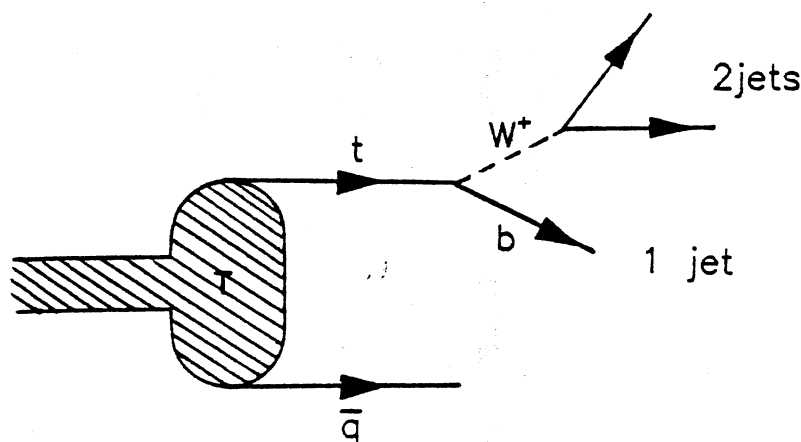


Fig 4-6

En reconstruisant la masse invariante de tous les sous-ensembles de trois jets,

on observe un pic centré sur la masse du *top*. D'après la référence [4-13], cette méthode appliquée dans le cadre de l'expérience DELPHI, fournirait une précision de l'ordre de 200 à 500 MeV pour une année de prise de données sur le pic du Z^0 .

- Si $m(t\bar{t}) > m(Z^0)$: la procédure est différente et l'on doit plutôt chercher à déterminer par un balayage en énergie, le seuil de production des paires $t\bar{t}$. Ce seuil est révélé comme précédemment par la topologie particulière des "événements *top*".

b- Position des états 1S et 2S:

Les états 1S et 2S peuvent être mis en évidence en utilisant le fait que la section efficace totale de production des hadrons, rapportée à la section efficace totale de production des paires de muons, présente un maximum quand l'énergie dans le centre de masse passe par une résonance. De plus, pour le toponium, le mode de désintégration représenté sur la figure ci-dessous apparaît: il s'agit du S.Q.D. (Single Quark Decay) [4-17].

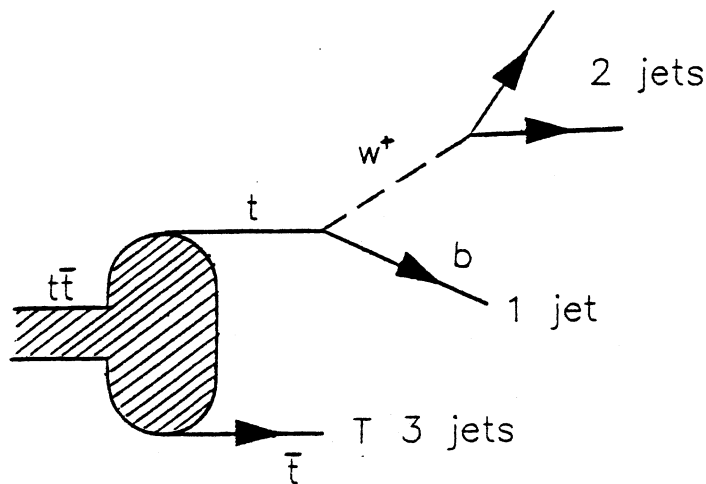


Fig 4-7

Un très fort rapport de branchement (60% pour $m(t\bar{t}) = 80$ GeV) est associé à ce mode de désintégration, dont la signature très claire permet d'appliquer des coupures topologiques, qui diminuent substantiellement le bruit de fond.

En procédant de la sorte, et si la masse du *top* a été déterminée par la méthode décrite dans la section précédente, un balayage en énergie dans la région: $E \simeq 2m_t - 1$ GeV permet de mettre en évidence les états 1S et 2S du toponium en

- Le nombre de photons tels que:

$$E_{\gamma_1} - 2\sigma_1 \leq E_\gamma \leq E_{\gamma_1} + 2\sigma_1$$

- Le nombre de photons tels que:

$$E_{\gamma_2} - 2\sigma_2 \leq E_\gamma \leq E_{\gamma_2} + 2\sigma_2$$

- Le nombre de coïncidences:

$$\begin{cases} E_{\gamma_1} - 2\sigma_1 \leq E_\gamma \leq E_{\gamma_1} + 2\sigma_1 \\ E_{\gamma_2} - 2\sigma_2 \leq E_\gamma \leq E_{\gamma_2} + 2\sigma_2 \end{cases}$$

σ_i étant l'incertitude sur l'énergie correspondant à la résolution en énergie du B.G.O..

Les principales caractéristiques du programme sont les suivantes:

1- Simulation de l'appareillage: Le programme doit tenir compte des paramètres suivants:

- Couverture angulaire du détecteur.
- Résolution en énergie du calorimètre électromagnétique.
- Résolution spatiale du calorimètre électromagnétique.
- Dégradation de la résolution en énergie si deux particules sont proches l'une de l'autre.

2- Simulation du signal: Il est nécessaire que le programme, en plus des deux photons γ_1 et γ_2 , simule complètement la désintégration du toponium $1S$, de façon à comptabiliser la perte d'évènements due aux imperfections de l'appareillage ou bien aux coupures destinées à réduire le bruit de fond.

3- Simulation du bruit de fond: Le programme doit pouvoir simuler toutes les réactions susceptibles d'engendrer des photons de la même énergie que γ_1 ou γ_2 , à savoir:

- $e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z^0) \rightarrow$ hadrons
- $e^+e^- \rightarrow (t\bar{t})_{2S} \rightarrow$ tout sauf $(t\bar{t})_{1P}$
- $e^+e^- \rightarrow (t\bar{t})_{2S} \rightarrow \gamma_1 (t\bar{t})_{1P} \rightarrow \gamma_1 +$ tout sauf $(t\bar{t})_{1S}$

la dernière réaction étant un signal pour γ_1 et un bruit de fond pour γ_2 .

5- RECONSTRUCTION DES π^0 ET DES η^0 :

a- Motivations et algorithme de reconstruction:

Sur la figure ci-après, on a porté en fonction de leur énergie ($E < 1 \text{ GeV}$), le nombre de photons produits par un ensemble de 10^5 événements ($\gamma - Z^0$) standards. Les trois courbes correspondent aux cas suivants:

- 1- Toutes les particules se désintègrent normalement.
- 2- Désintégration des π^0 bloquée.
- 3- Désintégrations des π^0 et des η^0 bloquées.

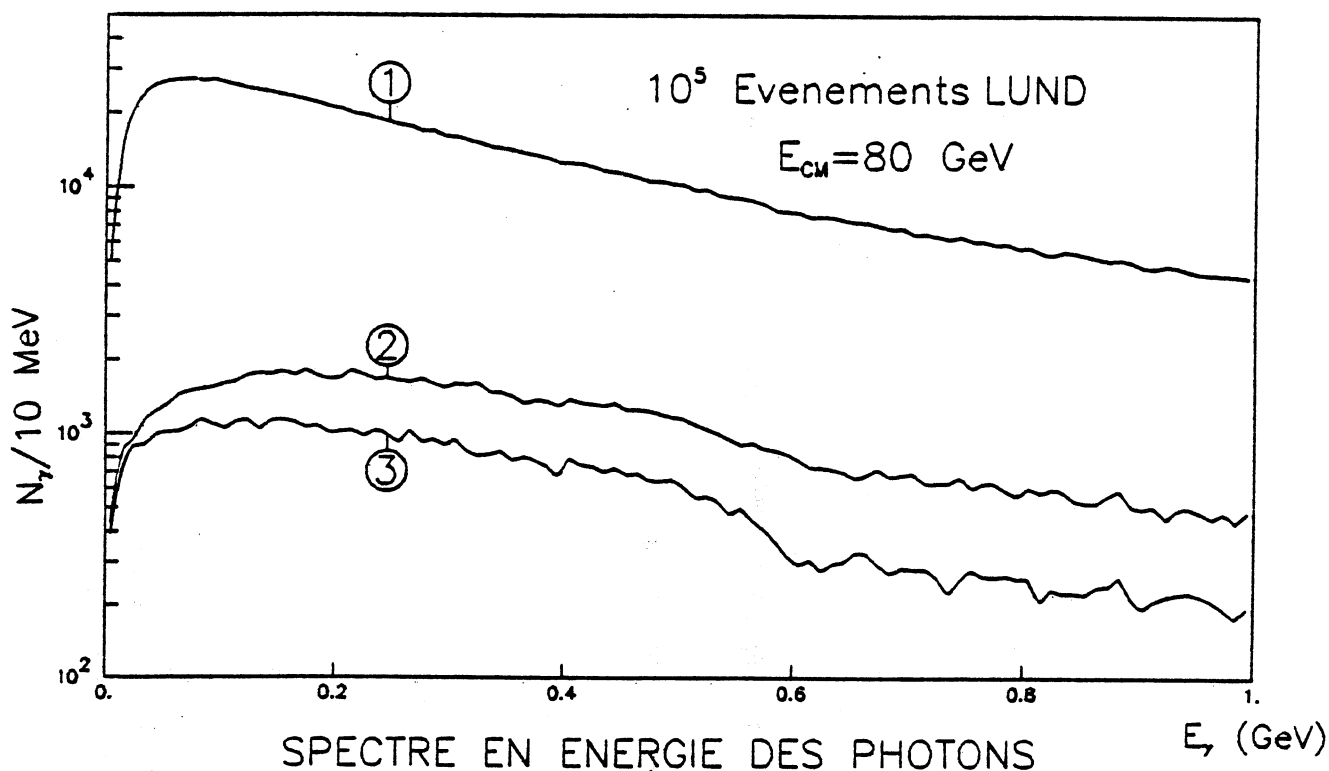


Fig 4-8

Les deux photons γ_1 et γ_2 du signal ayant une énergie valant typiquement 100 MeV et 700 MeV , on constate que la principale source de bruit de fond dans cette gamme d'énergie va être due à la production de π^0 qui se désintègrent en deux photons dans 98% des cas. Ceci suggère que l'écriture d'un algorithme de reconstruction des π^0

est indispensable pour diminuer le bruit de fond gamma.

Le principe d'un tel algorithme est relativement simple:

Pour chaque événement, on dispose d'un ensemble de n photons et pour chacun d'eux on stocke en mémoire:

- La position reconstruite du point d'impact dans le calorimètre électromagnétique.
- L'énergie mesurée par l'électronique de lecture du B.G.O.

Ensuite on calcule la masse invariante associée au couple de photons (γ_1, γ_2) , puis au couple (γ_1, γ_3) et ainsi de suite jusqu'à (γ_1, γ_n) ; à chaque fois cette masse invariante est stockée dans un tableau.

$$m_{inv}(i, j) = \sqrt{2P_i P_j (1 - \cos \alpha_{i,j})}$$

où α_{ij} est l'angle qui sépare les photons γ_i et γ_j , et P_k est l'impulsion du photon γ_k .

A l'issue de cette première étape, on détermine la valeur minimale de

$$| m_{inv}(i, j) - m(\pi^0) | \quad (m(\pi^0) = 135 \text{ MeV})$$

et de

$$| m_{inv}(i, j) - m(\eta^0) | \quad (m(\eta^0) = 549 \text{ MeV})$$

- Si $\text{Min} | m_{inv}(i, j) - m(\pi^0) | < 10 \text{ MeV}$ alors le couple de photons (γ_i, γ_j) est reconnu comme provenant de la désintégration d'un π^0 .
- Si $\text{Min} | m_{inv}(i, j) - m(\eta^0) | < 20 \text{ MeV}$, le couple (γ_i, γ_j) est reconnu comme provenant de la désintégration d'un η^0 .

Dans le cas où un π^0 ou un η^0 ont été reconstruits, les deux photons γ_i et γ_j sont éliminés de l'ensemble de départ.

Le même processus est répété jusqu'à ce que tous les couples possibles de photons aient été reconnus ou non comme étant les produits de la désintégration d'un π^0 ou d'un η^0 .

On remarque que l'efficacité de reconstruction va dépendre fortement de la géométrie et des performances du détecteur. En effet, la précision sur la masse invariante reconstruite va être fonction de:

- La précision sur l'angle qui sépare les deux photons; il faut donc inclure dans le programme, la résolution spatiale du calorimètre électromagnétique.
- La précision sur l'impulsion des photons, on doit donc tenir compte de la résolution en énergie du B.G.O.

Une solution possible pour tenir compte de ces paramètres, aurait consisté à utiliser le programme de simulation GEANT3, qui contient une description très fidèle

du détecteur L3, et qui détermine l'énergie déposée par les particules dans chacun des cristaux de B.G.O; ceci aurait permis de se placer dans une situation comparable à une véritable prise de données. Mais au moment où cette simulation a été réalisée, GEANT3 n'était pas encore suffisamment optimisé pour pouvoir traiter un nombre suffisant d'événements en un temps acceptable; cette solution a donc été rejetée au profit d'un programme qui reproduit seulement les paramètres essentiels du détecteur.

b- Résolution en énergie:

La formule suivante a été adoptée pour paramétriser la résolution en énergie $R_E(E)$ du B.G.O.:

$$R_E(E) = \frac{\sigma_E}{E} = \frac{1.65\%}{\sqrt{E}} \quad \text{si } E \leq 2.7 \text{ GeV}$$

$$R_E(E) = \frac{\sigma_E}{E} = 1\% \quad \text{si } E > 2.7 \text{ GeV}$$

Cette formule résulte d'un compromis entre les résultats des tests en faisceau réalisés en 1983 et la valeur de 1% à 1 GeV donnée dans la proposition technique de l'expérience L3, qui correspond en fait au but ultime que la collaboration c'est fixé. La compatibilité de la formule avec les résultats des tests en faisceau de 1984 sera discutée dans le dernier chapitre.

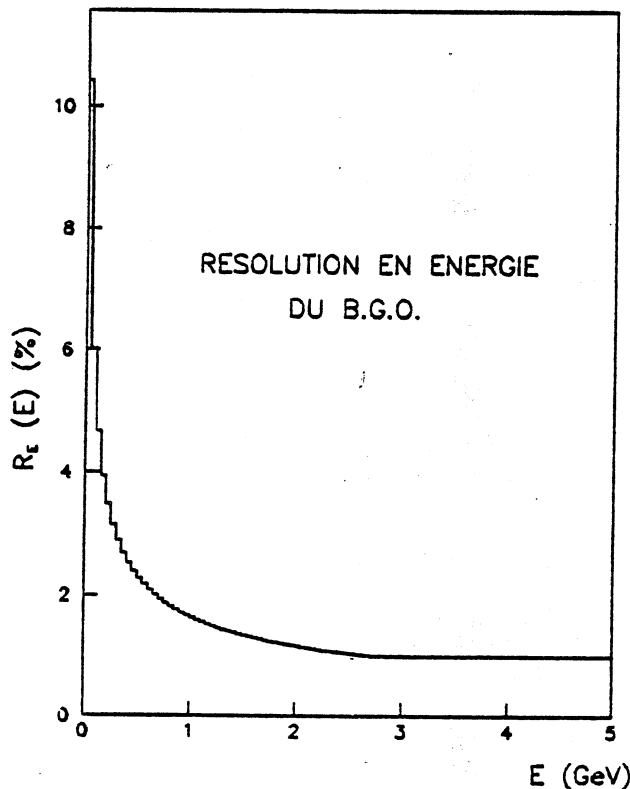


Fig 4-9

La valeur de l'énergie des photons, qui est utilisée dans le programme de reconstruction, résulte d'un tirage aléatoire sur une distribution gaussienne, dont la moyenne a pour valeur l'énergie vraie du photon, et dont l'écart type σ_E correspond à la résolution en énergie du B.G.O.

c- Résolution spatiale:

Les tests en faisceau de 1984 [4-21] ont été réalisés sur une matrice de 25 cristaux identiques à ceux qui seront utilisés dans le calorimètre électromagnétique de L3. Les mesures de la résolution spatiale obtenues sur cette matrice doivent donc prédire la résolution spatiale du calorimètre définitif.

$$\left\{ \begin{array}{l} E \leq 100 \text{ MeV} \longrightarrow R_S(E) \simeq 6 \text{ mm} \\ E = 1 \text{ GeV} \longrightarrow R_S(E) \simeq 3 \text{ mm} \\ E \geq 4 \text{ GeV} \longrightarrow R_S(E) \simeq 1 \text{ mm} \end{array} \right.$$

Une reproduction correcte des résultats expérimentaux a été obtenue en paramétrisant la résolution spatiale $R_S(E)$ de la façon suivante:

$$\begin{array}{ll} E \leq 100 \text{ MeV} & \longrightarrow R_s(E) = 6 \text{ mm} \\ 0.1 < E \leq 4 \text{ GeV} & \longrightarrow R_s(E) = e^{0.10E^2 - 0.88E + 1.88} \text{ mm} \\ E > 4 \text{ GeV} & \longrightarrow R_s(E) = 1 \text{ mm} \end{array}$$

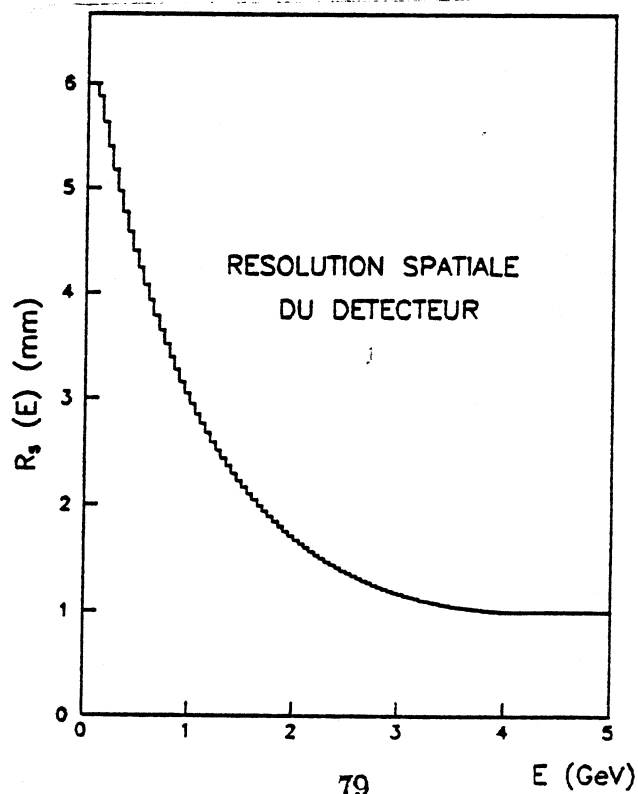


Fig 4-10

Dans le programme de simulation, un tirage aléatoire sur la partie positive d'une gaussienne centrée sur zéro et de variance correspondant à la résolution spatiale du détecteur pour l'énergie considérée, permet de déduire l'écart entre la position théorique et la position mesurée du point d'impact des photons sur la face d'entrée du B.G.O. Cet écart est ensuite pris en compte dans le calcul de l'angle séparant les trajectoires des photons.

d- Couverture angulaire du détecteur:

De façon à ne pas tenir compte des particules qui sont émises avec un angle très faible par rapport à l'axe du faisceau, en particulier les photons issus d'un bremsstrahlung de l'électron ou du positron incident, la contrainte suivante a été introduite:

$$-0.98 < \cos \theta < 0.98$$

Cette coupure correspond à la couverture angulaire du calorimètre électromagnétique muni d'une version standard des bouchons.

e- Cas de deux particules proches l'une de l'autre:

Les valeurs de la résolution spatiale et de la résolution en énergie données précédemment, ne sont valables que pour des particules électromagnétiques, qui induisent des dépôts d'énergie isolés dans le calorimètre.

Si deux particules X_1 et X_2 sont émises dans des directions proches l'une de l'autre, trois cas peuvent se présenter:

- Si X_1 est une particule chargée et X_2 un photon, tous deux contenus dans un cône d'angle d'ouverture inférieur à 3° : La trace de X_1 dans le détecteur central va correspondre avec la position du dépôt d'énergie induit par X_2 dans le B.G.O. Dans ce cas, X_2 sera identifié comme étant un électron ou un hadron qui a initié une gerbe hadronique dans le B.G.O.
- Si X_1 et X_2 sont deux photons contenus dans un cône d'angle d'ouverture inférieur à 4° : Les dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique se superposent. Le couple (X_1, X_2) est alors considéré comme un photon unique dont l'énergie vaut la somme des énergies des deux photons.

- Si X_1 et X_2 sont deux photons contenus dans un cône dont l'angle d'ouverture est compris entre 4° et 5° : Un programme de reconnaissance de forme est capable de discerner les deux photons, mais la mesure de l'énergie de chacun d'eux est entachée d'une erreur importante. Dans ce cas, le couple (X_1, X_2) ne peut pas être utilisé dans une étude physique fine, il est donc supprimé de l'ensemble des photons de départ.

Remarques:

- Les valeurs des angles correspondant aux trois cas explicités ci-dessus, ont été choisies en fonction d'observations faites lors des tests en faisceau de 1984, mais ne reposent pas sur une étude spécifique d'événements à plusieurs particules.
- Il est bien entendu que la valeur de l'angle en dessous de laquelle les particules deviennent indiscernables, dépend de leur énergie et de la position de leur point d'impact dans le calorimètre électromagnétique; les considérations précédentes ne sont donc qu'approximatives. Une telle démarche a été rendue nécessaire par l'impossibilité de disposer du programme de simulation GEANT, pour traiter un grand nombre d'événements.

f- Résultats

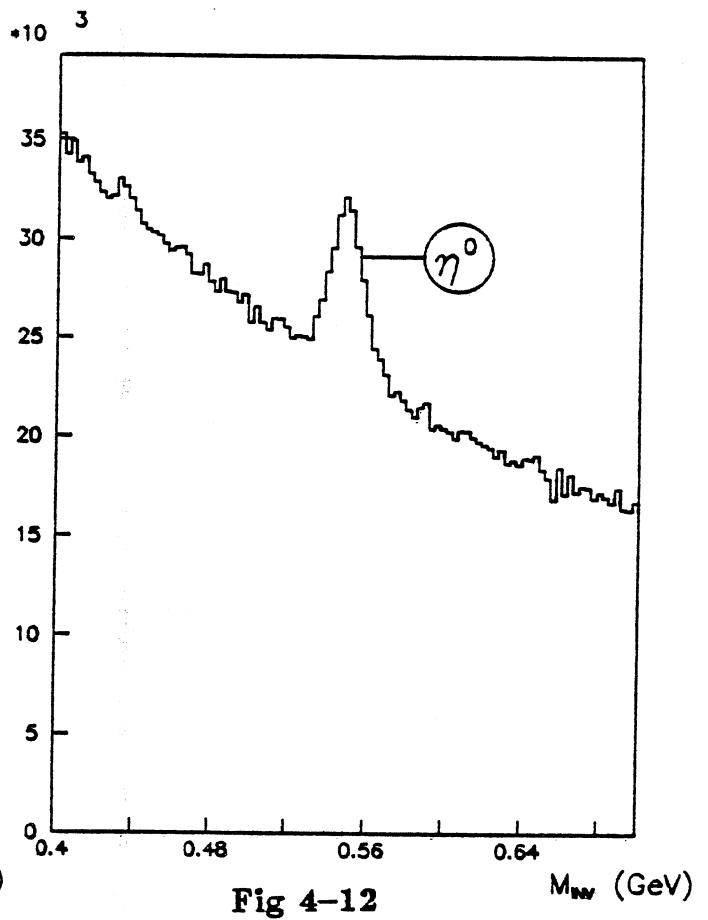
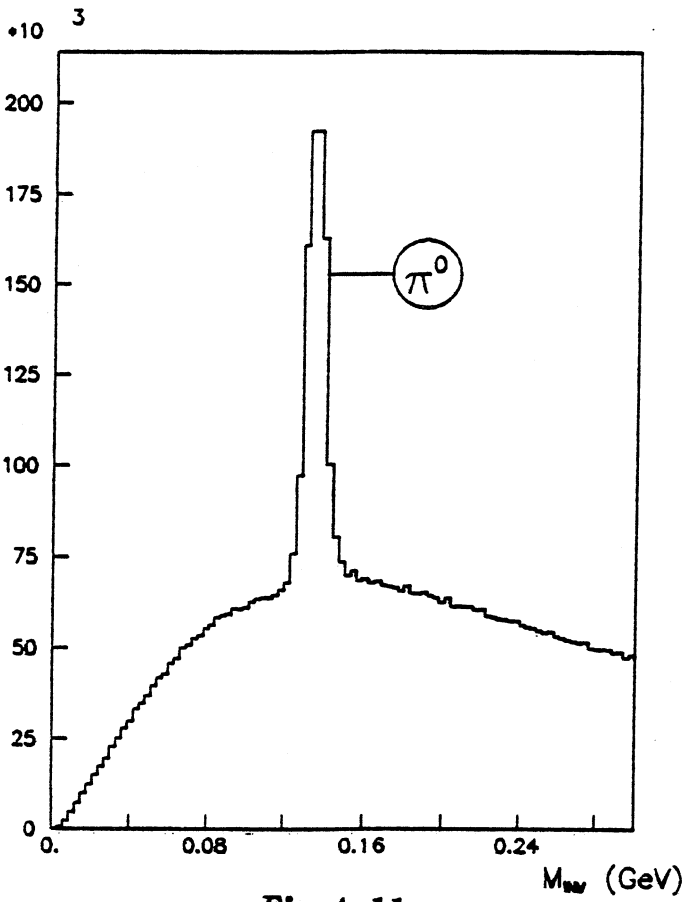
L'algorithme de reconstruction des π^0 et des η^0 a été testé sur $5 \cdot 10^4$ événements $(\gamma - Z^0)$ standards générés à l'aide du Monte-Carlo de LUND [4-18].

Le premier test a consisté à réaliser l'histogramme de la masse invariante de tous les couples de photons produits. Sur les deux premières figures de la page suivante, on observe que celui-ci fait apparaître deux pics très nets, centrés sur la masse des π^0 et des η^0 . La largeur de ces pics justifie parfaitement les valeurs des coupures qui permettent d'accepter ou de rejeter un candidat π^0 ou η^0 (voir le paragraphe a- de cette section).

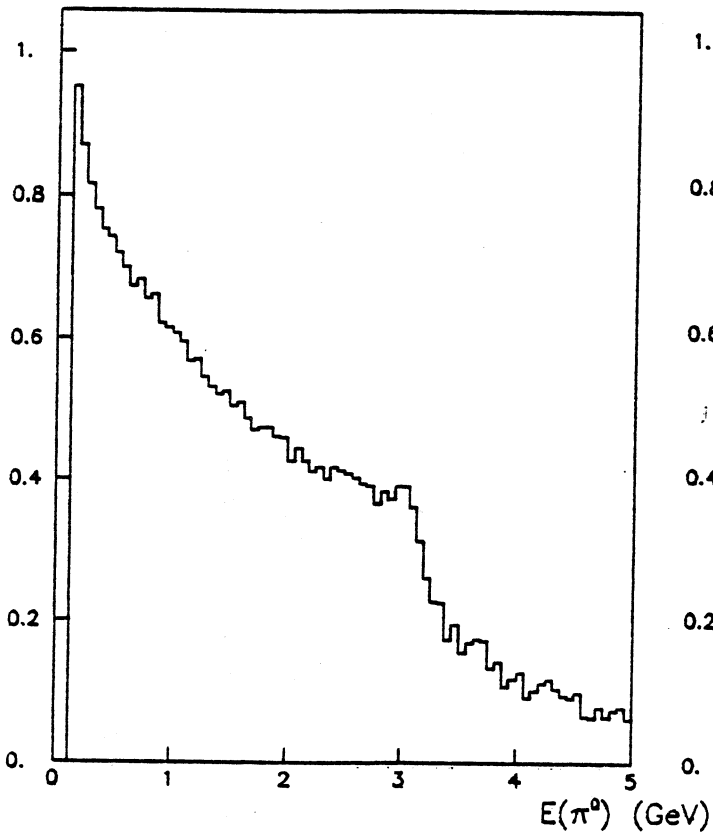
$$\begin{cases} \text{Min } | m_{inv} - m(\pi^0) | < 10 \text{ MeV} & \implies \pi^0 \text{ reconstruit} \\ \text{Min } | m_{inv} - m(\eta^0) | < 20 \text{ MeV} & \implies \eta^0 \text{ reconstruit} \end{cases}$$

Les deux autres figures représentent l'efficacité de reconstruction des π^0 et des η^0 , qui est définie comme le rapport du nombre de π^0 (η^0) reconstruits, sur le nombre de π^0 (η^0) produits dans un domaine d'énergie donné.

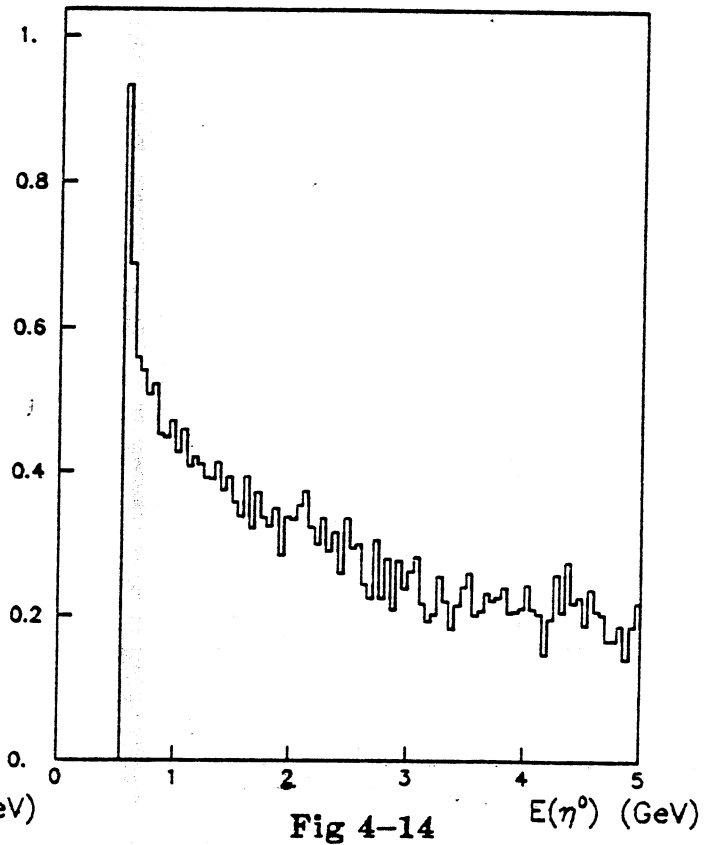
MASSE INVARIANTE RECONSTRUITE



EFFICACITE DE RECONSTRUCTION DES π^0



EFFICACITE DE RECONSTRUCTION DES η^0



En conclusion: malgré les deux remarques faites au paragraphe e- de cette section, il semble que l'algorithme de reconstruction des π^0 et des η^0 soit réaliste et capable de diminuer de façon appréciable le bruit de fond associé à la cascade radiative étudiée.

6- SIMULATION DU SIGNAL ET DU BRUIT DE FOND ASSOCIE:

Après avoir décrit dans les sections précédentes, le programme qui permet de tenir compte des paramètres essentiels de l'appareillage, ainsi que l'algorithme destiné à réduire le bruit de fond gamma, je vais maintenant m'attacher, à exposer la méthode qui a été utilisée pour simuler le signal et le bruit de fond, dans le cadre du modèle de Kühn et Ono [4-12].

De manière à alléger les notations, dans toute la suite le toponium sera représenté par la lettre grecque θ , et le symbole θ_{1P} désignera le centre de gravité des états 1^3P .

a- Paramètres du faisceau:

Le nombre d'interactions e^+e^- produites pendant une période donnée est fonction de la luminosité L du faisceau. De même la largeur totale de l'état $2S$ du toponium ne valant que quelques dizaines de KeV, le nombre de θ_{2S} produits dépend fortement de la dispersion en énergie du faisceau (δW). Pour les calculs qui suivent on supposera [4-19]:

\sqrt{s} (GeV)	70	75	80	90
δW (MeV)	23	27	32	43
L ($10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$)	0.9	1.0	1.1	1.3

b- Section efficace de production du toponium et des événements ($\gamma - Z^0$):

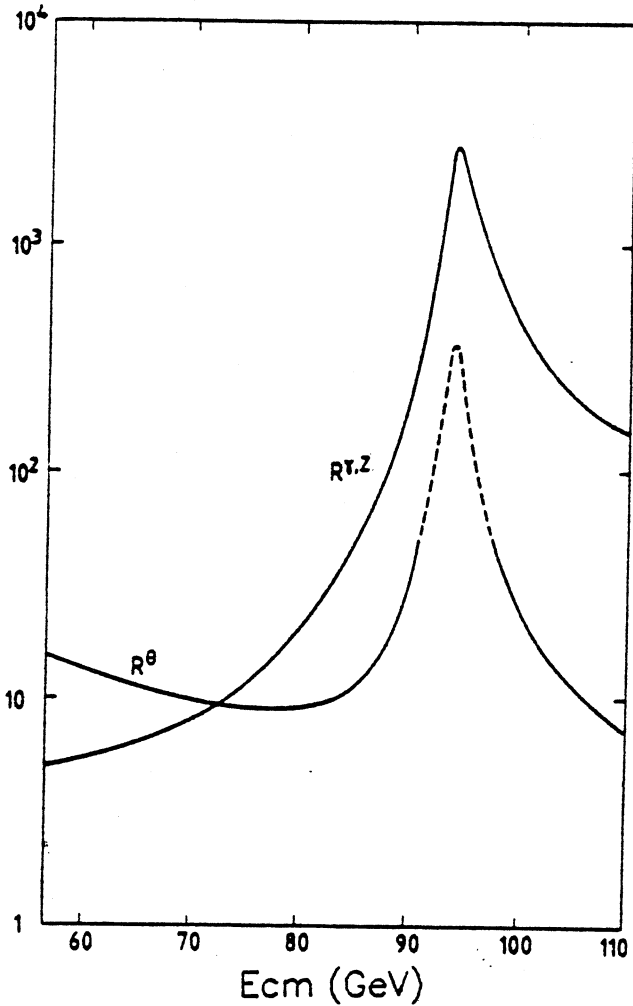


Fig 4-15

La figure ci-dessus représente la variation de $R^{\theta_{1S}}$ et de $R^{\theta_{2S}}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse [4-13]. Ces deux grandeurs: rapports de la section efficace totale de production de hadrons à la section efficace ponctuelle, sont définies comme suit:

$$R^{\theta_{1S}} = \frac{1}{\sigma_{pt}} \sigma(e^+e^- \rightarrow \theta_{1S} \rightarrow \text{hadrons})$$

$$R^{\gamma,Z} = \frac{1}{\sigma_{pt}} \sigma(e^+e^- \rightarrow (\gamma, Z^0) \rightarrow \text{hadrons})$$

avec : $\sigma_{pt} = \sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{86.7}{s} \text{ (nbarn)}$

Les deux graphes suivants donnent les rapports de branchement de θ_{1S} et de θ_{2S} en fonction de la masse du quark *top* [4-13]:

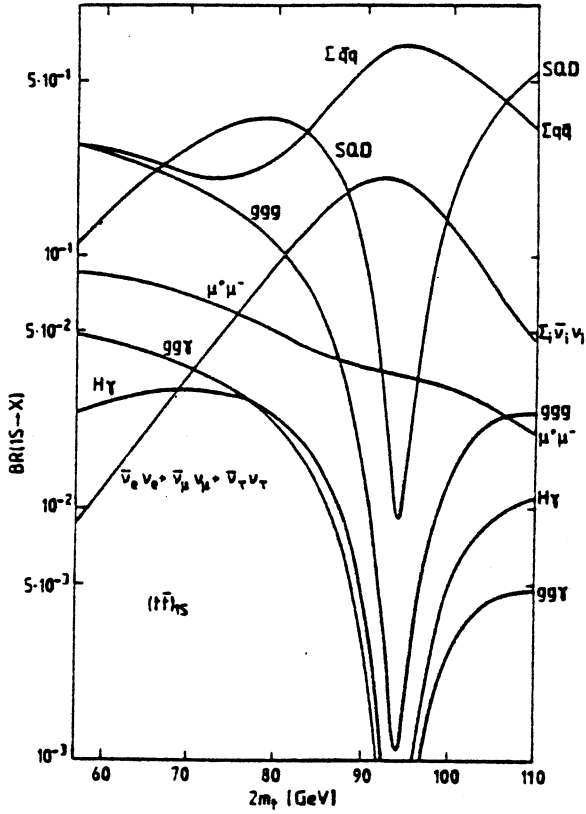


Fig 4-16

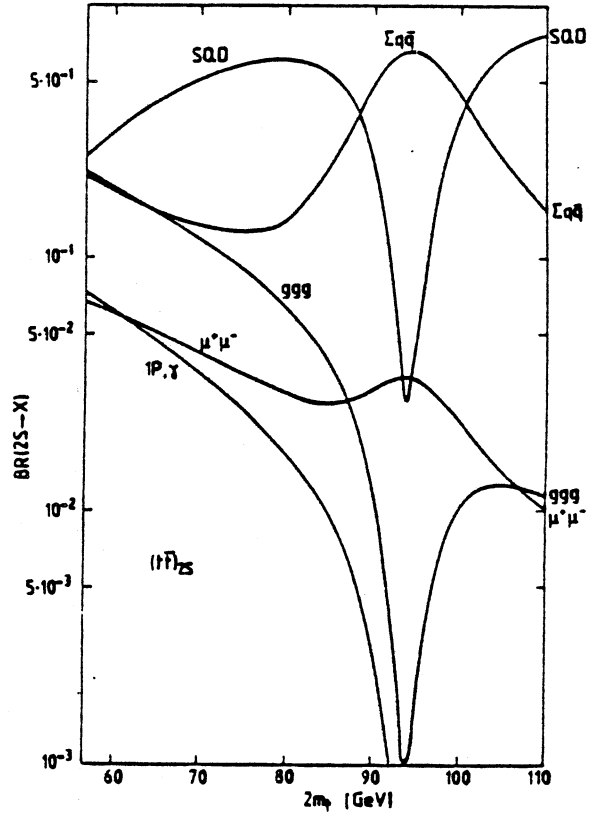


Fig 4-17

En combinant ces données et en appliquant la relation:

$$\sigma(\theta_{2S}) = \frac{1}{3}\sigma(\theta_{1S})$$

On peut déduire le nombre de θ_{1S} produits par heure de prise de données, ainsi que le nombre d'événements ($\gamma - Z^0$) correspondants.

$M(\theta_{2S})$ (GeV)	70	75	80	90
$\sigma(\theta_{2S} \rightarrow \text{tout})$ (pbarn)	78.	61.	57.	183.
$\sigma(\gamma, Z^0 \rightarrow \text{hadrons})$ (pbarn)	138.	177.	272.	2354.
$N(\theta_{2S})/\text{heure}$	2.5	2.2	2.3	8.9
$N(\gamma, Z^0)/\text{heure}$	4.5	6.4	10.8	114.4

Les différents modes de désintégrations hadroniques du θ_{1S} sont simulés de la façon suivante:

- $\theta_{1S} \rightarrow q\bar{q}$: Ces événements sont simulés à l'aide du Monte-Carlo de LUND* [4-18], en produisant des paires $q\bar{q}$ à l'énergie du θ_{1S} ($M(\theta_{1S}) = M(\theta_{2S}) - E(\gamma_1) - E(\gamma_2)$).
- $\theta_{1S} \rightarrow SQD$: Ce type de désintégration est très proche de la production ouverte de quarks *top*. Sa simulation a été réalisée en produisant des paires ($t\bar{t}$) juste au-dessus de leur seuil de production. Tout se passe alors comme si on avait généré un état lié ($t\bar{t}$) quasiment au repos. Cette méthode n'est pas parfaite puisque le bilan en énergie est faux de $\simeq 2$ GeV, mais la topologie des événements, ainsi que le spectre en énergie des photons est réaliste.
- $\theta_{1S} \rightarrow 3$ gluons et $\theta_{1S} \rightarrow 2$ gluons + 1 γ : L'une des options du Monte-Carlo de LUND simule ces deux processus pour le bottomonium et le toponium; on remarquera toutefois que si ces modes de désintégration sont prépondérants pour le Υ , ils ne jouent qu'un rôle secondaire dans le cas du toponium.
- Dans tous les cas, la possibilité d'émission d'un photon dans l'état initial a été prise en compte.

A l'issue de la génération d'un événement hadronique, on sépare les particules produites en deux groupes: d'une part les photons auxquels on ajoute le couple (γ_1, γ_2) , et d'autre part les particules chargées et stables. Les quadri-impulsions de toutes les particules étant connues, on applique les contraintes dues à l'appareillage (résolution en énergie, résolution spatiale et acceptance du détecteur).

L'ensemble des photons de départ se trouve alors modifié:

- Le nombre de photons a diminué en raison de la couverture angulaire imparfaite du détecteur, et de la superposition des signaux induits par les particules proches les unes des autres.
- Les quadri-impulsions sont modifiées en fonction de la résolution en énergie et de la résolution spatiale du calorimètre électromagnétique.

C'est sur ce nouvel ensemble de photons que l'on tente de reconstruire les masses invariantes des π^0 et des η^0 .

Dans le cas de la désintégration leptonique du θ_{1S} on vérifie seulement que les deux photons γ_1 et γ_2 sont émis dans l'angle solide couvert par le calorimètre électromagnétique et qu'ils sont séparés par un angle d'au moins 5° . Les deux leptons ne sont pas générés.

De manière à tenir compte de toutes les composantes du signal, il faut aussi

* Dans tous les cas, la possibilité d'émission d'un photon dans l'état initial a été prise en compte.

simuler la désintégration du θ_{1P} (essentiellement S.Q.D. et $q\bar{q}$), correspondant au processus $\theta_{2S} \rightarrow \gamma_1 \theta_{1P} \rightarrow \gamma_1 + \text{tout sauf } \theta_{2S}$ qui met en jeu le photon γ_1 exclusivement. La méthode adoptée est la même que pour la désintégration hadronique du θ_{2S} .

Les figures ci-après, mettent en évidence les modifications que subit le spectre en énergie des photons au cours des différentes étapes de la simulation de la désintégration du θ_{2S} .

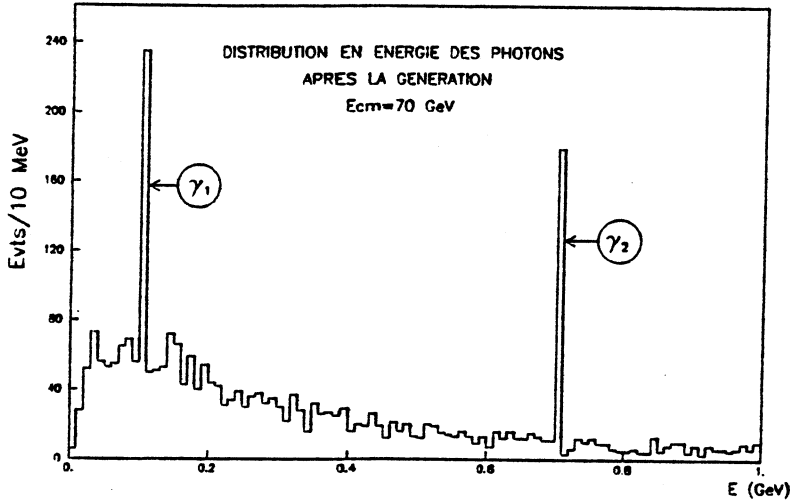


Fig 4-19

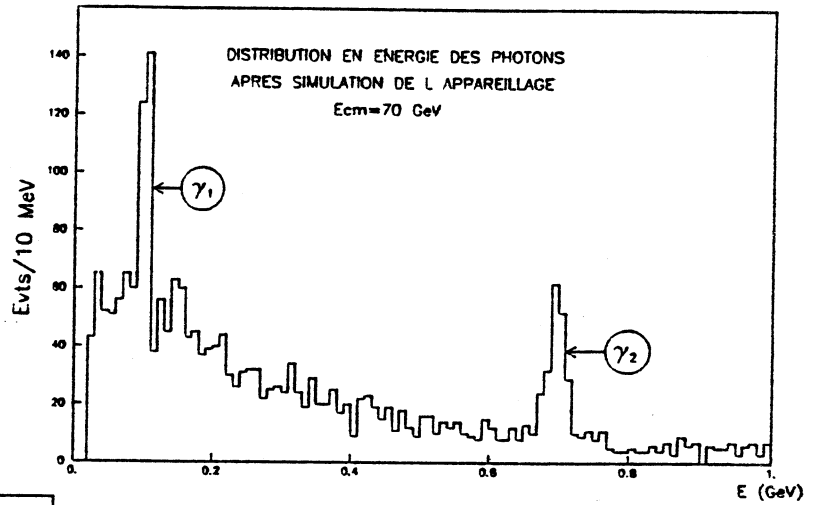


Fig 4-20

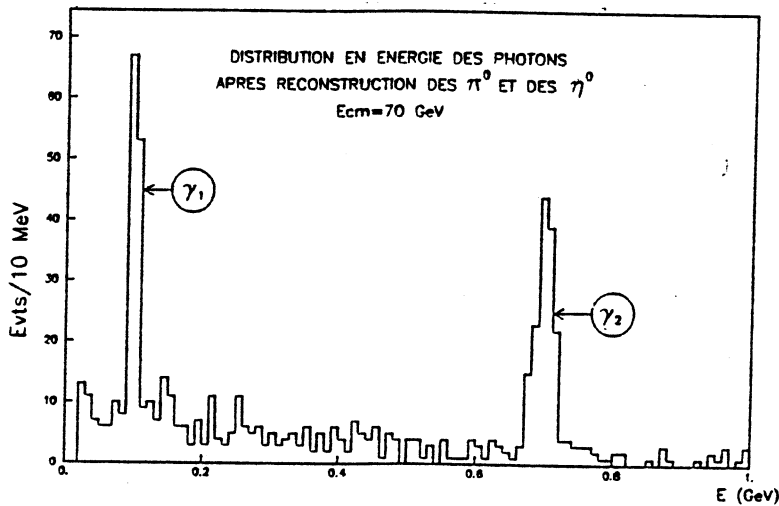


Fig 4-21

Résultats: Le tableau ci-dessous indique les résultats obtenus lors de la simulation d'un lot d'événements correspondant à environ une année de prise de données ($\simeq 2800$ heures effectives) à l'énergie de l'état 2S du toponium.

Quatre hypothèses sur la masse de cet état sont considérées; dans chaque cas on a porté le nombre de photons γ_1 (γ_2) qui possèdent une énergie $E(\gamma_1) \pm 2\sigma_1$ ($E(\gamma_2) \pm 2\sigma_2$), ainsi que le nombre d'événements où il y a émission simultanée des deux photons.

La différence entre le nombre de photons γ_2 observés et le nombre de coïncidences (γ_1, γ_2) renseigne sur l'inefficacité de l'analyse, due aux contraintes de l'appareillage et à l'imperfection du programme de reconstruction.

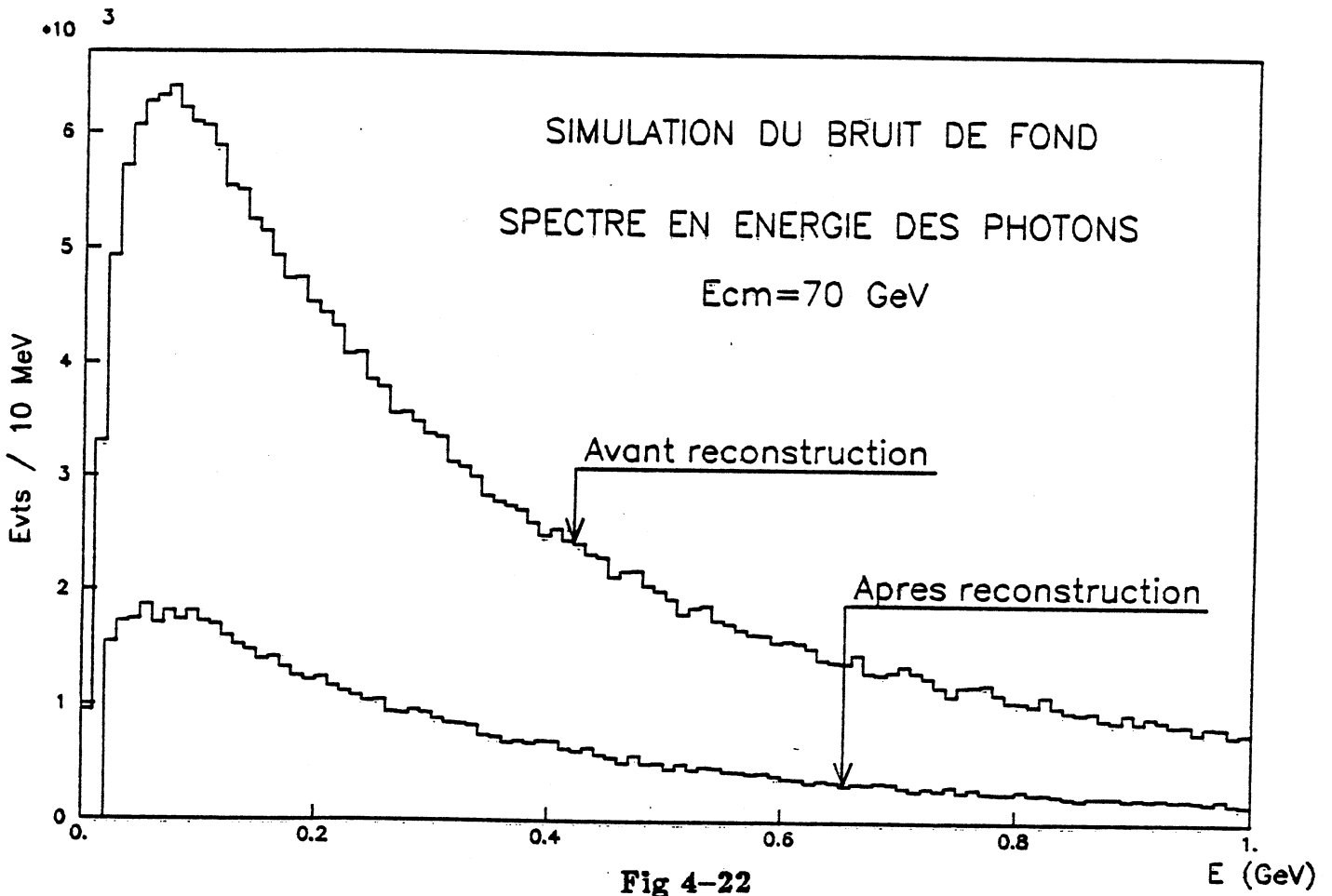
$M(\theta_{2S})$ (GeV)	70	75	80	90
$N(\theta_{2S} \rightarrow \gamma_1 \gamma_2 \theta_{1S})$ (2800 heures)	174	62	49	25
$\theta_{2S} \rightarrow \gamma_1 \theta_{1P}$ $E(\gamma_1)$ (MeV) Signal S_1	100 ± 10 177	100 ± 10 62	100 ± 10 74	100 ± 10 38
$\theta_{1P} \rightarrow \gamma_2 \theta_{1S}$ $E(\gamma_2)$ (MeV) Signal S_2	700 ± 28 147	750 ± 29 49	800 ± 30 38	850 ± 30 17
coïncidences (γ_1, γ_2) Signal $S_{1,2}$	93	29	27	15

d- Simulation du bruit de fond:

Les événements ($\gamma - Z^0$) du continuum ou bien les désintégrations hadroniques de l'état 2S du toponium produisent des particules instables, qui peuvent elles-mêmes engendrer des photons de basse énergie. Tous ces processus doivent donc faire l'objet d'une simulation précise de façon à estimer l'importance du bruit de fond par rapport au signal.

- Les événements qui résultent de l'échange d'un photon ou bien d'un Z^0 virtuel ont été générés à l'aide du Monte-Carlo de LUND, en prenant en compte la possibilité de produire des paires quark-antiquark éventuellement associées à un ou deux gluons.
- Les désintégrations hadroniques de l'état 2S du toponium ont été simulées de la même façon que celles de l'état 1S (voir le paragraphe c- sur la simulation du signal), en modifiant simplement l'énergie et la valeur des différents rapports de branchement.

Comme illustré par le spectre en énergie des photons représenté ci-après, l'algorithme de reconstruction des π^0 et des η^0 permet de réduire le bruit de fond par un facteur voisin de trois.



Résultats: De même que pour le signal, les tableaux ci-après, résument les résultats obtenus lors de la simulation du bruit de fond pour 2800 heures de prises de données.

* La ligne qui concerne le photon γ_2 tient compte du processus:

$$\theta_{2S} \rightarrow \gamma_1 \theta_{1P} \rightarrow \text{tout sauf } \theta_{1S}$$

$M(\theta_{2S})$ (GeV)	70	75	80	90
$N(\theta_{2S} \rightarrow \text{tout})$ (2800 heures)	7084	6160	6356	24976
$N(\gamma, Z^0 \rightarrow \text{hadrons})$ (2800 heures)	12516	17864	30156	32032

$M(\theta_{2S})$ (GeV)	70	75	80	90
$E(\gamma_1)$ (MeV)	100 ± 10	100 ± 10	100 ± 10	100 ± 10
Fond B_1	3540	4263	6210	8694
$E(\gamma_2)$ (MeV)	700 ± 28	750 ± 29	800 ± 30	850 ± 30
Fond B_2	1894	2140	2920	3915
coïncidences (γ_1, γ_2)	315	316	399	580
Fond $B_{1,2}$				

7- CONCLUSIONS:

a- Rapport signal sur bruit:

La motivation principale de la simulation décrite dans la section précédente, est de pouvoir calculer le rapport signal sur bruit associé à la cascade radiative étudiée. En effet ce rapport, exprimé en nombre d'écarts standard permet de conclure quant à la faisabilité de la détermination du centre de gravité des états 1^3P du toponium.

$M(\theta_{2S})$ (GeV)	70 1000 h	70 2800 h	75 2800 h	80 2800 h	90 2800 h
$\theta_{2S} \rightarrow \gamma_1 \theta_{1P}$ S_1/B_1 (σ)	1.8	3.0	0.9	0.9	0.4
$\theta_{1P} \rightarrow \gamma_2 \theta_{1S}$ S_2/B_2 (σ)	2.0	3.4	1.1	0.7	0.3
coïncidences (γ_1, γ_2) $S_{1,2}/B_{1,2}$ (σ)	3.1	5.2	2.4	1.4	0.6

Sachant qu'un minimum de trois écarts standards est nécessaire pour mettre en évidence un signal, et si l'on considère une année de prises de données sur l'état $2S$ du toponium, le tableau précédent indique que le centre de gravité des états 1^3P du toponium, ne pourra être déterminé par la méthode des coïncidences, que si la masse du quark top est inférieure ou égale à 35 GeV.

Cette conclusion s'explique si l'on remarque que plus la masse du top est élevée, plus le rapport $R^{\gamma,Z}/R^{\theta_{1S}}$ augmente, alors que le rapport de branchement du θ_{2S} en θ_{1P} diminue.

Inversement plus la masse du toponium est faible plus le signal apparaît clairement; il semble toutefois difficile que le LEP puisse accéder à des énergies inférieures à 70 GeV.

b- Limites et perfectibilité de la simulation:

Les résultats exposés ici fournissent des ordres de grandeurs certainement fiables, mais ne prétendent pas conduire à des conclusions irréfutables et absolues. En effet, une analyse de la méthode fait ressortir deux limitations principales:

- La première est d'ordre théorique, puisque les taux de production des différents états du toponium ne sont connus qu'à un facteur $\simeq 2$ près. De même, l'énergie des photons γ_1 et γ_2 du signal peut varier suivant le modèle considéré. Par exemple pour $M(\theta_{2S}) = 80 \text{ GeV}$:

$$\begin{cases} E(\gamma_1) = 100 \longleftrightarrow 150 \text{ MeV} \\ E(\gamma_2) = 370 \longleftrightarrow 850 \text{ MeV} \end{cases}$$

Si l'accord est bon sur l'énergie de γ_1 , les différences sont plus importantes pour γ_2 . En particulier, le spectre en énergie du fond gamma étant piqué à basse énergie, une faible valeur de $E(\gamma_2)$ entraîne une dégradation du rapport signal sur bruit. Cette inconsistance des modèles est intrinsèque au sujet traité, puisque le but est justement de faire une discrimination entre les hypothèses.

- La deuxième limitation réside dans l'algorithme de reconstruction des π^0 et des η^0 qui simule assez grossièrement les performances de l'appareillage. Etant donnée la multiplicité des π^0 dans les événements, on peut affirmer que l'optimisation des algorithmes, est un point essentiel si l'on veut diminuer de façon significative la contribution du bruit de fond.

c- Désintégration leptonique de l'état fondamental du toponium:

Les conclusions exposées dans cette section indiquent que l'observation de la coïncidence (γ_1, γ_2) n'est pas un critère suffisamment restrictif dans le cas où le quark *top* possède une masse élevée ($> 35 \text{ GeV}$). Un moyen de caractériser plus finement le signal consiste à utiliser la réaction exclusive suivante, où on observe dans l'état final, deux photons mono-énergétiques et une paire de leptons:

$$\theta_{2S} \text{ --- } > \gamma_1 \gamma_2 \theta_{1S} \begin{matrix} \searrow \\ \rightarrow l+l^- \end{matrix}$$

Dans ce cas le bruit de fond est dû aux événements leptoniques (γ, Z^0) , qui sont accompagnés de deux photons radiatifs émis dans l'état initial ou final.

Si on suppose une couverture angulaire de 98% de l'angle solide total et si on néglige les effets d'interférences, la probabilité d'émission d'un photon de bremsstrahlung dans un intervalle d'énergie ΔE_γ est donnée par: [4-13]

$$\tilde{P}(E_\gamma) = 4.5 \cdot 10^{-2} \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma}$$

La probabilité d'émission de deux photons vaut donc:

$$\tilde{P}(E_{\gamma_1}, E_{\gamma_2}) = (4.5 \cdot 10^{-2})^2 \frac{\Delta E_{\gamma_1}}{E_{\gamma_1}} \cdot \frac{\Delta E_{\gamma_2}}{E_{\gamma_2}}$$

De manière à limiter le bruit de fond tout en rejetant le minimum de signaux toponium, les événements sont sélectionnés de la façon suivante [4-20]:

- Dans le cas d'une paire e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$, on ne retient que les événements dans lesquels les deux leptons sont émis avec une acolinéarité inférieure à 10° .
- Si le produit de la désintégration du θ_{1S} est une paire de τ , les critères d'acceptation de l'événement sont:
 - Une énergie visible supérieure à $0.4 \sqrt{s}$.
 - Au plus trois traces chargées associées à chacun des τ .

Les travaux exposés dans la référence [4-13] sont basés sur cette méthode, et font ressortir que le nombre d'événements bruit de fond reste inférieur au nombre d'événements du signal, tant que la masse de l'état $2S$ du toponium est plus faible que 85-90 GeV.

Cette idée semble donc prometteuse, mais nécessiterait d'être approfondie par une simulation précise du bruit de fond, reposant sur un calcul à l'ordre α^4 de Q.E.D. qui n'a pas encore été réalisé complètement.

CHAPITRE V

ETUDE EN FAISCEAU D'UNE MATRICE

DE 100 CRISTAUX DE B.G.O.

La réalisation technique d'un calorimètre électromagnétique aussi complexe que celui de l'expérience L3, nécessite bien évidemment un grand nombre d'essais et de tests préalables. En effet, la plupart des éléments constituant ce détecteur font appel à des matériaux nouveaux et à des technologies de pointe.

Si la mise au point de la structure porteuse et des méthodes d'usinage des monocristaux de B.G.O. est l'affaire de mécaniciens hautement qualifiés; l'étude des propriétés physiques du B.G.O., ainsi que son utilisation à la détection des particules électromagnétiques, relèvent de la compétence des physiciens.

On notera, en particulier, les points importants suivants:

- Mise au point de l'électronique de lecture.
- Mesure de la résolution spatiale, pour une géométrie des cristaux identique à celle du calorimètre définitif.
- Mesure et optimisation de la résolution en énergie.
- Mise au point d'une stratégie permettant de calibrer un grand nombre de canaux ($\simeq 8000$ pour le tonneau du calorimètre électromagnétique).
- Etude de la résistance aux radiations.
- Etude de l'influence des parois de la structure porteuse sur les performances du détecteur.

La meilleure façon d'apporter une réponse à l'ensemble de ces problèmes, consiste certainement à réaliser une portion du calorimètre électromagnétique définitif muni de son électronique de lecture, et à placer l'ensemble dans un faisceau de particules dont l'énergie est connue avec une grande précision.

Une telle démarche a été adoptée et s'est concrétisée par la construction d'une

matrice de cent cristaux de B.G.O. en tout point identiques à ceux qui seront utilisés dans l'expérience L3.

Dans la suite de ce chapitre, je décrirai les tests réalisés sur celle-ci en exposant plus particulièrement la méthode de calibration qui conduit à une détermination de la résolution en énergie du B.G.O. On remarquera par ailleurs, que ce paramètre est fondamental pour l'étude des processus physiques tels que la réaction de comptage des neutrinos, ou bien la mise en évidence des états 1^3P du toponium, puisque dans le premier cas, il fixe la précision avec laquelle est connu le seuil de détection des photons, et dans le deuxième cas, il détermine la finesse du signal associé à l'émission des photons radiatifs, ainsi que l'efficacité de reconstruction des π^0 (voir les chapitres III et IV).

1- DESCRIPTION DU BANC DE TEST :

a- Description de la matrice:

La matrice de test assemblée au laboratoire d'Annecy, est constituée par une structure alvéolaire en fibre de carbone dans laquelle prennent place cent cristaux de B.G.O. C'est une réplique quasi exacte d'une portion du calorimètre définitif.

La structure mécanique est composée de cent troncs de pyramide évidés, dont les parois ont une épaisseur moyenne de $125 \mu m$. Ces éléments sont assemblés par collage pour former deux demi-structures réunies par une plaque d'acier de $2 mm$ d'épaisseur, reproduisant la couronne métallique qui joint les deux demi-tonneaux dans le calorimètre de l'expérience L3.

Les cristaux fournis par l'Institut de Céramique de Shangaï ont la forme de troncs de pyramide dont la petite et la grande base mesurent $\simeq 2 \times 2 cm^2$ et $\simeq 3 \times 3 cm^2$ respectivement. En réalité, ces dimensions changent de quelques centaines de microns suivant la position du cristal dans la matrice; dans la suite, je supposerai cependant que tous les cristaux sont indentiques.

De manière à optimiser la qualité du signal, les cristaux ont tout d'abord été testés en laboratoire à l'aide d'une source de ^{137}Cs , la lumière de scintillation étant recueillie par un photomultiplicateur.

Trois paramètres ont été mesurés:

- La collection de lumière, qui doit être aussi importante que possible pour obtenir un signal clair.
- L'uniformité, c'est-à-dire la stabilité de la collection de lumière en fonction de la position de la source le long du cristal.

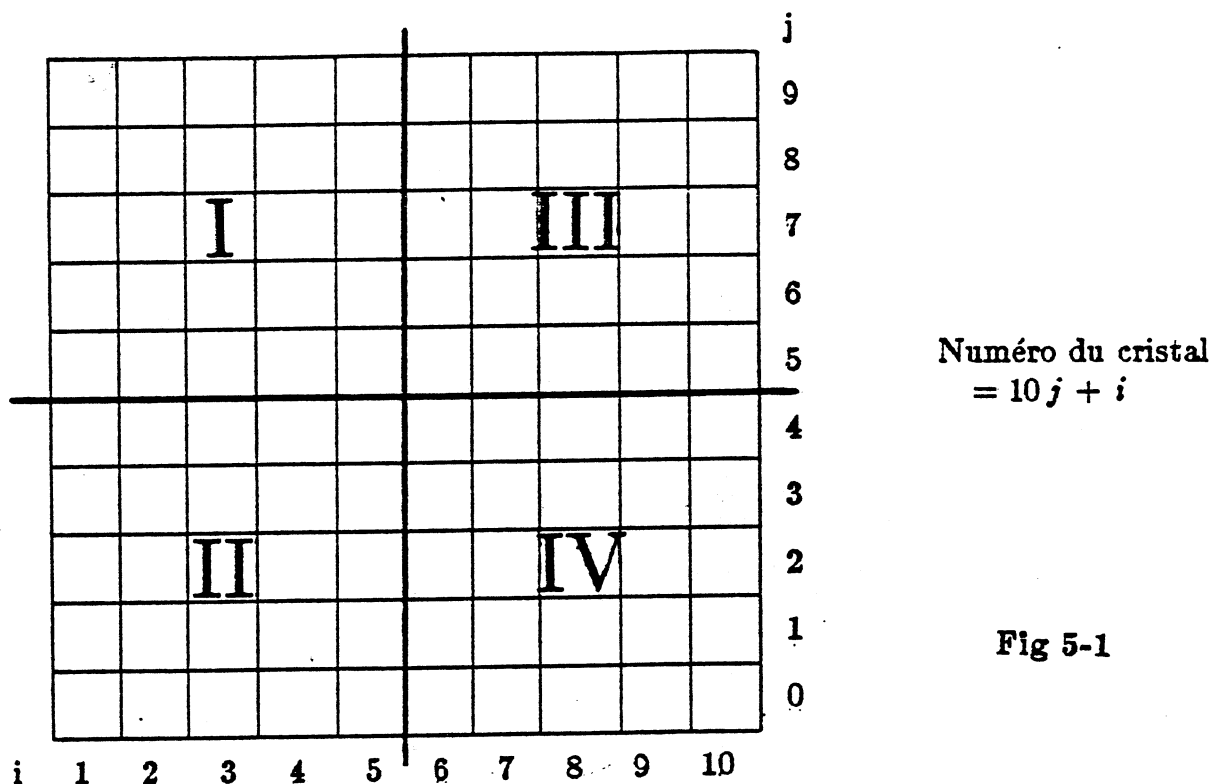
- La résolution avec laquelle est mesuré le signal induit par la source de césium. Les résultats de ces tests ont conduit d'une part, à un retraitement de l'état de surface des cristaux de façon à améliorer la qualité du dépoli qui permet d'obtenir l'uniformité (voir chapitre II), et d'autre part, à une opération de recuisson qui augmente la collection de lumière, en annulant les effets de jaunissement dus à l'exposition des cristaux à la lumière du jour.

Ces tests préliminaires étant achevés, l'étape suivante à consister à coller les capteurs sur la grande base des cristaux. Ces capteurs sont de deux types:

- **Les sondes thermiques:** La quantité de lumière produite par scintillation variant fortement en fonction de la température, il est nécessaire de pouvoir contrôler ce paramètre si l'on veut s'assurer que la réponse du cristal est constante au cours du temps.
- **Les photodiodes:** Elles assurent la transformation de la quantité de lumière reçue en un signal électrique; et étant placées au début de la chaîne de lecture, elles conditionnent la qualité des mesures. Deux types de photodiodes ont été utilisés pour ces tests en faisceau. Il semble toutefois que les meilleurs résultats soient obtenus en montant en parallèle deux diodes de 1 cm^2 du type Hamamatsu 1790 S qui présentent un courant de fuite de quelques nano-Ampères pour une tension de polarisation inverse égale à 12 Volts.

Avant de positionner les cristaux dans la structure mécanique, il est nécessaire de les munir d'un emballage réfléchissant. Le choix du matériau s'étant révélé être primordial pour assurer une collection de lumière optimale, de très nombreux essais ont été réalisés. Finalement, la solution retenue a été d'équiper la moitié des cristaux avec du Mylar de $12 \mu\text{m}$ d'épaisseur aluminisé sur deux faces, et de munir l'autre moitié d'un diffuseur de $175 \mu\text{m}$ d'épaisseur à base de Teflon (papier Harshaw). Ce dernier optimise mieux la collection de lumière que le Mylar, mais présente l'inconvénient d'être très épais, ce qui est préjudiciable à la qualité de la calorimétrie.

De manière à clarifier l'exposé qui va suivre, la matrice sera considérée comme un assemblage de quatre quadrants. Si l'on observe la matrice par la face d'entrée des particules (petite base des cristaux), celle-ci se présente de la façon suivante:



Dans les quadrants I et II, les cristaux sont équipés d'un mélange de photodiodes de type Hamamatsu et Micro-Semiconductor, et le réflecteur est constitué de Mylar aluminisé. Par contre, dans les quadrants III et IV, les photodiodes sont toutes de marques Hamamatsu et le réflecteur est en papier Harshaw.

b- Electronique de lecture:

De manière à pouvoir mesurer l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique dans une gamme s'étendant de 20 MeV à 50 GeV, et ceci avec une résolution proche de la résolution intrinsèque du B.G.O., il est nécessaire que le bruit électronique n'excède pas 1 ou 2 MeV.

Deux types d'électroniques ont été utilisés lors des tests en faisceau. Je ne décrirai cependant que la chaîne de lecture mise au point par l'université de Princeton, puisque l'analyse des données qui sera exposée dans la suite, utilise exclusivement celle-ci.

Le signal provenant des photodiodes est préamplifié puis intégré pendant un temps donné ($\approx 5 \mu s$), avant d'être stocké dans une mémoire analogique. Un microprocesseur (Motorola 6805) commande alors la lecture de la mémoire et la conversion analogique-numérique du signal. Cette conversion consiste à appliquer une tension variable, fournie par un convertisseur numérique-analogique, sur cinq comparateurs reliés par une chaîne d'amplificateurs. A la sortie de l'ADC, on obtient la valeur numérique de la tension et le nombre de comparateurs utilisés

dans la conversion. Ce système permet d'obtenir une excellente précision sur une très grande gamme dynamique ($\approx 10^6$ canaux).

Remarque : L'ensemble du système de lecture décrit ci-dessus a été hybridé de façon à pouvoir être monté directement sur la face arrière des cristaux.

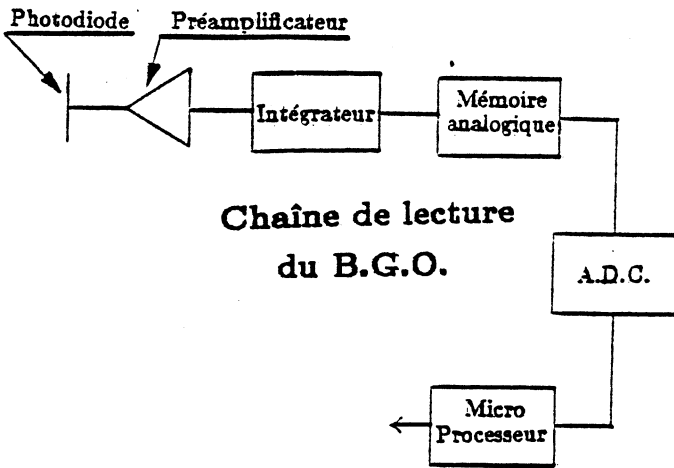


Fig 5-2

Chaîne de lecture
du B.G.O.

Conversion Analogique-Numérique

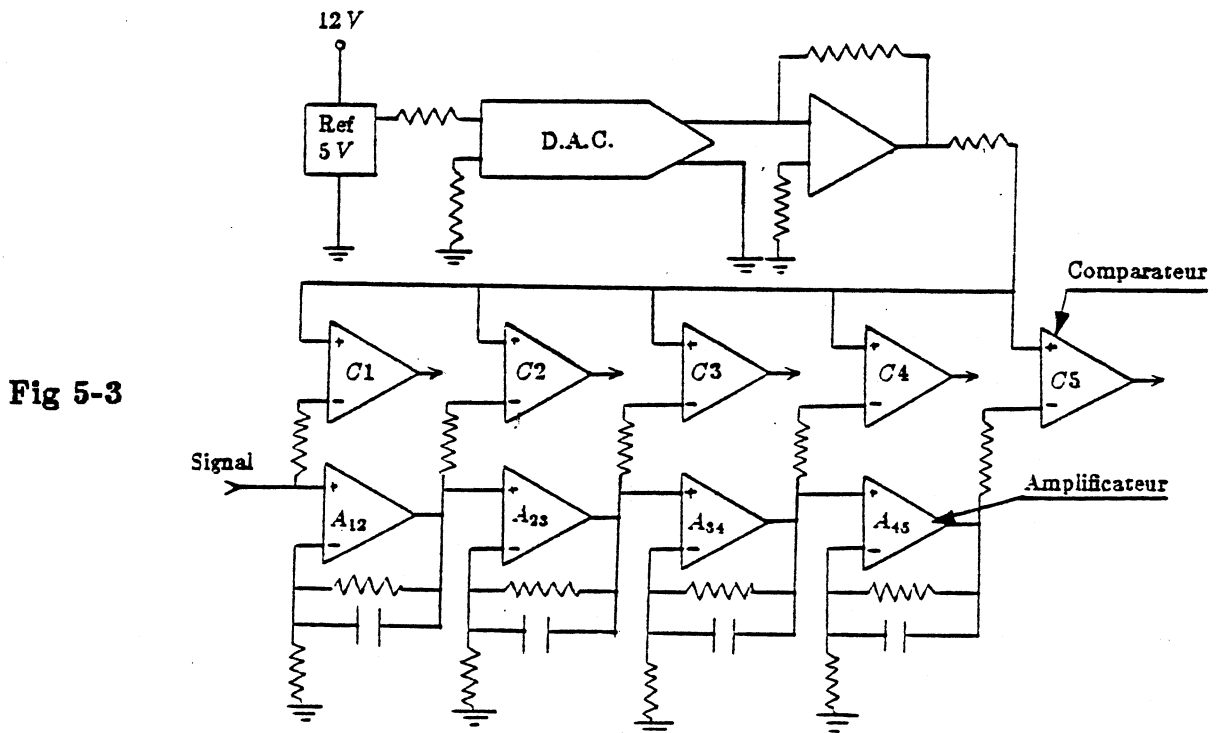


Fig 5-3

c- Description de la ligne de faisceau:

La matrice de cent cristaux de B.G.O., enfermée dans une boîte métallique thermo-régulée, est placée sur une table mobile dans les directions θ et ϕ de façon à ce que chaque cristal puisse être positionné dans l'alignement du faisceau X3 du CERN. Ce faisceau dérivé du S.P.S., dont la gamme d'énergie s'étend de 2 GeV à 50 GeV, est essentiellement composé d'électrons, avec une faible contamination en pions et en muons. Un certain nombre d'éléments disposés en avant de la matrice permettent de contrôler l'impulsion des particules et de définir les conditions de déclenchement.

On trouve:

- 5 chambres à fils proportionnelles, destinées à mesurer l'impulsion des particules du faisceau et à calculer la position de leur point d'impact sur la matrice.
- 2 compteurs Cherenkov à seuil pour séparer les pions des électrons.
- 5 scintillateurs:
 - S1 et S2 définissent le faisceau.
 - S3 et S4 limitent la dispersion du faisceau.
 - S5 définit une zone de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ sur la surface du B.G.O.

On trouve en outre quatre scintillateurs qui fonctionnent en veto, et un compteur permettant d'obtenir des renseignements sur la chronologie des événements.

2- CALIBRATION DE LA MATRICE :

Avant d'exposer la méthode de calibration, il faut d'abord préciser que seule la seconde moitié de la matrice (quadrants III et IV) a été utilisée à cette fin. L'autre moitié installée en premier, a plutôt servi à la mise au point de la procédure de tests: problèmes de blindage, écriture et essais des programmes d'analyse, familiarisation avec le système d'acquisition etc...

a- Principe de la calibration:

Calibrer un calorimètre consiste à exposer celui-ci à un faisceau de particules dont l'énergie est connue, et à déterminer le facteur qui permet de convertir l'amplitude du signal mesuré en quantité d'énergie. Si le détecteur est infini, on obtient une calibration absolue puisque l'énergie mesurée est égale à l'énergie déposée dans le détecteur. Par contre, si le détecteur possède une dimension finie, l'énergie n'est pas complètement absorbée; la calibration relie alors le signal mesuré à l'énergie des

particules incidentes avec une précision qui dépend des fluctuations du processus de dépôt d'énergie.

D'autre part, si le calorimètre est segmenté comme dans le cas de la matrice de test, il est nécessaire d'égaliser la réponse des différents canaux avant de procéder à la calibration proprement dite. Cette procédure est appelée: inter-calibration.

Dans le cas de la matrice de test, il a été décidé de procéder à la calibration à l'aide d'un faisceau d'électrons de 10 GeV, convergeant vers le centre de chaque cristal. La validité de l'utilisation d'un seul point de calibration sera discutée ultérieurement, en vérifiant que les constantes de calibration à une énergie donnée peuvent être déduites de cet unique point de mesure, par une simple relation linéaire.

La première étape a donc consisté à placer chaque cristal en face du faisceau d'électrons et à accumuler les événements. Ensuite, un tri a été réalisé de manière à sélectionner les meilleures prises de données.

b- Détermination du piédestal*:

Le piédestal est défini comme étant l'amplitude du signal mesuré à la sortie de la chaîne de lecture, lorsque le signal appliqué à l'entrée est nul. Mesurer le piédestal revient donc à déterminer le "zéro" du calorimètre électromagnétique.

Le schéma en temps ci-dessous, illustre la manière dont est réalisée la lecture du B.G.O.

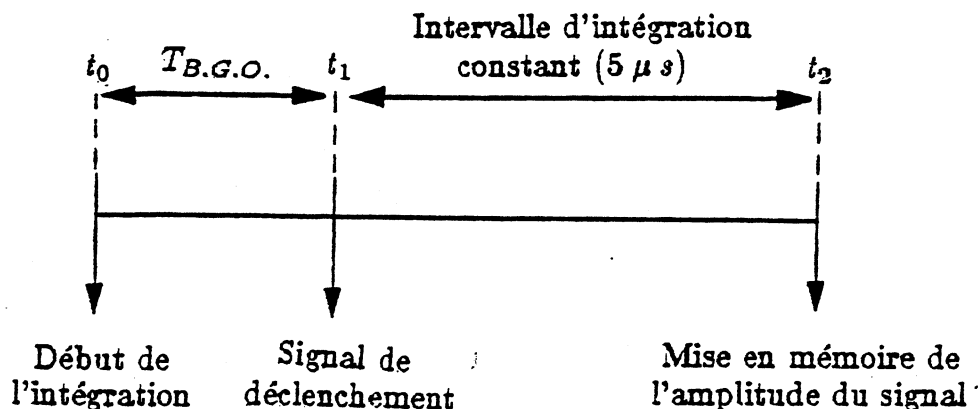


Fig 5-4

* Cette partie de l'exposé est basée sur la version préliminaire d'un rapport écrit par P. Denes (Université de Princeton) concernant les tests en faisceau.

Après une remise à zéro de la chaîne de lecture, tout signal présent à la sortie du préamplificateur est intégré à partir de l'instant t_0 . Au temps t_1 , un signal de déclenchement indique au système si l'événement est rejeté ou bien accepté. Dans le dernier cas, l'intégration est poursuivie pendant $5.0 \pm 0.1 \mu s$; à la suite de quoi, la mémoire analogique enregistre l'amplitude du signal.

L'intervalle de temps: $T_{B.G.O.} = t_1 - t_0$ est déterminé avec une précision de 100 ns, et varie aléatoirement entre 0.2 et 2 μs . L'amplitude V_0 du signal correspondant à un piédestal va donc être égale à l'expression suivante:

$$V_0 = c^{te} \times [5\mu s + T_{B.G.O.}] = V_1 + V_2 \cdot T_{B.G.O.}$$

V_1 est la valeur du piédestal rattaché au temps d'intégration constant, et V_2 est la pente du piédestal.

Lors de chaque prise de données, un grand nombre de piédestaux ont été mesuré, de façon à pouvoir déterminer les valeurs de V_1 et de la pente V_2 pour chaque cristal de chaque lot d'événements, en s'affranchissant ainsi de la possibilité de variation du piédestal au cours du temps.

La figure ci-dessous illustre la corrélation qui existe entre la valeur du piédestal mesuré V_0 et l'intervalle de temps $T_{B.G.O.}$.

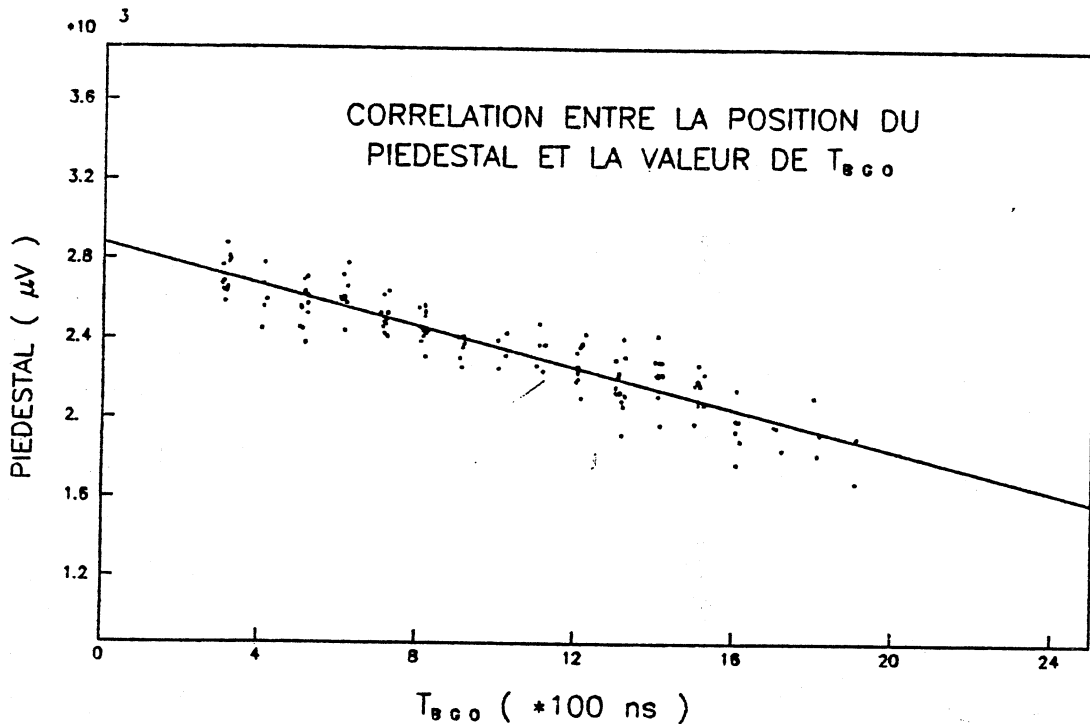


Fig 5-5

La méthode des moindres carrés permet d'ajuster une droite dont la pente est égale à la pente du piédestal, et dont l'ordonnée à l'origine donne la position approximative du piédestal V_1 . Ensuite les piédestaux mesurés sont corrigés en fonction de la valeur de la pente. L'ajustement d'une gaussienne permet alors d'affiner la valeur du piédestal V_1 lié au temps d'intégration constant de $5 \mu s$. Les paramètres V_1 et V_2 de chaque canal sont stockés en mémoire pour une utilisation ultérieure du lot d'événements.

Les deux figures ci-dessous illustrent la méthode et montrent l'importance de la correction de pente.

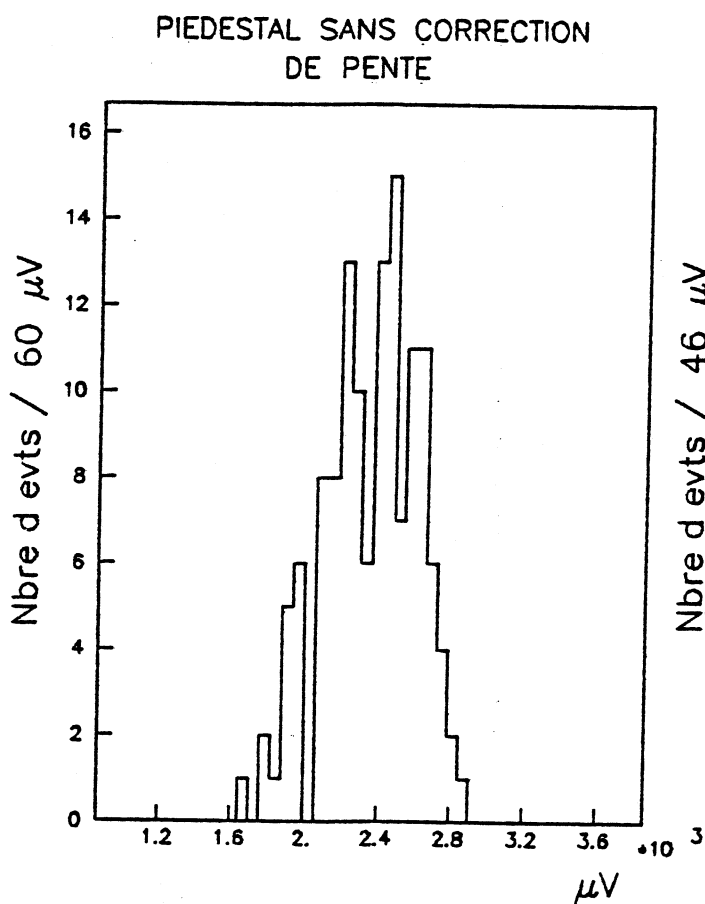


Fig 5-6

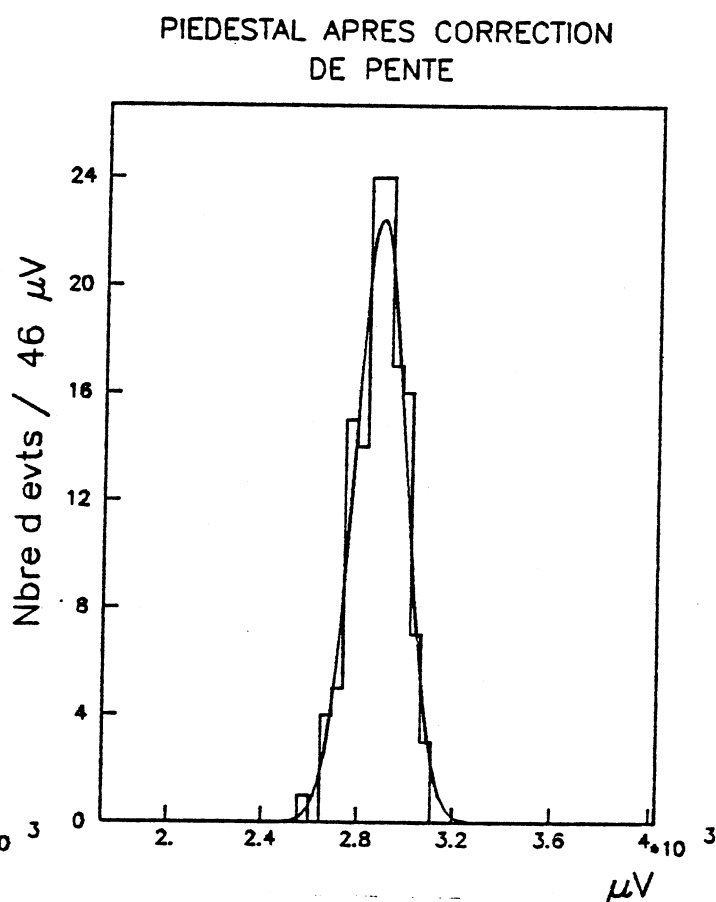


Fig 5-7

- On remarquera que la largeur σ_p du piédestal est une mesure du bruit de fond induit par l'électronique. Typiquement on trouve

$$\sigma_p \simeq 100 \text{ à } 200 \mu V$$

- Le piédestal V_1 varie quant à lui entr 1.5 et 6 mV.
- La pente est généralement négative et n'excède pas $60 \mu V/100 \text{ ns}$ en valeur absolue.

Les figures précédentes illustrent un cas où la méthode exposée fonctionne particulièrement bien. Les trois figures suivantes indiquent au contraire qu'un certain

nombre de problèmes n'ont pu être résolus.

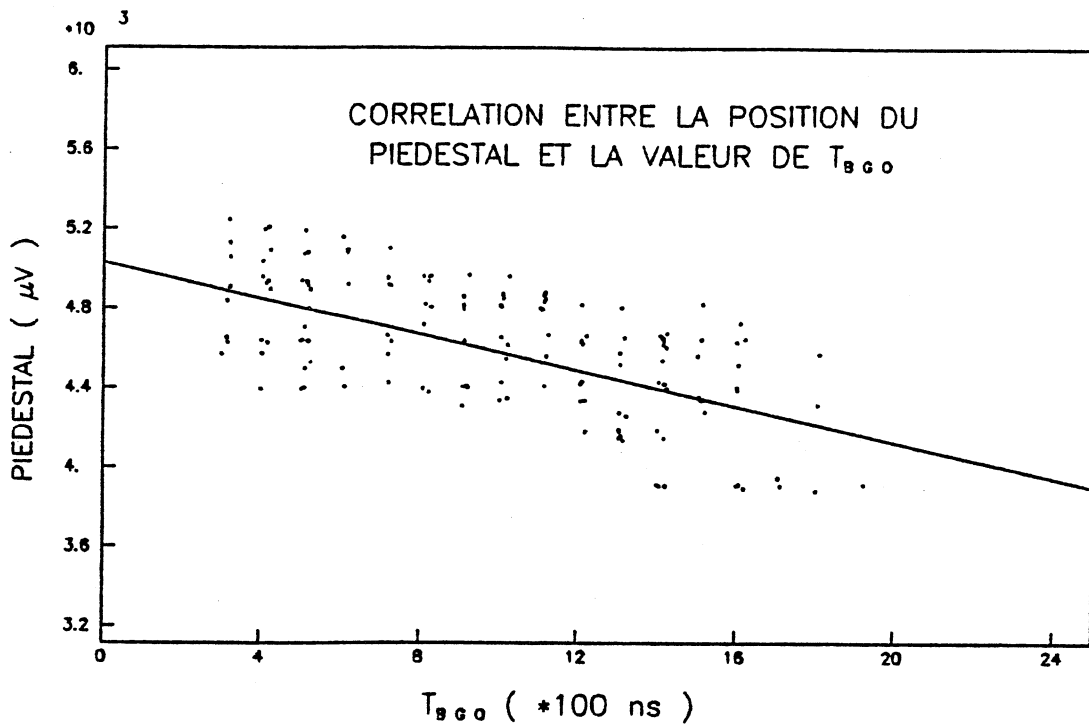


Fig 5-8

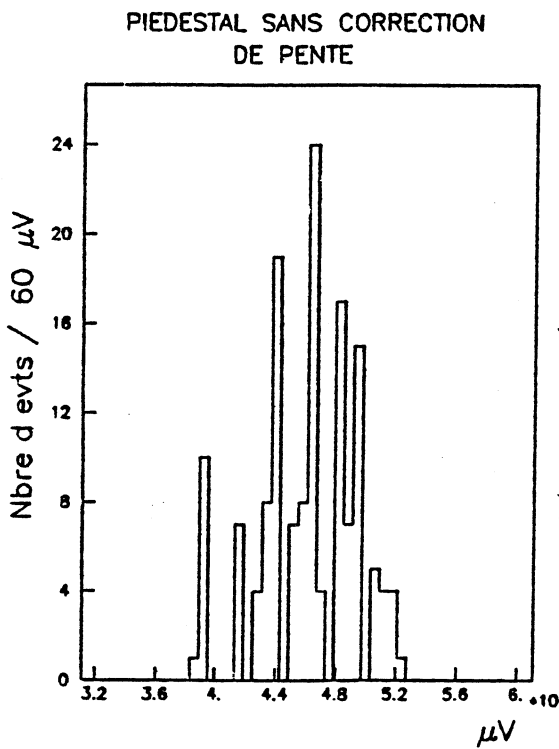


Fig 5-9

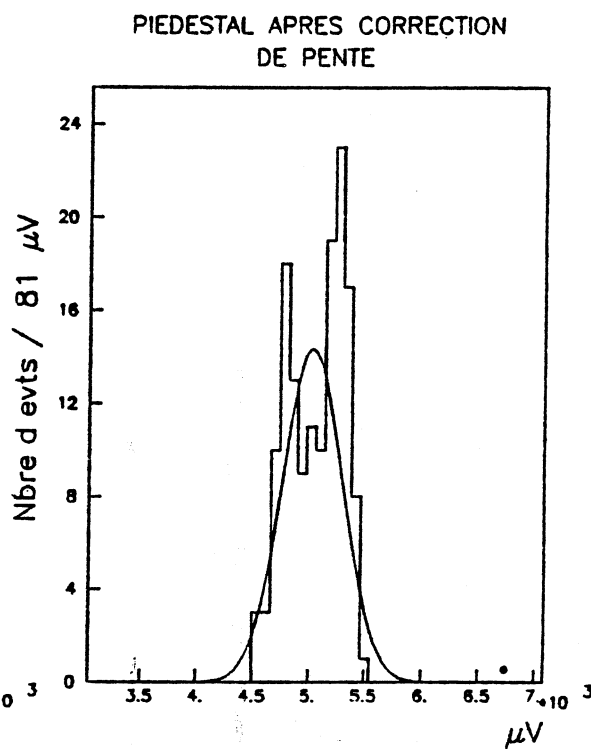


Fig 5-10

On remarquera dans cet exemple, que la relation linéaire entre la position du piédestal V_0 et l'intervalle de temps $T_{B.G.O.}$ apparait moins clairement que précédemment. La correction de pente met deux pics en évidence, et l'ajustement gaussien permet

seulement de trouver le centre des deux distributions.

Un tel comportement montre que l'électronique de lecture présente encore quelques faiblesses, qui conduisent au déplacement de la position du piédestal au cours d'une prise de données. Après discussion avec les experts du système, il semble que la présence de doubles pics puisse être expliquée par une mise à la masse incorrecte.

c- Sélection des événements:

Les critères de sélection des événements destinés à calibrer la matrice, sont les suivants:

- Choix des prises de données à 10 GeV, présentant le maximum de statistique et les piédestaux les mieux définis; on vérifie également que la réponse des cristaux touchés est non nulle.
- On requiert que l'un au moins des compteurs Cherenkov soit au-dessus du seuil, de manière à éliminer la contamination des pions.
- Les scintillateurs S1, S2, S3, S4 et S5 doivent être déclenchés, ce qui limite la dispersion spatiale du faisceau.
- Chacune des chambres à fils doit présenter 1, 2 ou 3 fils adjacents touchés.
- L'écart entre l'impulsion mesurée par le spectromètre, et l'impulsion nominale du faisceau ne doit pas excéder 1%.
- La trajectoire reconstruite des électrons doit intercepter la face avant de la matrice dans un carré de 1 cm de coté autour du centre du cristal exposé au faisceau.

L'ensemble de ces critères est assez restrictif et présente une redondance importante, mais par contre, le nombre d'événements sélectionnés est à peine suffisant pour permettre une calibration précise.

d- Méthode d'inter-calibration:

Comme indiqué au paragraphe a- de cette section, la première étape de la calibration consiste à inter-calibrer les cristaux, c'est-à-dire à assigner un poids à chaque canal de lecture, de façon à ce que pour une même excitation, chaque cristal donne la même réponse.

Le cristal *i* ayant été placé dans l'axe du faisceau d'électrons de 10 GeV, le lot d'événements enregistré fait l'objet du traitement suivant:

- Les événements sont triés selon les critères indiqués au paragraphe c-.

- Chaque signal $s_1(i)$ est multiplié par un facteur correctif pour compenser l'écart entre la valeur nominale et la valeur mesurée de l'impulsion de l'électron incident.
- Le piédestal $P(i)$ est soustrait du signal en tenant compte de la valeur de $T_{B.G.O.}$ associée à l'événement considéré.

Le signal corrigé $S_1(i)$ s'écrit donc:

$$S_1(i) = s_1(i) \times \left(1 - \frac{\Delta P}{P}\right) - P_i$$

Avec $P(i) = V_1(i) + T_{B.G.O.} V_2(i)$

Les composantes $V_1(i)$ et $V_2(i)$ du piédestal sont déterminés lors d'un traitement précédent du lot d'événements (voir paragraphe b-).

Cette série de corrections étant appliquée sur tous les événements, il reste à calculer la valeur moyenne du signal. Pour cela, les signaux corrigés $S_1(i)$ sont stockés dans un histogramme sur lequel on ajuste une première gaussienne; cette opération permet de déterminer approximativement la moyenne et la dispersion des données. Ensuite, on élimine tous les événements qui s'écartent de plus de 1.5 écart standard de la position moyenne; un deuxième ajustement gaussien permet alors de déduire la valeur moyenne des signaux $\bar{S}(i)$ avec une précision qui dépend peu de la largeur des canaux de l'histogramme.

Les deux figures ci-dessous représentent le double ajustement gaussien réalisé sur la distribution des données correspondant au cristal 58.

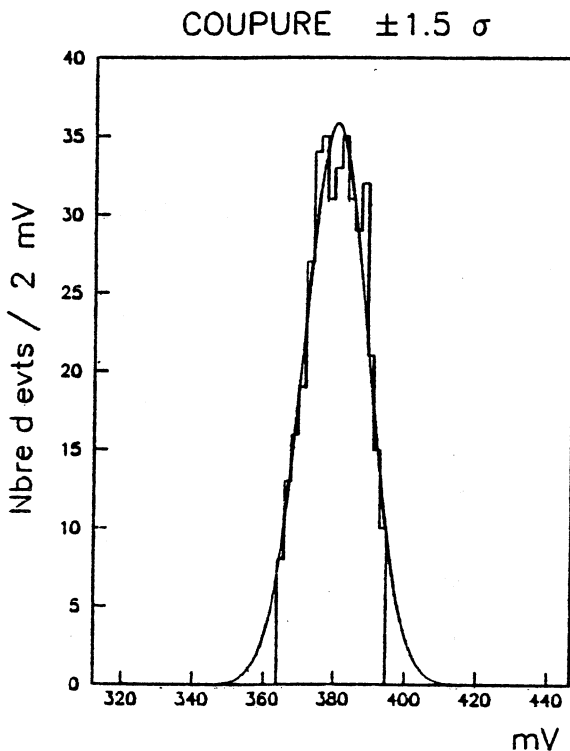


Fig 5-11

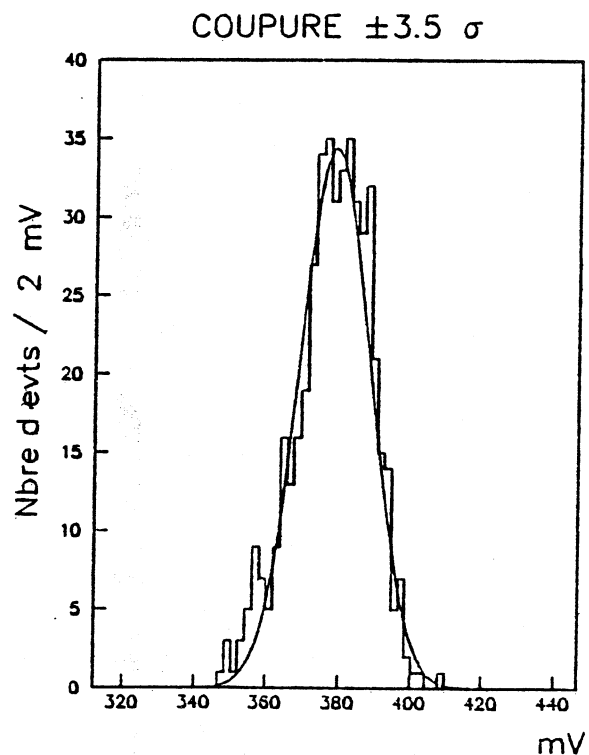


Fig 5-12

La même procédure est appliquée à tous les cristaux des quadrants III et IV.

Les résultats sont résumés dans le tableau suivant qui indique la position moyenne (en μV) des signaux enregistrés sur chacun des cristaux lorsque ceux-ci sont exposés tour à tour au faisceau d'électrons de 10 GeV.

					j	
	472518	233853	335397	312054	390240	9
	401022	374947	413101	322584	343721	8
	304478	459225	392746	454427	501869	7
	466615	486848	385156	493561	403077	6
	390887	283627	365430	373286	352821	5
	0	475499	301443	375350	0	4
	441203	386241	441851	426932	435275	3
	420596	401342	407363	338874	438320	2
	408179	416632	361010	406352	437725	1
	369614	339411	301355	430160	305479	0
i	6	7	8	9	10	

On remarquera que, parmi les cinquante cristaux étudiés, deux ne fonctionnaient pas (cristaux 46 et 50).

La constante d'inter-calibration associée au cristal i est obtenue en divisant la valeur moyenne $\bar{S}_1(i)$ des signaux enregistrés dans le canal i , par la moyenne des réponses des cinquante cristaux:

$$C_1(i) = \frac{\bar{S}_1(i)}{\langle \bar{S}_1(i) \rangle}$$

Après normalisation à 1, on obtient les constantes d'inter-calibrations suivantes:

					j	
	1.035	1.127	1.269	0.889	1.252	9
	0.937	0.918	1.060	0.941	0.874	8
	0.909	0.953	0.939	1.129	0.873	7
	0.867	0.990	0.866	0.896	0.879	6
	0	0.804	1.269	1.019	0	5
	0.979	1.349	1.047	1.025	1.084	4
	0.820	0.786	0.993	0.775	0.949	3
	1.256	0.833	0.974	0.842	0.762	2
	0.954	1.020	0.926	1.264	1.113	1
	0.810	1.397	1.141	1.226	0.980	0
i	6	7	8	9	10	

Si les gerbes électromagnétiques se développaient toujours de la même façon et sans aucune fluctuation, la procédure d'inter-calibration pourrait s'arrêter ici, mais on peut constater que le rapport de l'énergie déposée dans le cristal exposé au faisceau, à l'énergie déposée dans les cristaux adjacents, varie d'un événement à l'autre.

Pour compenser ces fluctuations, les constantes d'inter-calibration précédentes doivent être corrigées en considérant l'énergie déposée non pas dans chaque cristal, mais dans chaque groupe de cristaux centrés sur le cristal exposé au faisceau.

La somme $S_9(i)$ des signaux détectés par chaque cristal du groupe considéré, s'exprime comme suit:

$$S_9(i) = \sum_j S_1(j) \times C_1(j)$$

On détermine ensuite la valeur moyenne $\bar{S}_9(i)$, pour tous les cristaux centres de neuf, et on peut comme précédemment, en déduire un facteur d'inter-calibration $C_9(i)$, qui agit comme une correction au facteur d'inter-calibration précédent.

La même procédure est répétée une nouvelle fois pour les 6 cristaux centres de 25 (28, 38, 48, 58, 68, 78). Ce qui conduit à la table des facteurs d'inter-calibration définitifs ci-après:

						j
	0.809	1.397	1.140	1.226	0.980	9
	0.954	1.016	0.926	1.254	1.113	8
	1.256	0.829	0.960	0.836	0.762	7
	0.820	0.781	0.993	0.765	0.949	6
	0.979	1.366	1.040	1.022	1.084	5
	0	0.833	1.262	1.052	0	4
	0.867	0.999	0.858	0.903	0.879	3
	0.909	0.950	0.936	1.127	0.873	2
	0.937	0.916	1.055	0.940	0.874	1
	1.035	1.127	1.270	0.889	1.252	0
i	6	7	8	9	10	

On remarquera que, la réponse des cristaux étant égalisée, il est maintenant possible de définir une constante de calibration unique pour les six cristaux (28, 38, 48, 58, 68 et 78). Cette constante, qui vaut environ 20.5 MeV/mV, permet de convertir en énergie la somme des signaux enregistrés sur un quelconque groupe de 25 cristaux.

3- RÉSOLUTION EN ÉNERGIE :

La connaissance des constantes d'inter-calibration permet maintenant d'envisager la détermination de la résolution en énergie associée aux six groupes possibles de 25 cristaux, dans une gamme d'énergie s'étendant de 2 GeV à 50 GeV.

a- Méthode de mesure de la résolution:

- Dans les prises de données concernant les six cristaux centraux (28, 38, 48, 58, 68 et 78), on sélectionne les événements suivant les mêmes critères que lors de l'inter-calibration (voir paragraphe c- de la section 2-).
- Après soustraction du piédestal, les signaux issus des 25 cristaux du groupe associés au cristal exposé au faisceau sont pondérés par les constantes d'inter-calibration, puis sommés.
- Le résultat de la somme est stocké dans un histogramme sur lequel on ajuste une première gaussienne.

- Les données sont ensuite séparées en deux sous-ensembles: dans le premier, on élimine tous les événements qui s'écartent de plus de 3.5 écarts standards de la valeur moyenne; et dans le deuxième, on applique une coupure plus restrictive en ignorant les événements qui s'écartent de plus de 1.5 écarts standards de la valeur moyenne.
- L'ajustement d'une gaussienne sur chacun des sous-ensembles, conduit à la détermination de deux largeurs de distribution: $\sigma_{3.5}$ et $\sigma_{1.5}$. La résolution est alors définie comme étant le rapport de la moyenne des largeurs à la position du pic.

Les deux figures ci-dessous représentent les deux ajustements gaussiens réalisés sur les données correspondant à l'exposition du cristal 78 à un faisceau d'électrons de 10 GeV.

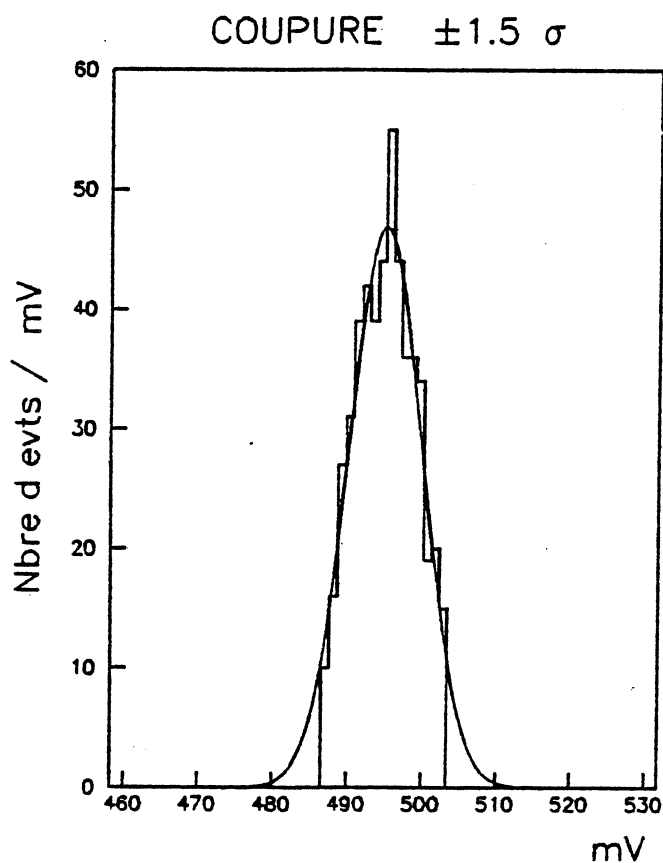


Fig 5-13

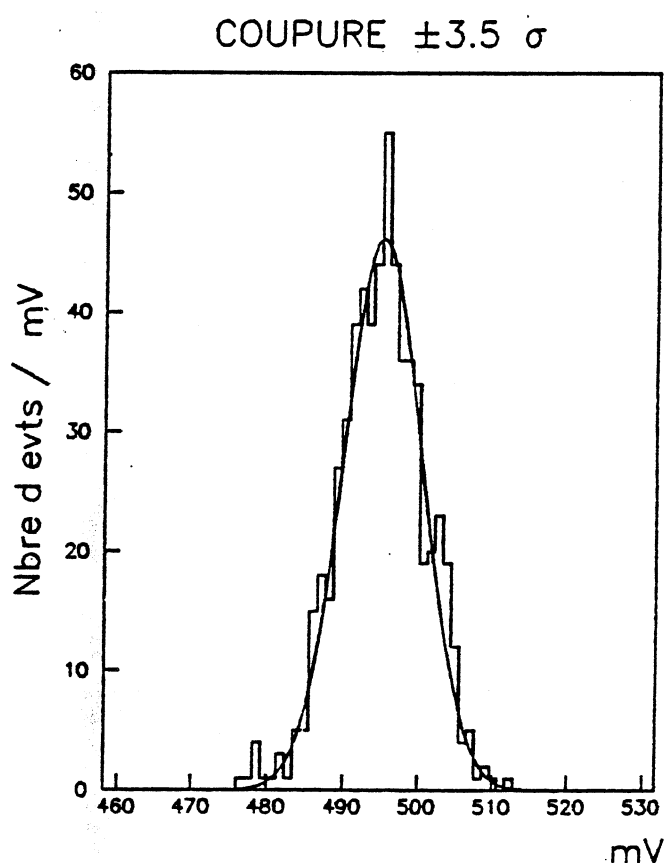


Fig 5-14

L'idée de base qui justifie cette méthode [5-1] est que la première gaussienne, ajustée sur les données comprises dans un intervalle de largeur 7σ centré sur la valeur moyenne du signal, permet de reproduire la base de la distribution; alors que la deuxième gaussienne prend seulement en compte la partie supérieure de l'histogramme. En fait, on constate que cette façon de procéder est imparfaite puisque dans la plupart des cas, l'ajustement gaussien passe nettement en dessous

du maximum de la distribution, ce qui conduit à une surestimation de la résolution en énergie. Le calcul doit cependant être réalisé par cette méthode si l'on désire comparer les résolutions obtenues aux résultats des tests en faisceau de 1984 [5-1].

b- Résultats:

Après soustraction de la résolution du spectromètre*, on obtient:

$E = 2 \text{ GeV}$	$R_E(E) = 1.69 \% \pm 0.06 \%$
$E = 6 \text{ GeV}$	$R_E(E) = 0.87 \% \pm 0.03 \%$
$E = 10 \text{ GeV}$	$R_E(E) = 0.75 \% \pm 0.02 \%$
$E = 20 \text{ GeV}$	$R_E(E) = 0.64 \% \pm 0.02 \%$
$E = 30 \text{ GeV}$	$R_E(E) = 0.62 \% \pm 0.02 \%$
$E = 40 \text{ GeV}$	$R_E(E) = 0.55 \% \pm 0.01 \%$
$E = 50 \text{ GeV}$	$R_E(E) = 0.56 \% \pm 0.02 \%$

Ces résultats sont les valeurs moyennes des résolutions mesurées sur les six cristaux 28, 38, 48, 58, 68 et 78, sauf pour les trois premières énergies, où seuls les cristaux 28, 38 et 48 ont été considérés. En effet, un mauvais blindage de l'électronique reliée aux cristaux du quadrant III, introduit un bruit de fond qui dégrade artificiellement la résolution à basse énergie.

La figure suivante compare les résultats présentés ici, aux résolutions obtenues en 1984 sur une matrice de 25 cristaux de B.G.O. [5-1].

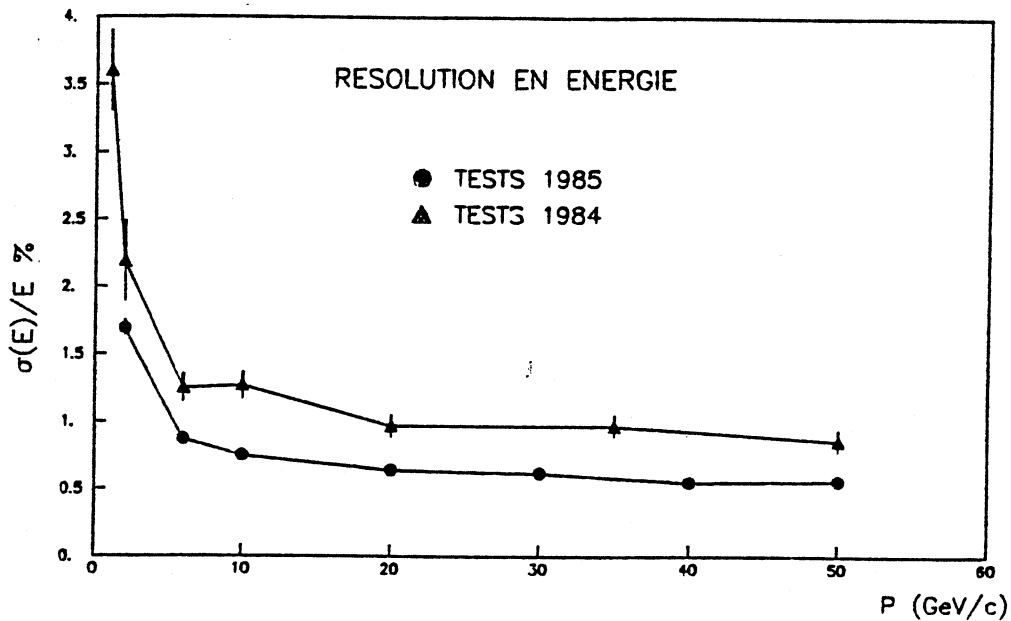


Fig 5-15

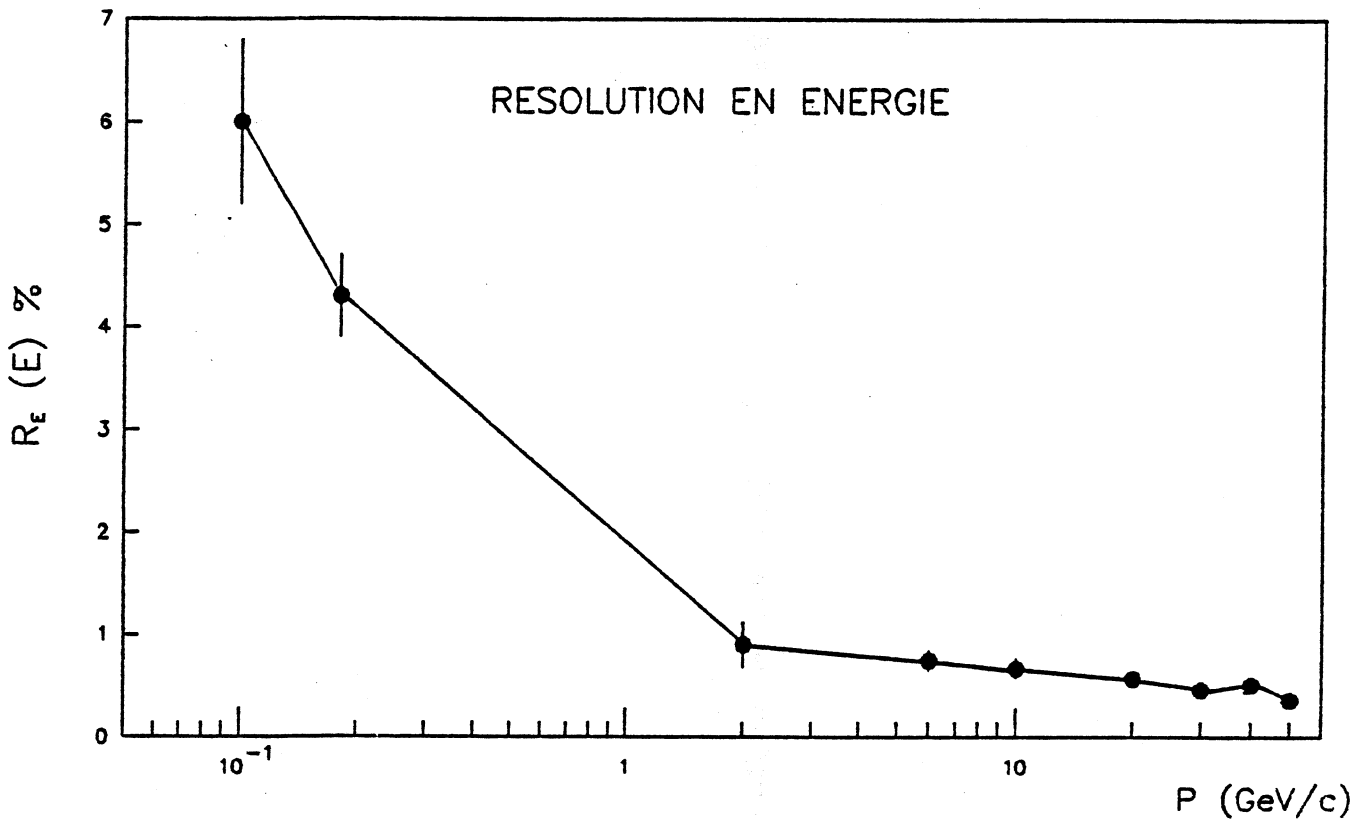
* La résolution du spectromètre à été déterminée par J. P. Martin (I.P.N. Lyon).

On constate que des progrès très importants ont été réalisés en 1985, ce qui s'explique par le soin extrême qui a été apporté à la réalisation de la matrice de 100 cristaux (optimisation du niveau de lumière et de l'uniformité de chaque cristal, manipulation en lumière jaune, etc...).

Une autre manière de déterminer la résolution en énergie du B.G.O., consiste à calculer la largeur à mi-hauteur de la distribution des signaux, et à diviser celle-ci par 2.36 de façon à obtenir un résultat comparable à un écart standard gaussien.

Cette méthode présente l'avantage d'être indépendante de la forme de la distribution, mais en contrepartie, la précision de la mesure dépend fortement de la largeur des canaux de l'histogramme ainsi que des fluctuations statistiques.

La figure ci-après indique les résultats obtenus:



- Les deux points à basse énergie (100 MeV et 180 MeV) sont les résolutions en énergie d'une matrice de 25 cristaux de B.G.O. placée dans un faisceau d'électrons à Cornell en juin 1985 [5-2].
- On remarque que, bien que les barres d'incertitude soient assez larges, les résolutions portées sur la figure ci-dessus sont globalement meilleures que les résolutions déterminées par la méthode du double ajustement gaussien.

4- LINÉARITÉS :

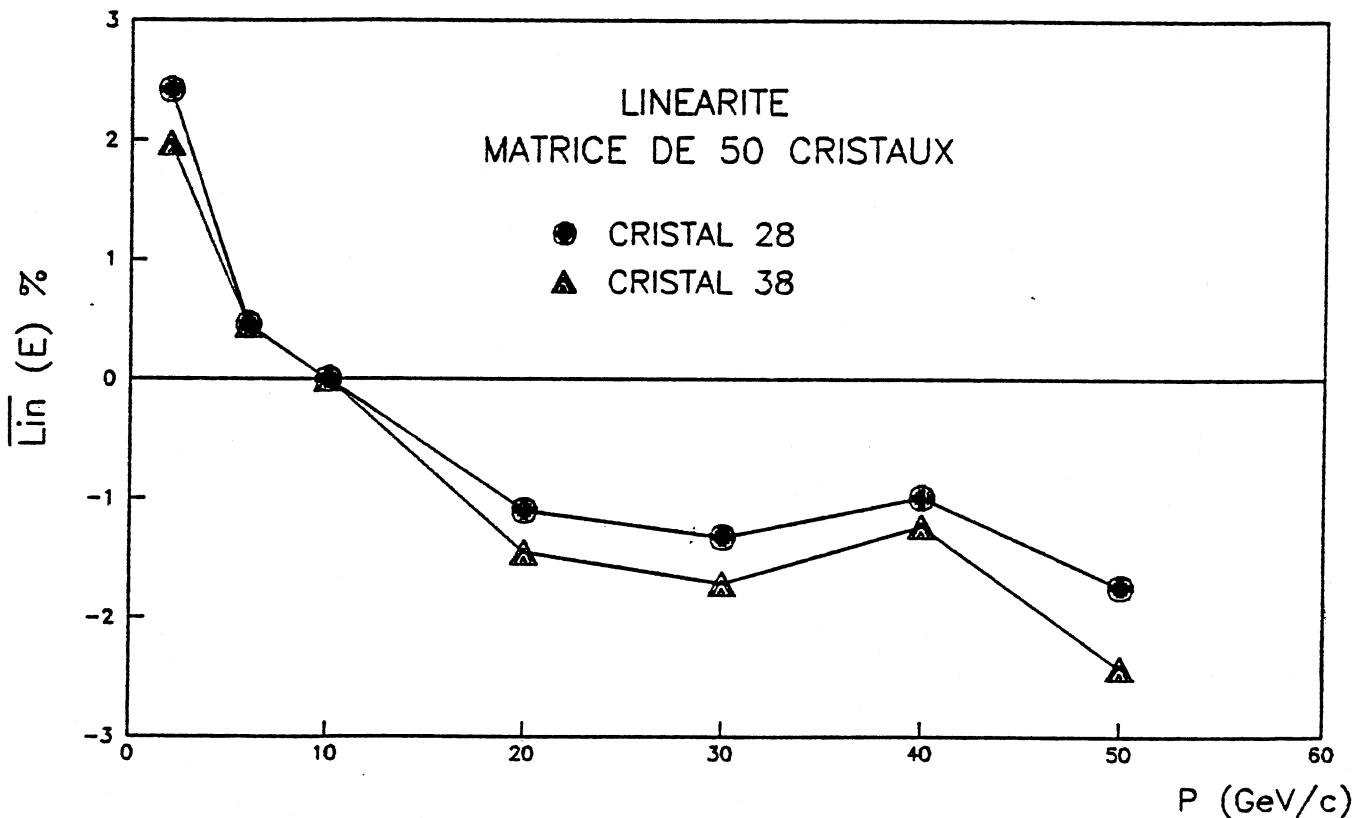
Dans la section 2- de ce chapitre, j'ai indiqué que le facteur qui permet de convertir l'amplitude mesurée d'un signal en énergie, était égal à $\simeq 20.5 \text{ MeV/mV}$. Cette valeur découlant de la calibration de la matrice à une seule énergie, il est indispensable de vérifier que la réponse des cristaux varie linéairement en fonction de l'énergie. Si tel n'était pas le cas, ce facteur de conversion n'aurait aucune signification.

On définit la non-linéarité $\overline{\text{lin}}(E)$ à une énergie donnée par la formule suivante:

$$\overline{\text{lin}}(E) = \frac{\frac{\overline{S}_i^{25}(E)}{\overline{S}_i(10)} \times 10 - E}{E}$$

où $\overline{S}_i^{25}(E)$ est la valeur moyenne de la somme des signaux mesurés dans un groupe de 25 cristaux exposé à un faisceau d'électrons d'énergie E .

La figure ci-dessous représente la variation de la non-linéarité en fonction de l'énergie, pour les groupes de cristaux centrés sur les cristaux 28 et 38.



On constate que la réponse des cristaux est relativement linéaire en fonction de l'énergie, puisque les non-linéarités observées ne dépassent pas $\pm 2.5 \%$. Malgré tout, la forme de la courbe (non-linéarité positive à gauche du point de calibration et non-linéarité négative à droite) suggère que la qualité de la calibration puisse être améliorée.

5- CONCLUSIONS :

Dans ce chapitre, j'ai exposé les différents résultats obtenus à partir de l'analyse des tests en faisceau réalisés en 1985 sur une matrice de 100 cristaux de germanate de bismuth.

En particulier, une méthode de calibration a été mise au point en collaboration avec *P. Denes* (université de Princeton). Il semble toutefois que celle-ci doive être optimisée pour permettre la calibration des 12000 canaux du calorimètre définitif en un temps raisonnable.

D'autre part, les résultats obtenus par les deux méthodes de calcul de la résolution en énergie, entraînent les remarques suivantes:

- Les résultats ont été considérablement améliorés par rapport aux prises de données de 1984. Par contre, la résolution en énergie de 1 % à 1 GeV indiquée dans la proposition technique de l'expérience L3 [5-3], n'est pas encore atteinte.
- La méthode de calcul de la résolution en énergie doit être modifiée, par exemple en paramétrisant la distribution du signal par une courbe plus complexe qu'une gaussienne.
- Enfin, un désaccord existe entre les résultats présentés ici et les résolutions obtenues par *P. Denes* (université de Princeton) [5-4]. La différence de 0.1 à 0.2 % (en valeur absolue) semble pouvoir être expliquée par des différences dans le choix des événements et des prises de données utilisées. La qualité de la calibration est également une explication possible qui est par ailleurs confortée par le comportement de la courbe de non-linéarité.

Dans le chapitre IV concernant la mise en évidence de l'état 1^3P du toponium, la résolution en énergie est supposée varier comme $1.65\% / \sqrt{E}$ si $E < 2.7$ GeV, et être égale à 1 % si $E \geq 2.7$ GeV. Cette paramétrisation est assez optimiste à basse énergie, mais étant donné les progrès réalisés chaque année, un tel résultat ne semble pas inaccessible.

des π^0 et des η^0 . Malgré cela, la conclusion de cette étude indique que le centre de gravité des états 1^3P ne peut être déterminé par cette méthode que si la masse du toponium est inférieure ou égale à 70 GeV. Pour des masses plus élevées du quark top, la mise au point de critères de sélection plus restrictifs est indispensable. La simulation du processus par l'intermédiaire du programme GEANT qui tient compte de l'architecture complète de l'appareillage, semble également être une excellente méthode d'optimisation des algorithmes destinés à réduire le bruit de fond.

Enfin, dans le dernier chapitre, j'ai décrit les tests en faisceau réalisés sur une matrice de 100 cristaux de B.G.O. En particulier, j'ai exposé les principales étapes du calcul du piédestal et des facteurs d'inter-calibration qui conduisent à la détermination de la résolution en énergie de la matrice ($0.75\% \pm 0.02\%$ pour un faisceau d'électrons de 10 GeV).

Les différents problèmes qui ont été mis en évidence au cours de ces tests, conduiront certainement à une amélioration de l'électronique (réduction du bruit de fond), ainsi qu'à une optimisation de l'analyse des données. On peut donc prévoir une amélioration sensible des résultats lors du prochain test en faisceau (juin-juillet 1986).

ANNEXE I

REACTION DE COMPTAGE DES NEUTRINOS

CALCUL DE LA DISTRIBUTION EN ENERGIE

DES PHOTONS

- Section efficace différentielle:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G_F^2 \alpha s}{6\pi^2} \frac{(1-x)}{x(1-y^2)} [F(x) + 2] \left[\left(1 - \frac{x}{2}\right)^2 + \frac{x^2}{4} y^2 \right]$$

Avec : $x = \frac{E_\tau}{E_b}$

$$y = \cos \theta_\tau$$

$$F(x) = \frac{N_\nu (g_V^2 + g_A^2) + 2(g_V + g_A) [1 - s(1-x)/M_Z^2]}{[1 - s(1-x)/M_Z^2]^2 + \Gamma_Z^2/M_Z^2}$$

La section efficace différentielle peut se mettre sous la forme:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{A(x)}{1-y^2} + \frac{B(x)y^2}{1-y^2}$$

Avec:

$$A(x) = \frac{G_F^2 \alpha s (1-x) [F(x) + 2] (1-x/2)^2}{6\pi^2 x}$$

$$B(x) = \frac{G_F^2 \alpha s (1-x) [F(x) + 2] x^2/4}{6\pi^2 x}$$

Primitive par rapport à y^* :

$$\int \frac{1}{1-y^2} dy = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+y}{1-y} \right) \quad \text{pour : } -1 < y < +1$$

$$\int \frac{y^2}{1-y^2} dy = -y + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+y}{1-y} \right)$$

$$\int \frac{A(x)}{1-y^2} dy + \int \frac{B(x)y^2}{1-y^2} dy = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+y}{1-y} \right) [A(x) + B(x)] - yB(x)$$

* D'après *Table of integrals, series and products* - I. S. Gradshteyn et I. M. Ryzhik.

Pour obtenir la distribution en énergie, il reste à intégrer de $-\cos \beta$ à $+\cos \beta$, où β est le demi-angle d'ouverture du cône d'inefficacité du calorimètre électromagnétique.

On obtient:

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{G_F^2 \alpha s (1-x)}{6\pi^2 x} [F(x) + 2] \left\{ \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{x}{2}\right)^2 + \frac{x^2}{8} \right] \ln \left[\frac{(1 + \cos \beta)^2}{(1 - \cos \beta)^2} \right] - \frac{x^2}{2} \cos \beta \right\}$$

ANNEXE II

REACTION DE COMPTAGE DES NEUTRINOS

CALCUL DE LA DISTRIBUTION ANGULAIRE

DES PHOTONS

Section efficace différentielle:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G_F^2 \alpha s}{6\pi^2} \frac{(1-x)}{x(1-y^2)} [F(x) + 2] \left[\left(1 - \frac{x}{2}\right)^2 + \frac{x^2}{4} y^2 \right]$$

Avec : $x = \frac{E_\gamma}{E_b}$

$$y = \cos \theta_\gamma$$

$$F(x) = \frac{N_\nu (g_V^2 + g_A^2) + 2(g_V + g_A) [1 - s(1-x)/M_Z^2]}{[1 - s(1-x)/M_Z^2]^2 + \Gamma_Z^2/M_Z^2}$$

La section efficace différentielle peut se mettre sous la forme:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = A(y) \left(\frac{1-x}{x} \right) [2 + F(x)] \left[\left(1 - \frac{x}{2}\right)^2 + \frac{x^2}{4} y^2 \right]$$

Avec:

$$A(y) = \frac{G_F^2 \alpha s}{6\pi^2 (1-y^2)}$$

$$F(x) = \frac{B}{(\gamma + \delta x)^2 + D} + \frac{C(\gamma + \delta x)}{(\gamma + \delta x)^2 + D}$$

$$B = N_\nu (g_V^2 + g_A^2)$$

$$C = 2(g_V + g_A)$$

$$D = \Gamma_Z^2 / M_Z^2$$

$$\gamma = (M_Z^2 - s) / M_Z^2$$

$$\delta = s / M_Z^2$$

$$\frac{1-x}{x} \left[\left(1 - \frac{x}{2}\right)^2 + \frac{x^2}{4} y^2 \right] = x^{-1} - 2 + \frac{x}{4} (5 + y^2) - \frac{x^2}{4} (1 + y^2)$$

L'intégrale de la section efficace différentielle par rapport à la variable x, peut donc s'exprimer comme la somme de douze intégrales élémentaires, soit:

$$\frac{1}{A} \int \frac{d^2\sigma}{dx dy} dx = \sum_{i=1}^{12} I_i$$

$$I_1 = \int 2x^{-1} dx = 2 \ln x$$

$$I_2 = -\int 4 dx = -4x$$

$$I_3 = \frac{1}{2}(5 + y^2) \int x dx = \frac{1}{4}(5 + y^2) x^2$$

$$I_4 = -\frac{1}{2}(1 + y^2) \int x^2 dx = -\frac{1}{6}(1 + y^2) x^3$$

$$I_5 = B \int \frac{1}{x[(\gamma + \delta x)^2 + D]} dx$$

$$I_6 = -2B \int \frac{1}{(\gamma + \delta x)^2 + D} dx$$

$$I_7 = \frac{B}{4}(5 + y^2) \int \frac{x}{(\gamma + \delta x)^2 + D} dx$$

$$I_8 = -\frac{B}{4}(1 + y^2) \int \frac{x^2}{(\gamma + \delta x)^2 + D} dx$$

$$I_9 = C \int \frac{\gamma + \delta x}{x[(\gamma + \delta x)^2 + D]} dx$$

$$I_{10} = -2C \int \frac{\gamma + \delta x}{(\gamma + \delta x)^2 + D} dx$$

$$I_{11} = \frac{C}{4}(5 + y^2) \int \frac{x(\gamma + \delta x)}{(\gamma + \delta x)^2 + D} dx$$

$$I_{12} = -\frac{C}{4}(1 + y^2) \int \frac{x^2(\gamma + \delta x)}{(\gamma + \delta x)^2 + D} dx$$

Définissons le polynôme du second degré $R(x)$, comme suit:

$$\begin{aligned} R(x) &= (\gamma + \delta x)^2 + D \\ &= \underbrace{(\gamma^2 + D)}_a + \underbrace{2\gamma\delta}_b x + \underbrace{\delta^2}_c x^2 \end{aligned}$$

Le discriminant du polynôme vaut:

$$\Delta = -4 \frac{\Gamma_Z^2}{M_Z^2} \frac{s^2}{M_Z^4}$$

Le discriminant est négatif, donc le polynôme $R(x)$ ne s'annule jamais et les intégrales précédentes sont toujours définies.

Exprimons maintenant les intégrales I_5 à I_{12} en fonction d'intégrales plus simples de la forme:

$$\int \frac{x^k}{R(x)} dx \quad \text{avec } k = -1, 0, 1, 2, 3$$

$$I_5 = B \int \frac{1}{xR} dx$$

$$I_6 = -2B \int \frac{1}{R} dx$$

$$I_7 = \frac{B}{4}(5 + y^2) \int \frac{x}{R} dx$$

$$I_8 = -\frac{B}{4}(1 + y^2) \int \frac{x^2}{R} dx$$

$$I_9 = C\gamma \int \frac{1}{xR} dx + C\delta \int \frac{1}{R} dx$$

$$I_{10} = -2C\gamma \int \frac{1}{R} dx - 2C\delta \int \frac{x}{R} dx$$

$$I_{11} = \frac{C\gamma}{4}(5 + y^2) \int \frac{x}{R} dx + \frac{C\delta}{4}(5 + y^2) \int \frac{x^2}{R} dx$$

$$I_{12} = -\frac{C\gamma}{4}(1 + y^2) \int \frac{x^2}{R} dx - \frac{C\delta}{4}(1 + y^2) \int \frac{x^3}{R} dx$$

D'après "Table of integrals series and products - I. S. Gradshteyn et I. M. Ryzhik" on a:

$$\int \frac{1}{R} dx = \frac{2}{\sqrt{-\Delta}} \arctan \left[\frac{b + 2cx}{\sqrt{-\Delta}} \right]$$

$$\int \frac{1}{xR} dx = \frac{1}{2a} \ln \left(\frac{x^2}{R} \right) - \frac{b}{2a} \int \frac{1}{R} dx$$

$$\int \frac{x}{R} dx = \frac{1}{c} \ln x - \frac{a}{c} \int \frac{1}{xR} dx - \frac{b}{c} \int \frac{1}{R} dx$$

$$\int \frac{x^2}{R} dx = \frac{x}{c} - \frac{b}{c} \int \frac{x}{R} dx - \frac{a}{c} \int \frac{1}{R} dx$$

$$\int \frac{x^3}{R} dx = \frac{x^2}{2c} - \frac{b}{c} \int \frac{x^2}{R} dx - \frac{a}{c} \int \frac{x}{R} dx$$

Enfin la distribution angulaire des photons s'exprime comme :

$$\frac{d\sigma}{dy} = A \left[\sum_{i=1}^{12} I_i(x=1) - \sum_{i=1}^{12} I_i(x=x_{min}) \right]$$

où x_{min} est l'énergie minimum détectable par le calorimètre électromagnétique, normalisée à l'énergie du faisceau.

ANNEXE III

REACTION DE COMPTAGE DES NEUTRINOS

CALCUL DE LA DISTRIBUTION EN IMPULSION

TRANSVERSE DES PHOTONS

- Section efficace différentielle:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G_F^2 \alpha s}{6\pi^2} \frac{(1-x)}{x(1-y^2)} [F(x) + 2] \left[\left(1 - \frac{x}{2}\right)^2 + \frac{x^2}{4} y^2 \right]$$

Avec : $x = \frac{E_\gamma}{E_b}$

$$y = \cos \theta_\gamma$$

$$F(x) = \frac{N_\nu (g_V^2 + g_A^2) + 2(g_V + g_A) [1 - s(1-x)/M_Z^2]}{[1 - s(1-x)/M_Z^2]^2 + \Gamma_Z^2/M_Z^2}$$

La section efficace différentielle peut s'écrire de la façon suivante:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{A(x)}{1-y^2} + \frac{B(x)y^2}{1-y^2}$$

Avec:

$$A(x) = \frac{G_F^2 \alpha s (1-x) [F(x) + 2] (1-x/2)^2}{6\pi^2 x}$$

$$B(x) = \frac{G_F^2 \alpha s (1-x) [F(x) + 2] x^2/4}{6\pi^2 x}$$

Changement de variable:

Exprimons la section efficace différentielle en fonction des variables: x (énergie du photon) et E_t (impulsion transverse du photon normalisée à l'énergie du faisceau):

$$\begin{cases} X = x \\ E_t = x\sqrt{1-y^2} \end{cases}$$

$$d\sigma = \left[\frac{A(x)}{1-y^2} + \frac{B(x)y^2}{1-y^2} \right] |J| dX dE_t$$

Avec : $J = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial X} & \frac{\partial x}{\partial E_t} \\ \frac{\partial y}{\partial X} & \frac{\partial y}{\partial E_t} \end{vmatrix} = \frac{-2E_t}{x\sqrt{x^2 - E_t^2}}$

La section efficace différentielle s'exprime alors comme suit:

$$d\sigma = \frac{2}{E_t} [V_1(x) + V_2(x)] dx dE_t$$

$$\begin{aligned} \text{Avec : } V_1(x) &= \frac{x A(x)}{\sqrt{x^2 - E_t^2}} = G \frac{1}{\sqrt{x^2 - E_t^2}} \left(1 - 2x + \frac{5x^2}{4} - \frac{x^3}{4} \right) [F(x) + 2] \\ V_2(x) &= \frac{\sqrt{x^2 - E_t^2} B(x)}{x} = \frac{G}{4} \sqrt{x^2 - E_t^2} (1 - x) [F(x) + 2] \\ G &= \frac{G_F^2 \alpha s}{6\pi^2} \end{aligned}$$

$F(x)$ peut s'écrire de la façon suivante:

$$F(x) = \frac{B}{(\gamma + \delta x)^2 + D} + \frac{C(\gamma + \delta x)}{(\gamma + \delta x)^2 + D}$$

$$\text{avec : } B = N_\nu (g_V^2 + g_A^2)$$

$$C = 2(g_V + g_A)$$

$$D = \frac{\Gamma_Z^2}{M_Z^2}$$

$$\gamma = \frac{M_Z^2 - s}{M_Z^2}$$

$$\delta = \frac{s}{M_Z^2}$$

Définissons également le polynôme du second degré $R(x)$:

$$R(x) = (\gamma + \delta x)^2 + D$$

Intégrons maintenant la section efficace différentielle par rapport à la variable x .

On obtient:

$$\int \frac{d\sigma}{dE_t} dx = \frac{2}{E_t} \int [V_1(x) + V_2(x)] dx = \frac{2}{E_t} \sum_{i=1}^6 J_i(x)$$

$$J_1 = \frac{G}{2} \int \frac{1}{\sqrt{x^2 - E_t^2}} (4 - 8x + 5x^2 - x^3) dx$$

$$\begin{aligned} J_1 &= 2G \left[\ln \left(x + \sqrt{x^2 - E_t^2} \right) \right] - \frac{G}{2} \left[\frac{1}{3} (x^2 - E_t^2)^{3/2} + E_t^2 \sqrt{x^2 - E_t^2} \right] \\ &\quad + \frac{5G}{4} \left[x \sqrt{x^2 - E_t^2} + E_t^2 \ln \left(x + \sqrt{x^2 - E_t^2} \right) \right] - 4G \sqrt{x^2 - E_t^2} \end{aligned}$$

$$J_2 = \frac{BG}{4} \int \frac{1}{R \sqrt{x^2 - E_t^2}} (4 - 8x + 5x^2 - x^3) dx$$

$$J_3 = \frac{CG}{4} \int \frac{\gamma + \delta x}{R \sqrt{x^2 - E_t^2}} (4 - 8x + 5x^2 - x^3) dx$$

$$J_4 = \frac{G}{2} \int \sqrt{x^2 - E_t^2} (1-x) dx$$

$$J_4 = \frac{G}{2} \left[\frac{x}{2} \sqrt{x^2 - E_t^2} - \frac{E_t^2}{2} \ln \left(x + \sqrt{x^2 - E_t^2} \right) - \frac{1}{3} (x^2 - E_t^2)^{3/2} \right]$$

$$J_5 = \frac{GB}{2} \int \frac{\sqrt{x^2 - E_t^2}}{R} (1-x) dx$$

$$J_6 = \frac{GC}{2} \int \frac{\sqrt{x^2 - E_t^2}}{R} (1-x)(\gamma + \delta x) dx$$

On remarquera que, seules les intégrales J_1 et J_4 ont pu être résolues analytiquement*. Les algorithmes de *Gauss* et de *Clenshaw - Curtis* ont été utilisés dans les autres cas.

Il reste à calculer les bornes d'intégrations: l_1 et l_2 qui dépendent de la valeur de l'impulsion transverse E_t .

$$\text{On a : } E_t = x \sqrt{1 - y^2}$$

$$x > x_{min}$$

$$-\cos \beta \leq y \leq \cos \beta$$

- x_{min} est le seuil énergétique, en deçà duquel le système de déclenchement n'est plus capable de rejeter les événements bruit de fond.
- β est le demi-angle d'ouverture du cône d'inefficacité du calorimètre électromagnétique.

On obtient:

$$\text{Si } E_t \geq \sqrt{1 - \cos^2 \beta} \quad l_1 = E_t \quad l_2 = 1$$

$$\text{Si } x_{min} \leq E_t < \sqrt{1 - \cos^2 \beta} \quad l_1 = E_t \quad l_2 = \frac{E_t}{\sqrt{1 - \cos^2 \beta}}$$

$$\text{Si } x_{min} \sqrt{1 - \cos^2 \beta} \leq E_t < x_{min} \quad l_1 = x_{min} \quad l_2 = \frac{E_t}{\sqrt{1 - \cos^2 \beta}}$$

* Voir *Tables of integrals, series and products: I.S. Gradshteyn - I.M. Ryzhik*

ANNEXE IV

REACTION DE COMPTAGE DES NEUTRINOS

DERNIERS RESULTATS CONCERNANT LA
REACTION DE COMPTAGE DES NEUTRINOS

A la suite de la récente publication de résultats concernant la réaction $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma$ (tiré à part K.E.K. 85-14), un contact a été établi avec *K. Tobimatsu* et *Y. Shimizu*. L'expression de la section efficace différentielle n'étant pas encore publiable, ces deux physiciens ont accepté de déterminer la distribution en impulsion transverse des photons, lorsque le processus $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma$ est considéré comme un bruit de fond à la réaction de comptage des neutrinos, et ceci pour différentes configurations (β, x_{min}) possibles de l'appareillage de l'expérience L3 (voir chapitre III).

Définissons la section efficace vers l'avant dans le cas où l'électron est diffusé dans la direction de l'électron incident, et la section efficace vers l'arrière, dans le cas contraire où l'électron est diffusé dans la direction du positron incident.

Sur les trois figures* situées à la fin de cette annexe, on constate que:

- Les problèmes liés à la divergence de la section efficace Q.E.D. vers l'avant semble avoir été complètement surmontés.
- La section efficace Q.E.D. vers l'arrière est négligeable et n'a pas été portée.
- La section efficace totale (Q.E.D. + faible) vers l'arrière est également faible, et n'intervient que si l'angle β est suffisamment grand.
- La contribution du Z^0 est complètement dominée par les termes qui correspondent à l'échange d'un photon dans la voie transverse, sauf si l'acceptance angulaire du détecteur est faible.
- L'hypothèse faite au chapitre III, concernant le comportement de la section efficace des événements bruit de fond, est parfaitement justifiée puisque celle-ci s'accroît lorsque la couverture angulaire du calorimètre électromagnétique augmente.

On peut déterminer approximativement la section efficace totale des événements $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma$ qui participent au bruit de fond, en estimant l'aire des trois courbes précédentes. Les résultats sont résumés dans le tableau suivant où l'on a également porté la section efficace des événements $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ et $e^+ e^- \rightarrow \gamma \gamma \gamma$.

* Ces trois figures ont été fournies par *K. Tobimatsu* et *Y. Shimizu* (K.E.K.)

	Fond B_e $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$	Fond B_μ $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$	Fond B_γ $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$
$\beta = 5^\circ$ $x_{min} = 100$ MeV	≈ 8500 pbarn	≈ 2 pbarn	≈ 38 pbarn
$\beta = 5^\circ$ $x_{min} = 500$ MeV	≈ 6500 pbarn	≈ 1 pbarn	≈ 25 pbarn
$\beta = 12^\circ$ $x_{min} = 100$ MeV	≈ 1500 pbarn	≈ 8 pbarn	≈ 33 pbarn

En exprimant le bruit de fond total B_T par la relation:

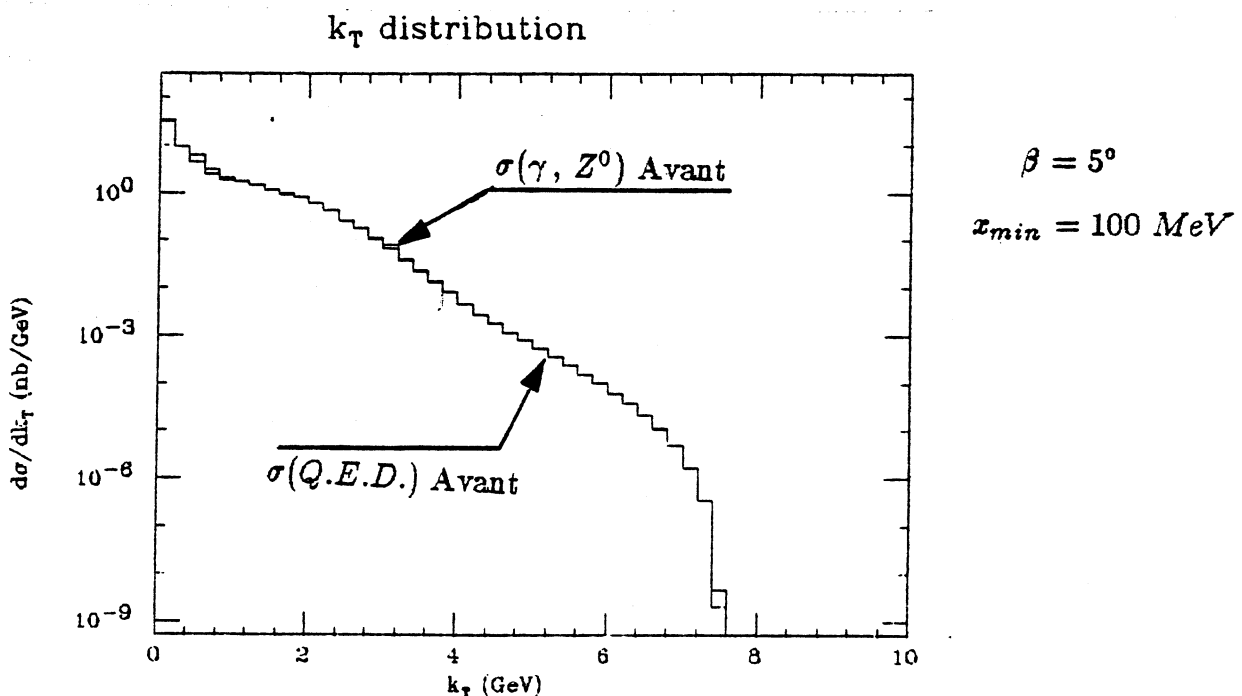
$$B_T = a(B_\mu + B_\gamma)$$

ou a est une constante, on peut déduire de cette estimation très grossière:

$$40 \leq a \leq 250$$

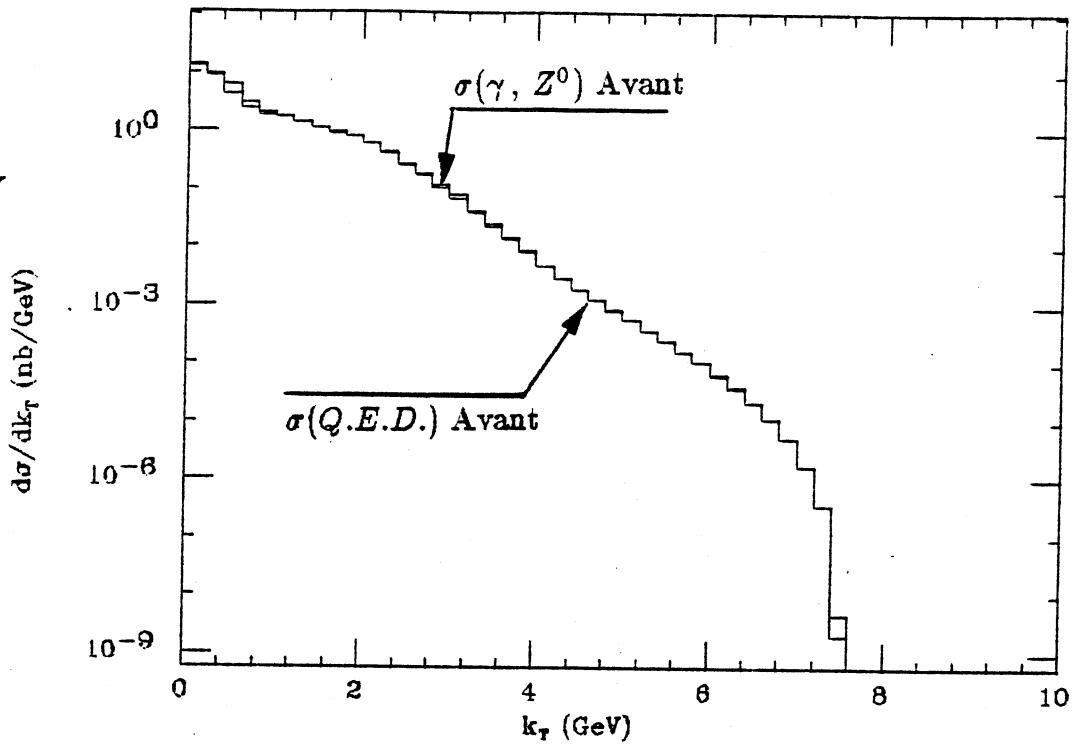
D'autre part, on peut remarquer que si l'on rejette les événements où le photon possède une énergie transverse inférieure à 500 MeV, la section efficace des événements bruit de fond diminue substantiellement. La distribution en énergie transverse des événements du signal variant plus lentement, on peut donc ainsi améliorer le rapport signal sur bruit.

S'il faut insister sur le caractère très préliminaire de ces résultats, qui n'apportent aucune conclusion définitive, il semble toutefois évident, que la formule exacte de la section efficace $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ sera disponible d'ici peu, et que le calcul complet du rapport signal sur bruit pourra ainsi être entrepris en vue d'optimiser les critères de sélection des événements.



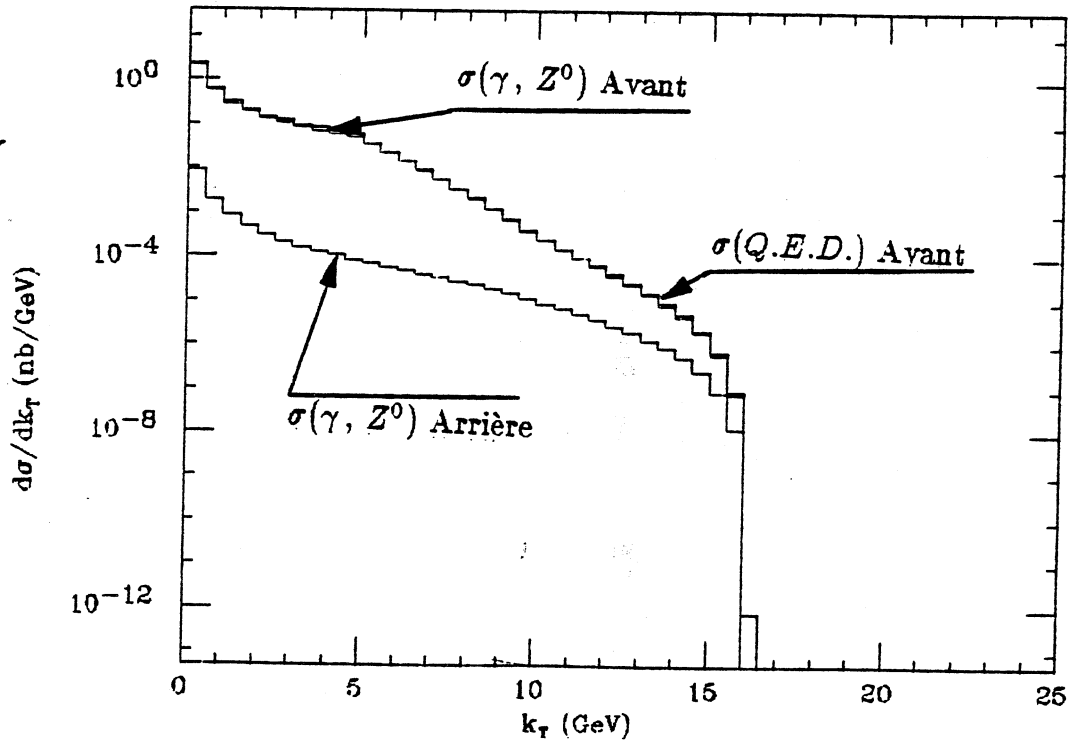
k_T distribution

$\beta = 5^\circ$
 $m_{in} = 500 \text{ MeV}$



k_T distribution

$\beta = 12^\circ$
 $m_{in} = 100 \text{ MeV}$



REFERENCES

REFERENCES DU CHAPITRE I :

- [1-1] J.M. Jowett tiré à part C.E.R.N. L.E.P - TH/85 - 04.
- [1-2] W.D. Nowak - H.J. Schreiber Note technique L3 - 392/1985.
- [1-3] "The construction of L3" Rapport annuel Avril 1985
- [1-4] Rapport de la rencontre générale L3 au C.E.R.N. - Juillet 1985.
Voir également la proposition technique de l'expérience L3 - Mai 1983

REFERENCE DU CHAPITRE II :

- [2-1] Proposition technique de l'expérience L3 - Mai 1983.

REFERENCES DU CHAPITRE III :

- [3-1] G. Arnison et al tiré à part C.E.R.N. EP/85 - 185.
- [3-2] J.A. Appel et al tiré à part C.E.R.N. EP/85 - 166.
- [3-3] S.L. Glashaw Nucl. Phys. B22 (1961) 579.
- [3-4] "Physics at L.E.P." rapport jaune C.E.R.N. 86 - 02.
- [3-5] L. Ma - J. Okada Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 247.
- [3-6] K.J.F. Gaemers et al Phys.Rev. D19 (1979) 1605.

- [3-7] Yu.A. Gnedov – F.F. Tikhonin tiré à part IFUE 83 –4 5 (Serpukhov).
- [3-8] G. Barbiellini et al Phys. Lett. B106 (1981) 414.
- [3-9] J.M. Jowett tiré à part C.E.R.N. L.E.P – TH/85 – 04.
- [3-10] F.A. Berends et al Nucl. Phys. B202 (1982) 63.
- [3-11] R. Kleiss Thèse: “Monte-Carlo Simulation of Radiative Processes in Electron-Positron Scattering”.
- [3-12] F.A. Berends – R. Kleiss Nucl. Phys. B186 (1981) 22.
- [3-13] F.A. Berends – R. Kleiss Nucl. Phys. B228 (1983) 537.
- [3-14] M. Caffo et al tiré à part C.E.R.N. PRE 84 – 066.
- [3-15] M. Caffo et al Phys. Lett 139B (1984) 439.
- [3-16] K. Tobimatsu – Y. Shimizu tiré à part K.E.K. 85 – 14.
- [3-17] X. de Bouard L.E.P. 3 Note 374 (18 novembre 1974).

REFERENCES DU CHAPITRE IV :

- [4-1] J.J. Aubert et al Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404.
- [4-2] J.E. Augustin et al Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406.

- [4-3] G.S. Abrams et al Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1453.
- [4-4] S.W. Herb et al Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 252.
- [4-5] W.R. Innes et al Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1240.
- [4-6] E. Eichten et al Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 369.
- [4-7] E. Eichten - K. Gottfried Phys. Lett. B66 (1977) 286.
- [4-8] E. Eichten et al Phys. Rev. D17 (1978) 3090.
- [4-9] G. Bhanot - S. Rudaz Phys. Lett. B78 (1978) 119.
- [4-10] J.L. Richardson Phys. Lett. B82 (1979) 272.
- [4-11] Review of Particle Properties (1984).
- [4-12] J.H. Kühn - S. Ono Z. Phys. C "Particles and fields" 21 (1984) 395.
- [4-13] W. Buchmüller et al "Toponium physics at L.E.P." tiré à part MPI-PAE/PTH 85/85. Paru dans: "Physics at L.E.P." rapport jaune C.E.R.N. 1986 - 02.
- [4-14] W. Buchmüller - S.H. Tye Phys. Rev. D24 (1981) 132.
- [4-15] A. Martin Phys. Lett B100 (1981) 511.
- [4-16] G. Arnison et al Phys. Lett. B147 (1984) 493.

- [4-17] J.H. Kühn – K.H. Streng Nucl. Phys B198 (1982) 71.
- [4-18] T. Sjöstrand Computer Physics Communication 27 (1982) 243.
- [4-19] J.M. Jowett tiré à part C.E.R.N. L.E.P. TH/85-04.
- [4-20] Rapport L3 au comité L.E.P. 14 juin 1982: "Answer to question 4".
- [4-21] J.A. Bakken et al N.I.M. 228 (1985) 294.

REFERENCES DU CHAPITRE V :

- [5-1] J.A. Bakken et al N.I.M. 228 (1985) 294.
- [5-2] D. Stickland Rapport sur les tests réalisés à Cornell en Juin 1985 – non publié.
- [5-3] Proposition technique de l'expérience L3 – Mai 1983.
- [5-4] P. Denes Rapport sur les tests en faisceau réalisés sur une matrice de 100 cristaux de B.G.O. – non publié.

REMERCIEMENTS

En premier lieu, je tiens à remercier *Denis Perret-Gallix*, mon directeur de thèse, qui tout en me laissant une grande initiative dans mon travail, m'a guidé avec enthousiasme tout au long de la préparation de cette thèse.

Je remercie également *Guy Coignet* qui m'a incité à étudier avec lui les états 1^3P du toponium, ses connaissances et ses conseils de physicien chevronné ont toujours été très précieux.

Mes remerciements vont aussi aux autres membres du groupe L3 du L.A.P.P. avec lesquels j'ai pu travailler dans une excellente ambiance, et qui se sont toujours intéressés de près aux résultats présentés ici.

Je remercie également le laboratoire dans son ensemble, qui m'a accueilli à l'issue de mon D.E.A.; en particulier, je tiens à souligner la grande disponibilité des physiciens, qui ont toujours acceptés de répondre à mes questions.

Je voudrais aussi remercier le service informatique, et tout particulièrement *Denise Dufournaud* et *Nadine Neyroud* sans qui cette thèse n'aurait jamais pu être terminée dans les délais que je m'étais fixés.

Je remercie les docteurs *Y. Shimizu* et *K. Tobimatsu* qui nous ont fait parvenir à titre personnel, des résultats concernant l'estimation du bruit de fond à la réaction de comptage des neutrinos.

Je remercie le professeur *R. Gatto*, qui m'a fait l'honneur de participer au jury de soutenance de cette thèse, et avec qui j'ai eu de très enrichissantes discussions concernant la réaction de comptage des neutrinos. A ce titre, je remercie également ses deux collaborateurs: les professeurs *M. Caffo* et *E. Remiddi*.

Je remercie tous les membres du jury qui ont accepté de lire, de commenter et de juger cette thèse.

Enfin, mes remerciements vont à ma femme Patricia, qui a contribué pour une large part, à la frappe et à la relecture de cette thèse; elle a su surmonter avec une grande gentillesse la difficile étape de la rédaction, au cours de laquelle je n'ai pas été particulièrement aimable et disponible.