

AB

Numéro d'ordre : DU 461

PCCF T 9210

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00080957

109310

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE BLAISE PASCAL - CLERMONT II

(U.F.R. DE RECHERCHE SCIENTIFIQUE ET TECHNIQUE)

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CLERMONT II
(SPECIALITE : PHYSIQUE DES PARTICULES)

par

EL FELLOUS Rachida

Maître ès-Sciences , Diplômée d'Etudes Approfondies

MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PHOTONS UNIQUES
AVEC LE DETECTEUR ALEPH :
DETERMINATION DU NOMBRE DE NEUTRINOS.

Thèse soutenue le 23 octobre 1992 , devant la commission d'examen :

Président : M. J.C. MONTRET

Examineurs : M. M. CHEMARIN
M. P. GAY
M. S. KHAZROUNI
M. B. MICHEL
M. J.C. THOMPSON

Thesis-1992-El Fellous

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE BLAISE PASCAL - CLERMONT II

(U.F.R. DE RECHERCHE SCIENTIFIQUE ET TECHNIQUE)

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CLERMONT II
(SPECIALITE : PHYSIQUE DES PARTICULES)

par

EL FELLOUS Rachida

Maître ès-Sciences , Diplômée d'Etudes Approfondies

MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PHOTONS UNIQUES
AVEC LE DETECTEUR ALEPH :
DETERMINATION DU NOMBRE DE NEUTRINOS.

Thèse soutenue le 23 octobre 1992 , devant la commission d'examen :

Président : M. J.C. MONTRET

Examineurs : M. M. CHEMARIN
M. P. GAY
M. S. KHAZROUNI
M. B. MICHEL
M. J.C. THOMPSON



Remerciements

D'abord je tiens à remercier Monsieur le Professeur J.C. MONTRET, Directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, d'avoir accepté la présidence de ce jury de thèse.

Je suis très reconnaissante à Monsieur B. MICHEL, Directeur de Recherche au C.N.R.S., de m'avoir accueillie dans l'équipe ALEPH Clermontoise. Je le remercie très vivement pour la partie de son temps précieux qu'il m'a consacrée, que ce soit pour des discussions ou pour me donner des conseils. Grâce à sa sagesse et à ses qualités humaines, il a toujours su comment me soutenir moralement dans les moments les plus difficiles.

Je voudrais remercier plus particulièrement Monsieur P. GAY, Maître de Conférences, de m'avoir dirigée avec beaucoup d'attention. Il a été toujours présent pour répondre à mes questions.

Je tiens aussi à remercier Monsieur M. CHEMARIN, Directeur de Recherche au C.N.R.S., d'avoir bien voulu faire partie de ce jury et être rapporteur.

Je remercie chaleureusement Monsieur J.C. THOMPSON, Physicien des Particules à Rutherford, avec qui nous avons collaboré pour réaliser cette étude, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail ainsi que pour ses remarques objectives.

J'étais très honorée par la présence de Monsieur S. KHAZROUNI, Professeur à la Faculté des Sciences à Kénitra (Maroc). Je le remercie d'avoir accepté de juger ce travail.

Je remercie également Madame M. CHADELAS qui a assuré la frappe de cette thèse, pour sa patience et la qualité de son travail dactylographique, ainsi que Madame J. PELLET qui a eu la gentillesse de réaliser les dessins.

Je n'oublierai pas d'adresser tous mes remerciements aux membres du laboratoire qui ont su créer une ambiance sympathique.

Finalement, je remercie toutes les personnes qui m'ont aidée de loin ou de près à réaliser ce travail.



Table des matières

Introduction	5
Chapitre 1	6
1 Modèle Standard et le nombre de familles de neutrinos	6
1.1 Modèle Standard	7
1.1.1 Les particules élémentaires	7
1.1.2 Théorie électrofaible	8
1.1.3 Le Modèle Standard et N_ν	10
1.2 Méthodes de mesure de N_ν	11
1.2.1 Limites sur N_ν avant le LEP	11
1.2.2 Méthodes de mesure de N_ν offertes par le LEP	17
Chapitre 2	28
2 Le LEP et ALEPH	28
Le LEP	29
Le détecteur ALEPH	32
2.1 Généralités	32
2.1.1 Introduction	32
2.1.2 Vue générale (Figure 2.3)	32
2.2 Description	34
2.2.1 Le détecteur de vertex	34
2.2.2 La chambre interne	34
2.2.3 Chambre à projection temporelle (Figure 2.6)	35
2.2.4 Le calorimètre électromagnétique (Figure 2.8)	38
2.2.5 Les luminomètres (Figure 2.11)	41

2.2.6	Le calorimètre hadronique (Figure 2.12)	42
2.2.7	Système de déclenchement	43
Chapitre 3		46
3	Sélection et analyse des événements à photon unique	46
	Introduction	47
3.1	Description de l'analyse	47
3.1.1	Rejection primaire	47
3.1.2	Recherche d'un amas électromagnétique	48
3.1.3	Etude de la variable T_0	48
3.1.4	Signal sur un et un seul module	49
3.1.5	Véto sur les autres modules	52
3.1.6	Véto sur les traces chargées	56
3.1.7	Recherche d'un photon unique	57
3.2	Résultats de l'analyse	66
3.2.1	Résultats en 1990	66
3.2.2	Résultats en 1991	66
3.2.3	Combinaison des résultats 90-91	66
3.2.4	Discussion	67
Chapitre 4		68
4	Simulation du signal et des différents bruits de fond	68
4.1	Introduction	69
4.2	Etude du signal : $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$	71
4.2.1	Généralités	71
4.2.2	Les corrections faibles	72
4.2.3	Corrections QED à l'ordre d'une boucle	72
4.2.4	Expression de la section efficace corrigée au premier ordre	75
4.2.5	Corrections d'ordres supérieurs	75
4.2.6	Effets des corrections radiatives	76
4.2.7	Etude cinématique du deuxième photon pour le processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$	83
4.3	Les Bhabhas radiatifs : $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\gamma$	85
4.3.1	Etude du processus à 2 électrons	85
4.3.2	Corrections virtuelles du processus à 2 électrons	85

4.3.3	Etude de $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$	87
4.3.4	Expression de la section efficace au premier ordre	87
4.3.5	Comportement de la section efficace	88
4.4	Processus à 2 ou 3 photons $e^+e^- \rightarrow (\gamma\gamma)\gamma$	91
4.4.1	Processus à 2 photons	91
4.4.2	Corrections radiatives	91
4.5	Processus $e^+e^- \rightarrow (\mu^+\mu^-\gamma)$	95
4.6	Processus $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0, \eta(958)$ ou $f_2(1270)$	96
4.7	Sections efficaces du signal et des différents bruits de fond	96
4.8	Résultats de l'analyse des événements simulés	98
4.8.1	Résultats en 1990	100
4.8.2	Résultats en 1991	103
4.8.3	Combinaison des résultats 90-91.	108
4.8.4	Contribution du signal et du bruit	109
Chapitre 5		111
5 Erreurs systématiques		111
5.1	Identification et sélection du photon unique	112
5.1.1	Calibration en énergie dans le ECAL	112
5.1.2	Effet des coupures véto	120
5.1.3	Effet de rejection des bons événements par les coupures véto	122
5.1.4	Effet des autres coupures	122
5.2	Efficacité du système de déclenchement	122
5.3	Etude de la précision des générateurs	124
5.4	Erreur systématique provenant de la mesure de la luminosité intégrée du LEP	127
5.5	Récapitulation des résultats	128
5.5.1	Conclusion	129
Chapitre 6		130
6 Extraction de N_ν		130
6.1	Elimination du bruit de fond physique	131
6.1.1	Méthode de soustraction	131
6.1.2	Possibilité de réjection du bruit de fond à partir des coupures cinématiques	135

6.1.3	Méthode du maximum de vraisemblance	138
6.2	Nécessité d'un lissage	146
6.2.1	Lissage des sections efficaces théoriques pour N_ν entier	146
6.2.2	Recherche des paramètres de lissage	148
6.2.3	Extraction de N_ν	149
6.2.4	Résultats définitifs	151
6.3	Résultat final	153
6.3.1	Choix de la valeur optimale de N_ν	153
6.3.2	Conclusion	154
	Conclusion	154
	Bibliographie	157

Introduction

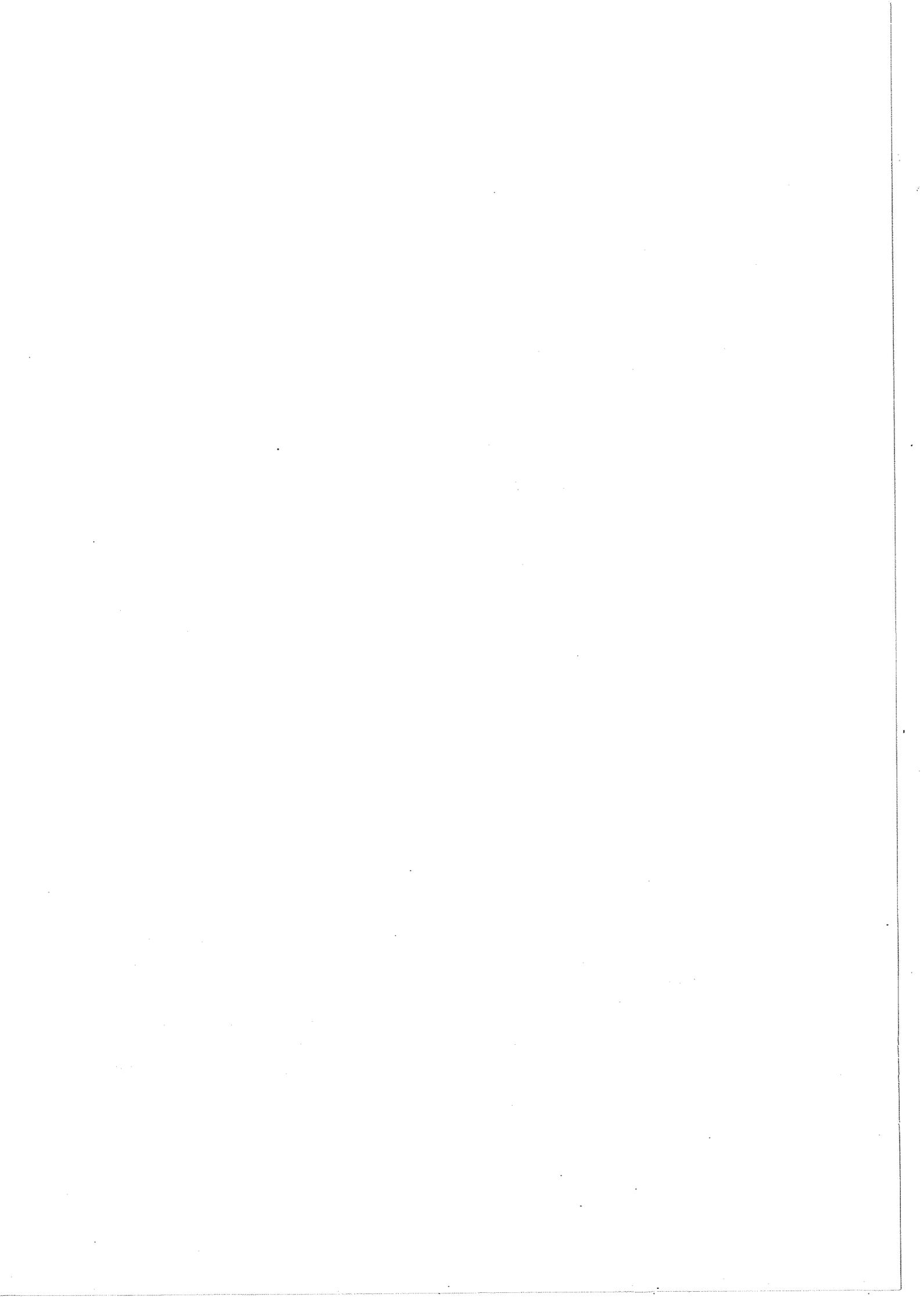
Notre étude consiste à déterminer le nombre de familles de neutrinos N_ν , dont la masse est très inférieure à la moitié de la masse du Z^0 . Ce nombre représente un paramètre important du Modèle Standard. Il nous renseigne sur le nombre d'espèces de particules élémentaires constituant la matière.

Nous montrons que malgré les diverses méthodes de mesure de N_ν , qui étaient proposées avant le LEP, les expériences n'ont pu fixer que des limites supérieures sur ce nombre. Mais dès 1990, les expériences installées au LEP (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) excluent l'existence d'une quatrième génération de neutrinos légers, résultat découlant de la mesure des paramètres caractérisant la courbe de résonance du Z^0 .

La méthode que nous avons choisie pour effectuer cette étude est indépendante des autres mesures. Elle est basée sur la mesure de la section efficace de désintégration du Z^0 en une paire de neutrino-antineutrino, accompagnée de l'émission d'un photon par l'un des électrons entrant en collision dans l'état initial. La signature de tels événements est assurée par la présence du photon, car dans nos conditions expérimentales, la détection des neutrinos demeure impossible.

L'exposé de notre étude s'articule de la manière suivante :

- La sélection des événements à un photon unique observé dans le calorimètre électromagnétique du détecteur ALEPH. Cette étape nous permet de nous affranchir de tous les bruits de fond, engendrés par des événements non liés à une interaction e^+e^- .
- La simulation de la réaction $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ et des divers bruits de fond physiques, où le photon émis répond aux critères de sélection des événements à photon unique.
- Nous avons réservé un chapitre à l'étude et à l'évaluation des erreurs systématiques, qui sont essentiellement induites par un désaccord entre les conditions de la simulation et la réalité expérimentale.
- Le stade final consiste à séparer les événements $\nu\bar{\nu}\gamma$ du bruit de fond physique dans l'échantillon d'événements réellement observés. Ce bruit est évalué grâce aux prédictions de la simulation. Enfin, nous déduisons la section efficace $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}$, pour en extraire le nombre de familles de neutrinos.



Chapitre 1

Modèle Standard et le nombre de familles de neutrinos



Modèle Standard et le nombre de familles de neutrinos

Dans cette partie, nous allons d'abord rappeler quelques aspects du Modèle Standard utiles pour le cadre théorique de notre étude. Ensuite nous présenterons les limites expérimentales sur le nombre de familles de neutrinos N_ν , avant le LEP : dans le domaine de l'astrophysique, de la cosmologie et celui des collisionneurs $p\bar{p}$ et e^+e^- . Puis, nous passerons à la description des méthodes de mesure de N_ν , offertes par le LEP.

1.1 Modèle Standard

1.1.1 Les particules élémentaires

Dans le Modèle Standard, les particules sont classées en doublets. On distingue trois familles de quarks et de leptons, et autant d'espèces de neutrinos légers.

Ces familles sont :

$$\begin{array}{l} \text{Quarks} \quad \left(\begin{array}{c} u \\ d \end{array} \right) \quad \left(\begin{array}{c} c \\ s \end{array} \right) \quad \left(\begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right) \quad \dots \\ \text{Leptons} \quad \left(\begin{array}{c} \nu_e \\ e \end{array} \right) \quad \left(\begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu \end{array} \right) \quad \left(\begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau \end{array} \right) \quad \dots \end{array}$$

A chaque particule est associée son antiparticule. Les leptons sont insensibles à l'interaction forte et les neutrinos sont insensibles à l'interaction électromagnétique, car ils sont dépourvus de charge électrique. Par contre, les quarks sont sensibles à toutes les interactions. Par ailleurs, on peut remarquer que l'existence du quark top (t) n'a pas encore été confirmée expérimentalement, et que le neutrino tau (ν_τ) n'a pas encore été détecté directement.

1.1.2 Théorie électrofaible

a) Introduction

L'interaction électrofaible est basée sur le principe d'unification de l'interaction faible et électromagnétique. Cette théorie a été développée par GLASHOW, WEINBERG et SALAM [1]. Les confirmations expérimentales les plus éclatantes sont, la découverte des courants neutres en 1973 dans la chambre à bulle GARGAMELLE [2] et des bosons médiateurs chargés W^\pm et neutre Z^0 par les expériences UA1 et UA2 [3] dans les collisionneurs $p\bar{p}$ au CERN.

b) Fondement de la théorie électrofaible

On précise que les neutrinos ne sont observés qu'avec une chiralité gauche ($L = \text{Left}$). Les particules de chiralité gauche sont placées dans un doublet d'isospin :

$$\text{et} \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$$
$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$$

D'où le choix d'un groupe d'isospin faible gauche et à double dimension $SU(2)_L$ pour décrire l'interaction faible.

Tandis que les particules de chiralité droite ($R = \text{Right}$) sont placées dans un singlet d'isospin :

e_R, μ_R, τ_R pour les leptons.

et

$u_R, c_R, t_R, d_R, s_R, b_R$ pour les quarks.

Les leptons possèdent un nombre leptonique qui est conservé dans tous les processus faibles observés jusqu'à présent. Cependant, il est possible d'imaginer des phénomènes qui la violent (Exemple : l'oscillation des neutrinos).

A chaque nombre quantique des particules est associé un opérateur :

- Q pour la charge électrique.

- I pour l'isospin faible.

- I_3 pour la troisième composante de l'isospin faible : $I_3 = \tau_3/2$ pour les fermions gauches et zéro pour les fermions droits, où τ_3 est la troisième matrice de PAULI :

$$\tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

- L'hypercharge Y est définie par : $Y = \frac{Q - I_3}{2}$.

	1 ^{ère} fam.	2 ^{ème} fam.	3 ^{ème} fam.	Q	Y	I_3	I
Quarks	u	c	t	$+\frac{2}{3}$	-1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
	d	s	b	$-\frac{1}{3}$	-1	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
Leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
	e	μ	τ	-1	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$

Tableau 1.1: Nombres quantiques pour les différentes particules élémentaires dans le Modèle Standard.

Les valeurs de ces nombres quantiques pour les différentes particules élémentaires dans le contexte du Modèle Standard sont notées dans le tableau 1.1.

L'unification électromagnétique-faible est représentée par le groupe de symétrie électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, muni des 4 opérateurs ($I_{1,2,3}$ et Y) et 4 champs de jauge avec 4 bosons.

La symétrie du groupe électrofaible n'est pas exacte car elle ne correspond pas à ce qu'on observe : aucun boson de jauge n'est massif, ce qui ne reflète pas la réalité. Il faut habiller les bosons d'interaction faible d'une masse pour respecter sa courte portée (pour un boson de 100 GeV, elle est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-3}$ fm d'après le principe d'incertitude d'HEISENBERG). Pour permettre aux particules d'acquérir une masse, on brise spontanément cette symétrie via le mécanisme de HIGGS [4] : ce mécanisme suppose l'existence d'un (ou des) boson(s) scalaire(s) de HIGGS, d'isospin 1/2 dont la masse est un paramètre libre de la théorie. Dans le concept d'un Modèle Standard minimal, il existe un seul boson de HIGGS.

On se retrouve avec 4 bosons médiateurs : le photon (γ) sans masse et les bosons massifs chargés (W^\pm) et neutre (Z^0). Au premier ordre du Modèle Standard (sans corrections radiatives), les masses de ces bosons sont exprimées par :

$$M_W = \left(\frac{\pi\alpha}{G_F \cdot \sin^2 \theta_W \cdot \sqrt{2}} \right)^{1/2}$$

et

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W}$$

où

α est la constante de structure fine.

G_F est la constante de couplage de FERMI.

θ_W est l'angle du mélange électrofaible qui constitue l'un des paramètres du Modèle Standard, il est défini par :

$$\text{tg}\theta_W = \frac{g'}{g}$$

g et g' sont respectivement les constantes de couplage faible et électromagnétique.

D'après les derniers résultats publiés par ALEPH [5] :

$$\sin^2 \theta_W = 0.2312 \pm 0.0018$$

c) Couplage des fermions

En interaction faible la conservation de parité est violée, les couplages des fermions aux bosons vectoriels Z^0 et W^\pm sont de la forme $V - A$ (Vectoriel - Axial).

Les constantes de couplage vectoriel et axial des fermions au courant neutre (Z^0), dépendent de leur isospin faible et de leur charge électrique (Q_f) :

$$\begin{aligned} a_f &= 2I_3 \\ v_f &= 2I_3 - 4Q_f \sin^2 \theta_W \end{aligned}$$

Ce qui conduit aux résultats du tableau 1.2

fermions	a_f	v_f
$\nu_e \quad \nu_\mu \quad \nu_\tau$	1	1
$e \quad \mu \quad \tau$	-1	$-1 + 4 \sin^2 \theta_W$
$u \quad c \quad t$	1	$1 - \frac{1}{8} \sin^2 \theta_W$
$d \quad s \quad b$	-1	$-1 + 4 \sin^2 \theta_W$

Tableau 1.2: Constantes de couplage axial (a_f) et vectoriel (v_f) des fermions au courant neutre (Z^0).

1.1.3 Le Modèle Standard et N_ν

Le nombre de familles dans le Modèle Standard est un paramètre libre, malgré certaines contraintes imposées par la chromodynamique quantique (QCD) sur le nombre de saveurs de quarks (≤ 16) [6]. Or la masse des particules se trouve augmentée d'une famille à la suivante, ce qui rend difficile la production des particules appartenant aux familles supérieures comme le cas du quark t , surtout aux énergies dont on dispose

actuellement au LEP (< 100 GeV). Par contre, si on suppose que les neutrinos appartenant à d'éventuelles familles supplémentaires ($N_\nu > 3$) ont une masse inférieure à la moitié de la masse du Z^0 ($M_Z/2$), il est possible de les produire même lors de la première phase du LEP. On peut donc espérer déduire le nombre de familles de particules à partir de la mesure de N_ν .

Les limites actuelles sur les masses des neutrinos connus, prouvent qu'elles sont dans les normes qu'on vient de préciser ($< \frac{M_Z}{2}$), d'après [7] :

$$\begin{aligned} m(\nu_e) &\leq 7.3 \text{ eV} && (\text{à } 90\% \text{ de degré de confiance}). \\ m(\nu_\mu) &\leq 0.27 \text{ MeV} && (\text{à } 90\% \text{ de degré de confiance}). \\ m(\nu_\tau) &\leq 35 \text{ MeV} && (\text{à } 95\% \text{ de degré de confiance}). \end{aligned}$$

1.2 Méthodes de mesure de N_ν

1.2.1 Limites sur N_ν avant le LEP

Plusieurs mesures de N_ν ont été effectuées avant le LEP. Des résultats ont été obtenus soit à partir des études astrophysiques ou cosmologiques, soit dans les collisionneurs $p\bar{p}$ et e^+e^- .

a) SUPERNOVA 1987A

Les résultats les plus récents de l'astrophysique sur le nombre de familles, proviennent de l'observation de l'explosion d'une étoile (SUPERNOVA 1987A) dans le nuage de MAGELLAN. Elle s'est produite il y a 154000 ± 10000 années. Deux détecteurs ont permis d'effectuer cette mesure, le premier IMB (IRVINE - MICHIGAN - BROOKHAVEN) [8] placé aux USA et le deuxième au Japon (KAMIOKANDE II) [9]. Ces détecteurs étaient prévus au début pour mesurer la durée de vie du proton. Ils sont constitués en majeure partie de plusieurs milliers de tonnes d'eau. Le principe de détection repose sur la lumière ČERENKOV émise par une particule traversant le volume d'eau. Cette lumière est ensuite captée par des tubes photomultiplicateurs. On distingue deux types de réactions : la diffusion élastique $\nu_e(\bar{\nu}_e) + e \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e) + e$, ou inélastique $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e$ ne mettant en jeu que les $\bar{\nu}_e$; on constate que cette dernière réaction est dominante. Le bruit de fond provient essentiellement des rayons cosmiques, il a été étudié et évalué.

A partir du nombre d'événements de diffusion inélastique ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e$), on déduit la luminosité en $\bar{\nu}_e$ notée $L(\bar{\nu}_e)$ (en unité d'énergie) produite par l'explosion. On suppose que toutes les saveurs de neutrinos sont émises, en dégageant une énergie ΔE qui est proportionnelle à N_ν : $\Delta E \simeq 2 N_\nu L(\bar{\nu}_e)$. Connaissant l'énergie ΔE dégagée par la SUPERNOVA et la luminosité correspondante, on déduit N_ν . On trouve [10] :

$$\text{Une mesure de } N_\nu = 2.0_{-0.4}^{+1.1} \text{ }_{-0.8}^{+1.0}$$

La première erreur est statistique et la deuxième est systématique provenant de l'incertitude sur la luminosité.

La limite correspondante à 95% de degré de confiance est :

$$N_\nu \leq 4.8$$

On précise que cette limite est valable pour des neutrinos dont la masse est inférieure à quelques MeV.

b) Nucléosynthèse des noyaux légers

Le Modèle Standard en cosmologie est le modèle du Big Bang chaud. Ce modèle prévoit que l'Univers à sa naissance se trouvait dans un état de très haute température, puis il s'est refroidi. Lorsque la température est de l'ordre de quelques MeV, les noyaux légers comme : le Tritium (T), le Lithium (${}^7\text{Li}$), le Deutérium (D) et l'Hélium (${}^3\text{He}$ ou ${}^4\text{He}$) sont formés par des réactions thermonucléaires. En particulier l'étude de l'abondance de l'Hélium 4 par rapport à l'hydrogène montre qu'elle est directement liée au nombre de familles de neutrinos légers ($m_\nu < \text{quelques MeV}$). La mesure de l'abondance actuelle en ${}^4\text{He}$ permet de déduire l'abondance primaire correspondante, d'où N_ν . Malheureusement, cette mesure est entachée d'erreurs provenant de la mesure de l'abondance de l'Hélium 4. Cette dernière dépend fortement de la durée de vie du neutron (τ_n) et de la précision avec laquelle elle est connue (une variation de 0.6 minute permet l'existence d'une famille supplémentaire [11]). Par conséquent, on peut seulement imposer une limite supérieure sur N_ν .

En utilisant les dernières mesures sur la durée de vie du neutron [12] :

$$\tau_n = 887.0 \pm 1.6 \text{ s}$$

et à partir de l'abondance primordiale des noyaux d'Hélium par rapport à l'hydrogène (${}^4\text{He}/\text{H}$) et en utilisant la formule 3 de la référence [13] :

$$N_\nu \leq 3.4 \text{ à } 90\% \text{ de degré de confiance}$$

c) Collisionneur $p\bar{p}$

Deux types de méthode ont été appliqués dans les collisionneurs $p\bar{p}$ pour effectuer la mesure de N_ν .

c.1 – Première méthode :

Elle est basée sur la mesure de la section efficace de désintégration du Z^0 en une paire neutrino-antineutrino ($\nu\bar{\nu}$), précédée de l'émission d'un gluon par un quark suivant la réaction :

$$q\bar{q} \rightarrow g + Z^0 \rightarrow \text{jet} + \nu\bar{\nu}$$

dont le diagramme de FEYNMAN est représenté sur la figure suivante :

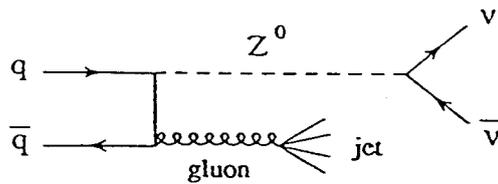


Figure 1.1: Diagramme de la réaction $q\bar{q} \rightarrow g + Z^0 \rightarrow \text{jet} + \nu\bar{\nu}$.

Le phénomène d'émission d'un gluon par un quark à la suite d'une collision $q\bar{q}$ ressemble à l'émission d'un photon au cours d'une collision e^+e^- . En particulier pour ce processus, la réaction analogue est :

$$e^+e^- \rightarrow \gamma Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$$

La section efficace est déterminée expérimentalement à partir de la mesure de l'impulsion transverse manquante ($> 40 \text{ GeV}/c$), pour des événements dont la signature est un seul jet de particules.

Le bruit de fond provient des événements à grande impulsion transverse qui sont du type :

$$q\bar{q}' \rightarrow gW \rightarrow \text{jet} + l\nu_l \quad (\ell = e, \mu, \tau)$$

dans le cas où le lepton échappe à la détection. Le diagramme correspondant est :

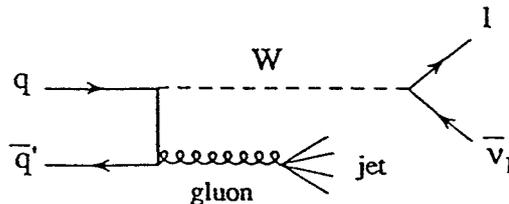


Figure 1.2: Diagramme de la réaction $q\bar{q}' \rightarrow gW \rightarrow \text{jet} + l\nu_l$.

Ces événements sont aussi signés par un monojet dans le détecteur.

Cette étude a été réalisée dans le cadre de l'expérience UA1 ; elle révèle certaines difficultés pour la réalisation de cette méthode de mesure, qui sont liées à l'erreur sur la luminosité de la machine SPS au CERN (la luminosité intégrée est de l'ordre de 715 nb^{-1} avec une incertitude de 15%), et à la faible statistique obtenue (24 événements observés). De plus, les prédictions théoriques sur la section efficace ne sont pas assez précises. La limite supérieure déduite sur N_ν est [14] :

$$N_\nu < 10 \quad (90\% \text{ de degré de confiance}).$$

c.2 – Deuxième méthode :

Elle consiste à mesurer le rapport d'embranchement :

$$R = \frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z^0 \rightarrow \ell\bar{\ell})}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow \ell\nu_\ell)} = \frac{\sigma_{Z^0}^{\text{Tot}}}{\sigma_W^{\text{Tot}}} \cdot \frac{BR(Z^0 \rightarrow \ell\bar{\ell})}{BR(W \rightarrow \ell\nu_\ell)} = \frac{\sigma_{Z^0}^{\text{Tot}}}{\sigma_W^{\text{Tot}}} \cdot \frac{\Gamma_{(Z^0 \rightarrow \ell\bar{\ell})}}{\Gamma_Z} \cdot \frac{\Gamma_W}{\Gamma_{(W \rightarrow \ell\nu_\ell)}}$$

R représente le rapport entre la section efficace de production d'un Z^0 suivie de sa désintégration en une paire $\ell\bar{\ell}$, et la section efficace de production d'un W suivie de sa désintégration en $\ell\nu_\ell$ dans une collision $q\bar{q}$. R peut encore s'écrire sous forme du rapport des mêmes sections efficaces en considérant tous les modes de désintégration, multiplié par le rapport entre le taux d'embranchement du Z^0 en $\ell\bar{\ell}$ et celui du W en $\ell\nu_\ell$. Un taux d'embranchement (BR) correspond à la contribution du mode de désintégration considéré en largeur partielle par rapport à la largeur totale. La dépendance en N_ν est contenue dans cette largeur totale.

$\sigma_{Z^0}^{\text{Tot}}$ et σ_W^{Tot} sont calculées à partir des prédictions théoriques de la QCD, qui sont limitées par les fonctions de structure des quarks au sein du proton.

$BR(Z^0 \rightarrow \ell\bar{\ell})$ et $BR(W \rightarrow \ell\nu_\ell)$ sont donnés par le Modèle Standard.

Cette procédure a été appliquée dans les expériences UA1 et UA2. La précision a été améliorée car une partie des erreurs théoriques se simplifie dans le rapport. Cependant, on est très sensible à la situation de la masse du top par rapport à M_Z et à M_W , et aux fonctions de structure du proton.

En combinant les résultats de UA1 et UA2, on trouve [15] :

Pour une masse du top : $M_t = 100$ GeV.

$$N_\nu < 3.1 \text{ à } 95\% \text{ de degré de confiance.}$$

d) Collisionneurs e^+e^- de basses énergies

La mesure du nombre de familles de neutrinos dans les accélérateurs e^+e^- de basses énergies (PEP (29 GeV), PETRA (35 à 47 GeV) et TRISTAN (54 à 61 GeV)), est basée sur la détection des photons uniques provenant du processus $e^+e^- \rightarrow \gamma Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$. Pour cette génération de machines, les énergies disponibles dans le centre de masse sont faibles par rapport à M_Z ; le Z^0 ne peut être produit que hors de sa couche de masse. Dans ce cas, la section efficace de la réaction devient très faible (de l'ordre de $5 \cdot 10^{-2}$ pb), et le nombre d'événements à photon unique observés ne sont que de quelques unités ([16],[17]) (voir tableau 1.3).

En combinant les résultats de toutes les expériences (ASP et MAC à PEP, CELLO à PETRA et VENUS à TRISTAN) on trouve [16] :

$$N_\nu < 3.9 \text{ à } 90\% \text{ de degré de confiance.}$$

Détecteur	ASP	MAC	CELLO	VENUS
Accélérateur	PEP	PEP	PETRA	TRISTAN
Localité	Stanford Californie	Stanford Californie	Hambourg Allemagne	Tsukuba Japon
E_{CM} (GeV)	29	29	35 – 46.6	54 – 61.4
Luminosité (pb^{-1})	110	177	122.6	28.2
N attendus	2.6	1.1	1.87	0.82
N observés	1.6	1	1.26	0
N_ν (90% CL)	< 7.9	< 17	8.7	< 11

Tableau 1.3: Résultats des précédents collisionneurs e^+e^- sur le nombre de familles de neutrinos.

Cette méthode de mesure est aussi envisagée au LEP. Les énergies atteintes peuvent dépasser la masse du Z^0 (~ 100 GeV) ; dans ces conditions le Z^0 peut être produit sur sa couche de masse et la section efficace est nettement plus grande : elle augmente d'un facteur 10^3 [10]. Par conséquent, la détermination de N_ν sera plus précise.

Cette méthode faisant l'objet de cette thèse sera décrite par la suite dans tous ses détails.

e) Conclusion

Pendant l'époque qui a précédé le LEP, aucune expérience n'a été capable de mesurer sans ambiguïté le nombre de familles de neutrinos. En particulier, les limites à 90 ou 95% de degré de confiance n'excluaient pas un nombre de familles supérieur à trois. C'est pourquoi les mesures des expériences LEP sur ce point étaient attendues avec impatience : il s'agit sans doute d'un des résultats dominants du LEP.

Energie nominale du LEP (GeV)	Luminosité pb^{-1}	Nombre d'événements hadroniques	Nombre d'événements Bhabhas
88.25	0.517	2376	14527
89.25	0.540	4525	14880
90.25	0.534	9768	14391
91.25	4.004	120288	104859
92.25	0.627	13470	15941
93.25	0.608	7525	15147
94.25	0.660	5258	16111
Total	7.49	163210	195856

Tableau 1.4: Statistiques sur les événements en 1990.

Energie nominale du LEP (GeV)	Luminosité pb^{-1}	Nombre d'événements hadroniques	Nombre d'événements Bhabhas
88.5	0.668	3650	18809
89.5	0.796	7906	21963
90.25	0.753	13429	20418
91.25	7.778	233497	205127
92	0.693	17223	17890
93	0.677	9757	17063
93.75	0.768	7703	19047
Total	12.133	293165	320317

Tableau 1.5: Statistiques sur les événements en 1991.

1.2.2 Méthodes de mesure de N_ν offertes par le LEP

Le LEP permet d'effectuer une mesure précise de N_ν pour des neutrinos de masse inférieure à la moitié de la masse du Z^0 ($M_Z/2$).

a) Etude de la résonance du Z^0

Le mode de désintégration dominant (à 70%) du Z^0 est en une paire quark-antiquark. La détection de tels événements permet de mesurer la section efficace hadronique aux différents points de balayage en énergie (\sqrt{s}).

$$\sigma_{\text{mes}}^{\text{had}} = \frac{N_{\text{had}}}{\mathcal{L} \epsilon_{\text{had}}} \text{ à une énergie donnée.}$$

avec

N_{had} : le nombre de désintégrations hadroniques du Z^0 . Nous donnons une idée sur les statistiques obtenues en 1990 et 1991 pour ce type d'événements dans les tableaux 1.4 et 1.5.

ϵ_{had} : l'efficacité de sélection.

\mathcal{L} : la luminosité intégrée mesurée à partir des événements Bhabhas à petits angles :

$$\mathcal{L} = \frac{N_{\text{Bhabhas}}}{\sigma_{\text{Bhabha}}}$$

où N_{Bhabhas} est le nombre de diffusions Bhabhas détectées à petits angles et σ_{Bhabha} est la section efficace correspondante, calculée à partir de l'électrodynamique quantique (QED).

L'ajustement des points expérimentaux [5] (Figure 1.3) confirme que la courbe de variation de la section efficace en fonction de l'énergie dans le centre de masse est résonnante, le pic de la résonance correspond à une énergie égale à la masse du Z^0 . Après lissage de ces points par une courbe de forme BREIT - WIGNER, on déduit trois paramètres de lissage qui sont les paramètres caractérisant la résonance :

- La masse du Z^0 (M_Z).
- La largeur du Z^0 (Γ_Z).
- La section efficace hadronique au pic (σ_0^{had}).

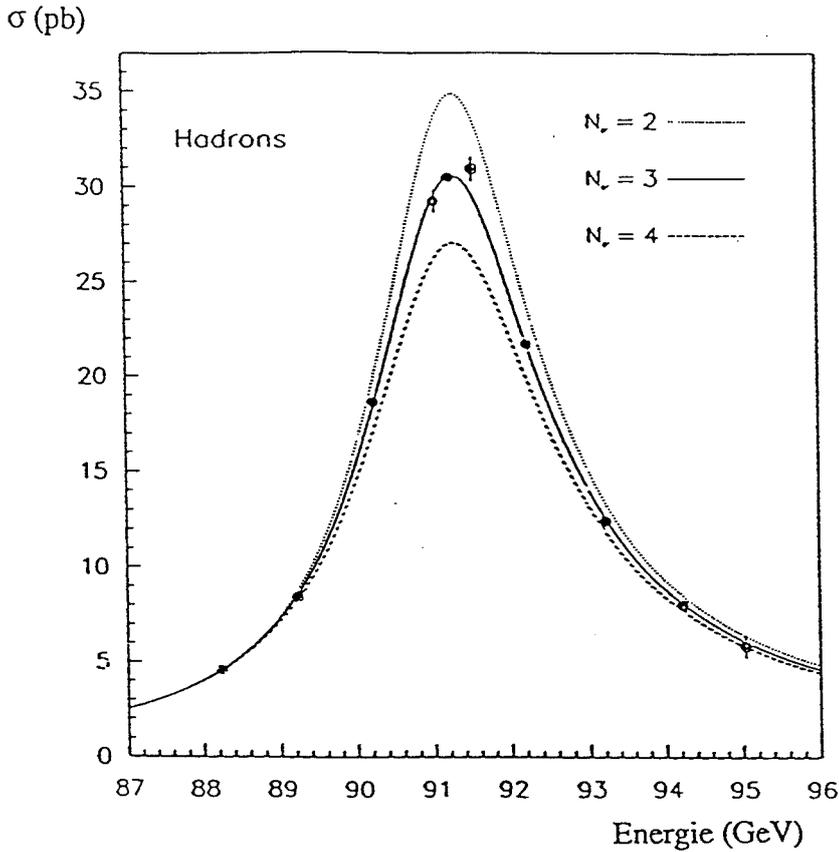


Figure 1.3: Variation de la section efficace hadronique en fonction de l'énergie totale et du nombre de familles de neutrinos.

La mesure de N_ν peut être effectuée de deux façons différentes :

a.1 – Premier cas : Mesure à partir de la largeur totale du Z^0 .

La largeur totale est directement liée au nombre de familles de neutrinos, il est donc possible d'effectuer une mesure de N_ν à partir de cette largeur totale. En effet, la mesure de la masse et la largeur du Z^0 peut être effectuée à l'aide de n'importe quel type de désintégration du Z^0 (hadronique ou leptonique), mais le mode de désintégration hadronique est statistiquement dominant, ce qui rend les mesures plus précises.

Suivant la nature des particules (détectables ou non), la largeur totale est composée de deux types de largeur, visible et invisible : $\Gamma_Z = \Gamma_{\text{visible}} + \Gamma_{\text{invisible}}$. Dans le cas du modèle standard, on suppose que les seules particules indétectables sont les neutrinos, en supposant en plus que les largeurs partielles de désintégration du Z^0 en différentes espèces de neutrinos sont égales (sous-entendu le couplage des neutrinos au Z^0 est le même) : $\Gamma_{\text{invisible}} = N_\nu \Gamma_\nu$.

La partie visible de la largeur totale correspond à la contribution des leptons et des

hadrons. En supposant l'universalité des couplages leptoniques ($\Gamma_e = \Gamma_\mu = \Gamma_\tau = \Gamma_l$) :

$$\Gamma_Z = N_\nu \Gamma_\nu + \Gamma_{\text{had}} + 3 \Gamma_{\text{lep}}$$

On en déduit N_ν :

$$N_\nu = \frac{\Gamma_Z - \Gamma_{\text{had}} - 3 \Gamma_{\text{lep}}}{\Gamma_\nu}$$

Où la largeur totale est mesurée à partir de la courbe de résonance du Z^0 , tandis que les largeurs partielles sont celles prédites par le Modèle Standard. D'après la référence [18], on mesure :

$$N_\nu = 3.30 \pm 0.37$$

Cette méthode est la plus directe, mais elle présente un grand inconvénient, car elle est très sensible aux erreurs théoriques provenant du calcul des largeurs partielles prédites par le Modèle Standard. On montrera par la suite que les résultats peuvent être améliorés en choisissant une autre paramétrisation de la courbe de résonance, faisant intervenir tous les paramètres de la résonance : Γ_Z , M_Z et σ_0^{had} .

a.2 – Deuxième cas : Détermination de N_ν à partir de la section efficace hadronique au pic :

La section efficace hadronique au pic, corrigée des effets de corrections radiatives QED dans l'état initial, est exprimée par [19] :

$$\sigma_0^{\text{had}} = \frac{12 \pi \Gamma_e \Gamma_{\text{had}}}{M_Z^2 \Gamma_Z^2}$$

En posant : $R = \frac{\Gamma_{\text{had}}}{\Gamma_e}$

$$\Gamma_Z = \Gamma_e \sqrt{\frac{12 \pi R}{M_Z^2 \sigma_0^{\text{had}}}}$$

Or :

$$N_\nu = \frac{(\Gamma_Z - \Gamma_{\text{had}} - 3 \Gamma_e)}{\Gamma_\nu}$$

D'où :

$$N_\nu = \frac{\Gamma_e}{\Gamma_\nu} \left(\sqrt{\frac{12 \pi R}{M_Z^2 \sigma_0^{\text{had}}}} - R - 3 \right)$$

Dans cette mesure, seul le rapport $\frac{\Gamma_e}{\Gamma_\nu}$ est déduit du Modèle Standard ; les erreurs théoriques sont minimisées par simplification des corrections du propagateur du Z^0

dans le rapport R . Quant à R , on préfère prendre sa valeur expérimentale, ce qui constitue un test du calcul théorique de ce rapport.

L'avantage de ces deux méthodes est que la proportion en nombre d'événements hadroniques est assez grande ($\sim 170\,000$ événements en 1990 et $\sim 300\,000$ événements en 1991), ce qui permet de travailler avec une faible erreur statistique ; mais il reste à contrôler les erreurs systématiques dans le deuxième cas, surtout celles provenant de la luminosité (une erreur de 1% sur la luminosité entraîne une variation de 0.08 sur N_ν [20]).

Le dernier résultat mesuré par ALEPH à partir de la deuxième méthode est de [5] :

$$N_\nu = 2.97 \pm 0.07$$

Les résultats combinés des 4 expériences LEP (ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL) conduisent au nombre suivant [21] :

$$N_\nu = 3.00 \pm 0.05$$

Ces résultats permettent d'exclure l'existence d'une quatrième famille de neutrinos légers ($m_\nu \ll \frac{M_Z}{2}$).

b) Mesure de la section efficace à photon unique

b.1 – Généralités

Nous avons choisi d'effectuer une mesure de N_ν indépendante des précédentes. Elle consiste à sélectionner les événements où un seul photon de basse énergie a été observé dans le détecteur ; puis d'évaluer la section efficace du signal $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ après soustraction des divers bruits de fond, afin d'en déduire le nombre de familles de neutrinos. Les seuls paramètres du Modèle Standard introduits dans les calculs de la section efficace $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}$ sont le couplage du Z^0 aux électrons et aux neutrinos, et la probabilité d'émission d'un photon par l'un des électrons dans l'état initial.

Cette méthode a été proposée depuis 1972 par DELGOV [22], puis par MA et OKADA en 1978 [23] ; elle a l'avantage de profiter d'une forte sensibilité de la section efficace du processus $\nu\bar{\nu}\gamma$ au nombre de familles. Une famille supplémentaire l'augmenterait de $\sim 33\%$, alors que la largeur du Z^0 n'augmenterait que de $\sim 6\%$ [24]. Cependant, elle souffre d'un problème de statistique, car nous ne disposons pas d'autant d'événements à photon unique (quelques centaines d'événements pour une luminosité intégrée d'environ 16 pb^{-1}) que d'événements hadroniques (quelques centaines de milliers d'événements pour la même luminosité).

b.2 – Étude du processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ au premier ordre

Dans ce chapitre, nous allons nous limiter à étudier la section efficace qui constitue notre signal ($\nu\bar{\nu}\gamma$) au premier ordre. L'étude détaillée des corrections radiatives sera rapportée au chapitre 6.

– Diagrammes de FEYNMAN

Le processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ est décrit au premier ordre par deux diagrammes dans la voie s avec l'échange d'un Z^0 et trois diagrammes dans la voie t avec l'échange d'un ou deux W (Figure 1.4).

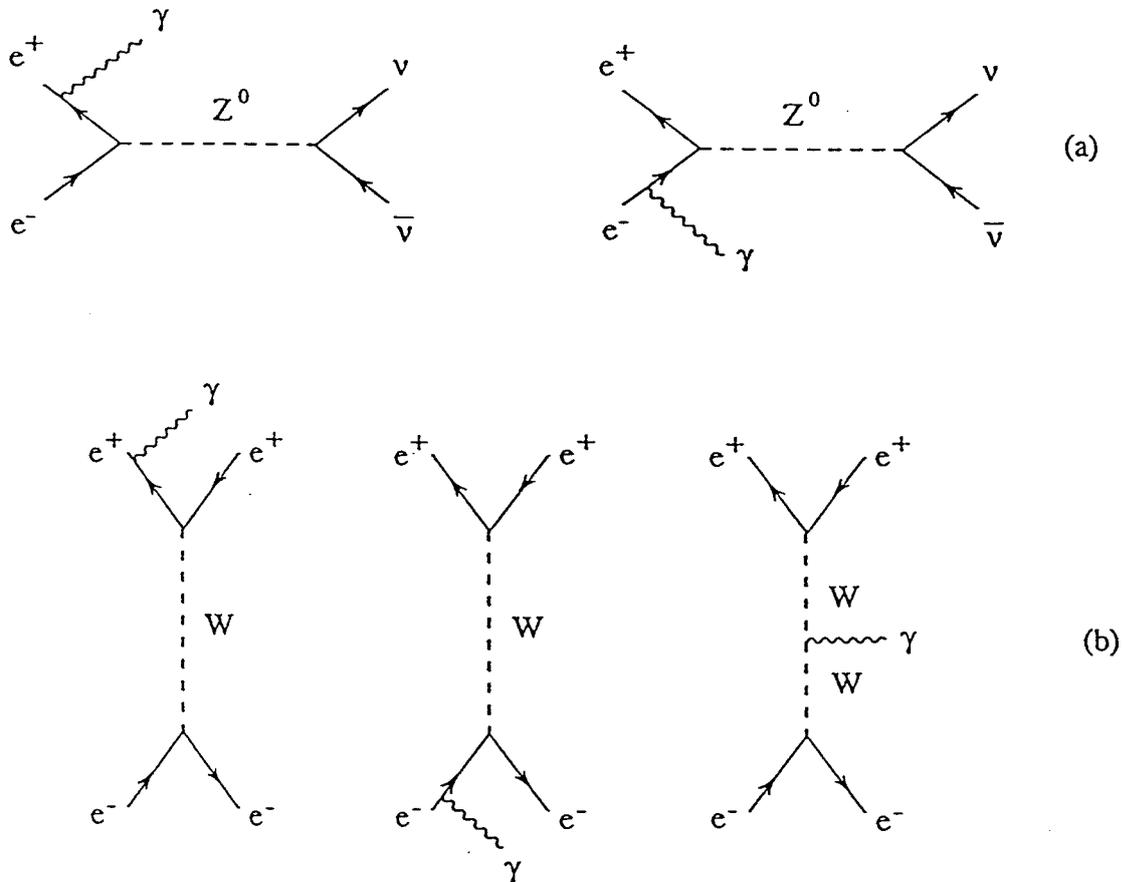
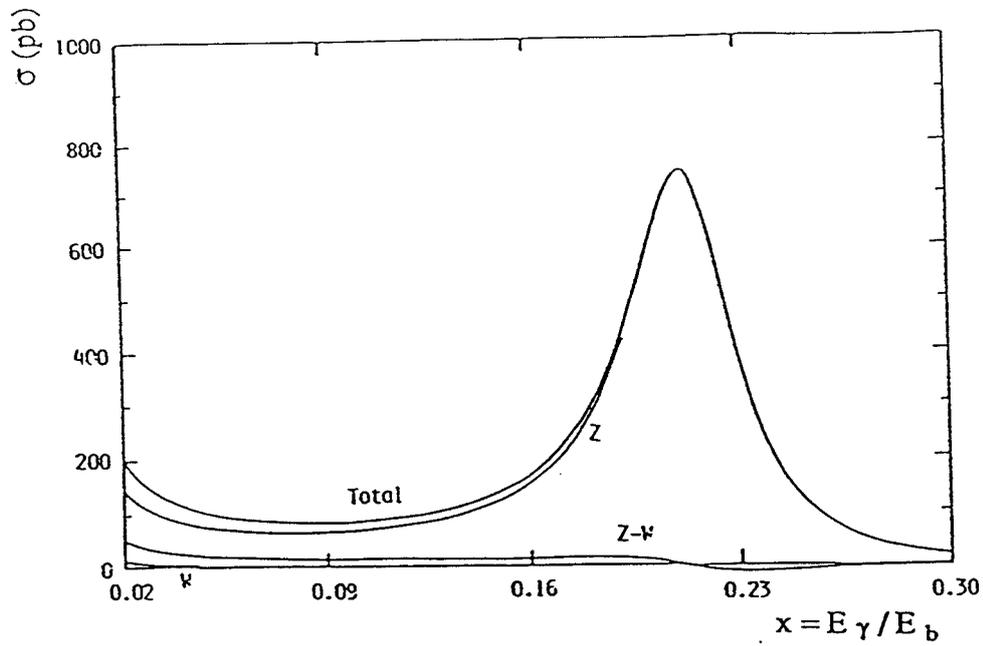
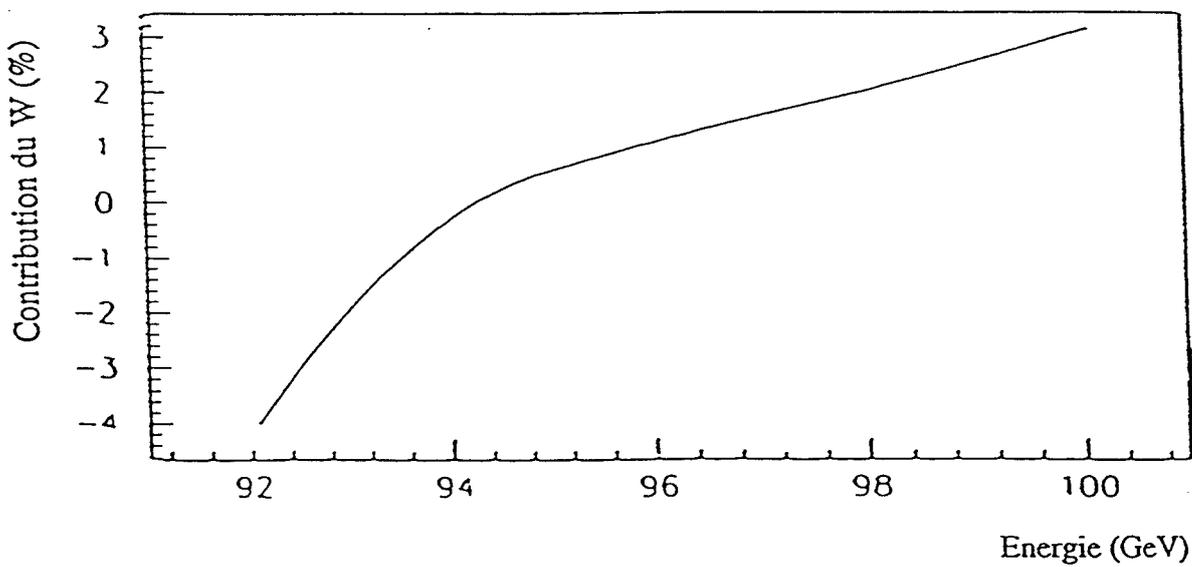


Figure 1.4: Diagrammes contribuant au processus $\nu\bar{\nu}\gamma$ au premier ordre. [(a) : voie s , (b) : voie t].

On remarque que pour les diagrammes d'échange du W , seule la production des neutrinos du type électronique (ν_e) est possible en raison de la conservation du nombre leptonique.



(a)



(b)

(a) Contribution des diagrammes d'échange du Z^0 , du W et du terme d'interférence à la section efficace totale $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}$ calculée à l'ordre de BORN ($N_\nu = 3$, $M_Z = 93.2$ GeV, $\sqrt{s} = 105$ GeV et $|y| \leq 0.96$).

(b) Contribution des diagrammes d'échange du W au premier ordre ($N_\nu = 3$, $M_Z = 92$ GeV).

Figure 1.5:

- Section efficace différentielle

Les calculs théoriques ([25], [26], [27]) montrent que pour des énergies voisines de la masse du Z^0 , la contribution des diagrammes d'échange du Z^0 dans le canal s , est dominante par rapport à celle des diagrammes d'échange du W dans le canal t qui est de l'ordre de quelques % [26]. La figure 1.5 rassemble différents résultats théoriques ([26], [27]) sur la contribution des diagrammes d'échange du W à la section efficace totale en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Nous voyons bien qu'au voisinage de M_Z , la contribution de ces diagrammes est faible (elle s'annule pratiquement à la résonance).

L'expression exacte de la section efficace différentielle existe dans la référence [28]. En négligeant la masse de l'électron, la largeur du $W(\Gamma_W)$ et le diagramme d'échange de deux W dont la contribution est inférieure à 10^{-3} au voisinage du Z^0 [27], la section efficace différentielle au premier ordre s'écrit [24] :

$$\frac{d^2\sigma_1}{dx dy} = \frac{G_F^2 \cdot \alpha \cdot M_W^4}{12 \pi^2} \frac{s'k}{s k_+ k_-} \left(\eta_+^2 F(\eta_+) + \eta_-^2 F(\eta_-) \right) \quad (1.1)$$

avec

$$x = \frac{k}{E_\gamma} \text{ (l'énergie du photon en unité d'énergie du faisceau).}$$

$y = \cos \theta_\gamma$ (θ_γ : angle polaire de l'émission du photon par rapport à la direction de l'électron incident).

M_W est la masse du Z^0 .

Γ_Z est la largeur du Z^0 .

$$\begin{aligned} F(\eta_\pm) = & N_\nu (g_v^2 + g_a^2) \frac{M_Z^4}{|Z|^2} \\ & + 3 (g_v + g_a) \frac{M_Z^2 R_e Z}{|Z|^2 \eta_\pm} \left[3 + \frac{2}{\eta_\pm} - 2 \left(1 + \frac{1}{\eta_\pm} \right)^2 \ln(1 + \eta_\pm) \right] \\ & + \frac{6}{\eta_\pm} \left[(1 + \eta_\pm) \left(1 - \frac{2}{\eta_\pm} \ln(1 + \eta_\pm) \right) + 1 \right] \end{aligned}$$

Le premier terme de $F(\eta_\pm)$ correspond aux diagrammes d'échange du Z^0 , le deuxième représente l'interférence entre les diagrammes d'échange du Z^0 et W , et le troisième terme tient compte de l'échange du W .

Si on considère que p^- , p^+ , q^- , q^+ et k sont respectivement les quadri-impulsions de l'électron, du positron, du neutrino, de l'antineutrino et du photon, on a :

$$\begin{aligned}
k_{\pm} &= 2 p_{\pm} k \\
\eta_{\pm} &= (s - k_{\pm}) / M_W^2 \\
s &= (p^+ + p^-)^2 \\
s' &= (q^+ + q^-)^2 \\
Z &= s' - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z \\
\left. \begin{aligned} g_v &= -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W \\ g_a &= -\frac{1}{2} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{constantes de couplage} \\ \text{axial et vectoriel des } e^- \end{array}
\end{aligned}$$

Si en plus on utilise l'approximation dite de contact ([29], [30]), en considérant que la masse du W (M_W) est infinie par rapport au moment de transfert t , on aboutit à l'expression suivante :

$$\frac{d^2 \sigma_1}{dx dy} = \frac{G_F^2 \cdot \alpha}{6 \pi^2} \cdot s \cdot \frac{(1-x) \left[\left(1 - \frac{x}{2}\right)^2 + \frac{x^2 y^2}{4} \right]}{x(1-y^2)} \cdot F(x) \quad (1.2)$$

$$F(x) = \left[\frac{N_{\nu} (g_v^2 + g_a^2) + 2 (g_v + g_a) \left(1 - s \frac{(1-x)}{M_Z^2}\right)}{\left(1 - s \frac{(1-x)}{M_Z^2}\right)^2 + \frac{\Gamma_Z^2}{M_Z^2}} + 2 \right]$$

Dans $F(x)$ on distingue trois termes :

- Le terme en $(g_v^2 + g_a^2)$ proportionnel à N_{ν} est le terme d'échange du Z^0 . C'est ce terme qui provoque la résonance de la section efficace au pôle du Z^0 .
- Le terme en $(g_v + g_a)$ est le terme d'interférence $W - Z$.
- Le terme constant 2 correspond aux diagrammes d'échange du W .

- Le facteur $\frac{(1-x) \left[\left(1 - \frac{x}{2}\right)^2 + \frac{x^2 y^2}{4} \right]}{x(1-y^2)}$ dans la formule (1.2) correspond à l'émission d'un photon dans l'état initial.

L'utilisation de l'expression (1.2) de la section efficace entraîne une différence de moins de 1% par rapport à l'expression donnée par (1.1) [27].

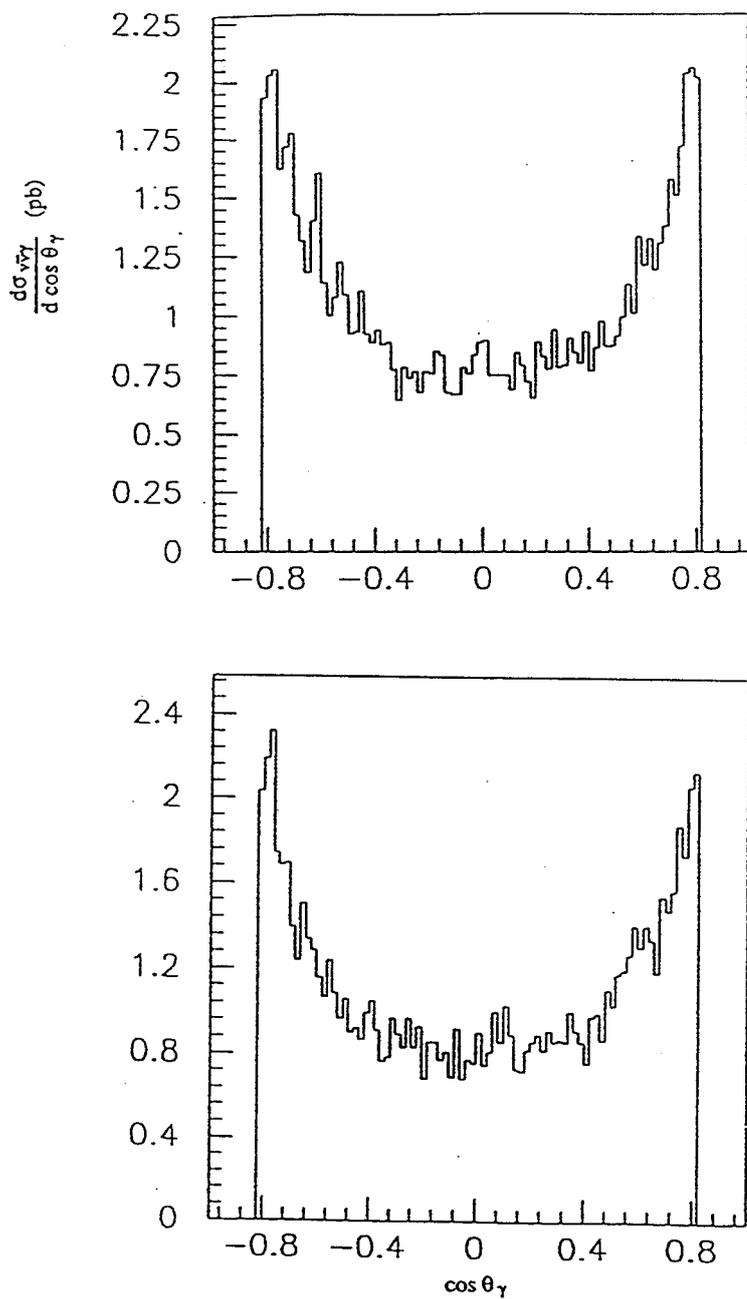


Figure 1.6: Distributions angulaires du photon unique pour deux énergies dans le centre de masse : $\sqrt{s} = 91.25$ GeV (a) et $\sqrt{s} = 96$ GeV (b) ($N_\nu = 3$, $M_Z = 91.182$ GeV et $|y| \leq \cos 35^\circ$, $E_\gamma \geq 0.5$ GeV).

- Etude du comportement de la section efficace

L'intégration analytique de la section efficace différentielle a été étudiée par plusieurs auteurs ([31], [32]) pour des acceptances bien définies : il faut signaler que cette intégrale diverge quand le photon est émis suivant la ligne de vol des électrons incidents ($\theta_\gamma = 0$ ou $\theta_\gamma = \pi$), ou bien quand l'énergie du photon est nulle ($E_\gamma = 0$) en raison des approximations faites.

L'étude de la distribution angulaire du photon unique (Figure 1.6) montre que le photon est émis dans toutes les directions, mais surtout vers l'avant et l'arrière du détecteur. En comparant les figures 1.6.a et 1.6.b qui représentent la distribution angulaire du photon pour deux énergies différentes ($\sqrt{s} = 91.25$ GeV, 96 GeV), nous constatons qu'elle est indépendante de l'énergie dans le centre de masse, car le photon radiatif ne peut être émis que par une ligne entrante.

Pour des énergies totales inférieures ou égales à M_Z , le spectre en énergie du photon varie en $\frac{1}{E_\gamma}$ (Figure 1.7). Pour $\sqrt{s} > M_Z$, nous remarquons l'apparition d'un maximum relatif pour $E_\gamma = (s - M_Z^2)/2\sqrt{s}$ qui est de plus en plus marqué, mais d'amplitude plus faible quand nous montons en énergie disponible dans le centre de masse (\sqrt{s}). Ce maximum correspond à l'émission d'un photon d'une énergie telle que l'énergie totale est réduite à la masse du Z^0 .

La forme de la section efficace totale en fonction de l'énergie dans le centre de masse est résonnante (Figure 1.8). Le pic de la résonance apparaît à une énergie égale à $M_Z + \langle E_\gamma \rangle$, où $\langle E_\gamma \rangle$ est l'énergie moyenne du spectre d'émission du photon.

Nous nous apercevons que la section efficace est faible pour des photons de grande énergie qui sont faciles à détecter. De l'autre côté, la section efficace est maximale pour des photons émis à petit angle et de faible énergie, c'est-à-dire quand l'énergie dans le centre de masse se rapproche de la masse du Z^0 . La stratégie actuelle du LEP favorise cette dernière condition, mais il y a d'autres problèmes qui se manifestent : l'identification des photons devient très difficile à basse énergie, car nous sommes limités par les performances de l'appareillage.

Retenons que cette méthode de mesure nécessite :

- Un détecteur très performant, en particulier un calorimètre électromagnétique possédant une très bonne résolution à basse énergie et une herméticité maximale.
- Un système de déclenchement sur les événements à photon unique ayant un seuil en énergie très bas, avec une bonne efficacité.
- Une analyse très fine pour sélectionner les événements à photon unique de basse énergie ($E_\gamma > 1.5$ GeV).
- Des programmes de simulation très précis.
- Un contrôle des erreurs systématiques.
- Une maîtrise parfaite du bruit de fond provenant de tous les processus capables de marquer une signature "photon unique" dans le détecteur, dont la majeure partie correspond à des Bhabhas radiatifs à petits angles.

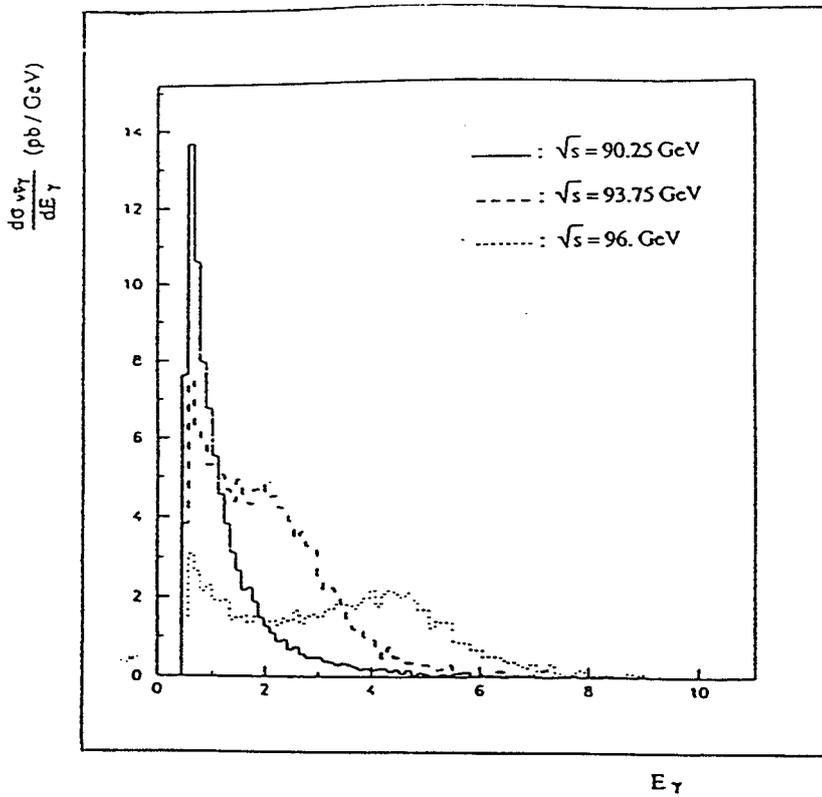


Figure 1.7: Spectre en énergie du photon unique à différentes énergies ($|y| \leq \cos 35^\circ$, $E_\gamma \geq 0.5$ GeV).

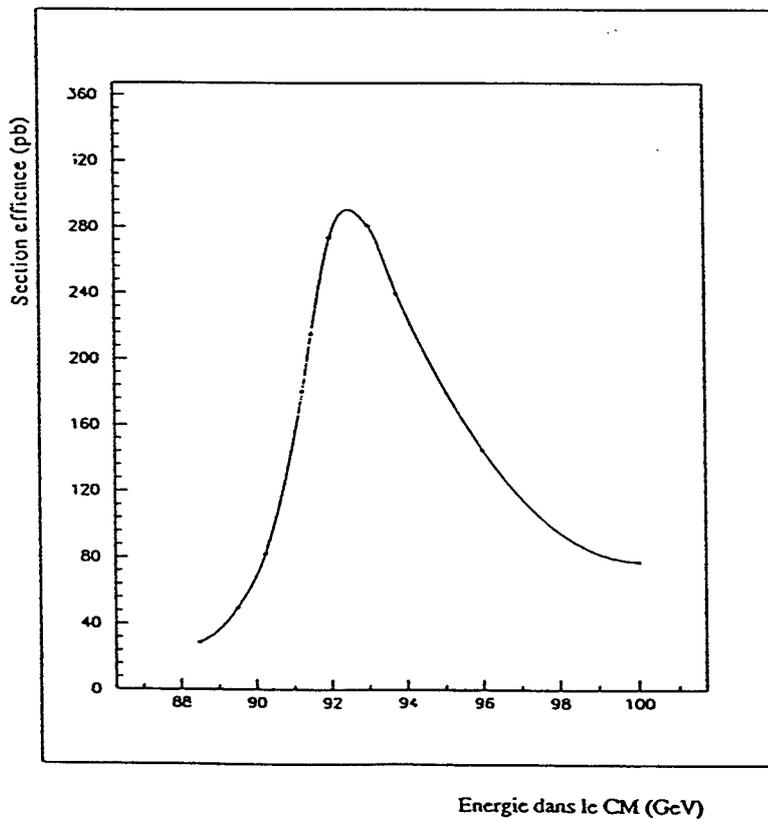
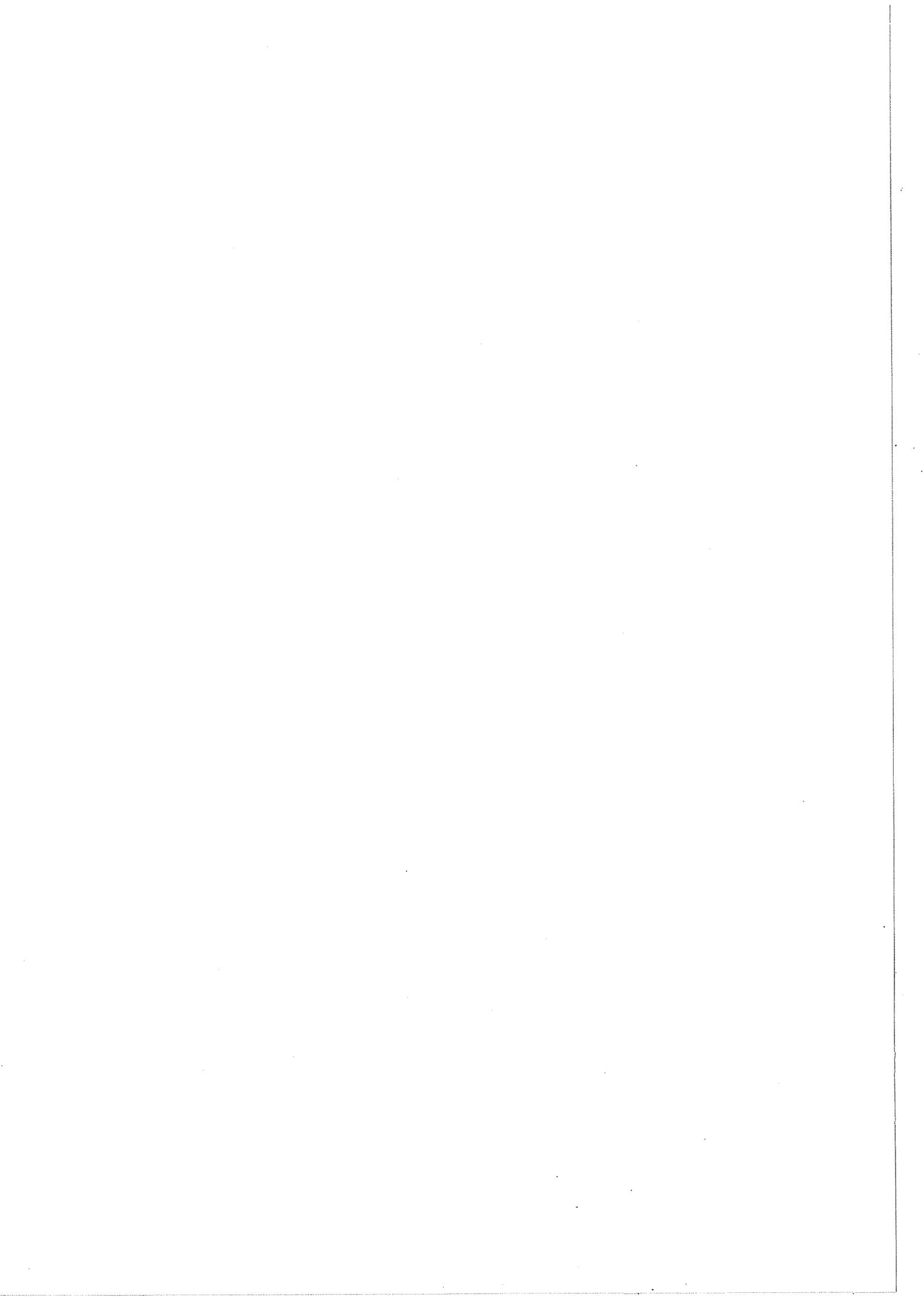
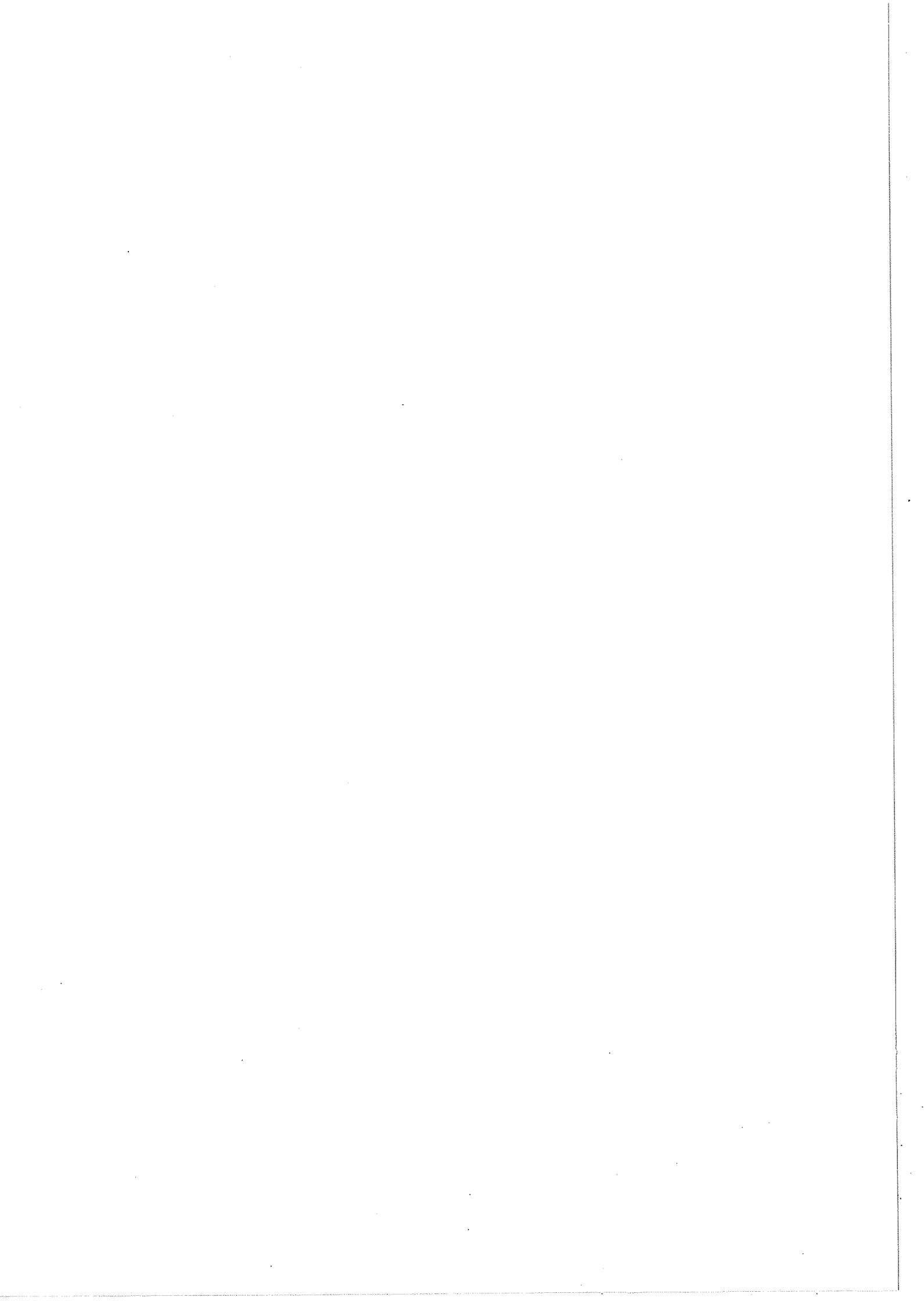


Figure 1.8: Variations de la section efficace $\nu\bar{\nu}\gamma$ à l'ordre le plus bas ($N_\nu = 3$, $M_Z = 91.182$ GeV et $|y| \leq \cos 20^\circ$, $E_\gamma \geq 0.5$ GeV).



Chapitre 2

Le LEP et ALEPH



Le LEP

L'accélérateur LEP (Large Electron Positron storage ring) [33] est un long tunnel sous-terrain de 27 km de circonférence et de 8.5 km de diamètre ; pour des raisons géologiques, il est incliné de 1.42% par rapport à l'horizontale. Cette machine est conçue pour emmagasiner et collisionner des électrons et des positrons en première étape LEP I (< 1995) à une énergie dans le centre de masse inférieure à 100 GeV, soit une énergie par faisceau de 50 GeV. La deuxième étape LEP II consiste à monter en énergie, on compte atteindre 180 GeV dans le centre de masse.

Les collisions e^+e^- se produisent lors de croisements des paquets des deux faisceaux (4 paquets chacun). En effet, il existe 8 points de croisements de ces paquets, dont seulement 4 qui sont utilisés pour la physique ; c'est là où sont placés les quatre détecteurs : ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL (voir figure 2.1).

Au point P4 est installé le détecteur ALEPH, cette zone expérimentale est un grand hall de 70 m de long dans la direction perpendiculaire aux faisceaux, sa profondeur par rapport au niveau du sol est de 143 m.

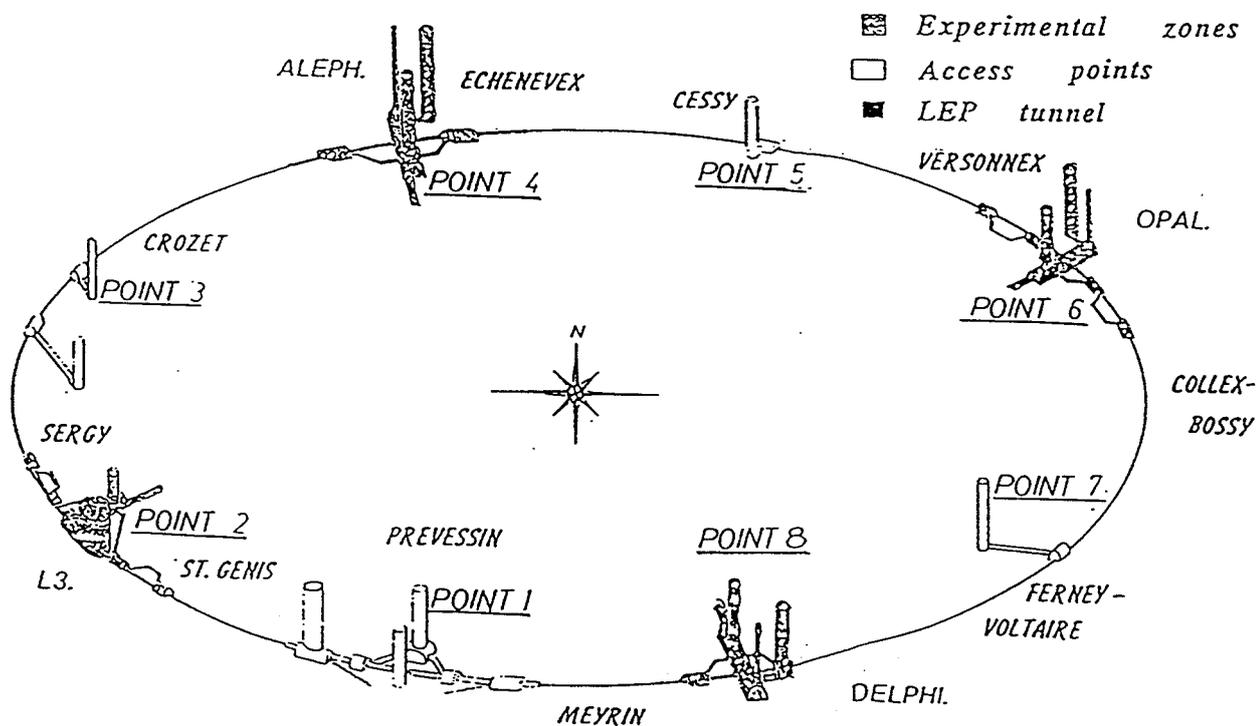


Figure 2.1: Position des 4 expériences du LEP.

Préparation des faisceaux (Figure 2.2)

Les paquets d'électrons et de positrons se croisent aux centres des quatre détecteurs toutes les $22.5 \mu\text{s}$, soit une fréquence de collision d'environ 45 KHz, mais la fréquence de production du Z^0 en chaque point n'est que de 0.5 Hz. La préparation des faisceaux nécessite le passage par toute une chaîne de machines :

- Le LIL (Line Injector for LEP) : il produit des électrons et des positrons d'énergie 600 MeV sur une centaine de mètres, les positrons sont produits par une cible en tungstène frappée par un pulse d'électrons de 2.5 Ampères de durée 10 à 20 ns.
- EPA (Electron Positron Accumulator) : il permet d'accumuler les électrons et les positrons sans modifier leur énergie.
- PS (Positron Synchrotron) : il sert à accélérer les électrons et les positrons jusqu'à l'énergie minimale du SPS (3.5 GeV).
- SPS (Super Positron Synchrotron) : il accélère les faisceaux jusqu'à 20 GeV, l'énergie à laquelle ils sont injectés dans le LEP. En principe, il est capable de donner l'intensité nécessaire au bout de 12 mn, soit 3 mA d'électrons et de positrons. En pratique, les intensités maximales stockées au LEP sont plutôt de 1.5 mA par faisceau.

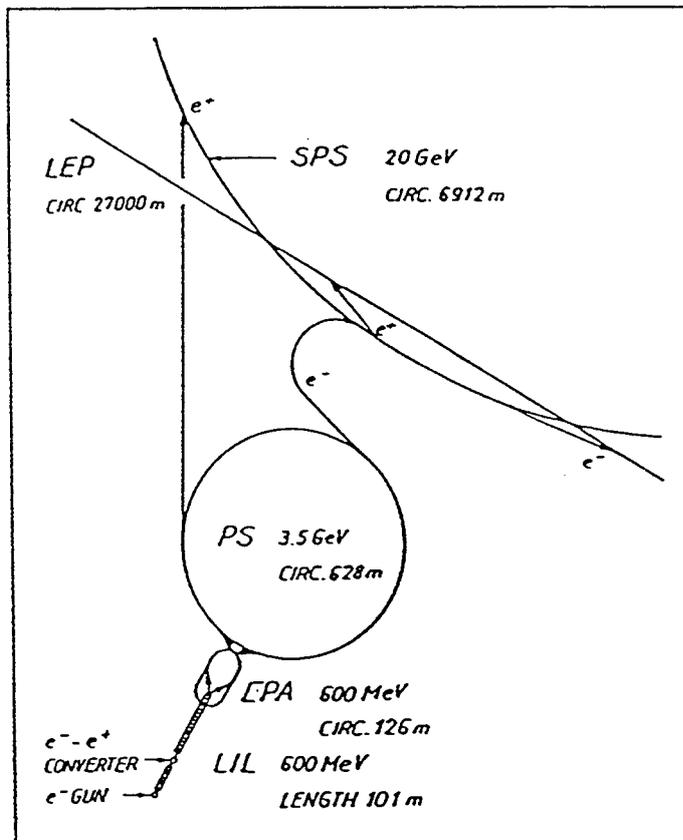


Figure 2.2: Chaîne de préparation des faisceaux.

Les faisceaux circulent dans un vide moyen de $3 \cdot 10^{-9}$ Torr, ce vide est abaissé aux environs de $2 \cdot 10^{-10}$ Torr dans les régions d'interactions, afin de réduire le plus possible le bruit de fond provenant d'interactions des faisceaux avec le gaz résiduel dans le tube à vide, ou avec les structures du LEP.

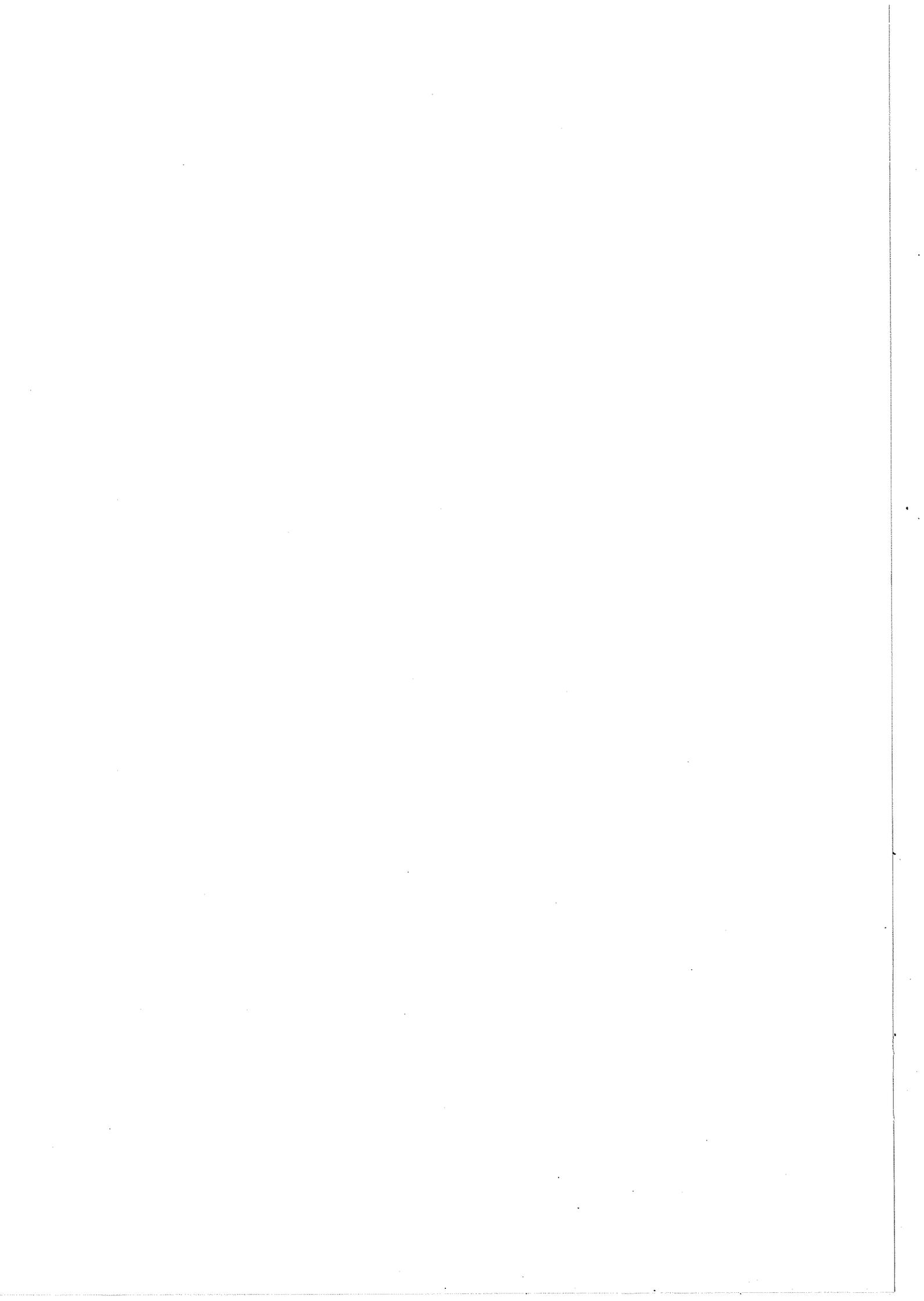
Cycle d'injection des faisceaux au LEP

Les étapes principales du cycle d'injection sont :

- Injection des e^+e^- à 20 GeV.
- Montée en énergie aux environs de 45 GeV.
- Réduction du β .
- Corrections des orbites.
- Mise en place des collimateurs.

Le temps nécessaire pour le remplissage de la machine est de 2 à 4 heures, alors que la durée de vie des faisceaux est de l'ordre de 10 à 12 heures.

La luminosité constitue un paramètre très important caractérisant la machine : c'est le facteur multipliant la section efficace pour avoir le taux de comptage pour une réaction donnée. Elle dépend de l'intensité stockée dans la machine et de la taille des paquets qui est fixée par le coefficient β . Pour augmenter la luminosité, on espère pouvoir stocker une intensité beaucoup plus grande et réduire le β ; dans ce sens, on a installé des quadripoles supraconducteurs (insertions mini- β) dans les sections d'interactions, afin d'améliorer la focalisation des faisceaux au centre des détecteurs. Le but ultime est d'atteindre une luminosité de $2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.



Le détecteur ALEPH

2.1 Généralités

2.1.1 Introduction

ALEPH (Apparatus for LEP Physics) est le fruit d'un projet de longues années d'études d'une collaboration internationale rassemblant dix pays. Il est destiné à étudier tous les types de processus se produisant au cours d'interaction e^+e^- au LEP :

- Désintégration du Z^0 en paires de leptons.
- Désintégration du Z^0 en paires de quark-antiquark.
- Recherche du (ou des) boson(s) de HIGGS dans une large gamme de masse et différents modes de production.
- Recherche de particules supersymétriques, de particules excitées, ...

C'est donc un détecteur de type universel qui doit être capable de détecter et d'identifier les particules produites lors d'événements allant du plus simple (un seul photon par exemple), au plus compliqué (paires quark-antiquark accompagnées de l'émission de gluons, ...).

La description détaillée d'ALEPH est donnée par les références [34] et [35]. Nous nous contenterons d'en rappeler les points essentiels, en insistant sur les parties du détecteur qui sont utiles pour la sélection des événements à photon unique.

2.1.2 Vue générale (Figure 2.3)

Le détecteur est bâti sur une géométrie cylindrique pour une masse totale de 3000 tonnes réparties dans un volume de 10^3 m³. L'accent a été mis pour obtenir le maximum d'herméticité, c'est-à-dire minimiser les zones mortes, et couvrir un angle solide proche de 4π stéradians.

Dans sa structure générale, ALEPH est une association de sous-détecteurs concentriques autour de l'axe du faisceau. Une particule est identifiée par combinaison des réponses de tous les détecteurs. En partant du point d'interaction vers l'extérieur, nous distinguons :

- Le détecteur de vertex (VDET) entourant le tube à vide du collisionneur.
- La chambre interne (ITC).
- La chambre à projection temporelle (TPC).
- Le calorimètre électromagnétique (ECAL).

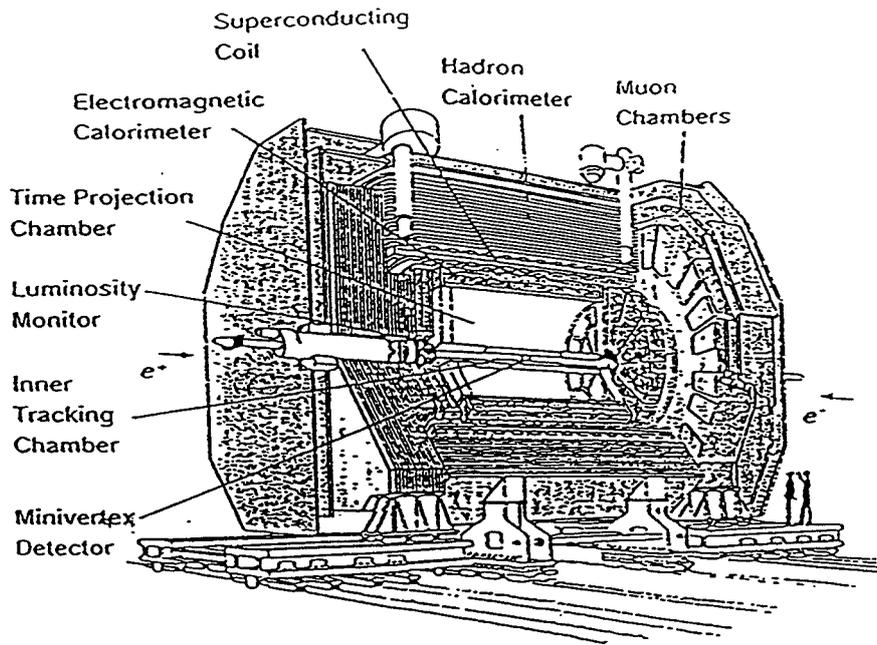


Figure 2.3: Vue générale du détecteur ALEPH.

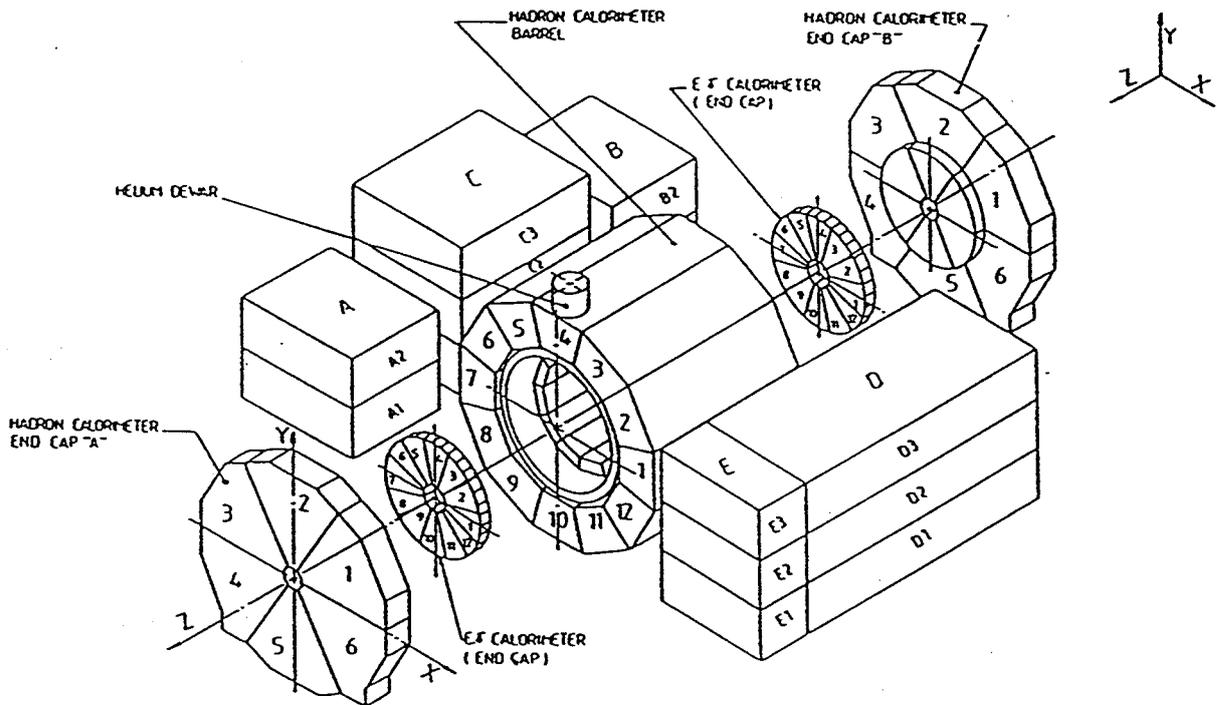


Figure 2.4: Vue à 3 dimensions des différents sous-détecteurs.

Tous ces détecteurs sont situés à l'intérieur d'un solénoïde supraconducteur, produisant un champ magnétique uniforme d'intensité 1.5 T parallèlement à la ligne de vol des faisceaux.

A l'extérieur de la bobine supraconductrice, nous rencontrons :

- Le calorimètre hadronique.
- Les deux chambres à muons installées en 1990.

De part et d'autre du point d'interaction et proche du tube à vide, sont placés deux détecteurs de faible ouverture angulaire, l'un situé vers l'avant et l'autre vers l'arrière, appelés luminomètres.

2.2 Description

2.2.1 Le détecteur de vertex

L'interaction e^+e^- se produit à l'intérieur du tube à vide du LEP ; fabriqué d'un alliage d'Aluminium-Magnésium (96% , 3.2%) de rayon 7.8 cm et d'épaisseur 0.5 cm. Autour du tube à vide, se trouve le détecteur de vertex (VDET). Il ne fut installé qu'en janvier 1990. Il couvre un domaine angulaire ($44^\circ \leq \theta \leq 156^\circ$) et ($0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$) ; il est formé de deux couches de microbandes de Silicium. Son rôle est de reconstruire le vertex de désintégration des particules à courte durée de vie, ce qui justifie son emplacement à proximité du point d'interaction. Sa résolution en z est de 20 μm et de 10 μm en (r, φ) .

2.2.2 La chambre interne

C'est un cylindre couvrant 97% de l'angle solide complet, de longueur 2 m, de rayon interne 13 cm et de rayon externe 29 cm. L'ITC est constituée de huit couches de chambres à dérive, composées de cellules hexagonales (Figure 2.5). Les 4 premières couches comportent 96 cellules chacune et les 4 dernières 144 cellules. Les fils d'anodes sont parallèles à l'axe des faisceaux.

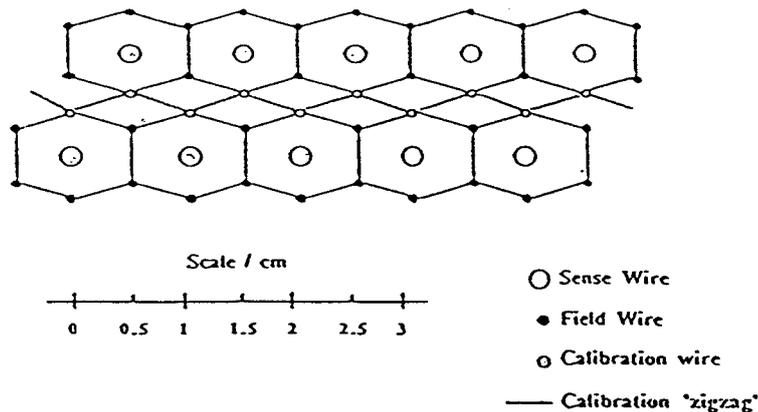


Figure 2.5: Représentation schématique des cellules à dérive de l'ITC.

La coordonnée $r - \varphi$ est obtenue par la mesure du temps de dérive avec une précision de $100 \mu\text{m}$; tandis que la position en z est mesurée avec une précision de 3 cm , à partir du calcul de la différence entre les temps d'arrivée des signaux aux deux extrémités du fil touché.

On peut remarquer que l'ITC est le seul détecteur de traces qui fournit une réponse assez rapide, pour participer à la décision du premier niveau de déclenchement (la réponse étant inférieure à $1.5 \mu\text{s}$ après le croisement des paquets).

2.2.3 Chambre à projection temporelle (Figure 2.6)

Elle est souvent appelée le détecteur central : c'est une grande chambre à dérive de forme cylindrique, de longueur 4.4 m , de rayon interne 0.3 m et externe 1.8 m . Elle est séparée en deux cylindres identiques par une membrane contenue dans le plan (r, φ) , qui est portée à un potentiel négatif. Les deux plans de fermeture sont découpés en 18 secteurs distribués sur deux couronnes : la couronne interne formée de 6 secteurs notés K , et la couronne externe formée d'une alternance de deux types de secteurs notés M et W qui sont découpés en zig-zag, pour éviter qu'une trace ne se perde dans la zone morte séparant deux secteurs consécutifs. Chaque secteur comporte 9 ou 12 rangées de damiers ("pads") à géométrie radiale et 3 plans de fils.

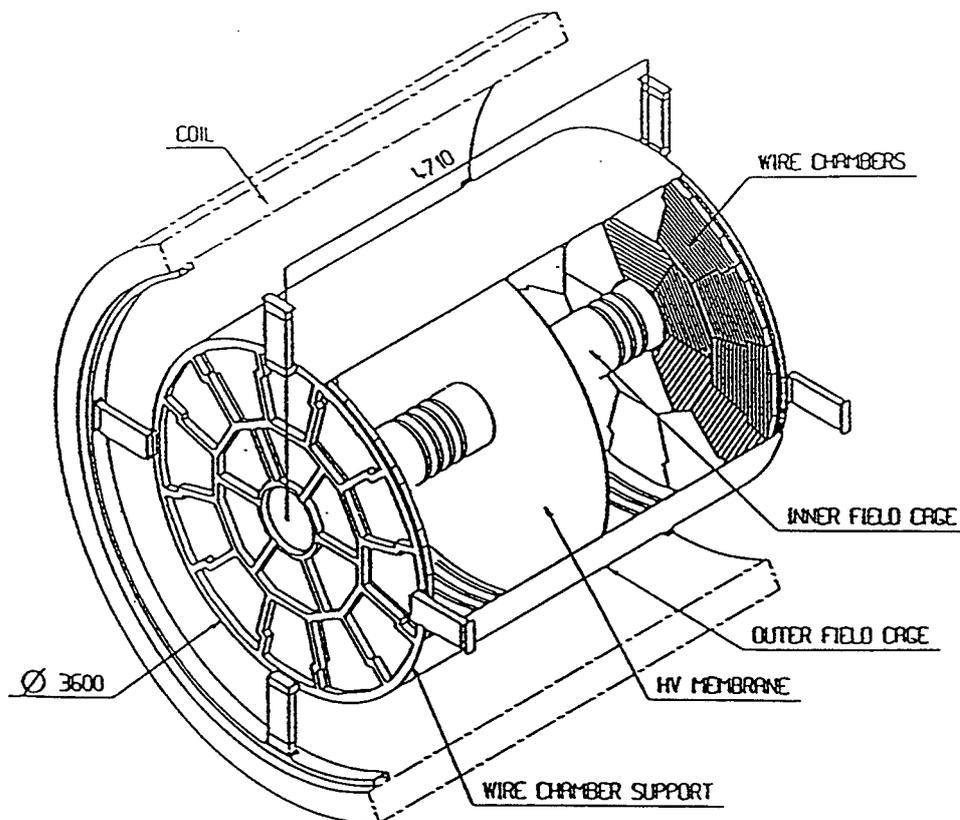


Figure 2.6: Vue générale de la TPC.

Une particule traversant le grand volume à dérive (Ar : 90% , CH₄ : 10%) ionise le gaz le long de sa trajectoire, en créant des électrons qui sont multipliés sous l'effet du champ électrique (115 V/cm), pour migrer ensuite vers les secteurs avec une vitesse de 5 cm/μs, et induire ainsi un signal sur les plans de fils, qui est proportionnel à la charge collectée. La coordonnée z est calculée à partir du temps de migration, tandis que l'information sur r et φ est donnée par les 21 damiers (Figure 2.7) ; on obtient alors une image tridimensionnelle de la trajectoire de la trace, qui peut contenir jusqu'à 21 points d'impact dans le plan transversal, mais l'efficacité de reconstruction est déjà de 100% à partir de 4 rangées de damiers.

La résolution sur la position z ou (r, φ) varie en fonction de l'angle de la trace avec la rangée des damiers, on a :

$$160 \mu\text{m} \leq \sigma_{r,\varphi} \leq 400 \mu\text{m}$$

$$1 \text{ mm} \leq \sigma_z \leq 5 \text{ mm}$$

La mesure de l'impulsion de la particule est effectuée à l'aide du rayon de courbure ou de la flèche de la trace dans le champ magnétique uniforme de 1.5 T. La résolution en impulsion dépend du nombre de damiers touchés, ainsi que de la résolution en position, soit pour 21 damiers touchés :

$$\frac{\Delta p}{p^2} = 1.5 \cdot 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}$$

Par ailleurs, la TPC participe à la décision de déclenchement du deuxième niveau en corrélation avec l'ITC.

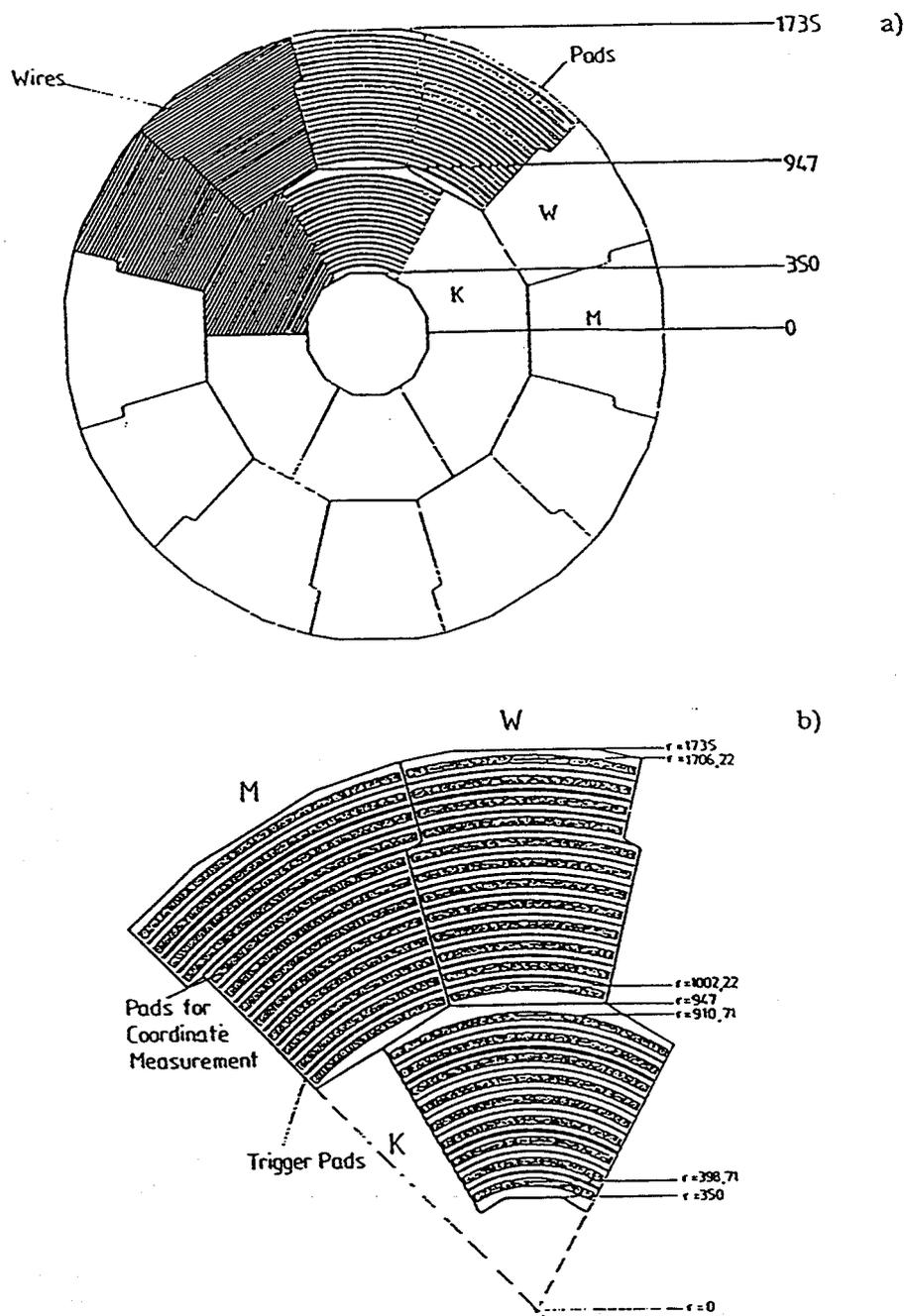


Figure 2.7: Répartition des damiers sur les différents secteurs de la TPC.

2.2.4 Le calorimètre électromagnétique (Figure 2.8)

Il constitue l'élément principal pour l'analyse des photons uniques. Il est caractérisé par sa fine granularité et son angle solide de 3.9π stéradian. Son rôle primordial est la mesure de l'énergie et de la direction des photons et des électrons.

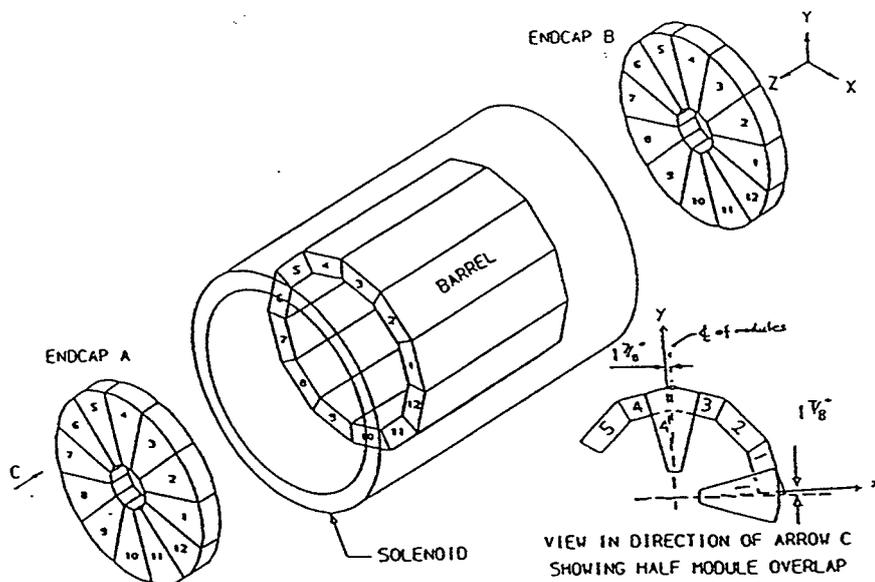


Figure 2.8: Vue générale du calorimètre électromagnétique.

Il est constitué de trois parties :

- Le tonneau ("barrel") de forme cylindrique découpé en 12 secteurs appelés modules, de longueur 4.8 m.
- Les deux bouchons ("end-caps"), refermant le tonneau des deux côtés, aussi divisés en 12 secteurs appelés pétales.

L'ouverture en angle azimutal (φ) pour un module (ou pétale) donné est de 30° ; tandis que la couverture angulaire polaire (θ) va de 40° à 140° pour les modules et de 10° à 40° (ou 140° à 170°) pour les pétales.

L'axe médian d'un module du tonneau est tourné de -15° par rapport aux modules des bouchons pour minimiser les zones mortes.

a) Structure d'un module

Chaque module (ou pétale) est constitué de 45 couches de détection distribuées sur 3 étages ("stacks") de 10, 23 et 12 couches. Chaque étage correspond respectivement à 3.83 , 8.80 et 8.85 longueurs de radiation (pour le calorimètre d'ALEPH, une longueur

de radiation L_0 est de 2.05 cm dans les deux premiers étages et de 1.33 cm dans le troisième étage).

b) Structure d'une couche

Dans une couche de détection nous distinguons :

- Une plaque de plomb de 2 mm d'épaisseur ($=0.382 L_0$) dans les 33 premières couches et de 4 mm ($=0.739 L_0$) dans les 12 dernières.
- Un plan de tubes à fils fonctionnant en mode proportionnel (légèrement saturé) remplis du mélange gazeux (X_e : 80% , CO_2 : 20%), et séparé du plomb par une couche d'Aluminium. La section droite des tubes est de (3.2×4.5) mm², et leur paroi est épaisse de 0.5 mm.
- Une couche de mylar graphité de haute résistivité pour assurer une bonne isolation électrique.

Sur chacune des couches sont découpés des damiers (Figure 2.10) constituant des surfaces de cathodes d'environ 3×3 cm² qui est l'ordre de grandeur du développement latéral d'une gerbe électromagnétique. Les damiers de même direction sont reliés entre eux pour former une tour projective pointant vers le point d'interaction. On a particulièrement veillé à ce que toutes les tours couvrent le même élément d'angle solide ($1.67 \cdot 10^{-4}$ Sr). Chaque tour est divisée en 3 segments ("storeys") appartenant respectivement aux 3 étages ("stacks"). Un "storey" constitue "l'élément unité" de mesure d'énergie sur les tours dans le ECAL, leur nombre total est de (3×73128) .

c) Principe de détection

Une particule incidente rencontre d'abord le milieu passif constitué par la couche de plomb où elle développe une gerbe électromagnétique en y déposant une fraction de son énergie, ensuite elle traverse le milieu actif formé du gaz contenu dans les tubes à fils où règne un champ électrique intense. Les fils d'anodes sont portés à un potentiel positif. Les particules secondaires créées par la gerbe provoquent l'ionisation et l'excitation des molécules du gaz, sous l'influence du champ électrique les ions positifs migrent lentement vers la couche de mylar graphité où ils sont évacués ; tandis que les électrons se multiplient par avalanche en dérivant vers les fils d'anodes, pour y induire des signaux qui sont additionnés dans chaque plan de fils en formant une voie de lecture à la sortie. De même, sur les damiers de cathodes, des signaux sont obtenus par effet d'influence capacitive des charges collectées par les fils, ces signaux sont additionnés dans chaque segment pour former une deuxième voie de lecture.

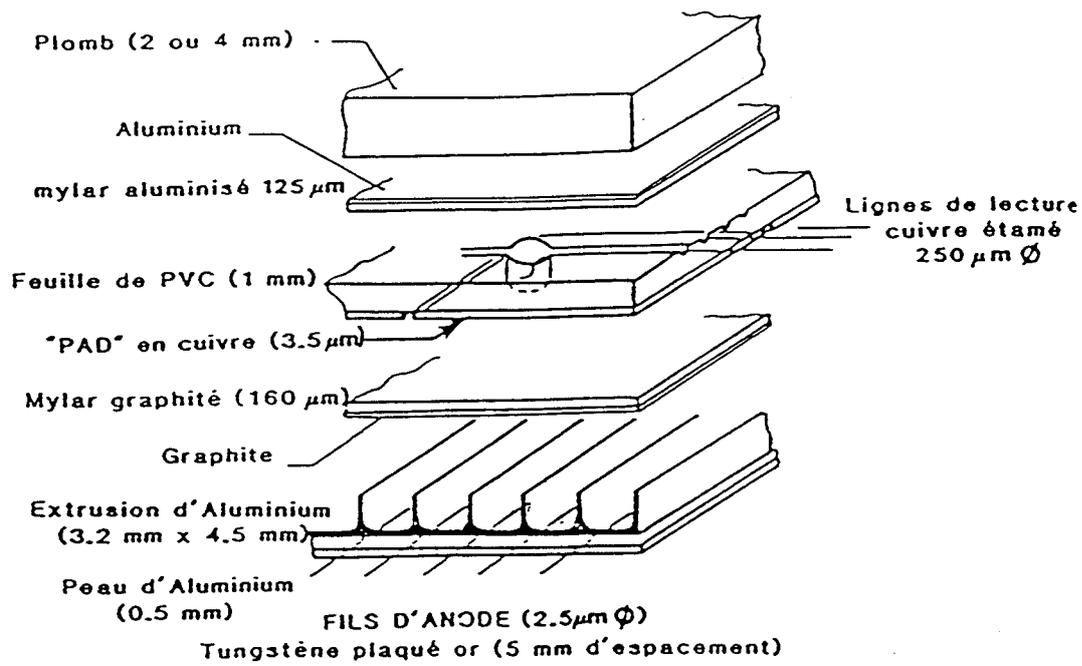


Figure 2.9: Vue éclatée d'une couche du calorimètre.

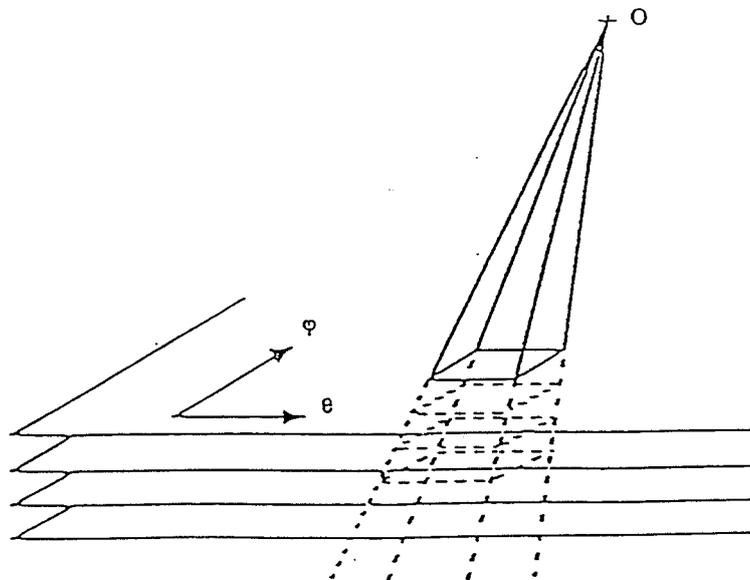


Figure 2.10: Découpage des damiers.

d) Contrôle du gaz

Le système de contrôle du gaz est nécessaire pour stabiliser le gain, dans ce but, un ensemble de mesures sont prises :

- Le gaz est purifié et recyclé en permanence.
- La température (T) et la pression (P) sont mesurées périodiquement pour réajuster le gain de manière à garder le rapport $\frac{PV}{T}$ constant en permanence (le gain est proportionnel à $\left(\frac{PV}{T}\right)^\alpha$, avec $\alpha = 4.5$ et V est le volume du gaz).
- La composition centésimale du gaz est contrôlée grâce à des analyses spectroscopiques de masse.
- Un système de chambres à fils appelées platines, où est placée une source radioactive de ^{55}Fe émettant des photons de 6 Kev, permet de suivre l'évolution du gain. Une variation du gain se traduit par un déplacement du pic d'émission des photons par la source radioactive.

e) Performances [35]

La position d'une gerbe correspond au barycentre de ses 4 tours les plus énergétiques. La résolution sur la position en unité de tours est de :

$$\Delta\varphi = \Delta\theta = \left[(2.0 \pm 0.2) + \frac{(17.6 \pm 0.9) (\text{GeV})^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{E}} \right] \cdot 10^{-2}$$

La résolution en énergie sur les fils est de :

$$\frac{\Delta E}{E} = \left[(0.3 \pm 0.1) + \frac{(16.5 \pm 0.3)}{\sqrt{E}} \right] (\text{GeV})^{-\frac{1}{2}}$$

2.2.5 Les luminomètres (Figure 2.11)

Les luminomètres sont situés de part et d'autre du centre du détecteur, pour une ouverture angulaire ($40 \leq \theta \leq 180$) mrad et ($0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$). Chacun est divisé en deux modules qui ont la même structure que les modules du ECAL, sauf que le nombre de plans est de 38, répartis de la même façon sur 3 étages (9, 20 et 9 plans de détection de 4.8, 10 et 9.3 L_0 respectivement). Leur rôle est la détection des événements Bhabhas à petits angles pour mesurer la luminosité. La résolution en énergie est de :

$$\frac{\Delta E}{E} = \left[1.4\% \pm \frac{20\%}{\sqrt{E}} \right] (\text{GeV})^{-\frac{1}{2}}$$

A chaque module du LCAL est associé un module du détecteur de traces à petits angles SATR (Small Angle Tracking device). Ces modules sont formés de 9 plans de chambres à dérives divisés en 4 secteurs d'ouvertures 45° en φ , contenant chacun 14 chambres remplies du mélange gazeux (Ar : 90%, CO_2 : 10%). Ce détecteur permet de s'assurer si un électron provenant des Bhabhas converge vers le point d'interaction.

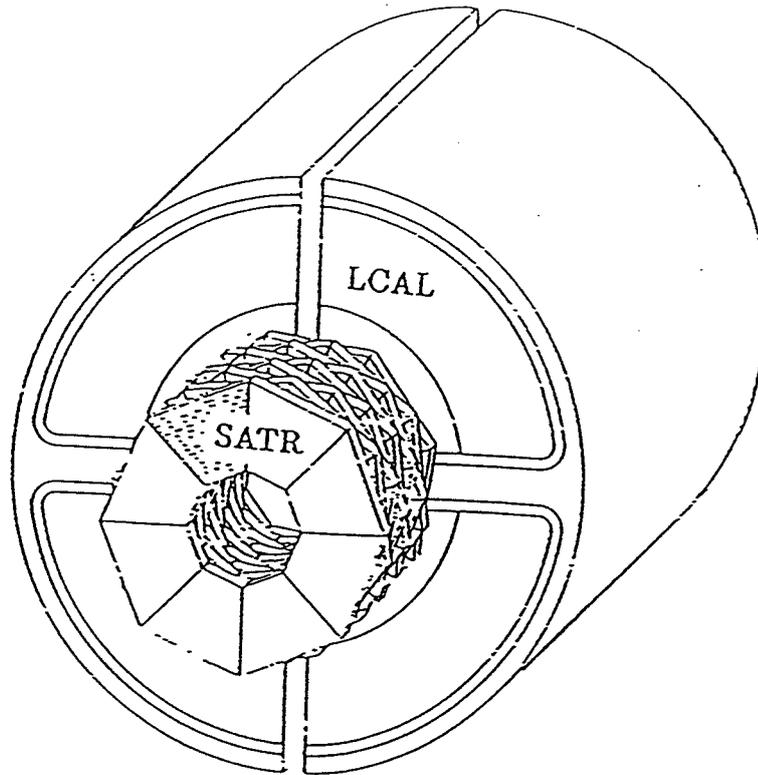


Figure 2.11: Un assemblage des détecteurs de luminosité (LCAL + SATR).

2.2.6 Le calorimètre hadronique (Figure 2.12)

Il est situé à l'extérieur de la bobine supraconductrice et divisé en 36 modules, dont 24 dans le tonneau et 6 par bouchon. Chaque module contient 23 plans de tubes fonctionnant en mode streamer remplis de gaz (CO_2 : 60%, - N - pentane : 25%, Ar : 15%), en alternance avec les couches de fer d'épaisseur 5 cm assurant le retour du flux magnétique et servant de filtre pour les muons. Sur une face des plans sont implantées des petites surfaces de cathodes ($\Delta\varphi = 3.75^\circ$ et $\Delta\theta = 5^\circ$), connectées entre elles de la même façon que dans le ECAL pour former des tours projectives convergeant vers le point d'interaction (4788 tours au total).

La mesure en énergie est donnée par la lecture de la charge collectée par les tubes. Cette énergie est mesurée avec une résolution :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{84\%}{\sqrt{E}} (\text{GeV})^{-\frac{1}{2}}$$

Le HCAL est tourné de 32.7 mrad en φ par rapport au ECAL, pour éviter la superposition des zones mortes des deux sous-détecteurs consécutifs.

L'ensemble du HCAL est couvert de deux chambres à muons contenant chacune deux couches de tubes streamer pour mesurer la position (θ, φ) des muons avec une précision de 10 mrad.

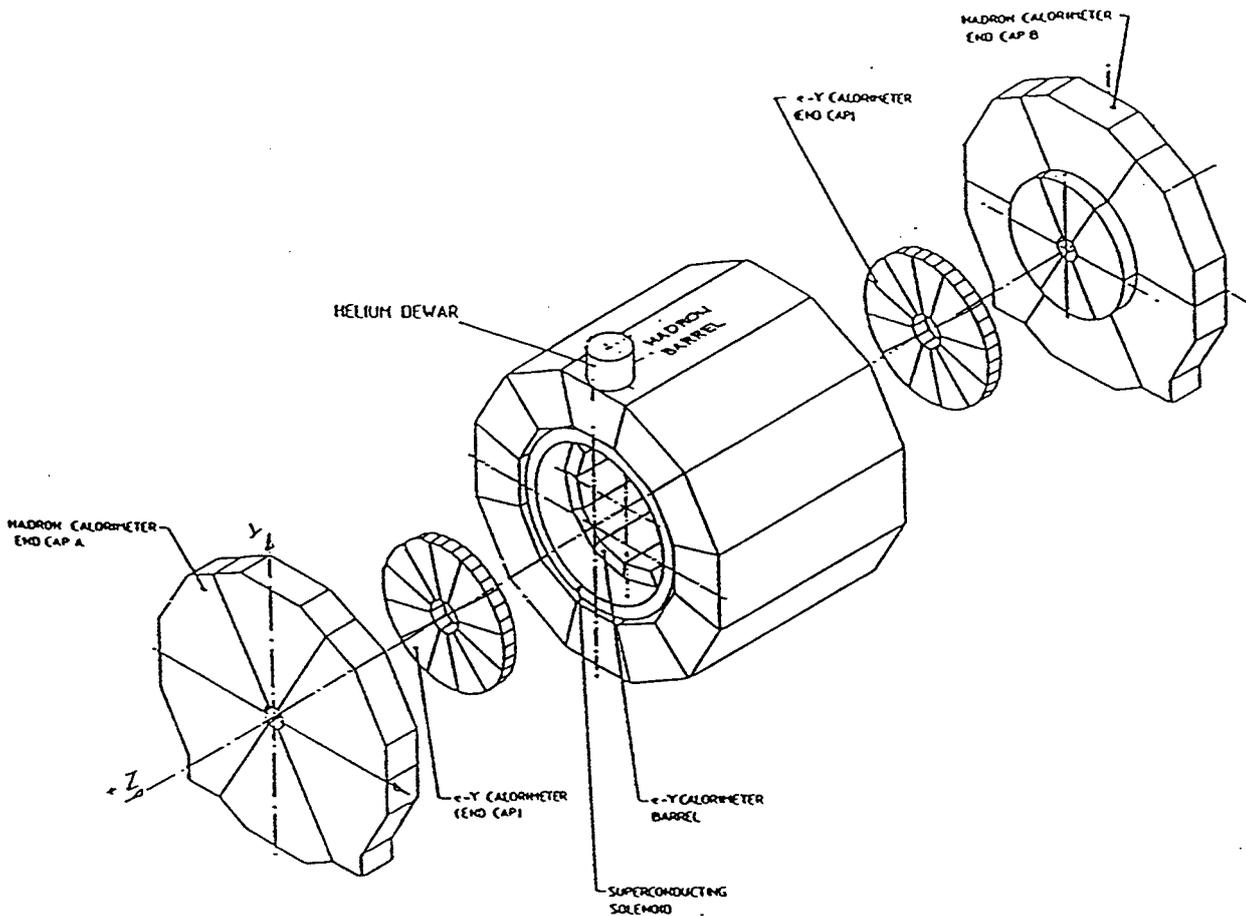


Figure 2.12: Vue d'ensemble du calorimètre hadronique.

2.2.7 Système de déclenchement

Le grand souci de ce système est d'éviter la lecture d'événements qui n'ont aucun intérêt physique, et risquent d'induire un temps mort pour le système d'acquisition, si leur fréquence est trop grande. Parmi ce type d'événements, on peut recenser les rayons cosmiques, l'interaction des faisceaux avec les structures du LEP ou le gaz résiduel dans le tube à vide, enfin, le bruit électronique des divers sous-détecteurs. La rapidité de réponse du système dépend de la limite qu'impose le temps de remise à zéro pour chaque sous-détecteur.

D'autre part, il existe un système de déclenchement aléatoire (RANDOM TRIGGER) en absence d'événements réels. Ce type de déclenchement est conçu pour permettre d'évaluer et d'étudier le comportement du bruit de fond dans l'environnement complet du détecteur ALEPH et du LEP, en gardant une fraction de ces événements sur bande magnétique.

La décision du système de déclenchement se fait en trois étapes ou niveaux :

- **Premier niveau** : sa réponse intervient $3.5 \mu\text{s}$ après le croisement des paquets. Ce temps correspond grossièrement à la durée nécessaire à l'ouverture de la porte logique de l'ITC et à l'intégration des signaux anodiques du ECAL. Il doit être très inférieur à la période de croisement des faisceaux qui est de l'ordre de $22 \mu\text{s}$. Sa décision dépend du nombre de points d'impact dans l'ITC et des énergies totales dans le ECAL et le HCAL. Les événements peuvent être acceptés à ce niveau jusqu'à une fréquence de 100 Hz.
- **Deuxième niveau** : il doit compléter le niveau 1 en tenant compte des informations recueillies par la TPC (le nombre de damiers touchés), soit pour poursuivre l'acquisition jusqu'au niveau 3, soit pour remettre à zéro l'électronique de déclenchement et attendre l'événement suivant. Les événements peuvent être acceptés au niveau 2 avec une fréquence de 10 Hz environ.
- **Troisième niveau** : sa décision repose sur des critères plus élaborés liés à l'ensemble du détecteur pour confirmer la validité de l'événement. Les événements sont alors enregistrés avec une fréquence de l'ordre de 1 à 2 Hz.

Suivant le type d'événements désirés, il existe plusieurs sortes de déclenchements. Nous allons nous limiter ici à parler du déclenchement sur les événements à photon unique.

Déclenchement sur les photons uniques ("Single Neutral Electromagnétique Trigger") :

La décision du déclenchement sur les photons uniques est basée seulement sur l'énergie des plans de fils du module touché par le photon dans le calorimètre électromagnétique. Les signaux délivrés par les plans de fils sur chaque module sont regroupés séparément sur les plans pairs et impairs, afin d'éviter de déclencher sur un bruit électronique ou une désintégration radioactive affectant seulement un plan d'un module.

Pour déclencher sur un événement candidat "photon unique", on demande d'avoir au moins un dépôt d'énergie électromagnétique sur un module du ECAL, avec au moins 0.5 GeV simultanément sur les plans de fils pairs et impairs. Aucun véto n'est imposé sur les autres parties du détecteur.

Un autre type de déclenchement basé sur l'énergie des tours avait été prévu : il consiste à appliquer 72 segmentations projectives au détecteur suivant les schémas de la figure 2.13, en regroupant les tours entre elles. Les seuils de déclenchement devraient être appliqués à l'énergie mesurée sur chaque segment, mais ce critère a été abandonné, car en sommant sur les énergies des tours dans chaque segment (environ 1000 tours), les bruits électroniques sur ces tours s'ajoutent et il est difficile d'obtenir des seuils de déclenchement aussi bas.

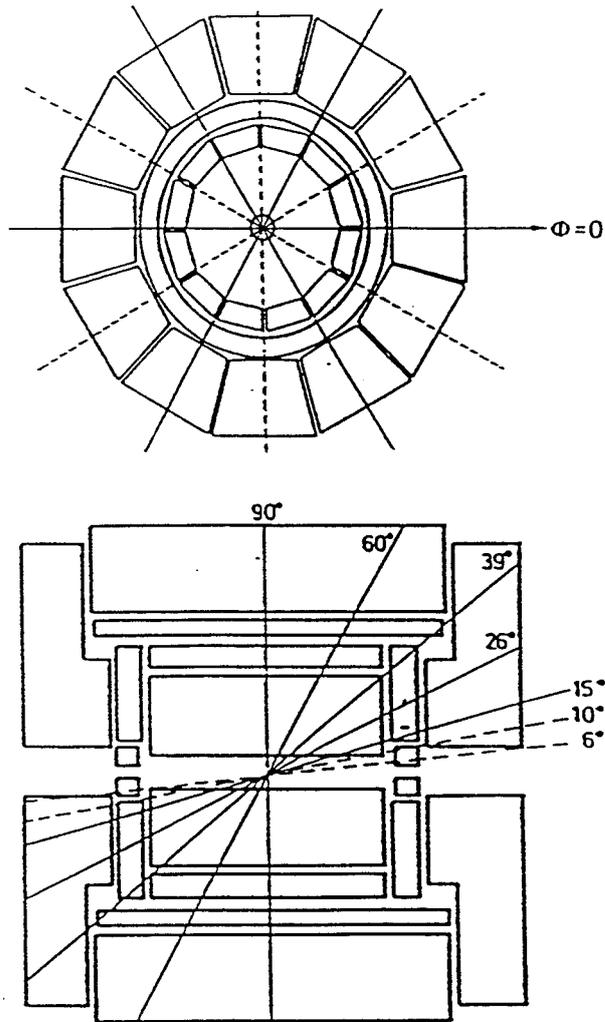


Figure 2.13: Segmentation des différents sous-détecteurs pour le système de déclenchement.

Chapitre 3

Sélection et analyse des événements à photon unique



Sélection et analyse des événements à photon unique

Introduction

Notre but est de sélectionner les événements physiques, dont la signature est un photon unique émis dans le calorimètre électromagnétique, et aucune autre particule visible par ailleurs dans le détecteur.

L'identification de tels événements exige beaucoup de précision, car les photons que nous cherchons sont de basse énergie (de l'ordre de 1.5 GeV), ce qui rend difficile leur signature dans le détecteur. En effet, nous sommes limités par les performances de l'appareillage, en particulier la résolution en énergie dans le ECAL.

D'autre part, nous devons être très prudents pour ne pas confondre un signal provenant d'un bruit de fond non physique (non lié à une interaction e^+e^-), avec un signal lié à un photon issu d'un processus physique. Les événements qui peuvent poser ce genre d'ambiguïtés, sont essentiellement les rayons cosmiques, le bruit de fond du détecteur telles que les étincelles et les désintégrations radioactives, le bruit dû à l'électronique et le bruit de fond de la machine LEP ...

Dans ce sens, nous avons mis au point un programme d'analyse qui est globalement basé sur la recherche d'un dépôt d'énergie électromagnétique, contenu dans un seul module du ECAL, en excluant tout autre dépôt d'énergie, ou l'existence d'une trace chargée dans les autres sous-détecteurs.

Cette analyse a été appliquée aux données expérimentales collectées par ALEPH pendant deux années de fonctionnement, 1990 et 1991.

3.1 Description de l'analyse

3.1.1 Rejection primaire

Cette étape concerne seulement le cas des événements réels. Un événement n'est accepté que s'il respecte les deux conditions suivantes :

a) Les différents sous-détecteurs, plus précisément ceux qui sont utiles pour l'analyse : le ECAL, le LCAL, l'ITC, la TPC et le HCAL doivent être sous tension.

b) Le "Single Neutral Electromagnetic Trigger" doit avoir été déclenché.

Ensuite, l'analyse se déroule en plusieurs étapes que nous allons décrire.

3.1.2 Recherche d'un amas électromagnétique

Rappelons que le "storey" constitue l'élément unité de la mesure en énergie des tours dans le ECAL. La construction des agrégats de "storeys" qui sont adjacents par un sommet, une arête ou une face, sont assemblés entre eux, à condition qu'il existe au moins un de ces "storeys" ayant une énergie supérieure à 90 MeV, et que l'énergie de tous les autres soit supérieure à 30 MeV (seuil lié au bruit électronique) ; dans ce cas, ils forment ce qu'on appelle un amas d'énergie électromagnétique.

L'énergie d'un amas correspond à la somme des énergies des "storeys" qui le constituent. Un amas peut être associé à une ou plusieurs particules chargées ou neutres. On distingue deux types d'amas :

a) L'amas chargé pour lequel d'extrapolation d'une trace chargée intercepte au moins l'un de ses "storeys".

b) L'amas neutre pour lequel il n'existe aucune intersection entre l'un de ses "storeys", avec le prolongement de la trajectoire d'une trace chargée vue dans la TPC.

Dans notre étude, nous ne considérons que les amas dont le nombre de "storeys" est strictement supérieur à 1. Les amas à un seul "storey" n'ont pas d'origine physique, ils correspondent fréquemment à un microclaquage.

Un amas neutre constitue l'objet calorimétrique principal sur lequel est fondé notre algorithme d'identification du photon, à partir de l'examen de son énergie, sa forme (développement longitudinal et transversal), sa direction et son origine.

A ce stade, nous demandons simplement d'avoir au moins un amas électromagnétique neutre. L'étude détaillée de ces amas sera effectuée plus loin (paragraphe 1.7.c).

3.1.3 Etude de la variable T_0

Le T_0 est un paramètre qui permet de savoir si le temps de l'événement est synchronisé avec la date de croisement des paquets de faisceaux donnant lieu à une interaction e^+e^- .

Par définition, le T_0 correspond au laps de temps qui sépare la date de la collision e^+e^- , du moment où apparaissent les charges électriques au niveau du ECAL. Sa mesure est réalisée à partir d'un échantillonnage du signal produit sur les plans de fils d'anodes, à 8 temps différents espacés de 512 ns. On dispose d'une valeur de T_0 par module du ECAL.

Le temps des événements produits lors d'une interaction e^+e^- est proche de zéro ; tandis que les événements non liés à une interaction sont distribués aléatoirement en

temps. Parmi ces derniers, nous distinguons les rayons cosmiques, les étincelles et les désintégrations radioactives ...

Ainsi, une contrainte sur le T_0 permet d'éliminer la majeure partie de ces bruits de fond indésirables.

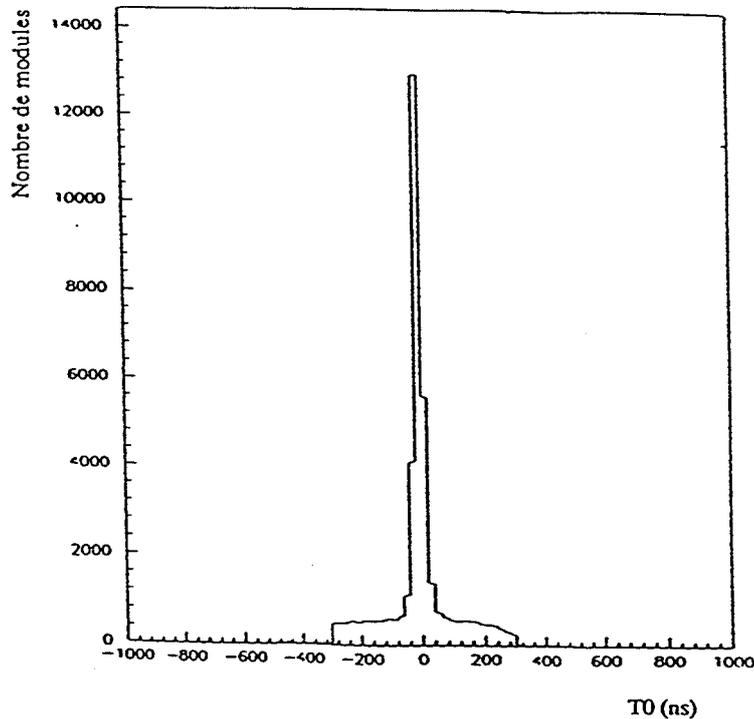


Figure 3.1: Spectre en T_0 dans les modules du ECAL dont l'énergie sur les plans est supérieure à 1 GeV pour l'ensemble des événements analysés.

Sur la figure 3.1, nous représentons la distribution en T_0 sur les différents modules du ECAL, dont l'énergie sur les plans de fils est supérieure à 1 GeV. Pour l'ensemble des événements, nous remarquons que le T_0 est compris entre ± 300 ns ; cette coupure est imposée au niveau 3 du système de déclenchement. Les zones plates à droite et à gauche de zéro, correspondent à des événements non corrélés en temps avec le croisement des faisceaux. Notre choix s'est fixé sur une coupure à ± 150 ns.

3.1.4 Signal sur un et un seul module

D'abord, nous demandons d'avoir au moins un module du ECAL répondant aux critères suivants :

a) Il doit contenir au moins un amas neutre d'énergie supérieure à 1.5 GeV. Nous rappelons que l'énergie d'un amas est mesurée sur les tours.

b) La mesure en temps de l'événement de ce module doit coïncider avec la date de croisement des faisceaux à ± 150 ns près :

$$|T_0| \leq 150 \text{ ns}$$

c) Nous imposons une coïncidence en énergie sur les plans pairs et impairs du module à 0.5 GeV :

$$\begin{aligned} E_{\text{pairs}} &\geq 0.5 \text{ GeV} \\ \text{et } E_{\text{impairs}} &\geq 0.5 \text{ GeV} \end{aligned}$$

Cette coupure qui correspond au seuil en énergie du "Single Neutral Electromagnetic Trigger", assure une bonne efficacité de déclenchement.

d) Pour s'assurer que le signal mesuré sur ce module est de nature physique et non pas du bruit électronique ou des étincelles ..., nous avons vérifié d'une part que le signal recueilli par les plans de fils du module est comparable à celui obtenu sur les tours ; d'autre part, nous avons testé la répartition en énergie sur les différents plans du module, soit :

- Nous avons coupé sur le rapport entre l'énergie mesurée sur les plans de fils du module et celle correspondante sur les tours à :

$$0.5 \leq \frac{E_{\text{fils}}}{E_{\text{tours}}} \leq 1.5$$

La figure 3.2 correspond à la distribution de ce rapport sur les différents événements. Nous avons obtenu une moyenne proche de 1 (1.02) ; cet effet de 2% est dû à la différence de calibration entre les plans de fils et les tours. Par ailleurs, nous remarquons que la forme de cette distribution n'est pas tout à fait symétrique autour de 1 ; le maximum est à 1, puis à droite (> 1) nous voyons apparaître une queue : cela signifie que dans cette région, l'énergie mesurée sur les plans est supérieure à celle obtenue sur les tours. Ceci est lié au fait que dans le calcul de ce rapport, nous avons confondu l'énergie des tours dans le module à celle de l'amas le plus énergétique qu'il contient, sans considérer la présence éventuelle d'autres dépôts d'énergie.

- Nous avons vérifié qu'il n'existe aucun plan bruyant dans ce module : un plan est considéré bruyant si son énergie dépasse 30% de l'énergie totale des plans du module.
- Pour que l'énergie soit répartie sur plusieurs plans, nous demandons d'avoir au moins 10 plans de fils touchés dans ce module : un plan est dit touché, si son énergie est supérieure à 30 MeV dans le cas où il se trouve dans le "stack" 1 ou 2, et supérieure à 60 MeV s'il appartient au troisième "stack" pour tenir compte de sa double épaisseur.

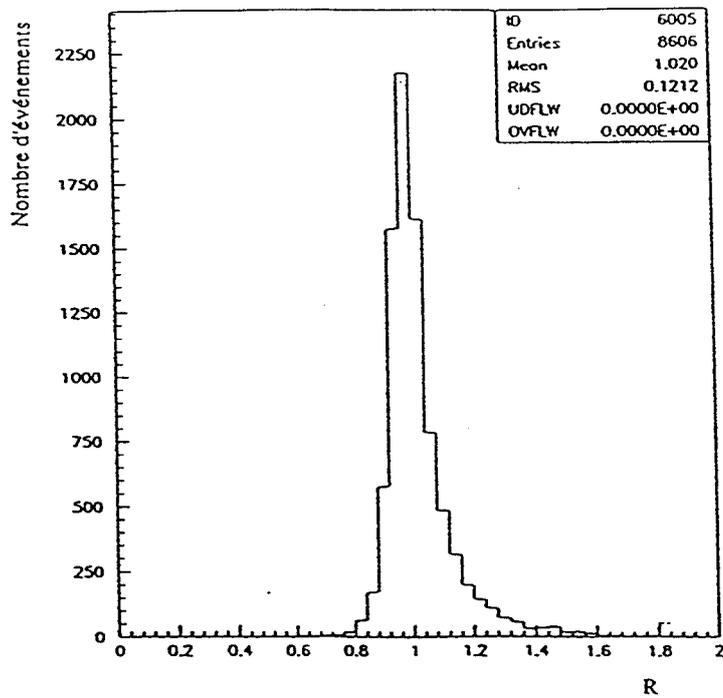


Figure 3.2: Distribution du rapport $E_{\text{filis}}/E_{\text{tours}}$ dans les modules candidats pour être gardés par l'analyse (= R sur la figure).

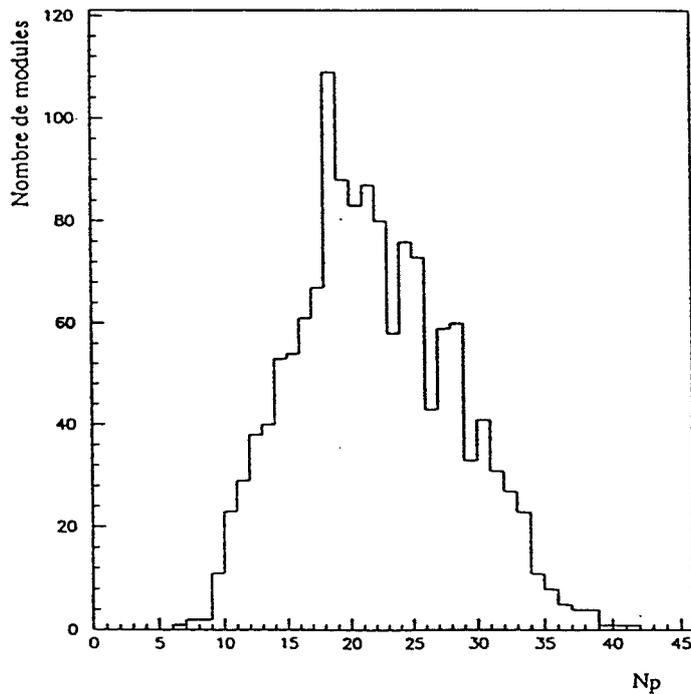


Figure 3.3: Distribution en nombre de plans d'énergie supérieure à 30 MeV dans les modules candidats pour être gardés. (N_p = nombre de plans d'énergie supérieure à 30 MeV).

Sur la figure 3.3, nous donnons la distribution en nombre de plans touchés. Nous constatons que dans la plupart des cas, ce nombre dépasse 10 plans.

Désormais, nous demandons un et un seul module de ce type. Ceci est réalisé en imposant un véto sur les autres modules du calorimètre électromagnétique et les modules du luminomètre, où nous avons mesuré un signal significatif.

Pour simplifier le langage nous appellerons ce module que nous avons retenu, le module gardé.

3.1.5 Véto sur les autres modules

Cette procédure permet d'exclure la possibilité d'existence d'un deuxième dépôt électromagnétique dans le ECAL ou le LCAL, qui prolonge la couverture angulaire à petits angles.

Pour éviter de rejeter des bons événements, où ce deuxième dépôt d'énergie correspond simplement à un bruit électronique ou autre, les coupures véto doivent être choisies convenablement de manière à s'assurer que le signal recueilli par un autre module du ECAL, ou par l'un des modules du LCAL, soit de nature physique.

Pour fixer une limite qui permet de distinguer un signal physique du bruit électronique, nous avons travaillé sur un échantillon d'événements aléatoires (de l'ordre de 55000 événements), sélectionnés à partir du système de déclenchement aléatoire "RANDOM TRIGGER".

Nous avons examiné plus particulièrement la réponse en énergie des modules du ECAL et du LCAL à ce type d'événements

a) Véto dans le ECAL

D'abord nous avons examiné la distribution en nombre de plans, dont l'énergie est supérieure à 10 MeV dans les modules du ECAL pour ces événements aléatoires. Les résultats sont illustrés sur la figure 3.4, qui représente le nombre de fois où un nombre N_p (variant de 1 à 45) de plans ont été touchés dans un module du ECAL pour chaque valeur de N_p . Nous pouvons en déduire que pour ce type d'événements, le nombre de plans touchés ne dépasse pas 3. L'énergie déposée sur ces plans peut provenir soit du bruit électronique, soit de la radioactivité de certains éléments (plomb) constituant les modules du calorimètre électromagnétique.

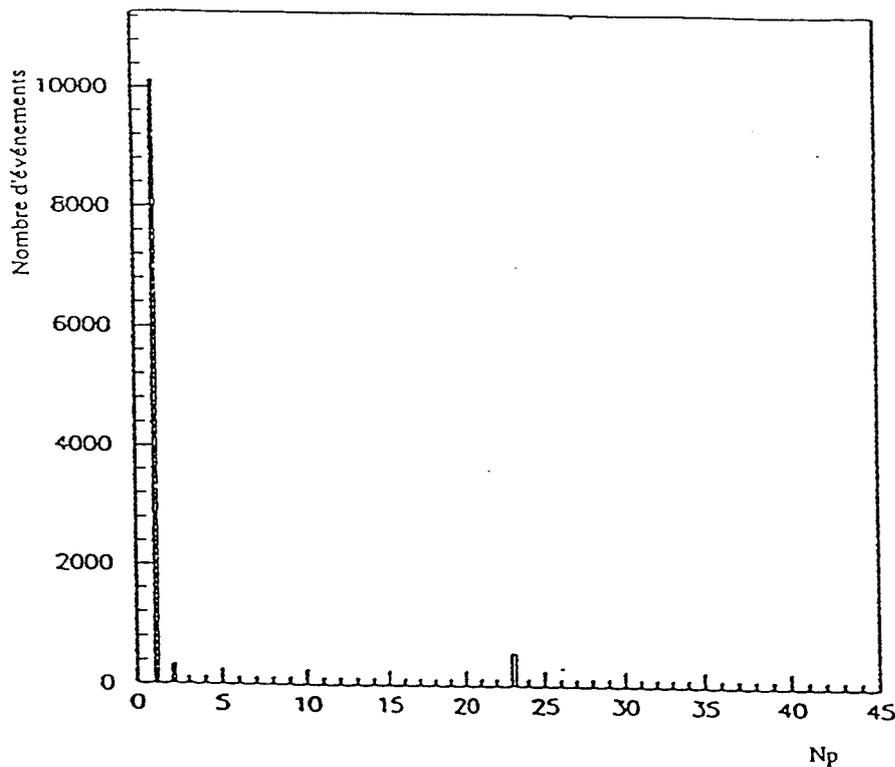


Figure 3.4: Distribution du nombre de plans touchés dans les modules du ECAL pour des événements aléatoires. (N_p = Nombre de plans d'énergie supérieure à 10 MeV).

Ensuite, nous avons étudié la distribution en énergie sur les plans de fils (Figure 3.5), et sur les tours (Figure 3.6) des modules du ECAL pour ces événements. Nous avons imposé un seuil minimal en énergie à 50 MeV sur l'énergie des plans, pour éviter une saturation de la distribution de la figure 3.5 au voisinage de zéro, car la plus grande probabilité pour un module est de détecter une énergie nulle. Nous remarquons sur ces figures que le bruit sur les tours (≤ 1.2 GeV) est plus important que sur les plans (≤ 0.2 GeV).

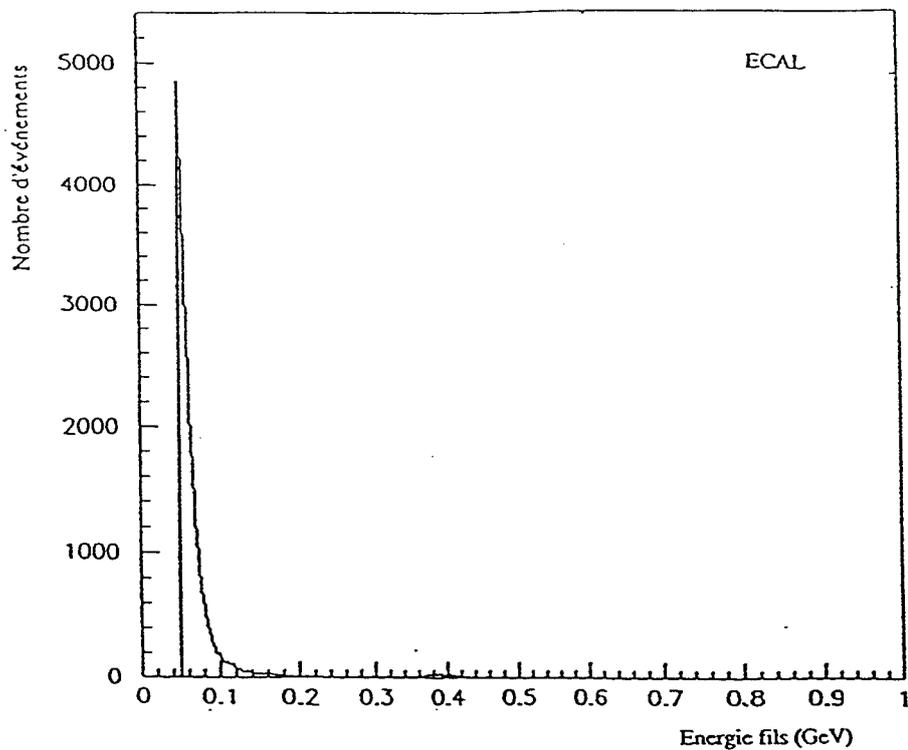


Figure 3.5: Distribution en énergie sur les plans de fils dans les modules du ECAL pour des événements aléatoires.

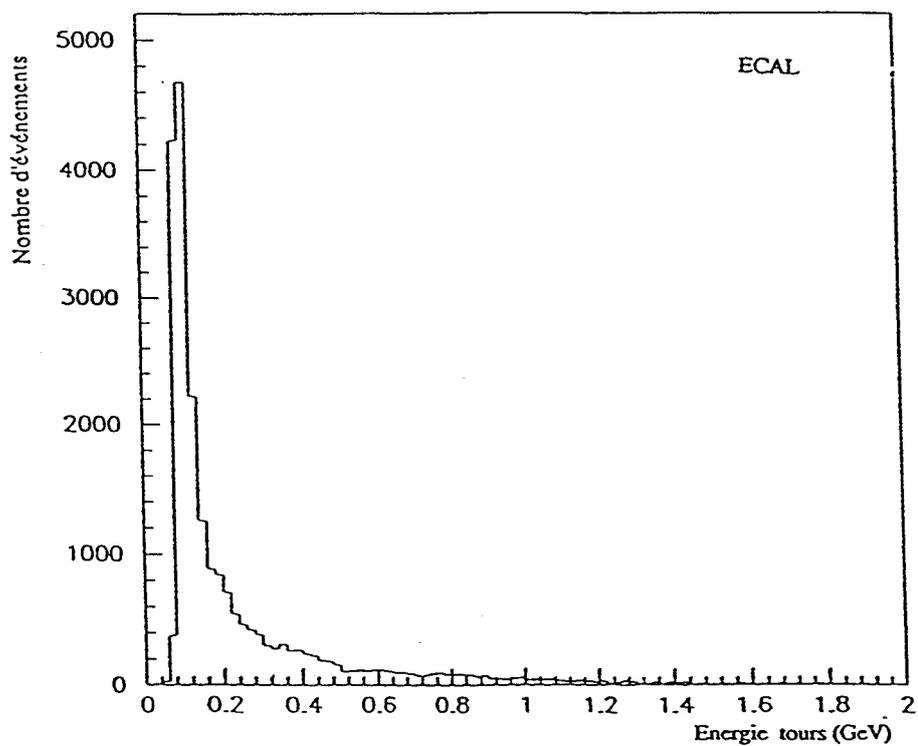


Figure 3.6: Distribution en énergie sur les tours dans les modules du ECAL pour des événements aléatoires.

Nous nous sommes appuyés sur ces résultats pour définir les critères qui permettraient d'éliminer complètement les événements ayant un deuxième dépôt d'énergie de nature physique. Ainsi, nous avons fixé une coupure veto sur les plans de fils à 0.2 GeV, avec plus de 3 plans touchés (un plan est touché si son énergie est supérieure à 10 MeV).

S'il existe au moins un module du ECAL d'énergie sur les plans, supérieure à 0.2 GeV, ayant plus de 3 plans touchés, l'événement est rejeté.

b) Veto dans le LCAL

Nous avons repris le même échantillon d'événements aléatoires, pour fixer la coupure veto en énergie sur les modules du LCAL. De façon similaire à ECAL, nous avons examiné la distribution en énergie sur les plans (Figure 3.7) et sur les tours (Figure 3.8) dans les modules du LCAL. Nous constatons que le seuil maximal du bruit est relativement plus élevé dans le LCAL par rapport au cas du ECAL. De plus, même dans le LCAL, les tours sont plus bruyantes que les plans de fils.

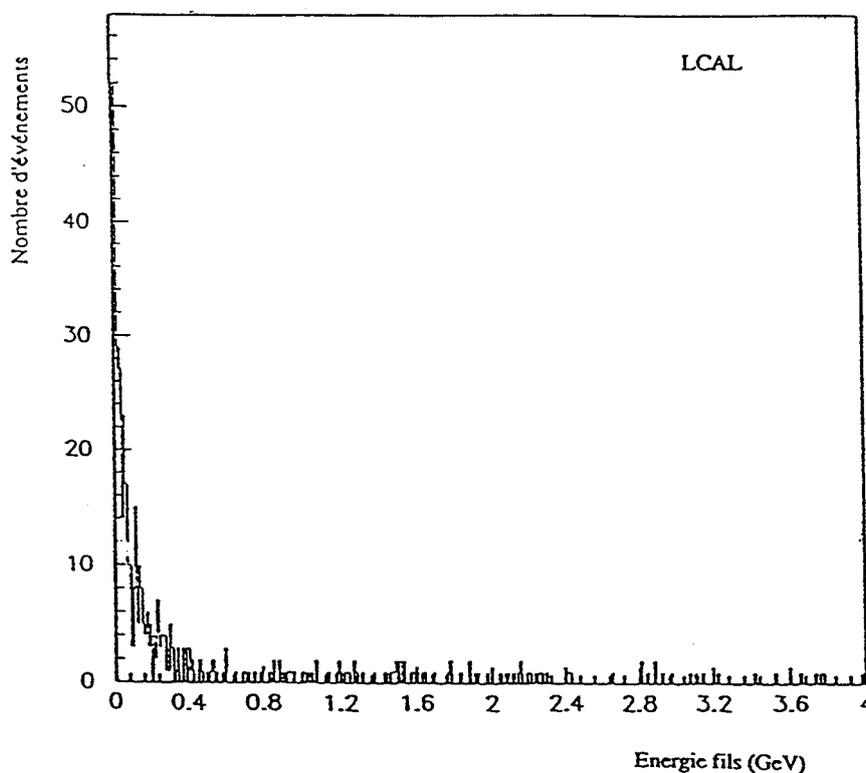


Figure 3.7: Distribution en énergie sur les plans de fils dans les modules du LCAL pour des événements aléatoires.

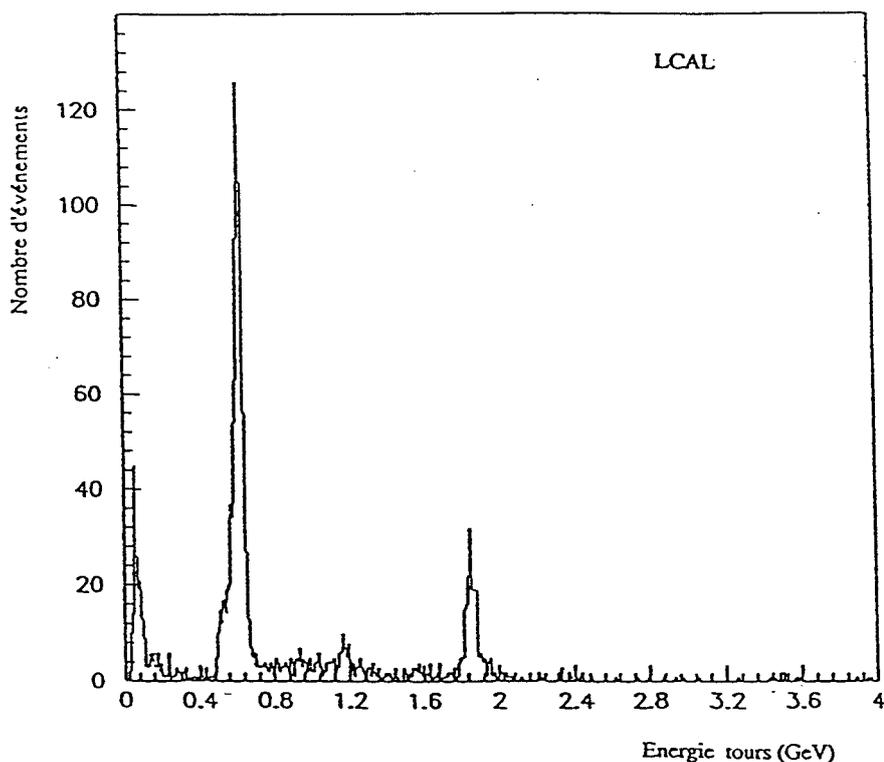


Figure 3.8: Distribution en énergie sur les tours dans les modules du LCAL pour des événements aléatoires.

Cette étude a permis de fixer un véto sur les modules du LCAL de la manière suivante :

S'il existe au moins un module du LCAL dont l'énergie sur les plans de fils est supérieure à 1 GeV, avec une coïncidence sur les plans pairs et impairs à partir de 0.2 GeV, l'événement est rejeté.

Ce véto sur les modules du LCAL, permet de réduire une partie importante des événements Bhabhas à petits angles.

3.1.6 Véto sur les traces chargées

Nous imposons également un véto sur les traces chargées, pour éliminer tous les événements où une trace chargée a été identifiée dans une partie du détecteur. Il suffit qu'il existe ou moins une trace reconstruite dans l'ITC ou la TPC, pour que l'événement soit rejeté.

Une trace est dite reconstruite si son impulsion transverse est supérieure à 500 MeV/c, avec au moins 6 points d'impact dans l'ITC ou 4 points dans la TPC, qui sont corrélés dans l'espace, et permettent de reformer la trajectoire de la particule

chargée, dont la projection sur le plan (r, φ) est un arc de cercle.

Cependant, ces critères semblent insuffisants pour rejeter tous les événements de ce type, car il existe des configurations cinématiques particulières où une particule chargée (essentiellement un électron) émise à faible angle polaire, va se perdre soit dans une zone morte séparant des secteurs K de la TPC ($|\cos \theta_\gamma| \leq 0.96$), soit dans la région inactive séparant la limite supérieure du LCAL de la limite inférieure du ECAL ; ce domaine angulaire n'étant couvert ni par l'ITC, ni par la TPC.

Pour combattre ces régions inefficaces, nous rejetons tous les événements, où il existe au moins un amas dont la direction intercepte la zone morte entre deux secteurs K consécutifs de la TPC. Le HCAL peut aussi intervenir en complément, pour rejeter tous les événements comme $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, où la première particule chargée est émise suivant la ligne de vol du faisceau et donc échappe à la détection ; alors que la seconde se perd dans la zone inactive séparant de LCAL du ECAL, et arrive en coïncidence dans la partie homologue du HCAL. Nous demandons alors d'avoir au moins 10 plans de tubes streamer touchés dans le HCAL, pour pouvoir rejeter ces événements.

A ce stade de l'analyse, nous disposons donc d'un et un seul module du ECAL, où se trouve au moins un amas neutre, et aucune trace chargée n'a été identifiée. Nous allons maintenant expliquer comment procéder pour ne garder que les événements à un seul amas neutre, qui correspond à un seul photon originaire du point d'interaction.

3.1.7 Recherche d'un photon unique

a) Un amas unique

Selon les critères de reconstruction d'un amas que nous avons explicités, un photon peut engendrer deux (ou plus) amas neutres : il suffit qu'un "storey" mort (qui n'est pas en état de fonctionnement) ou d'énergie inférieure au seuil à 30 MeV, interdise la règle de voisinage. Dans ce cas, il convient de regrouper les amas neutres entre eux, car ils correspondent à un même photon.

L'amas le plus énergétique est défini comme l'amas principal ; tandis que les satellites sont des amas inscrits dans un cône centré sur l'amas principal, dont l'angle de demi-ouverture est de 170 mrad. Ce sont en fait des amas en relation avec le principal ; c'est pourquoi nous considérons que l'ensemble amas principal et satellites forment un et un seul amas.

Tous les événements où dans le module gardé il existe au moins un amas différent du principal, qui n'est pas un satellite, et dont l'énergie est supérieure à 100 MeV, sont rejetés. Ce critère permet d'éliminer les événements où deux (ou plus) photons sont détectés dans le même module.

b) Volume fiduciel

b1 - Nécessité d'un volume fiduciel

Un photon qui serait émis dans la zone frontière d'un module, peut déposer son énergie sur deux modules contigus. Dans ce cas, si l'énergie déposée sur le deuxième

module est suffisante pour dépasser les valeurs des coupures véto, l'événement serait éliminé. De plus, une fraction de l'énergie du photon se perdrait dans la zone morte séparant ces deux modules. Il faut alors s'assurer que la simulation reproduise aussi ces effets. Pour lever ces ambiguïtés, il est préférable de se limiter à une zone fiduciale dans le module gardé.

b2 - Définition du volume fiduciale

Dans ce volume, nous avons exclu une rangée de tours sur la périphérie du module gardé. Les événements dont l'amas principal a sa direction qui pointe dans une tour appartenant à la rangée périphérique de ce module, sont rejetés.

Le choix de n'exclure qu'une seule rangée est lié au développement transversal d'une gerbe électromagnétique, sa justification sera donnée plus tard (1.7.c).

Nous avons donc un événement à un seul amas neutre avec d'éventuels satellites. Il suffit alors que cet amas respecte les lois du développement longitudinal et transversal d'une gerbe électromagnétique produite par un photon.

c) Identification du photon

Les critères d'identification du photon sont basés sur la répartition en énergie sur les trois "stacks" caractérisant une gerbe électromagnétique. Nous remarquons que puisque nous avons ici affaire à un seul amas, alors son énergie est égale à l'énergie sur les plans du module gardé où il se trouve.

Nous demandons que :

- L'énergie sur les plans du "stack" 3 soit inférieure ou égale à 70% de l'énergie totale des plans dans le module gardé.
- Le profil longitudinal de l'amas sur les plans de fils du module gardé soit de nature électromagnétique : il faut alors que le plan le plus énergétique soit inférieur au 30^{ème} plan.

La figure 3.9 correspond à la distribution du maximum de l'amas (le plan de plus énergétique), sur les différents plans du module gardé pour l'ensemble des événements. Nous remarquons qu'il arrive très rarement que le plan le plus énergétique soit supérieur au 30^{ème} plan.

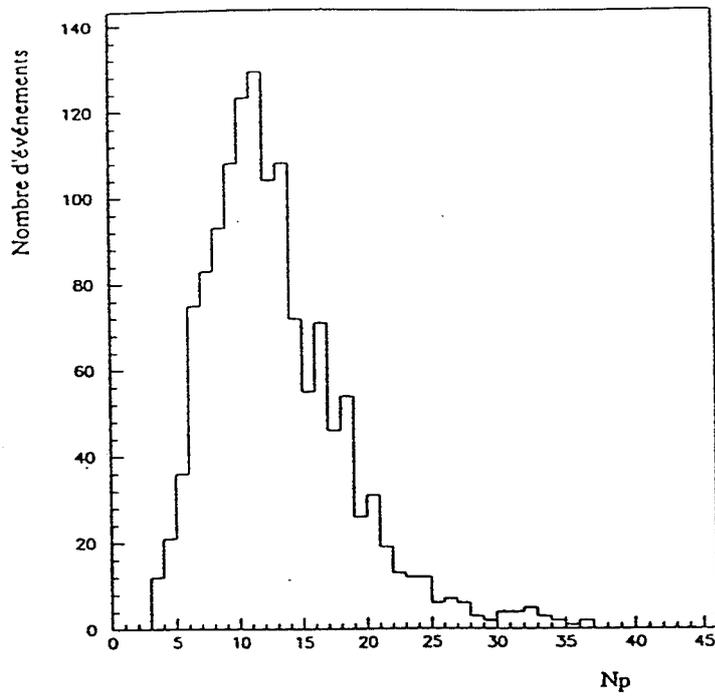


Figure 3.9: Distribution du numéro du plan le plus énergétique dans les modules gardés. (N_p = numéro du plan le plus énergétique).

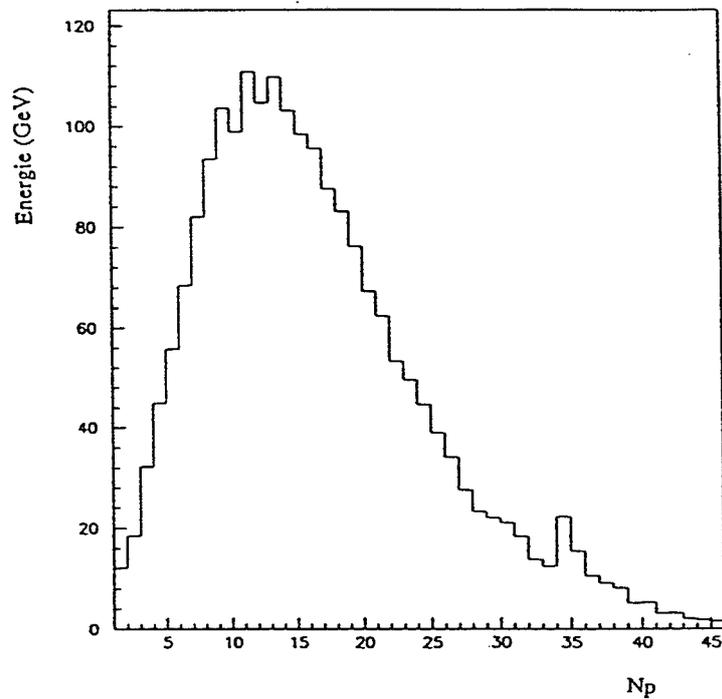


Figure 3.10: Profil longitudinal dans les modules du "barrel". (N_p = numéro du plan dans le module.
L'énergie totale correspond à l'énergie accumulée par un plan en sommant sur tous les plans ayant le même numéro dans chaque module).

Nous représentons sur la figure 3.10 le profil longitudinal des modules gardés pour l'ensemble des événements, qui correspond à la somme en énergie sur les plans portant le même numéro dans ces modules. Nous constatons que la majeure partie de l'énergie est déposée sur le premier et le deuxième "stack", ce qui est conforme aux lois du développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique.

- La compacité transverse de l'amas principal est évaluée grâce à l'énergie déposée sur ses 4 tours les plus énergétiques : l'énergie de ces tours doit représenter au moins 70% de l'énergie totale de l'amas. Cette propriété nous permet de justifier pourquoi nous avons défini notre volume fiduciel, en excluant seulement une rangée de tours sur la périphérie du module gardé : puisque au moins 70% de l'énergie totale de l'amas sont contenus dans 4 tours, les 30% de l'énergie qui restent, ne peuvent pas s'étendre au-delà d'une rangée de tours de chaque côté de l'ensemble formé par les 4 tours (7.25% de chaque côté au maximum).

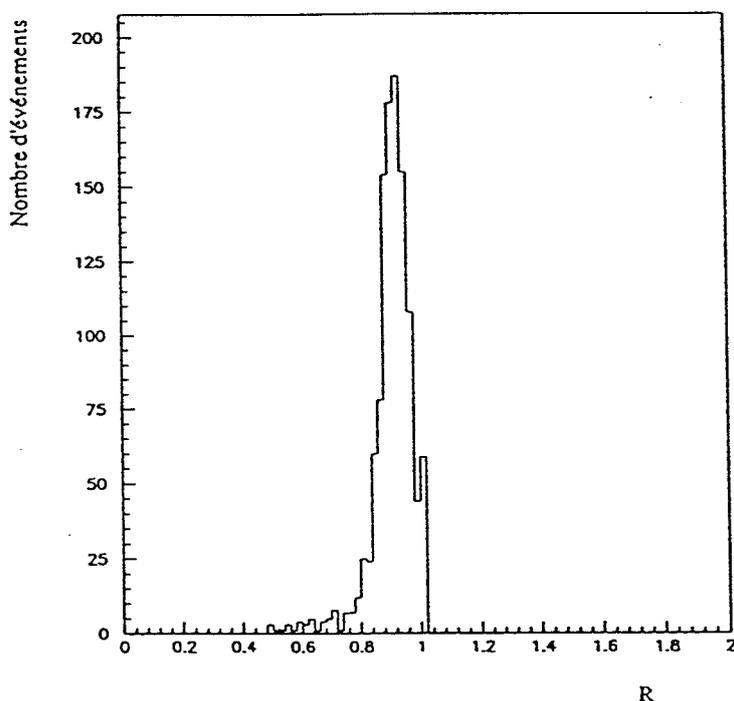


Figure 3.11: Distribution du rapport entre l'énergie des 4 tours les plus énergétiques de l'amas principal et son énergie totale (= R sur la figure).

Nous donnons sur la figure 3.11 la distribution du rapport entre les tours les plus énergétiques, et l'énergie totale de l'amas correspondant. Nous montrons que ce rapport est distribué au voisinage de 1 (la valeur moyenne est de 0.91), mais sans dépasser 1. Pour les événements où le nombre de tours de l'amas est inférieur ou égal à 4, ce rapport vaut strictement 1.

d) Reconstruction de la ligne de vol du photon

Si l'amas correspond au développement d'une gerbe induite par un photon, il faut vérifier que ce photon provient du point d'interaction du faisceau. Nous nous intéressons plus précisément à rejeter tous les événements qui ne sont pas issus d'une interaction e^+e^- . Les sources de ces événements sont en particulier les rayons cosmiques que nous n'avons pas pu rejeter à partir de la coupure sur le T_0 , ou encore le bruit de fond de la machine LEP. Ce dernier est issu de l'émission des photons ou de pions neutres (π^0), lors d'une interaction de particules du faisceau avec le gaz résiduel contenu dans le tube à vide. Les pions peuvent contaminer notre échantillon de photons, en se désintégrant en deux photons qui ne peuvent pas être séparés, ou l'un des deux est émis avec une énergie inférieure au seuil minimal de détection.

Ces événements cosmiques ou interactions faisceau-gaz, ne proviennent pas du point d'interaction. Nous nous sommes basés sur cette caractéristique pour les éliminer, après avoir reconstruit la ligne de vol du photon, et la position de son vertex d'origine.

d1 - Calcul des barycentres

Dans chaque "stack", nous calculons les barycentres longitudinal et transversal de l'amas, pondérés par l'énergie. Afin d'assurer la reconstruction de la ligne de vol du photon, nous devons disposer au moins de deux barycentres (dans les "stacks" 1 et 2, ou 2 et 3). Pour cela, nous imposons les deux conditions suivantes :

- L'énergie sur les "storeys" dans le deuxième "stack" soit supérieure à 200 MeV.
- L'énergie sur les "storeys" dans le "stack" 1 ou 3 ne soit pas nulle.

Barycentre longitudinal

Nous utilisons l'information donnée par la segmentation longitudinale du module gardé, qui correspond à l'énergie des plans de fils, soit :

$$r_{1,2,3} = \frac{\sum_{i=1}^n r_i E_i}{\sum_{i=1}^n E_i}$$

1, 2, 3 sont les numéros des "stacks" 1, 2, 3.

i est le numéro du plan dans le "stack" considéré.

n est le nombre total de plans dans le "stack" considéré.

E_i est l'énergie du plan numéro i .

r_i est la profondeur du plan i à l'intérieur du calorimètre.

Barycentre transversal

Dans un "stack" donné, nous ne considérons que les 4 "storeys" les plus énergétiques, pour calculer le barycentre en théta et en phi.

$$\theta_{1,2,3} = \frac{\sum_{i=1}^4 \theta_i E_i}{\sum_{i=1}^4 E_i} \quad \text{et} \quad \varphi_{1,2,3} = \frac{\sum_{i=1}^4 \varphi_i E_i}{\sum_{i=1}^4 E_i}$$

1, 2, 3 sont les numéros des "stacks" 1, 2, 3.

i est le numéro du "storey".

E_i est l'énergie du "storey" numéro i .

θ_i est la coordonnée θ du centre du storey numéro i .

φ_i est la coordonnée φ du centre du "storey" numéro i .

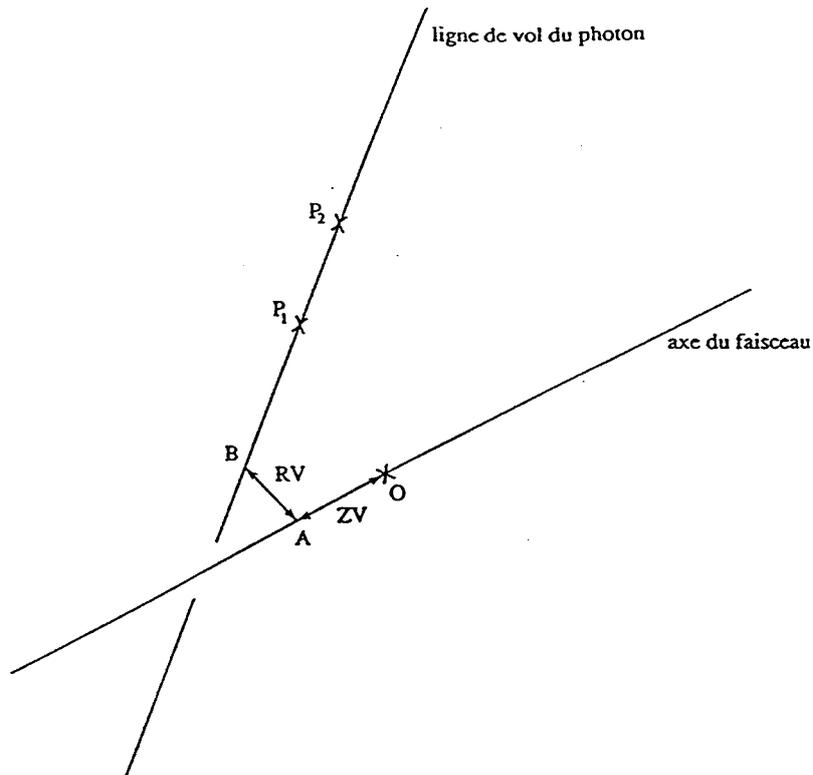
Ainsi, dans chaque "stack" dont l'énergie est non nulle, nous déduisons les barycentres pondérés en énergie selon les coordonnées (r, θ, φ) , qui définissent un point géométrique appartenant à la ligne de vol du photon.

La ligne de vol du photon est obtenue en joignant les points géométriques des barycentres énergétiques dans les "stacks" 1 et 2, ou bien 2 et 3 s'il n'y a pas d'énergie dans le "stack" 1.

d2 - Le photon vient-il du point d'interaction ?

A partir de la ligne de vol du photon, nous définissons les quantités RV et ZV :

- RV est la distance la plus proche entre la ligne de vol du photon et l'axe du faisceau ($RV = AB$ sur la figure 3.12).
- ZV est la coordonnée selon l'axe des faisceaux, du point de la ligne de vol du photon le plus proche de cet axe ($ZV = OA$ sur la figure 3.12).



- O : Centre du détecteur
- p_1 : Barycentre dans le "stack" 1 ou 3
- p_2 : Barycentre dans le "stack" 2.

Figure 3.12: Représentation de RV et de ZV .

Expression de RV et de ZV :

Les points P_1 et P_2 qui définissent la ligne de vol du photon ont pour coordonnées cartésiennes :

$$P_1 : \begin{pmatrix} X_1 = r_1 \sin \theta_1 \cos \varphi_1 \\ Y_1 = r_1 \sin \theta_1 \sin \varphi_1 \\ Z_1 = r_1 \cos \theta_1 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad P_2 : \begin{pmatrix} X_2 = r_2 \sin \theta_2 \cos \varphi_2 \\ Y_2 = r_2 \sin \theta_2 \sin \varphi_2 \\ Z_2 = r_2 \cos \theta_2 \end{pmatrix}$$

Où $(r_i, \theta_i, \varphi_i)_{i=1,2}$ sont les coordonnées sphériques des barycentres P_1 et P_2 .

On pose :

$$\alpha_1 = \frac{X_2 - X_1}{Z_2 - Z_1} \quad \beta_1 = \frac{Y_2 - Y_1}{Z_2 - Z_1}$$

$$\alpha_0 = X_1 - Z_1 \alpha_1 \quad \beta_0 = Y_1 - Z_1 \beta_1$$

$$\gamma = \alpha_1^2 + \beta_1^2$$

$$\alpha = \beta_1(\beta_1 \alpha_0 - \alpha_1 \beta_0) / \gamma$$

$$\beta = \alpha_1(\alpha_1 \beta_0 - \beta_1 \alpha_0) / \gamma$$

Alors :

$$RV = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$$

$$ZV = -(\alpha_1 \alpha_0 + \beta_1 \beta_0) / \gamma$$

Nous nous sommes basés sur la quantité ZV pour rejeter les événements qui ne sont pas dûs à une interaction e^+e^- .

Pour fixer une coupure sur ZV permettant d'éliminer ces événements, nous avons effectué une étude sur un lot d'événements ($\ell^+\ell^-\gamma$), où ℓ correspond à un électron ou un muon. Pour sélectionner ces événements ($\ell^+\ell^-\gamma$), nous avons appliqué les mêmes critères que pour la sélection des événements à photon unique, en retirant le véto sur les traces chargées. Dans ce cas le photon est signé par la présence des deux leptons chargés détectés dans la TPC, et nous savons qu'il provient du point d'interaction e^+e^- .

Cette méthode nous a permis de fixer une coupure sur ZV à 45 cm. Nous gardons l'événement si :

$$|ZV| \leq 45 \text{ cm}$$

A la fin de l'analyse, nous séparons les événements en fonction de la direction du photon, donnée par celle de l'amas principale :

- Si le photon est émis dans une couverture angulaire $\cos 42^\circ \leq |\cos \theta_\gamma| \leq \cos 30^\circ$, nous considérons que l'événement a eu lieu dans les "end-caps".
- Mais si $|\cos \theta_\gamma| \leq \cos 42^\circ$, nous considérons que l'événement s'est produit dans le "barrel".

Sur les figures 3.13 et 3.14, nous représentons la distribution en ZV pour les événements retenus jusqu'au stade final de sélection, respectivement dans le cas où le photon est émis dans le "barrel" et dans les "end-caps", en superposant les résultats obtenus pour les données réelles et pour les événements simulés. Nous remarquons que les "end-caps" sont contaminés par un bruit de fond plat dispersé dans toutes les régions, que nous ne sommes pas arrivés à éliminer. Par contre, une coupure sur le ZV à 45 cm dans le "barrel", permet de s'affranchir de la totalité du bruit de fond résiduel, après avoir effectué toutes les autres coupures. C'est l'une des raisons pour laquelle nous nous limiterons aux résultats de l'analyse des événements dans la partie "barrel".

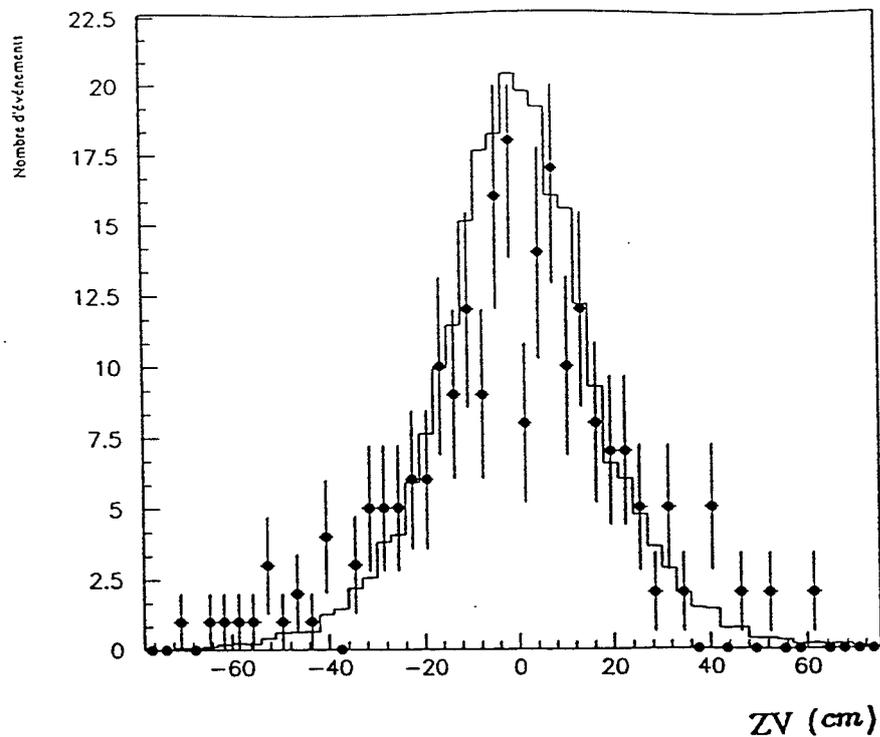


Figure 3.13: Distribution du ZV dans le "barrel" (données 1991).

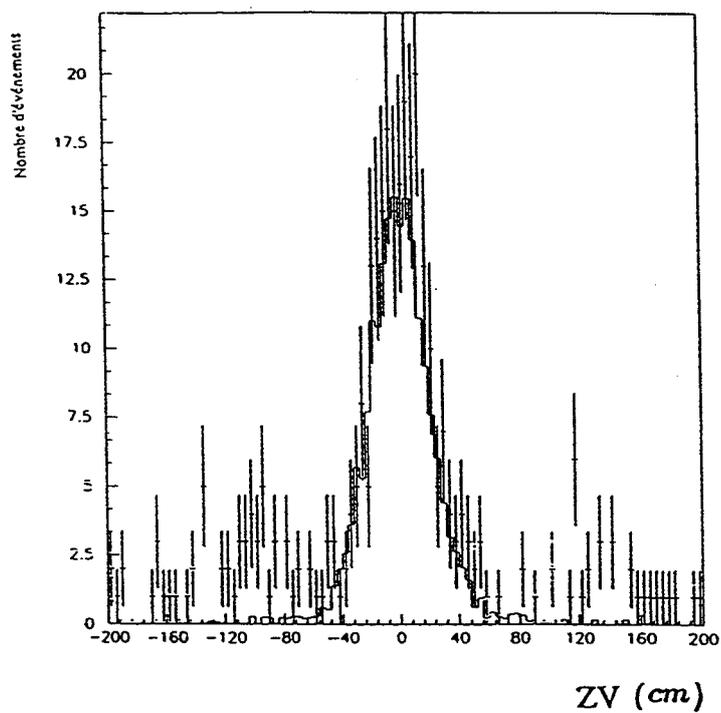


Figure 3.14: Distribution du ZV dans les "end-caps" (données 1991).

3.2 Résultats de l'analyse

3.2.1 Résultats en 1990

\sqrt{s} (GeV)	88.22	89.22	90.22	91.22	92.92	93.22	94.21	Total
\mathcal{L} (pb ⁻¹)	0.402	0.322	0.347	2.718	0.315	0.578	0.611	5.294
N_{obs}	8	5	4	72	10	24	29	152

Tableau 3.1: Nombre d'événements à photon unique observés en 1990.

3.2.2 Résultats en 1991

\sqrt{s} (GeV)	88.46	89.45	90.21	91.21	91.96	92.96	93.71	Total
\mathcal{L} (pb ⁻¹)	0.652	0.787	0.733	6.277	0.610	0.647	0.700	10.405
N_{obs}	8	4	18	134	18	38	28	248

Tableau 3.2: Nombre d'événements à photon unique observés en 1991.

3.2.3 Combinaison des résultats 90-91

Pour les deux années, nous disposons au total de 14 énergies de balayage. La combinaison a été réalisée de la façon suivante : d'abord, nous avons regroupé les résultats obtenus pour les 4 premières énergies successives, où la statistique en nombre d'événements observés est relativement faible. Par ailleurs, nous avons rassemblé deux à deux les résultats des énergies qui se suivent, à l'exception des deux dernières où nous avons gardé les résultats séparés. Les nouvelles énergies de balayage sont obtenues en calculant la moyenne des énergies combinées, pondérée par les luminosités intégrées respectives, soit :

$$\langle \sqrt{s} \rangle = \frac{\sum_i \mathcal{L}_i \cdot \sqrt{s}_i}{\sum_i \mathcal{L}_i}$$

\sqrt{s}_i sont les énergies combinées, et \mathcal{L}_i les luminosités qui leur sont associées.

Nous avons finalement retenu 7 énergies qui sont données par le tableau suivant, avec les luminosités et les résultats correspondants.

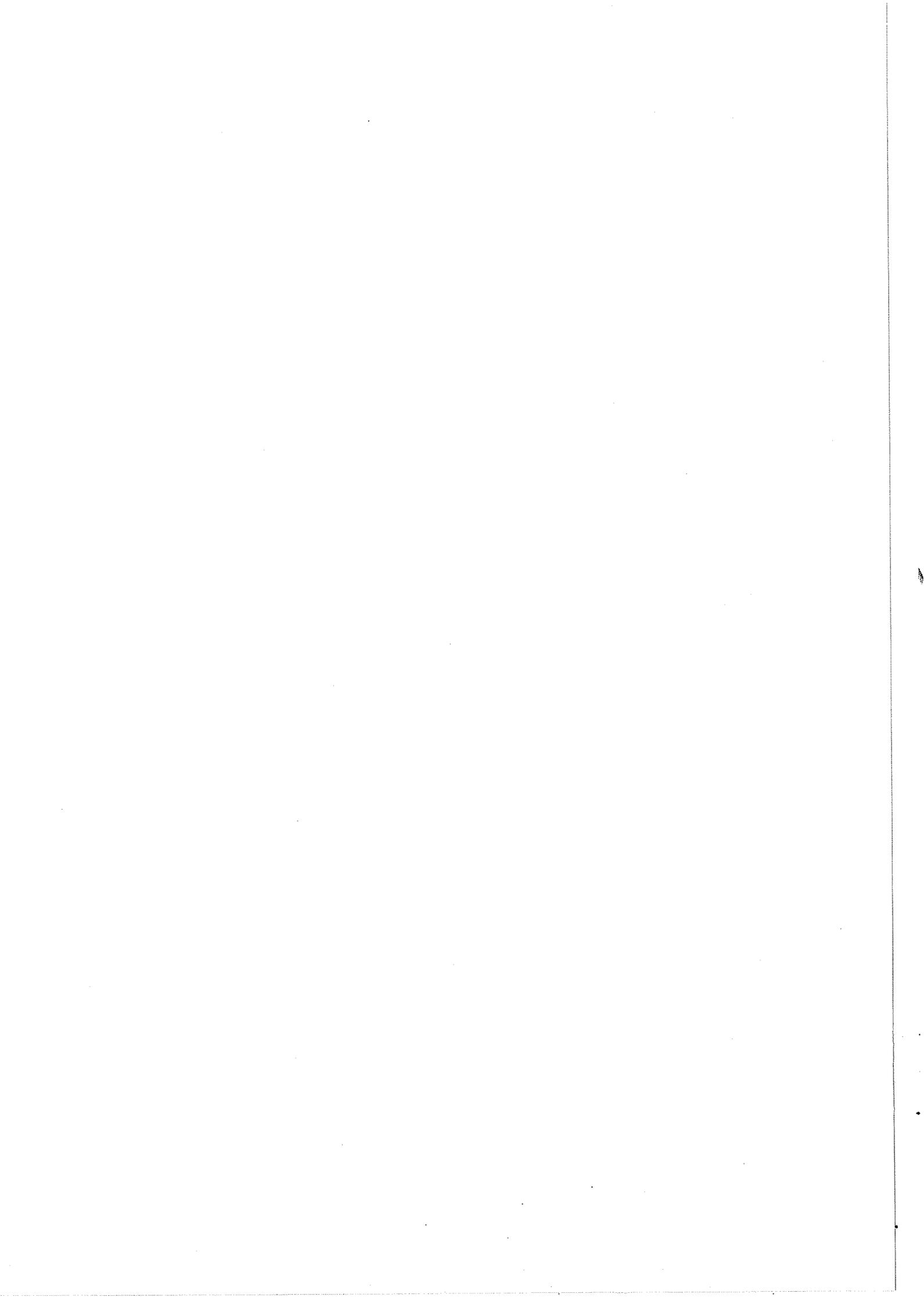
\sqrt{s} (GeV)	88.89	90.21	91.22	92.05	93.08	93.71	94.21	Total
\mathcal{L} (pb ⁻¹)	2.163	1.080	8.995	0.926	1.225	0.700	0.611	15.699
N_{obs}	25	22	206	28	62	28	29	400

Tableau 3.3: Nombre d'événements à photon unique observés après combinaison des résultats 90–91.

3.2.4 Discussion

Cette analyse nous a permis d'éliminer les bruits de fond non physiques, tels que les rayons cosmiques, les étincelles, les interactions faisceau-gaz, ... Mais les échantillons que nous avons sélectionnés à chaque énergie de balayage, incluent les contributions de tous les processus physiques, avec émission d'un photon qui respecte les critères que nous avons décrits. A notre signal $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$, s'ajoutent des bruits de fond physiques, dont les plus importants sont : $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\gamma$, $e^+e^- \rightarrow (\gamma\gamma)\gamma$, $e^+e^- \rightarrow (\mu^+\mu^-)\gamma$ et les processus de production de π^0 , η ou f_2 dans les collisions photon-photon.

Le chapitre suivant sera consacré à la description de ces processus, et l'évaluation de leurs contributions à partir de la simulation.



Chapitre 4

Simulation du signal et des différents bruits de fond



Simulation du signal et des différents bruits de fond

Nous nous proposons dans cette partie de décrire brièvement les programmes qui nous ont permis de simuler le signal et les bruits de fond physiques. Ces bruits peuvent provenir de tous les processus radiatifs capables de donner une signature “photon unique” dans le détecteur. Ensuite nous décrivons les méthodes de calcul des sections efficaces et des corrections radiatives qui sont prises en compte pour ces processus. Enfin, nous présenterons les résultats de l’analyse appliquée aux événements simulés.

4.1 Introduction

La simulation nécessite le passage par une chaîne de logiciels qui sont disponibles dans la bibliothèque informatique de la collaboration ALEPH. A l’issue de ce passage, les données simulées peuvent subir la même analyse que les données réelles.

Cette chaîne comprend :

- **KINGAL** : il sert à générer les événements dans les configurations cinématiques fixées par l’utilisateur. A chaque type de processus est attribué un programme appelé générateur, qui permet d’évaluer la section efficace dans le domaine cinématique considéré. La méthode de calcul des sections efficaces est commune à tous les générateurs, elle est basée sur la technique de Monte Carlo [36].
- **GALEPH** : il permet d’effectuer la simulation du détecteur ALEPH en reproduisant au mieux sa géométrie, ses performances et le comportement des particules dans les différents sous-détecteurs.
- **JULIA** : les événements sont reconstruits par ce logiciel à partir des données brutes fournies soit par le détecteur (cas des événements réels), soit par le logiciel GALEPH (cas des événements simulés). L’amélioration des différents algorithmes de reconstruction implique une évolution de ce logiciel JULIA au cours du temps : c’est pourquoi il faut veiller à appliquer la même version du programme de reconstruction, aux données réelles et simulées. Ainsi, l’efficacité de la sélection d’événements à photon unique aura le même sens et la comparaison sera alors possible.

- **ALPHA** : c'est un utilitaire dont l'environnement facilite l'analyse.

D'une façon générale, nous avons imposé des coupures au niveau de la génération (KINGAL), moins sévères que celles qui seront appliquées dans l'analyse des photons uniques, de telle façon que l'effet des zones mortes, des résolutions en énergie, en angle, de l'appareillage en général, soit complètement pris en compte par le logiciel GALEPH.

Au moins 10000 événements par énergie de balayage pour chaque processus ont été générés, afin de garder après l'analyse un nombre d'événements suffisant, pour pouvoir négliger l'erreur statistique provenant du Monte Carlo, par rapport à celles des données réelles.

L'ensemble des coupures appliquées au niveau de la génération des événements est le suivant :

- **Energie minimale du photon unique** : $E_\gamma \geq 0.5 \text{ GeV}$, au lieu de 1.5 GeV que nous demandons dans l'analyse (la résolution en énergie est de l'ordre de 15% à 1.5 GeV).
- **Angle minimal d'émission du photon** : $|\cos \theta_\gamma| \leq \cos 20^\circ$, au lieu de 30° que nous imposons au niveau de l'analyse. Ceci pour prendre en considération la résolution angulaire du détecteur et les effets de bords du "barrel" et des "end-caps" du ECAL. Notons que pour le processus Bhabha, nous n'avons pas voulu descendre en dessous de 25° pour des raisons d'économie de temps "CPU" (Central Process Unit), car le générateur (EEGG01) trouve des difficultés pour générer des photons proches des électrons dont l'angle véto a été fixé à 17° .
- **Angle véto maximal sur les traces chargées** (électrons ou muons) est $\theta_V = 17^\circ$. L'angle minimal de détection correspond à la limite inférieure du LCAL (40 mrad), mais nous tenons à reproduire dans la simulation les effets de bords du LCAL et du ECAL, ainsi que la zone inactive qui les sépare.

Les résultats que nous présenterons dans ce chapitre, ont été obtenus en prenant les valeurs des paramètres du Modèle Standard qui correspondent aux dernières mesures d'ALEPH. Les paramètres d'entrée des générateurs que nous avons manipulés sont :

- Masse du Z^0 : $M_Z = 91.182 \text{ GeV}$ [5].
- Constante de couplage fort : $\alpha_s = 0.121$ [37].
- Masse du top : $M_t = 170 \text{ GeV}$. [5].
- Masse du HIGGS : $M_H = 200 \text{ GeV}$ [5].
- Masse des leptons lourds : $M_{\text{Heavy}} = 100 \text{ GeV}$ (ce sont les leptons appartenant à d'éventuelles familles supérieures).

Nous précisons que plus les valeurs de ces trois derniers paramètres (M_t , M_H et M_{Heavy}), sont grandes, moins ils auront de l'influence sur les corrections radiatives.

4.2 Etude du signal : $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$

4.2.1 Généralités

Nous avons travaillé sur un générateur qui a été élaboré par M. MARTINEZ et C. MANA en collaboration avec F.A. BERENDS et G.J.H. BURGERS en 1986 [38], puis il a été modifié par R. MIQUEL en 1989 [27] qui a introduit la méthode de calcul par l'exponentiation inductive.

Ce programme porte le nom de NNGG03 dans la bibliothèque de KINGAL. Il est capable de générer deux types d'événements : $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ et $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$, pour toute valeur entière de N_ν . Notre choix s'est fixé sur $N_\nu = 3$ pour voir de combien notre mesure à partir des vraies données s'écarte de cette valeur (qui est la plus probable d'après les derniers résultats publiés, que nous avons présentés au premier chapitre).

Nous remarquons que dans le cas où le deuxième photon réel est émis avec une énergie et suivant une direction permettant sa détection, l'événement ne peut être associé à un photon unique, mais il existe des configurations cinématiques où seul le premier photon est perçu par le détecteur. Par exemple :

- Lorsque le deuxième photon est émis à un angle inférieur à l'angle limite de détection.
- Ou encore l'énergie du deuxième photon est inférieure au seuil de détection.
- Enfin, le cas où les deux photons sont émis dans un cône dont l'angle d'ouverture est inférieur au pouvoir séparateur du détecteur, de telle sorte que la somme de leur énergie soit supérieure au seuil.

Dans l'échantillon d'événements que nous avons généré ; nous demandons que le premier photon (unique) soit émis dans un domaine permis par l'acceptance du détecteur, alors que le second photon s'il existe, est émis dans tout l'espace de phase.

A partir des paramètres d'entrée, ce générateur calcule la largeur totale de désintégration du Z^0 et la valeur de $\sin^2 \theta_W$. Avec les paramètres précédemment choisis, nous obtenons :

- Largeur totale du Z^0 : $\Gamma_{Z^0} = 2.356$ GeV.
- $\sin^2 \theta_W = 0.223$, où θ_W est l'angle du mélange électrofaible.

Une courte description du processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ au premier ordre a déjà été abordée au premier chapitre ; nous avons montré que les diagrammes d'échange du Z^0 dans la voie s sont dominants par rapport aux diagrammes d'échange du W dans la voie t aux énergies envisagées. Seuls ces diagrammes sont pris en compte dans le calcul des corrections radiatives d'ordres supérieurs.

Les calculs détaillés de ces corrections font l'objet de plusieurs références ([39], [40], [41]), nous nous contenterons de citer les types de corrections et les diagrammes correspondants, qui sont tenus en compte dans ce programme (NNGG03).

Nous distinguons deux types de corrections : les corrections faibles et les corrections QED.

4.2.2 Les corrections faibles

Ce sont les corrections non photoniques qui sont introduites dans tous les calculs des corrections radiatives qui suivent. Nous pouvons les classer en deux catégories :

a) Les corrections directes

Ce sont des corrections faibles qui dépendent de la nature du processus étudié ($\nu\bar{\nu}\gamma$). Elles sont introduites via le modèle étoilé [41].

b) Les corrections obliques

Ce sont les corrections standards de renormalisation du propagateur du Z^0 ; elles sont indépendantes du type de processus. Dans les conditions de notre étude, les calculs montrent qu'elles sont dominantes par rapport aux précédentes [41]. Les diagrammes contribuant à ces corrections sont de la forme :

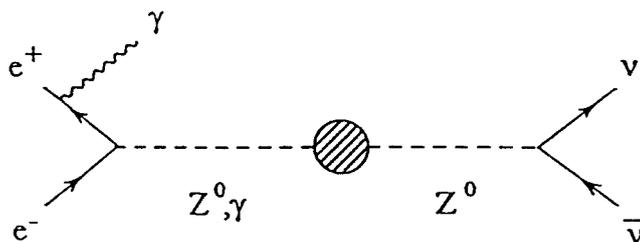


Figure 4.1: Diagramme de corrections du propagateur du Z^0 .

L'effet de l'ensemble de ces corrections faibles, est de diminuer la section efficace totale d'environ 2% au voisinage de la résonance du Z^0 et de 3% au delà [27].

4.2.3 Corrections QED à l'ordre d'une boucle

Il existe deux types de corrections photoniques : l'émission d'un photon virtuel suivie d'une réabsorption, et la radiation d'un photon réel nommée "bremsstrahlung".

Dans le calcul de la section efficace corrigée, il apparaît deux types de divergences : une divergence négative dans la partie virtuelle de la section efficace, et une divergence positive ou divergence infrarouge (IR) dans la partie réelle de la section efficace. Cette dernière divergence est liée au spectre en énergie du photon ($\int_0^x \frac{1}{x} dx$), qui diverge lorsque l'énergie du photon tend vers zéro (x désigne la fraction en énergie du photon par rapport à l'énergie totale).

Pour contourner ces problèmes de divergence, on associe aux photons virtuels et aux photons réels de faible énergie une masse fictive notée λ , on définit aussi une coupure purement technique x_0 qui permet de séparer les photons de basse énergie ($x < x_0$) appelés photons mous ("soft"), des photons d'énergie supérieure à x_0 appelés photons durs ("hard"), alors $\int_{x_0}^x \frac{1}{x} dx$ converge. Le choix de x_0 est arbitraire, mais sa valeur doit être suffisamment faible ($<$ seuil de détection), sans pour autant rendre les corrections virtuelles-molles larges et négatives.

La dépendance en λ est levée en combinant les corrections virtuelles et molles ; quant à la dépendance en x_0 , elle doit disparaître quand on ajoute la contribution de l'émission d'un photon dur à l'ensemble des corrections.

a) Corrections virtuelles

Les diagrammes correspondants sont indiqués ci-dessous :

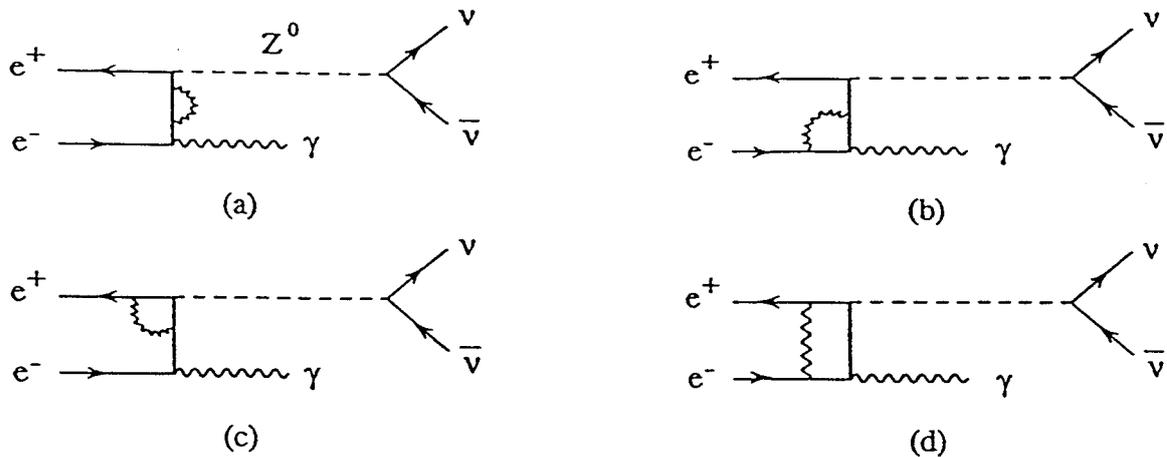


Figure 4.2: Corrections radiatives virtuelles.

- (a) : corrections de masse.
- (b) et (c) : corrections de vertex.
- (d) : Diagramme en boîte.

Il existe un autre diagramme à l'ordre d'une boucle appelé diagramme en triangle (Figure 4.3), mais sa contribution aux calculs est négligeable [28].

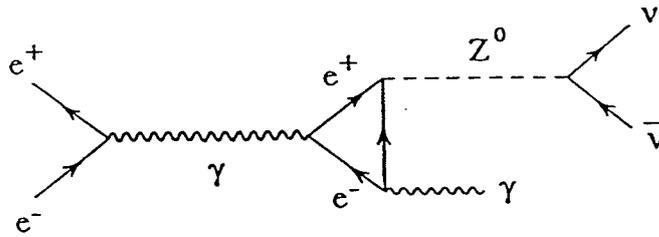


Figure 4.3: Diagramme en triangle.

Les corrections virtuelles totales s'obtiennent en sommant sur les corrections apportées par chacun des diagrammes de la figure 4.2 ; d'où :

$$\delta^{\text{CV}}(x) = \delta^{\text{CM}}(x) + \delta^{\text{VTX}}(x) + \delta^{\text{BTE}}(x)$$

- δ^{CV} : corrections virtuelles totales.
- δ^{CM} : corrections de masse.
- δ^{VTX} : corrections de vertex.
- δ^{BTE} : corrections du diagramme en boîte.

b) Corrections molles

Nous distinguons trois diagrammes :

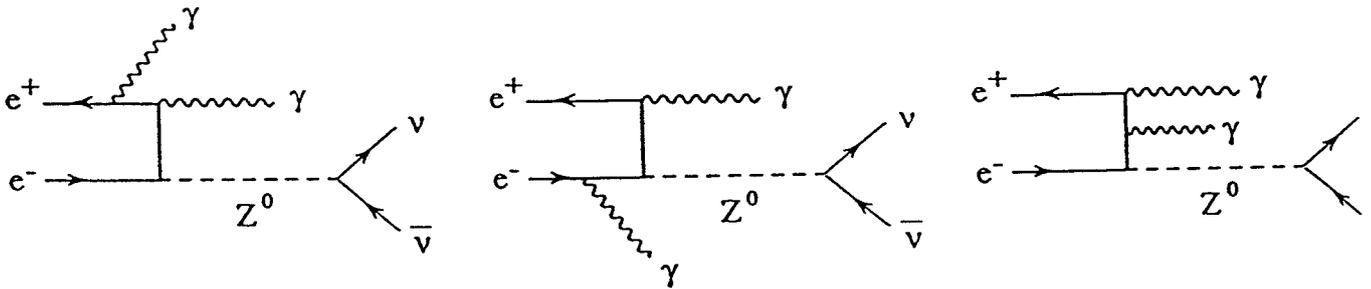


Figure 4.4: Diagrammes contribuant aux corrections photon-mou.

Le dernier diagramme n'est pas inclus car le photon est émis par une ligne interne, et sa contribution n'est pas affectée d'une divergence infrarouge [41].

c) Corrections dures

Les diagrammes contribuant à ces corrections sont identiques à ceux correspondant aux corrections molles (Figure 4.4), sauf que dans ce cas le deuxième photon possède une énergie ($x \geq x_0$) qui permet sa détection dans l'état final.

4.2.4 Expression de la section efficace corrigée au premier ordre

La différence entre photon mou et photon dur, conduit à exprimer la section efficace totale de la manière suivante :

Les corrections virtuelles et molles sont regroupées sous forme d'un facteur de la section efficace à l'ordre le plus bas ; leur calcul est obtenu par intégration dans tout l'espace de phase, car ce type de photons n'influence pas sur la cinématique de la réaction. Par contre, les corrections dures modifient la cinématique, leur contribution est obtenue par intégration dans une région cinématique limitée. D'où :

$$\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)} = \sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma} (1 + \delta^{\text{VS}}) + \sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma\gamma}$$

- $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma(\gamma)}$ = Section efficace totale corrigée au premier ordre.
- $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}$ = Section efficace à l'ordre le plus bas.
- δ^{VS} = Corrections virtuelles-molles.
- $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma\gamma}$ = Contribution de la section efficace dure.

4.2.5 Corrections d'ordres supérieurs

Aux énergies actuelles du LEP, les corrections à l'ordre d'une boucle sont insuffisantes pour atteindre la précision demandée (1%), d'où la nécessité de passer aux corrections d'ordres supérieurs avec l'émission de n photons mous ($n \geq 2$). Pour évaluer ces corrections, on fait appel à la méthode d'exponentiation inductive ([27], [41]). La démarche du calcul par cette méthode est la suivante :

La section efficace corrigée à l'ordre supérieur (deuxième ordre) s'écrit :

$$\sigma_2(s) = \sigma_1(s) (1 + \delta_1 + \beta \ln x_0) + \int_{x_0}^1 \beta \left(\frac{1}{x} - 1 + \frac{x}{2} \right) dx$$

Si on considère le troisième ordre :

$$\begin{aligned} \sigma_3(s) &= \underbrace{\sigma_1(s) \left[1 + \delta_1 + \delta_2 + \beta \ln x_0 + \delta_1 \beta \ln x_0 + \frac{1}{x} \beta^2 \ln^2 x_0 \right]}_{T_1} \\ &+ \underbrace{\int_{x_0}^1 \sigma_1(s') \beta \left(\frac{1}{x} - 1 + \frac{x}{2} (1 + \delta_1 \beta \ln x) + \delta_2^{\text{H}} \right) dx}_{T_2} \\ &= T_1 + T_2 \end{aligned}$$

où

$\sqrt{s'} = \sqrt{s} (1 - x)$ est l'énergie réduite dans le centre de masse après émission d'un photon réel.

$$\beta = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{s}{m_e^2} - 1 \right). \quad (\text{Aux énergies du LEP [27] : } \beta \simeq 0.11).$$

$$\delta_1 = \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{3}{2} \ln \frac{s}{m_e^2} + \frac{\pi^2}{3} - 2 \right) = \frac{3}{4} \beta + \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2} \right).$$

δ_2 représente les corrections indépendantes de x_0 , et δ_2^H les corrections non dominantes du bremsstrahlung dur.

Le premier terme T_1 proportionnel à la section efficace corrigée au premier ordre ($\sigma_1(s)$), correspond à la section efficace virtuelle-molle qui peut encore se mettre sous la forme :

$$\sigma^{\text{VS}} = \sigma_1(s) \underbrace{\left(1 + \beta \ln x_0 + \frac{1}{2} \beta^2 \ln^2 x_0 + \dots\right)}_{(1 + \delta_1 + \delta_2)}$$

En utilisant les règles du développement limité de la fonction exponentielle :

$$\sigma^{\text{VS}} = \sigma_1(s) (1 + \delta_1 + \delta_2) \underbrace{e^{\beta \ln x_0}}_{x_0^\beta} = \sigma_1(s) (1 + \delta_1 + \delta_2) x_0^\beta$$

Le deuxième terme T_2 sous forme d'intégrale correspond à la section efficace dure. Cette méthode rapporte beaucoup d'avantages :

- Elle permet de prendre en compte les corrections virtuelles et molles à tous les ordres, ce qui permet d'améliorer la précision à moins de 1%.
- La valeur de la coupure x_0 peut être aussi faible qu'on veut (on peut même se placer au cas extrême $x_0 = 0$), sans provoquer une divergence négative au niveau des corrections virtuelles-molles.

4.2.6 Effets des corrections radiatives

Les calculs théoriques effectués par des auteurs ([27], [41]), montrent que l'effet des corrections radiatives à l'ordre d'une boucle (le premier ordre), est de diminuer la section efficace au voisinage de la résonance de plus de 20% : l'émission d'un photon dur réduit l'énergie dans le centre de masse, et provoque le déplacement et l'élargissement du pic de la résonance. Pourtant, en introduisant les corrections d'ordres supérieurs, l'influence n'est plus la même : à la masse du Z^0 , les corrections QED sont dominantes par rapport aux corrections faibles en corrigeant la section efficace à l'ordre d'une boucle d'un facteur positif de l'ordre de 3.6% ; mais au-dessus de M_Z , ces deux dernières corrections s'opposent pour donner une contribution totale quasiment nulle (0.1%) ; puis dès que le maximum de la résonance est atteint, les deux types de corrections QED et faibles varient dans le même sens en réduisant la section efficace d'environ -4.4%.

Pour établir une comparaison entre l'ordre le plus bas et les ordres supérieurs dans les conditions où nous avons travaillé, nous avons réalisé une étude à l'aide du générateur NNGG03.

D'abord, nous avons effectué le calcul de la section efficace pour plusieurs énergies dans le centre de masse à l'ordre le plus bas, et celle corrigée aux ordres supérieurs, y compris les corrections faibles qui sont introduites via le modèle étoilé. Les résultats sont compilés sur les tableaux 4.1, 4.2. L'ajustement des courbes aux points obtenus, conduit aux courbes de la figure 4.5, où nous portons les deux résultats sur la même échelle pour pouvoir comparer. Nous pouvons en conclure que :

- Effectivement, les corrections radiatives ont pour effet de diminuer la section efficace à l'ordre le plus bas, surtout à la résonance (28%). Cet effet s'affaiblit au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la résonance.
- Les corrections radiatives sont indépendantes de la direction du photon, car leur effet est le même quelque soit le domaine angulaire du photon unique (Tableau 4.1 : $|\cos \theta_\gamma| \leq \cos 20^\circ$, Tableau 4.2 : $|\cos \theta_\gamma| \leq \cos 35^\circ$).

\sqrt{s} (GeV)	88.5	89.5	90.25	91.25	92	93	93.75	96.
σ_0 (pb)	28.68	49.41	82.00	180.30	273.96	281.06	239.75	144.86
$\sigma_{\text{corrigée}}$ (pb)	22.92	38.63	62.43	130.73	196.08	215.98	196.90	136.78
δ_c (%)	20%	22%	24%	27%	28%	23%	17%	6%

Tableau 4.1: Effets des corrections radiatives d'ordres supérieurs sur la section efficace $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}$ à l'ordre le plus bas ($|\cos \theta_\gamma| \leq 20^\circ$).

\sqrt{s} (GeV)	88.5	89.5	90.25	91.25	92	93	93.75	96.
σ_0 (pb)	19.07	32.85	54.52	119.94	182.27	186.87	159.48	96.60
$\sigma_{\text{corrigée}}$ (pb)	15.30	25.77	41.61	87.13	130.78	144.14	131.58	91.24
δ_c (%)	20%	21%	24%	27%	28%	23%	17%	5%

Tableau 4.2: Effets des corrections radiatives d'ordres supérieurs sur la section efficace $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}$ à l'ordre le plus bas. ($|\cos \theta_\gamma| \leq 35^\circ$).

Avec

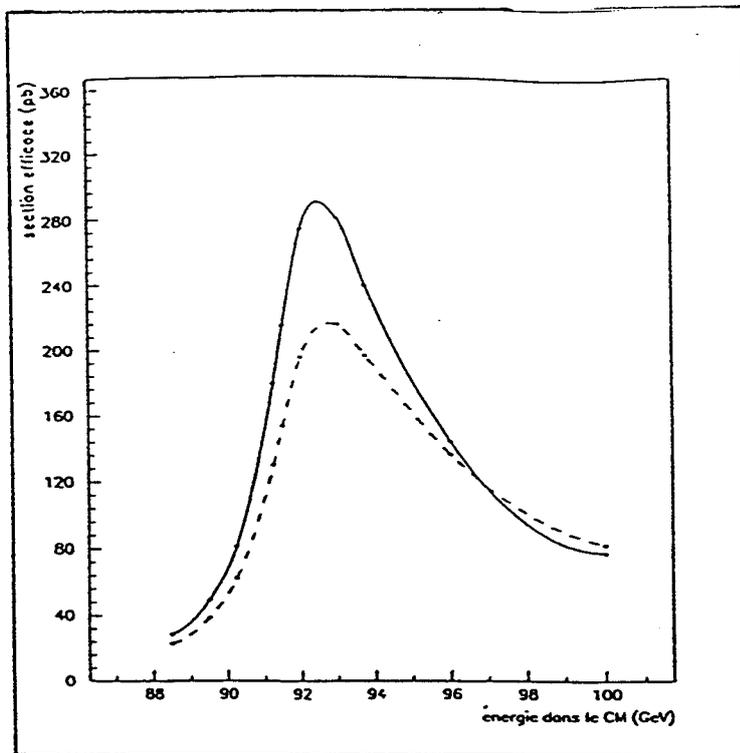
$$N_\nu = 3$$

$$E_\gamma \geq 0.5 \text{ GeV}$$

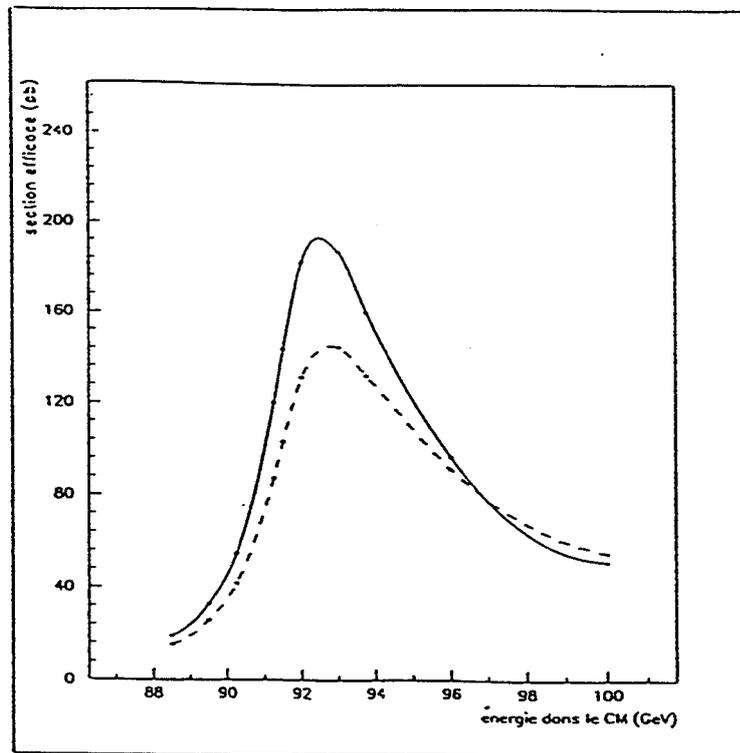
σ_0 : section efficace à l'ordre le plus bas.

$\sigma_{\text{corrigée}}$: section efficace corrigée aux ordres supérieurs.

$$\delta_c : \text{effet relatif des corrections supérieures} \left(\delta_c = \frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\sigma_0 - \sigma_{\text{corrigée}}}{\sigma_0} \right)$$



(a)



(b)

— : Section efficace à l'ordre le plus bas (pb)

- - - : Section efficace corrigée (pb)

Figure 4.5: Effets des corrections radiatives supérieures sur la section efficace à l'ordre le plus bas pour deux couvertures angulaires différentes : $|\cos \theta_\gamma| \leq \cos 20^\circ$ (a) et $|\cos \theta_\gamma| \leq \cos 35^\circ$ (b).

Par ailleurs, nous avons aussi examiné l'effet des corrections radiatives pour deux énergies différentes dans le centre de masse ($\sqrt{s} = 91.25$ GeV et 100 GeV) :

- Sur la distribution en énergie du photon isolé (Figure 4.6).
- Sur la distribution en impulsion transverse (Figure 4.7).
- Sur la distribution angulaire (Figure 4.8).

Nous constatons que les corrections radiatives d'ordres supérieurs n'ont pas d'influence sur la forme de la distribution angulaire ; par contre, leur effet est considérable sur la forme du spectre en énergie et l'impulsion transverse du photon isolé surtout à grande énergie (loin de la masse du Z^0).

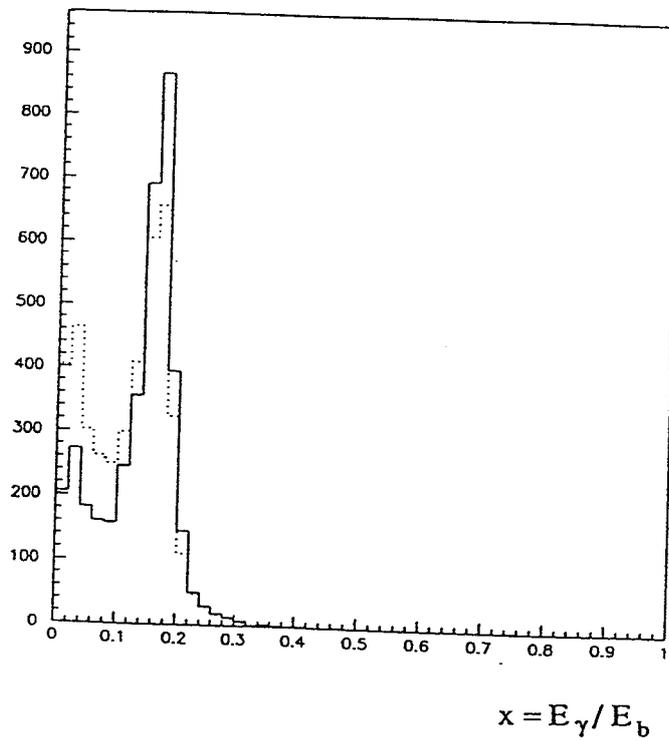
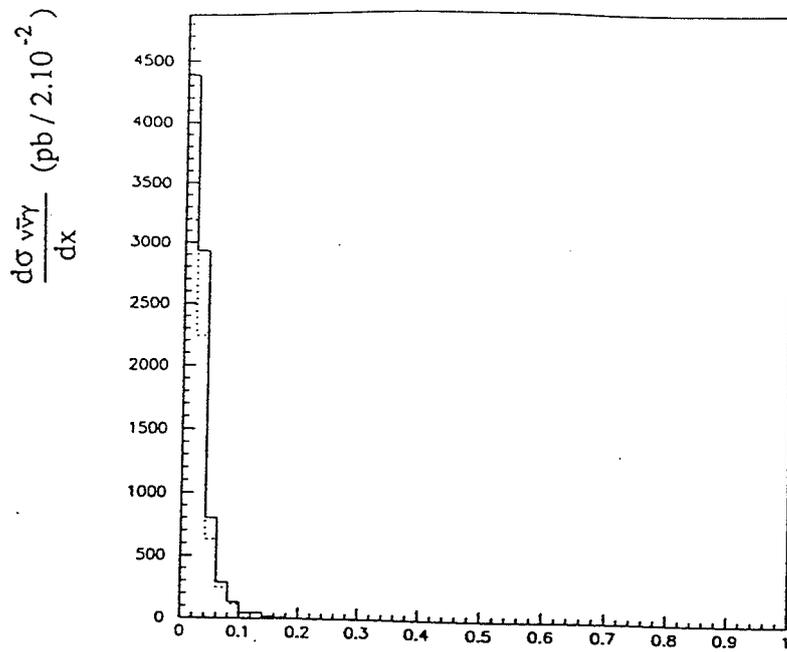
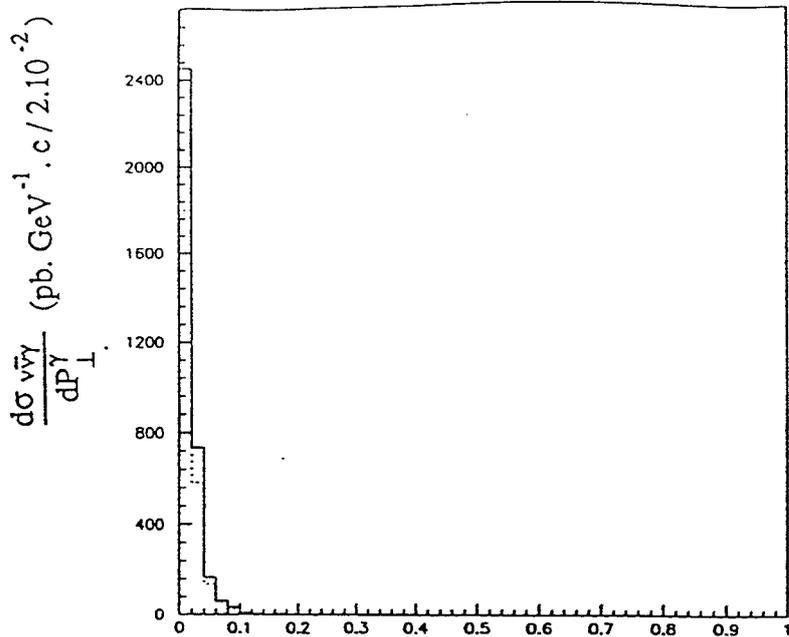
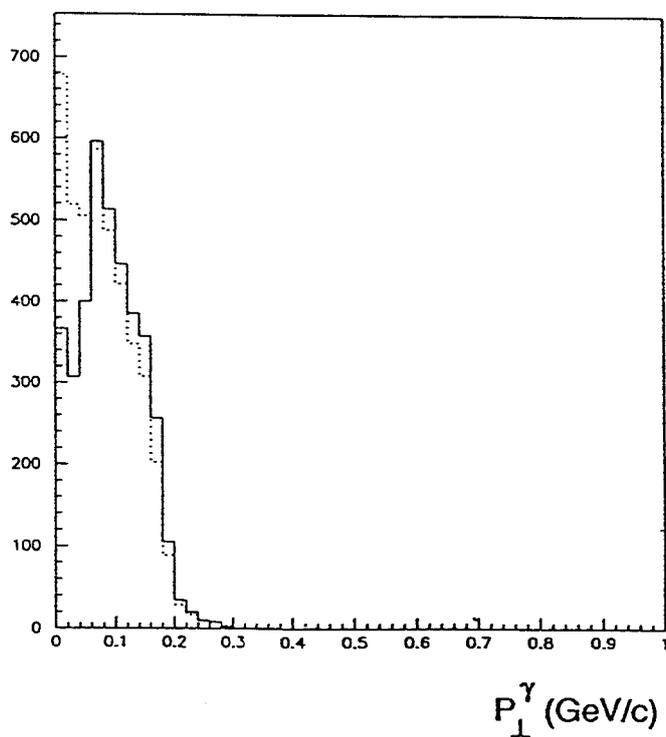


Figure 4.6: Effets des corrections radiatives sur les spectre en énergie du photon pour $\sqrt{s} = 91.25$ GeV (a) et $\sqrt{s} = 100$ GeV (b).

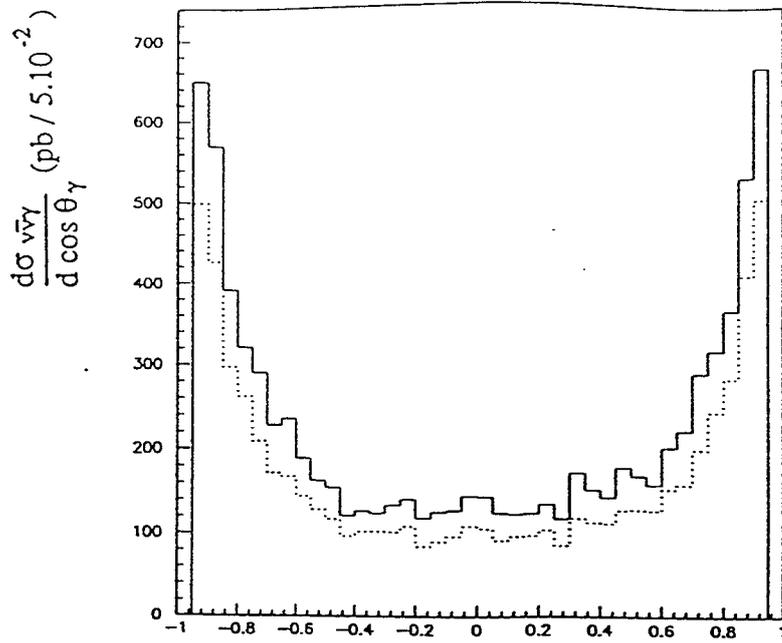


(a)

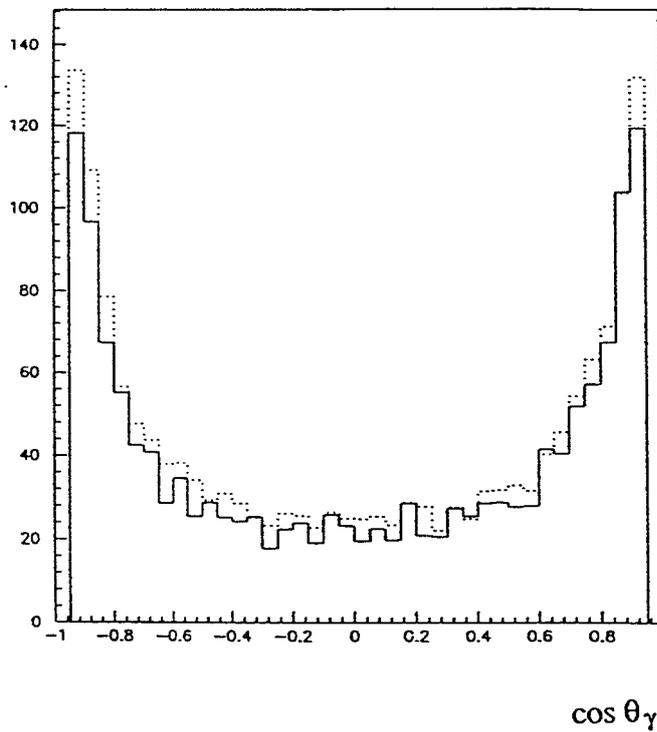


(b)

Figure 4.7: Effets des corrections radiatives sur l'impulsion transverse du photon pour $\sqrt{s} = 91.25$ GeV (a) et $\sqrt{s} = 100$ GeV (b).



(a)



(b)

Figure 4.8: Effets des corrections radiatives sur la distribution angulaire du photon pour $\sqrt{s} = 91.25$ GeV (a) et $\sqrt{s} = 100$ GeV (b).

4.2.7 Etude cinématique du deuxième photon pour le processus $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma\gamma$

a) Distribution en énergie

Nous montrons sur la figure 4.9 que le spectre en énergie du second photon suit les mêmes variations (en $1/E_\gamma$) que celui du premier photon. De même nous voyons que le maximum de la section efficace qui correspond à un retour radiatif au Z^0 , commence à apparaître à partir de 96 GeV au niveau du spectre en énergie de ce deuxième photon.

b) Distribution angulaire

L'étude de la distribution angulaire du deuxième photon sur la figure 4.10, prouve qu'il est surtout émis à tout petits angles à proximité de la ligne de vol du faisceau, indépendamment de l'énergie dans le centre de masse, car ce photon ne peut être rayonné que par une ligne entrante.

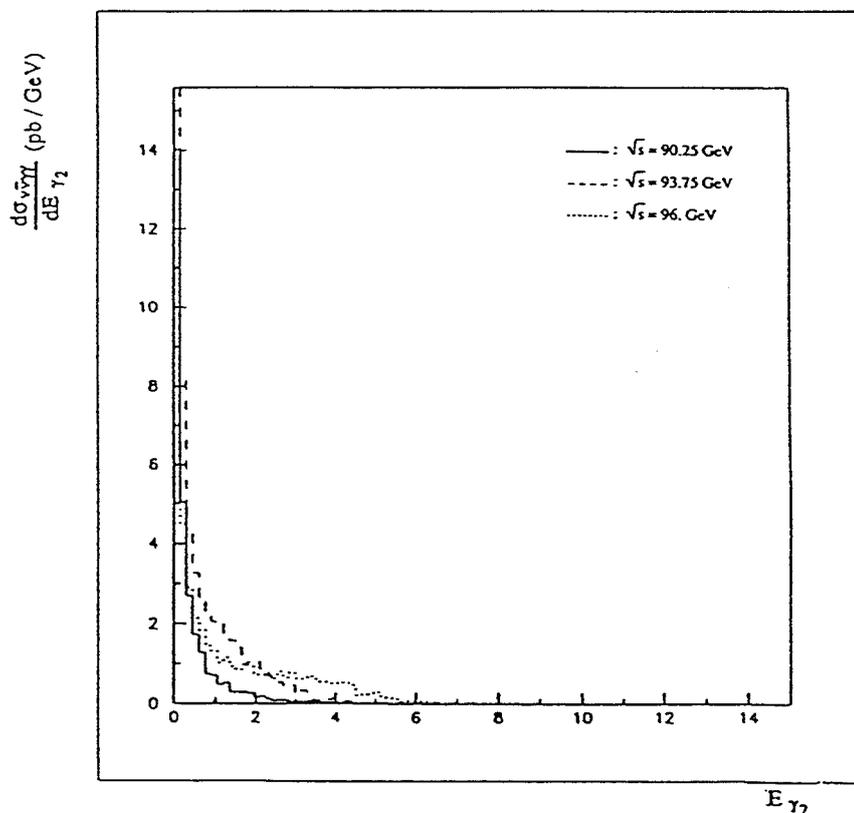


Figure 4.9: Spectre en énergie du deuxième photon pour le processus $\nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ ($|\cos\theta_{\gamma Z}| \leq 1$).

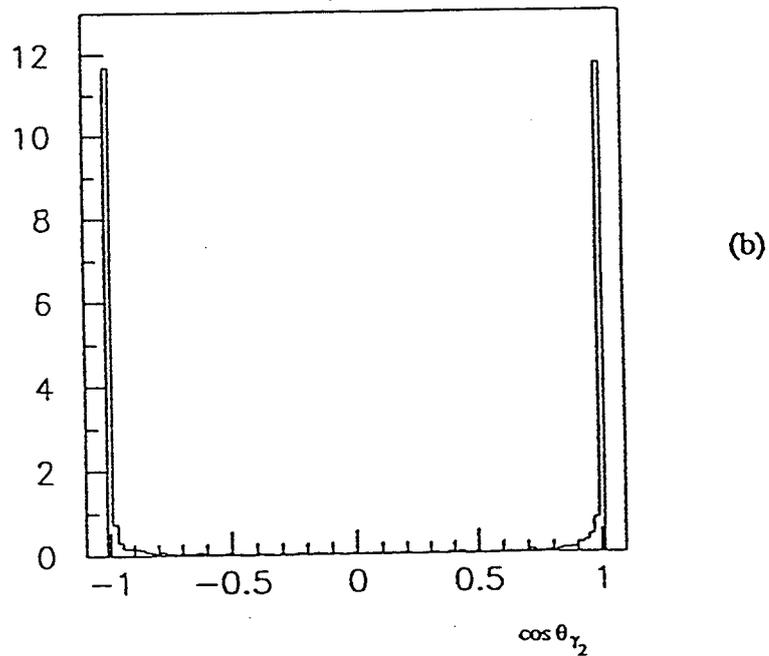
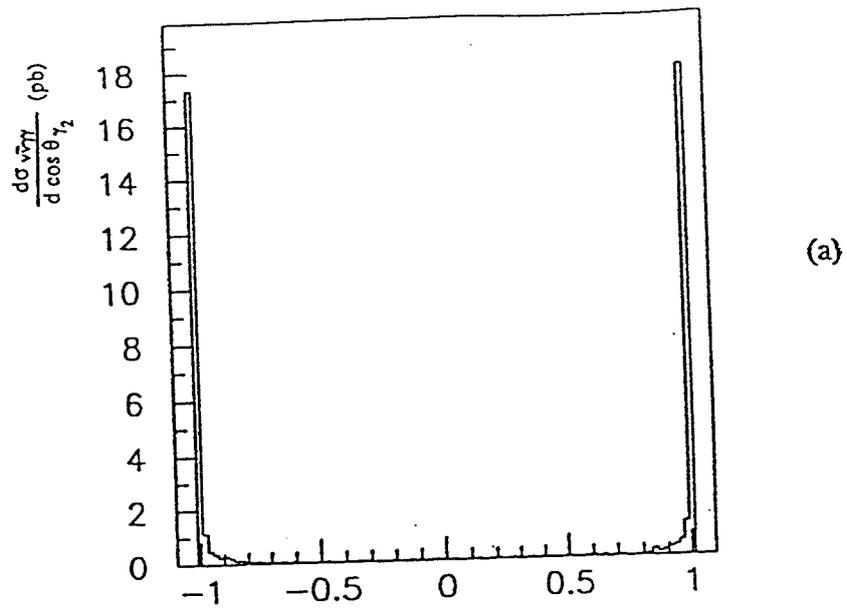


Figure 4.10: Distribution angulaire du second photon pour le processus $\nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ à deux énergies dans le centre de masse : $\sqrt{s} = 91.25$ GeV (a) et $\sqrt{s} = 96$ GeV (b).

4.3 Les Bhabhas radiatifs : $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\gamma$

Nous avons disposé du générateur EEGG01 réalisé par D. KARLEN [42], pour effectuer la simulation des événements Bhabhas radiatifs à petits angles, où un seul photon est émis dans l'acceptance de l'appareillage, tandis que les électrons échappent à la détection pour partir dans le tube à vide ou une zone morte du détecteur, en particulier celle séparant le ECAL du LCAL. Ce processus constitue le bruit de fond prépondérant de notre signal donné par la réaction $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$.

4.3.1 Etude du processus à 2 électrons

On considère d'abord la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ qui est décrite par les diagrammes suivants :

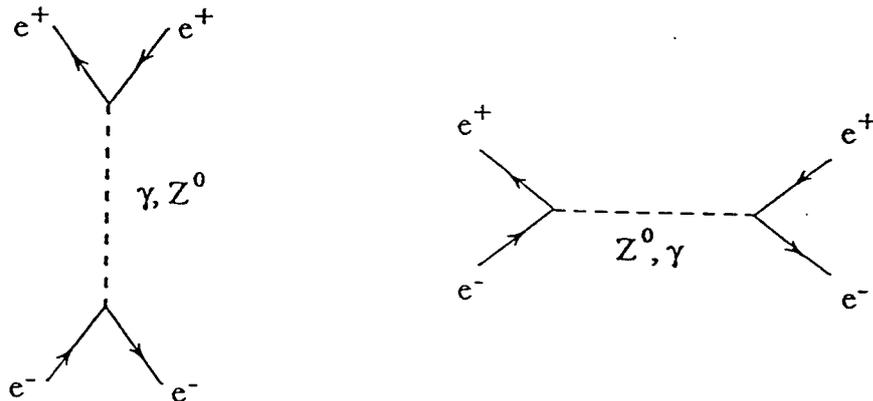


Figure 4.11: Diagrammes contribuant au processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

L'échange du photon est dominant dans le canal t , alors que dans le canal s il y a surtout échange du Z^0 .

4.3.2 Corrections virtuelles du processus à 2 électrons

Nous distinguons 16 diagrammes qui correspondent aux corrections de masse de l'électron (a_i), les corrections au niveau du vertex (b_i) et les diagrammes en boîte (c_i), soient :

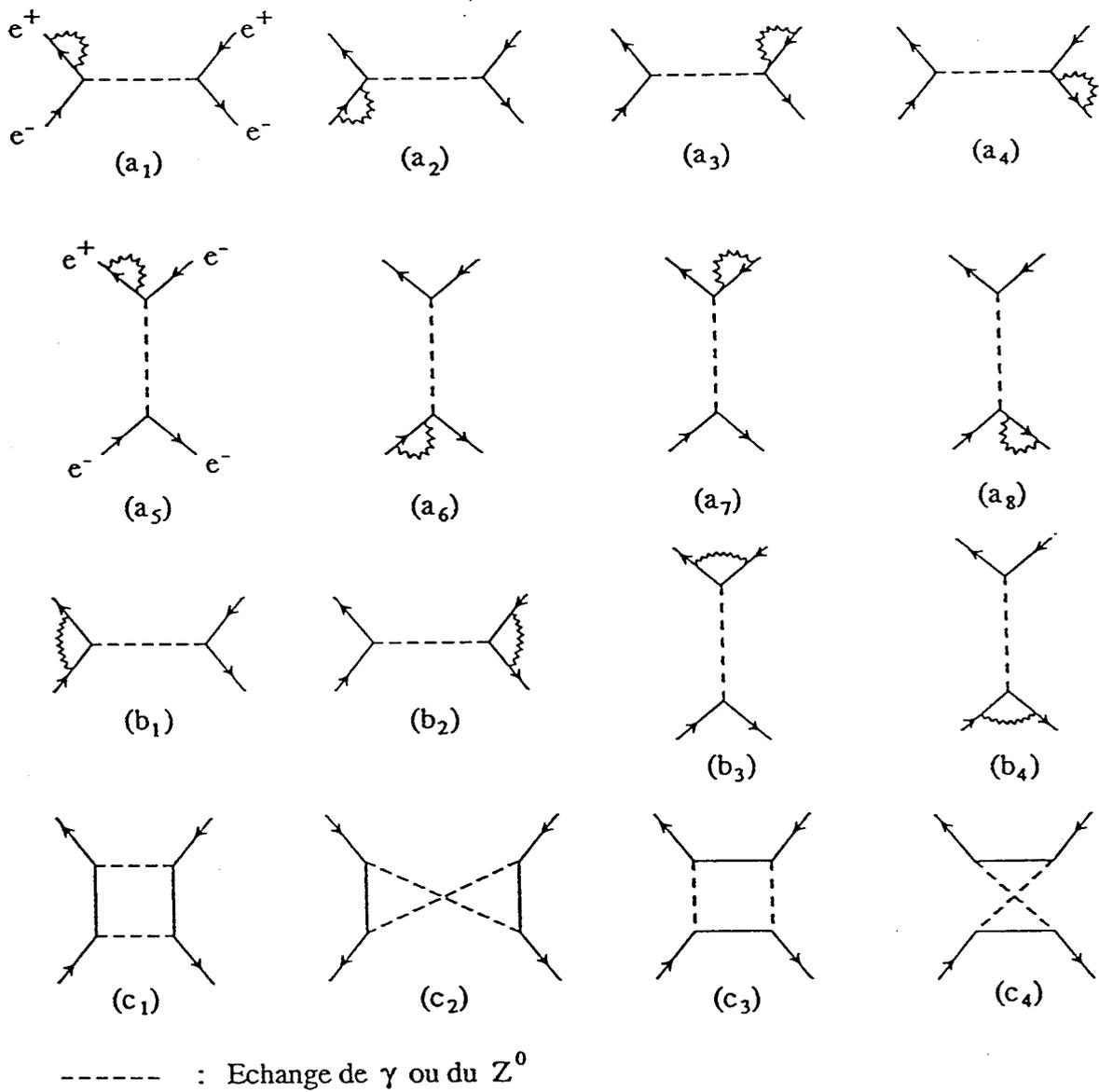


Figure 4.12: Corrections virtuelles associées au processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

4.3.3 Etude de $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$

Le processus Bhabha radiatif est décrit par 16 diagrammes qui constituent les corrections bremsstrahlung (mou ou dur) vis à vis du processus à 2 électrons. Nous avons :

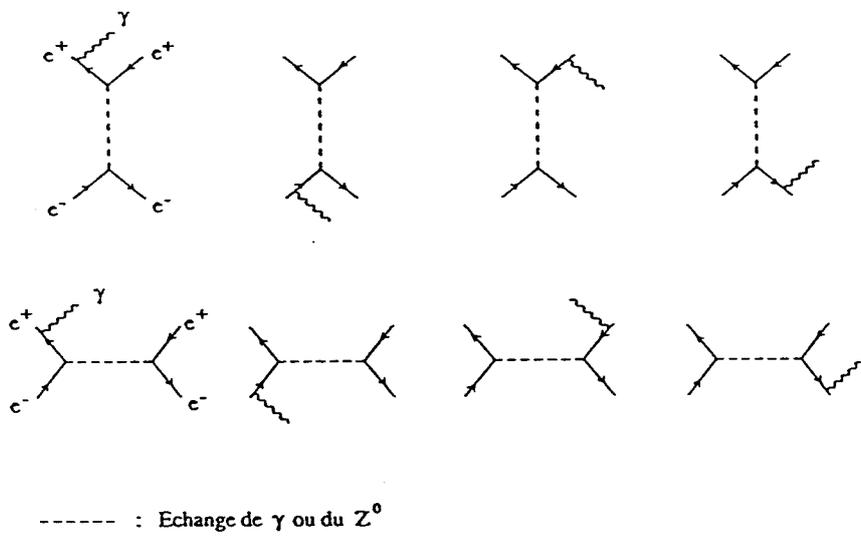


Figure 4.13: Diagrammes contribuant au processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$.

Nous pouvons remarquer que pour ce processus, le photon peut être émis soit dans l'état initial, soit dans l'état final.

4.3.4 Expression de la section efficace au premier ordre

Il s'agit de calculer les corrections radiatives au processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ en se limitant au premier ordre, c'est-à-dire évaluer la contribution du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ à la section efficace totale.

La méthode de calcul utilisée ici, est identique à celle utilisée pour obtenir les corrections radiatives à l'ordre immédiatement supérieur au processus $\nu\bar{\nu}\gamma$. Cette méthode a été décrite en 1.3. On considère que l'ordre le plus bas est la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

L'expression globale de la section efficace au premier ordre est la suivante :

$$\sigma_{e^+e^-(\gamma)} = \sigma_{e^+e^-} (1 + \delta^{VS}) + \sigma_{e^+e^-\gamma}$$

Avec :

$\sigma_{e^+e^-}$: la section efficace de diffusion Bhabha à l'ordre le plus bas.

δ^{VS} : les corrections virtuelles molles par rapport à l'ordre zéro ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$).

$\sigma_{e^+e^-\gamma}$: la section efficace avec émission d'un photon dur.

$\sigma_{e^+e^-(\gamma)}$: section efficace totale au premier ordre.

Seule la section efficace $\sigma_{e^+e^-\gamma}$ contribue à la configuration d'un photon dur dans l'état final.

Dans ce générateur, la méthode d'exponentiation n'a pas été utilisée ; cela signifie que la valeur de la coupure photon mou-photon dur (x_0), ne peut pas être nulle. Nous avons retenu la valeur 10^{-2} , pour permettre la génération de photons durs dont l'énergie sera supérieure à 500 MeV, valeur minimale du photon que nous nous sommes fixés dans tous les générateurs.

Ce générateur n'a pas permis de prendre en compte les corrections d'ordres supérieurs, en particulier l'émission de photons durs supplémentaires.

4.3.5 Comportement de la section efficace

Dans la zone cinématique envisagée (électrons à petits angles) le canal t avec l'échange d'un photon est largement dominant. La section efficace suit les lois de la QED et varie en $1/s$ comme le montre la figure 4.14, contrairement au signal ($\nu\bar{\nu}\gamma$) qui n'est sensible qu'à l'interaction faible, car il est dominé par les diagrammes d'échange du Z^0 dans le canal s .

En comparant la section efficace du signal à celle du bruit Bhabha seulement dans la partie "barrel" du ECAL, où les petits angles sont exclus, nous constatons que le signal dépasse les Bhabhas dans toute la gamme en énergie comprise entre 92 et 94 GeV ; ce résultat est illustré par la figure 4.15. Par contre, quand nous introduisons aussi les parties "end-caps" du ECAL (figure 4.14), il est évident que les Bhabhas sont largement dominants par rapport au signal à toutes les énergies.

Ce résultat reflète d'un côté le caractère résonnant de la section efficace signal au voisinage de la masse du Z^0 qui est commun à tous les processus faibles ; de l'autre côté, il met en évidence le comportement cinématique des photons provenant des événements Bhabhas radiatifs qui sont émis surtout à petits angles, d'où la majeure partie de la section efficace est contenue dans un domaine de faible ouverture angulaire. Cette dernière propriété est commune à tous les processus gouvernés par la QED ; elle est confirmée par la figure 4.16.a qui représente la distribution angulaire du photon unique pour les Bhabhas.

La figure 4.16.b montre le spectre en énergie du photon unique provenant des Bhabhas qui varie en $\frac{1}{E_\gamma}$.

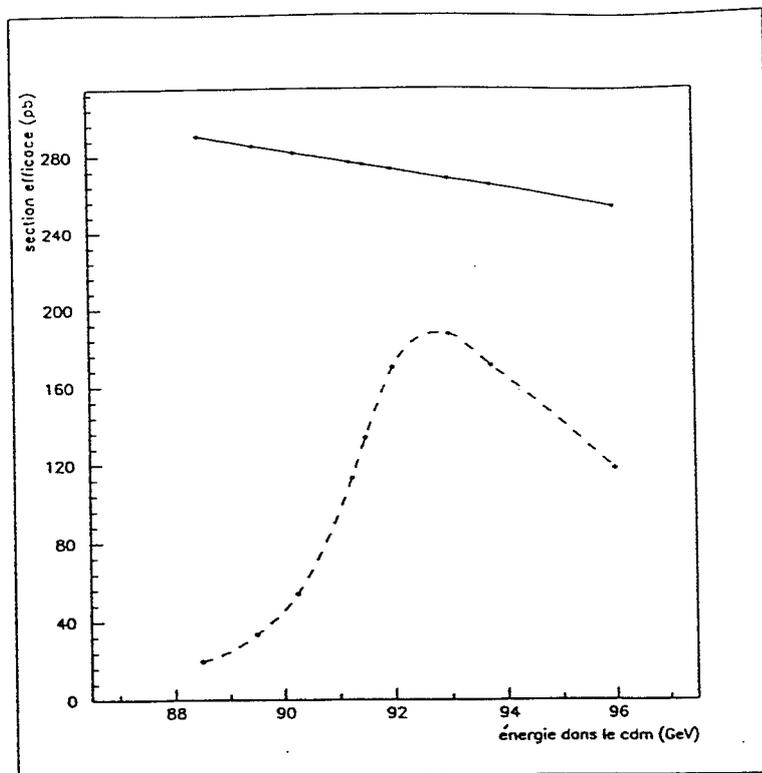


Figure 4.14: Comparaison de la section efficace Bhabha à la section efficace signal pour $|\cos \theta_\gamma| \leq \cos 20^\circ$, $E_\gamma \geq 0.5$ GeV et $\sqrt{s} = 91.25$ GeV.

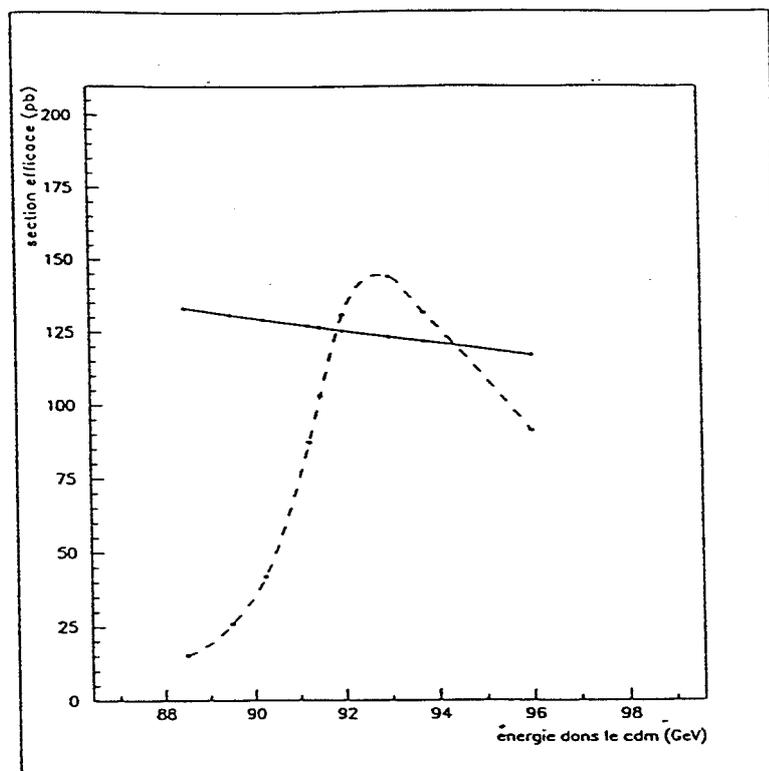


Figure 4.15: Comparaison de la section efficace Bhabha à la section efficace signal ($\nu\bar{\nu}\gamma$) pour $|\cos \theta_\gamma| \leq \cos 35^\circ$, $E_\gamma \geq 0.5$ GeV et $\sqrt{s} = 91.25$ GeV.

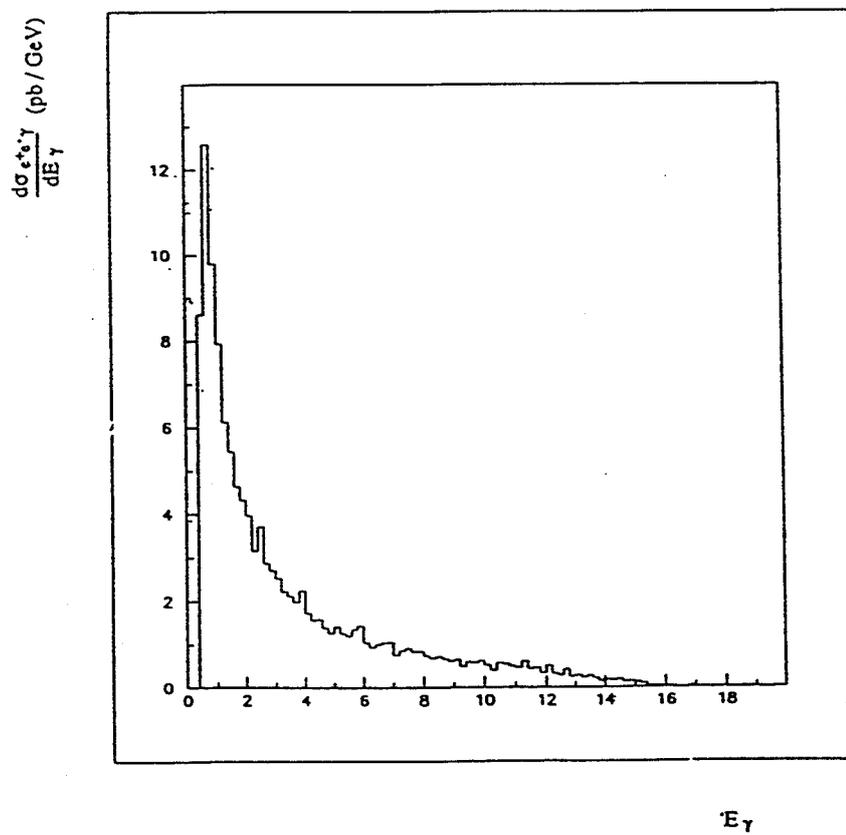
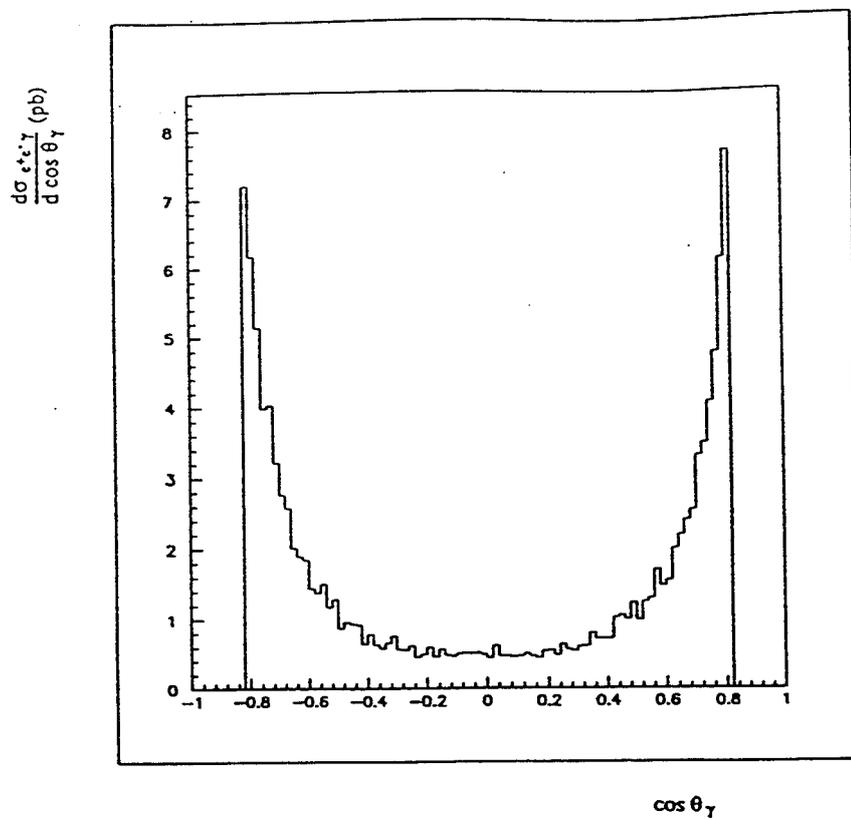


Figure 4.16: Distribution angulaire (a) et en énergie (b) du photon pour le processus Bhabha radiatif ($\sqrt{s} = 91.25$ GeV, $|\cos \theta_\gamma| \leq \cos 35^\circ$, $E_\gamma \geq 0.5$ GeV).

4.4 Processus à 2 ou 3 photons $e^+e^- \rightarrow (\gamma\gamma)\gamma$

L'annihilation de l'électron et du positron en deux ou trois photons est une réaction purement QED ; elle peut contribuer au bruit de fond dans le cas où un seul photon est observé dans le détecteur.

Au niveau du générateur GGGB01 [43], nous demandons d'avoir au moins un photon produit dans l'acceptance du détecteur, alors que les autres photons peuvent être émis dans tous l'espace de phase, pour pouvoir introduire l'effet de l'appareillage par la suite.

4.4.1 Processus à 2 photons

Le calcul de la section efficace à l'ordre le plus bas correspond à l'émission de deux photons : $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Il existe deux diagrammes de Feynman :

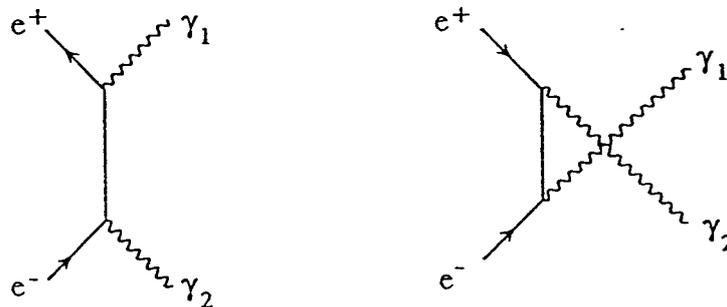


Figure 4.17: Diagrammes de l'annihilation en 2γ .

4.4.2 Corrections radiatives

Les diagrammes correspondants comprennent les corrections virtuelles (figure 4.18) et les corrections dues à l'émission éventuelle d'un troisième photon (figure 4.19) qui peut être mou ou dur.

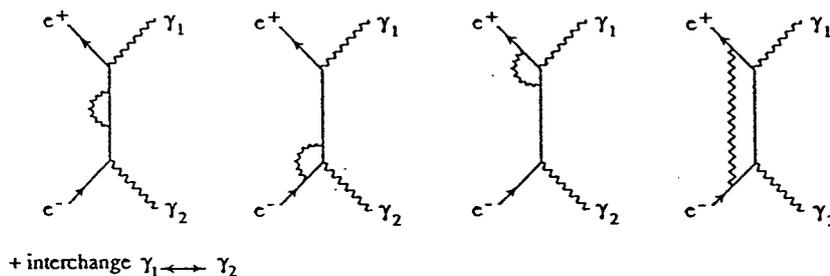


Figure 4.18: Corrections virtuelles pour l'annihilation en 2γ .

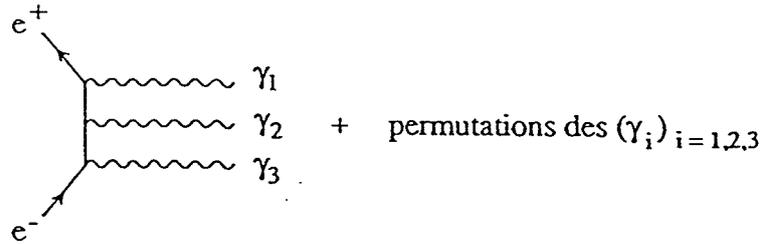


Figure 4.19: Corrections γ_{mou} (ou dur) par rapport au processus à deux photons.

La section efficace totale est exprimée par

$$\sigma_{\gamma\gamma(\gamma)} = \sigma_{\gamma\gamma}(1 + \delta^{\text{VS}}) + \sigma_{\gamma\gamma\gamma}$$

avec

$\sigma_{\gamma\gamma}$: section efficace à 2γ .

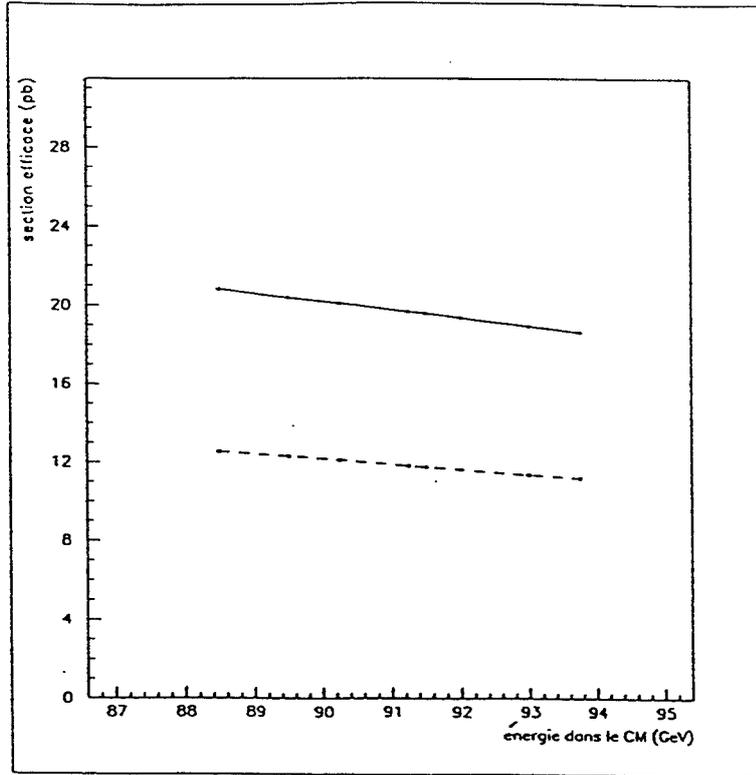
δ^{VS} : corrections virtuelles molles pour $\sigma_{\gamma\gamma}$.

$\sigma_{\gamma\gamma\gamma}$: Corrections dures par rapport à $\sigma_{\gamma\gamma}$.

$\sigma_{\gamma\gamma(\gamma)}$: section efficace totale au premier ordre.

Le comportement de la section efficace totale en fonction de l'énergie dans le centre de masse est illustré sur la figure 4.20 ; elle varie en $1/s$ suivant les lois de la QED, et augmente avec l'ouverture angulaire.

Nous représentons sur les figures 4.21, 4.22 le spectre en énergie du photon isolé qui varie en $\frac{1}{E_\gamma}$, et sa distribution angulaire qui confirme que la section efficace est piquée à petits angles.



— : $|\cos \theta_\gamma| \leq \cos 20^\circ$
 - - - : $|\cos \theta_\gamma| \leq \cos 35^\circ$

Figure 4.20: Variations de la section efficace $\sigma_{(\gamma\gamma)\gamma}$ en fonction de l'énergie totale et du domaine angulaire du photon émis.

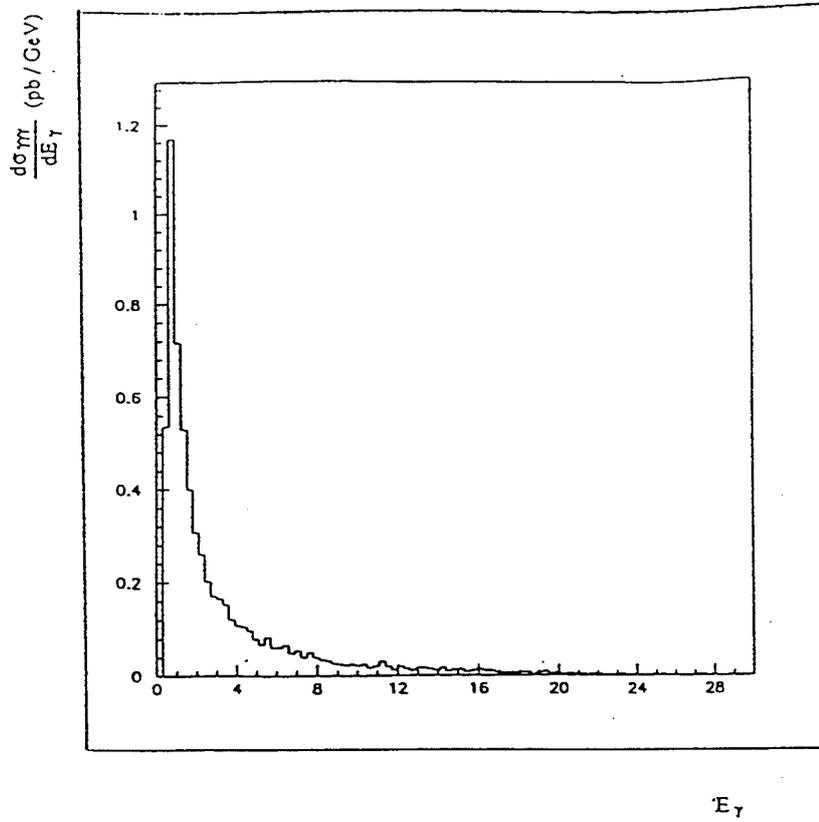


Figure 4.21: Spectre en énergie du photon pour le processus $(\gamma\gamma)\gamma$ en fonction de l'énergie totale $\sqrt{s} = 91.25$ GeV, $|\cos\theta_\gamma| \leq \cos 20^\circ$, $E_\gamma \geq 0.5$ GeV).

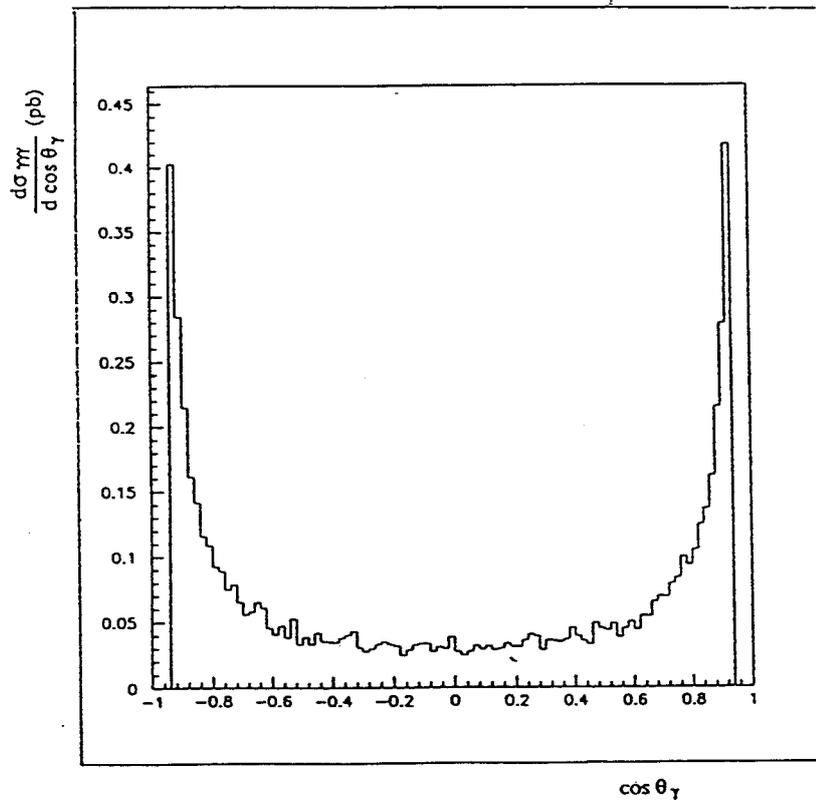


Figure 4.22: Distribution angulaire du photon pour le processus $(\gamma\gamma)\gamma$ en fonction de l'énergie totale $\sqrt{s} = 91.25$ GeV, $|\cos\theta_\gamma| \leq \cos 20^\circ$, $E_\gamma \geq 0.5$ GeV).

4.5 Processus $e^+e^- \rightarrow (\mu^+\mu^-)\gamma$

Le processus d'émission de deux muons accompagnée d'un photon, peut aussi constituer une source de bruit de fond pour la réaction $\nu\bar{\nu}\gamma$, quand les muons échappent à la détection à petits angles. Mais sa contribution est plus faible que celle des autres bruits de fond. Nous nous sommes servis du générateur KORL03 [44] pour l'étudier.

Le photon peut être émis soit par un électron dans l'état initial, soit par un muon dans l'état final. Les diagrammes décrivant ce processus au premier ordre sont :

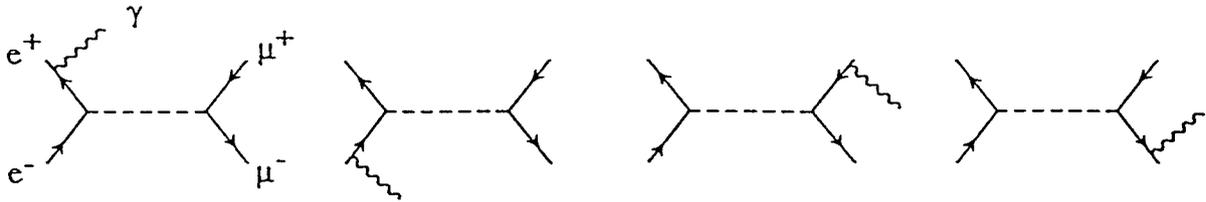


Figure 4.23: Diagrammes de FEYNMAN pour $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$.

Nous remarquons l'absence du canal t . Seuls les diagrammes de la voie s participent à cette réaction avec l'échange d'un Z^0 ou d'un photon. De plus, aux énergies voisines du pôle du Z^0 , ce sont les diagrammes d'échange du Z^0 qui contribuent à la majeure partie de la section efficace. En fait, ce processus dans son comportement est similaire à celui du signal ($\nu\bar{\nu}\gamma$) ; la section efficace est influencée par l'interaction faible, elle présente un maximum pour une énergie proche de M_Z (91.182 GeV) comme le montre la figure 4.24.

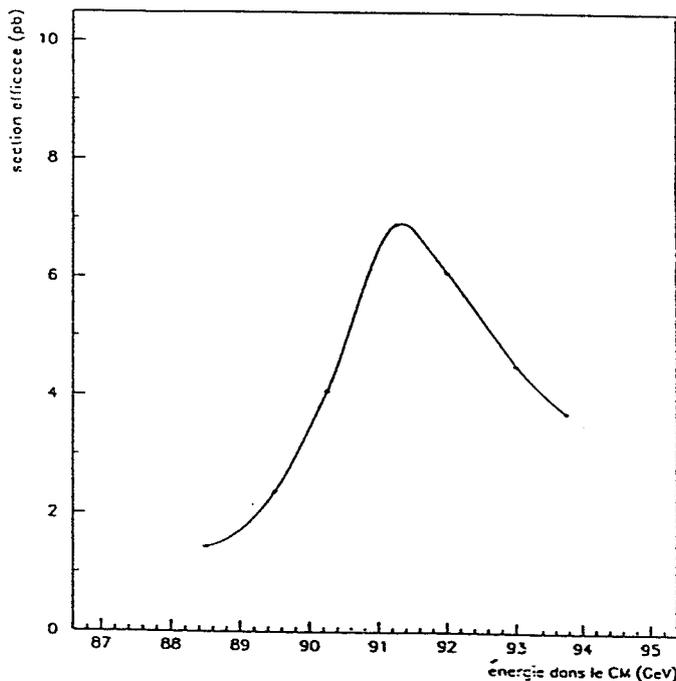


Figure 4.24: Variations de la section efficace $\sigma_{(\mu^+\mu^-\gamma)}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

4.6 Processus $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0, \eta(958)$ ou $f_2(1270)$

Il existe une autre source de bruit de fond, qui est due à la collision entre deux photons virtuels. Ce processus peut donner lieu à la production d'un π^0, η ou f_2 , selon la masse invariante des deux photons. La particule produite se désintègre ensuite en deux photons s'il s'agit de π^0, η , et deux π^0 dans le cas du f_2 .

Les diagrammes contribuant à ce type de processus sont de la forme :

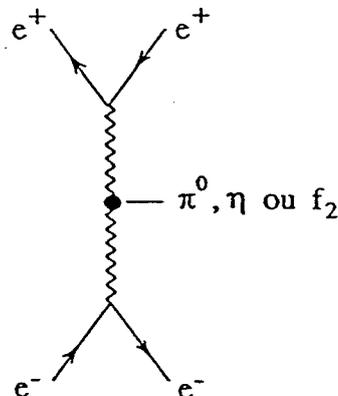


Figure 4.25: Diagramme de production de π^0, η ou f_2 suite à une collision $\gamma - \gamma$.

La configuration qui peut participer au bruit est celle où un seul photon est perçu par le détecteur. Au niveau du générateur PHOT01 [45], nous demandons d'avoir au moins un photon dans l'acceptance alors que les autres photons peuvent être émis dans tout l'espace de phase.

Les électrons diffusés sont en général émis à très petit angle et ne sont donc pas détectés.

Il existe d'autres sources de bruit de fond provenant des processus à 4 leptons : $e^+e^- \rightarrow (e^+e^- e^+e^-)\gamma$, $e^+e^- \rightarrow (e^+e^- \mu^+\mu^-)\gamma$ et $e^+e^- \rightarrow (e^+e^- \tau^+\tau^-)\gamma$, dans le cas où les 4 leptons échappent à la détection et seul le photon est décelé par le détecteur, mais leur contribution est négligeable dans l'espace de phase considéré.

4.7 Sections efficaces du signal et des différents bruits de fond

Les valeurs des sections efficaces des processus que nous venons de décrire, calculées à partir des générateurs correspondants sont compilées sur le tableau 4.3. L'intégration de ces sections efficaces a été effectuée dans le domaine cinématique suivant :

$$\begin{aligned} E_\gamma &\geq 0.5 \text{ GeV} \\ |\cos \theta_\gamma| &\leq \cos 35^\circ \end{aligned}$$

\sqrt{s} (GeV)	NNGG03 $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}$ (pb)	EEGG01 $\sigma_{e^+e^-\gamma}$ (pb)	GGGB01 $\sigma_{\gamma\gamma(\gamma)}$ (pb)	KORL03 $\sigma_{\mu^+\mu^-\gamma}$ (pb)	PHOT01 σ_{π^0} (pb)	PHOT01 σ_{η} (pb)	PHOT01 σ_{f_2} (pb)
88.5	15.30 ± 0.37	132.99 ± 0.34	12.54	0.82 ± 0.12	41.24	20.58	81.95
89.5	25.77 ± 0.64	130.68 ± 0.33	12.29	1.34 ± 0.12	42.98	20.81	84.40
90.25	41.61 ± 0.10	128.96 ± 0.33	12.09	2.36 ± 0.16	42.88	20.93	83.35
91.25	87.13 ± 0.19	126.28 ± 0.32	11.83	4.35 ± 0.23	41.49	20.78	85.64
92.	130.78 ± 0.28	125.21 ± 0.32	11.65	3.92 ± 0.24	41.70	20.85	83.46
93.	144.14 ± 0.32	123.13 ± 0.31	11.41	2.92 ± 0.25	42.88	21.26	87.60
93.75	131.58 ± 0.30	121.60 ± 0.31	11.24	2.35 ± 0.23	40.29	21.07	88.89

Tableau 4.3: Tableau récapitulatif sur les valeurs des sections efficaces des différents processus par énergie de balayage.

Les barres d'erreurs qui sont indiquées dans le tableau 4.3 proviennent des incertitudes sur les calculs théoriques des sections efficaces au niveau des générateurs.

En comparant les différentes sections efficaces, nous déduisons que :

- Pour des énergies inférieures ou égales à la masse du Z^0 , la section efficace Bhabha dépasse toutes les autres sections efficaces.
- Pour des énergies au-dessus du pôle du Z^0 , c'est plutôt la section efficace signal qui est la plus grande.
- Pour les différents bruits de fond, la section efficace Bhabha radiative est la plus grande à toutes les énergies dans le centre de masse, suivie de σ_{f_2} , σ_{π^0} , σ_{η} , $\sigma_{\gamma\gamma(\gamma)}$ et enfin $\sigma_{\mu^+\mu^-\sigma}$. Ce classement sera sans doute modifié, si nous considérons seulement les parties de ces sections efficaces contribuant à l'émission d'un photon unique dans le détecteur ; c'est ce que nous allons essayer d'examiner par la suite, en évaluant la contribution de la section efficace "photon unique" aux différents processus étudiés, à partir de l'analyse des événements simulés.

4.8 Résultats de l'analyse des événements simulés

Après avoir simulé tous les processus en passant par les différentes étapes de la simulation : KINGAL, GALEPH, JULIA et ALPHA, nous déduisons la section efficace "photon unique" attendue par chaque processus à différentes énergies de balayage.

Soit pour un processus X donné et une énergie totale \sqrt{s} , la section efficace attendue est calculée à partir de :

$$\sigma_X^{\text{att}}(\sqrt{s}) = \sigma_X^{\text{gén}}(\sqrt{s}) \cdot \frac{N_X^{\text{acc}}}{N_X^{\text{gén}}}$$

Où :

$\sigma_X^{\text{gén}}(\sqrt{s})$ correspond à la section efficace pour laquelle nous avons généré $N_X^{\text{gén}}$ à une énergie totale égale à \sqrt{s} , à partir du générateur associé au processus X .

N_X^{acc} est le nombre d'événements acceptés après les différentes phases de la simulation : génération, simulation du détecteur, reconstruction des événements et analyse (la même que celle décrite au chapitre 3).

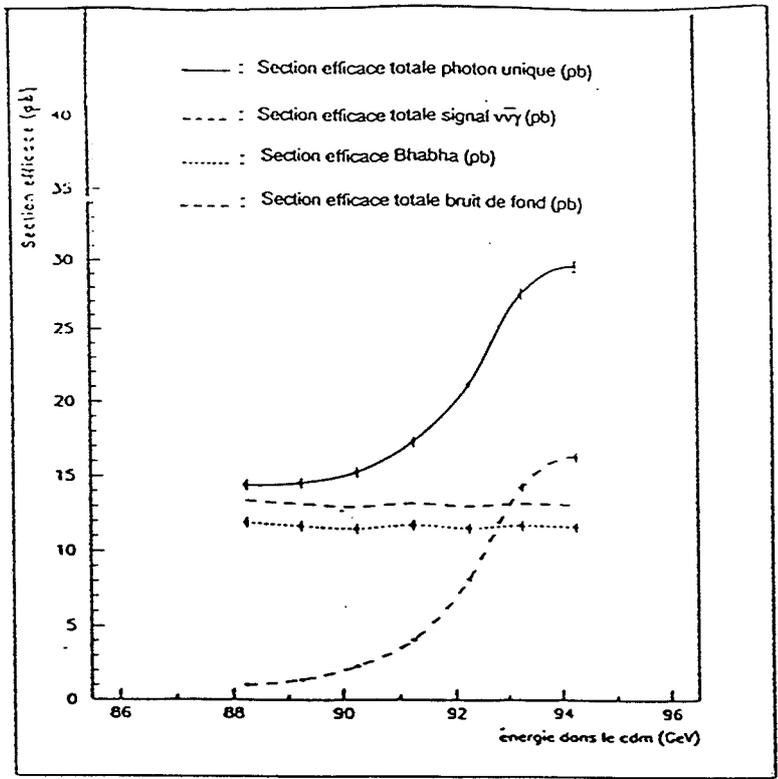
Le nombre d'événements attendu est lié à la section efficace par la formule :

$$N_X^{\text{att}}(\sqrt{s}) = \sigma_X^{\text{att}}(\sqrt{s}) \cdot \mathcal{L}(\sqrt{s})$$

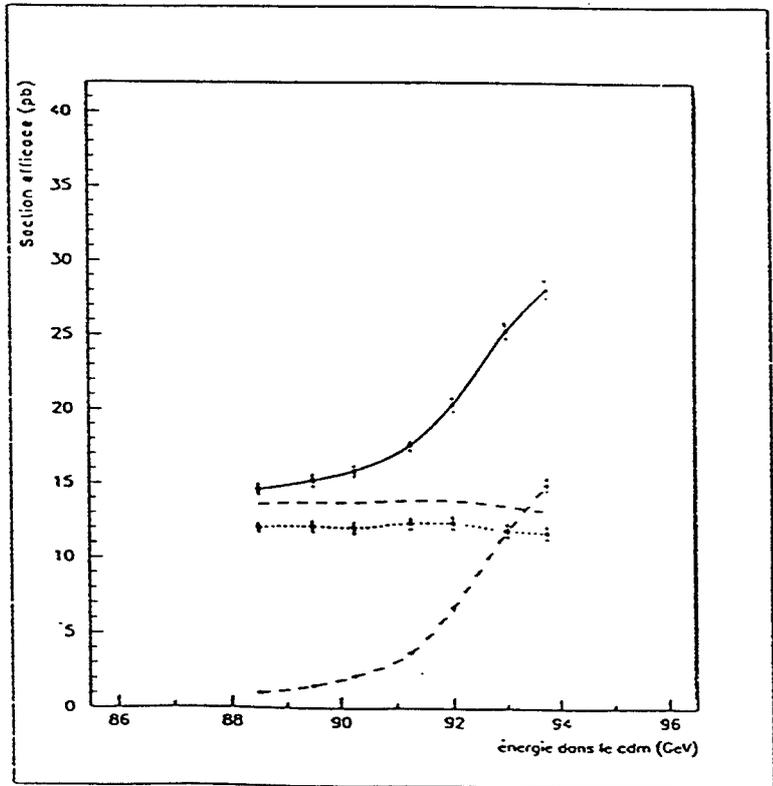
$\mathcal{L}(\sqrt{s})$ est la luminosité intégrée accumulée à \sqrt{s} .

Sur la figure 4.26, nous pouvons comparer les sections efficaces "photon unique" attendues pour le signal, le bruit de fond total et le bruit Bhabha dans les "end-caps". Nous constatons que la section efficace totale "photon unique" est dominée par le bruit de fond. Ce dernier provient en majeure partie des Bhabhas.

Sur la figure 4.27, nous comparons aussi le rapport signal/bruit attendu dans le "barrel" et les "end-caps", d'après la simulation effectuée en 1990 et 1991 à différentes énergies de balayage. Nous pouvons en conclure que ce rapport est faible dans les "end-caps", il ne dépasse pas 1.2 alors que dans le "barrel" il monte jusqu'à 6.2 vers 94 GeV.



(a)



(b)

Figure 4.26: Contributions des sections efficaces attendues pour le signal ($\nu\bar{\nu}\gamma$) et le bruit de fond à la section efficace totale "photon unique" dans les "end-caps", en 1990 (a), en 1991 (b) ($\cos 42^\circ \leq |\cos \theta_\gamma| \leq \cos 30^\circ$).

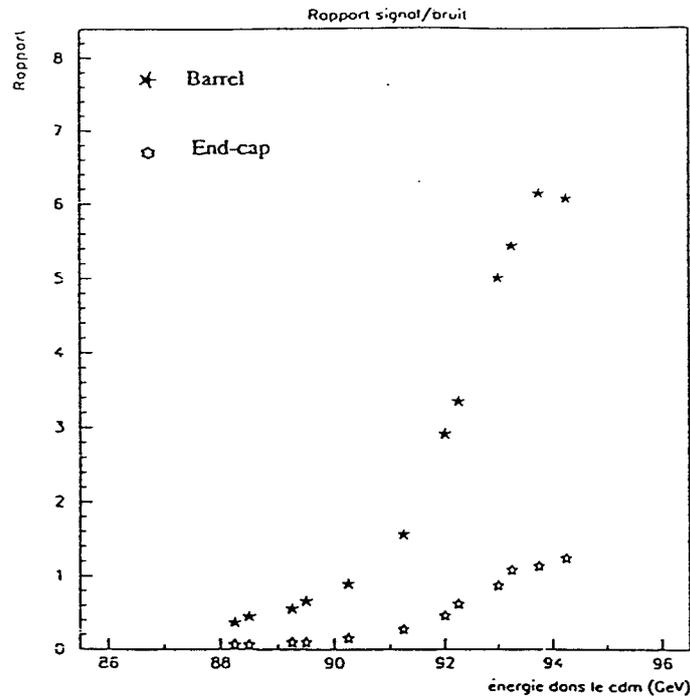


Figure 4.27: Comparaison du rapport signal/bruit dans le “barrel” et les “end-caps”.

Ces arguments permettent de justifier notre décision de limiter nos résultats au “barrel” : la contamination en bruit de fond est très forte dans les “end-caps”, et les erreurs systématiques sont moins contrôlables. Rappelons que le photon unique est d’énergie supérieure à 1.5 GeV et de direction polaire comprise entre 42° et 138° dans le cas du “barrel”.

Ainsi, nous allons nous limiter à présenter uniquement les résultats de l’analyse dans la partie “barrel” du calorimètre électromagnétique.

Nous allons d’abord donner les résultats séparés obtenus en 1990 et 1991 pour ensuite les combiner :

4.8.1 Résultats en 1990

Le balayage en énergie a été effectué à 7 valeurs de l’énergie totale voisines de la masse du Z^0 . Ces énergies sont données par le tableau suivant avec les luminosités intégrées correspondantes :

\sqrt{s} (GeV)	88.22	89.22	90.22	91.22	92.22	93.22	94.21
\mathcal{L} (pb^{-1})	0.402	0.322	0.347	2.719	0.315	0.578	0.611

Tableau 4.4: Énergies de balayage et luminosités intégrées en 1990.

Les valeurs notées dans ce tableau sont aussi illustrées sur la figure 4.28.

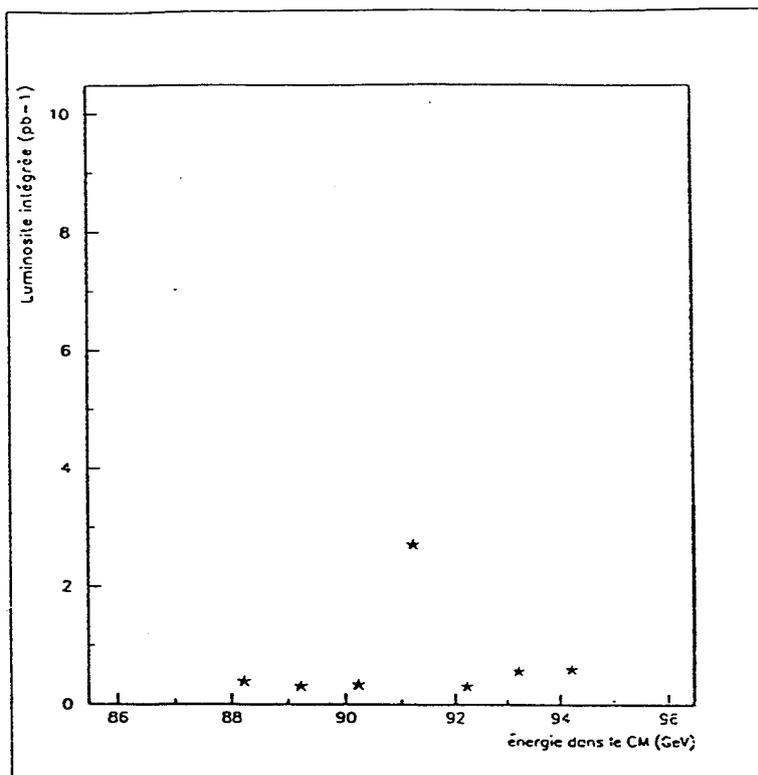


Figure 4.28: Luminosités intégrées accumulées en 1990 à chaque énergie de balayage.

Pour l'année 1990, le signal $\nu\bar{\nu}\gamma$ et le bruit de fond $e^+e^-\gamma$ ont été générés à toutes les énergies de balayage, par contre les autres processus de bruit de fond n'ont été générés qu'à l'énergie 91.221 GeV, qui correspond à la plus grande luminosité intégrée. La contribution de ces processus aux autres points de balayage, ont été déduites en supposant que les sections efficaces des processus $(\gamma\gamma)\gamma$, π^0 , η et f_2 sont indépendantes de l'énergie dans le centre de masse. Cette approximation n'est pas valable pour le processus $\mu^+\mu^-\gamma$ où la section efficace est résonnante. Pour évaluer sa contribution, nous avons profité du fait qu'elle subit les mêmes variations que la section efficace $\nu\bar{\nu}\gamma$. Ainsi, nous avons déduit les sections efficaces attendues pour le processus $(\mu^+\mu^-\gamma)$ aux diverses énergies de balayage, en considérant son rapport à la section efficace $\nu\bar{\nu}\gamma$ comme constant quelque soit l'énergie dans le centre de masse ; en particulier à 91.221 GeV qui nous permet de le calculer.

Le nombre d'événements attendu par chaque processus en sommant sur toutes les énergies de balayage est donné par le tableau suivant :

Processus X	N_X^{att}
$\nu\bar{\nu}\gamma$	109.0
$(e^+e^-)\gamma$	40.1
$(\gamma\gamma)\gamma$	4.2
$(\mu^+\mu^-)\gamma$	0.5
π^0 et η	4.4
f_2	0

Tableau 4.5: Nombre d'événements attendu par chaque processus à toutes les énergies de balayage en 1990.

Ces résultats prouvent que le bruit de fond dominant est celui provenant des Bhabhas, suivi du processus à trois photons, la production de π^0 et η , le processus radiatif à deux muons et la production de f_2 dont la contribution est quasiment nulle.

En sommant sur les événements attendus par tous les processus y compris le signal et le bruit de fond à chaque énergie, nous aboutissons aux résultats compilés dans le tableau 4.6. En même temps, nous donnons les nombres d'événements réels observés (N^{obs}) dans les mêmes conditions, ainsi que les sections efficaces "photon unique" attendues par énergie. Cette comparaison est aussi donnée par la figure 4.29.

\sqrt{s}	$\sigma_{\text{Tot}}^{\text{att}}(\sqrt{s})$ (pb)	N_{att}	N_{obs}
88.22	12.44	5.0	8
89.22	13.67	4.4	5
90.22	16.13	5.6	4
91.22	22.84	62.1	72
92.22	36.81	11.6	10
93.22	55.03	31.8	24
94.21	61.86	37.8	29
	Total	158.4	152

Tableau 4.6: Comparaison du nombre d'événements attendus et observés en 1990.

La section efficace totale "photon unique" attendue par tous les processus à une énergie \sqrt{s} donnée est :

$$\sigma_{\text{Tot}}^{\text{att}}(\sqrt{s}) = \sum_{i=1}^7 \sigma_{X_i}^{\text{att}}(\sqrt{s}) \quad (i = \text{numéro du processus})$$

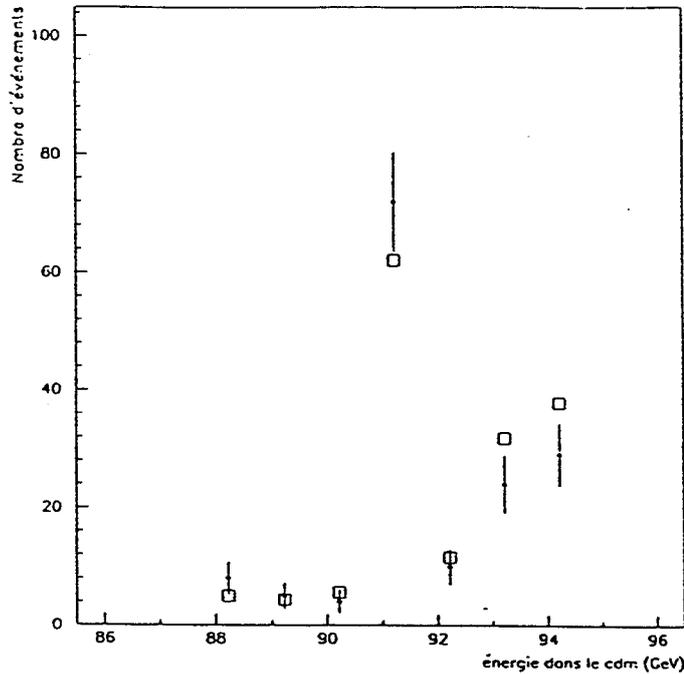


Figure 4.29: Nombre d'événements à photon unique attendus et observés en 1990 par énergie de balayage.

4.8.2 Résultats en 1991

En 1991 nous avons disposé d'une luminosité intégrée de 10.73 pb^{-1} , dans ce cas au lieu de faire l'approximation appliquée en 1990, nous avons effectué la simulation à toutes les énergies de balayage pour tous les processus. Nous donnons dans le tableau suivant les valeurs des luminosités intégrées accumulées par l'énergie de balayage. Ces données sont représentées sur la figure 4.30 et le tableau 4.7.

\sqrt{s} (GeV)	88.46	89.45	90.21	91.21	91.96	92.96	93.71
\mathcal{L} (pb^{-1})	0.652	0.787	0.733	6.277	0.610	0.647	0.700

Tableau 4.7: Energies de balayage et luminosités intégrées accumulées en 1991.

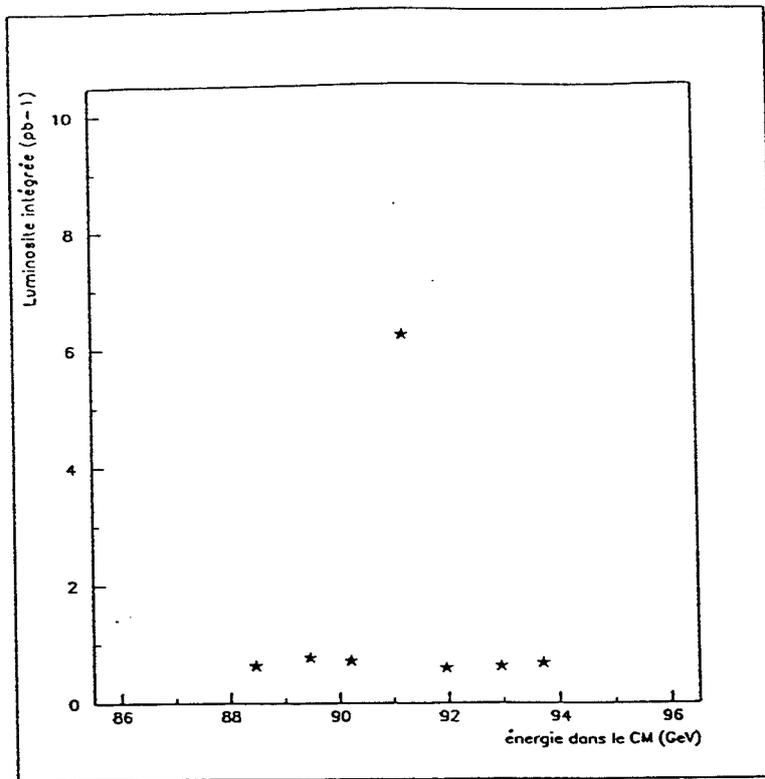


Figure 4.30: Luminosités intégrées accumulées en 1991 par énergie de balayage.

Les résultats des prédictions de la simulation sur nombre d'événements attendus par chaque processus, en sommant sur la contribution de toutes les énergies de balayage sont compilés dans le tableau 4.8.

La signification des notations dans les tableaux de mesure est la même que celle définie pour les résultats en 1990.

Processus X	N_X^{att}
$\nu\bar{\nu}\gamma$	164.2
$(e^+e^-)\gamma$	72.6
$(\gamma\gamma)\gamma$	8.6
$(\mu^+\mu^-)\gamma$	1.6
π^0 η et f_2	8.1

Tableau 4.8: Nombre d'événements attendu par chaque processus à toutes les énergies de balayage en 1991.

Nous disposons de plus de statistique, ce qui explique pourquoi la contribution de la résonance en f_2 est non négligeable ici.

Nous avons additionné les contributions de tous les processus pour chaque énergie en nombre d'événements et sections efficaces attendus. Ces résultats sont rapportés dans le tableau 4.9.

\sqrt{s}	$\sigma_{\text{Tot}}^{\text{att}}(\sqrt{s})$ (pb)	N_{att}	N_{obs}
88.46	11.50	7.5	8
89.45	13.46	10.6	4
90.21	15.42	11.3	18
91.21	21.78	136.7	134
91.96	29.99	18.3	18
92.96	47.77	30.9	38
93.71	57.02	39.9	28
	Total	255.2	248

Tableau 4.9: Comparaison du nombre d'événements attendus et observés en 1991.

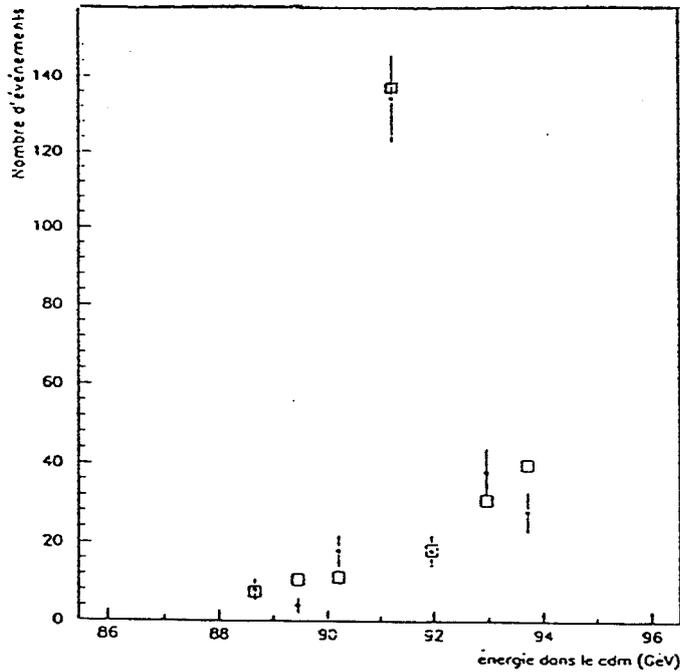
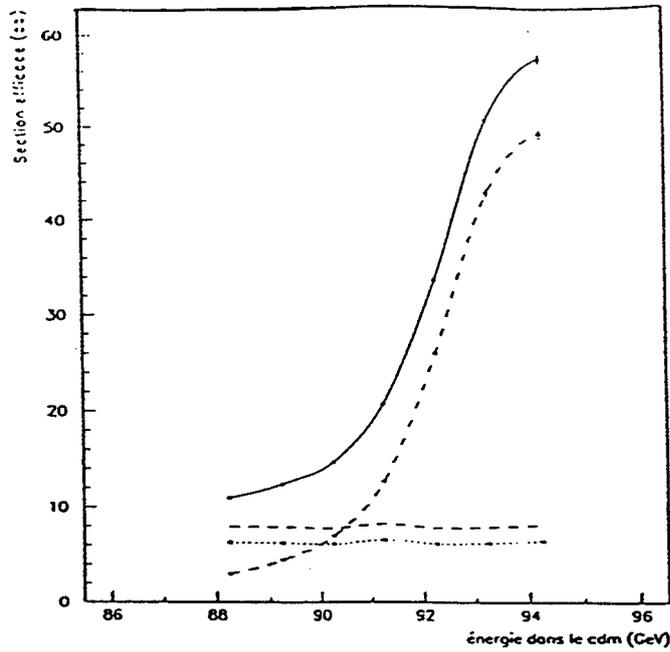


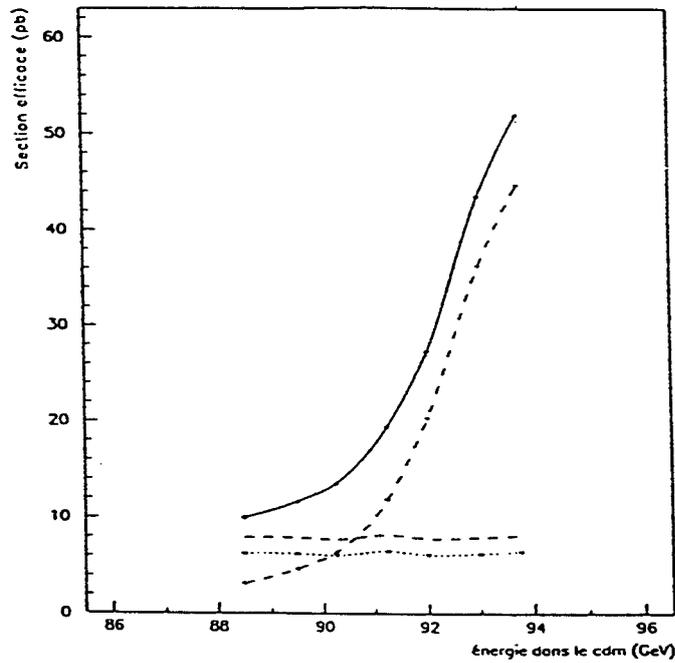
Figure 4.31: Nombre d'événements à photon unique attendus et observés en 1991 par énergie de balayage.

Nous retrouvons les mêmes résultats représentés sur la figure 4.31.

Nous comparons aussi sur les figures 4.32.a, et 4.32.b, la section efficace totale "photon unique" aux sections efficaces contribuant au signal, au bruit de fond total et celui provenant des Bhabhas, d'après les prévisions de la simulation à chaque énergie de balayage respectivement en 1990 et 1991. Nous constatons que la section efficace totale suit les variations de la section efficace signal car la section efficace bruit est quasiment plate.



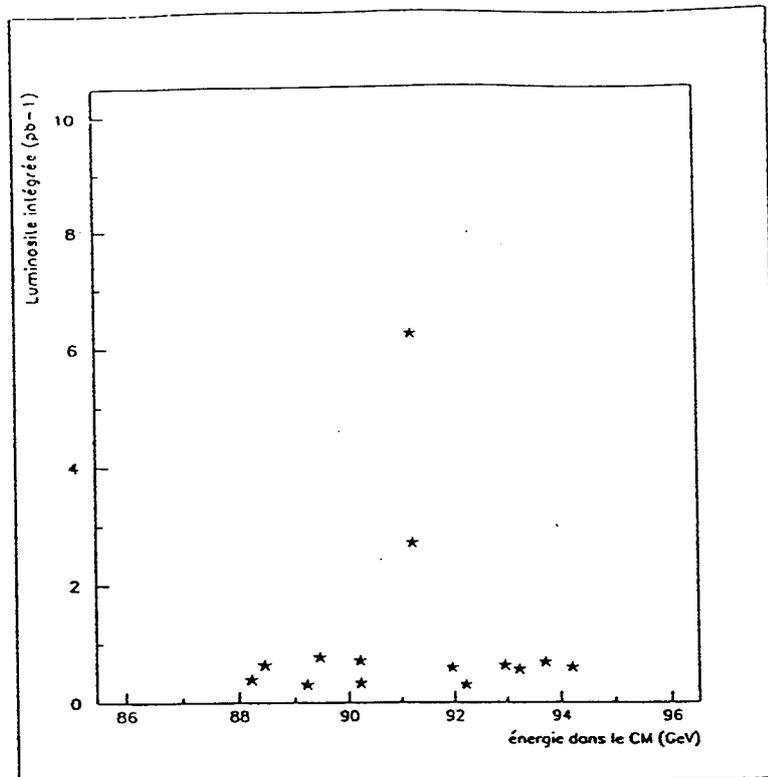
(a)



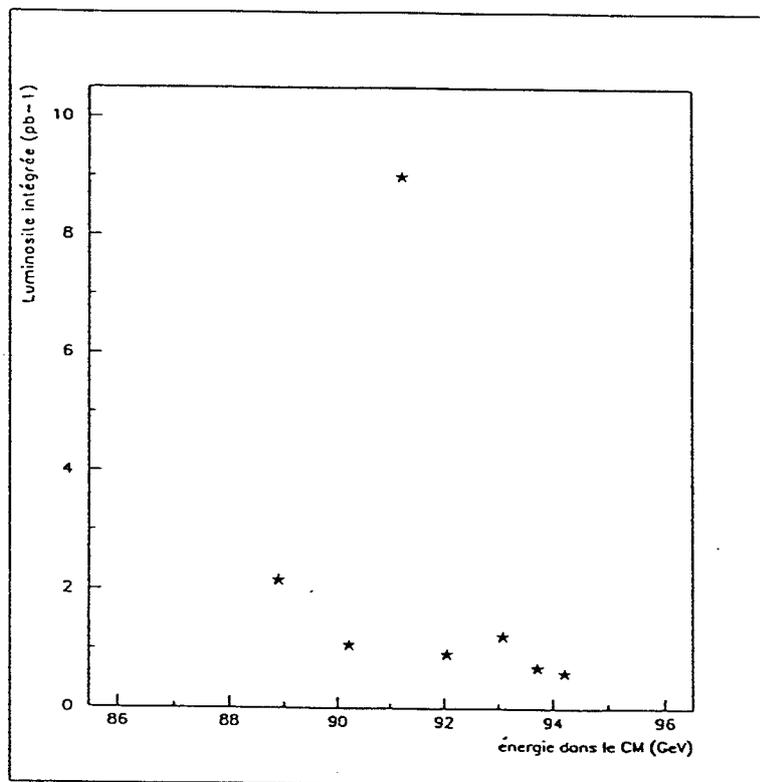
(b)

- : Section efficace totale photon unique (pb)
- - - : Section efficace totale signal $\nu\nu\bar{\gamma}$ (pb)
- : Section efficace Bhabha (pb)
- · - · : Section efficace totale bruit de fond (pb)

Figure 4.32: Contribution des sections efficaces attendues par le signal ($\nu\nu\bar{\gamma}$) et le bruit de fond à la section efficace totale "photon unique" dans le "barrel" en 1990 (a) et 1991 (b).



(a)



(b)

Figure 4.33: Luminosités intégrées accumulées en 1990 et 1991 par énergie de balayage avant (a) et après (b) combinaison.

4.8.3 Combinaison des résultats 90–91.

Cette combinaison a été réalisée de la même façon que pour les résultats sur les vraies données au chapitre précédent. Nous avons retenu 7 points de balayage dont les valeurs des énergies et des luminosités correspondantes sont résumées sur le tableau suivant :

\sqrt{s} (GeV)	88.89	90.21	91.22	92.05	93.08	93.71	94.21
\mathcal{L} (pb ⁻¹)	2.163	1.080	8.995	0.926	1.225	0.700	0.611

Tableau 4.10: Luminosités intégrées et énergie de balayage après combinaison des années 90–91.

Nous représentons sur la figure 4.33.a les luminosités intégrées pour les différentes énergies de balayage en 1990 et 1991, puis nous donnons sur la figure 4.33.b ces mêmes luminosités après combinaison.

Le tableau 4.11 donne le nombre d'événements total observés et attendus à chaque énergie après combinaison des résultats 90–91.

Ces résultats sont aussi illustrés sur la figure 4.34.

\sqrt{s} (GeV)	N_{att}	N_{obs}
88.89	27.5	25
90.21	17.0	22
91.22	198.8	206
92.05	29.9	28
93.08	62.8	62
93.71	39.9	28
94.21	38.8	29
Total	413.7	400

Tableau 4.11: Comparaison du nombre d'événements attendus et observés pour la totalité des résultats (90–91).

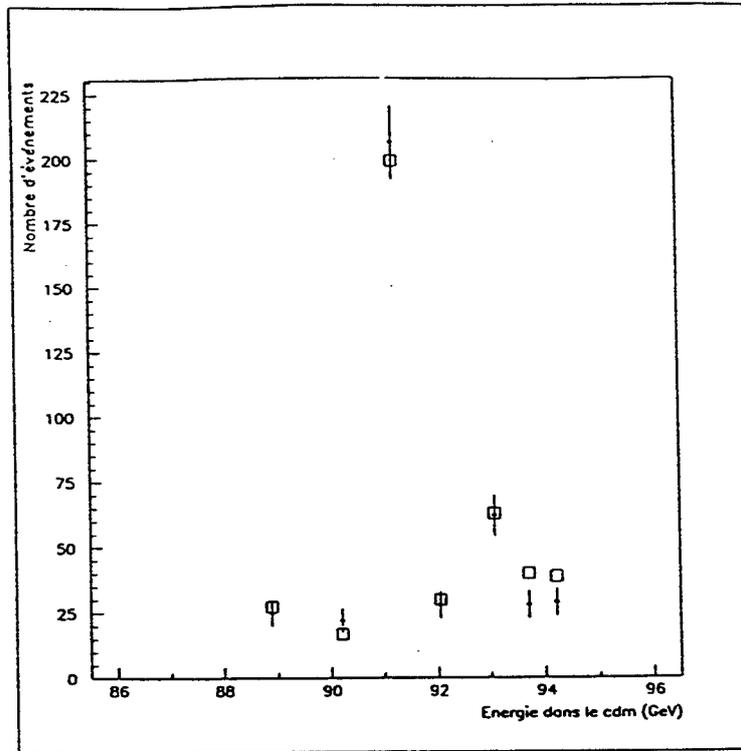


Figure 4.34: Comparaison du nombre d'événements attendus et observés après combinaison des résultats 1990 et 1991.

4.8.4 Contribution du signal et du bruit

L'évaluation du bruit nous sera surtout utile au moment où nous allons séparer le signal du bruit de fond, dans l'échantillon des événements à photon unique, qui sont observés parmi les données réelles. Cela fera l'objet du dernier chapitre consacré à l'extraction de N_ν .

Nous présentons donc les prédictions de la simulation sur la contribution du signal et la somme des bruits de fond dans le tableau qui suit :

\sqrt{s} (GeV)	$N_{\nu\bar{\nu}\gamma}^{\text{att}}$	$N_{\text{bruit}}^{\text{att}}$
88.89	9.0	18.5
90.31	7.7	9.3
91.22	116.7	82.1
92.05	22.0	7.9
93.08	51.9	10.8
93.71	33.9	6.0
94.21	32.0	5.8
Total	273.3	140.4

Tableau 4.12: Contribution du signal et de la somme des bruits de fond en nombre d'événements d'après les prédictions Monte Carlo.

En conclusion générale, nous pouvons retenir qu'à l'aide de la simulation nous déduisons :

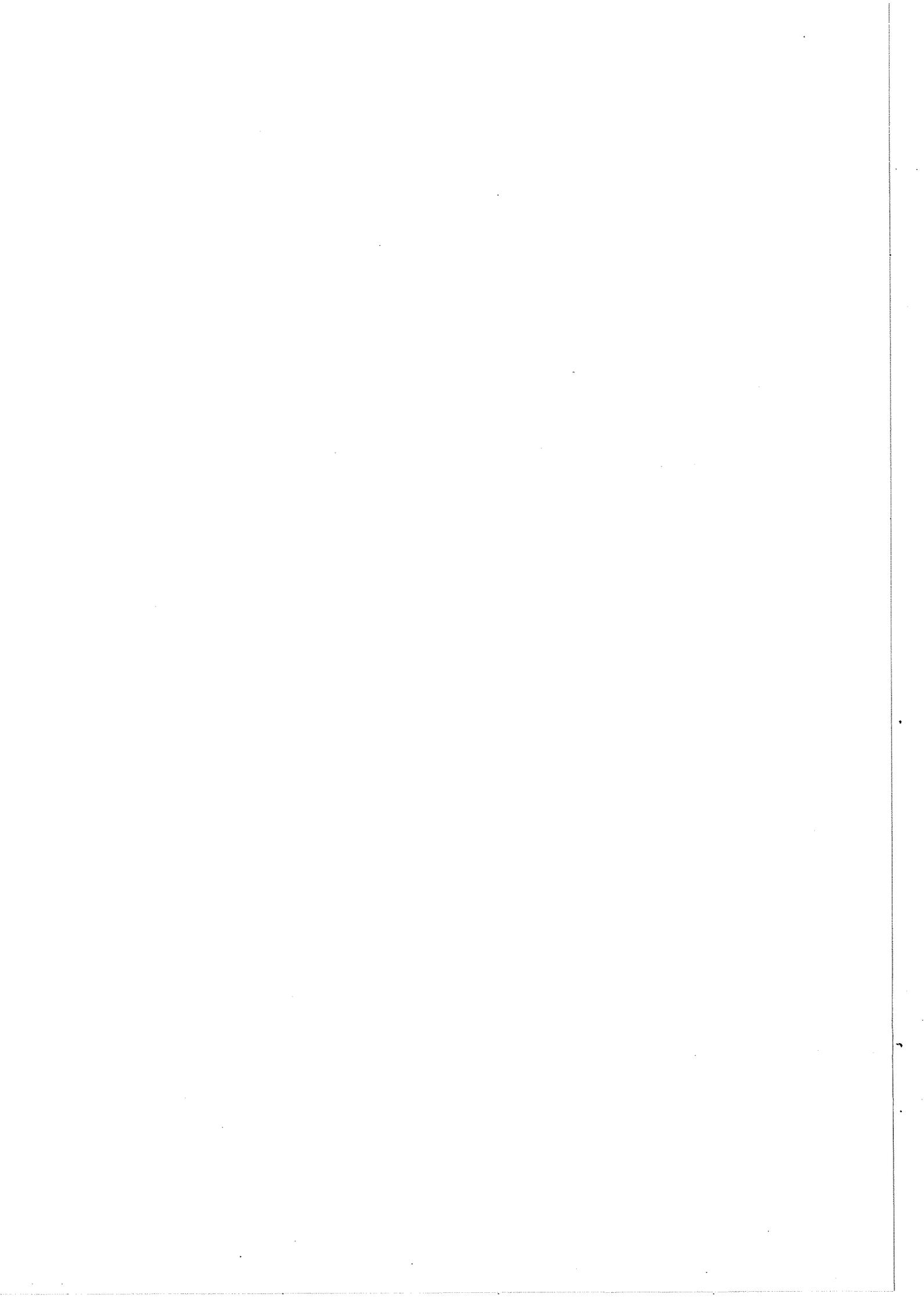
- Les sections efficaces "photon unique" attendues pour les différents processus qui nous intéressent.
- La contribution du signal ($\nu\bar{\nu}\gamma$) et du bruit de fond à la section efficace totale "photon unique".

Nous montrerons au dernier chapitre que la simulation peut aussi nous permettre de déterminer l'acceptance géométrique de notre appareillage pour un processus donné, en particulier dans le cas du signal $\nu\bar{\nu}\gamma$.

En s'appuyant sur les résultats, il faut déduire la section efficace du signal $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ observée ($\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}^{\text{obs}}$) à chaque énergie de balayage après soustraction du bruit de fond total, puis la corriger du facteur d'acceptance géométrique du détecteur pour en déduire le nombre de familles de neutrinos.

Chapitre 5

Erreurs systématiques



Erreurs systématiques

Dans le cadre de notre étude, nous constatons que les origines des erreurs systématiques sont essentiellement liées au fait que la simulation ne peut malheureusement pas reproduire exactement les conditions expérimentales. Or nos résultats dépendent fortement de la simulation, et leur interprétation découle de la comparaison des vraies données au Monte Carlo. Nous sommes donc amenés à examiner en détail les sources de ces erreurs pour évaluer leur grandeur.

En général, nous procéderons de manière à prendre le Monte Carlo comme référence, puis d'évaluer en pourcentage l'écart relatif des résultats obtenus à partir d'un échantillon de données réelles, par rapport à ceux prévus par la simulation.

Notons que nous avons pratiqué de la même façon en 1990 et 1991 pour étudier les effets des erreurs systématiques, bien que les détails de ces études ne figurent que pour l'année 1991.

5.1 Identification et sélection du photon unique

Les coupures appliquées au niveau du programme d'analyse des événements à photon unique (chapitre 3), ne sont pas efficaces à 100%, car nous sommes limités par les performances du détecteur. D'autre part, nous constatons que même si les critères de sélection des événements simulés et des données expérimentales sont identiques, les effets des coupures ne s'y répercutent pas de la même façon. Cette différence provoque un écart systématique entre les deux résultats.

Nous allons plus particulièrement nous intéresser à évaluer l'effet systématique dû à la coupure en énergie sur le photon qui dépend de la précision sur la calibration en énergie dans le ECAL ; ensuite l'effet des coupures véto dans le ECAL et le LCAL, puis des autres coupures qui participent à l'identification du photon.

5.1.1 Calibration en énergie dans le ECAL

Nous avons montré au chapitre précédent que le spectre en énergie du photon décroît rapidement avec l'énergie pour tous les processus que nous avons étudiés ; donc une erreur sur la mesure de l'énergie du photon, se répercute sur la valeur de la coupure en énergie sur le photon. En effet une erreur de 1% sur la coupure entraîne une variation de l'ordre de 2% de la section efficace "photon unique" au voisinage de

1.5 GeV. Néanmoins, le vrai problème se pose quand cette coupure à 1.5 GeV n'a pas le même sens pour les données que pour le Monte Carlo. Il est donc nécessaire d'étudier la courbe de linéarité de la réponse en énergie dans le ECAL, pour des particules (électrons ou photons) d'énergie voisine de la coupure sur le signal à 1.5 GeV, et d'évaluer la correction pour que la mesure en énergie ait le même sens pour les données que pour le Monte Carlo au niveau de cette coupure.

Nous allons nous restreindre à étudier l'effet de la calibration uniquement sur énergie des tours, car la coupure en énergie que nous avons appliquée sur le photon (ce que nous appelons "amas principal" dans l'analyse) concerne l'énergie mesurée sur les tours.

a) Correction au niveau du JULIA

Sur les données brutes, à la sortie du détecteur pour les événements réels, et de GALEPH pour les événements simulés, l'énergie mesurée sur les "clusters" se trouve plus faible que sa valeur réelle pour plusieurs causes :

- Suppression de zéro : pour éliminer une majeure partie du bruit électronique et pour des raisons de place limitée sur les bandes où sont stockées les informations, celles de tous les "storeys" d'énergie inférieure à 30 MeV sont supprimées par l'acquisition.
- Le phénomène de développement des gerbes électromagnétiques et leur paramétrisation ne sont pas parfaitement simulés par GALEPH.
- Pour le cas des gerbes électromagnétiques chargées, les électrons perdent de l'énergie par ionisation, avant de commencer à développer une gerbe. Cette remarque vaut pour le cas où la calibration est effectuée à l'aide des électrons.

D'autre part, les études ont prouvé que la perte en énergie est plus faible pour le Monte Carlo que pour les données. Pour annuler ces effets, des termes de corrections sont introduits au moment où les événements sont reconstruits par le programme JULIA. Ces corrections sont de l'ordre de :

9.1% / \sqrt{E} pour les données dans le "barrel".

10.2% / \sqrt{E} pour les données dans les "end-caps".

4.6% / \sqrt{E} pour les événements Monte Carlo dans le "barrel".

7.1% / \sqrt{E} pour les événements Monte Carlo dans les "end caps"

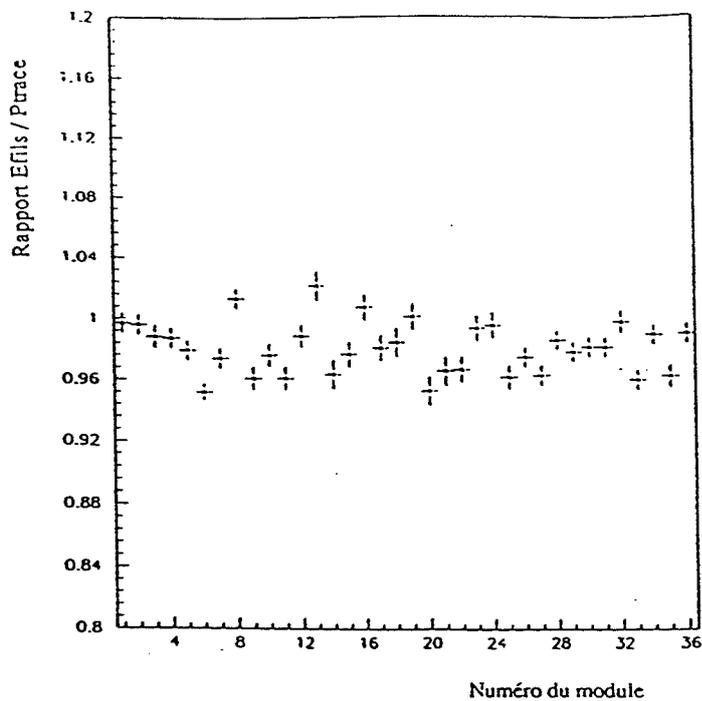
E représente l'énergie brute de la particule (photon ou électron) .

b) Calibration des modules

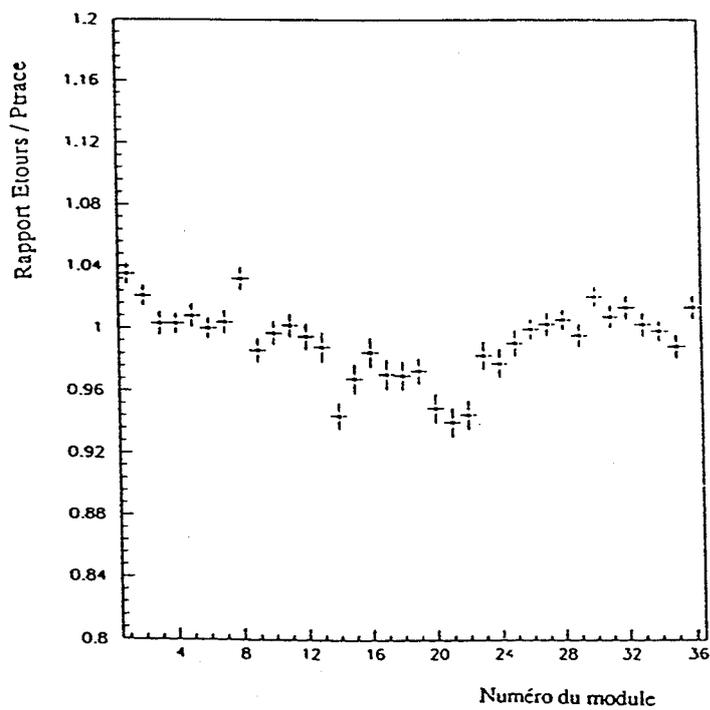
Avant d'aborder les erreurs systématiques provenant de la calibration, il faut étalonner les modules vis à vis de la mesure en énergie. Nous avons travaillé sur un échantillon d'événements à deux traces : $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)e^+e^-$, où deux électrons échappent à la détection à petits angles pour emporter la majeure partie de l'énergie dans le centre de masse, alors que les électrons observés sont de basse énergie. 8000 événements de ce type ont été recueillis en 1991 ; sur ces événements, nous avons testé la mesure en énergie des modules du ECAL en envisageant une mesure sur les plans de fils et sur les tours des différents modules. Elle est comparée à l'impulsion des traces mesurée dans la TPC, où la résolution est meilleure que dans le ECAL pour ces énergies (à 1.5 GeV la résolution en énergie dans le ECAL est de 15% , alors qu'elle n'est que 0.34% dans la TPC).

Les résultats sont illustrés sur les figure 5.1.a, b qui représentent respectivement le rapport moyen de l'énergie des plans de fils (ou des tours), sur l'impulsion des traces dans chaque module du ECAL, pour des électrons dont l'énergie varie entre 1.5 et 10 GeV.

les valeurs moyennes de ce rapport dans chaque module sont dispersées autour de l'unité. Nous avons réajusté les modules entre eux, en introduisant une correction au niveau de chacun d'eux. Ainsi, les réponses en énergie de tous les modules ont le même sens.



(a)



(b)

Figure 5.1: Calibration en énergie sur les plans de fils (a) et sur les tours (b) des modules du ECAL.

c) Etude de l'effet de calibration par les électrons

C'est une première étude qui a été effectuée sur des électrons de basse énergie appartenant au même échantillon d'événements décrit au paragraphe précédent. Nous avons travaillé sur un intervalle en énergie compris entre 0 et 10 GeV, divisé en 5 segments irréguliers qui sont de plus en plus serrés en se rapprochant de la coupure sur le signal à 1.5 GeV pour atteindre le maximum de précision, car c'est à cette valeur qu'il faut mesurer la différence de comportement entre les données et le Monte Carlo. Les événements sont ensuite distribués sur ces segments selon l'impulsion des traces mesurée par la TPC.

Les résultats de cette étude sont représentés sur la figure 5.2, les données sont comparées au Monte Carlo à plus ou moins deux écarts standards ($\pm 2\sigma$). Nous nous apercevons que les barres d'erreurs statistiques dépassent l'écart systématique séparant les données du Monte Carlo. Cet effet statistique traduit un écart de l'ordre de 1,5% qui est dû à l'incertitude sur la mesure en énergie au voisinage de 1.5 GeV.

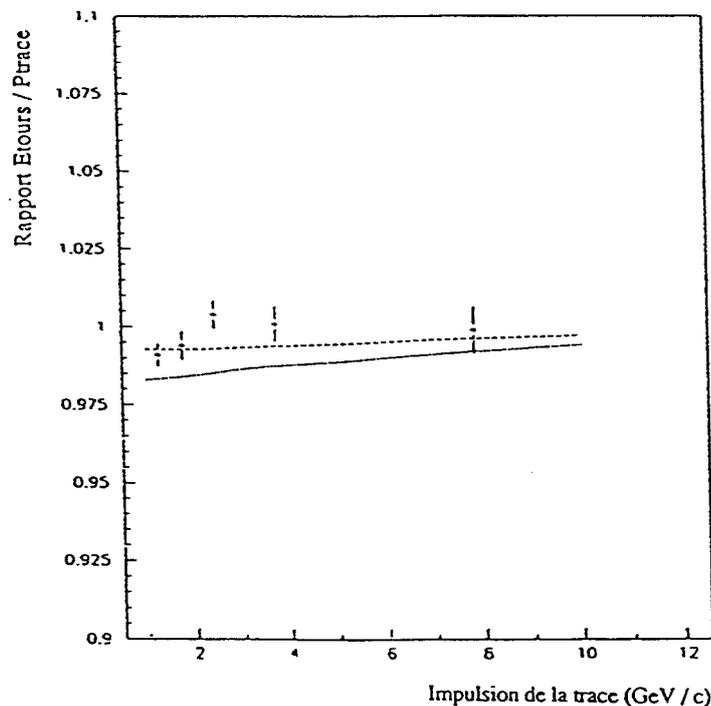


Figure 5.2: L'énergie tours comparée au moment de la trace dans le "barrel".

d) Etude de l'effet de calibration à partir des photons

Une deuxième étude a été réalisée à l'aide des événements à deux leptons accompagnés d'un photon radiatif émis par une ligne entrante ou sortante. L'énergie du photon est piquée vers les faibles valeurs, ce qui convient pour effectuer notre calibration. La distribution en impulsion des particules chargées est essentiellement concentrée

autour de l'énergie du faisceau (proche de 45 GeV). Dans la TPC la résolution en impulsion croît avec l'énergie des particules ($\frac{\Delta P}{P} = 1.5 \cdot 10^{-3} P$), contrairement à ECAL dont la résolution en énergie varie en $1/\sqrt{E}$. Ce résultat s'explique par la méthode de mesure de l'impulsion des traces chargées dans la TPC, qui dépend de la mesure des rayons de courbure des trajectoires de ces traces ($P = 300 \cdot B \cdot \rho$, où B est le champ magnétique uniforme de 1.5 Teslas et ρ est le rayon de courbure exprimé en cm pour que P soit exprimé en GeV/c). Pour des particules de haute énergie, les trajectoires sont quasiment des droites et les rayons de courbure sont grands (Figure 5.3), ce qui rend leur mesure difficile à réaliser ; c'est pourquoi la résolution en impulsion devient mauvaise. Par contre, la reconstruction des traces dans l'espace, dans ce cas, est de très bonne qualité, la résolution en θ et φ est de 1 mrad dans la TPC.

De même, la direction d'un photon de 1 GeV dans le ECAL est connue à 3 mrad près. Par conséquent, nous avons choisi comme paramètres connus les données angulaires et les variables inconnues sont les énergies des leptons et du photon.

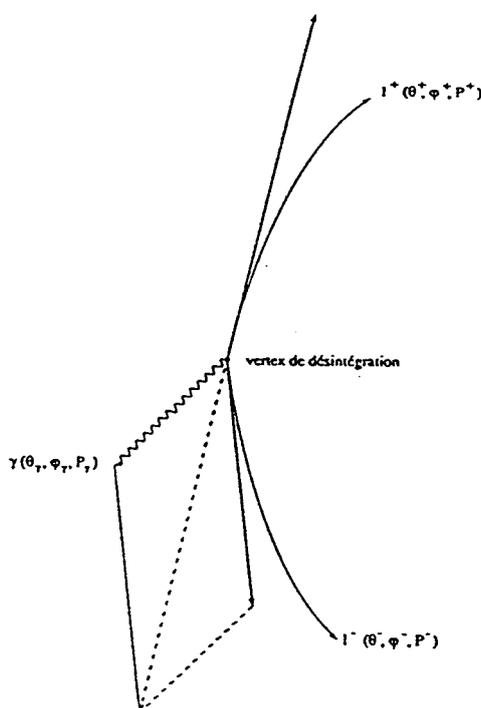


Figure 5.3: Distribution des particules dans l'espace pour la configuration cinématique envisagée.

Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion forment un système de 4 équations à 3 inconnues qui sont les impulsions des deux leptons (p^+ et p^-) et celle

du photon (p_γ). Ce système s'écrit :

$$\begin{cases} \sqrt{s} = P^+ + P^- + P_\gamma & \text{en considérant les leptons sans masse} \\ \vec{O} = \vec{P}^+ + \vec{P}^- + \vec{P}_\gamma \end{cases}$$

En coordonnées sphériques, nous obtenons :

$$\begin{cases} \sqrt{s} = P^+ + P^- + P_\gamma \\ O = P^+ \cdot \underbrace{\sin \theta^+ \cdot \cos \varphi^+}_{11} + P^- \cdot \underbrace{\sin \theta^- \cdot \sin \varphi^-}_{12} + P_\gamma \cdot \underbrace{\sin \theta_\gamma \cdot \cos \theta_\gamma}_{13} \\ O = P^+ \cdot \underbrace{\sin \theta^+ \cdot \sin \varphi^+}_{21} + P^- \cdot \underbrace{\sin \theta^- \cdot \sin \varphi^-}_{22} + P_\gamma \cdot \underbrace{\sin \theta_\gamma \cdot \sin \varphi_\gamma}_{23} \\ O = P^+ \cdot \underbrace{\cos \theta^+}_{31} + P^- \cdot \underbrace{\cos \theta^-}_{32} + P_\gamma \cdot \underbrace{\cos \theta_\gamma}_{33} \end{cases}$$

En écriture matricielle :

$$\underbrace{\begin{bmatrix} 11 & 12 & 13 \\ 21 & 22 & 23 \\ 31 & 32 & 33 \end{bmatrix}}_{\text{Matrice } 4 \times 3 : M(m_{ij})_{i=1,4}, j=1,3} \underbrace{(P^+, P^-, P_\gamma)}_{X(x_j)_{j=1,3}} = \underbrace{\begin{bmatrix} \sqrt{s} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}}_{B(b_i)_{i=1,4}}$$

Dans ce système, nous considérons que nous disposons de 7 grandeurs connues : les 6 angles d'Euler ($3 \times (\theta, \varphi)$) et l'énergie totale dans le centre de masse (\sqrt{s}) ; mathématiquement, il est surdéterminé (4 équations à 3 inconnues). Pour fixer la solution physique optimale, nous avons imposé une contrainte supplémentaire en appliquant la méthode des moindres carrés, c'est-à-dire la solution qui minimise la quantité :

$$\sum_{i=1}^4 |b_i - \sum_{j=1}^3 m_{ij} x_j|^2$$

Cette procédure existe dans la bibliothèque informatique du CERN sous le nom de LSQQR. Nous en déduisons les impulsions des deux traces (P^+ et P^-) et celle du photon que nous appellerons l'énergie "vraie" du photon. Cette mesure est indirecte car elle a été déduite des données angulaires dans la TPC et le ECAL, ce qui constitue une valeur de référence pour la mesure directe en énergie dans le ECAL.

De même que pour le cas des électrons en c), nous avons divisé le domaine énergétique du photon (de 0 à 20 GeV) en 5 zones irrégulières de plus en plus étroites à proximité de la coupure sur le signal à 1.5 GeV ; puis nous avons distribué les événements sur ces zones en fonction de l'énergie "vraie" du photon.

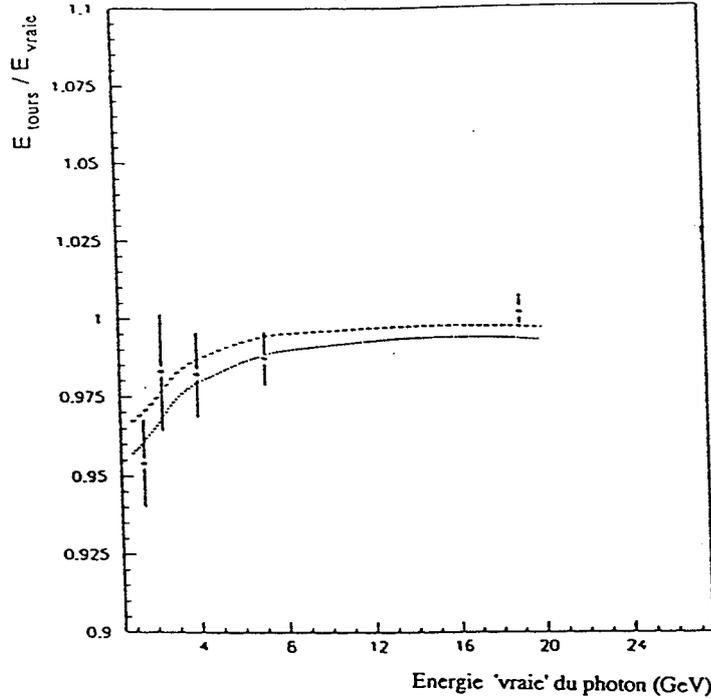


Figure 5.4: L'énergie tours du photon comparée à l'énergie "vraie" calculée dans la TPC.

Nous représentons sur la figure 5.4 le rapport moyen en énergie du photon mesurée sur les tours par rapport à son énergie "vraie" calculée à partir de la méthode décrite précédemment, en même temps nous superposons les résultats de la simulation qui sont à plus ou moins deux écarts standards ($\pm 2\sigma$). Les erreurs statistiques sont dominantes car nous sommes limités en nombre d'événements présents dans l'échantillon étudié (~ 1000 événements $l^+l^-\gamma$ de ce type ont été sélectionnés). Ces résultats montrent que le désaccord est au pire de 1.5% entre les données et le Monte Carlo au voisinage de 1.5 GeV.

e) Effets systématiques en terme de sections efficaces

Pour évaluer l'effet de l'erreur systématique sur les sections efficaces, dû à la calibration, nous avons calculé à l'aide des générateurs, les sections efficaces pour deux coupures différentes en énergie du photon 1.5 ($1. \pm 1.5\%$) GeV, où le 1.5% représente l'incertitude sur la coupure due à la calibration. L'effet de cette erreur sur les sections efficaces est traduit par :

$$\frac{\sigma(1.5 + 0.0225) - \sigma(1.5 - 0.0225)}{\sigma(1.5)} \quad \text{en \%}$$

Ce calcul a été effectué seulement pour la section efficace signal ($\nu\bar{\nu}\gamma$) et la section efficace de Bhabhas ($e^+e^-\gamma$), car elles sont majoritaires par rapport à la contribution des autres processus. Nous avons noté un effet de 1% sur $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}$ et 2.6% sur $\sigma_{e^+e^-\gamma}$.

5.1.2 Effet des coupures véto

a) Dans le ECAL

Dans la description du programme d'analyse au chapitre 3, nous avons défini une coupure véto en énergie, qui est appliquée aux modules de ECAL autres que celui touché par le photon, afin d'exclure la possibilité d'existence d'un deuxième dépôt d'énergie électromagnétique. Le choix de la coupure a été étudié pour ne pas rejeter des bons événements où l'énergie mesurée sur ces modules provient seulement du bruit électronique sur les plans de fils (≤ 0.2 GeV), de plus le véto n'est appliqué que lorsqu'il y a coïncidence sur les plans pairs et impairs avec une énergie supérieure à 0.1 GeV, pour s'assurer que le signal est de nature physique.

Pour évaluer l'effet systématique introduit par cette coupure, nous avons étudié son efficacité en reprenant le même programme d'analyse des photons uniques, mais en faisant varier la coupure véto de 0 à 0.2 GeV par pas irréguliers et de plus en plus petits en se rapprochant de 0.1 GeV, qui représente la coupure véto appliquée sur les plans pairs et impairs des modules du ECAL dans l'analyse.

Cette étude a été effectuée sur les données 91 et les événements Monte Carlo pour tous les processus pouvant participer à une signature photon unique dans le détecteur : $\nu\bar{\nu}\gamma$, $(e^+e^-)\gamma$, $(\gamma\gamma)\gamma$, $(\mu^+\mu^-)\gamma$ et la production de π^0 , η et f_2 .

L'efficacité véto à une coupure donnée est définie par :

$$\varepsilon = \frac{\text{Nombre d'événements gardés après la coupure véto}}{\text{Nombre d'événements initial avant le véto}} \quad (\text{en } \%)$$

Les résultats conduisent à la figure 5.5 où nous comparons les nombre d'événements acceptés après la coupure pour les données et le Monte Carlo. L'écart systématique entre les données et le Monte Carlo au niveau de la coupure à 0.1 GeV est de 1.7%.

b) Dans le LCAL

Rappelons que nous avons appliqué une coupure véto en énergie en demandant une coïncidence à 0.2 GeV sur les plans pairs et impairs dans au moins un module du LCAL dont l'énergie totale sur les plans dépasse 1. GeV.

Nous avons procédé de la même manière que précédemment dans le ECAL, pour étudier l'efficacité du véto dans le LCAL. La coupure est variable de 0 à 0.6 GeV par pas réguliers de 0.05 GeV, car les variations de l'efficacité de la coupure véto dans le LCAL ne sont pas aussi brutales que dans le ECAL.

Les résultats sont illustrés sur la figure 5.6 pour des vrais événements accumulés en 1991, où le photon unique a été observé dans la partie "barrel". Sur la même figure, nous représentons le nombre d'événements gardés en fonction de la coupure véto appliquée pour la totalité des événements Monte Carlo qui peuvent contribuer à l'émission d'un photon unique dans le "barrel". Les données sont en accord avec le Monte Carlo à 0.6% près.

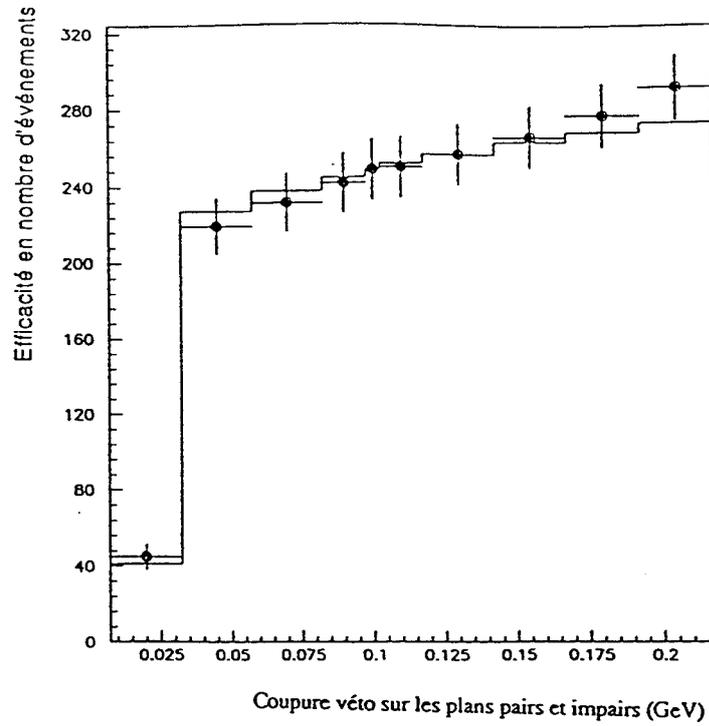


Figure 5.5: Etude de l'efficacité de la coupe veto dans le barrel (les données sont corrigées de 1.7% par rapport au Monte Carlo).

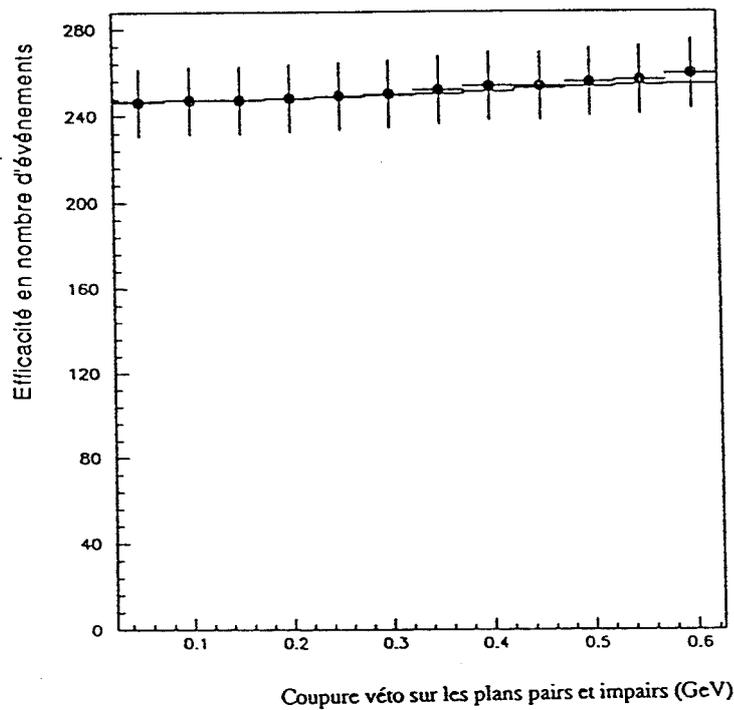


Figure 5.6: Etude de l'efficacité veto dans le LCAL (les données sont corrigées de 0.6% par rapport au Monte Carlo).

5.1.3 Effet de rejection des bons événements par les coupures véto

Les coupures véto dans le ECAL et le LCAL ne sont pas fiables à 100%, car il existe des cas où nous pouvons rejeter un bon événement dont le deuxième signal mesuré est simplement lié à un bruit électronique ou autre. Pour évaluer l'ordre de grandeur de l'erreur systématique traduite par cet effet, nous avons étudié l'effet de rejection pour un échantillon d'événements aléatoires gardés par le système "RANDOM TRIGGER" (~ 55000 événements) en faisant varier les coupures véto dans le ECAL et dans le LCAL.

La fraction d'événements aléatoires que nous avons rejetés à partir des coupures vétos que nous avons appliquées dans le programme d'analyse est :

$$(3.2 \pm 0.9) 10^{-4} \text{ dans le ECAL.}$$

et

$$(4.5 \pm 0.4) 10^{-3} \text{ dans le LCAL.}$$

L'effet systématique introduit par les coupures véto dans notre échantillon d'événements à photon unique que nous avons sélectionnés, a été évalué à 0.5% en incluant le ECAL et le LCAL.

5.1.4 Effet des autres coupures

Nous avons aussi évalué l'effet systématique introduit par les autres coupures au niveau de l'analyse qui participent à la sélection des photons uniques, surtout celles qui permettent d'identifier le photon et son origine.

A partir d'un échantillon d'environ 500 événements $\ell^+\ell^-\gamma$ qui sont parfaitement reconstruits dans l'espace, nous avons trouvé une efficacité d'identification de $(90.2 \pm 1.4)\%$ pour les données, et de $(93.9 \pm 0.5)\%$ pour le Monte Carlo au voisinage de 1.5 GeV. La déviation systématique mesurée est de 3.9%.

5.2 Efficacité du système de déclenchement

Nous savons que la décision du système de déclenchement sur les événements à photon unique ("Single Neutral Electromagnetic Trigger" = SNEMT) est basée seulement sur la coïncidence en énergie sur les plans pairs et impairs à 0.5 GeV dans le module touché par le photon. Pour assurer une efficacité de déclenchement proche de 100%, nous avons imposé la même coupure à 0.5 GeV sur les plans pairs et impairs du module contenant le photon unique au niveau de l'analyse. Ici, notre préoccupation est d'étudier cette efficacité au voisinage de la coupure en énergie sur le photon, pour évaluer l'écart relatif qu'elle produit sur les données par rapport au Monte Carlo.

Nous avons travaillé sur l'échantillon d'événements $\ell^+\ell^-\gamma$ utilisé en 5.1.d, où le photon est émis dans un module différent des modules associés aux leptons. En plus,

nous demandons qu'au moins un système de déclenchement autre que le "SNEMT" soit déclenché. Nous avons envisagé deux critères de sélection :

Premier cas : nous imposons que l'énergie sur les tours du module touché par le photon soit supérieure à 1.5 GeV.

Deuxième cas : nous avons appliqué une coupure supplémentaire sur l'énergie des plans pairs et impairs du même module avec une coïncidence à 0.5 GeV.

L'étude de l'efficacité de déclenchement consiste à regarder le contenu du bit correspondant à la réponse du "SNEMT" dans le module touché par le photon, pour un échantillon d'événements $\ell^+ \ell^- \gamma$ sélectionné des deux façons distinctes que nous avons décrites (1^{er} et 2^{ème} cas) ; puis en déduire si l'événement a été gardé ou rejeté par le "SNEMT". L'efficacité du "SNEMT" à un seuil en énergie donné est calculée à partir de :

$$\varepsilon = \frac{\text{Nombre d'événements ayant déclenché le "SNEMT"}}{\text{Nombre d'événements total}} \quad (\text{en } \%)$$

Les efficacités intégrées au-dessus de 1.5 GeV sont :

$$\varepsilon = (95.0 \pm 0.7)\% \quad \text{dans le premier cas}$$

$$\varepsilon = (99.7 \pm 0.2)\% \quad \text{dans le deuxième cas}$$

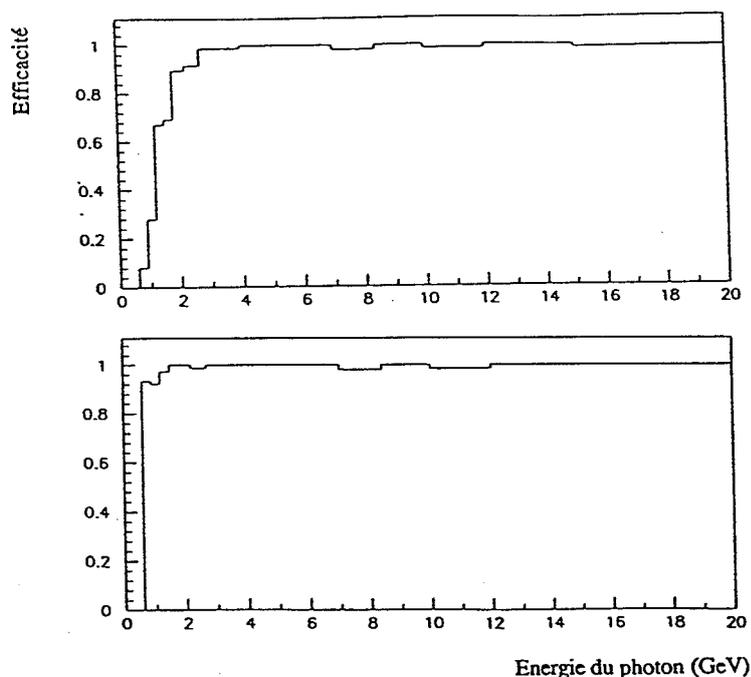


Figure 5.7: Variations de l'efficacité du système de déclenchement sur les photons uniques en fonction de l'énergie tours sur le module contenant le photon.

La courbe 5.7 représente la variation de l'efficacité de réponse du "SNEMT" en fonction de l'énergie du photon, pour les deux méthodes de sélection que nous avons appliquées. Ces résultats prouvent que l'efficacité est améliorée quand nous introduisons une deuxième coupure à 0.5 GeV sur les plans pairs et impairs. Ce comportement s'explique en regardant comment est structurée la décision du "SNEMT" qui ne dépend que de la coïncidence sur les plans pairs et impairs du module concerné à 0.5 GeV.

5.3 Etude de la précision des générateurs

Lors de l'étude des générateurs au chapitre précédent, nous avons précisé que le calcul théorique des sections efficaces est d'une précision meilleure que 1% pour le signal, résultat obtenu après des études comparatives avec un autre générateur [46], et de quelques pourcents pour le bruit de fond. Ceci est suffisant par rapport à la précision expérimentale ($> 1\%$), sauf pour le processus $e^+e^-\gamma$ dont le calcul de la section efficace est effectué seulement au premier ordre, et qui constitue pour nous le bruit de fond majoritaire.

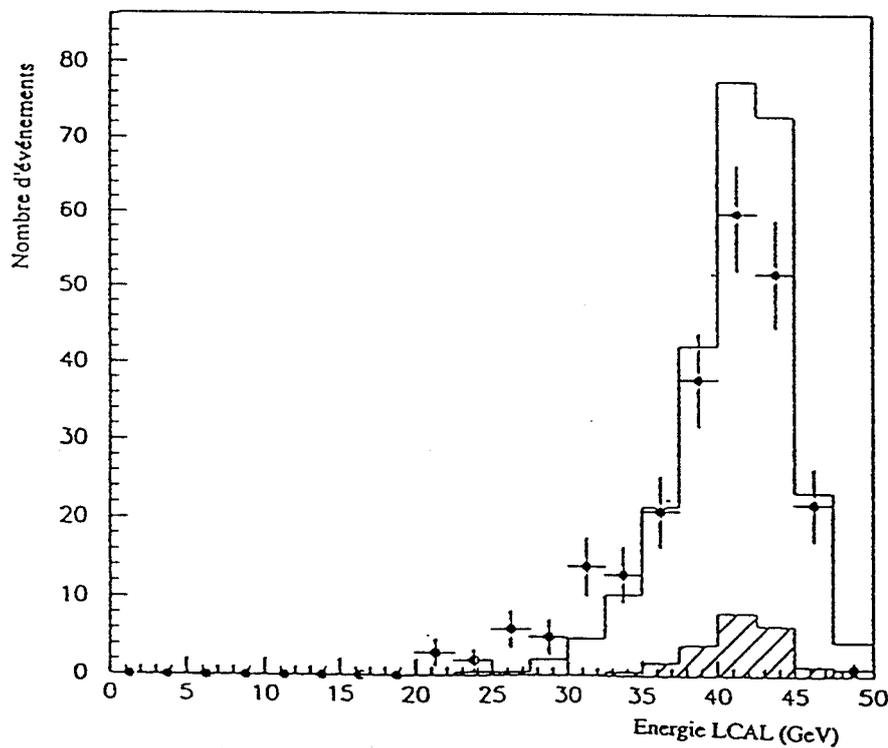
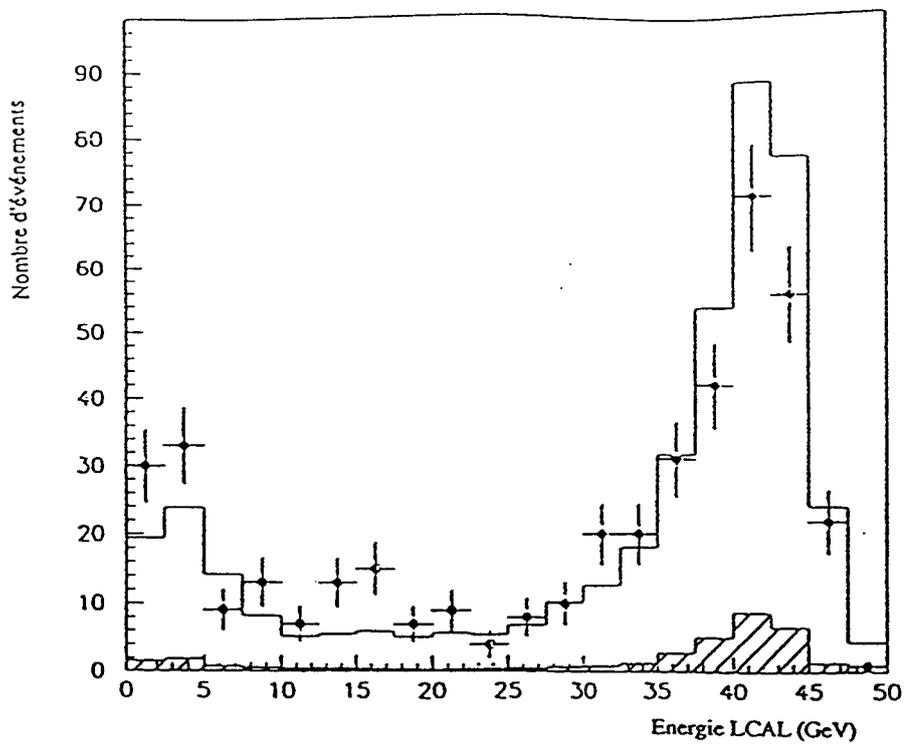
Dans ce but, nous avons réalisé une étude sur des événements à un seul photon de plus que 1.5 GeV émis dans le ECAL entre 30° et 150° , et accompagné d'un dépôt d'énergie contenu dans le LCAL. De tels événements où une paire $e\gamma$ ou ee est détectée dans l'appareillage, proviennent essentiellement des processus $e^+e^-\gamma$ et $\gamma\gamma\gamma$ dont nous voulons tester la précision.

Nous avons effectué ce travail en deux étapes :

Première étape : nous avons retenu 540 événements réels pour 544.2 événements attendus par la simulation sans appliquer le volume fiduciel dans le LCAL.

Deuxième étape : en appliquant un volume fiduciel où nous avons exclu la rangée de tours sur les bords du LCAL, nous avons gardé 324 événements avec 359.8 attendus.

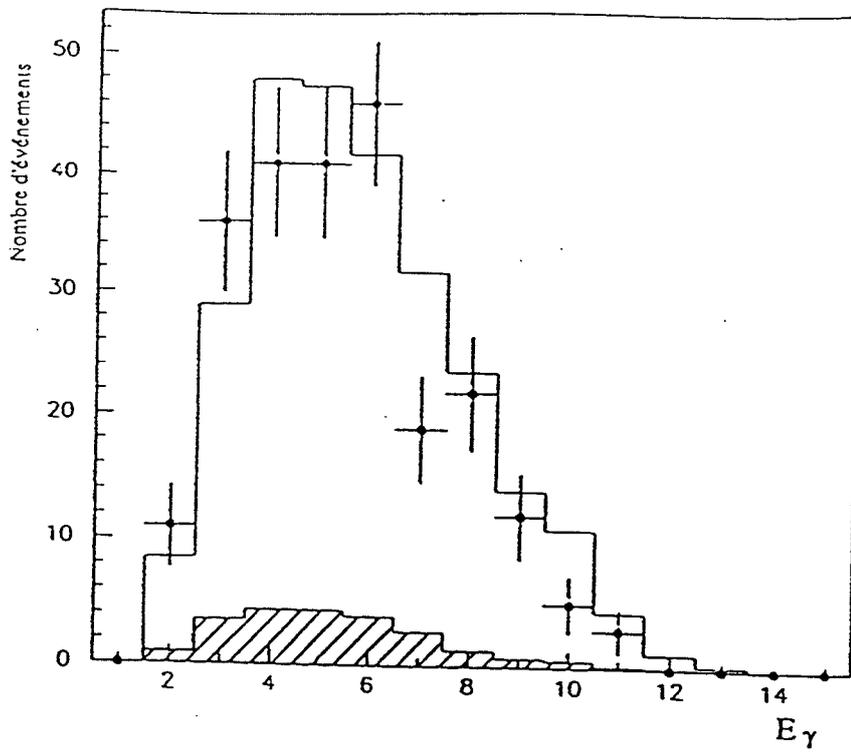
Sur les figures 5.8.a, b, nous représentons la distribution en énergie des électrons ($e^+e^-\gamma$) et des photons ($\gamma\gamma\gamma$) dans le LCAL, respectivement, avec et sans appliquer le volume fiduciel. Nous avons superposé les résultats obtenus pour les données et le Monte Carlo. En supprimant le volume fiduciel, nous observons vers les basses énergies une remontée de la courbe des électrons plus prononcée pour les données réelles que pour le Monte Carlo ; ce sont en réalité des électrons de haute énergie qui ont perdu une partie de leur énergie soit dans une zone morte, soit vers les frontières du LCAL. Nous pouvons en déduire que le Monte Carlo ne reproduit pas très bien les effets de bords du LCAL, mais par ailleurs, les variations de la distribution en énergie des électrons (ou photons) pour le Monte Carlo, sont les mêmes que pour les données.



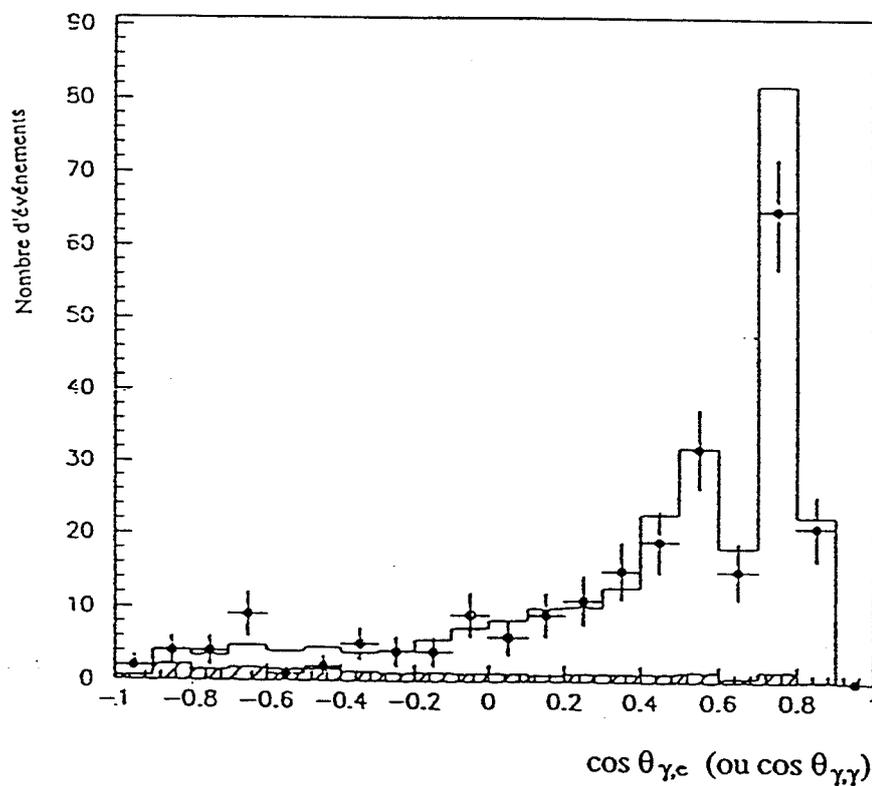
□ $e^+e^- \rightarrow (e)e\gamma$

▨ $e^+e^- \rightarrow (\gamma)\gamma\gamma$

Figure 5.8: Etude des effets de bords du LCAL avant (a) et après (b) application du volume fiduciel.



(a)



(b)

□ $e^+e^- \rightarrow (e) e \gamma$

▨ $e^+e^- \rightarrow (\gamma) \gamma \gamma$

Figure 5.9: Spectre en énergie (a) et distribution angulaire de $\theta_{\gamma,e}$ ou $\theta_{\gamma,\gamma}$ (b).

D'autre part, nous avons examiné le comportement du spectre en énergie du photon qui se trouve dans le ECAL (figure 5.9.a) et la distribution de l'angle qu'il forme avec la particule émise dans le LCAL (électron ou photon) sur la figure 5.9.b. Nous constatons que les données reproduisent bien l'allure des courbes prédites par la simulation : la section efficace décroît en fonction de l'énergie du photon et elle est piquée vers les petits angles. Les barres d'erreurs sont simplement liées à la faible statistique en nombre d'événements réels (environ 500 événements).

En conclusion, nous retenons que les données sont en bon accord avec le Monte Carlo à 5% près, qui est l'erreur statistique provenant de l'échantillon sélectionné.

5.4 Erreur systématique provenant de la mesure de la luminosité intégrée du LEP

La mesure de la luminosité intégrée est effectuée à l'aide des événements Bhabhas non radiatifs à petits angles dans les luminomètres. Le choix de ce processus a été motivé par plusieurs avantages :

- La section efficace de diffusion Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ à petits angles est dominée par l'échange d'un photon entre l'électron et le positron dans la voie t . Son calcul théorique est bien connu par la QED. De plus, l'influence des paramètres du Modèle Standard est pratiquement négligeable au premier ordre.
- Le nombre d'événements Bhabhas est suffisamment grand pour que l'erreur statistique sur la luminosité soit faible. Nous précisons que ce nombre est de l'ordre de 200000 événements en 1990 et de 320000 en 1991.

Cependant, il faut bien maîtriser les erreurs systématiques qui sont essentiellement liées aux critères de sélection de ces événements. La luminosité intégrée pour une énergie de balayage \sqrt{s} donnée est déterminée à partir de :

$$\mathcal{L} = \int L dt = \frac{N_{e^+e^-}(s)}{\sigma_{e^+e^-}(s)}$$

Où $N_{e^+e^-}(s)$ est le nombre d'événements Bhabhas sélectionnés à \sqrt{s} , et $\sigma_{e^+e^-}(s)$ est la section théorique de diffusion Bhabha à petits angles corrigée de l'effet de variation de l'énergie dans le centre de masse dû à la présence du pôle de Z^0 dans la voie s .

L'étude détaillée de la méthode de mesure de la luminosité intégrée et l'examen des différentes sources d'erreurs systématiques sont décrits dans la référence [5] : retenons que l'erreur systématique totale provenant de la luminosité a été évaluée, elle est de l'ordre de 0.6%.

5.5 Récapitulation des résultats

Les résultats finals sont résumés dans le tableau suivant :

Source de l'erreur systématique	Effet en % 1990	Effet en % 1991
Sélection et identification du photon	3.9	3.9
Calibration en énergie	1.6	1.5
Véto dans le ECAL	1.7	1.7
Véto dans le LCAL	0.6	0.6
Efficacité véto	0.5	0.5
Efficacité du système de déclenchement	0.3	0.2
Luminosité intégrée	0.6	0.6
Total en quadrature	4.7	4.6
Section efficace signal	1%	1%
Section efficace Bhabha	5%	5%

Tableau 5.1: Erreurs systématiques en 1990 et 1991.

\sqrt{s} (GeV)	(1)	(2)	(3)	(4)
88.89	0.327	3.364	4.6	5.71
90.21	0.451	2.746	4.6	5.38
91.22	1.185	2.068	4.6	5.18
92.05	0.736	1.318	4.6	4.84
93.08	0.828	0.861	4.6	4.75
93.71	0.849	0.754	4.6	4.74
94.21	0.825	0.745	4.6	4.73

Tableau 5.2: Contributions (en %) des différentes sources d'erreurs systématiques (1, 2, 3) et erreur systématique globale (4).

5.5.1 Conclusion

Si nous combinons en quadrature les erreurs expérimentales et les erreurs théoriques provenant de la connaissance des sections efficaces, nous obtenons une erreur globale de l'ordre de 5% pour tous les points de balayage en énergie.

Le tableau 5.2 résume les contributions des différentes sources d'erreurs systématiques pour chaque \sqrt{s} . La colonne (1) représente l'erreur relative sur le nombre total d'événements attendus provenant de la section efficace signal. La colonne (2) représente l'erreur relative correspondant à la section efficace de bruit de fond. La colonne (3) est l'erreur relative de 4.6% commune au signal et au bruit de fond. La colonne (4) est l'erreur systématique globale sur le nombre total d'événements attendus $\frac{\delta N_{\text{att}}}{N_{\text{att}}}$, somme quadratique des trois contributions précédentes.

Chapitre 6

Extraction de N_ν



Extraction de N_ν

Nous avons vu que les événements à un seul photon, sélectionnés par l'analyse, incluent aussi bien le signal ($\nu\bar{\nu}\gamma$) que le bruit de fond physique. Dans ce chapitre, nous allons consacrer la première partie à décrire des différentes méthodes possibles pour isoler le signal du bruit de fond, ensuite nous aborderons la procédure utilisée pour déduire le nombre de familles de neutrinos.

6.1 Elimination du bruit de fond physique

6.1.1 Méthode de soustraction

Cette méthode consiste à soustraire au nombre d'événements à photon unique qui sont observés dans le détecteur, le nombre d'événements contribuant au bruit de fond d'après les prédictions de la simulation.

Cette opération est effectuée à chaque énergie de balayage. En supposant que les seules particules indétectables sont les neutrinos, les événements restants après soustraction du bruit correspondent au signal $\nu\bar{\nu}\gamma$.

La compilation des résultats en 90-91 est donnée par le tableau 6.1 et les figures 6.1.a), b). Les résultats ont été combinés de la façon décrite au chapitre 3.2.3.

\sqrt{s} (GeV)	N_{obs}	$N_{\text{bruit}}^{\text{MC}}$	$N_{\nu\bar{\nu}\gamma}$	$N_{\text{signal}}^{\text{MC}}$	σ_{brute} pb	A (%)	$\sigma_{\text{corrigée}}$ (pb)	\mathcal{L} (pb^{-1})
88.89	25	18.5	6.5 ± 5.0	9.0	3.01 ± 2.32	76.24	3.95 ± 3.05	2.163
90.21	22	9.3	12.7 ± 4.7	7.7	11.84 ± 4.39	74.72	15.85 ± 5.87	1.080
91.22	206	82.1	123.9 ± 14.4	116.7	13.73 ± 1.59	76.47	17.96 ± 2.08	8.995
92.05	28	7.9	20.1 ± 5.3	22.0	21.75 ± 5.72	77.56	28.04 ± 7.37	0.926
93.08	62	10.8	51.2 ± 7.9	51.9	42.39 ± 6.52	76.76	55.22 ± 8.49	1.225
93.71	28	6.0	22.0 ± 5.3	33.9	31.39 ± 7.57	73.49	42.71 ± 10.03	0.700
94.21	29	5.8	23.2 ± 5.4	32.0	37.98 ± 8.81	77.31	49.13 ± 11.40	0.611
Total	400	140.4	259.6 ± 20.0	273.3				15.699

Tableau 6.1: Résultats obtenus par la méthode de soustraction.

Nous donnons :

- N_{obs} : le nombre d'événements à photon unique observés dans le détecteur d'après l'analyse des données.
- $N_{\text{bruit}}^{\text{MC}}$ et $N_{\text{signal}}^{\text{MC}}$ constituent les prévisions de la simulation sur la contribution totale du bruit de fond et du signal en nombre d'événements.
- $N_{\nu\bar{\nu}\gamma}$: partie signal en nombre d'événements observés dans le détecteur, qui est retenue après soustraction du bruit de fond attendu $N_{\text{bruit}}^{\text{att}}$ du nombre total observé N_{obs} .
- $\sigma_{\text{brute}}(\sqrt{s}) = \frac{N_{\nu\bar{\nu}\gamma}(\sqrt{s})}{\mathcal{L}(\sqrt{s})}$ est la section efficace signal vue par le détecteur.
- $\sigma_{\text{corrigée}}(\sqrt{s}) = \frac{\sigma_{\text{brute}}(\sqrt{s})}{A(\sqrt{s})}$ est la section efficace corrigée du facteur d'acceptance géométrique du détecteur.
- A est le facteur d'acceptance géométrique du détecteur calculé à partir de :

$$A(\sqrt{s}) = \frac{\sigma_{\text{exp}}^{\text{MC}}(|\cos \theta_\gamma| \leq \cos 42^\circ, E_\gamma \geq 1.5 \text{ GeV}, \sqrt{s}) \text{ après ALPHA}}{\sigma_{\text{th}}^{\text{MC}}(|\cos \theta_\gamma| \leq \cos 42^\circ, E_\gamma \geq 1.5 \text{ GeV}, \sqrt{s}) \text{ après KINGAL}}$$

Où $\sigma_{\text{exp}}^{\text{MC}}$ est la section efficace Monte Carlo "expérimentale" du processus $\nu\bar{\nu}\gamma$ attendue après l'analyse, qui tient compte des effets de l'appareillage ; alors que $\sigma_{\text{th}}^{\text{MC}}$ est la section efficace Monte Carlo théorique du processus $\nu\bar{\nu}\gamma$ donnée par le générateur NNGG03, en imposant que le photon soit dans le même domaine cinématique que celui demandé dans l'analyse.

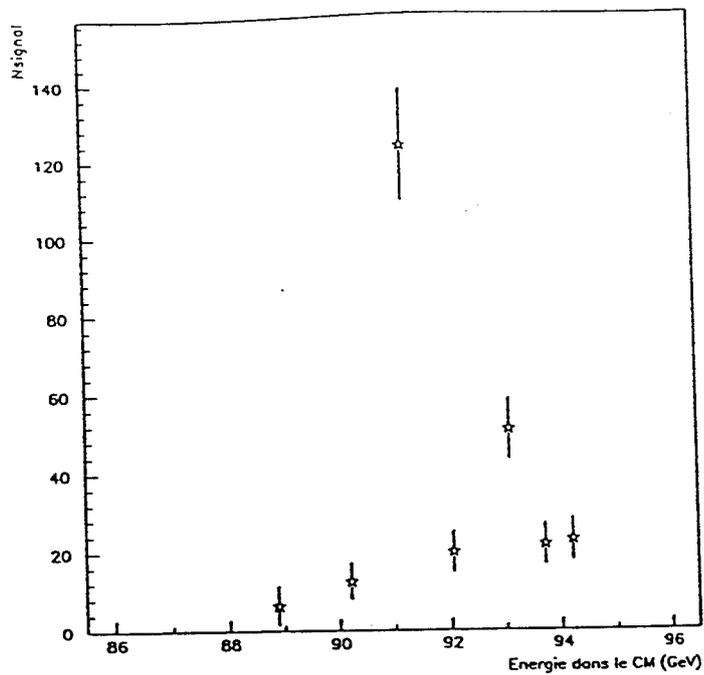
Dans le tableau suivant, nous donnons les acceptances géométriques du détecteur ALEPH en 1990 et 1991 à chaque énergie de balayage.

Année 1990		Année 1991	
\sqrt{s} (GeV)	A %	\sqrt{s} (GeV)	A %
88.22	76.32	88.46	74.81
89.22	77.65	89.45	76.82
90.22	76.52	90.21	73.87
91.22	78.89	91.21	75.43
92.22	79.82	91.96	76.39
93.22	81.08	92.06	72.91
94.21	77.31	93.71	73.49

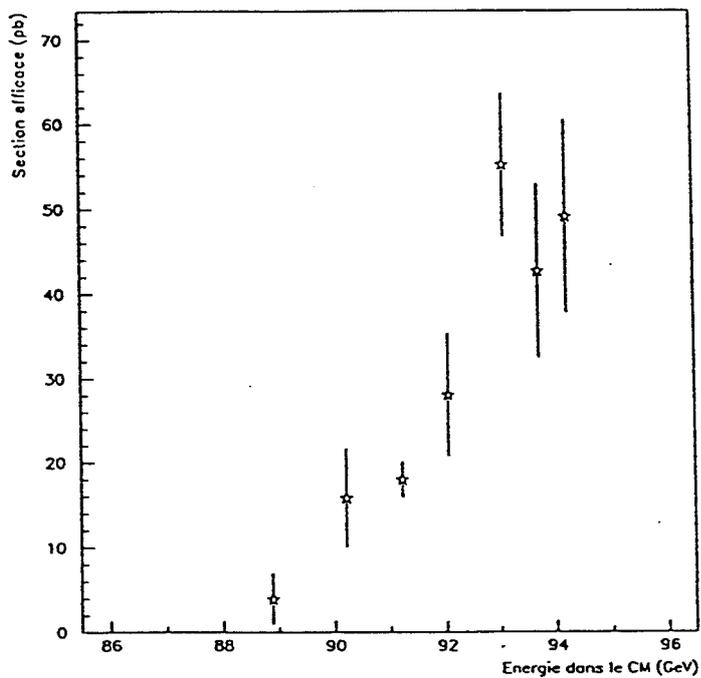
Tableau 6.2: Acceptances géométriques du détecteur en 1990 et 1991.

A partir de ces résultats, nous déduisons que :

- L'acceptance est du même ordre de grandeur quelque soit l'énergie disponible dans le centre de masse, car c'est un facteur qui ne dépend que de la géométrie et de la structure du détecteur. Par ailleurs, nous pouvons signaler que l'acceptance est aussi indépendante du nombre de familles de neutrinos.
- En comparant les acceptances obtenues en 1990 et 1991, nous constatons une légère diminution en 1991, qui est due à l'augmentation de la quantité de matière rencontrée par le photon, après l'installation complète du détecteur de vertex en 1991.



(a)



(b)

Figure 6.1: Nombre d'événements (a) et sections efficaces (b) contribuant au signal par énergie de balayage d'après la méthode de soustraction.

La combinaison des acceptances 90–91 dans le tableau 6.1 est obtenue en calculant la moyenne des acceptances combinées, pondérée par les luminosités intégrées correspondantes :

$$A(\sqrt{s}) = \frac{\mathcal{L}_{90}(\sqrt{s}) \cdot A_{90}(\sqrt{s}) + \mathcal{L}_{91}(\sqrt{s}) \cdot A_{91}(\sqrt{s})}{\mathcal{L}_{90}(\sqrt{s}) + \mathcal{L}_{91}(\sqrt{s})}$$

Conclusion

La méthode de soustraction est la procédure la plus simple pour éliminer le bruit, mais son grand point faible est qu'elle ne tient pas compte de la différence des comportements du signal et du bruit de fond.

6.1.2 Possibilité de réjection du bruit de fond à partir des coupures cinématiques

L'examen du spectre en énergie (figure 6.2) et de la distribution angulaire du photon unique (figure 6.3), reflète une différence de comportement entre le signal et le bruit de fond. Ce désaccord est d'autant plus prononcé que l'énergie dans le centre de masse augmente. D'autre part, nous avons montré au chapitre 4 que les conditions optimales pour effectuer notre mesure, sont de se placer aux environs de 94 GeV où le rapport signal/bruit est maximal, et la séparation signal-bruit est plus facile à réaliser.

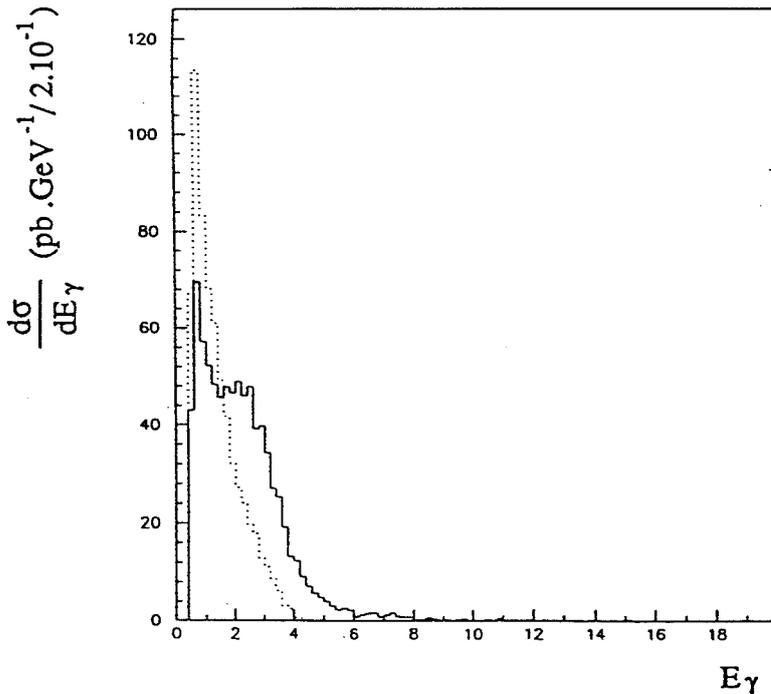


Figure 6.2: Comparaison de la distribution en énergie du photon pour les Bhabhas et le signal $\nu\bar{\nu}\gamma$ ($\sqrt{s} = 94$ GeV, $\theta_\nu = 2.3^\circ$, $|\cos\theta_\gamma| \leq \cos 25^\circ$, $E_\gamma \geq 0.5$ GeV).

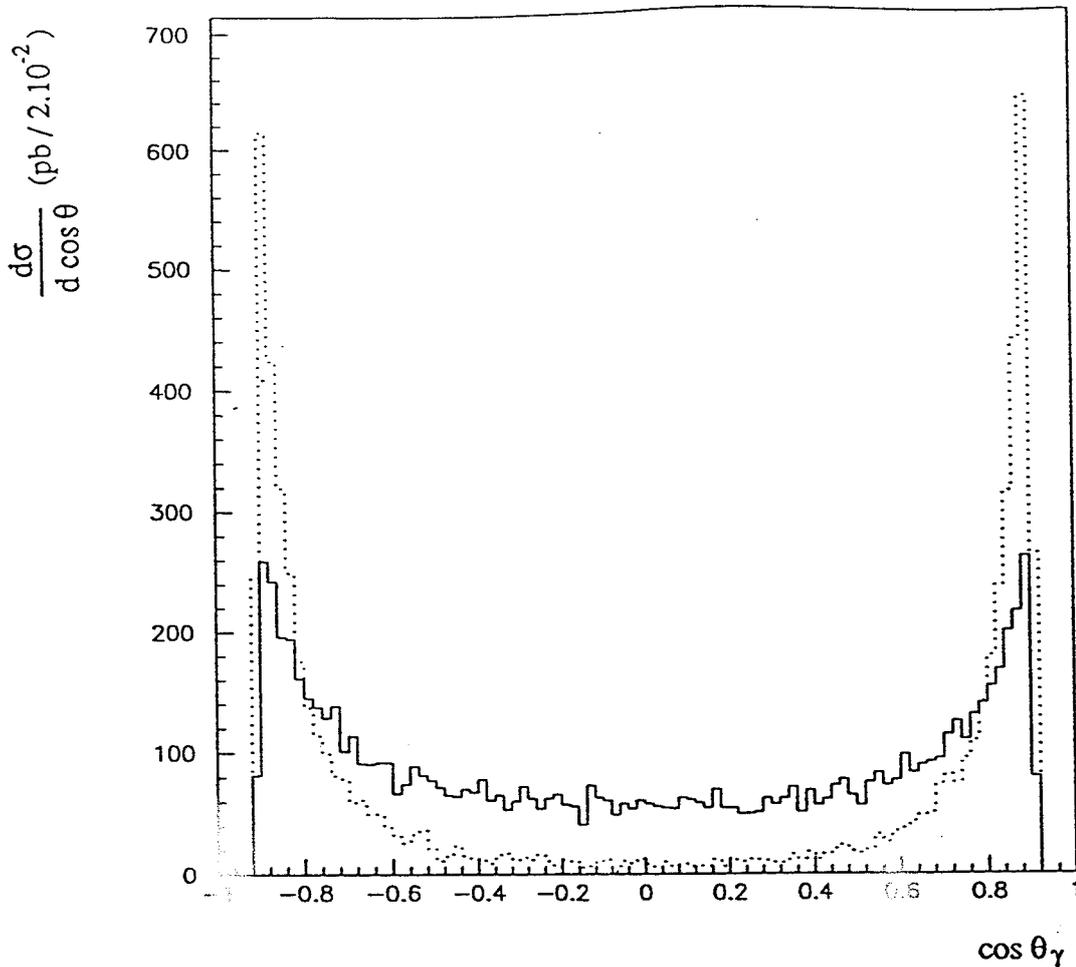


Figure 6.3: Comparaison de la distribution angulaire du photon pour les Bhabhas et le signal $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ ($\sqrt{s} = 94$ GeV, $\theta_v = 2.3^\circ$, $|\cos \theta_\gamma| \leq \cos 25^\circ$, $E_\gamma \geq 0.5$ GeV).

En particulier, si nous prenons le paramètre impulsion transverse qui rassemble l'information en énergie et en angle d'émission du photon simultanément, nous pouvons étudier les deux caractères en même temps. En examinant cette variable, nous nous apercevons qu'elle est limitée pour tous les processus contribuant au bruit de fond ($(e^+e^-)\gamma$, $(\gamma\gamma)\gamma$, $(\mu^+\mu^-)\gamma$, \dots), par le fait que nous imposons des contraintes sur les autres particules émises avec le photon, plus précisément la coupure angulaire véto θ_v . Ainsi, l'impulsion transverse maximale emportée par le photon unique est :

$$(P_\perp^\gamma)_{\max} = \frac{\sqrt{s} \sin \theta_v}{1 + \sin \theta_v}$$

Cette configuration cinématique limite est illustrée sur la figure 6.4.

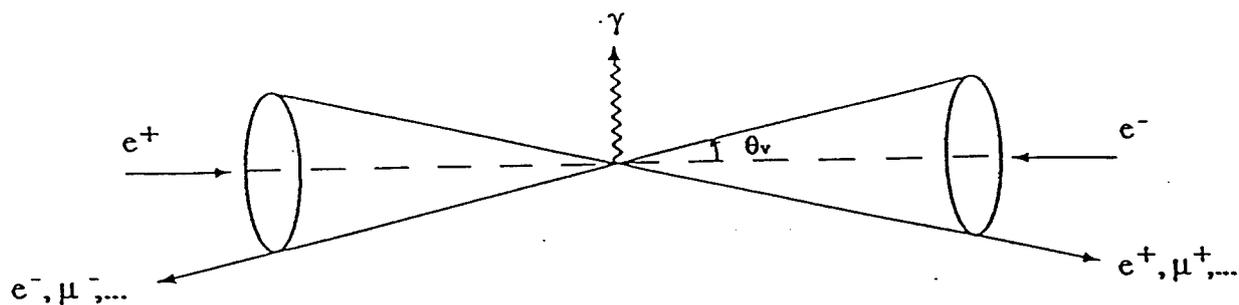


Figure 6.4: Configuration cinématique limite pour laquelle le photon emporte une impulsion transverse maximale.

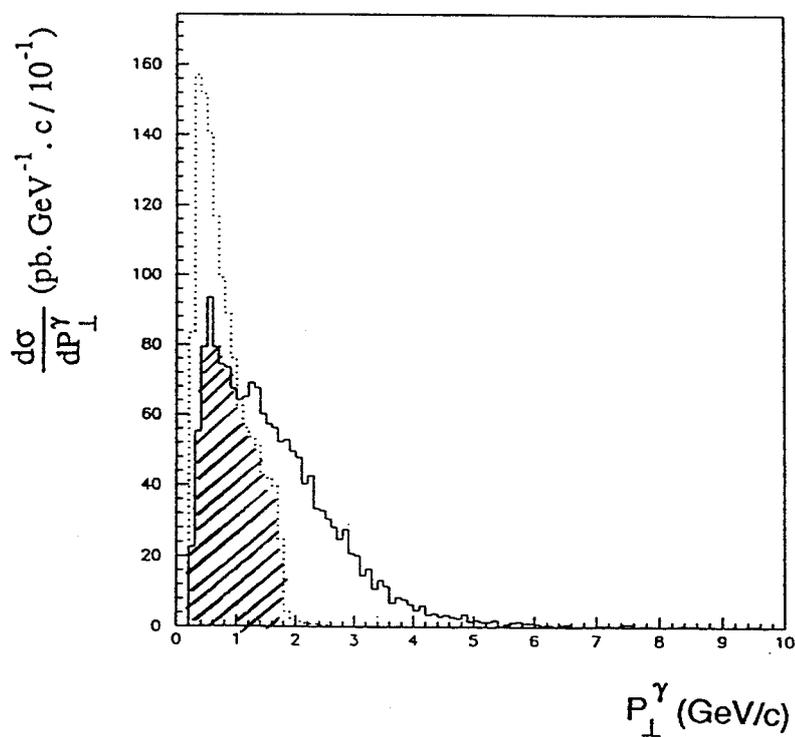


Figure 6.5: Comparaison de la distribution en énergie en impulsion transverse du photon pour les Bhabhas et le signal $\nu\bar{\nu}\gamma$ ($\sqrt{s} = 94$ GeV, $\theta_v = 2.3^\circ$, $|\cos\theta_\gamma| \leq \cos 25^\circ$, $E_\gamma \geq 0.5$ GeV).

Nous présentons sur la figure 6.5 un exemple comparatif entre les impulsions transverses du photon dans le cas du signal et du bruit de fond dominant provenant des Bhabhas. Nous remarquons qu'une coupure maximale sur l'impulsion transverse du photon : $P_{\perp}^{\gamma} \geq 2 \text{ GeV}/c$ permettrait d'éliminer complètement le bruit, mais une partie du signal serait également rejetée (partie hachurée). La section efficace signal sera alors réduite; nous constatons que cette réduction est d'autant plus importante que l'énergie dans le centre de masse se rapproche de la masse du Z^0 . Ceci constitue l'obstacle majeur pour la réalisation de cette méthode : la meilleure stratégie serait de se placer à des énergies au-dessus du pôle du Z^0 .

Le grand avantage de cette méthode est d'être indépendante des prédictions de la simulation pour les divers bruits de fond. Or, nous venons de montrer que nous sommes dans une situation défavorable pour sa mise en oeuvre. Cependant, nous pouvons exploiter la différence du comportement entre le signal et le bruit de fond par d'autres moyens, c'est ce que nous allons essayer d'expliquer par la suite.

6.1.3 Méthode du maximum de vraisemblance

C'est une méthode qui profite de la différence du comportement du signal par rapport au bruit de fond, que nous avons montrée au paragraphe précédent.

Les figures 6.6 et 6.7 représentent respectivement le spectre en énergie et la distribution angulaire des photons uniques, dans le cas des données réelles sélectionnées en 90-91 et des événements simulés. Le spectre en énergie des photons décroît rapidement en fonction de l'énergie, et sa distribution angulaire est piquée à petits angles ; ce caractère est d'autant plus marqué pour le bruit que pour le signal.

Les événements ne sont pas distribués de la même façon dans toutes les régions de l'espace de phase. Ce dernier est divisé en 9 zones dans le plan $(|\cos \theta_{\gamma}|, E_{\gamma})$ de surfaces variables, choisies de manière à ce que le nombre d'événements observés soit comparable dans chaque zone, pour que les erreurs statistiques soient du même ordre de grandeur. Les événements attendus d'après la simulation par le signal et le bruit, sont distribués de la même façon dans le plan $(|\cos \theta_{\gamma}|, E_{\gamma})$.

Nous précisons que toutes ces informations sont retenues au stade final de l'analyse sous forme de matrices 3×3 . Nous obtenons 3 matrices par énergie : une pour le nombre d'événements observés et les deux autres pour le nombre d'événements du signal et du bruit attendus ; soit $(3 \times 7 + 3 \times 1)$ matrices au total, si nous considérons les 7 énergies de balayage après combinaison 90-91, et leur somme zone par zone. Les valeurs des limites cinématiques de chaque zone sont notées dans le tableau 6.3.

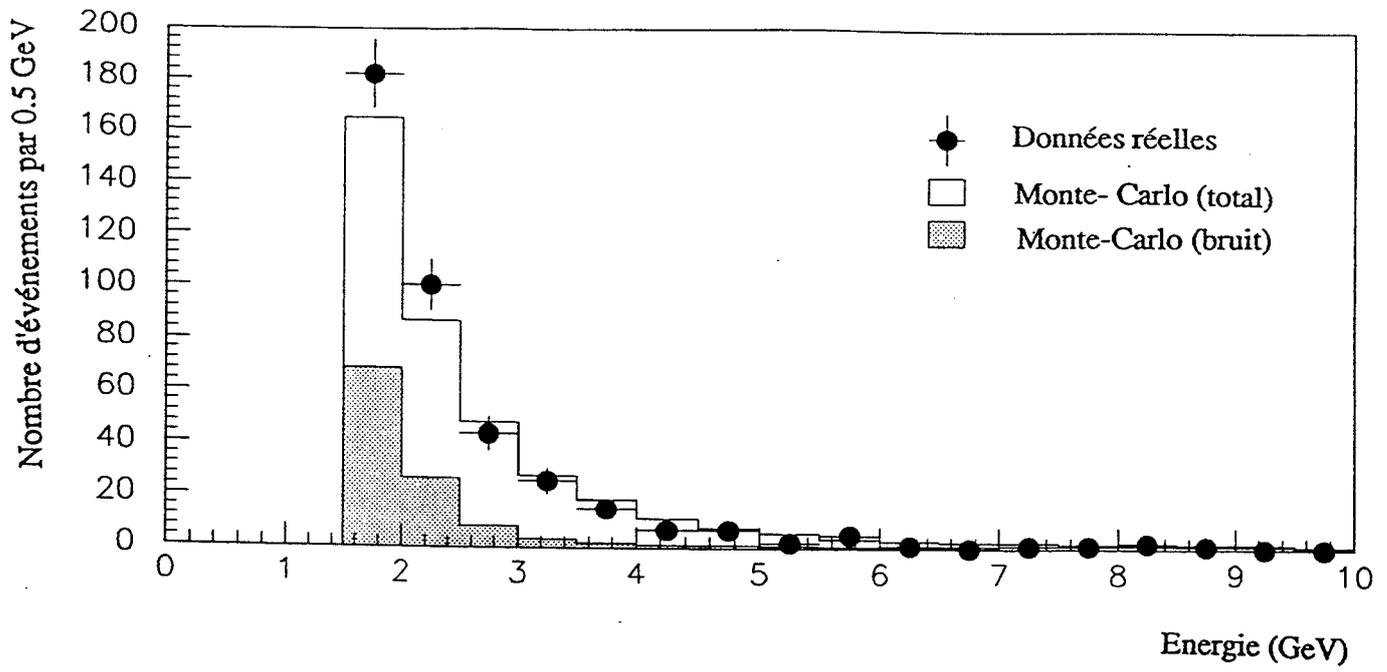


Figure 6.6: Spectre en énergie des photons uniques.

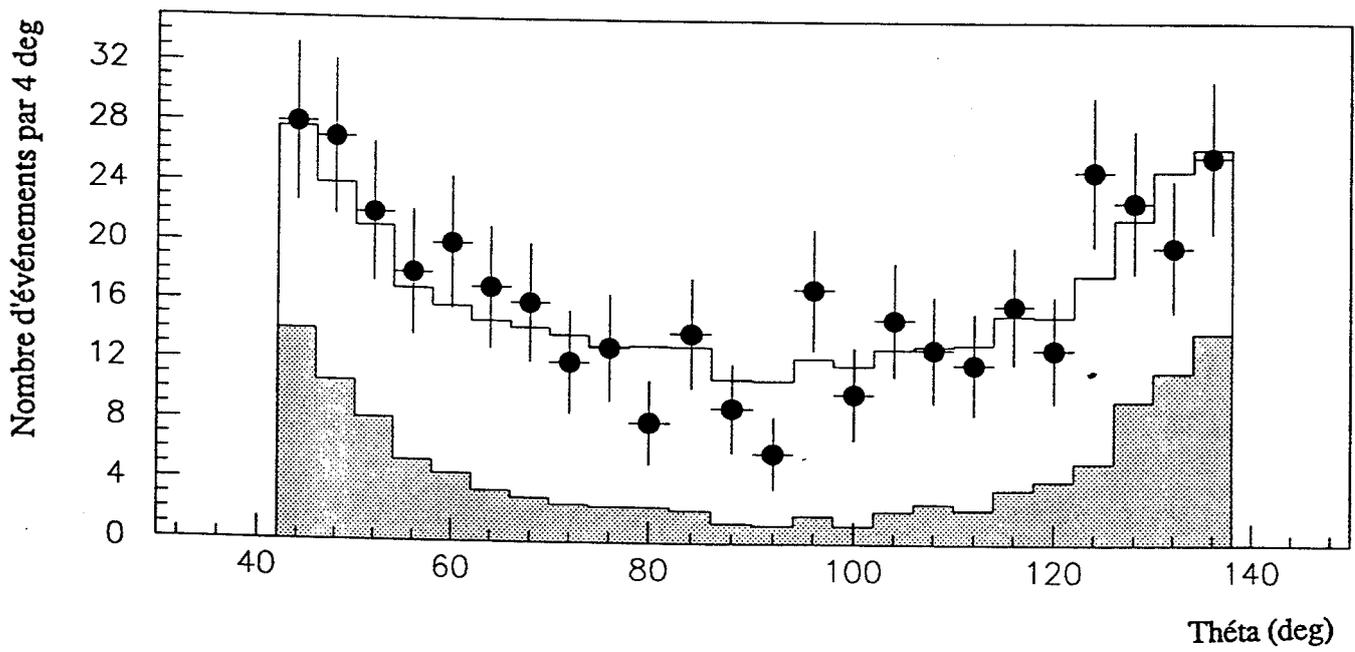


Figure 6.7: Distribution angulaire des photons uniques.

	$j = 1$	$j = 2$	$j = 3$
$i = 1$	$1.5 \leq E_\gamma \leq 1.85$ et $0.6 \leq \cos \theta_\gamma < 0.74$	$1.5 \leq E_\gamma \leq 1.85$ et $0.4 \leq \cos \theta_\gamma \leq 0.6$	$1.5 \leq E_\gamma \leq 1.85$ et $0 \leq \cos \theta_\gamma \leq 0.4$
$i = 2$	$1.85 < E_\gamma \leq 2.5$ et $0.6 \leq \cos \theta_\gamma < 0.74$	$1.85 < E_\gamma \leq 2.5$ et $0.4 < \cos \theta_\gamma \leq 0.6$	$1.85 < E_\gamma \leq 2.5$ et $0 \leq \cos \theta_\gamma \leq 0.4$
$i = 3$	$E_\gamma > 2.5$ et $0.6 \leq \cos \theta_\gamma < 0.74$	$E_\gamma > 2.5$ et $0.4 < \cos \theta_\gamma \leq 0.6$	$E_\gamma \leq 2.5$ et $0 \leq \cos \theta_\gamma \leq 0.4$

Tableau 6.3: Couverture angulaire et la gamme en énergie considérées dans chaque zone (E_γ en GeV).

Dans le cas où le nombre d'événements observés (N_{obs}) est inférieur à 22, nous considérons que les événements sont distribués suivant la loi de probabilité de Poisson, définie sur chaque zone avec les paramètres N_{obs} et N_{att} (Nombre attendu) par :

$$P_{ij}(N_{\nu\bar{\nu}\gamma}) = \frac{1}{N_{\text{obs}}!} (N_{\text{att}})^{N_{\text{obs}}} e^{-N_{\text{att}}}$$

Avec : ($i = 1, 3$, $j = 1, 3$)

P_{ij} représente la probabilité d'observer N_{obs} événements sachant que N_{att} sont attendus dans la zone (i, j) ; cette quantité dépend du nombre d'événements $\nu\bar{\nu}\gamma$ observés ($N_{\nu\bar{\nu}\gamma}$).

Mais quand le nombre d'événements observés dépasse 22, la probabilité P_{ij} est donnée par la loi gaussienne :

$$P_{ij}(N_{\nu\bar{\nu}\gamma}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi N_{\text{att}}}} e^{-\frac{(N_{\text{obs}} - N_{\text{att}})^2}{2N_{\text{att}}}}$$

P_{ij} est définie de la même manière que pour la loi de Poisson.

Le principe de la méthode est fondé sur la recherche de la valeur optimale du signal, qui maximise la ressemblance entre ce qu'on observe réellement et ce qu'on attend par la simulation.

Dans les deux cas de distribution, nous définissons un produit des probabilités dans chaque zone, aussi appelée vraisemblance, par :

$$V = \prod_{i=1,3, j=1,3} P_{ij}(N_{\nu\bar{\nu}\gamma})$$

Nous nous intéressons à fixer la valeur de $N_{\nu\bar{\nu}\gamma}$ qui maximise la vraisemblance, c'est-à-dire celle pour laquelle la probabilité d'observer N_{obs} quand nous nous attendons à N_{att} soit maximale.

Or, dans la pratique, il est plus simple de minimiser que de maximiser une fonction ; nous avons choisi de minimiser la quantité $-\ln V$, qui varie dans le sens contraire de V mais beaucoup moins vite.

Dans le cas de la loi de Poisson :

$$\begin{aligned} -\ln V &= -\ln \left[\prod_{i=1,3, j=1,3} \frac{1}{N_{\text{obs}}!} \cdot (N_{\text{att}})^{N_{\text{obs}}} \cdot e^{-N_{\text{att}}} \right] \\ &= \sum_{i=1,3, j=1,3} [\ln(N_{\text{obs}}!) - N_{\text{obs}} \ln(N_{\text{att}}) + N_{\text{att}}] \end{aligned}$$

Dans le cas de la loi de Gauss :

$$\begin{aligned} -\ln V &= -\ln \left[\prod_{i=1,3, j=1,3} \frac{1}{\sqrt{2\pi N_{\text{att}}}} e^{-\frac{(N_{\text{obs}} - N_{\text{att}})^2}{2 N_{\text{att}}}} \right] \\ &= \sum_{i=1,3, j=1,3} \left[\frac{1}{2} \ln(2\pi) + \frac{1}{2} \ln N_{\text{att}} - \frac{(N_{\text{obs}} - N_{\text{att}})^2}{2 N_{\text{att}}} \right] \end{aligned}$$

Nous nous sommes servis du logiciel "MINUIT" disponible dans la bibliothèque des programmes du CERN, pour effectuer cette minimisation, et en déduire la valeur optimale du signal $\nu\bar{\nu}\gamma$ en nombre d'événements. Ceci a été réalisé pour les 7 énergies de balayage retenues d'une part, et pour la totalité de ces énergies d'autre part.

\sqrt{s} (GeV)	N_{obs}	$N_{\text{bruit}}^{\text{MC}}$	$N_{\nu\bar{\nu}\gamma}$	$N_{\text{signal}}^{\text{MC}}$	σ_{brute} (pb)	A (%)	$\sigma_{\text{corrigée}}^{\text{vrais.}}$ (pb)	$\sigma_{\text{corrigée}}^{\text{soust.}}$ (pb)
88.89	25	18.5	10.0 ± 4.5	9.0	4.62 ± 2.08	76.24	6.06 ± 2.73	3.95 ± 3.05
90.21	22	9.3	15.1 ± 4.5	7.7	13.99 ± 4.17	74.72	18.72 ± 5.58	15.85 ± 5.87
91.22	206	82.1	117.4 ± 13.4	116.7	13.05 ± 1.49	76.47	17.07 ± 1.95	17.96 ± 2.08
92.05	28	7.9	19.4 ± 5.2	22.0	2.96 ± 5.61	77.56	27.02 ± 7.24	28.04 ± 7.37
93.08	62	10.8	50.4 ± 7.8	51.9	41.15 ± 6.37	76.76	53.61 ± 8.30	55.22 ± 8.49
93.71	28	6.0	21.9 ± 5.2	33.9	30.87 ± 7.43	73.49	42.59 ± 10.11	42.71 ± 10.3
94.71	29	5.8	23.9 ± 5.3	32.0	36.98 ± 8.67	77.31	50.59 ± 11.22	49.13 ± 11.4
Total	400	140.4	258.1 ± 19.1	273.3				

Tableau 6.4: Résultats obtenus par la méthode du maximum de vraisemblance.

Cela nous conduit aux résultats illustrés sur le tableau 6.4 et les figures 6.8.a, b. La signification des notations est la même que celle du tableau 6.1.

Sur le tableau 6.4, nous avons aussi noté les résultats finals de la méthode de soustraction pour pouvoir comparer.

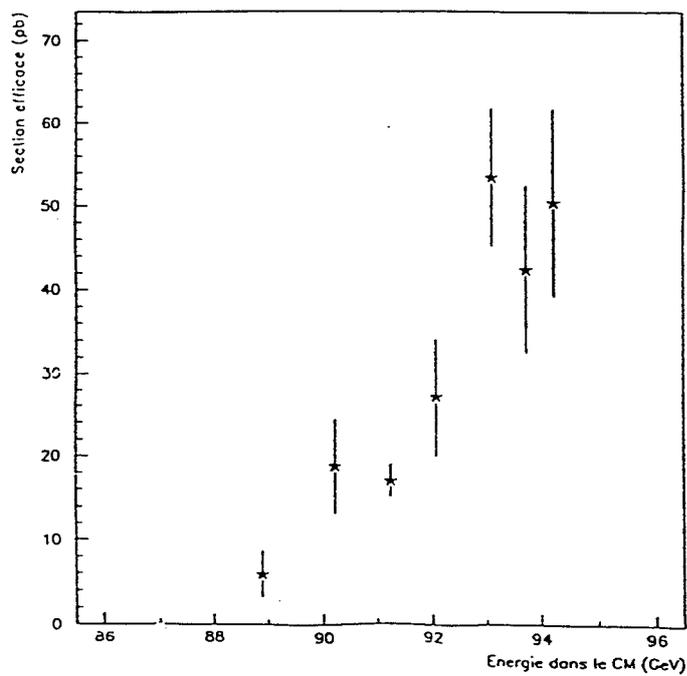
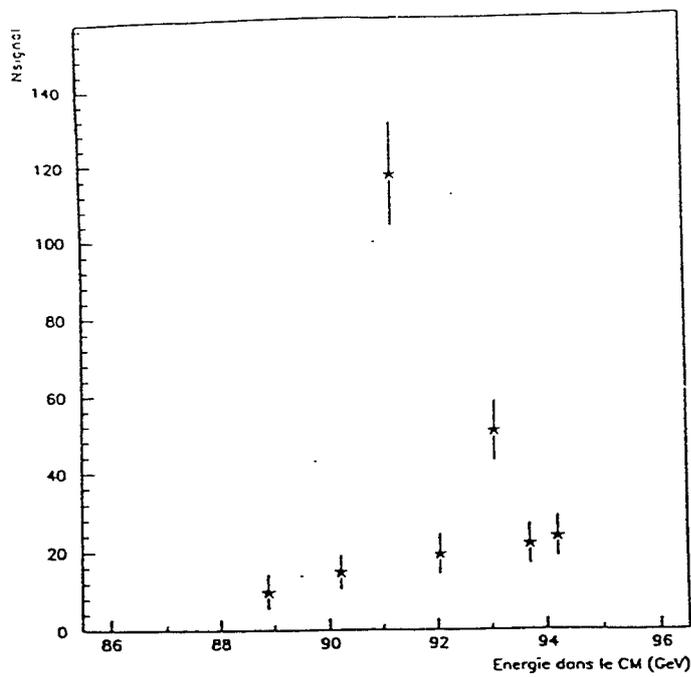


Figure 6.8: R Nombre d'événements (a) et sections efficaces (b) contribuant au signal par énergie de balayage d'après la méthode du maximum de vraisemblance.

Au lieu de chercher la valeur du signal qui maximise la vraisemblance, nous pouvons penser à chercher la valeur qui minimise le χ^2 . Nous avons étudié dans ce sens les variations du $\chi^2/\text{d.d.l.}$ (d.d.l. = degré de liberté), et de la vraisemblance normalisée à 1, en fonction de $N_{\nu\bar{\nu}\gamma}$ pour la totalité des énergies (figure 6.9), et pour 6 énergies que nous nous sommes fixés (figure 6.10). Ces figures montrent que χ^2 a un minimum qui est moins marqué que le maximum de vraisemblance, de plus la valeur optimale de $N_{\nu\bar{\nu}\gamma}$ pour chaque énergie, est légèrement décalée par rapport à celle obtenue par vraisemblance. Nous remarquons aussi que la forme des courbes en χ^2 est dissymétrique, car dans le calcul du χ^2 , nous considérons que tous les points sont distribués suivant une loi gaussienne, ce qui n'est pas toujours vrai, puisque nous avons travaillé avec un mélange des deux lois de probabilité : Poisson et Gauss. Cette dissymétrie est moins prononcée quand nous combinons toute la statistique. Ceci est dû au fait que lorsque la statistique augmente, dans la majorité des cas, nous utilisons la loi de Gauss (figure 6.9).

Pour les raisons que nous venons de citer, cette façon de procéder a été abandonnée.

Sur la figure 6.11, nous avons superposé les résultats obtenus par soustraction, et par le maximum de vraisemblance où les points sont été décalés de 100 MeV à droite, pour pouvoir établir une comparaison. Nous constatons que les barres d'erreurs sont légèrement plus faibles dans le cas de la méthode de vraisemblance ; ceci n'est pas dû à un effet statistique puisque nous avons travaillé sur les mêmes échantillons, mais c'est plutôt lié à la différence de précision entre les deux méthodes : la maximisation de la vraisemblance dans le plan ($|\cos\theta_\gamma|, E_\gamma$) permet en effet de séparer le signal du bruit de fond.

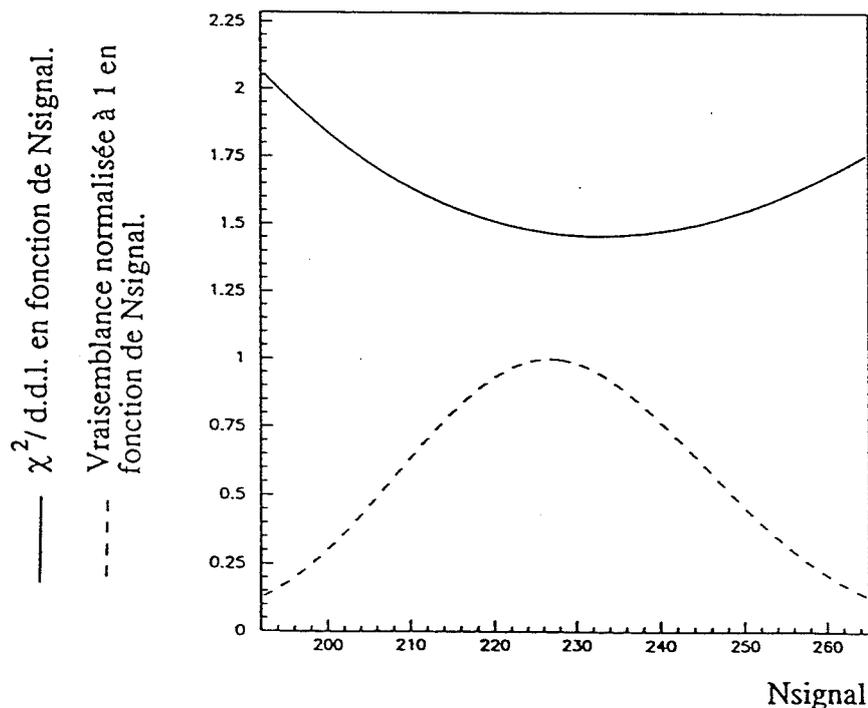
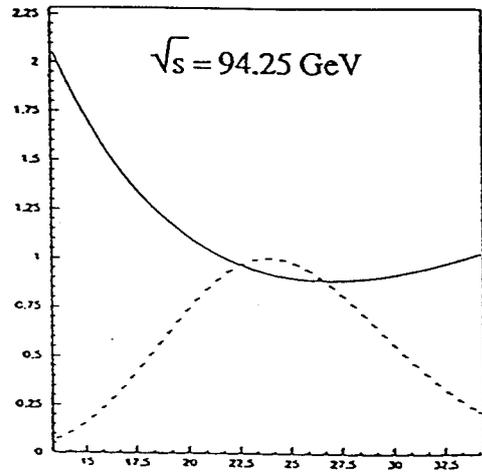
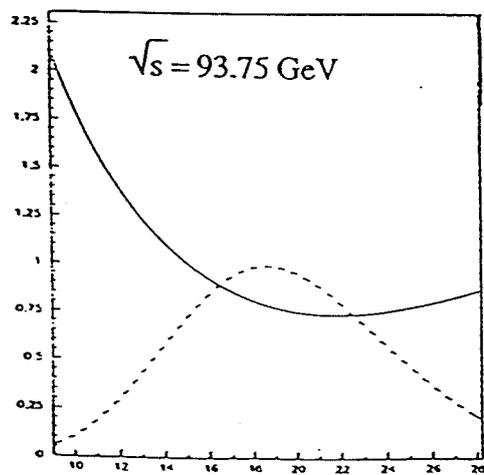
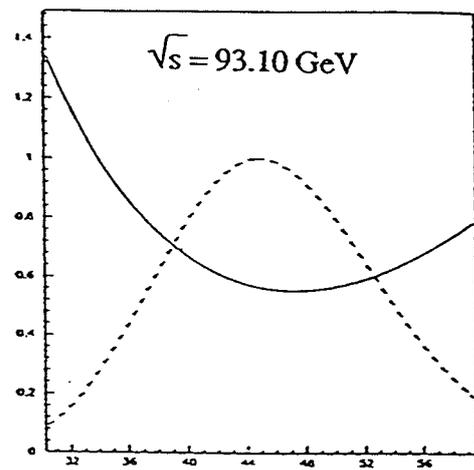
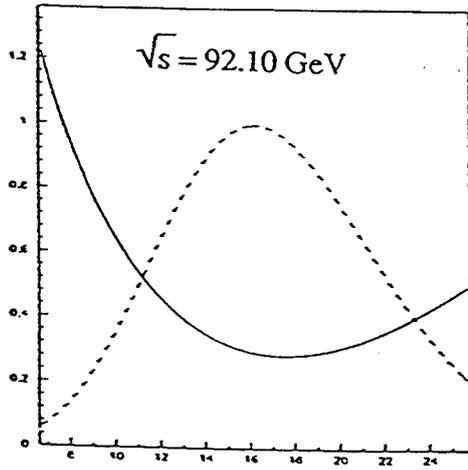
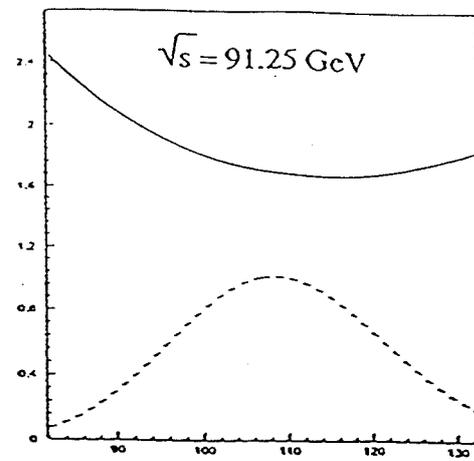
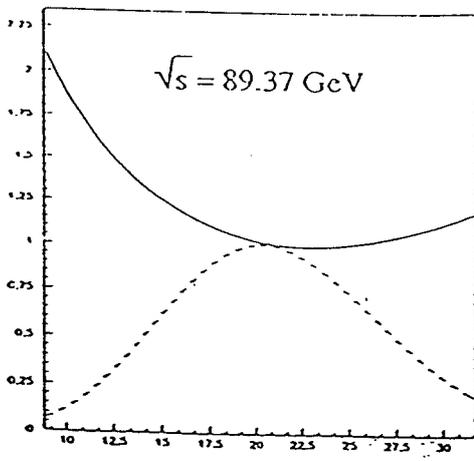


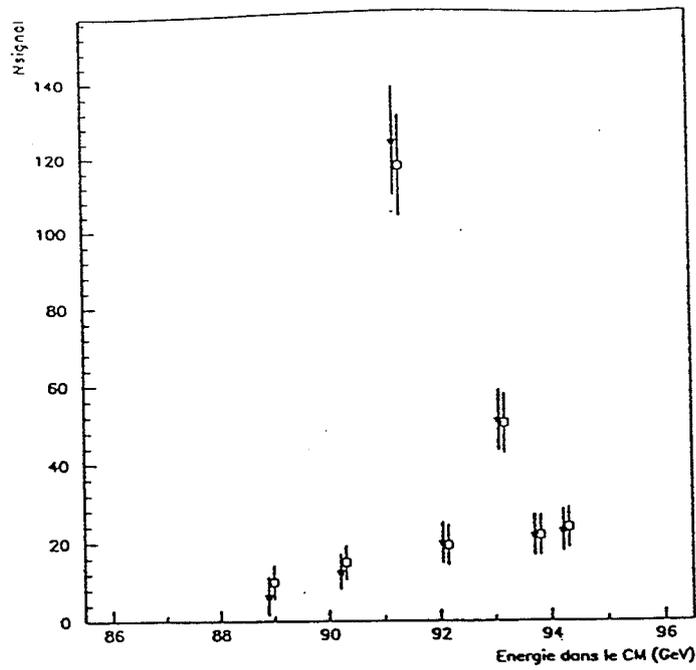
Figure 6.9: Combinaison des résultats à toutes les énergies.



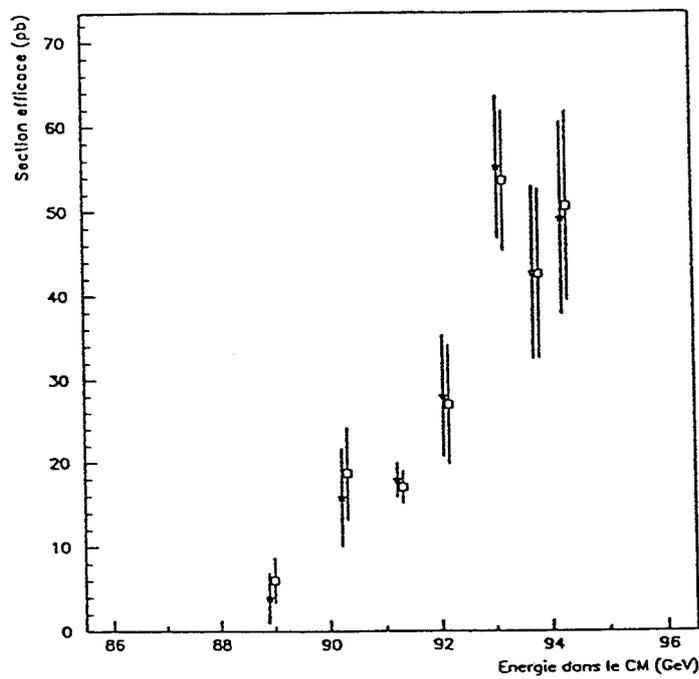
— $\chi^2/\text{d.d.l.}$ en fonction de N_{signal} .

- - - : Vraisemblance normalisée à 1 en fonction de N_{signal} .

Figure 6.10: Comparaison de la vraisemblance et du $\chi^2/\text{d.d.l.}$ à chaque énergie (d.d.l. = 8 = Nombre de degrés de liberté).



(a)



(b)

Figure 6.11: Comparaison du nombre d'événements et des sections efficaces du signal par soustraction et vraisemblance.

N.B : les résultats de la vraisemblance ont été décalés de 100 MeV à droite pour pouvoir comparer.

6.2 Nécessité d'un lissage

6.2.1 Lissage des sections efficaces théoriques pour N_ν entier

Après avoir mesuré la section efficace correspondant au signal $\nu\bar{\nu}\gamma$ observé, la question qui s'impose est : comment en déduire le nombre de familles de neutrinos ? En effet, nous ne pouvons pas nous baser uniquement sur les prédictions de la simulation à partir du générateur NNGG03, car seules les valeurs entières de N_ν y sont permises. Or, le nombre que nous mesurons expérimentalement n'est pas forcément entier ; d'où la nécessité de pallier à cette discontinuité à l'aide d'un lissage des points obtenus pour N_ν entier.

D'abord, nous avons calculé les sections efficaces théoriques grâce au générateur pour $N_\nu = 1, 2, 3, 4, 5$ à chaque énergie de balayage, en se plaçant dans les mêmes conditions cinématiques pour le photon unique que dans le cas de l'analyse ($|\cos\theta_\gamma| \leq \cos 42^\circ$, $E_\gamma \geq 1.5$ GeV). Nous obtenons ainsi 5 valeurs par \sqrt{s} . Pour passer des points discrets à des courbes continues, nous avons effectué un lissage de ces points par la fonction qui décrit la section efficace $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}$ pour l'énergie \sqrt{s} et une valeur de N_ν donnée, soit :

$$\sigma(s, N_\nu) = \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \int_{E_{\gamma\min}}^{E_{\gamma\max}} H(E_\gamma, \cos\theta_\gamma, s) \cdot [\sigma_{WZ}(s') + \sigma_{ZZ}(s', N_\nu)] \cdot dE_\gamma \cdot d\cos E_\gamma$$

Cette expression représente la section efficace $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}$ dans le cadre du modèle standard, en négligeant les termes d'échange du W dans le calcul, sauf dans la partie d'interférence avec les termes d'échange du Z^0 .

$H(E_\gamma, \cos\theta_\gamma, s)$ est la fonction radiateur, qui correspond à la probabilité de rayonner un photon dans l'état initial, avec une énergie E_γ suivant une direction θ_γ pour une énergie dans le centre de masse égale à \sqrt{s} .

$s' = (\sqrt{s} - E_\gamma)^2$ est l'énergie réduite dans le centre de masse au carré après émission du photon.

$\sigma_{WZ}(s')$ est le terme d'interférence $W - Z$ qui contribue seulement à l'émission des neutrinos électroniques (ν_e).

$\sigma_{ZZ}(s', N_\nu)$ est le terme d'échange de Z^0 dans la voie s qui est sensiblement proportionnel à N_ν , il représente la partie résonante de la section efficace, son expression est :

$$\sigma_{ZZ}(s', N_\nu) = \frac{12\pi}{M_Z^2} \cdot \frac{s' \Gamma_e \Gamma_\nu N_\nu}{(s' - M_Z^2)^2 + s'^2 \frac{(\Gamma_{\text{vis}} + N_\nu \Gamma_\nu)^2}{M_Z^2}}$$

Les valeurs des paramètres de la résonance ont été déduites des dernières mesures

effectuées par ALEPH [5] :

$$M_Z = 91.182 \pm 0.09 \text{ GeV}$$

$$\Gamma_Z = 2484 \pm 17 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_e = 83.1 \pm 0.7 \text{ MeV}$$

$$M_t = 170 \text{ GeV}$$

$$M_H = 200 \text{ GeV}$$

$$\sin^2 \theta_W = 0.2312 \pm 0.0018$$

Or, d'après le Modèle Standard

$$\Gamma_\nu = \Gamma_e \cdot \left(\frac{\frac{1}{2}}{\frac{1}{4} + \left(2 \sin^2 \theta_W - \frac{1}{2}\right)^2} \right)$$

$$\Gamma_\nu = 165.3 \pm 1.4 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\text{inv}} = N_\nu \Gamma_\nu = 495.8 \pm 4.2 \text{ MeV} \quad (\text{pour } N_\nu = 3)$$

$$\Gamma_{\text{had}} = \Gamma_Z - 3 \Gamma_{\text{lep}} - \Gamma_{\text{inv}} = 1738.9 \pm 11.9 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\text{vis}} = \Gamma_{\text{had}} + 3 \Gamma_{\text{lep}} = 1988.2 \pm 13.6 \text{ MeV.}$$

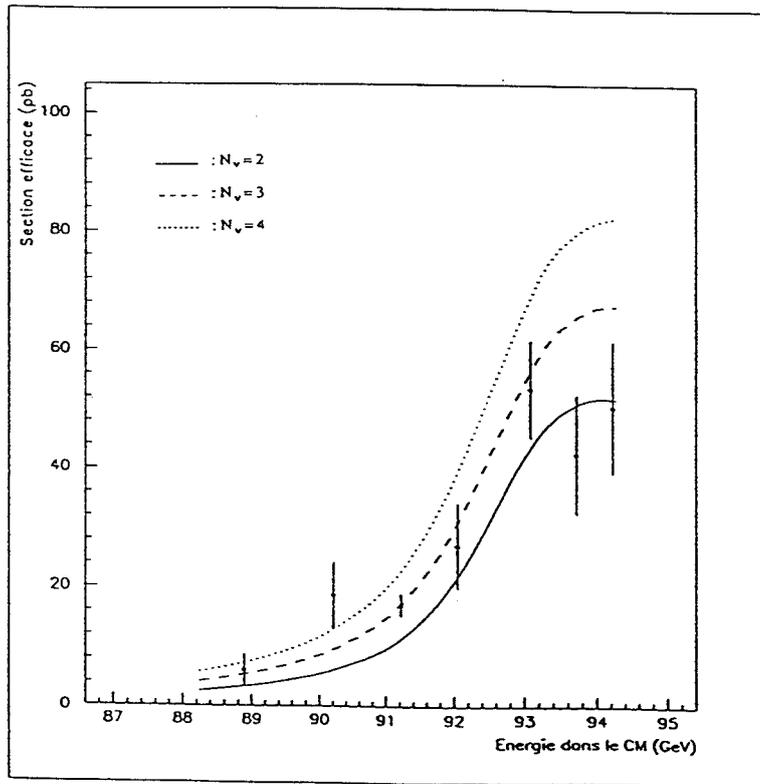


Figure 6.12: Comparaison des sections efficaces mesurées aux prédictions de la simulation pour $N_\nu = 2, 3, 4$.

Sur la figure 6.12, nous comparons le comportement de la section efficace obtenue par la méthode du maximum de vraisemblance et corrigée de l'acceptance, par rapport aux sections efficaces théoriques pour $N_\nu = 2, 3, 4$. Globalement, les points expérimentaux reproduisent le sens de variation des sections efficaces théoriques.

6.2.2 Recherche des paramètres de lissage

Après intégration de la fonction de radiateur, la section efficace s'écrit :

$$\sigma(s, N_\nu) = \underbrace{\sigma_{WZ}(\langle s' \rangle)}_{P_1} + \underbrace{a}_{P_2} \underbrace{\sigma_{ZZ}(\langle s' \rangle, N_\nu)}_{P_3}$$

$\langle s' \rangle$ est l'énergie moyenne réduite dans le centre de masse.

A chaque énergie nous effectuons le lissage par la fonction $\sigma(s, N_\nu)$ en fonction de N_ν , pour fixer les trois paramètres suivants :

- P_1 : le terme d'interférence $W-Z$ dont les variations en fonction de l'énergie sont données par la figure 6.13 ; nous voyons qu'il change de signe à l'énergie du maximum (négatif au-dessous et positif au-dessus).

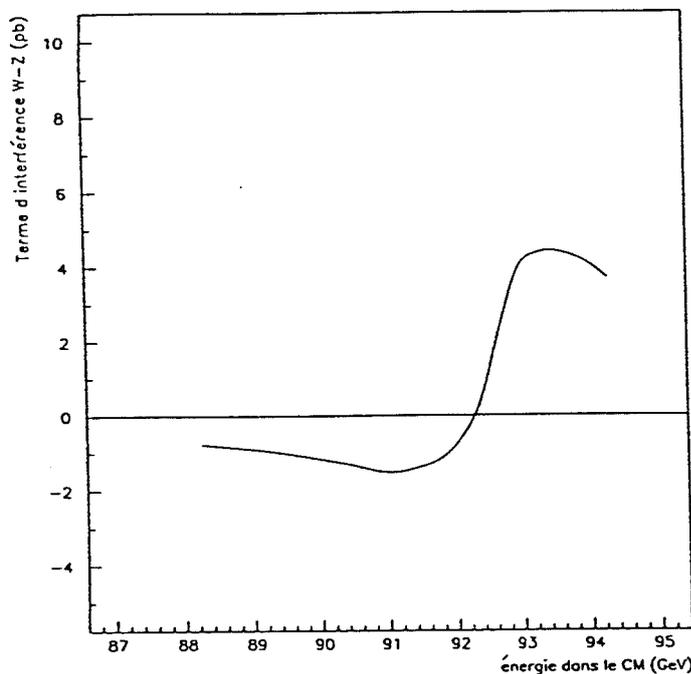


Figure 6.13: Comportement du terme d'interférence autour du pôle de Z^0 .

- P_2 : le facteur de normalisation, nous avons vérifié qu'il est indépendant de l'énergie dans le centre de masse et du nombre de familles de neutrinos. Sa valeur demeure constante, nous trouvons : $P_2 = a = 2.31 \cdot 10^{10} \text{ pb} \cdot \text{GeV}^2$.
- $P_3 = \langle s' \rangle$.

Nous considérons que les valeurs optimales des paramètres de lissage sont celles qui minimisent le χ^2 . Nous donnons les valeurs des paramètres P_1 et P_3 pour chaque énergie dans le tableau suivant :

\sqrt{s} (GeV)	88.89	90.21	91.22	92.05	93.08	93.71	94.21
P_1 (pb)	-0.8885	-1.2477	-1.4752	-0.6103	4.2175	4.3089	3.7507
P_3 (GeV ²)	7507.50	7719.74	7885.22	8016.46	8134.08	8174.09	8184.50
$\sqrt{\langle s' \rangle}$ (GeV)	86.65	87.86	88.80	89.53	90.19	90.41	90.47

Tableau 6.5: Valeurs optimales des paramètres de lissage par énergie.

6.2.3 Extraction de N_ν

Pour déduire N_ν , nous sommes partis de deux hypothèses différentes dans le calcul de $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}$:

a) Nous considérons que la largeur totale du Z^0 est fixe en faisant confiance aux dernières mesures d'ALEPH ($\Gamma_Z = 2.484$ GeV d'après [5]), dans ce cas, le terme de résonance σ_{ZZ} est proportionnel à N_ν , par conséquent, la section efficace totale $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}$ l'est aussi, comme nous le montrons sur la figure 6.14.

b) Nous tenons compte de la dépendance de la largeur du Z^0 en N_ν , dans l'expression de $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}$ en prenant $\Gamma_Z = \Gamma_{\text{vis}} + N_\nu\Gamma_\nu$; dans ce cas, par contre, la linéarité du terme de résonance en N_ν n'est plus totale (figure 6.15).

Après avoir déterminé la section efficace contribuant au signal $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}^{\text{mes}}$, l'extraction de N_ν est réalisée à l'aide des courbes de variation de la section efficace $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}$ en fonction de N_ν , représentées sur les figures 6.14 et 6.15 respectivement pour Γ_Z constante et Γ_Z variable ; il suffit de pointer sur la valeur de la section efficace que nous avons mesurée $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}^{\text{mes}}$ pour en déduire la valeur de N_ν correspondante.

Dans la pratique, nous avons fait varier N_ν de 1 à 10 par pas réguliers très petits (10^{-2}), et nous avons fixé l'intervalle $[\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}(J), \sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}(J+1)]_{J=1,1000}$ qui représente l'image de l'intervalle $[N_\nu(J), N_\nu(J+1)]$ par la fonction $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma} = f(N_\nu)$. Dans un intervalle aussi étroit, nous pouvons assimiler la courbe $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma} = f(N_\nu)$ à une portion de droite même dans le cas où nous prenons Γ_Z variable.

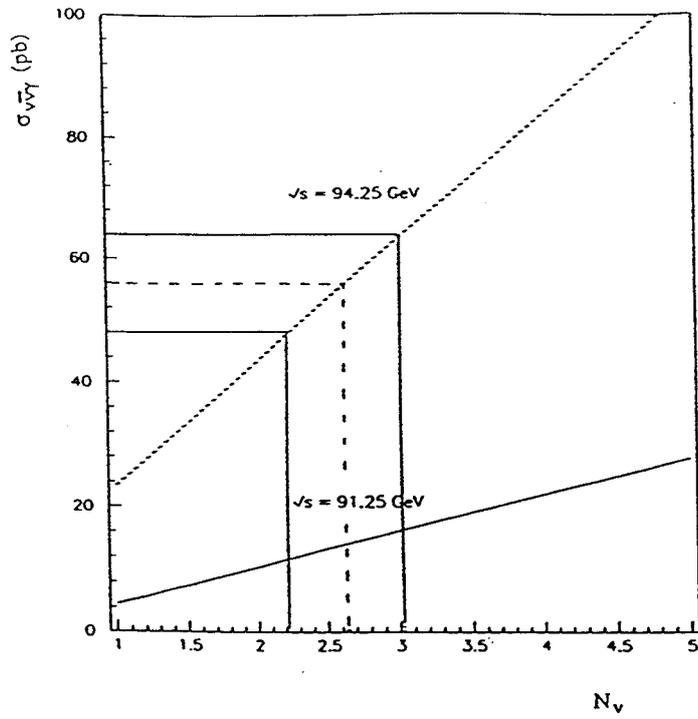


Figure 6.14: Extraction de N_ν pour $\Gamma_Z = \text{constante}$.

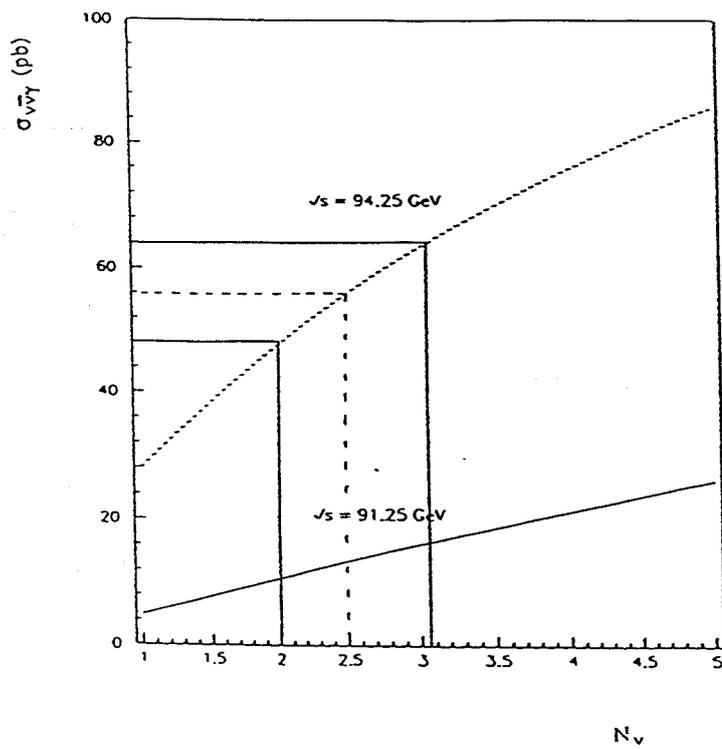


Figure 6.15: Extraction de N_ν pour Γ_Z variable.

La valeur de N_ν qui correspond à $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}^{\text{mes}}$ est déduite par une simple interpolation linéaire :

$$N_\nu^{\text{mes}} = N_\nu(J) + \left(\frac{N_\nu(J+1) - N_\nu(J)}{\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}(J+1) - \sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}(J)} \right) \cdot [\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}^{\text{mes}} - \sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}(J)]$$

Les barres d'erreurs statistiques et systématiques sur N_ν sont déduites de celles sur $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}^{\text{mes}}$ en pratiquant de la même façon.

La mesure de N_ν est effectuée ainsi à chaque énergie de balayage et pour la totalité des énergies, pour chacune des méthodes : soustraction et vraisemblance et pour les deux hypothèses sur Γ_Z : constante et variable avec N_ν .

6.2.4 Résultats définitifs

Les valeurs de N_ν mesurées à chaque énergie sont notées dans le tableau suivant :

\sqrt{s} (GeV)	Méthode de soustraction		Méthode de vraisemblance	
	Γ_Z constante	Γ_Z variable	Γ_Z constante	Γ_Z variable
88.89	2.32 ± 1.46	$2.30^{+1.50}_{-1.46}$	3.33 ± 1.31	$3.34^{+1.37}_{-1.33}$
90.21	4.70 ± 1.61	$4.84^{+1.87}_{-1.75}$	5.49 ± 1.53	$5.73^{+1.84}_{-1.72}$
91.22	3.09 ± 0.33	$3.10^{+0.37}_{-0.36}$	2.95 ± 0.31	$2.95^{+0.34}_{-0.33}$
92.05	2.70 ± 0.69	$2.66^{+0.81}_{-0.75}$	2.60 ± 0.68	$2.55^{+0.79}_{-0.73}$
93.08	2.88 ± 0.48	$2.84^{+0.64}_{-0.58}$	2.79 ± 0.47	$2.72^{+0.62}_{-0.56}$
93.75	1.84 ± 0.49	$1.60^{+0.54}_{-0.49}$	1.83 ± 0.48	$1.60^{+0.53}_{-0.48}$
94.21	2.09 ± 0.52	$1.86^{+0.62}_{-0.54}$	2.16 ± 0.52	$1.93^{+0.62}_{-0.54}$

Tableau 6.6: Valeurs de N_ν mesurées par énergie en envisageant toutes les méthodes de mesure possibles (les erreurs indiquées dans ce tableau sont d'origine statistique).

Ces résultats sur N_ν ont été ensuite combinés de deux façons différentes, pour aboutir aux valeurs définitives que nous devons retenir pour chacune des méthodes de mesure :

Premier cas : Nous avons réalisé un lissage de moindres carrés sur les 7 valeurs de N_ν obtenues pour les valeurs de \sqrt{s} .

Deuxième cas : Nous avons calculé la valeur de N_ν qui conduit au nombre total d'événements, à partir d'une méthode globale.

Cela nous conduit aux résultats des tableaux 6.7 et 6.8.

	Γ_Z constante	Γ_Z variable
$\langle N_\nu^{\text{mes}} \rangle \pm (\Delta N_\nu)_{\text{stat}} + (\Delta N_\nu)_{\text{syst}}$	2.65 ± 0.20 ± 0.20	$2.54^{+0.22}_{-0.21}$ ± 0.23
$N_\nu^{\text{mes}} \text{ globale} \pm (\Delta N_\nu)_{\text{stat}} \pm (\Delta N_\nu)_{\text{syst}}$	2.73 ± 0.20 ± 0.20	$2.69^{+0.24}_{-0.23}$ ± 0.23

Tableau 6.7: Résultats sur N_ν dans le cas de la méthode du maximum de vraisemblance.

	Γ_Z constante	Γ_Z variable
$\langle N_\nu^{\text{mes}} \rangle \pm (\Delta N_\nu)_{\text{stat}} + (\Delta N_\nu)_{\text{syst}}$	2.67 ± 0.20 ± 0.21	$2.55^{+0.24}_{-0.22}$ $+0.25$ -0.23
$N_\nu^{\text{mes}} \text{ globale} \pm (\Delta N_\nu)_{\text{stat}} \pm (\Delta N_\nu)_{\text{syst}}$	2.79 ± 0.21 ± 0.21	$2.75^{+0.25}_{-0.24}$ $+0.25$ -0.23

Tableau 6.8: Résultats sur N_ν dans le cas de la méthode de soustraction.

Nous déduisons que :

- Les barres d'erreurs statistiques et systématiques sont symétriques en considérant Γ_Z constante, car la courbe $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma} = f(N_\nu)$ est une droite (figure 6.14), mais dissymétriques en prenant Γ_Z variable car la courbe $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma} = f(N_\nu)$ n'est pas tout à fait une droite (figure 6.15).
- Le nombre de familles obtenu pour Γ_Z constante est légèrement supérieur à celui pour Γ_Z variable ; ceci s'explique en regardant la situation de la courbe $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma} = f(N_\nu)$ pour Γ_Z constante par rapport à celle pour Γ_Z variable. Nous avons ainsi superposé les deux courbes sur la figure 6.16 qui nous permet de conclure que pour $N_\nu < 3$ la courbe de Γ_Z constante est au-dessus, d'où un N_ν plus grand ; par contre, si nous étions placés à $N_\nu > 3$ c'est l'inverse qui se produirait.

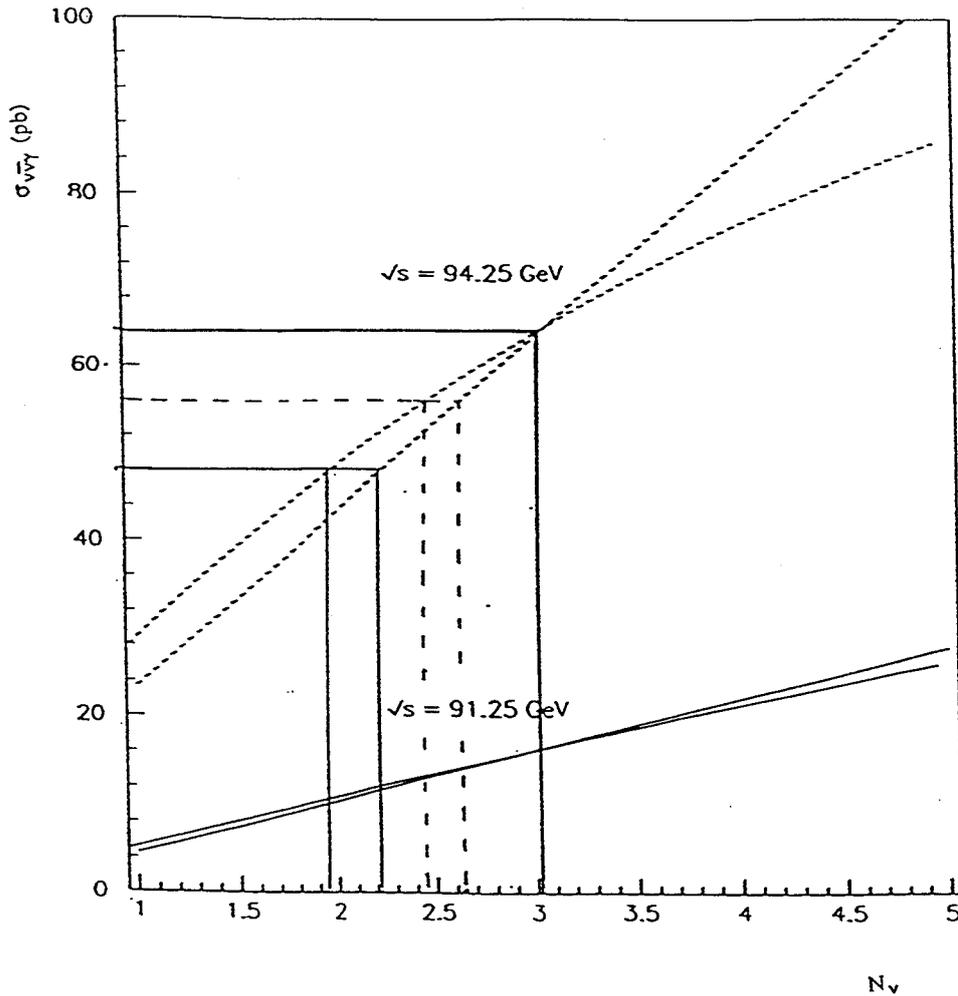


Figure 6.16: Superposition des courbes $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}$ (Γ_Z constante) et $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}$ (Γ_Z variable) et extraction de N_ν .

6.3 Résultat final

6.3.1 Choix de la valeur optimale de N_ν

La valeur finale de N_ν que nous avons retenue est celle donnée par la méthode du maximum de vraisemblance pour Γ_Z constante, à partir d'un lissage de moindres carrés sur les 7 valeurs de N_ν obtenues pour les différentes énergies de balayage. Soit :

$$N_\nu = 2.65 \pm (0.20)_{\text{stat}} \pm (0.20)_{\text{syst}}$$

Les justifications de ce choix sont les suivantes :

- La méthode du maximum de vraisemblance tient compte d'informations supplémentaires par rapport à la méthode de soustraction, car elle prend en considération la différence du comportement du signal par rapport au bruit de fond.
- Nous avons pris une largeur Γ_Z constante, car c'est une valeur fixe qui a été mesurée par ALEPH.
- La solution de N_ν , donnée par la méthode globale, est quasiment indépendante du terme d'interférence par compensation entre les résultats des différentes énergies de balayage, ce qui constitue un point positif ; mais elle ne permet pas de tester l'accord entre notre résultat et celui prévu théoriquement pour $N_\nu = 3$, à toutes les énergies, c'est pourquoi nous avons gardé la solution des moindres carrés.

6.3.2 Conclusion

Les dernières mesures de N_ν effectuées par les autres collaborations du LEP sont :
Pour OPAL [47] :

$$N_\nu = 3.0 \pm (0.4)_{\text{stat}} \pm (0.2)_{\text{syst}}$$

Pour L3 [48] :

$$N_\nu = 3.14 \pm (0.24)_{\text{stat}} \pm (0.12)_{\text{syst}}$$

Rappelons que notre résultat (ALEPH) est de :

$$N_\nu = 2.65 \pm (0.20)_{\text{stat}} \pm (0.20)_{\text{syst}}$$

En se basant sur ces résultats, nous pouvons conclure que nous sommes compatibles avec $N_\nu = 3$, si nous tenons compte des barres d'erreurs statistiques et systématiques. Dans le cas de notre mesure, cette compatibilité est de l'ordre de 1.75 écarts standards (1.75σ), si nous regardons uniquement l'erreur d'origine statistique.

Conclusion

Notre détermination du nombre de familles de neutrinos, a été déduite de la mesure de la section efficace $\sigma_{\nu\bar{\nu}\gamma}$. Cette dernière a été obtenue à partir de l'analyse des données expérimentales accumulées au cours des années 1990 et 1991, en demandant un et un seul photon observé dans le détecteur ALEPH. Nous avons travaillé avec une luminosité intégrée totale de l'ordre de 15.7 pb^{-1} . Le nombre total d'événements à photon unique que nous avons sélectionnés est de 400 événements, en imposant que le photon soit émis dans un module de la partie "barrel" du calorimètre électromagnétique. La simulation prévoit 413.4 événements attendus, dont 273.3 contribuent au signal $\nu\bar{\nu}\gamma$, et 140.4 correspondent au bruit de fond physique de ce processus. Au lieu d'une soustraction directe du bruit de fond, nous avons opté pour la méthode du maximum de vraisemblance. Ce qui nous a conduit à :

$$N_\nu = 2.65 \pm (0.20)_{\text{stat}} \pm (0.20)_{\text{syst}}$$

D'après le Modèle Standard, la largeur invisible du Z^0 correspondante est de :

$$\Gamma_{\text{inv.}} = 438 \pm (33)_{\text{stat}} \pm (33)_{\text{syst}} \text{ MeV}$$

Or dans le cadre du Modèle Standard, les seules particules contribuant à la largeur invisible sont les neutrinos. Cependant, la section efficace que nous avons mesurée, correspond en principe à la désintégration du Z^0 en toutes les particules invisibles stables, qui n'interagissent que faiblement, et dont la masse est inférieure à la moitié de la masse du Z^0 , avec l'émission d'un photon par l'un des électrons dans l'état initial. Cette section efficace dépend certainement du nombre d'espèces de neutrinos légers connues, mais elle est aussi sensible à l'éventuelle présence de :

- Nouvelles particules interagissant faiblement [49], qui auraient pour effet d'augmenter la largeur invisible du Z^0 , et donc le nombre apparent de familles de neutrinos.
- Neutrinos de chiralité droite mélangés avec leur homologues de chiralité gauche [50], qui provoqueraient une diminution de la largeur invisible.
- Bosons vecteurs lourds de nature composite [51].

Les diverses mesures de la largeur invisible du Z^0 et du nombre de familles de neutrinos légers réalisées au LEP, ne laissent que peu de place pour la mise en évidence

d'une telle nouvelle physique. Cependant, selon la masse des nouvelles particules susceptibles d'être produites et la force des couplages mis en jeu, un écart par rapport au Modèle Standard pourrait se traduire par une variation très faible (par rapport à 3) du nombre apparent de neutrinos ; c'est la raison pour laquelle il nous semble important de poursuivre ce type de mesures. Une amélioration sensible de l'erreur statistique grâce à l'augmentation de la luminosité intégrée passe sans doute par une réduction des erreurs systématiques, en particulier dans le cas de la section efficace de photons uniques : compréhension de la réponse du détecteur au niveau du pourcent, et meilleure connaissance des sections efficaces du bruit de fond, en particulier de la diffusion Bhabha radiative. L'idéal serait d'effectuer la mesure au delà de la masse du Z^0 ($\sqrt{s} = 94$ GeV par exemple), car la contamination du bruit de fond devient quasi nulle, et le contrôle des erreurs systématiques est rendu plus facile par la détection de photons d'énergie plus élevée. Mais la stratégie envisagée actuellement au LEP, ne permet guère d'espérer une grande luminosité intégrée à une telle énergie totale. Il faudra donc faire porter notre effort sur la réduction des erreurs systématiques lors de la mesure de la section efficace de photons uniques à la masse du Z^0 .

Après l'installation du nouveau luminomètre d'ALEPH (SICAL) qui étend la couverture angulaire jusqu'à 20 mrad, il sera possible de diminuer le bruit de fond physique. Ceci permettra d'améliorer le rapport signal/bruit et de réduire l'erreur systématique provenant de l'imprécision sur le calcul de la section efficace du bruit de fond.

Bibliographie

- [1] S.L. GLASHOW, Nucl. Phys. A22 (1961) 579.
S. WEINBERG, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.
A. SALAM, Elementary particle theory, D.N. Swartholm (1968) 367.
- [2] H.J. HASERT et al., GARGAMELLE Collab., Phys. Lett. B46 (1973) 138.
- [3] G. ARNISSON et al., UA1 Collab., Phys. Lett. B122 (1983) 103.
Phys. Lett. B126 (1983) 396.
Phys. Lett. B129 (1983) 273.
Phys. Lett. B134 (1983) 469.
M. BANNER et al., UA1 Collab., Phys. Lett. B122 (1983) 476.
P. BAGNAIA et al., UA2 Collab., Phys. Lett. B129 (1983) 130.
- [4] P.W. HIGGS, Phys. Lett. 12 (1964) 132.
Phys. Lett. 13 (1964) 508.
Phys. Rev. 145 (1966) 1156.
- [5] ALEPH Collab, Z. Phys. C – Particles and Fields 53 (1992) 1.
- [6] C. BOUCHIAT, J. ILIOPOULOS, PH. MEYER, Phys. Lett. B38 (1972) 519.
- [7] “Review of particle properties”, Phys. Rev. D45 (1992).
- [8] R.M. BIONTA et al., IMB Collab., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1494.
- [9] K. HIRITA et al., Kamiokande II Collab., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1490.
- [10] D. DENEGRI, B. SADOULET, M. SPIRO, Rev. Mod. Phys. 62 (1990) 1.
- [11] “Particle Data Book”, Phys. Lett. B170 (1986) 78.
- [12] M. SEREBROV, Rencontres de Moriond 1991.
- [13] D.B. CLINE, D.N. SCHRAMM, G. STEIGMAN, Comm. Nucl. Part. Phys. A17 (1987) 154.
- [14] C. ALBAJAR et al., UA1 Collab., Phys. Lett. B185 (1987) 241.
- [15] R. ANSARI et al., UA2 Collab., Phys. Lett. B186 (1987) 440.

- [16] C. HEARTY et al., ASP Collab., Phys. Rev. D39 (1989) 3207.
- [17] W.T. FORD et al., MAC Collab., Phys. Rev. D33 (1986) 3472.
- [18] ALEPH Collab, Phys. Lett. B235 (1990) 399.
- [19] "Neutrino 90", Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 19 (1991) 17.
- [20] ALEPH Collab, Z. Phys. C - Particles and Fields 53 (1992) 375.
- [21] ALEPH,DELPHI,L3 et OPAL Collab, Phys. Lett. B276 (1992) 247.
- [22] A.D. DELGOV, L.B. OKUN et V. ZAKHAROV, Nucl. Phys. B41 (1972) 197.
- [23] E. MA et J. OKADA, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 287.
- [24] F.A. BERENDS, G.J.H BURGERS, C. MANA, M. MARTINEZ et W.L. VAN NEERVEN , Nucl. Phys. B301 (1988) 583.
- [25] G.BARBIELLINI, B.RICHTER et J.L SIEGRIST, Physl Lett. B106 (1981) 414.
- [26] M. IGARASHI et N. NAKAZAWA, Nucl. Phys. B288 (1987) 301.
- [27] R.MIQUEL, C.MANA et M.MARTINEZ, Particles and Fields 48 (1990) 309.
- [28] L. BENTO et al., Phys. Rev. D33 (1986) 1488.
- [29] K.J.F. GAEMERS et al., Phys. Rev. D30 (1979) 1605.
- [30] H. VELTMAN, Nucl. Phys. B286 (1989) 1.
- [31] P. GAY, Thèse, "Conditions optimales pour la mesure du nombre de neutrinos", (Clermont-Ferrand 1987) N°54.
- [32] M. EL KACIMI, Thèse, "Préparation d'expériences LEP avec le détecteur L3", (Lyon 1989).
- [33] "Large Electron-Positron storage ring", Technical notebook 1989 CERN publication.
- [34] The ALEPH Handbook, ALEPH 89-77.
- [35] ALEPH COLLAB, Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Research, A294 (1990) 121.
- [36] R. KLEISS et al., in Z Physics at LEP I, CERN 89-08, Vol.3 (Sept. 1989) 1.
- [37] ALEPH Collab, Phys. Lett. B255 (1991) 623.
- [38] C.MANA, M.MARTINEZ et F.CORNET, DESY 86-114 (1986) 1.
- [39] O. NICROSINI et L. TRENTADUE, Phys. Lett. B196 (1987) 551.

- [40] L. TRENDADUE et al., in *Z Physics at LEP I*, CERN 89-08, Vol.1 (Sept. 1989) 129.
- [41] R. MIQUEL, Thèse, "Radiatives corrections to single photon process", (Barcelona 1989).
- [42] D.KARLEN, *Nucl. Phys.* B289 (1987) 23.
- [43] F.A. BERENDS et R.KLEISS, *Nucl. Phys.* B186 (1981) 22.
- [44] S. JADACH et Z. WAS, *Comp. Phys. Commun.* 36 (1985) 191.
- [45] S.KAWABATA, *Comp. Phys. Commun.*, 41 (1986) 127.
- [46] P. COLAS, R. MIQUEL et Z. WAS, *Phys. Lett.* B246 (1990) 541.
- [47] OPAL Collab., *Z. Phys. C - Particles and Fields*, 50 (1991) 3 73.
- [48] L3 Collab., *Phys. Lett.* B275 (1992) 209.
- [49] J. ELLIS et J.S. HAGELIN, *Phys. Lett.* B122 (1983) 303.
D.A. DICUS, N. NANDI et J. WOODSIDE, IS-J 4100 November 1990, OSU RN 246
- [50] C. JARLSKOG, *Phys. Lett.* B241 (1990) 579.
- [51] A. BARROSO, P. NOGUEIRA et J.C. ROMAO, *Phys. Lett.* B196 (1987) 547.
H. GROTCHE et R.W. ROBINETT, *Phys. Rev.* D36 (1987) 2153.
G.V. BORISOV, V.N LARIN et F.F. TIKHONIN, *Z. Phys.* C41 (1988) 287.



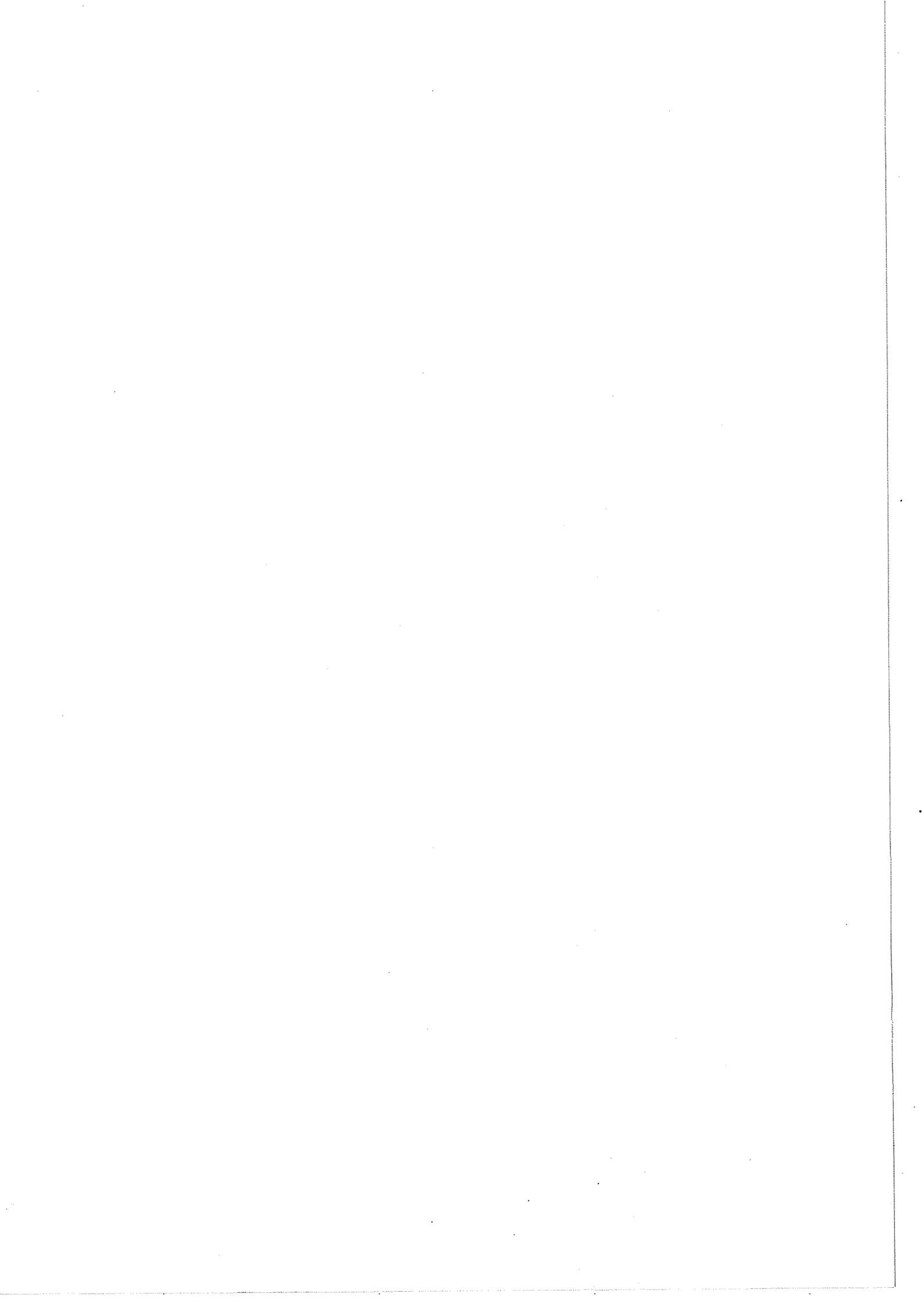
Abstract

This work has been achieved within the ALEPH experiment installed on the electron-positron collider LEP at CERN. The aim is to determinate the number of light neutrino species, a free parameter of the Standard Model.

Several measurements performed before LEP era lead only to upper limits of this parameter, so that LEP results were expected eargerly.

To perform our measurement, we have chosen method based on single photon final states, where neutrino-antineutrino pair is undetected. The cross-section of such a process is almost proportional to the number of neutrino species. Such events are selected according to criteria which reject background not coming from electron-positron interactions. Other background contributions have been estimated using detailed simulations.

The signal-background separation is improved by a maximum of likelihood method. From the signal cross-section, we deduce a number of neutrino species of $2.65 \pm (0.20)_{\text{stat.}} \pm (0.20)_{\text{syst.}}$



Imp Sciences 24, Avenue des Landais - 63177 AUBIERE Cedex - Dépôt légal
4^e Trimestre 1992

