

Institut de Physique Nucléaire de Lyon

V.L.M.

IN2P3-CNRS/Université Claude Bernard

FR920 188 h

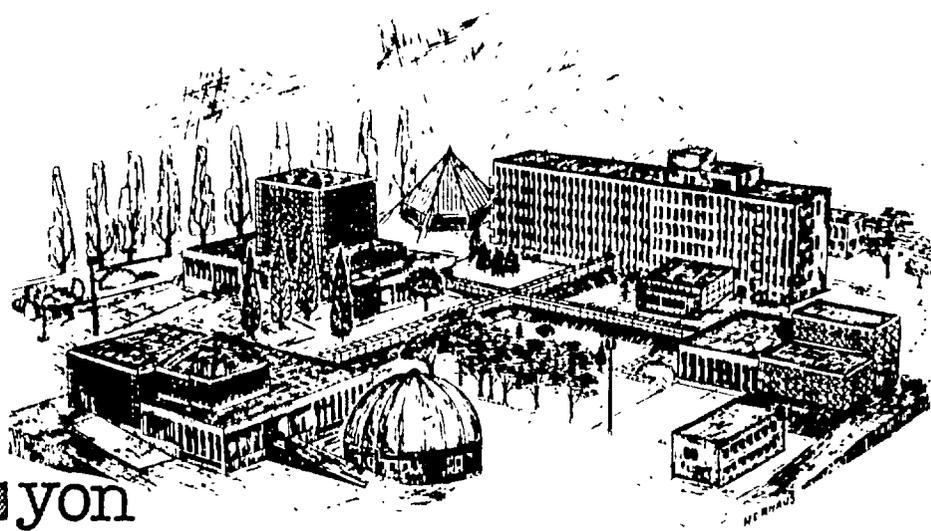
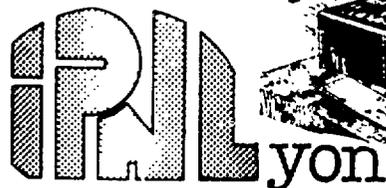
LYCEN T 9115

LYCEN - T - - 9115.

113 pages

**Détection de photons uniques  
dans l'expérience L3**

**Christine BUISSON**



43, Bd du 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne Cedex, France

# THESE

présentée

devant l'Université Claude Bernard Lyon-1

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT

par

Christine BUISSON

Détection de photons uniques  
dans l'expérience L3

Soutenu le 16 Mai 1991  
devant la Commission d'Examen

JURY :  
MM. J.P. Burq  
M. Chemarin  
C. Dionisi  
B. Michel  
R. Morand  
G. Smadja

## Université Claude Bernard Lyon-1

\*\*\*\*\*

. Président de l'Université	M. le Professeur G. FONTAINE
. 1er Vice-Président "Fédération Santé"	M. le Professeur P. ZECH
. 1er Vice-Président "Fédération Sciences"	M. le Professeur Y. LEMOIGNE
. Président du Comité de Coordination des Etudes Médicales (CCEM)	M. le Professeur P. ZECH
. Secrétaire Général	M. F. MARIANI

### Fédération "Santé"

\*\*\*\*\*

U.F.R. de Médecine GRANGE-BLANCHE	Directeur : Mme le Professeur H. PELLET
U.F.R. de Médecine ALEXIS-CARREL	Directeur : M. le Professeur EVREUX
U.F.R. de Médecine LYON-NORD	Directeur : M. le Professeur L.M. PATRICOT
U.F.R. de Médecine LYON-SUD	Directeur : M. le Professeur H. DEJOUR
U.F.R. de PHARMACIE	Directeur : M. le Professeur VILLARD
U.F.R. d'ODONTOLOGIE	Directeur : M. le Professeur H. MAGLOIRE
INSTITUT de TECHNIQUES de READAPTATION	Directeur : M. le Professeur M. EYSSETTE
Département de BIOLOGIE HUMAINE	Directeur : M. le Professeur P.A. BRYON
Département d'INNOVATION et de COORDINATION PEDAGOGIQUE	Directeur : M. le Professeur G. LLORCA

### Fédération "Sciences"

\*\*\*\*\*

INSTITUT des SCIENCES de la MATIERE (I.S.M.)	Directeur : M. le Professeur E. ELBAZ
INSTITUT des SCIENCES de l'INGENIERIE et du DEVELOPPEMENT TECHNOLOGIQUES (I.S.I.D.T.)	Directeur : M. le Professeur J. DIMNET
INSTITUT de CHIMIE et BIOLOGIE MOLECULAIRE et CELLULAIRE (I.C.B.M.C.)	Directeur : Mme A. VARAGNAT, Maître de Conférences
INSTITUT d'ANALYSE des SYSTEMES BIOLO- GIQUES et SOCIO-ECONOMIQUES (I.A.S.B.S.E.)	Directeur : M. le Professeur J.M. LEGAY
INSTITUT des SCIENCES de la TERRE, de l'OCEAN, de l'ATMOSPHERE, de l'ESPACE et de l'ENVIRONNEMENT (I.S.T.O.A.E.E.)	Directeur : M. le Professeur S. ELMI
U.F.R. des ACTIVITES PHYSIQUES et SPORTIVES (U.F.R.A.P.S.)	Directeur : M. le Professeur J. CAMY
I.U.T. - A	Directeur : M. le Professeur J. GIELLY
I.U.T. - B	Directeur : M. le Professeur J. PIVOT
Département de 1er Cycle Pluridisciplinaire Sciences	Directeur : M. P. PONCET, Maître de Conférences
Départements de 2ème Cycle :	
.. Sciences de la Vie et de la Terre	Directeur : M. le Professeur J.P. BLANCHET
.. Sciences pour l'Ingénieur	Directeur : M. le Professeur G. ASCH
.. Sciences de l'Analyse et de la Matière	Directeur : Mme le Professeur C. BARBIER-CHAPELET

– Mais en admettant, comme le font les hommes de science, que l'hypothèse la plus simple est la meilleure, (...)

– Sur quoi ils se fondent ? Simplement sur les faits observés, rien de plus. Il se trouve être démontré expérimentalement que la nature fait effectivement les choses de la manière la plus simple.

– Ou bien que les êtres humains ne comprennent que les explications les plus simples. Dans la pratique, on ne peut pas distinguer l'une de l'autre ces deux alternatives.

A. Huxley, Contrepoint.

## Résumé

Ce travail est basé sur des données enregistrées en 1990 auprès de l'expérience L3 sur le collisionneur électron-positon LEP au CERN. Il présente les premiers résultats de cette expérience sur le nombre de neutrinos obtenus à partir de l'étude de la réaction  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ .

Dans la première partie de ce mémoire nous nous sommes attachés à une revue des valeurs de  $N_\nu$  actuellement disponibles et à montrer l'intérêt de l'étude du photon unique comme mesure de  $N_\nu$  dans le cadre du modèle standard, mais aussi comme une indication sur les modèles supersymétriques et composites. Ce chapitre se termine par la présentation des générateurs utilisés pour calculer les sections efficaces, tant du signal que des bruits de fond.

Le détecteur L3 et en particulier le calorimètre électromagnétique à cristaux de BGO sont présentés dans la deuxième partie, ainsi que les programmes utilisés pour simuler le détecteur.

Le troisième chapitre est consacré à la présentation de l'acquisition des photons isolés et des algorithmes mis au point pour sélectionner le signal. Nous montrons également en quoi l'étude des échantillons tels que les électrons isolés est possible à partir de ces sélections et nous permet d'augmenter notre confiance dans le générateur du bruit de fond principal.

La quatrième partie, enfin, présente l'analyse des échantillons obtenus, la comparaison avec les résultats de la simulation et la méthode utilisée pour extraire le nombre de familles de neutrinos. Si on considère l'ensemble de l'échantillon de photons uniques correspondant à une luminosité de  $2,98 \text{ pb}^{-1}$ , l'énergie dans le centre de masse étant comprise entre  $M_{Z^0} - 3 \text{ GeV}$  et  $M_{Z^0} + 3 \text{ GeV}$ , on obtient, en prenant en compte les erreurs statistiques et systématiques :

$$N_\nu = 3,3 \pm 0,6 \pm 0,3.$$

## Abstract

This work is based on data taken with the L3 detector at LEP (electron-positron collider) built at the CERN laboratories in Geneva. The first results on the measurement of the  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  cross section are presented.

In the first part of the thesis we give a general overview on the recently obtained values for  $N_\nu$  through various methods. We also point out the importance of measuring the single photon cross section in order to determine this parameter in the framework of the Standard Model. This measurement can also give valuable insights as to what happens beyond the S.M. specially concerning supersymmetric and composite models. We end with a review of the generators used for simulating the signal and the various background processes present in this measurement.

The second chapter describes the L3 detector with a particular emphasis given to the electromagnetic calorimeter, built using BGO crystals. We also describe the simulation software used by L3.

In the third chapter we give a detailed presentation of the routines and criteria used for our single photon signal data acquisition. We show how, by also selecting single electrons, we can study this sample in order to gain a better understanding of the background generator.

The last chapter describes the analysis work done on the various data samples, the comparison between Monte Carlo and data, and the procedure used to extract the number of families  $N_\nu$ . With our sample of single photons, corresponding to an integrated luminosity of  $2,98 \text{ pb}^{-1}$ , with a center of mass energy from  $M_{Z^0} - 3 \text{ GeV}$  to  $M_{Z^0} + 3 \text{ GeV}$ , we obtain :

$$N_\nu = 3.3 \pm 0.6 \text{ (stat.)} \pm 0,3 \text{ (syst.)}.$$

Tout d'abord, je tiens à remercier Monsieur le Professeur J.P. Burq de m'avoir accueillie dans ce groupe et d'avoir dirigé cette thèse avec l'attention nécessaire.

Je remercie Monsieur le Professeur G. Smadja qui a bien voulu présider le jury et Messieurs R. Morand et B. Michel, Directeurs de Recherches, qui ont accepté de rapporter sur cette thèse, et m'ont ainsi apporté leur précieux regard extérieur. Mes remerciements vont également à Monsieur le Professeur C. Dionisi et à M. Chemarin, Directeur de Recherches, qui ont accepté de juger ce travail.

Messieurs Michel Chemarin et Jean Fay m'ont conseillée, critiquée et soutenue patiemment. Je leur en suis profondément reconnaissante.

Les autres membres du groupe photon unique de L3, que je ne nommerai pas tous, ont permis que le travail commun aboutisse dans une ambiance détendue. Raffaello d'Alessandro m'a apporté sa chaleureuse camaraderie, et je voudrais l'en remercier.

Je tiens à exprimer ma vive gratitude à Bernard Ille, Jean-Paul Martin, Patrice Lebrun, Houmani El Mamouni, chercheurs du groupe des Hautes Energies Expérimentales de Lyon qui m'ont apporté compétences, conseils et soutien sans se lasser.

Je voudrais remercier tous les étudiants, stagiaires ou thésards, de ce groupe, et tout particulièrement le compagnon de mes premiers pas, Mohamed El Kacimi.

Mes remerciements vont également à tous les techniciens et ingénieurs qui ont travaillé sur ce détecteur, Michel Goyot, Jean-Claude Mabo, Nico Madjar, Georges Maurelli, Michel Reynaud et Pierre Sahuc.

Je voudrais remercier enfin l'ensemble du service de documentation, en particulier Jocelyne Charnay qui fit la frappe et la mise en pages de ce document, Sylvie Florès et Maurice Combe qui en ont assuré la reproduction, ainsi que Zlatko Hernaus, auteur des dessins.

Que ceux dont les noms n'ont pas été mentionnés ici, mais qui par leur gentillesse ont contribué à rendre les derniers mois moins lourds, ne se sentent pas oubliés.

## Introduction

Les expériences en cours autour des points d'interaction du collisionneur LEP au CERN ont obtenu de nombreux résultats à l'aide de détecteurs performants et de la grande statistique fournie par cet accélérateur (environ 500 000 désintégrations hadroniques au total). Ceci a permis de mesurer notamment la masse et la largeur du  $Z^0$  et de confirmer l'accord entre le modèle standard et les résultats expérimentaux. La mesure de la largeur du  $Z^0$  a conduit à exclure qu'un quatrième type de neutrinos ait une masse inférieure à la moitié de l'énergie disponible au LEP.

Les neutrinos sont indétectables par des expériences telles que celles placées autour du LEP. Une observation directe de l'état final comportant deux neutrinos est donc impossible. Cependant, dans certains cas, la production de  $Z^0$  est précédée de l'émission d'un photon par un des deux électrons du faisceau. Nous utilisons ici la méthode qui consiste à déterminer le nombre d'événements comportant un photon et un seul. Cet état final est la signature expérimentale de la réaction  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ , et le nombre d'événements photon unique (qui est proportionnel à la section efficace de production de neutrinos) est lié au nombre de neutrinos produits par désintégration du  $Z^0$  ( $N_\nu$ ). Cette méthode exige que les bruits de fond (toute réaction radiative où seul le photon est détecté dans l'état final) et les corrections radiatives soient correctement pris en compte. Il faut de plus, pour limiter la contribution du bruit de fond et avoir une bonne efficacité, utiliser toutes les possibilités de l'appareillage.

Dans la première partie de cette thèse, nous dressons l'inventaire des méthodes utilisées jusqu'ici pour déterminer  $N_\nu$ . Nous montrons ensuite en quoi l'étude de la désintégration du  $Z^0$  en neutrinos, si elle est précédée de l'émission d'un photon, permet de déterminer le nombre de neutrinos. Une part importante de ce chapitre est consacrée à la présentation des calculs de sections efficaces prenant en compte les ordres supérieurs de corrections radiatives. Nous poursuivons en montrant en quoi l'étude du photon unique au LEP peut permettre de contraindre certains paramètres des modèles non standards, que ce soit les modèles supersymétriques ou les modèles composites. La dernière partie de ce chapitre présente les générateurs du signal et des bruits de fond, et les échantillons nous permettant de confirmer la validité des prédictions des générateurs.

## 2 Introduction

Le travail faisant l'objet de ce mémoire a été effectué dans le groupe des Hautes Energies Expérimentales de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. Ce groupe participe à la Collaboration L3. C'est donc dans le cadre de cette expérience et en utilisant les données de l'année 1990 que la présente étude a été faite. Le deuxième chapitre est consacré à la présentation du détecteur en particulier du sous détecteur capital pour cette étude : le calorimètre électromagnétique à cristaux de BGO. Ce chapitre se poursuit par la présentation des programmes utilisés pour simuler le détecteur, en particulier le comportement de photons de faible énergie. Il se termine par une présentation des distributions des photons des réactions de signal et de bruit de fond.

Le troisième chapitre est consacré à la présentation des méthodes utilisées pour sélectionner les événements. Dans un premier temps, nous présentons le déclenchement de l'acquisition. Cette partie met l'accent sur le premier niveau de l'acquisition des photons isolés. Nous présentons également, de manière succincte, les autres canaux d'acquisition utilisés et les niveaux suivants de l'acquisition. Les événements sont ensuite analysés, pour ne retenir que ceux d'entre eux comportant un photon et un seul. Une première sélection est faite, qui repose sur l'information du calorimètre électromagnétique. Nous utilisons ensuite des critères plus restrictifs sur l'origine électromagnétique des dépôts observés dans le BGO, et l'ensemble des autres sous-détecteurs pour rejeter les événements où le photon n'est pas seul observé.

Le quatrième et dernier chapitre présente la comparaison entre les différents échantillons obtenus et la simulation, pour conclure sur le nombre de neutrinos, déterminé à partir du nombre de photons uniques observés. Après avoir montré quelles sont les causes principales d'incertitude sur ce résultat, nous décrivons comment, par une plus grande statistique et une meilleure connaissance des inefficacités subies par notre échantillon, les erreurs sur le nombre de neutrinos pourront être réduites.

# Chapitre 1

## Etat actuel des mesures du nombre de neutrinos et nouvelles possibilités offertes au LEP

Le modèle couramment retenu pour classer les particules élémentaires consiste à les associer par famille. Le nombre de familles est un paramètre libre du modèle standard. Chaque famille comprend un lepton chargé, un neutrino et deux quarks (tableau 1.1). L'observation directe des membres d'une famille montre qu'ils sont plus lourds que leur homologue de la famille précédente. Les neutrinos sont les plus légers des membres d'une famille. Si une quatrième famille est présente, la première particule produite sera, selon toute vraisemblance, le neutrino.

Les observations directes du cinquième quark ( $b$  bottom) et du troisième lepton ( $\tau$ ) indiquent qu'au moins trois familles sont présentes. Cependant, jusqu'en 1990, une quatrième famille et donc un quatrième type de neutrino n'était pas exclu.

Ce chapitre est destiné à présenter les méthodes de mesure du nombre de neutrinos ( $N_\nu$ ). Dans une première partie nous présenterons les résultats actuels. La suite du chapitre montrera l'intérêt et les difficultés de la méthode radiative au LEP pour déterminer  $N_\nu$ . Cette méthode repose sur l'étude des événements où seul un photon est détecté. Nous élargirons ensuite notre propos en présentant les autres mesures qui peuvent être faites à partir de l'étude des photons uniques, que ce soit sur les modèles composites ou supersymétriques. Nous terminerons ce chapitre par la présentation des générateurs dont l'utilisation est indispensable dans le cadre de cette méthode.

1 <sup>ère</sup> famille	2 <sup>ème</sup> famille	3 <sup>ème</sup> famille	charge
$u$	$c$	$(t)$	$2/3$
$d$	$s$	$b$	$-1/3$
$\nu_e$	$\nu_\mu$	$(\nu_\tau)$	$0$
$e$	$\mu$	$\tau$	$-1$

Tableau 1.1 : Les trois familles connues de quarks et de leptons.

## A - Résultats obtenus avant et à LEP

De nombreuses mesures de  $N_\nu$  ont été faites par des méthodes variées. On peut distinguer deux grands types : mesures à partir de résultats d'astrophysique et mesures fondées sur les résultats des collisionneurs  $p\bar{p}$  et  $e^+e^-$ . La description des premières méthodes sera abordée dans la première partie de ce paragraphe. Nous nous intéresserons ensuite aux résultats des collisionneurs  $p\bar{p}$  avant de présenter les résultats des collisionneurs  $e^+e^-$ .

### 1) Détermination à partir des données d'astrophysique

#### a/ La supernova 1987A

Le 23 février 1987, deux détecteurs situés l'un au Japon (Kamiokande II), l'autre aux U.S.A. (Irvine-Michigan-Brookhaven, IMB), ont observé un signal interprété comme lié à l'observation visuelle, ce même jour, de l'explosion d'une supernova dans le grand nuage de Magellan [1-2]. Les phases de l'évolution d'une étoile dont la masse est plusieurs fois celle du soleil (entre 8 et 15 fois), conduisent à une étoile présentant un cœur de fer produit par des réactions de fusion thermonucléaire. L'attraction gravitationnelle subie par les particules externes de l'étoile n'est plus compensée par les radiations engendrées par la création de noyaux stables. Les couches externes de l'étoile sont inéluctablement attirées par le centre. Ceci conduit à l'explosion. La température de la supernova est alors de quelques MeV, une onde de choc se produit accompagnée de l'émission de tous les types de neutrinos et d'antineutrinos d'énergie inférieure à 15 MeV environ.

Les détecteurs Kamiokande II et IMB, originellement conçus pour mesurer la durée de vie des nucléons, sont principalement constitués de plusieurs milliers de tonnes d'eau. La lumière Čerenkov produite par le passage d'une particule dans l'eau est collectée par des tubes photomultiplicateurs. Dans de tels détecteurs deux types d'interactions peuvent se produire :

soit la diffusion inélastique d'un antineutrino d'électron sur un proton ( $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ ) soit la diffusion élastique d'un neutrino (antineutrino) d'électron sur un électron ( $\nu_e(\bar{\nu}_e) + e^- \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e) + e^-$ ). La diffusion inélastique (qui ne met en jeu que le  $\bar{\nu}_e$ ) est dominante. Un total de 20 événements de ce type a été observé dans les deux détecteurs. On trouvera sur la figure 1.1 la distribution du cosinus de l'angle de recul des électrons par rapport à la direction du grand nuage de Magellan (LMC). On constate que, dans les limites de l'erreur statistique, la distribution en  $1 - \cos^2 \theta$ , caractéristique de ce type de diffusion, est bien reproduite.

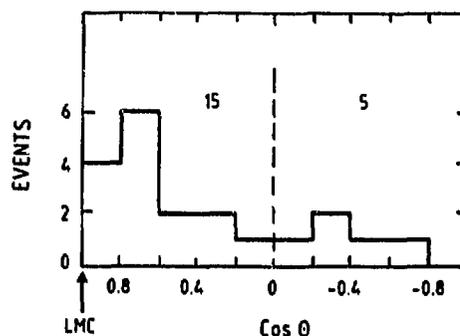


Figure 1.1 : Distribution angulaire (par rapport à la direction du LMC) des 20 événements observés par les expériences IMB et Kamiokande II [3].

Le bruit de fond dû aux rayonnements cosmiques est bien étudié par ailleurs et son importance a été estimée inférieure à 1 événement pour chacune des expériences. La distribution en énergie et en temps observée pour ces événements reproduit le modèle d'explosion d'une supernova [3]. On peut déduire du nombre d'événements observés, liés au processus  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ , la luminosité en  $\bar{\nu}_e$  (mesure de l'énergie emportée par ces particules) de l'explosion. De nombreux calculs ont été faits à ce sujet [3]. Pour une distance entre la source et le point d'observation de 150000 ( $\pm 30000$ ) années-lumière, la luminosité correspondante est estimée à  $L(\bar{\nu}_e) = (6,0 \pm 1,8) \times 10^{52}$  ergs.

Le modèle prévoit que toutes les saveurs de neutrinos sont produites et que l'énergie dégagée peut s'écrire sous la forme  $\Delta E \approx 2N_\nu L(\bar{\nu}_e)$ . Il prédit également que l'explosion d'une supernova produit une énergie de  $(2,5 \pm 0,5) \times 10^{53}$  ergs. On peut en déduire le nombre de neutrinos  $N_\nu$  comme étant :

$$N_\nu = 2 \begin{matrix} +1,1+1,0 \\ -0,4-0,8 \end{matrix}.$$

La première erreur (systématique) est due à la précision du modèle sur l'énergie dégagée par une explosion de supernova.

L'observation d'une supernova avec un détecteur de plus grand volume permettrait de diminuer l'erreur statistique, mais on voit que ce type de mesure ne peut conduire à l'exclusion d'une quatrième famille de neutrinos dans l'état actuel du modèle de l'explosion des supernovae.

## b/ Utilisation des résultats sur l'abondance primaire des noyaux légers

Le modèle du big-bang est le modèle standard qu'utilisent les astrophysiciens pour décrire l'origine de l'univers. L'effet Doppler que l'on observe sur les longueurs d'onde de la lumière émise par des étoiles plus ou moins éloignées et la mise en évidence du rayonnement fossile qui correspond à une température actuelle de l'univers de 2,7 °K et suit une distribution en énergie conforme à la théorie du corps noir sont les principales confirmations expérimentales de ce modèle. Une des prédictions importantes de celui-ci porte sur le refroidissement et l'expansion de l'univers immédiatement après sa création et jusqu'à aujourd'hui.

Lorsque la température de l'univers a atteint environ 2 MeV, l'évolution du nombre total de neutrinos (et d'antineutrinos) légers dans un volume donné ne se fait plus que par l'expansion, car alors, les réactions telles que  $\nu e \rightarrow \nu e$  et  $e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu}$  ont un taux trop faible. Ceci s'appelle le découplage, au sens où l'évolution du nombre total de neutrinos dans un volume donné ne dépend plus des autres particules. Cependant, cette évolution participe à celle de la densité d'énergie qui décroît d'autant plus vite que le nombre total de neutrinos (nombre d'espèces de neutrinos multiplié par le nombre de neutrino d'un type donné) est faible. Si on suppose que le nombre total de neutrinos est équitablement réparti entre chaque type (ce qui est le cas si leur masse est inférieure à une énergie de l'ordre de quelques MeV), il en résulte que la densité d'énergie au moment du découplage est directement reliée au nombre d'espèces de neutrinos.

Lorsque l'univers atteint une température de 0,75 MeV environ (1 seconde après le big-bang initial), il se produit ce que les astrophysiciens appellent le "gel". En effet, pour cette température le nombre total de baryons et leurs proportions relatives sont gelés, car l'évolution de chacun de ces nombres est liée uniquement à l'expansion. La densité d'énergie au moment de ce gel est liée au rapport entre le nombre de baryons et le nombre de photons (densité baryonique notée  $\eta$ ). Nous avons vu que la densité d'énergie au moment du découplage, que l'on peut relier à celle au moment du gel, est liée au nombre d'espèces de neutrinos légers à cette époque. Mesurer  $\eta$  permet donc de déduire le nombre de neutrinos. Les noyaux légers sont formés après le gel par des réactions nucléaires. Les calculs de sections efficaces de production de ces noyaux font intervenir la densité baryonique. Mesurer l'abondance des noyaux légers permet donc, par l'intermédiaire de  $\eta$ , de déterminer le nombre de neutrinos. On trouvera sur la figure 1.2 les valeurs de ces abondances (relatives au nombre de noyaux d'hydrogène) en fonction de  $\eta$  pour le  ${}^7\text{Li}$  et  ${}^4\text{He}$  [4].

Sur cette figure, on constate que l'abondance de  ${}^4\text{He}$  dépend non seulement du nombre de neutrinos, mais encore de la durée moyenne de vie du neutron. C'est pourquoi, certaines références [3, 5, 6] ne tenant pas compte des dernières mesures sur ce paramètre [7] ( $\tau_n = 896 \pm 10$  s au lieu de  $889,8 \pm 4,4$  s), obtiennent des résultats sur le nombre de neutrinos moins précis que ceux donnés dans la référence [4]. Cet article utilise également de nouveaux calculs des réactions nucléaires conduisant à la formation du  ${}^7\text{Li}$  et de nouveaux arguments en faveur du choix du milieu des étoiles de type II (voir la référence [3] pour une discussion à ce sujet) comme reproduisant l'abondance primaire du  ${}^7\text{Li}$ .

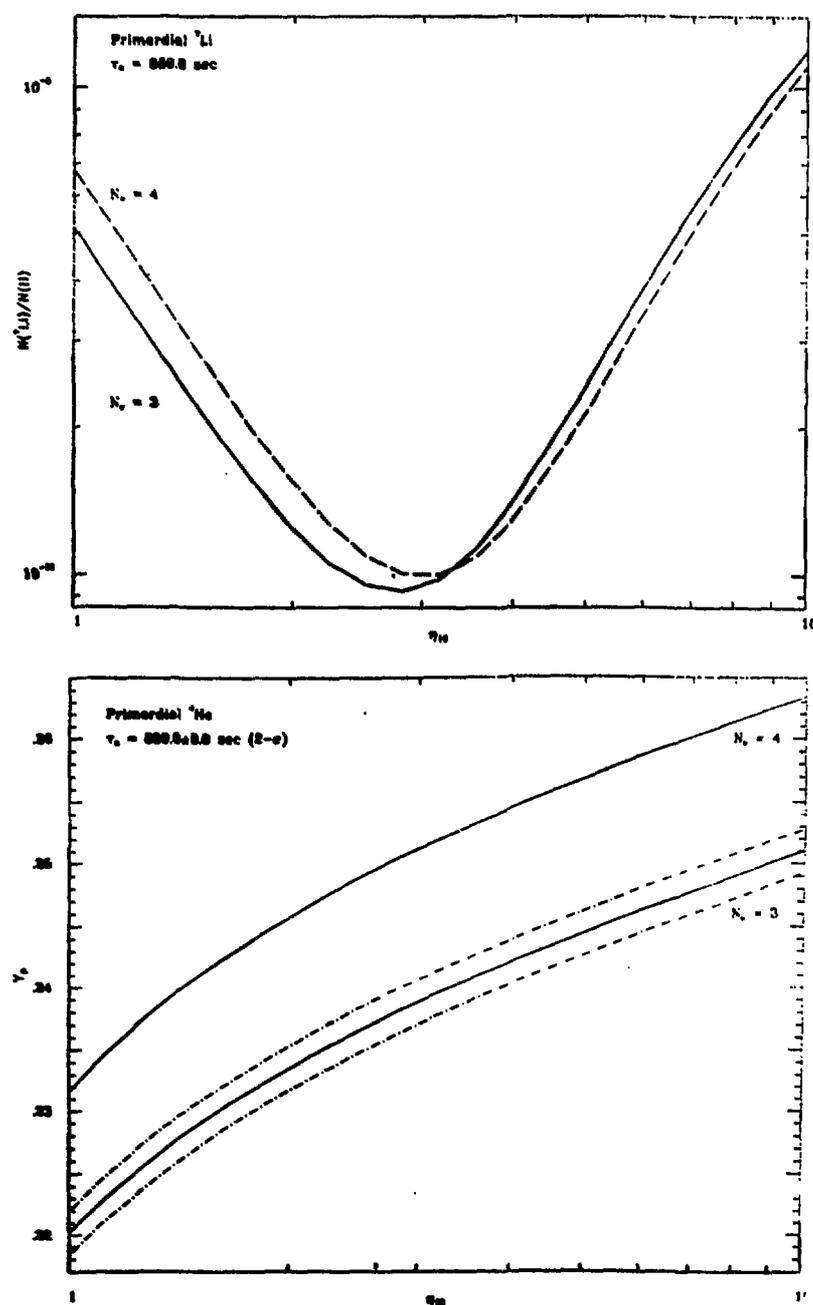


Figure 1.2 : Abondance primordiale en fonction de  $10^{10} \times \eta$  du  ${}^7\text{Li}$  (a) et de  ${}^4\text{He}$  (b) pour  $N_\nu = 3$  et  $N_\nu = 4$ . Sur la figure (b) sont représentées les valeurs correspondant, pour  $N_\nu = 3$ , à  $\tau_n - 2\sigma$  et  $\tau_n + 2\sigma$ .

Les nouvelles mesures de l'abondance primaire de l' $^4\text{He}$ , combinées avec des valeurs plus précises de la durée de vie moyenne du neutron\* permettent de poser la limite supérieure :

$$N_\nu \leq 3,4 \text{ à } 90 \% \text{ de degré de confiance.}$$

Cette valeur est compatible avec celles obtenues par ailleurs (c.f. paragraphes suivants), et utilise une méthode de mesure radicalement différente. Cependant il faut remarquer qu'elle est valable pour des neutrinos de masse inférieure à quelques MeV au contraire des résultats obtenus par les collisionneurs qui donnent des résultats sur des neutrinos de masse inférieure à quelques GeV.

## 2) Résultats issus des collisionneurs $p\bar{p}$

Deux méthodes sont utilisées pour déterminer le nombre de neutrinos à partir des résultats des interactions  $p\bar{p}$ . Il s'agit de la mesure de la section efficace de décroissance du  $Z^0$  en paire de neutrinos précédée de l'émission d'un gluon et de l'étude du rapport entre cette section efficace et celle de décroissance du  $W^+$  ( $W^-$ ) en  $l^+\bar{\nu}$  ( $l^-\nu$ ).

On trouvera sur la figure 1.3, le graphe de la réaction  $q\bar{q} \rightarrow g + Z^0 \rightarrow \text{jet} + \nu\bar{\nu}$ . Le signal attendu est une grande énergie transverse manquante dans des événements à un seul jet [9]. Le processus d'émission d'un gluon par un quark (analogue au processus d'émission d'un photon par un électron) est de section efficace faible et imprécisément prédite par la théorie QCD (Quantum Chromo Dynamic). La luminosité de la machine (le SPS au CERN) est connue avec une erreur de 15%. Or, la mesure consiste à calculer la section efficace d'émission d'un gluon dans l'état initial, suivie d'une décroissance du  $Z^0$  en neutrinos. La précision du résultat est liée à celles dont on dispose sur la luminosité intégrée et sur la probabilité d'émission d'un gluon, et au nombre d'événements observés.

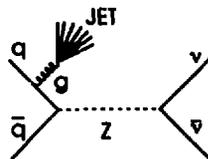


Figure 1.3 : Diagramme de la réaction  $q\bar{q} \rightarrow g(\rightarrow \text{jet}) + Z^0(\rightarrow \nu\bar{\nu})$ .

Le bruit de fond principal est la production d'un  $\nu_\tau$  et d'un  $\tau$  (suivie d'une décroissance hadronique) par un  $W$ . 24 événements d'impulsion transverse manquante supérieure à 40 GeV ont été observés par UA1. La luminosité intégrée utilisée est de  $715 \text{ nb}^{-1}$ . Le résultat obtenu sur le nombre de neutrinos est :  $N_\nu < 10$  à 90 % de degré de confiance. Il s'explique par la faible statistique et les problèmes théoriques et expérimentaux.

\* En utilisant les tous récents résultats [8] sur la durée de vie du neutron, à savoir  $\tau_n = 887,0 \pm 1,6 \text{ s}$ , et l'équation 3 de la référence [4], on obtient une variation de 0.05 sur le nombre de neutrinos.

Utiliser le rapport  $\sigma(Z^0 \rightarrow l^+l^-)/\sigma(W \rightarrow l^-\nu)$  permet de s'affranchir d'une partie des erreurs théoriques et expérimentales. Il convient cependant de remarquer que ce rapport dépend de la valeur de la masse du quark top puisqu'il peut s'écrire :

$$R = \frac{\sigma(Z^0 \rightarrow \bar{l}l)}{\sigma(W \rightarrow l\nu)} = \frac{\sigma_{Z^0}}{\sigma_W} \times \frac{BR(Z^0 \rightarrow \bar{l}l)}{BR(W \rightarrow l\nu)}$$

et que suivant sa masse, le quark top contribuera (ou ne contribuera pas) aux sections efficaces totales de production du  $Z^0$  (si sa masse est inférieure à  $M_Z/2$ ) et du  $W$  (si sa masse est inférieure à  $M_W$ ). De récents résultats [10-11] permettent d'exclure que le top soit produit par désintégration du  $W$ , ce qui permet de confirmer les résultats de UA2 publiés en 1987 [12] et donc d'écrire :

$$N_\nu < 4 \text{ à } 95 \% \text{ de degré de confiance.}$$

Cependant, ce type de méthode est très dépendant des fonctions de structure utilisées pour le proton.

### 3) Résultats issus des collisionneurs $e^+e^-$

On peut distinguer deux classes principales de collisionneurs  $e^+e^-$  à savoir : ceux dont l'énergie dans le centre de masse est inférieure à la masse du  $Z^0$  et ceux où celui-ci est produit sur sa couche de masse ( $\approx 91$  GeV). Depuis 1989, deux accélérateurs de ce dernier type sont opérationnels. Il s'agit du Stanford Linear Collider (SLC) et du Large Electron Positron collider (LEP). Le premier est situé en Californie et fonctionne depuis février 1989, tandis que le second a été construit au CERN et que les prises de données ont commencé en juillet 1989. Quatre détecteurs (dont L3) sont situés autour des points d'interaction du LEP, le détecteur MARK II équipait le point d'interaction de SLC avant d'être remplacé début 1991 par le SLD (Stanford Linear Detector).

Les cinq collaborations travaillant sur les désintégrations du  $Z^0$  ont donné des résultats sur le nombre de neutrinos par l'intermédiaire de la largeur du  $Z^0$  ( $\Gamma_{Z^0}$ ). Nous présenterons dans un premier temps, la méthode utilisée et les résultats obtenus. Nous nous intéresserons ensuite à l'étude de la production radiative de neutrinos et aux résultats obtenus lorsque l'énergie dans le centre de masse est inférieure à la masse du  $Z^0$ .

#### a/ Largeur totale du $Z^0$

Les collisionneurs  $e^+e^-$  actuels permettent d'atteindre des énergies comprises entre 85 et 100 GeV dans le centre de masse. On peut donc étudier la forme de la résonnance en faisant varier l'énergie dans le centre de masse dans cette gamme. On trouvera sur la figure 1.4 les valeurs mesurées (extrapolées à tout l'angle solide) des sections efficaces de production de hadrons pour différentes énergies dans le centre de masse, telles qu'elles ont été mesurées par la collaboration L3 [11]. Les sept points correspondent au résultat de la mesure pour les sept points en énergie dans le centre de masse fournis par la machine en 1990 et le trait plein à l'ajustement.

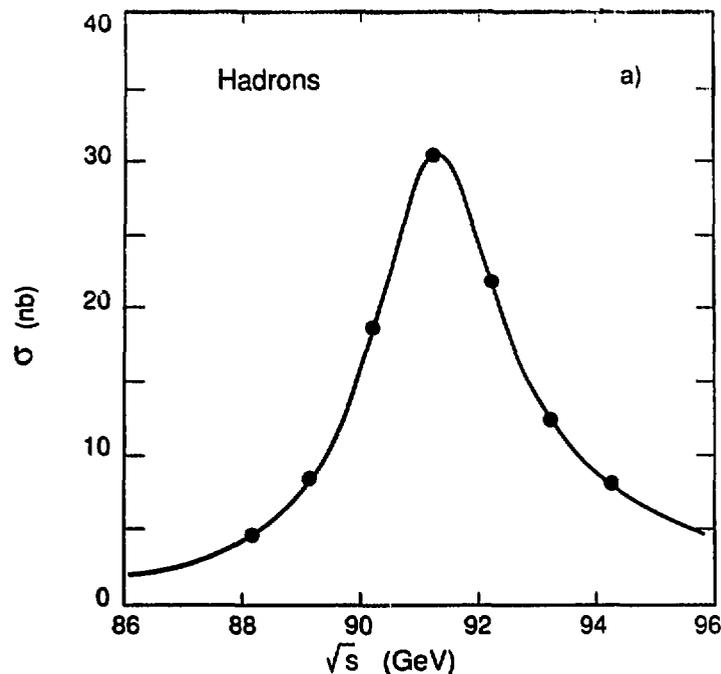


Figure 1.4 : Variation de la section efficace totale de la réaction  $e^+e^- \rightarrow$  hadrons en fonction de l'énergie dans le centre de masse [11].

On utilise un programme qui permet, connaissant les sections efficaces totales de production de hadrons, d'électrons, de muons et de taus en fonction de l'énergie dans le centre de masse, de calculer la masse ( $M_Z$ ) et la largeur totale du  $Z^0$  ( $\Gamma_Z$ ) ainsi que les largeurs partielles de décroissance du  $Z^0$  en hadrons ( $\Gamma_h$ ) et en leptons\*. Il faut remarquer que, à cause du rôle qu'ils jouent dans les corrections de propagateurs, le boson de Higgs et surtout le quark top \*\* interviennent dans la largeur totale. La masse du quark top peut donc être déterminée – avec une faible précision – en utilisant les résultats de la largeur. De manière similaire, on peut déterminer la valeur de la constante de couplage fort  $\alpha_s$ .

La largeur invisible correspond aux processus de décroissance du  $Z^0$  conduisant à des particules indétectables c'est-à-dire les neutrinos de masse inférieure à  $M_Z/2$  mais aussi, si des canaux de supersymétrie sont ouverts, à certaines des particules prédites par ce modèle (c.f. pages 19 et suivantes). Elle est reliée à la largeur totale et aux largeurs partielles (mesurées) de décroissance du  $Z^0$  en hadrons et en leptons par la formule :

$$\Gamma_{inv} = \Gamma_{tot} - \Gamma_h - 3 \times \Gamma_l.$$

\* Si on ne suppose pas l'universalité des couplages leptoniques, les trois largeurs partielles de décroissance du  $Z^0$  en leptons chargés ( $\Gamma_e$ ,  $\Gamma_\mu$  et  $\Gamma_\tau$ ) sont calculées séparément. Les résultats alors obtenus sont compatibles avec la largeur leptonique ( $\Gamma_l$ ) obtenue si on suppose cette universalité [11].

\*\* par l'intermédiaire d'un terme en  $M_t^4/M_W^4$

On utilise ensuite la relation :

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_l} \left( \frac{\Gamma_l}{\Gamma_\nu} \right)^{M.S.}$$

Le rapport situé entre parenthèses est celui donné par le modèle standard, ce qui permet de s'affranchir de la partie la plus importante de la dépendance de la largeur partielle de décroissance en neutrino en fonction des paramètres  $M_t$ ,  $M_H$  et  $\alpha_s$ . Les résultats de la publication [11] sont :

$$N_\nu = 3,05 \pm 0,10$$

obtenus en utilisant la valeur mesurée de  $\Gamma_l$  et la largeur invisible ( $\Gamma_{inv}$ ) déduite de la relation précédente. Les principales causes d'incertitude sur ce résultat proviennent des erreurs sur la luminosité (connue à 0,9 % près) et sur la valeur de l'énergie disponible dans le centre de masse (connue à 20 MeV près).

En combinant l'ensemble des résultats de LEP disponibles, on obtient [13] :

$$N_\nu = 2,97 \pm 0,05.$$

La grande précision de ce résultat est due principalement à la faible erreur sur la mesure de la luminosité intégrée. Ce résultat est un des plus importants des nouveaux collisionneurs  $e^+e^-$  puisqu'il exclut – contrairement aux résultats présentés dans les parties précédentes – une quatrième espèce de neutrinos légers et donc une quatrième famille.

#### b/ Recherche du photon unique

Les générations précédentes de collisionneurs  $e^+e^-$  – PEP à SLAC (Stanford, Californie), PETRA au laboratoire DESY (Hamburg, Allemagne) et TRISTAN à KEK (Tsukuba, Japon) – disposent d'une énergie dans le centre de masse inférieure à la masse du  $Z^0$  – 29 GeV à PEP, de 35 à 47 GeV à PETRA et de 54 à 61 GeV pour TRISTAN –. A ces énergies le  $Z^0$  est produit de manière virtuelle. Pour mesurer le nombre de neutrinos, on utilise donc une méthode totalement différente de celle présentée ci-dessus.

Cette méthode, qui fut proposée dès 1972 [14-15], utilise la réaction  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ . Nous reviendrons plus loin sur ce processus dans le cadre de LEP. Le signal recherché est un photon unique. Lorsque l'énergie est inférieure à la masse du  $Z^0$ , la section efficace de cette réaction est très faible (de l'ordre de  $0,05 \text{ pb}^{-1}$ ), le nombre de photons isolés observé dans chacune des expériences [16-19] est de quelques unités. On trouvera sur le tableau 1.2 les résultats de chacune des expériences. La publication la plus récente [19] des résultats obtenus sur le nombre de neutrinos par l'étude de la réaction  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  à des énergies inférieures à la masse du  $Z^0$ , conduit, en combinant les résultats des expériences précédentes, à la limite :

$$N_\nu < 3,9 \text{ à } 90 \% \text{ de degré de confiance.}$$

Détecteur Accélérateur	ASP PEP	MAC PEP	CELLO PETRA	VENUS TRISTAN
$E_{CM}$ (GeV)	29	29	35 - 46,6	54 - 61,4
Luminosité ( $\text{pb}^{-1}$ )	110	177	122,6	28,2
Nb. d'événements attendus	2,6	1,1	1,87	0,82
Nb. d'événements observés	1,6	1	1,26	0
$N_\nu$ (90% de degré de confiance)	< 7,9	< 17	< 8,7	< 11

**Tableau 1.2 : Résultats des principales expériences utilisant la réaction  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$**

La détection de photons uniques est une mesure indépendante des précédentes. Il faut remarquer que les paramètres du modèle introduits dans le calcul de  $N_\nu$  sont uniquement la section efficace d'émission d'un photon par un des électrons de l'état initial, et le couplage du  $Z^0$  aux électrons et neutrinos. Cependant, à ces énergies le résultat donné sur le nombre de neutrino souffre d'une grande erreur statistique puisque la section efficace est très faible. Au LEP, la section efficace totale de la réaction  $e^+e^- \rightarrow Z^0$  est de  $40 \text{ nb}^{-1}$ . Environ 18 % des désintégrations du  $Z^0$  conduisent à un état final  $\nu\bar{\nu}$  s'il y a 3 espèces de neutrinos. Une étude du photon isolé à LEP peut donc conduire à une détermination précise de  $N_\nu$ . C'est l'aspect théorique de cette étude que nous allons maintenant présenter.

## B - Etude de la réaction $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$

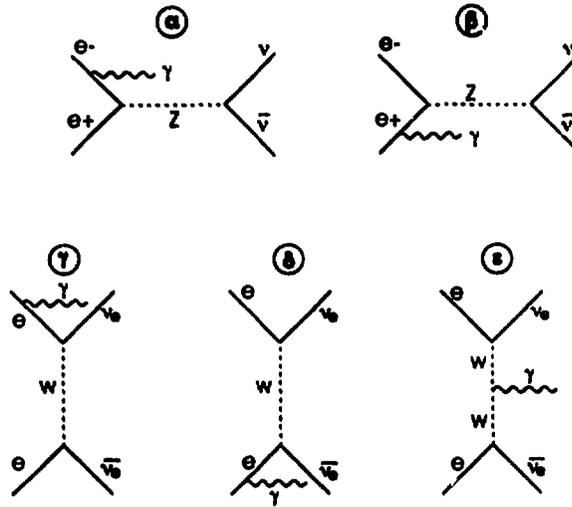
### 1) Principe de la mesure : état final à un photon unique

Le principe de la mesure consiste à étudier les événements où seul un photon de basse énergie est observé. On cherche à déterminer  $N_\nu$  le plus précisément possible, en s'affranchissant des erreurs systématiques. Il faut donc, d'une part estimer la section efficace du processus  $\nu\bar{\nu}\gamma$  avec une précision de l'ordre de 1 % ; d'autre part évaluer le plus précisément possible les contributions des réactions de bruit de fond à l'échantillon final. Nous consacrerons une partie de ce paragraphe à chacun de ces deux aspects.

### 2) Le signal

#### a/ Section efficace à l'ordre 1

La section efficace différentielle d'ordre 1 est exprimée par rapport à l'énergie du photon  $E_\gamma$  (ou du rapport  $2E_\gamma/\sqrt{s}$  noté  $x$ ) et à son angle d'émission dans le plan contenant l'axe du faisceau ( $\theta_\gamma$ ) ou du cosinus de celui-ci ( $y$ ). On trouvera sur la figure 1.5 les diagrammes des réactions conduisant à l'état final  $\nu\bar{\nu}\gamma$ .



**Figure 1.5 :** Diagramme de la réaction  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$   
 $\alpha, \beta$  : production de  $Z^0$   
 $\gamma, \delta$  : échange d'un  $W^\pm$   
 $\epsilon$  : échange de deux  $W^\pm$ .

En négligeant la masse de l'électron et la largeur du  $W$  ( $\Gamma_W$ ) et en ne considérant pas le processus  $\epsilon$  de la figure 1.5 ou deux  $W$  sont échangés\*, on écrit l'expression de la section efficace différentielle sous la forme [22] :

$$\frac{d^2\sigma_1}{dkdy} = \frac{G_F^2 \alpha M_W^4}{12\pi^2} \frac{s'k}{s\kappa_+\kappa_-} (\eta_+^2 F(\eta_+) + \eta_-^2 F(\eta_-)) \quad (I)$$

avec :

$$F(\eta_\pm) = N_\nu (g_v^2 + g_a^2) \frac{M_Z^4}{|Z|^2} \quad (1)$$

$$+ 3(g_v + g_a) \frac{M_Z^2 \text{Re}Z}{|Z|^2 \eta_\pm} \left( 3 + 2/\eta_\pm - 2(1 + 1/\eta_\pm)^2 \ln(1 + \eta_\pm) \right) \quad (2)$$

$$+ 6/\eta_\pm \left( (1 + \eta_\pm) \left( 1 - \frac{2}{\eta_\pm} \ln(1 + \eta_\pm) \right) + 1 \right) \quad (3)$$

où  $p_-$  ( $p_+$ ) désigne l'impulsion de l'électron (positron),  $q_-$  ( $q_+$ ) celle du neutrino ( $\bar{\nu}$ ),  $k$  celle du photon et où :

\* Une expression exacte est donnée dans la référence [20] mais l'effet de l'échange de deux  $W$  sur la section efficace est inférieur au pour mille au voisinage du  $Z^0$  [21].

$$\begin{aligned}
\kappa_{\pm} &= 2p_{\pm}k \\
\eta_{\pm} &= (s - \kappa_{\pm})/M_W^2 \\
s &= (p_+ + p_-)^2 \\
s' &= (q_+ + q_-)^2 \\
Z &= s' - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z \\
g_v &= -1/2 + 2\sin^2\theta_w \\
g_a &= -1/2
\end{aligned}$$

La partie (1) de l'expression de  $F(\eta_{\pm})$  résulte des diagrammes  $\alpha$  et  $\beta$  de la figure 1.5, la partie (2) de l'interférence entre les diagrammes contenant le  $Z^0$  et le  $W$  et la troisième partie tient compte de l'échange d'un  $W$ . Une ultime approximation est couramment faite [23-25] en considérant que la masse du  $W$  ( $M_W$ ) tend vers l'infini. Cette approximation est connue sous le nom de "Point Interaction Approximation". Dans le cadre de cette approximation et en appliquant celles faites pour la formule I, on obtient :

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma_1}{dxdy} &= \frac{G_F^2\alpha}{6\pi^2} \frac{s(1-x)((1-x/2)^2 + x^2y^2/4)}{x(1-y^2)} \\
&\times \left( \frac{N_{\nu}(g_v^2 + g_a^2) + 2(g_v + g_a)(1 - s(1-x)/M_Z^2)}{(1 - s(1-x)/M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2/M_Z^2} + 2 \right) \quad (\text{II})
\end{aligned}$$

Dans l'équation II le terme proportionnel à  $(g_v^2 + g_a^2)$  provient du calcul des diagrammes  $\alpha$  et  $\beta$ , le terme en  $(g_v + g_a)$  de l'interférence entre le  $Z^0$  et le  $W$ , et le terme constant de l'échange d'un  $W$ . Il faut remarquer que le nombre de neutrinos  $N_{\nu}$  n'intervient que lorsqu'il y a passage par le  $Z^0$  puisque l'échange de  $W$  ne peut conduire à des neutrinos autres que  $\nu_e$  en raison de la conservation du nombre leptonique. La contribution du terme reproduisant l'échange de  $W$  à la section efficace totale est de l'ordre de quelques % [21]. L'utilisation de cette expression de la section efficace différentielle entraîne une différence de moins de 1 % sur la section efficace totale au voisinage du  $Z^0$  [21] par rapport à la section efficace obtenue avec la formule I.

Cette expression de la section efficace à l'ordre 1 doit être complétée pour tenir compte des corrections d'ordre supérieur. En effet, suivant l'énergie dans le centre de masse, ces corrections modifient la section efficace de quelques % jusqu'à quelques dizaines de % [26]. Il faut donc les calculer le plus rigoureusement possible. Nous présentons dans la suite les corrections au deuxième ordre. Des calculs ont été faits aux ordres supérieurs de correction avec le même formalisme. Ils montrent que ces corrections ne doivent pas être négligées, car leur effet sur la section efficace totale est de 1 à 2 % [21]. Elles sont prises en compte dans les générateurs (pages 24 et suivantes).

#### b/ Corrections liées à l'émission de photons

On trouvera, sur la figure 1.6, les diagrammes correspondants au deuxième ordre pour ce type de correction. Nombre d'auteurs [21-23, 26-28] ne calculent pas les corrections radiatives lorsqu'il y a échange d'un  $W$  puisque l'effet de ce diagramme est déjà faible à

l'ordre 1 [21], aussi ne les avons-nous pas présentées sur cette figure et n'en tiendrons nous pas compte dans la suite. On constate que les corrections radiatives peuvent être séparées en deux catégories distinctes : émission d'un photon virtuel avec réabsorption et émission d'un photon réel (bremsstrahlung). Il faut noter que la seconde catégorie conduit à une variation de l'énergie disponible dans le centre de masse puisque le second photon émis emporte une partie de l'énergie. L'énergie alors disponible dans le centre de masse s'écrit  $s' = s(1 - x)$ .

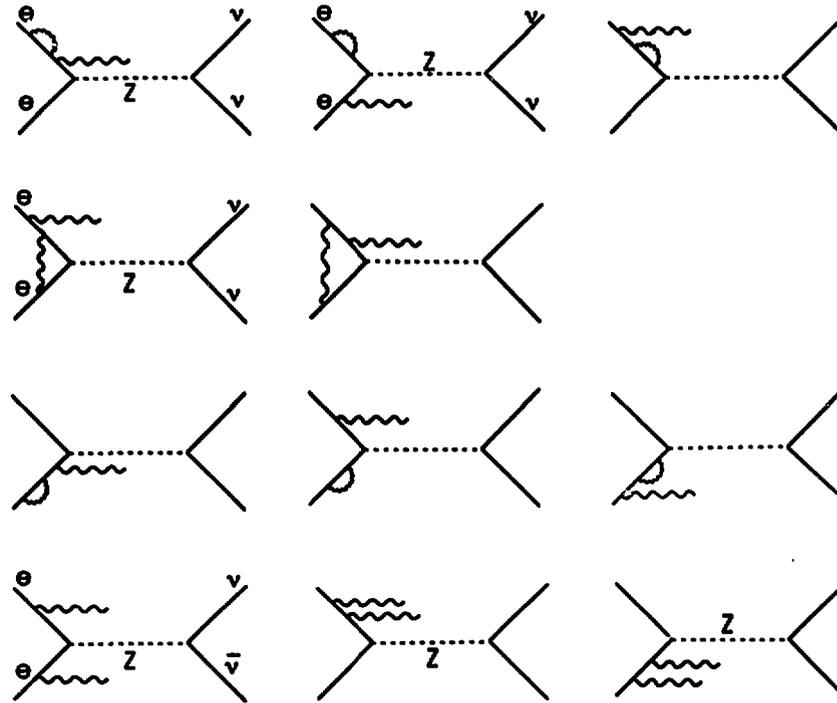


Figure 1.6 : Diagrammes des corrections dues à l'émission de photon de la réaction

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

- a) corrections virtuelles
- b) corrections de bremsstrahlung.

Si le second photon réel est émis avec une énergie et un angle permettant son identification dans le détecteur, l'événement ne peut être associé à un photon isolé. Cependant, dans certains cas, le second photon ne peut être reconnu comme tel : soit lorsqu'il est produit hors acceptation, soit lorsqu'il est d'énergie trop faible, soit encore lorsqu'il est collinéaire avec le premier  $\gamma$  émis. Dans le premier cas, (où il est émis dans une direction correspondant à une zone morte du détecteur), son énergie est quelconque. Dans le deuxième cas, son énergie est inférieure au seuil de détection bien que sa direction permette sa détection par le calorimètre. Dans le dernier cas enfin, l'angle entre le second et le premier  $\gamma$  est inférieur à la résolution angulaire du détecteur, la somme de leurs énergies étant supérieure au seuil.

Deux divergences se produisent dans le calcul des sections efficaces d'ordre 2 si on sépare les corrections virtuelles des corrections de bremsstrahlung. Dans le premier cas, on est conduit à introduire une masse fictive de photon pour pallier la divergence infinie et négative

qui se présente si on ne considère pas cette masse. Dans le second cas, une divergence infinie et positive (connue sous le nom de divergence infra-rouge) se produit lorsque l'énergie du photon tend vers 0. Ces deux divergences (qui sont uniquement liées aux méthodes de calcul) sont contournées si l'on considère d'une part les corrections virtuelles et de bremsstrahlung avec un photon d'énergie inférieure à une énergie de coupure  $x_0$  – bremsstrahlung “mou” –, d'autre part les corrections de bremsstrahlung “dur” – avec un photon d'énergie supérieure à  $x_0$  –. Si le photon de bremsstrahlung à une énergie inférieure à  $x_0$ , on ne tient pas compte de la modification que son émission entraîne sur l'énergie dans le centre de masse. Il faut donc que cette valeur de  $x_0$  soit choisie de manière à ne pas perturber la section efficace totale ( $x_0 < 0,005 \times E_{cm}$  typiquement). Cependant, lorsque cette énergie est trop faible, on peut obtenir une valeur de la section efficace pour la partie tenant compte des corrections virtuelles et de bremsstrahlung mou négative. On trouvera à la fin de ce chapitre une illustration de ce problème dans le cas de l'utilisation d'un générateur.

Au deuxième ordre la section efficace totale peut s'écrire [21] :

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

Les notations utilisées sont les mêmes que précédemment avec :

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{2\alpha}{\pi} \left( \ln \frac{s}{m_e^2} - 1 \right), \\ \delta_1 &= \frac{3}{4}\beta + \frac{\alpha}{\pi} \left( \frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2} \right), \\ s' &= s(1 - x). \end{aligned}$$

Le premier terme, proportionnel à la section efficace au premier ordre, correspond aux corrections virtuelles et de “bremsstrahlung mou”. Le deuxième terme tient compte du bremsstrahlung dur. On voit qu'il fait intervenir la modification de l'énergie dans le centre de masse.

Une autre approche du calcul de la section efficace de la réaction  $\nu\bar{\nu}\gamma$  a été proposée [26-27]. Elle repose sur le formalisme des fonctions de structure qui a été utilisé pour les réactions  $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$  ou  $\rightarrow \mu^+\mu^-$ . L'expression de la section efficace différentielle à l'ordre 1 s'écrit, dans ce formalisme en utilisant les mêmes notations que précédemment et les mêmes approximations que dans la formule II, sous la forme :

$$\frac{d^2\sigma_1}{dx dy} = H^{(1)}(x, y; s) \sigma_1(s') \quad (\text{IV})$$

avec :

$$\sigma_1(s') = \sigma_1((1-x)s) = \frac{G_F^2 s}{12\pi} \left( \frac{N_\nu (g_v^2 + g_a^2) + 2(g_v + g_a)(1 - s/M_Z^2)}{(1 - s/M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2/M_Z^2} + 2 \right)$$

$H$  est un radiateur d'ordre 1 qui reproduit les probabilités d'émission d'un photon dont l'énergie est  $x \times s$  et le cosinus de l'angle  $y$  si l'énergie dans le centre de masse est  $s$ . Il est donné par la formule :

$$H^{(1)}(x, y; s) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1 + (1 - x)^2}{x} \frac{1}{1 - y^2} \Theta\left(1 - \frac{4m_e^2}{s} - |y|\right)$$

où  $\Theta$  est la fonction de Heaviside. Les corrections tenant compte de l'émission de photons virtuels et du bremsstrahlung mou s'écrivent de manière analogue en corrigeant l'expression précédente par l'utilisation du radiateur corrigé. En ce qui concerne le bremsstrahlung dur, l'expression de la section efficace différentielle par rapport aux énergies des deux photons et à leurs angles d'émission peut s'écrire comme le produit des probabilités d'émettre un photon d'énergie  $x_1 \times s$  si l'énergie dans le centre de masse est  $\sqrt{s}$  puis un photon d'énergie  $x_2 \times s(1 - x_1)$  si l'énergie dans le centre de masse est  $\sqrt{s}(1 - x_1)$ . La formule de la section efficace d'ordre 2 s'écrit donc :

$$\frac{d\sigma_2}{dx_1 dx_2 dy_1 dy_2} = H^{(1)}(x_1, y_1; s) H^{(1)}(x_2, y_2; (1 - x_1)s) \sigma_1((1 - x_1)(1 - x_2)s).$$

Les auteurs distinguent ensuite deux cas conduisant à un photon unique par des intégrations sur les régions cinématiques correspondant aux deux cas suivants : soit il est perdu dans une zone morte du détecteur, soit son angle relatif avec le premier photon est inférieur à la résolution angulaire de l'appareillage. Il faut remarquer que les auteurs ne tiennent pas compte du cas où le second photon est produit avec une énergie inférieure à l'énergie de détection, mais supérieure à l'énergie de coupure.

On trouvera dans la référence [21] une comparaison entre les sections efficaces obtenues en utilisant le premier formalisme présenté et celui des fonctions de structures. Cette comparaison est faite en prenant en compte les corrections radiatives jusqu'au troisième ordre. Les différences sont très inférieures à 1 %, bien que les sections efficaces soit calculées de manières différentes.

### c/ Corrections faibles

Ces corrections sont liées aux corrections de vertex et aux corrections du propagateur du boson d'échange. Aux énergies dans le centre de masse étudiées les corrections des propagateurs sont dominantes (figure 1.7). Leur introduction dans les calculs de sections efficaces se fait en remplaçant le terme  $Z$  de l'expression II de la section efficace à l'ordre le plus bas par le propagateur corrigé [28] :

$$Z = s' - M_Z^2 + i \frac{s}{M_Z^2} \Gamma_Z M_Z$$

L'effet de cette correction est de diminuer la section efficace totale de 2 % pour des énergies dans le centre de masse voisines de la masse du  $Z^0$  et de 3 % environ au delà [21].

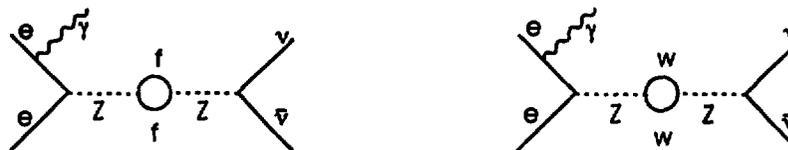


Figure 1.7 : Diagrammes de correction des propagateurs.

### 3) Bruit de fond

Toute réaction radiative avec une configuration angulaire telle que les deux fermions produits échappent à la détection, alors que le photon est observé dans le détecteur, constitue un bruit de fond pour cette étude. Nous nous limiterons ici à une brève revue des principaux types de bruits de fond. Les résultats des générateurs correspondants seront présentés dans la dernière partie de ce chapitre.

#### a/ Le Bhabha radiatif

Le processus dominant dans les réactions de bruit de fond est la réaction  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$  dite Bhabha radiatif où les deux électrons produits échappent à la détection. On trouvera sur la figure 1.8 les diagrammes correspondant à la réaction au premier ordre. On voit que deux processus différents conduisent à cet état final, le canal en  $t$  où les électrons échangent un photon ou un  $Z^0$  et le canal en  $s$  où les électrons s'annihilent en donnant un  $Z^0$  ou un photon.

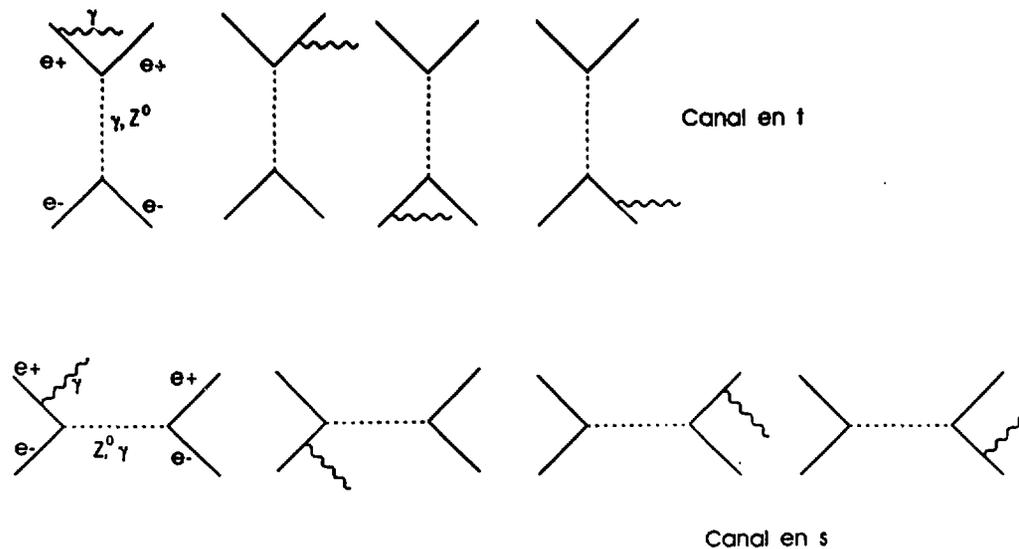
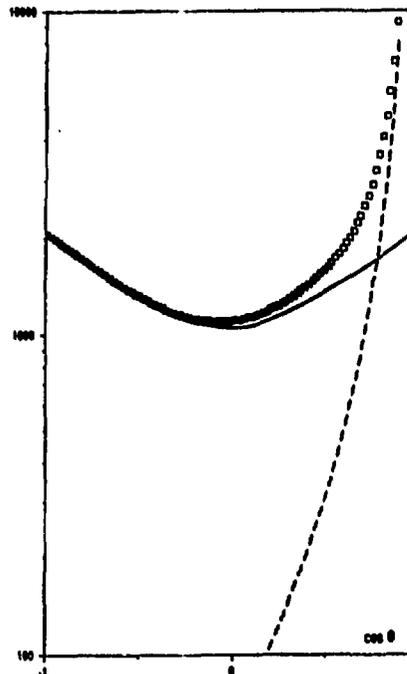


Figure 1.8 : Diagrammes conduisant à l'état final  $e^+e^-\gamma$ .

La principale zone inactive — c'est-à-dire celle où les électrons ne sont pas détectés — dans un détecteur tel que L3, est le tube à vide, donc situé à faible angle par rapport à l'axe du faisceau. On trouvera sur la figure 1.9 les distributions en fonction du cosinus de l'angle des électrons avec l'axe du faisceau sans qu'il y ait radiation de photon [29]. On constate sur cette figure (bien qu'elle ne s'applique pas directement à notre cas) que le canal en  $t$  est fortement dominant lorsque l'électron est diffusé hors acceptation. Or, le canal en  $t$  présente une dépendance en fonction de  $1/\sqrt{s}$ . Notre bruit de fond principal est donc de section efficace pratiquement indépendante de l'énergie dans le centre de masse.



**Figure 1.9 :** Distribution, en fonction du cosinus de l'angle entre l'électron et l'axe du faisceau, du nombre d'événements attendus provenant de la réaction  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  pour une énergie dans le centre de masse égale à la masse du  $Z^0$  (ici  $M_Z = 92$  GeV). La ligne continue représente la principale contribution du canal en s (production de  $Z^0$ ) et la ligne pointillée la contribution de l'échange de  $\gamma$  dans le canal en t. Les valeurs portées en ordonnées correspondent au nombre d'événements attendus pour un nombre total de 260 000  $Z^0$ .

Dans le cas qui nous occupe, où seul le photon est détecté, les deux électrons échappant à la détection, la section efficace différentielle présente un pôle lorsque l'angle de diffusion de l'un des deux électrons est diffusé à 0 degré. Cette réaction est donc en fait une "pseudo-réaction à deux corps" puisque dans la grande majorité des cas, la direction d'un des électrons est fixe. Ceci conduit à une dépendance entre l'énergie du photon et l'angle du second électron qui lui est diffusé à un angle non nul. Plus l'angle minimum de détection des électrons est grand, plus l'énergie du photon observé est grande. Nous montrerons une illustration de cette dépendance à la fin de ce chapitre.

Les générateurs de la réaction de Bhabha, qui sont destinés à être utilisés dans le cas où les deux électrons sont détectés dans l'acceptance (par exemple BABAMC [30]) ; ne reproduisent pas ce pôle à 0 degré. Nous utilisons donc un générateur spécifique pour les événements de Bhabha radiatifs. Ce générateur fut écrit par D. Karlen [31] et ne permet pas de prendre en compte les corrections radiatives au deuxième ordre.

## b/ Les autres bruits de fond

La figure 1.10 présente les diagrammes conduisant à la configuration où trois photons sont produits. Cette réaction est un de nos bruits de fond lorsque les deux photons dont l'énergie est voisine de celle du faisceau échappent à la détection, seul le photon de faible énergie étant observé dans le calorimètre. La section efficace correspondant à ce cas est faible [28] et – de même que dans le cas où deux photons seulement sont produits – ne varie que très peu en fonction de l'énergie dans le centre de masse [32].

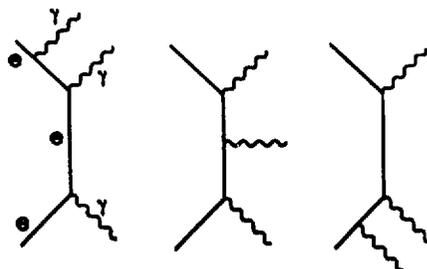


Figure 1.10 : Diagrammes conduisant à l'état final  $\gamma\gamma\gamma$ .

La figure 1.11 présente le cas où l'interaction entre les deux photons provenant des électrons conduit à une résonance. Ce processus peut être un de nos bruits de fond dans le cas où seul un des photons issus des produits de la résonance est observé [28] et également dans le cas où un  $\pi^0$  (issu de la résonance) conduit à deux photons très collinéaires et indistincts expérimentalement. La section efficace de cette réaction présente une faible dépendance en fonction de l'énergie dans le centre de masse et est faible dans le cas où un photon d'énergie supérieure à 1,5 GeV est seul observé dans le calorimètre. Un autre type de réaction, assez semblable à celui-ci, peut également constituer un bruit de fond pour notre étude. C'est celui où les produits de décroissance de la résonance sont des leptons chargés échappant, tout comme les deux électrons, à la détection alors qu'un photon radiatif est émis et détecté.

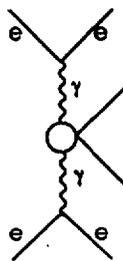


Figure 1.11 : Diagramme de la réaction où l'échange de deux photons conduit à une résonance dont les produits de décroissance peuvent comporter un photon.

Enfin, le dernier type de bruit de fond est constitué de toutes les réactions où en plus d'un photon radiatif (émis dans l'état initial ou final), un  $Z^0$  est produit, les produits de décroissance de ce dernier échappant à la détection [28]. Il s'agit des réactions conduisant soit à des leptons chargés tels que le  $\tau$  et le  $\mu$ , soit à des quarks. Au contraire des bruits de fond décrits ci-dessus, seul le canal en  $s$  intervient dans ces processus. La forme de la section efficace totale à l'ordre 0 reproduit la résonance du  $Z^0$ . Seul le cas où des muons sont produits dans l'état final peut conduire à un bruit de fond significatif pour notre étude.

## C - Le photon unique à LEP : une mesure des modèles non-standards

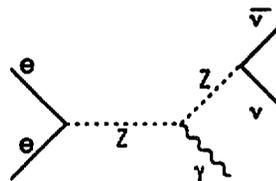
Le paragraphe précédent se situait dans le cadre du modèle standard et de la mesure du nombre de neutrinos par la méthode des photons uniques. Cependant d'autres processus liés cette fois à des modèles non-standards peuvent également conduire à des états finaux à un photon unique. L'étude que nous présenterons dans les chapitres suivants peut donc permettre de placer des limites d'existence sur les particules prédites par les modèles non-standards. Il faut remarquer que pour l'étude de ce type de réactions, prédites par les modèles situés au-delà du modèle standard – qu'ils soient super-symétriques ou composites –, la réaction  $\nu\bar{\nu}\gamma$  devient alors un bruit de fond.

### 1) Modèles composites

On considère, dans ce type de modèles, que les particules élémentaires (bosons et fermions) sont composées de constituants fondamentaux. Ceci a deux conséquences : d'une part, un fermion ou un boson standard peut présenter des états excités, d'autre part, puisqu'ils sont composés, leurs moments magnétique et dipolaire électrique peuvent être non-nuls.

Certains auteurs, se plaçant dans le cadre général de ce modèle, considèrent que le neutrino d'électron excité ( $\nu_e^*$ ) est la plus légère des particules excitées (Lightest Excited Particle) [33]. Si leur masse le permet, les neutrinos excités du muon et du tau peuvent également être produits au LEP. L'état final peut donc comporter soit une paire de neutrinos excités (si leur masse est inférieure à  $M_Z/2$ ), soit un seul accompagné du neutrino correspondant (si  $m_{\nu_e^*}$  est inférieure à  $M_Z$ ). Si le moment magnétique des neutrinos excités est non nul, le couplage  $\nu_e^* \nu_e \gamma$  est dominant. En supposant que la désintégration du  $Z^0$  produit un neutrino excité et un neutrino dans son état fondamental, et que le neutrino excité se couple avec le photon, l'état final sera constitué d'un photon et de deux neutrinos [34]. L'étude du photon unique permet de déterminer la section efficace de la réaction  $e^+ e^- \rightarrow \bar{\nu}_e \nu_e^* (\rightarrow \nu_e \gamma)$  et donc, connaissant le couplage du neutrino excité au  $Z^0$ , de placer des limites sur la masse de la LEP.

Dans la référence [35], les auteurs soulignent que si le  $Z^0$  est composé, il a un moment dipolaire électrique. Il peut donc se produire des vertex du type  $Z^0 Z^0 \gamma$ . La conséquence est que la réaction  $e^+ e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  comporte un diagramme supplémentaire (figure 1.12). La contribution de ce processus  $Z^0 Z^0 \gamma$  dépend de la valeur du moment dipolaire du  $Z^0$ . L'énergie des photons produits peut varier entre 0 et 50 GeV.



**Figure 1.12** : Diagramme supplémentaire conduisant à l'état final  $\nu\bar{\nu}\gamma$  dans le cas des modèles composites. (Moment dipolaire électrique du  $Z^0$  non nul).

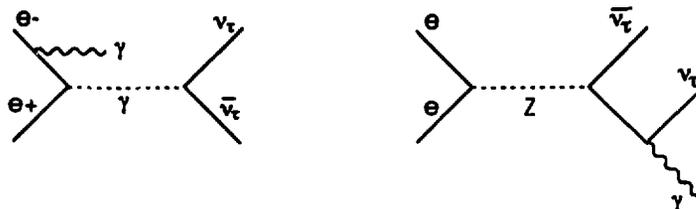
Les mesures actuelles sur le moment magnétique des neutrinos placent les limites supérieures suivantes pour leur moment magnétique [7] :

$$m(\nu_e) < 1.5 \times 10^{-10} \mu_B$$

$$m(\nu_\mu) < 1.2 \times 10^{-9} \mu_B$$

$$m(\nu_\tau) < 4. \times 10^{-6} \mu_B$$

où  $\mu_B = e/2m_e$  est le magnéton de Bohr. La limite sur le moment magnétique du  $\nu_\tau$  provient de la compilation des résultats des expériences aux collisionneurs d'énergie dans le centre de masse inférieure à celle du LEP [36] (voir aussi la référence [37] pour une discussion au sujet du rayon de charge du  $\nu_\tau$ ). Si le moment magnétique du  $\nu_\tau$  est non nul, alors les diagrammes présentés sur la figure 1.13 sont possibles. Le premier doit être étudié à LEP II, puisqu'à LEP I la réaction  $\nu\bar{\nu}\gamma$  est dominante. A LEP I le premier processus peut être étudié si on dispose d'une grande statistique (si  $\mu_{\nu_\tau}$  est de l'ordre de  $10^{-7} \mu_B$ , il faut environ  $10^7 Z^0$  au total pour observer 2 événements) [38]. Les photons uniques issus du second diagramme présenté sur la figure 1.13 ont une distribution en énergie qui présente un maximum au voisinage de 25 GeV, ce qui les rend aisément identifiables. Il faut remarquer que G.T. Rizzo, dans une publication à partir des tous premiers résultats du LEP [39], montrait que la mesure de la largeur invisible pouvait également réduire la limite actuelle sur le moment magnétique du neutrino tau\*.



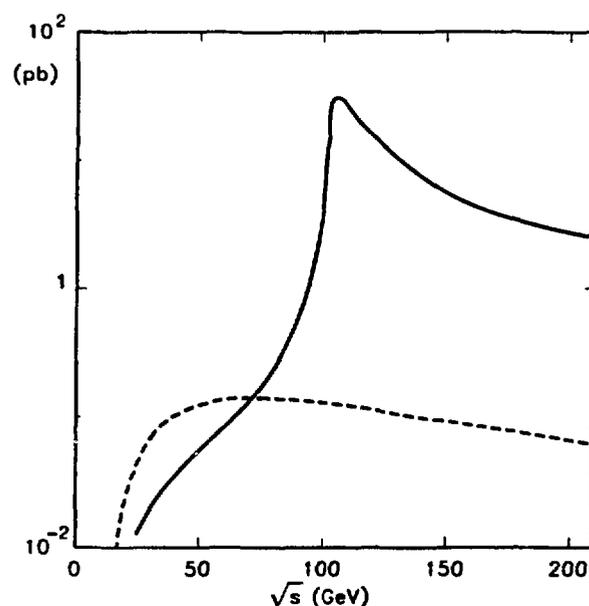
**Figure 1.13** : Diagrammes supplémentaires conduisant à l'état final  $\nu\bar{\nu}\gamma$  dans le cadre des modèles composites. (Moment magnétique du  $\nu_\tau$ ).

## 2) Modèles supersymétriques

Dans ces modèles on introduit un partenaire supersymétrique à chaque particule. Le partenaire du neutrino est le s-neutrino de spin 1, celui du photon est le photino de spin 1/2, ... Les théoriciens divergent sur le choix de la particule supersymétrique la plus légère (LSP : lightest supersymmetric particle) ; ils sont cependant d'accord pour dire qu'elle est stable et produite par la désintégration de toutes les autres particules supersymétriques. On peut distinguer trois grandes séries d'hypothèses sur la nature de la LSP. Elle peut être le neutralino, le photino ou le s-neutrino. Dans tous les cas de figure elle est indétectable. L'observation des événements où la production de la LSP est précédée d'une radiation dans l'état initial est donc une voie utilisable pour placer des limites inférieures sur la masse de la LSP.

\* Si on se base sur cette publication et sur les dernières mesures de la largeur invisible [13], la limite actuelle serait alors :  $\mu_{\nu_\tau} \leq 6,4 \times 10^{-7} \mu_B$ .

Si la LSP est le photino, elle peut – si sa masse le permet – être produite au LEP [20,39]. Elle est produite par son couplage au  $s$ -électron dans le canal en  $t$ . L'évolution de la section efficace de la réaction  $\tilde{\gamma}\tilde{\gamma}\gamma$  est montrée sur la figure 1.14, dans le cas où  $m_{\tilde{z}} = 40$  GeV et où  $m_{\tilde{\gamma}} = 5$  GeV [20]. On trouvera, dans la référence [40], d'autres courbes correspondant à d'autres masses de  $m_{\tilde{z}}$ . On constate, au vu de la figure 1.14, que le bruit de fond que constitue ici la réaction  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  est prédominant pour des énergies dans le centre de masse telles que celles dont nous disposons au LEP. Les détecteurs placés auprès des collisionneurs d'énergie dans le centre de masse inférieure à  $M_Z$  semblent donc plus indiqués. Le résultat le plus contraignant publié jusqu'ici est celui de l'expérience ASP [18]. En supposant que la masse du  $s$ -électron est inférieure à 55 GeV, le résultat est :  $m_{\tilde{\gamma}} > 5$  GeV.



**Figure 1.14** : Evolution en fonction de l'énergie dans le centre de masse de la section efficace de la réaction  $\tilde{\gamma}\tilde{\gamma}\gamma$  (trait pointillé) et de la réaction  $\nu\bar{\nu}\gamma$  (trait plein), si on suppose que  $m_{\tilde{z}} = 40$  GeV et que  $m_{\tilde{\gamma}} = 5$  GeV.

Si la LSP est le  $s$ -neutrino ( $\tilde{\nu}$ ), elle peut être produite au LEP (si sa masse est suffisamment faible) par son couplage au  $Z^0$  (canal en  $s$ ) ou au chargino (canal en  $t$ ) [41,42]. La section efficace de production radiative des  $s$ -neutrinos varie en fonction de l'énergie dans le centre de masse de manière assez similaire à celle que nous avons étudiée pour la réaction  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ . Le couplage entre le  $Z^0$  et un type de  $s$ -neutrino est (en raison du fait que cette particule est un boson) de l'ordre de la moitié du couplage du  $Z^0$  à un type de neutrinos. En utilisant la méthode du photon unique l'échantillon, si par exemple un seul type de  $s$ -neutrino est cinématiquement permis, aura un nombre d'événements correspondant à 3,5 neutrinos.

Il faut remarquer que la présence de  $s$ -neutrino influerait également sur la largeur invisible de décroissance du  $Z^0$ . En utilisant une partie des données de 1990 et en supposant que seul un type de  $s$ -neutrino contribue, la collaboration L3 [43] obtient le résultat :  $M_{\tilde{\nu}} > 31,4$  GeV, à 95 % de degré de confiance. En utilisant le résultat combiné actuel des quatre expériences LEP cité page 9 de ce chapitre [13], on obtient alors :  $M_{\tilde{\nu}} > 40,2$  GeV, à 95 % de degré de confiance, résultat qui, si on considère que les trois types de  $s$ -neutrinos,

dégénérés en masse, contribuent, devient alors :  $M_p > 43,1 \text{ GeV}$ , à 95 % de degré de confiance. Ce résultat peut être obtenu grâce à la grande précision sur la mesure de la largeur invisible. Il semble que l'étude du photon unique ne puisse pas à court terme fournir une limite inférieure sur la masse du s-neutrino aussi contraignante.

Les neutralinos sont des états composés de higgsinos, z-inos et photinos. Il y a quatre types de neutralinos. Si le plus léger d'entre eux ( $\tilde{\chi}_1^0$ ) est la LSP, que le couplage des deux neutralinos au  $Z^0$  est non-nul et si la masse de la paire le permet, alors la paire  $\tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$  peut être produite au LEP [41,44]. Le  $\tilde{\chi}_i^0$  étant supposé être la LSP, le  $\tilde{\chi}_j^0$  est instable et conduit à un état final comportant un  $\tilde{\chi}_i^0$ . On trouvera sur la figure 1.15 le diagramme correspondant à ce processus dans le cas où le passage du  $\tilde{\chi}_j^0$  au  $\tilde{\chi}_i^0$  se fait par une boucle de s-fermions avec émission d'un photon. La masse de ce photon est liée à la différence entre la masse des deux neutralinos. Ce type de processus peut, même si sa section efficace est faible, être mesuré au LEP par l'étude du photon unique [45].

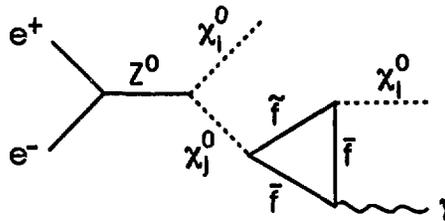


Figure 1.15 : Diagramme où la décroissance du  $\tilde{\chi}_j^0$  conduit à l'état final  $\tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_i^0 \gamma$ .

En conclusion de cette partie sur la recherche de particules composites ou supersymétriques par la méthode du photon unique nous devons faire plusieurs remarques. La contribution supplémentaire que les photinos apportent à l'échantillon de photons uniques est plus significative lorsque l'énergie dans le centre de masse est inférieure à la masse du  $Z^0$ . Le détecteur VENUS qui équipe l'accélérateur TRISTAN semble le mieux placé pour fixer une limite. En ce qui concerne les s-neutrinos la méthode de la mesure de la largeur invisible de décroissance du  $Z^0$  a donné une limite contraignante qui ne semble pas pouvoir être améliorée dans l'immédiat par l'étude des photons uniques. La mesure du moment magnétique du neutrino du tau nécessite, à LEP I, une grande statistique (plus d'une dizaine de millions de  $Z^0$  au total). Pour l'étude des particules telles que le neutrino excité et le neutralino, on doit considérer, entre autres, les événements hadroniques à impulsion transverse manquante. Cependant l'étude du photon unique est indispensable pour fixer des limites contraignantes sur l'ensemble du domaine de masse de ces particules. L'échantillon de photons uniques attendus dans ce cadre comportera des photons d'énergie de l'ordre de quelques GeV, leur contribution sera donc facilement discernable de celle de la réaction  $e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma$ .

## D - Les générateurs

Nous verrons au deuxième chapitre que le détecteur L3 – comme les autres détecteurs installés à LEP – est relativement difficile à décrire de manière schématique. Nous cherchons à nous affranchir de tous les types d'erreurs pouvant intervenir dans le calcul de la section efficace de comptage de neutrino. Pour ce faire, en ce qui concerne le calcul du nombre d'événements attendus, deux conditions doivent être remplies. Nous devons disposer d'un échantillon d'événements générés en accord avec les sections efficaces différentielles, sections efficaces qui doivent tenir compte le plus précisément possible des différentes corrections. Nous devons également, pour que cet échantillon soit le plus réaliste possible, disposer d'un programme de simulation – dont on trouvera une description dans la seconde partie du deuxième chapitre – reproduisant fidèlement la géométrie du détecteur et le comportement des particules dans celui-ci. Utiliser des générateurs tels que ceux que nous allons maintenant décrire permet de remplir la première condition.

Cette partie du chapitre est donc destinée à présenter les générateurs, tant du signal que du bruit de fond, et à montrer comment les corrections d'ordre supérieur sont prises en compte.

### 1) Nécessité et principe

Les générateurs sont des programmes informatiques basés sur la technique du "Monte Carlo". Celle-ci permet d'obtenir une suite pseudo aléatoire de nombres dont la période peut varier de  $2^{39}$  à  $2^{144}$  suivant le sous-programme utilisé. Le schéma commun à tous les générateurs peut être résumé comme suit[46]. Considérons une section efficace  $\sigma$  calculée sur un espace de phase multidimensionnel. La section efficace totale s'écrit alors :

$$\sigma = \int f(\phi) d\phi$$

où l'intégrale est prise sur l'ensemble de l'espace de phase possible, et  $f(\phi)$  est la section efficace différentielle. Si  $S$  est le volume de l'espace de phase, alors  $S = \int d\phi$ . On tire, en utilisant un sous-programme de Monte Carlo, une série de nombre  $\phi_i$  distribués uniformément dans l'espace de phase. La valeur  $R$ , où  $N$  est le nombre de tirages faits sur les variables  $\phi$ , s'écrit :

$$R = \frac{S}{N} \sum_{i=1}^N f(\phi_i).$$

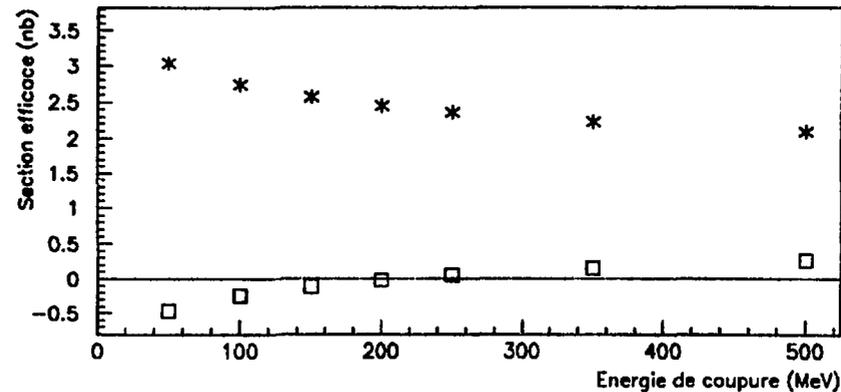
Le théorème de la valeur centrale montre que si  $N$  est grand, alors  $R$  est un nombre aléatoire distribué suivant une gaussienne de largeur  $W/R$  où :

$$W = \frac{S^2}{N-1} \left( \sum_{i=1}^N f(\phi_i)^2 - \frac{1}{N} \left( \sum_{i=1}^N f(\phi_i) \right)^2 \right).$$

On voit l'utilité d'un tel théorème dans le problème qui nous occupe : il nous permet, connaissant l'espace de phase et la section efficace différentielle, de calculer une valeur d'autant plus proche de la section efficace totale que nous tirons un grand nombre de fois un nombre aléatoire. Cependant, il convient de noter que ce théorème ne s'applique qu'au cas de variables indépendantes.

## 2) Prise en compte des corrections radiatives

Nous avons montré, pages 12 et suivantes de ce chapitre, que la prise en compte des corrections faibles peut être faite en remplaçant le propagateur du  $Z^0$  par le propagateur corrigé. C'est cette méthode qu'utilisent la majorité des générateurs. En ce qui concerne les corrections radiatives, nous avons montré que distinguer d'une part la section efficace d'ordre le plus bas avec les corrections de photon virtuel et les corrections de bremsstrahlung mou, d'autre part les corrections de bremsstrahlung dur, permet d'éliminer les problèmes de divergences. Certains générateurs appliquent cette méthode pour calculer le premier ordre de correction (BABAMC et TEEG par exemple). On trouvera sur la figure 1.16 l'évolution des sections efficaces totale et molle pour le générateur BABAMC en fonction de l'énergie de coupure. On constate que le choix de l'énergie de coupure peut conduire à des sections efficaces molles négatives. Or, le détecteur est capable de déterminer la présence de photons dont l'énergie est de l'ordre de quelques centaines de MeV, et utiliser une énergie de coupure supérieure au seuil de détection peut conduire à des différences artificielles entre les prédictions du générateur et les résultats expérimentaux. De plus, dans la majorité des cas, la précision demandée au générateur nécessite la prise en compte des ordres supérieurs de corrections radiatives (plus de deux photons émis dans le cas de l'état final  $\nu\bar{\nu}\gamma$  par exemple). Ces deux raisons ont conduit à utiliser la méthode de l'exponentiation.



**Figure 1.16 :** Evolution, en fonction de l'énergie de coupure :  
 \* de la section efficace totale  
 □ de la section efficace molle  
 générées par BABAMC.

On peut résumer cette méthode comme suit. La section efficace au deuxième ordre pour la réaction  $\nu\bar{\nu}\gamma$  s'écrit (équation III du paragraphe B) :

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

Considérer les corrections \ l'ordre 3 conduit à l'expression :

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

où :  $\delta_2$  reproduit les corrections indépendantes de  $x_0$  et  $\delta_2^H$ , les corrections non-dominantes de bremsstrahlung dur. Le premier terme peut s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} \sigma_3^{VS} &= \sigma_1(s) (1 + \delta_1 + \delta_2) \left( 1 + \beta \ln x_0 + \frac{1}{2} \beta^2 \ln^2 x_0 + \dots \right) \\ &= \sigma_1(s) (1 + \delta_1 + \delta_2) \times x_0^\beta \end{aligned}$$

La transformation entre les première et seconde équations se fait en utilisant l'expression de l'exponentielle. C'est cette transformation qui a donné son nom à cette méthode. Elle est valable pour tous les ordres de correction. Nous avons présenté l'exponentiation telle qu'elle est utilisée dans le générateur NNGSTR pour tenir compte des corrections molles et virtuelles à tous les ordres. Le générateur KORALZ étend cette méthode à tous les cas où il y a émission de photon.

### 3) Présentation des générateurs utilisés dans cette étude

Dans cette partie, nous présenterons les résultats des générateurs que nous utiliserons dans les chapitres suivant (notamment au chapitre 4). Nous montrerons, dans le cas du signal, que les deux générateurs dont nous disposons sont en bon accord et, pour les processus de bruit de fond, que les générateurs présentés peuvent être comparés avec des échantillons qui, comme celui des photons uniques, sont caractérisés par un dépôt d'origine électromagnétique et un seul dans le calorimètre électromagnétique\*.

#### a/ Un générateur de la réaction $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ : NNGSTR

Le générateur, dans sa forme actuelle [21], utilise l'exponentiation pour tous les ordres de corrections de photons mous. Une énergie de coupure entre les photons mous et durs est donc introduite. Les principaux paramètres que l'utilisateur peut choisir sont :

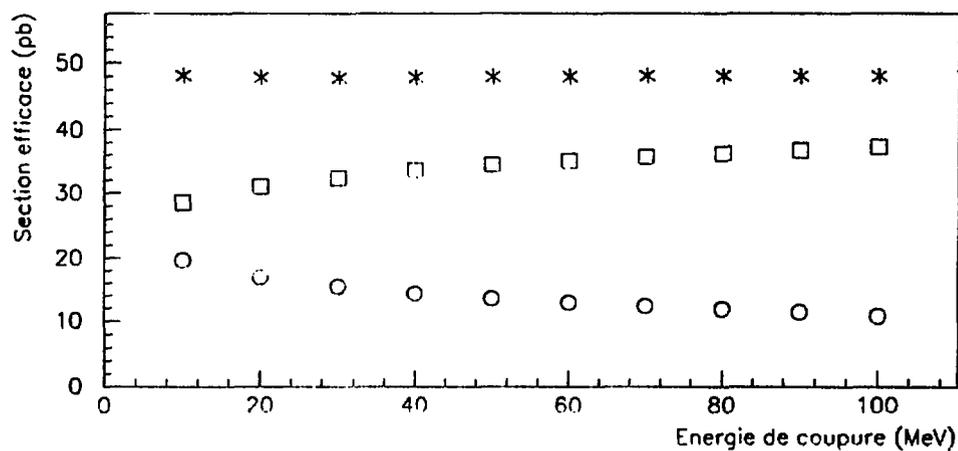
---

\* Dans l'attente d'une description de celui de L3 (c.f. chapitre 2) nous supposons ici que le calorimètre est un détecteur capable de mesurer l'énergie et la position des photons et des électrons. Sa couverture angulaire s'étend typiquement de 40 à 140 degrés dans le plan contenant l'axe du faisceau. L'angle de véto ( $\theta_{\text{véto}}$ ) qui sera également mentionné désigne l'angle à partir duquel le détecteur est capable de discerner la présence d'une particule.

- L'énergie dans le centre de masse.
- Le nombre de neutrinos (nombre entier).
- La masse du  $Z^0$ .
- L'énergie minimum des photons et leur angle par rapport à l'axe du faisceau.
- Le nombre maximum de photons observés dans l'acceptance. Si ce nombre est fixé à 1, alors seul les cas où un seul photon est détecté\* sont générés. Ainsi, l'utilisateur peut fixer l'angle minimum de résolution de l'appareillage et l'angle au-dessus duquel un second photon serait reconnu comme tel et conduirait au rejet de l'événement.
- Pour le calcul des corrections faibles, la masse du quark top et du boson de Higgs (si ces masses sont choisies très supérieures à la masse du  $Z^0$ , leur effet sur la section efficace totale est faible).

Ces paramètres permettent à l'utilisateur de calculer une section efficace dans une acceptance relativement proche de celle du détecteur. Cependant, l'utilisation de programmes de simulation est indispensable, notamment pour connaître la réponse du détecteur (chapitre 2, page 26 et suivantes). L'utilisation successive des programmes de génération (qui fournissent la section efficace totale) et de simulation (qui donnent accès à l'efficacité de détection) permet de connaître le nombre d'événements attendus pour une luminosité intégrée donnée.

Il faut nous assurer que la section efficace totale (somme des contributions molle et dure) soit constante quelle que soit l'énergie de coupure, et que cette énergie puisse prendre des valeurs très inférieures au seuil de détection. La figure 1.17 présente l'évolution de la section efficace totale et des deux contributions pour une énergie de coupure variant de 10 à 100 MeV. La section efficace du processus où deux photons réels sont radiés diminue lorsque l'énergie de coupure augmente, mais la section efficace totale est constante à moins de 1 % près.

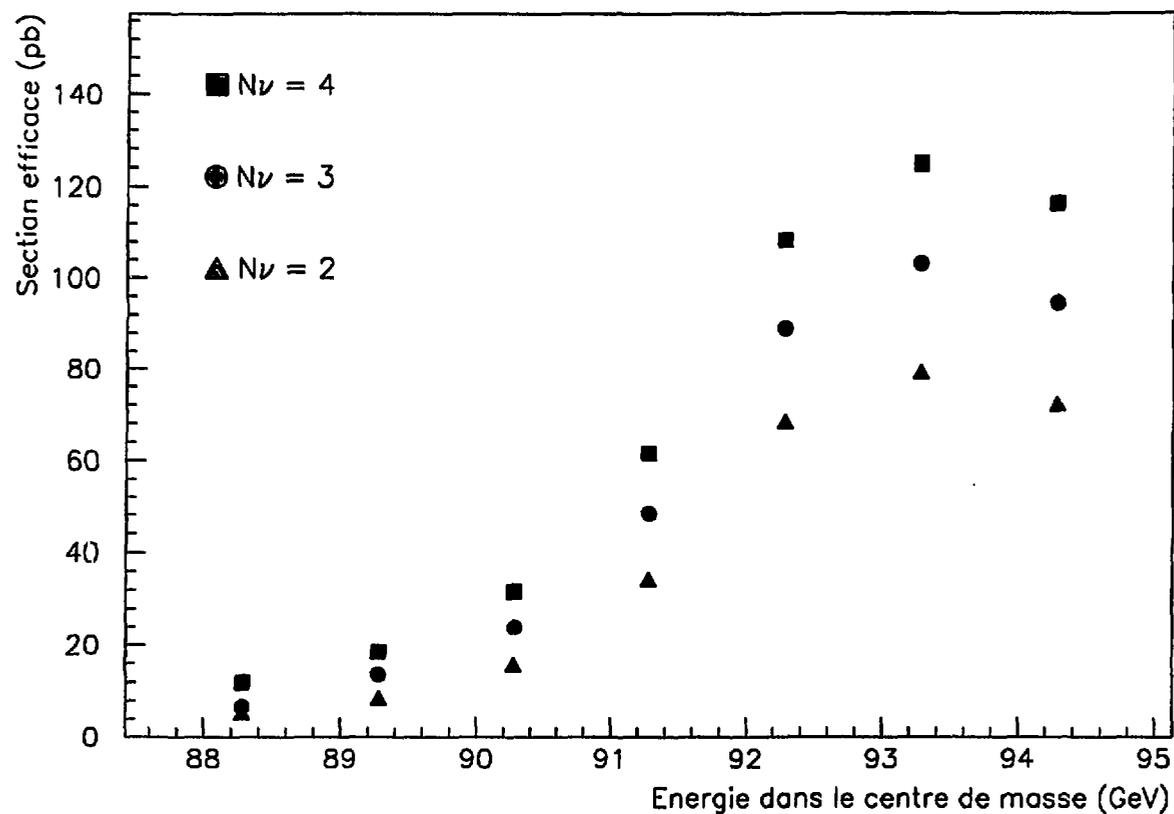


**Figure 1.17** : Evolution, en fonction de l'énergie de coupure de :

- \* la section efficace totale,
- la section efficace dure,
- la section efficace molle.

\* Si le second est perdu hors de la zone couverte par le détecteur, si son énergie est inférieure au seuil de détection ou encore si son angle avec le premier photon est inférieur à la résolution angulaire de l'appareillage (voir page 13).

On trouvera sur la figure 1.18 l'évolution de la section efficace totale en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour  $N_\nu = 2$ ,  $N_\nu = 3$  et  $N_\nu = 4$  (l'énergie minimum du photon est de 800 MeV et son angle avec l'axe du faisceau est compris entre 40 et 140 degrés). On constate que la section efficace n'atteint pas son maximum lorsque l'énergie dans le centre de masse est égale à la masse du  $Z^0$ , mais au-delà. Ceci est dû au fait que les photons que nous détectons sont émis dans l'état initial. L'énergie disponible est donc diminuée de l'énergie emportée par le photon. On constate de plus que la section efficace totale est augmentée de 25 % par une famille de neutrinos supplémentaire au pic, la contribution du canal en t (échange de  $W$ ), ne contribuant qu'à la production de neutrinos d'électron.



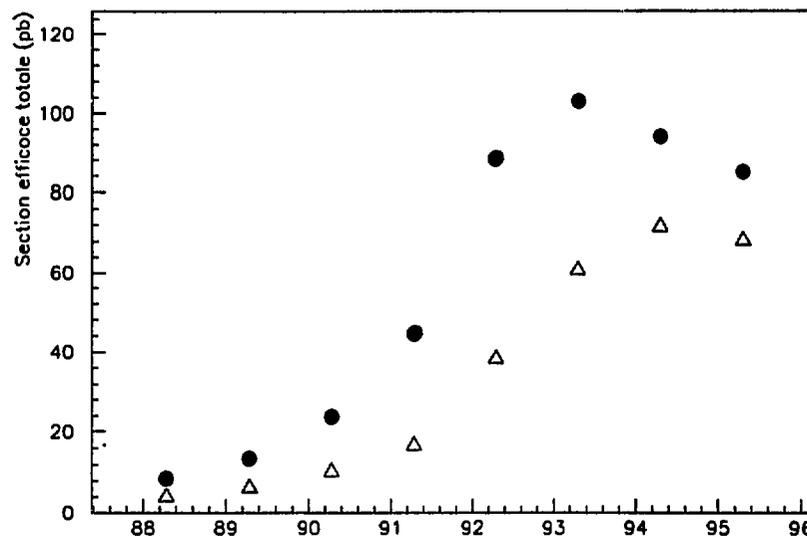
**Figure 1.18 :** Evolution, en fonction de l'énergie dans le centre de masse de la section efficace totale de la réaction  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ . L'énergie minimum du photon est de 800 MeV et son angle avec l'axe du faisceau est compris entre 40 et 140 degrés.

Le tableau 1.3 présente les sections efficaces totales dans le cas où l'angle entre le photon et l'axe du faisceau est compris entre 40 et 140 degrés et l'énergie du photon est supérieure à 800 MeV, la masse du  $Z^0$  étant de 91,16 GeV.

Energie dans le centre de masse (GeV)	$\sigma$ (pb)
88,28	8,7
89,28	13,6
90,28	23,9
91,28	44,5
92,28	88,6
93,28	103,0
94,28	94,3

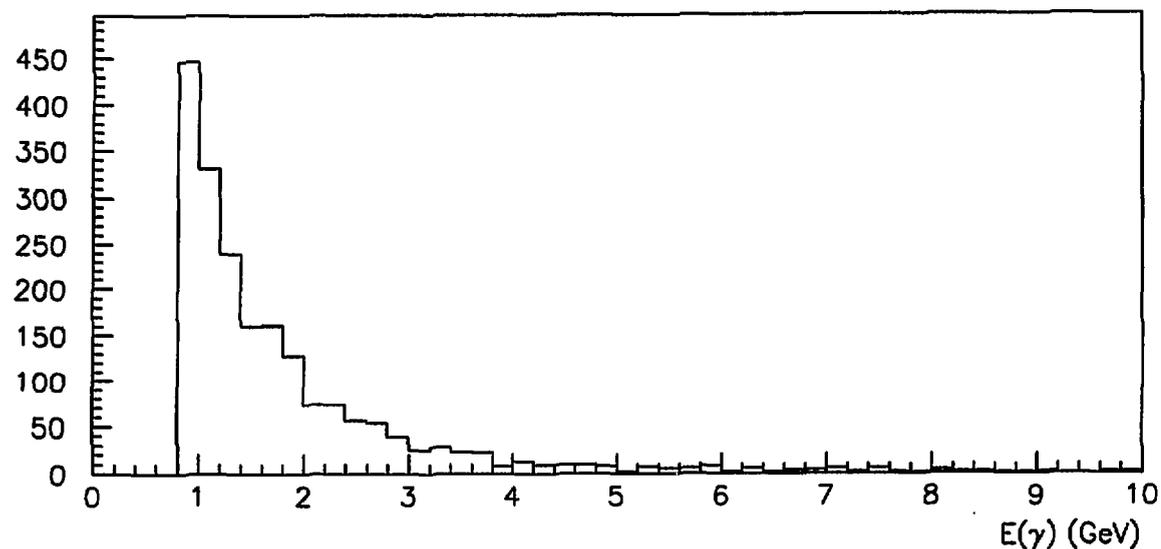
**Tableau 1.3 :** Evolution de la section efficace totale de la réaction  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour  $N_\nu = 3$ . L'angle de véto est de 1,5 degré, l'angle minimum de détection du photon de 40 degrés et l'énergie du photon est supérieure à 800 MeV.

La figure 1.19 est une représentation de ce tableau. Nous avons porté, de plus, la section efficace totale si – toutes choses égales part ailleurs – l'énergie minimum du photon est de 1,5 GeV. On constate que la section efficace a alors son maximum pour une énergie du photon supérieure, et qu'elle est systématiquement inférieure à la section efficace totale dans le cas où l'énergie du photon est supérieure à 800 MeV.

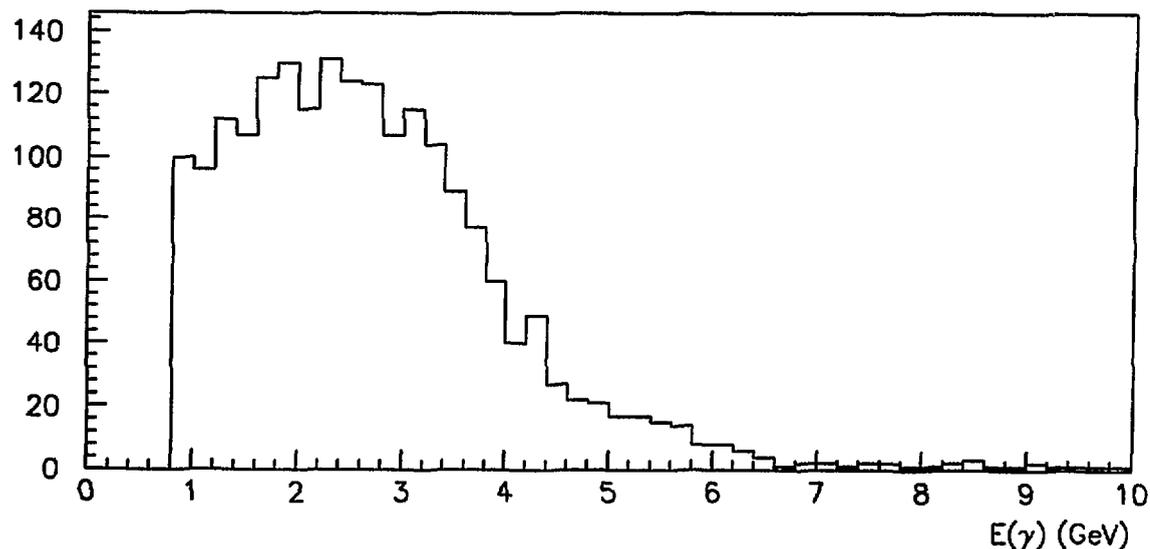


**Figure 1.19 :** Evolution, en fonction de l'énergie dans le centre de masse de la réaction  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  pour un angle de photon compris entre 40 et 140 degrés et :  
 $\Delta E_\gamma > 1,5$  GeV  
 $\bullet E_\gamma > 800$  MeV.

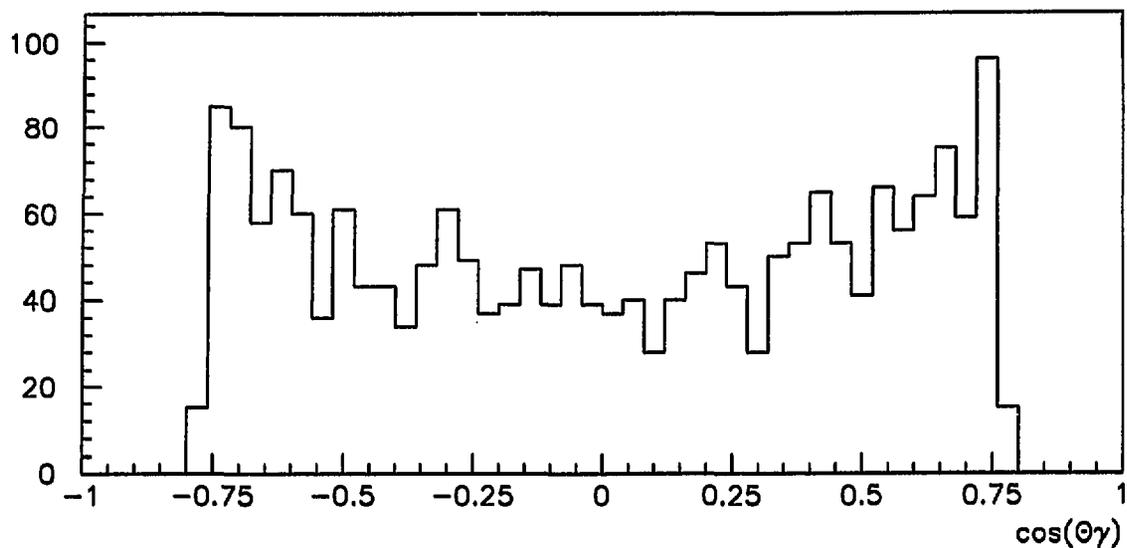
On trouvera sur les figures 1.20 et 1.21 la distribution de la section efficace différentielle en fonction de l'énergie du photon pour deux énergies dans le centre de masse. La distribution de l'énergie des photons émis suit une décroissance en  $1/E_\gamma$ . Cependant, la production du  $Z^0$  se fera principalement lorsque l'énergie disponible pour le produire (après émission d'un photon) est égale à  $M_Z$ . La convolution de ces deux effets explique ces deux figures. La section efficace différentielle par rapport au cosinus de l'angle d'émission du photon est caractéristique d'une émission de photon dans l'état initial. Elle est indépendante de l'énergie dans le centre de masse (figures 1.22 et 1.23).



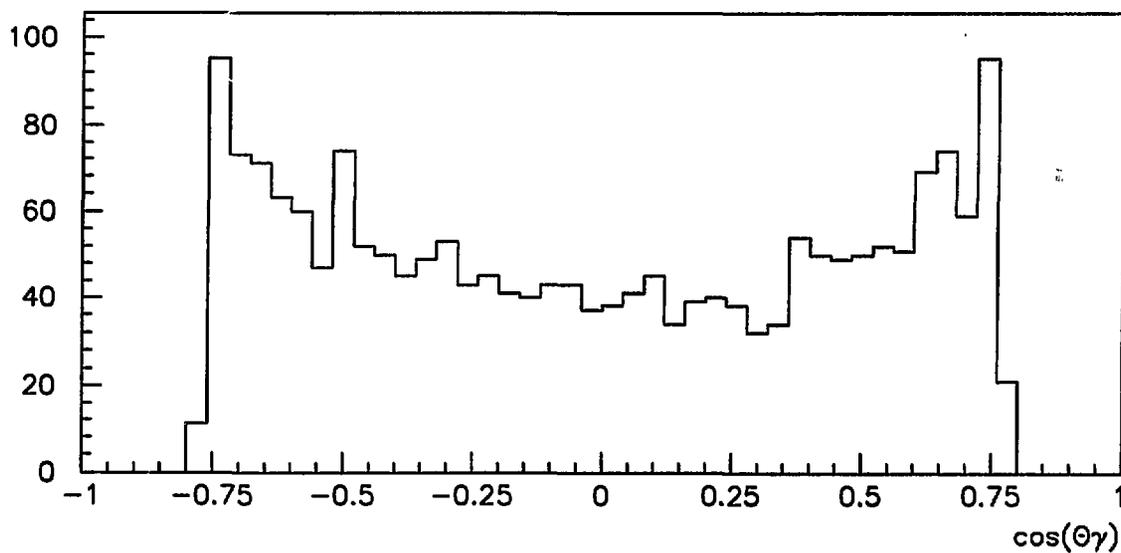
**Figure 1.20 :** Section efficace différentielle (en unités arbitraires) en fonction de l'énergie du photon pour une énergie dans le centre de masse de 91,28 GeV.



**Figure 1.21 :** Section efficace différentielle (en unités arbitraires) en fonction de l'énergie du photon pour une énergie dans le centre de masse de 94,28 GeV.



**Figure 1.22 :** Section efficace différentielle (en unités arbitraires) en fonction de  $\cos(\theta_\gamma)$  pour une énergie dans le centre de masse de 91,28 GeV.



**Figure 1.23 :** Section efficace différentielle (en unités arbitraires) en fonction de  $\cos(\theta_\gamma)$  pour une énergie dans le centre de masse de 94,28 GeV.

## b/ Comparaison entre deux générateurs du signal : NNGSTR et KORALZ

Le générateur KORALZ (qui tient compte de tous les ordres de corrections photoniques par la méthode de l'exponentiation, sans coupure dans le domaine en énergie des photons), fut conçu pour générer les états finaux  $\mu^+\mu^-(\gamma)$  et  $\tau^+\tau^-(\gamma)$ [47]. Il a été étendu au cas de l'état final comportant deux neutrinos et éventuellement un photon. Il n'est donc pas totalement adapté à notre cas puisqu'il appartient à l'utilisateur de calculer la fraction des événements générés comportant au moins un photon d'énergie et d'angle avec l'axe du faisceau supérieur à des coupures, puis de multiplier cette fraction par la section efficace dans  $4\pi$ .

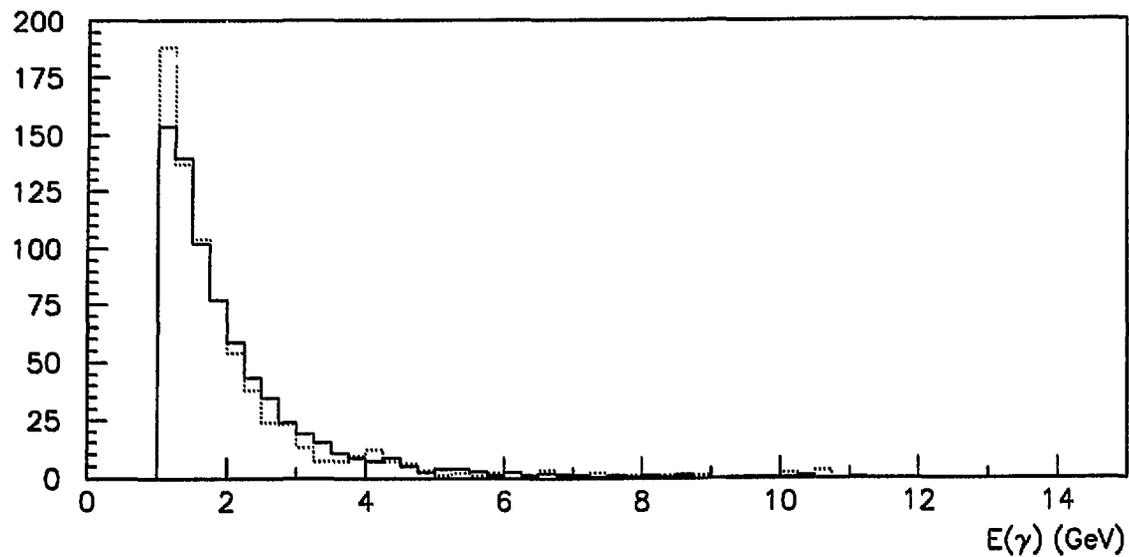
On trouvera sur le tableau suivant les sections efficaces obtenues, si le photon est d'énergie supérieur à 1 GeV et si son angle avec l'axe du faisceau est compris entre 40 et 140 degrés. On constate que les résultats obtenus sont compatibles.

Energie dans le centre de masse (GeV)	$\sigma_{\text{NNGSTR}}$ (pb)	$\sigma_{\text{KORALZ}}$ (pb)
90	13,7	13,7
91	28,8	29,2
92	53,0	51,6
93	77,0	77,8
94	78,7	78,7

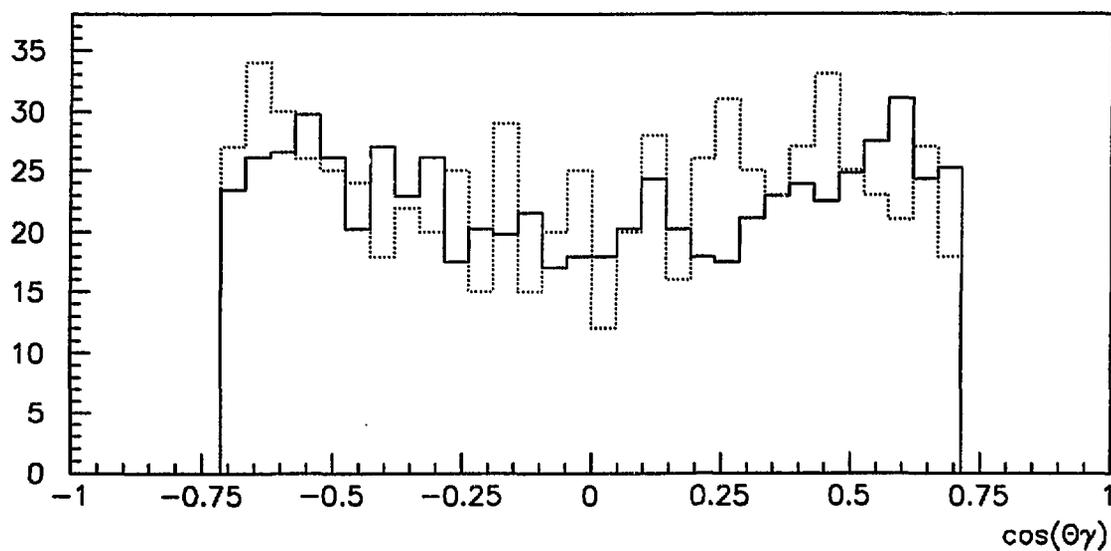
**Tableau 1.4 :** Sections efficaces totales de la réaction  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  pour différentes énergies dans le centre de masse, données par les générateurs NNGSTR et KORALZ. L'énergie minimum du photon est de 1 GeV, son angle avec l'axe du faisceau est compris entre 40 et 140 degrés.

Nous devons également nous assurer que les sections efficaces différentielles sont compatibles. On trouvera sur les figures 1.24 et 1.25 les sections efficaces différentielles en fonction de l'énergie du photon et du cosinus de son angle avec l'axe du faisceau pour les deux générateurs. On observe un bon accord, étant donné la statistique – 750 événements pour KORALZ –.

Nous pouvons dire que les deux générateurs dont nous disposons ont un écart inférieur à 2 %. Ce résultat est confirmé par la publication [48]. C'est cette valeur que nous retiendrons dans la suite pour la précision des résultats issus du générateur du signal.



**Figure 1.24 :** Section efficace différentielle (en unités arbitraires) en fonction de l'énergie du photon pour une énergie dans le centre de masse de 92 GeV (traits pleins : NNGSTR, pointillés : KORALZ).



**Figure 1.25 :** Section efficace différentielle (en unités arbitraires) en fonction de  $\cos(\theta_\gamma)$  pour une énergie dans le centre de masse de 92 GeV (traits pleins : NNGSTR, pointillés : KORALZ).

## c/ Un générateur de la réaction de Bhabha radiatif : TEEG

Le générateur TEEG [31] est adapté à notre cas puisqu'il permet de générer des événements dans le cas où l'angle de diffusion d'un des deux électrons est nul (ce qui n'est pas le cas du générateur habituellement utilisé pour la réaction  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ , à savoir BABAMC [30]). Un autre programme permet d'étudier le bruit de fond dû au Bhabha radiatif : EEG [49]. On trouvera une comparaison entre ces deux programmes dans la référence [50], qui conclut que si l'angle de l'électron avec l'axe du faisceau est inférieur à 10 degrés environ, on peut utiliser indifféremment l'un ou l'autre générateur.

Nous avons choisi d'utiliser le programme TEEG car il a été conçu pour calculer non seulement le cas où seul un photon est observé dans l'acceptance du calorimètre mais également le cas où un électron est seul observé et le cas où un électron est détecté en sus du photon. Le fait que ces trois cas soit générés par un même programme nous permet de comparer des échantillons statistiquement importants (les événements électron unique par exemple) avec les résultats du générateur, augmentant ainsi notre confiance en celui-ci.

Les calculs de correction radiatives conduisant à deux photons émis dans l'état final produisent des divergences. Aussi n'en tenons-nous pas compte dans les calculs présentés dans la suite.

Pour la configuration où seul un photon est détecté dans l'acceptance, l'utilisateur peut choisir l'énergie minimum du photon, l'angle de détection du photon et l'angle de véto (en-dessous duquel les électrons ne sont pas détectés).

Le canal en  $t$  étant largement dominant dans les processus prédits par ce générateur, la section efficace suit une loi en  $1/s$ . C'est ce que l'on constate sur la figure 1.26 qui présente la section efficace totale en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour un angle de véto de 8 degrés, une énergie minimum de détection du photon de 1,2 GeV et une acceptance angulaire des photons comprise entre 40 à 140 degrés.

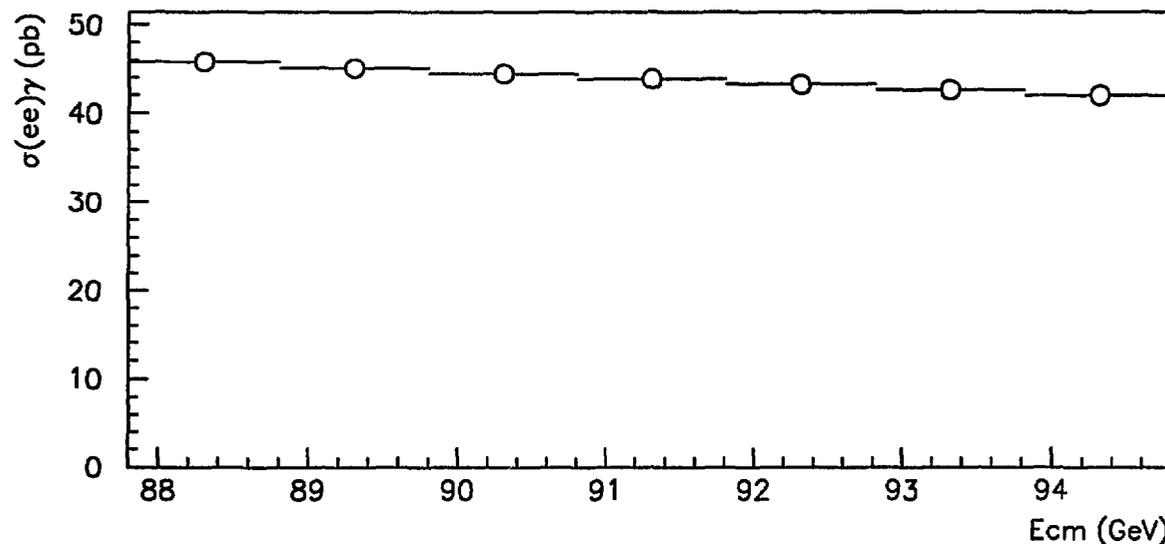
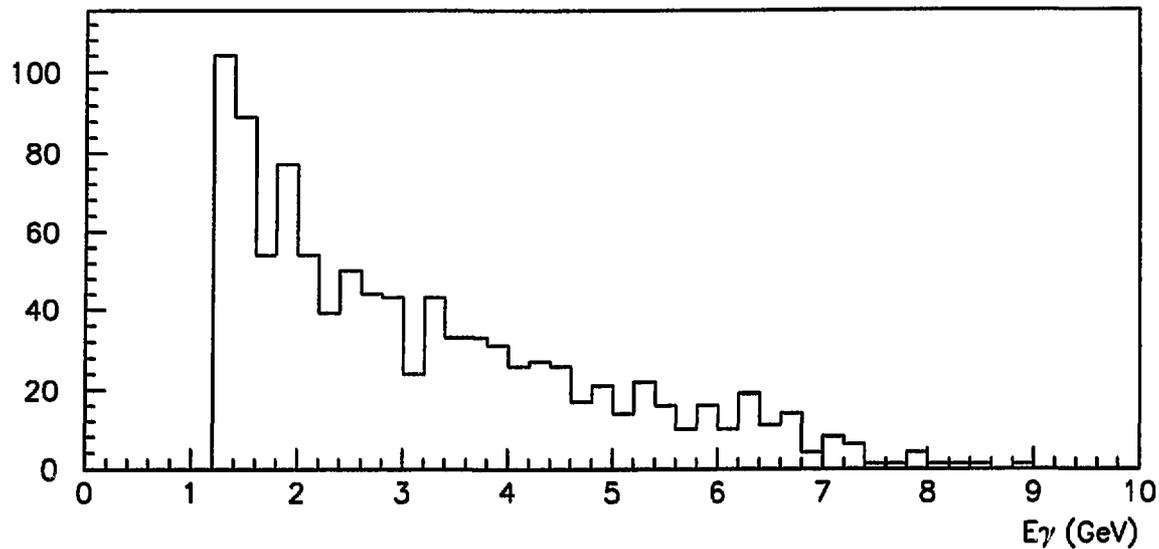
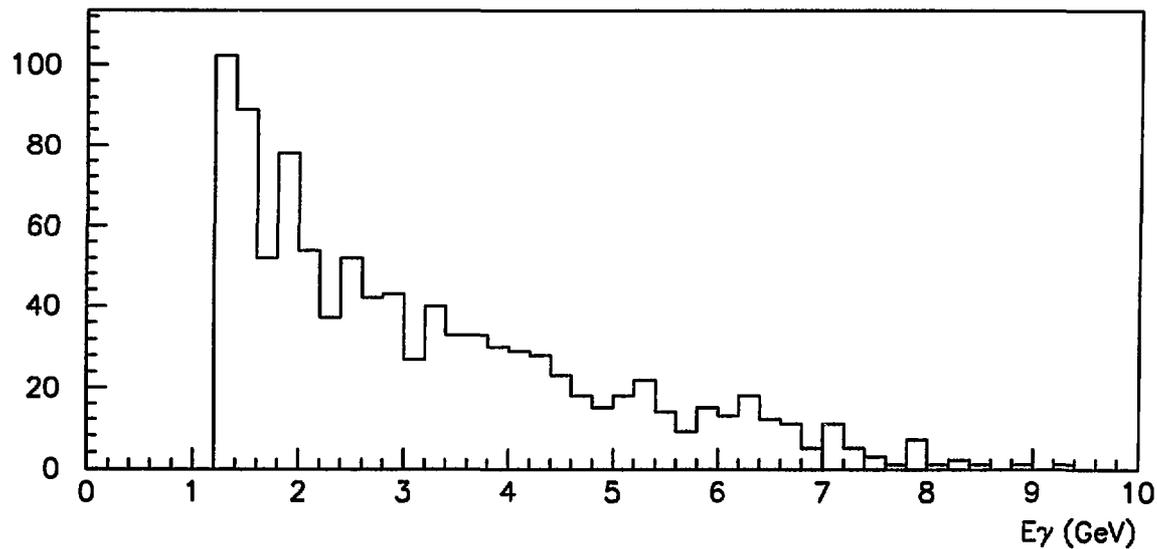


Figure 1.26 : Section efficace totale de la réaction  $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\gamma$  pour une énergie du photon supérieure à 1,2 GeV,  $40 < \theta_\gamma < 140$  degrés et  $\theta_{\text{véto}} < 8$  degrés.

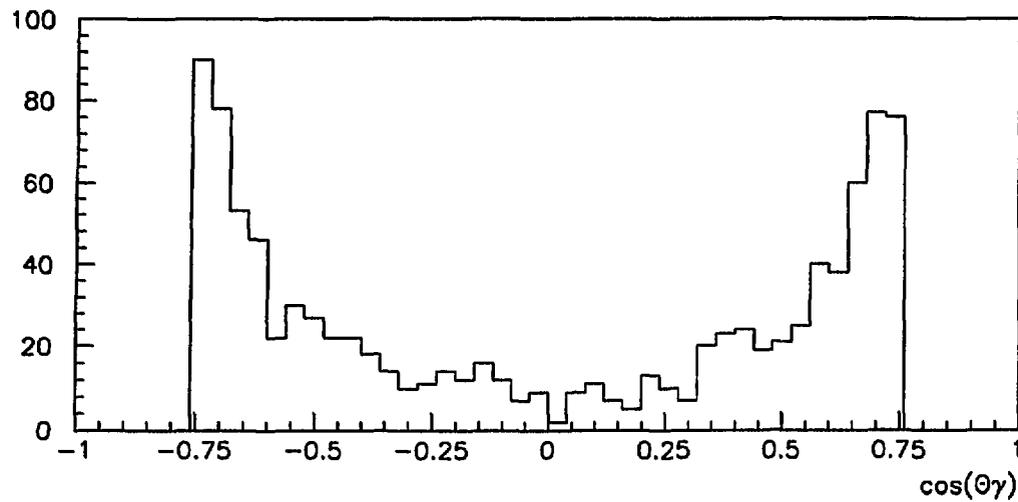
On trouvera sur les figures 1.27 à 1.30 les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l'énergie du photon et en fonction du cosinus de l'angle de celui-ci avec l'axe du faisceau. On constate que pour les deux énergies dans le centre de masse présentées, les sections efficaces différentielles sont identiques.



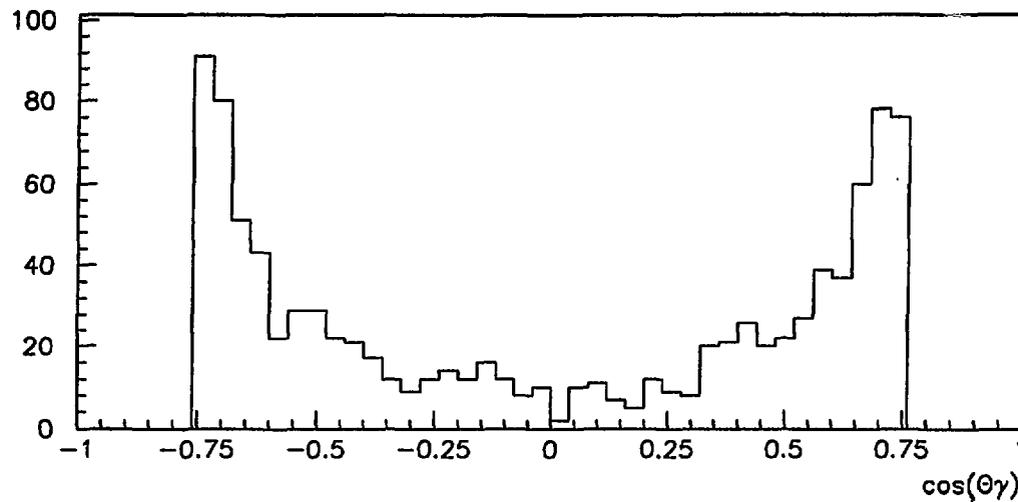
**Figure 1.27 :** Section efficace différentielle (en unités arbitraires) en fonction de l'énergie du photon pour la réaction  $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\gamma$ , pour une énergie dans le centre de masse de 91 GeV.  $40 < \theta_\gamma < 140$  degrés,  $E_\gamma > 1,2$  GeV,  $\theta_{\text{veto}} = 8$  degrés.



**Figure 1.28 :** Section efficace différentielle (en unités arbitraires) en fonction de l'énergie du photon pour la réaction  $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\gamma$ , pour une énergie dans le centre de masse de 94 GeV et les mêmes conditions que précédemment.



**Figure 1.29 :** Section efficace différentielle (en unités arbitraires) en fonction de  $\cos(\theta_\gamma)$  pour la réaction  $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\gamma$ , pour une énergie dans le centre de masse de 91 GeV et dans les mêmes conditions que précédemment.

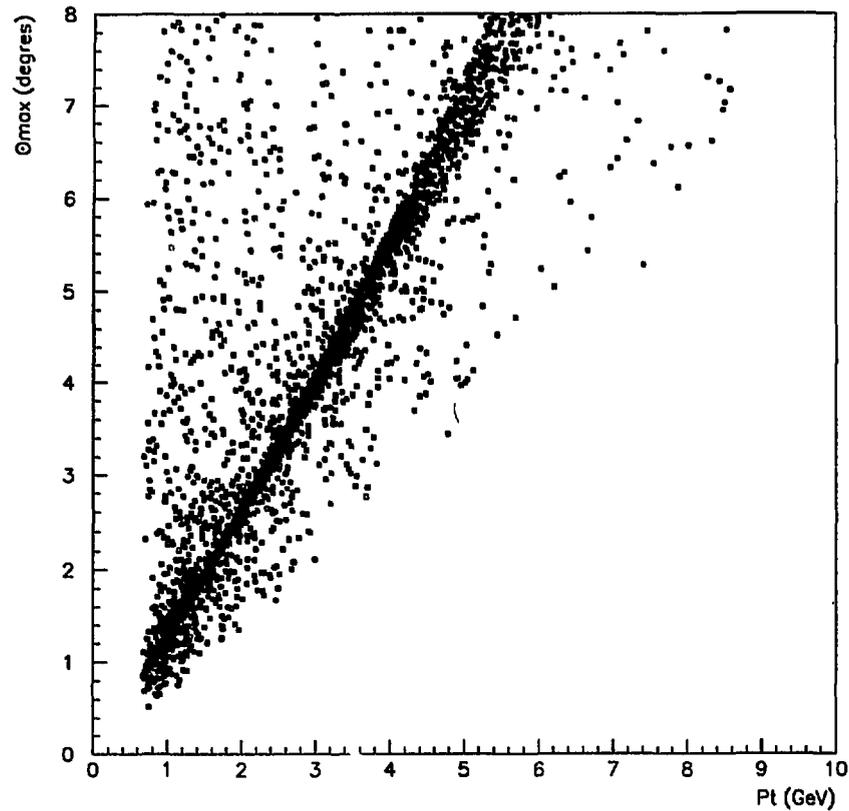


**Figure 1.30 :** Section efficace différentielle (en unités arbitraires) en fonction de  $\cos(\theta_\gamma)$  pour la réaction  $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\gamma$ , pour une énergie dans le centre de masse de 94 GeV et dans les mêmes conditions que précédemment.

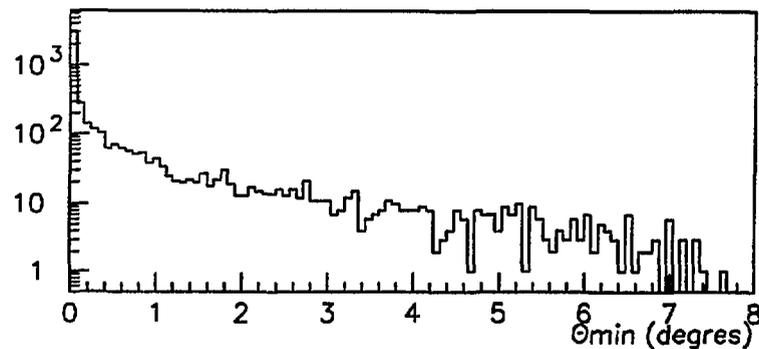
Ces sections efficaces ont été calculées avec un angle de veto élevé (8 degrés). Comme nous le verrons dans la suite, le détecteur le plus proche de l'axe de faisceau est situé à un angle de 1,5 degré, ce qui nous permet de rejeter les événements où un électron est situé au-delà de cette zone. Nous verrons également que le détecteur présente, au-dessus de 3,5 degrés, une zone morte dont l'effet sur le bruit de fond doit être simulé avec soin. On trouvera sur la figure 1.31, la distribution de l'impulsion transverse en fonction de l'angle de l'électron le plus défléchi.

Comme nous l'avons dit plus haut, dans la majorité des cas, un des deux électrons est diffusé à un angle très proche de 0 degré. L'angle et l'énergie des deux autres particules (le second électron et le photon) sont donc fortement reliés. Ceci explique la très forte corrélation

observée sur la figure 1.31. On constate également sur cette figure que si on est capable de détecter un électron quelque soit son angle au dessus de 1,5 degré par exemple, l'impulsion transverse du photon sera, dans la majorité des cas, inférieure à 1,5 GeV/c. La dispersion autour de la droite de corrélation est due à la dispersion des valeurs de l'angle de l'électron le moins défléchi autour de l'axe du faisceau. On verra sur la figure 1.32 la distribution de l'angle de l'électron le plus proche de l'axe du faisceau. Il est très piqué autour de 0.



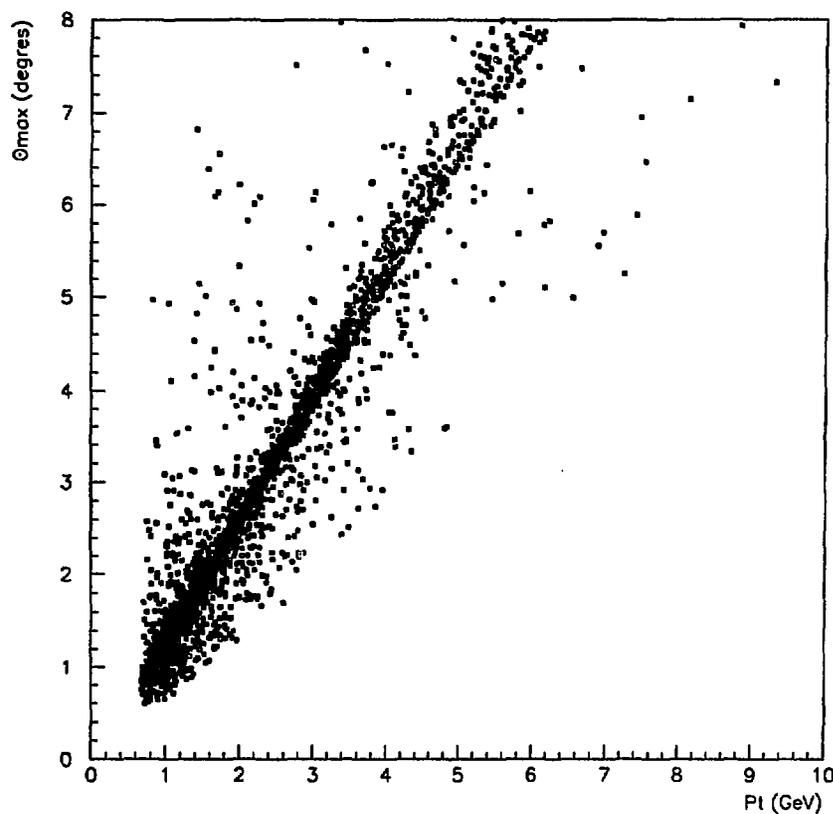
**Figure 1.31** : Représentation bidimensionnelle de l'angle de l'électron le plus défléchi et de l'impulsion transverse du photon dans les mêmes conditions que précédemment.



**Figure 1.32** : Distribution (en échelle logarithmique) de l'angle entre l'électron le moins défléchi et l'axe du faisceau dans les mêmes conditions que précédemment.

Dans le cas où seul un électron est observé dans l'acceptance du calorimètre (le second photon et l'électron étant diffusés en-dessous de l'angle de véto), la section efficace est de quelques nb (1,2 nb pour un énergie dans le centre de masse de 91 GeV, une acceptance angulaire comprise entre 40 et 140 degrés, un énergie minimum du photon de 800 MeV, et un angle de véto de 8 degrés). Cette section efficace est plus de 10 fois supérieure à celle de la configuration où seul un photon est détecté dans l'état final. Ceci est dû à des raisons cinématiques que nous allons maintenant chercher à décrire.

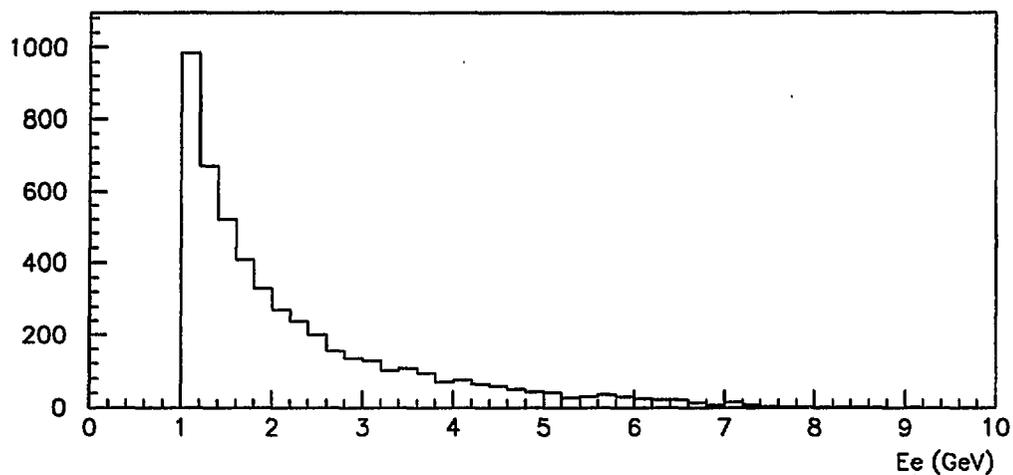
Lorsqu'un photon est émis par un des électrons du faisceau, son énergie est faible par rapport à l'énergie des deux électrons. Il interagit ensuite avec l'autre électron. Dans le centre de masse du système comprenant le second électron et le photon, la section efficace différentielle de la réaction de diffusion Compton est très piquée pour des valeurs de l'angle de diffusion proches de 180 degrés. Or, le centre de masse de ce système est très différent du référentiel du laboratoire. Lorsque l'on calcule la translation dans ce dernier référentiel, on augmente encore le fait que la probabilité de rétrodiffusion du photon soit grande. Le photon est donc, dans la majorité des cas, rétrodiffusé, et l'électron, à cause de la translation des repères, peut avoir un angle avec l'axe du faisceau compris entre 40 et 140 degrés.



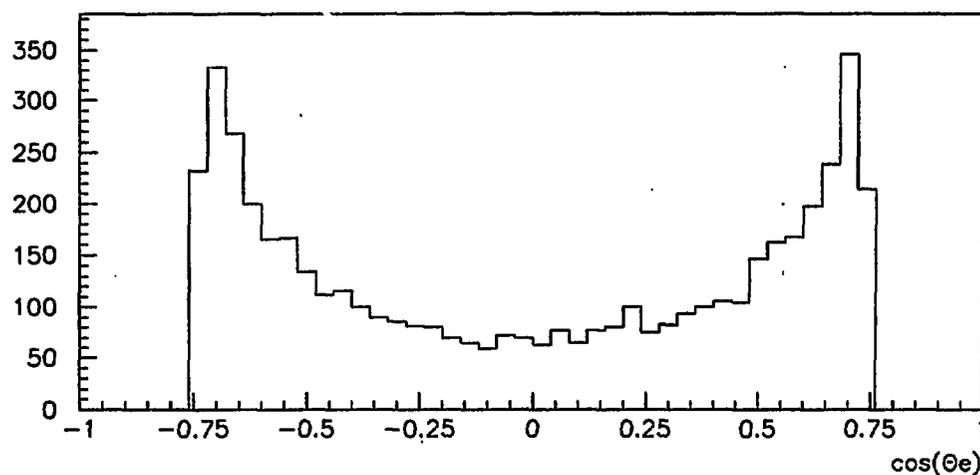
**Figure 1.33 :** Représentation bidimensionnelle de l'angle de la particule échappant à la détection la plus éloignée de l'axe du faisceau et de l'impulsion transverse de l'électron.

Pour les événements électron unique (un électron observé dans l'acceptance du calorimètre, le second électron et le photon étant perdus en-dessous de l'angle de véto), on observe la même corrélation entre l'impulsion transverse de l'électron détecté et l'angle de la particule la plus éloignée de l'axe du faisceau que pour les événements de bruit de fond de la réaction  $\nu\bar{\nu}\gamma$  (figure 1.33).

Les sections efficaces différentielles en fonction de l'énergie de l'électron et du cosinus de son angle avec l'axe du faisceau suivent des distributions très similaires à celles décrites plus haut dans le cas de l'électron unique (figures 1.34 et 1.35).



**Figure 1.34 :** Section efficace différentielle (en unités arbitraires) de la réaction  $e^+e^- \rightarrow e^\pm(e^\mp\gamma)$  en fonction de l'énergie de l'électron détecté.



**Figure 1.35 :** Section efficace différentielle (en unités arbitraires) de la réaction  $e^+e^- \rightarrow e^\pm(e^\mp\gamma)$  en fonction du cosinus de l'angle de l'électron détecté avec l'axe du faisceau.

Nous disposons donc d'un générateur qui nous permet de calculer les sections efficaces du bruit de fond Bhabha radiatif. Nous pouvons également appliquer les résultats de ce générateur au cas où seul un électron est détecté, ce qui nous permet d'augmenter notre confiance dans l'évaluation du bruit de fond. Il faut cependant souligner que ce générateur ne permet pas de calculer les ordres supérieurs de corrections radiatives.

#### d/ L'état final à trois photons

Nous avons mentionné ci-dessus le fait que ce bruit de fond provient uniquement de processus QED, ce qui rend sa section efficace totale faiblement dépendante de l'énergie dans le centre de masse. Le générateur que nous utilisons pour ce processus est décrit dans la référence [32]. Les nombreux articles étudiant ce processus et comparant leurs résultats avec ce générateur ont montré un très bon accord, y compris lorsque l'état final est composé de trois photons [51]. Dans le cas du bruit de fond de la réaction  $\nu\bar{\nu}\gamma$ , c'est-à-dire lorsque seul un photon de faible énergie est observé dans l'acceptance du calorimètre, la section efficace totale est faible (13 pb), si l'angle de véto est placé à 8 degrés. Si on considère les résultats de la simulation pour ce type d'événements (c'est-à-dire en considérant les détecteurs situés entre 0 et 8 degrés), la section efficace est de 3,6 pb.

#### e/ Utilisation du générateur KORALZ dans le cas du bruit de fond

Nous avons décrit les spécificités du générateur KORALZ en ce qui concerne l'émission du photon dans l'état initial. La section efficace de la réaction  $e^+e^- \rightarrow (\mu + \mu^-)\gamma$  est faible, si on demande que l'angle entre les muons et l'axe du faisceau soit inférieur à un angle de véto et que le photon puisse être détecté dans l'acceptance du calorimètre. Elle évolue avec l'énergie du faisceau puisque seul le canal en s contribue. La section efficace totale correspondant à ce processus est de moins de 1 pb.

#### f/ Les processus d'interaction à deux photons

Nous avons présenté le graphe de cette réaction dans une section précédente. Lorsque les deux électrons ont un angle de diffusion tel qu'ils échappent à la détection, si la résonance produite par l'interaction des deux photons échangés (un  $\pi^0$  par exemple) conduit à deux photons, alors le cas où seul un photon est observé dans l'acceptance du calorimètre constitue un bruit de fond pour notre étude. Dans le cas où le  $\pi^0$  décroît en donnant deux photons collinéaires (d'angle inférieur à la résolution angulaire de l'appareillage), le processus est également un bruit de fond. Les auteurs de la référence [28] montrent que la section efficace de ces processus est quasi-indépendante de l'énergie dans le centre de masse. Ils montrent de plus, que la section efficace différentielle est très piquée pour des faibles valeurs de l'énergie du photon. On trouvera sur le tableau suivant les sections efficaces de différents processus d'interaction à deux photons, lorsque l'énergie minimum du photon est de 750 MeV ou 1,5 GeV.

Réaction	$\sigma(\text{pb})$ $E_\gamma > 750 \text{ MeV}$	$\sigma(\text{pb})$ $E_\gamma > 1,5 \text{ GeV}$
$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$	14,7	—
$f_2 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	5,4	< 0.1
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	15,5	—

**Tableau 1.5 :** Sections efficaces des principaux processus d'interaction à deux photons si l'angle du photon avec l'axe du faisceau est compris entre 35 et 145 degrés.

Parmi les événements générés correspondant à ces états finaux, entre autres, et à une luminosité intégrée de  $10 \text{ pb}^{-1}$ , un seul franchit la coupure  $E_\gamma > 1,5 \text{ GeV}$ . Cet événement est éliminé par les coupures sur les détecteurs de véto décrites au chapitre 3. Nous négligeons donc la contribution de ce bruit de fond.

Un autre bruit de fond peut être classé dans la même catégorie ; il s'agit du cas où l'interaction des deux photons conduit à deux leptons chargés ( $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- l^+ l^-$ ). Si un des leptons émet un photon et que celui-ci est seul détecté, ce processus conduit à un bruit de fond. Aucun événement ne franchit les coupures. Il faut remarquer que, si parmi les quatre leptons de l'état final, seul un électron est détecté, cette réaction peut alors constituer un bruit de fond pour l'étude — dans le but de vérifier la validité du générateur de Bhabha radiatif — des événements électrons isolés.

En conclusion de cette partie, nous pouvons dire que les générateurs du signal sont en accord à 2 % près, et que les sections efficaces différentielles en fonction de l'énergie du photon sont identiques dans les deux programmes. Il faut souligner que les seuls bruits de fond contribuant à l'échantillon de photons uniques d'énergie supérieure à 1,5 GeV sont le Bhabha radiatif et la réaction  $(\gamma\gamma)\gamma$ . Pour ce dernière réaction, nous disposons de nombreuses références qui confirment la validité du générateur. En ce qui concerne le Bhabha radiatif, nous avons montré que l'échantillon d'électrons uniques nous permet, de par la section efficace importante de ce processus, de vérifier la validité du générateur.

L'étude du photon unique à LEP dispose donc des outils théoriques nécessaires à la détermination du nombre de neutrinos. Elle constitue une mesure indépendante des autres mesures de  $N_\nu$  réalisées autour de cet accélérateur. Nous allons maintenant montrer comment détecter des photons uniques dans le détecteur L3.

## Références

- [1] K. Hirita *et al.*, Kamiokande II collab.,  
Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1490-1493.
- [2] R. M. Bionta *et al.*, I.M.B. collab.,  
Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1494-1496.
- [3] D. Denegri, B. Sadoulet, M. Spiro,  
Rev. Mod. Phys. 62 (1990) 1-42.
- [4] D. B. Cline, D. N. Schramm, G. Steigman,  
Comm. Nucl. Part. Phys. 17 A (1987) 154-161.
- [5] J. Ellis *et al.*,  
Phys. Lett. 167 B (1986) 457-463.
- [6] K. A. Olive *et al.*,  
Phys. Lett. 236 B (1990) 454-460.
- [7] M. Aguilar-Benitez *et al.*, Particule Data Group,  
Phys. Lett. 239 B (1990) 1-516.
- [8] M. Serebrov,  
Rencontres de Moriond 1991.
- [9] C. Albajar *et al.*, UA1 collab.,  
Phys. Lett. 185 B (1987) 241-248.
- [10] F. Abe *et al.*, CFD collab.,  
Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 142-146.
- [11] B. Adeva *et al.*, L3 collab.,  
Submitted Zeit. für Phys. (1991)
- [12] R. Ansari *et al.*, UA2 collab.,  
Phys. Lett. B 186 (1987) 440-451
- [13] M. Bobbink,  
Rencontres de Moriond 1991.
- [14] A. D. Dolgov, L. B. Okun et V. Zakharov,  
Nucl. Phys. B 41 (1972) 197-214.
- [15] E. Ma et J. Okada,  
Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 287-289.
- [16] W.T Ford *et al.*, MAC collab.,  
Phys. Rev. D 33 (1986) 3472-3475.
- [17] H.J. Behrend *et al.*, CELLO collab.,  
Phys. Lett. B 215 (1988) 186-194.

- [18] C. Hearty *et al.*, ASP collab.,  
Phys. Rev. D 39 (1989) 3207-3226.
- [19] K. Abe *et al.*, VENUS collab.,  
Phys. Lett. B 232 (1989) 431-436.
- [20] L. Bento *et al.*,  
Phys. Rev. D 33 (1986) 1488-1491.
- [21] R. Miquel *et al.*,  
Zeit. für Phys. C 48 (1990) 309-314.
- [22] F.A. Berends *et al.*,  
Nucl. Phys. B 301 (1988) 583-600.
- [23] K.J.F. Gaemers *et al.*,  
Phys. Rev. D 301 (1979) 1605-1606.
- [24] M. Caffo *et al.*,  
Nucl. Phys. B 286 (1987) 293-305.
- [25] H. Veltman,  
Nucl. Phys. B 312 (1989) 1-15.
- [26] O. Nicrosini et L. Trentadue,  
Phys. Lett. B 196 (1987) 551-556.
- [27] O. Nicrosini et L. Trentadue,  
Nucl. Phys. B 318 (1989) 1-21.
- [28] L. Trentadue *et al.*, in Z Physics at LEP I,  
CERN 89-08 Vol. 1 (Sept. 1989) 129-171.
- [29] M. Caffo *et al.*, in Z Physics at LEP I,  
CERN 89-08 Vol. 1 (Sept. 1989) 171-202.
- [30] F.A. Berends et R. Kleiss,  
Nucl. Phys. B 228 (1983) 537-551.
- [31] D. Karlen,  
Nucl. Phys. B 289 (1987) 23-35.
- [32] F.A. Berends et R. Kleiss,  
Nucl. Phys. B 186 (1981) 22-34.
- [33] F. Boudjema et A. Djouadi,  
Phys. Lett. B 240 (1990) 485-491.
- [34] B. Adeva *et al.*, L3 collab.,  
Phys. Lett. B 252 (1990) 525-532.  
D. Decamp *et al.*, ALEPH collab.,  
Phys. Lett. B 250 (1990) 172-182.
- [35] A. Barroso *et al.*,  
Phys. Lett. B 196 (1987) 547-550.
- [36] N.G. Deshpande et K.V.L. Sarma,  
Phys. Rev. D 43 (1991) 943-944.

- [37] H. Grotch et R.W. Robinett,  
Zeit. für Phys. C 39 (1988) 553-556.
- [38] G. F. Giudice,  
Phys. Lett. B 251 (1990) 460-464.  
G. F. Guidice,  
UTTG 91-12 (1991) Univ. Texas, Austin.
- [39] G. P. Rizzo,  
Phys. Lett. B 237 (1984) 88-90.
- [40] K. Grassie et P.N. Pandita,  
Phys. Rev. D 30 (1984) 22-27.
- [41] R. Barbieri *et al.*, in Z Physics at LEP I,  
CERN 89-08 Vol. 2 (Sept. 1989) 119-145.
- [42] J.S. Hagelin, G.L. Kane et S. Raby,  
Nucl. Phys. B 241 (1984) 638-652.
- [43] B. Adeva *et al.*,  
Phys. Lett. B 249 (1990) 341-352.
- [44] D. Decamp *et al.*,  
Phys. Lett. B 244 (1990) 541-550.
- [45] D.L. Burke,  
SLAC Pub. 4284 (Mars 1987).
- [46] R. Kleiss *et al.*, in Z Physics at LEP I,  
CERN 89-08 Vol. 3 (Sept. 1989) 1-142.
- [47] S. Jadach, B.F.L. Ward et Z. Was,  
CERN-TH-5994-91 (Février 1991).
- [48] P. Colas, R. Miquel et Z. Was,  
UAB-LFAE 90-03 (Mars 1990).  
Submitted Phys. Lett. B.
- [49] C. Maña et M. Martinez,  
Nucl. Phys. B 287 (1987) 601-620.
- [50] M. El Kacimi,  
Thèse de Doctorat, IPNL Université Lyon-I (1989).
- [51] B. Adeva *et al.*, L3 collab.,  
Phys. Lett. B 250 (1990) 199-204,  
et les articles cités au point 7.

## Chapitre 2

### Comportement du signal et du bruit de fond dans le détecteur L3

Dans le chapitre précédent, nous avons montré que les générateurs, s'ils reproduisent les caractéristiques des processus étudiés (sections efficaces et distributions angulaire et en énergie), nous permettent de prédire le nombre d'événements attendus pour un type de réaction donné. Nous avons montré que notre étude doit porter non seulement sur les photons uniques, mais aussi sur des types d'événements complémentaires tels qu'électrons uniques et photon observé dans le calorimètre accompagné d'une autre particule dans une autre partie du détecteur. La caractéristique commune à tous ces événements est un dépôt d'origine électromagnétique et un seul dans le calorimètre. Nous utilisons ensuite les autres détecteurs pour distinguer les différents types d'événements mentionnés ci-dessus. Le calorimètre électromagnétique à cristaux de BGO sera présenté en détail dans la première partie de ce chapitre, partie que nous continuerons en décrivant les autres détecteurs.

La simulation de la réponse du détecteur à des photons de faible énergie doit être faite avec le plus grand soin. C'est elle en effet qui nous permet, connaissant l'angle et l'énergie d'une particule générée par les programmes décrits au premier chapitre, de déduire la réponse attendue du détecteur. Or, nous verrons que les événements observés sont comparés, in fine, avec ceux issus de la génération, puis de la simulation. Le processus de simulation des événements tient donc une part importante dans notre résultat. Nous le présenterons dans le dernier paragraphe de ce chapitre.

Avant toutes choses, il convient de faire une présentation du repère utilisé dans la suite (figure 2.1). L'origine du repère est choisie au centre du détecteur. L'axe du faisceau est appelé l'axe  $z$ , les autres axes ( $x$  et  $y$ ) étant choisis pour que le repère soit normal. L'axe  $x$  pointe donc sur le centre du LEP. Les angles  $\theta$  et  $\phi$  sont également montrés sur cette figure. On désignera donc dans la suite un point du détecteur par ses coordonnées soit dans le repère  $Oxyz$ , soit avec  $R\theta\phi$ .

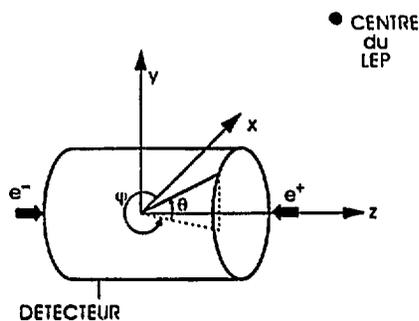


Figure 2.1 : Définition du repère utilisé dans la suite.

## A - Détection de photons isolés dans L3

L3 est un détecteur dont une des qualités principales est de permettre de mesurer avec une bonne résolution l'énergie des leptons (muons et électrons) et des photons. Ceci a conduit d'une part, à placer l'ensemble des détecteurs dans un champ magnétique pour mesurer précisément l'impulsion des muons, d'autre part, à choisir un matériau très performant pour le calorimètre électromagnétique. Nous nous concentrerons sur la description du principe de fonctionnement de ce calorimètre, de sa géométrie et des voies électroniques qui l'équipent. Nous décrirons ensuite les autres détecteurs qui sont utilisés dans notre analyse, soit comme des véto, soit pour permettre la mesure des autres particules recherchées. Nous terminerons ce paragraphe par un récapitulatif des zones non instrumentées du détecteur.

### 1) Le calorimètre électromagnétique

#### a/ Gerbes électromagnétiques et calorimétrie

Une particule de type électromagnétique (électron, positon \* ou photon) interagissant avec un matériau perd son énergie en créant d'autres particules du même type. Les électrons perdent leur énergie à travers deux processus principaux : collision avec un atome ou radiation. La collision de l'électron avec un des atomes du matériau peut conduire, soit à l'ionisation avec éjection d'un électron atomique, soit à la création d'un état excité avec retour à l'état fondamental par émission d'un photon. Par ailleurs, dans le champ créé au voisinage des noyaux, l'électron peut émettre un photon de "bremsstrahlung" d'énergie comprise entre 0 et l'énergie initiale de l'électron. Les photons perdent leur énergie par création de paires d'électrons, par effet Compton ou par effet photo-électrique suivant leur énergie.

\* Dans la suite électron désignera électron ou positon

Si la particule incidente est un photon, une paire d'électrons sera créée au voisinage d'un des noyaux du matériau. Ces électrons, à leur tour, perdront leur énergie en radiant des photons qui eux-mêmes, si leur énergie est suffisante, se matérialiseront en paires dont chaque électron une fois créé ... Cette suite complexe de processus constitue ce qu'on appelle une gerbe électromagnétique. Le nombre des particules secondaires de la gerbe est proportionnel à l'énergie de la particule incidente. En choisissant un matériau qui délivre un signal proportionnel à l'énergie des particules secondaires, on a accès à l'énergie de la particule incidente. Ceci constitue le principe de base de la calorimétrie.

Deux paramètres sont liés au matériau utilisé. La largeur de la gerbe dans le plan perpendiculaire à l'axe d'incidence de la particule ne dépend pas de l'énergie de celle-ci, au contraire de sa longueur qui lui est liée. Cependant, les processus se produisant dans une gerbe étant aléatoires, on observe des fluctuations statistiques sur ces valeurs. La mesure de la largeur est le rayon de Molière qui est tel qu'un cylindre de rayon  $R_M$  contienne 90 % de l'énergie totale de la gerbe. Pour un matériau donné, la longueur de radiation  $X_0$  est la distance qu'une particule électromagnétique incidente  $E$  doit parcourir pour que l'énergie résiduelle soit  $E/e$  (où  $\ln e = 1$ ).

#### b/ Choix du matériau et structure

Le détecteur devant être à la fois compact et présenter une bonne résolution en énergie, la collaboration L3 a retenu le cristal scintillant  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  ou BGO. Une des causes de perte de résolution en énergie provient des fluctuations longitudinales et latérales. Lorsqu'il y a perte d'une partie de l'énergie de la gerbe à l'extérieur du matériau scintillant, l'énergie de cette partie ne peut être mesurée. Plus cette partie est faible proportionnellement à l'énergie de la particule incidente meilleure est la résolution. Les cristaux doivent donc comporter un nombre important de longueur de radiation (22 dans notre cas) pour minimiser les pertes à l'arrière. De même, il convient que les zones inactives entre les cristaux soient les moins importantes possible pour limiter les pertes latérales. Le BGO est un des cristaux scintillants actuellement disponibles qui présente la plus courte longueur de radiation (1,12 cm). Etant donné les contraintes sur la compacité du calorimètre, c'est celui-ci qui a été choisi. Son rendement lumineux est cependant assez faible comparé à celui du  $\text{NaI(Tl)}$  [1]. De plus, celui-ci varie avec la température (perte de 1,55 % pour une augmentation de la température de 1 degré Celsius). Or, une autre cause de dégradation de la résolution est la non-uniformité dans le temps de la réponse des cristaux, puisqu'alors l'intensité lumineuse recueillie n'est pas constante pour une particule incidente d'énergie donnée. Nous devons donc mesurer en permanence la température des cristaux pour, si besoin est, corriger l'effet des variations de celle-ci sur le signal obtenu. Nous verrons plus loin que la non-uniformité de la réponse le long d'un cristal est également une cause de dégradation de la résolution en énergie. Il faut donc s'assurer que le gradient de température le long des cristaux est constant.

On demande également à un tel calorimètre de présenter une bonne résolution en position. Comme la méthode barycentrique est utilisée pour calculer le point d'impact, la segmentation des cristaux dans le plan perpendiculaire à la direction des particules incidentes est un élément important. Or, plus les cristaux sont de section faible, plus le volume des parois séparant les cristaux représente une part importante du volume total du calorimètre. Si la section des cristaux est trop faible, les pertes d'énergies dans les parois seront donc importantes, conduisant à une dégradation de la résolution en énergie. Un compromis a été établi en prenant des faces d'entrée des cristaux de 2 cm  $\times$  2 cm.

Le calorimètre à cristaux de BGO est composé de deux demi-tonneaux de 3860 cristaux de 24 cm de longueur et de forme tronc-pyramidale. Le rayon interne du détecteur est de 50 cm. Il couvre 360 degrés dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau ( $\phi$ ) et la zone entre 43 et 137 degrés dans le plan parallèle ( $\theta$ ). Chaque demi-tonneau présente une symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau et est composé de 160 rangées de 24 cristaux. L'axe de chacun des 24 cristaux d'une rangée est dirigé vers le centre du détecteur (figure 2.2). Il convient cependant d'éviter qu'une particule, dont le point d'impact correspond à la position d'une paroi de la structure, traverse le calorimètre sans déposer d'énergie dans un cristal. Les cristaux sont donc décalés de 10 milliradians suivant l'axe  $\phi$  et, suivant cet axe, aucune zone inactive n'est présente si on considère l'épaisseur du calorimètre.

Chaque cristal est inséré dans une alvéole de la structure en fibre de carbone dont l'épaisseur varie entre 200 et 250  $\mu\text{m}$  entre chaque cristal et est de 10 mm à l'avant de chacun d'eux. Un "vide" est ménagé entre les cristaux et les parois pour éviter toute contrainte mécanique sur les cristaux. Seulement 1,75 % de l'angle solide couvert par le détecteur est inactif (carbone ou vide). La structure supporte la masse de 5 tonnes d'un demi-tonneau. Pour compléter la couverture angulaire du calorimètre électromagnétique, des bouchons ont été construits. Ils étendent celle-ci jusqu'à 11 degrés suivant l'axe  $\theta$ . Chaque bouchon contient 1536 cristaux dont la longueur est également de 24 centimètres. Les circuits électroniques et la structure porteuse sont sensiblement identiques. La totalité du calorimètre sera utilisée pour les prises de données de 1991.

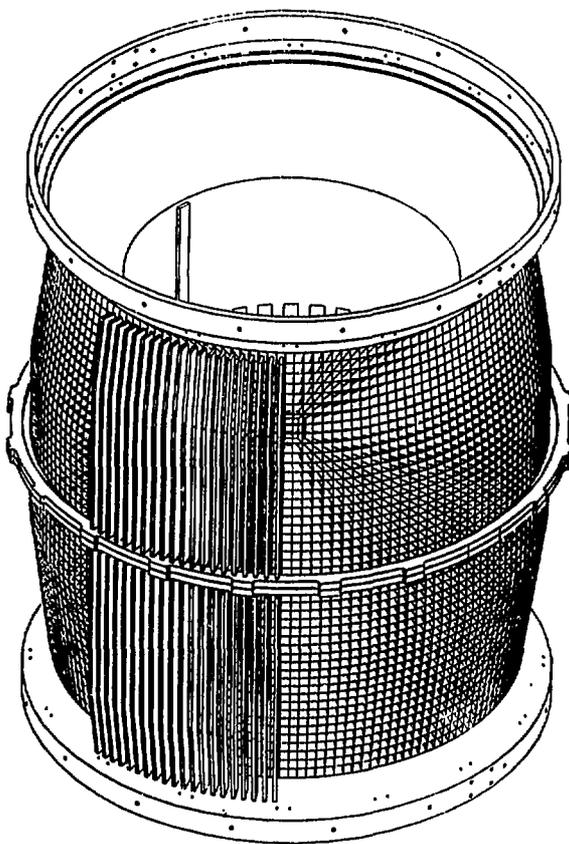


Figure 2.2 : Structure du calorimètre électromagnétique.

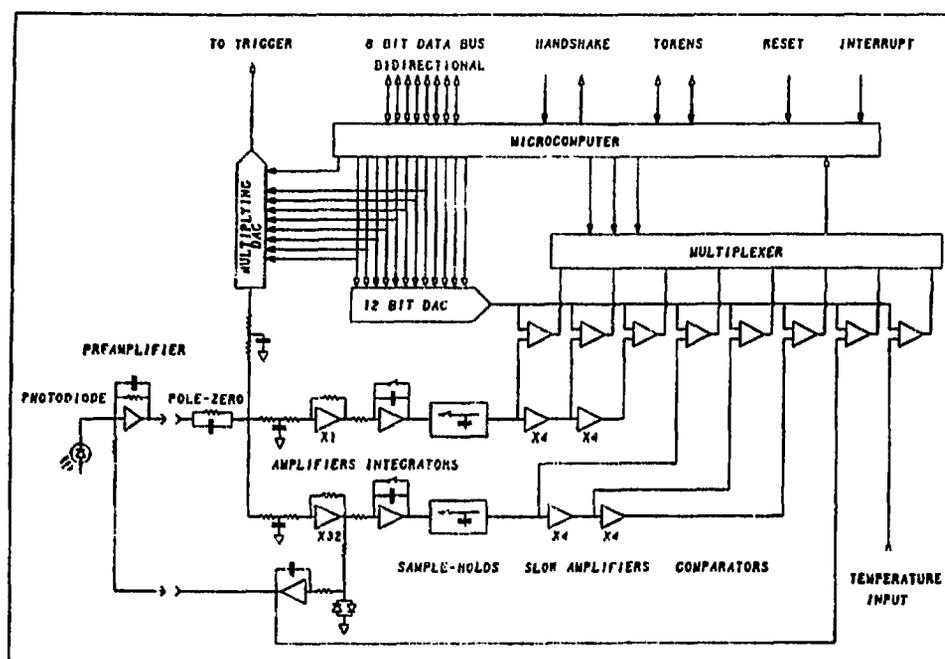
L'uniformité de la production de lumière et de la fraction qui en parvient à la photodiode doit être obtenue sur toute la longueur du cristal. En effet, si la lumière de scintillation est transmise de manière différente le long du cristal, le signal recueilli dépendra de la profondeur de la gerbe et ne sera donc plus proportionnel à l'énergie de la particule incidente. Plusieurs traitements des surfaces latérales des cristaux ont été testés [2]. Le meilleur résultat est obtenu avec une peinture blanche et réfléchissante à l'oxyde de titane. L'uniformité de chaque cristal a été mesurée. On a utilisé pour ce faire les muons du rayonnement cosmique. On sait que ceux-ci (qui sont des particules au minimum d'ionisation) déposent 9 MeV par cm de BGO traversé [3]. En comparant la longueur de leur parcours dans le BGO à la réponse du circuit électronique, on obtient, connaissant leur point d'impact, une courbe de réponse pour chacun d'eux [2].

La collection de la lumière est réalisée, pour chaque cristal, par deux photodiodes de 1,5 cm<sup>2</sup>, placées dans une capsule collée sur la face arrière de chaque cristal (3 cm × 3 cm). La face extérieure des cristaux est également équipée de fibres optiques reliées à une lampe à xénon. Ce système qui ne délivre pas une intensité lumineuse identique d'un cristal à un autre, permet toutefois de contrôler l'évolution dans le temps de la réponse à un signal lumineux de l'ensemble cristal/colle/photodiode/chaîne d'amplification. Un senseur de température est intégré à une capsule sur douze. D'autres senseurs de température sont placés sur la face interne du calorimètre. Ce dispositif permet de mesurer précisément la température et ses variations et d'en corriger les effets sur la réponse en lumière au moment du calcul de l'énergie déposée dans un cristal.

#### c/ Voies électroniques, amplification et digitalisation

On trouvera sur la figure 2.3 un schéma de l'ensemble d'amplification du signal issu des photodiodes. La première partie est constituée d'un préamplificateur de charge (PAC). Il délivre en sortie, avec un bruit moyen de 0,84 MeV par canal [4], une tension proportionnelle à la charge produite par les photodiodes. Ensuite, le signal est partagé en trois voies (déclenchement, haute et basse énergie). Chacune des voies comporte un filtre RC dont l'impédance d'entrée permet une répartition de la tension dans des proportions de 2, 1 et 2 pour les voies de déclenchement, haute et basse énergie respectivement.

Le signal de la première voie est utilisé par l'algorithme de déclenchement de niveau I (voir 1<sup>ère</sup> partie du chapitre 3). Les deux autres voies – dites haute et basse énergie – sont relativement semblables. Après le filtrage, la première comporte un amplificateur de gain 1, alors que l'amplificateur de la seconde est de gain 32. Un intégrateur suivi d'un échantillonneur-bloqueur permet de disposer d'un signal constant et proportionnel à l'amplitude du signal d'entrée. Chaque voie présente alors une série de deux amplificateurs de gain 4. On dispose donc avant le comparateur de signaux de gain 1, de gain 4 et de gain 16 pour la voie haute énergie, et, pour la voie basse énergie, de signaux de gain 64 (32, gain de l'amplificateur, multiplié par 2, rapport des signaux d'entrée dû à l'impédance des filtres RC), 256 et 1024.



**Figure 2.3 :** Schéma du système d'amplification et de digitalisation du calorimètre électromagnétique.

Les comparateurs sont couplés, par l'intermédiaire d'un multiplexeur, à un microprocesseur MOTOROLA 6805. On dispose également d'un convertisseur analogique-digital (DAC) dont la mémoire est de 12 bits. On commence par chercher le comparateur qui correspond à la voie de plus forte amplification sans qu'il y ait saturation. La mémoire du microprocesseur est alors utilisée pour parvenir, par fractions successives de la tension de référence, à une très bonne approximation de la tension aux bornes du comparateur [5]. Grâce au mot de 12 bits finalement obtenu (qui donne avec grande précision la fraction de la tension de référence égale à la tension d'entrée) et au numéro du comparateur utilisé, on obtient une mesure de la tension à la sortie du préamplificateur.

Les piédestaux (tension obtenue si la chaîne d'amplification est soumise à une charge d'entrée nulle aux bornes du PAC) sont mesurés pour permettre une soustraction à la valeur obtenue pour une charge d'entrée non nulle. Lors des prises de données, ils sont mesurés pendant chaque injection d'électrons et de positons dans l'accélérateur. On mesure aussi d'autres paramètres comme la température des cristaux. Les résultats sont enregistrés dans une base de données.

Chaque voie du calorimètre présente des caractéristiques propres. Il faut donc mesurer, pour chaque voie, la réponse en énergie à une particule d'énergie incidente donnée pour en corriger les effets. Parmi ces différentes caractéristiques on peut distinguer :

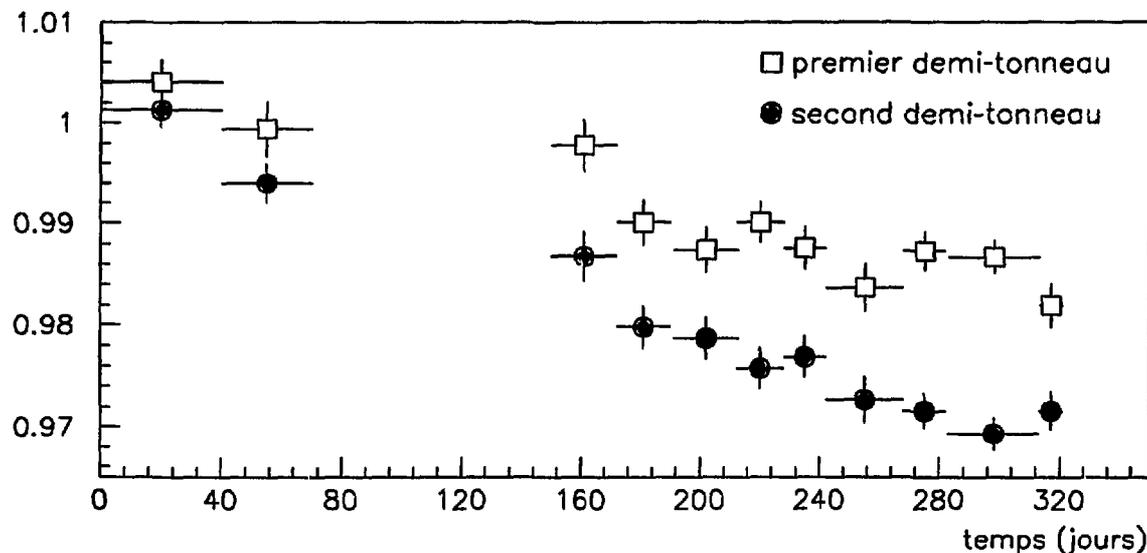
- la réponse en lumière qui est liée à la présence d'impuretés dans le cristal,
- la collection de lumière qui dépend des réflexions sur les parois latérales des cristaux, des caractéristiques de la photodiode, de la qualité de la colle,
- et les gains des préamplificateurs et amplificateurs.

Cette dispersion peut entraîner une dégradation de la résolution du calorimètre dans la mesure où l'énergie d'une particule est mesurée par une sommation du signal reçu par plusieurs cristaux voisins (typiquement 9). Il convient donc de mesurer la réponse de chacune des voies à une particule identique et de même énergie pour corriger la dispersion dans l'analyse finale des résultats. Des calibrations des deux demi-tonneaux ont donc été réalisées sur le faisceau\* d'électrons X3. Elles ont conduit à l'établissement de cartes d'intercalibration du calorimètre. On a pu également montrer grâce à ces résultats que, dans ces conditions, la non-linéarité différentielle est inférieure à 1 % et que la résolution en énergie du calorimètre est inférieure au % pour des énergies supérieures à 2 GeV [6].

Cependant, après le transport du calorimètre dans le puits d'expérience sur le tunnel du LEP et malgré l'utilisation de ces constantes de calibration, un écart a été observé. Dès les premières prises de données, on a constaté que l'énergie déposée dans la totalité du BGO pour des événements  $e^+e^-(\gamma)$  était inférieure en moyenne de 5.5 % à l'énergie dans le centre de masse. Nous allons maintenant montrer comment on mesure cet écart, son évolution au cours du temps, et les tentatives d'explications qui ont été avancées.

#### d/ Evolution au cours du temps de la réponse en énergie

Nous disposons de deux types de données pour mesurer cet écart : le système de lampes à xénon décrit plus haut et les événements  $e^+e^-(\gamma)$  où l'énergie totale recueillie dans le calorimètre doit être égale à l'énergie du faisceau dans les limites de la résolution en énergie. On trouvera sur la figure 2.4 l'évolution au cours du temps du rapport entre l'énergie de l'électron mesurée et l'énergie du faisceau incident [7] (les valeurs sont normalisées à 1 au moment des calibrations sur faisceau X3).



**Figure 2.4 :** Evolution au cours du temps du rapport entre l'énergie déposée dans le BGO par des événements Bhabha et l'énergie dans le centre de masse. L'origine correspond au 15 Octobre 1989. Les valeurs sont multipliées par 1,055% pour tenir compte de l'écart avec les calibrations sur faisceau X3.

\* tertiaire extrait du SPS

Plusieurs hypothèses ont été proposées quant à l'origine de cet écart. Le cristal lui-même peut, s'il y a modification du taux de lumière produite par scintillation ou si la transparence du cristal (transmission de la lumière) a diminué, être à l'origine de cette modification. Or, l'écart observé sur les événements  $e^+e^-$  correspond à celui observé sur les événements xénon (figure 2.5). Une modification du rendement lumineux est donc exclue. En ce qui concerne la transparence, des mesures précises ont été faites sur des cristaux de rechange et montrent que celle-ci n'a pas varié au cours du temps.

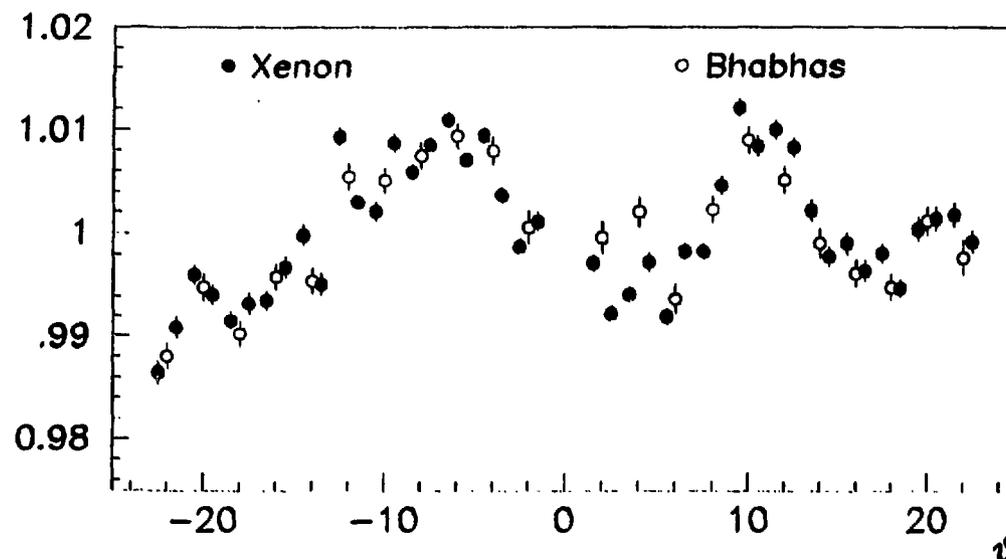
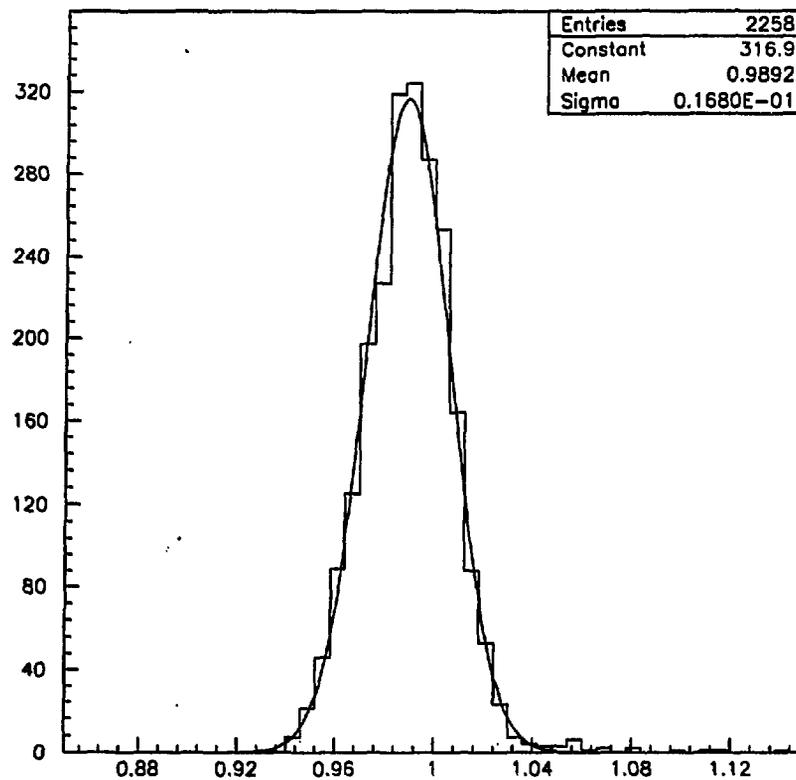


Figure 2.5 : Réponse en énergie du BGO pour les 48 rangées de cristaux suivant l'axe  $\theta$ .

Une diminution du rendement quantique des photodiodes ou du gain de la chaîne d'amplification est en cours d'investigation. Une modification de la colle située à l'interface entre les cristaux et les photodiodes, entraînant une diminution de son indice de réfraction, peut aussi expliquer l'écart. De même une modification de la peinture recouvrant les cristaux, sous l'effet d'une humidité anormale par exemple, peut conduire à une perte du pouvoir réfléchissant des parois et donc expliquer l'écart. Une expérience sur ces deux derniers points est difficile et doit être menée sur des cristaux de rechange.

Malgré cet écart et grâce aux moyens d'intercalibration in situ, la résolution en énergie est actuellement de 1,7 % à 45 GeV, c'est-à-dire pour les événements  $e^+e^- (\gamma)$ . On trouvera sur la figure 2.6 la distribution du rapport entre l'énergie mesurée – correction faite de l'évolution de la réponse du BGO dans le temps – et l'énergie du faisceau pour des événements  $e^+e^- (\gamma)$ . On constate que l'écart quadratique moyen est de 1,7 %.

L'écart observé sur la masse reconstruite des  $\pi^0$  [8], sur l'énergie déposée par les particules au minimum d'ionisation [9], et sur les cosmiques est du même ordre. On peut donc dire que l'écart en % est le même sur toute la gamme d'énergie.



**Figure 2.6 :** Rapport entre l'énergie dans la somme de 25 cristaux centraux (corrigée) et l'énergie du faisceau pour des événements Bhabha.

## 2) Les autres détecteurs

L'aimant entourant l'ensemble des détecteurs de l'expérience L3 est un solénoïde de forme octaédrique. Sa longueur est de 14 mètres, tandis que son diamètre est de 16 mètres. Le principe de fonctionnement est celui des aimants classiques et permet d'obtenir un champ uniforme de 0,5 Tesla. Une vue générale du détecteur est présentée sur la figure 2.7. La figure 2.8 présente la partie interne du détecteur. Le calorimètre électromagnétique est situé entre la chambre à traces et le calorimètre hadronique. Les matériaux situés entre le point d'interaction et la face d'entrée des cristaux de BGO (tube à vide en béryllium, chambre à traces, paroi avant de la structure en fibres de carbone) correspondent à 0,2 longueur de radiation suivant une incidence normale à l'axe du faisceau.

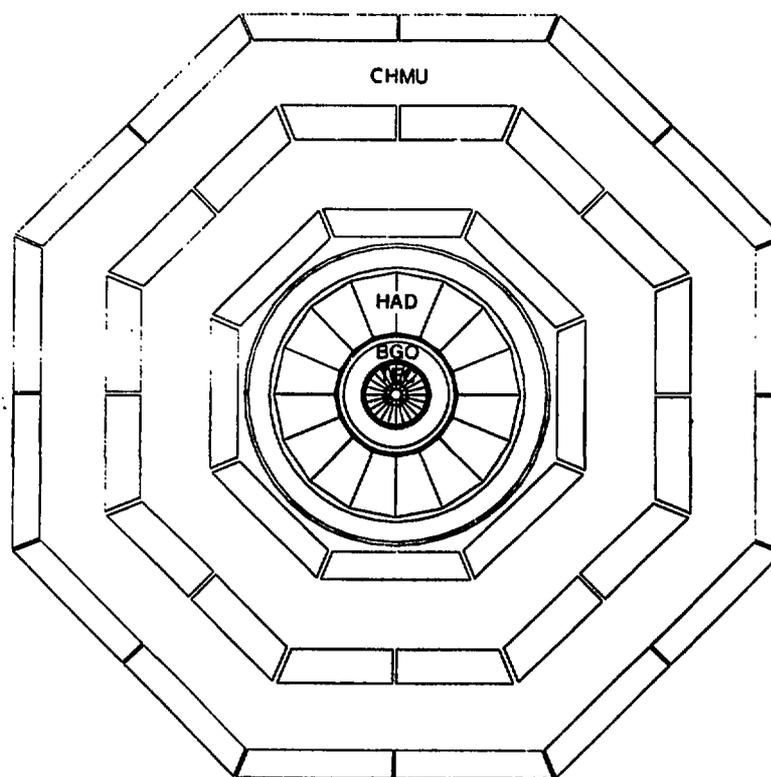


Figure 2.7 : Vue schématique suivant le plan  $R\phi$  du détecteur L3.

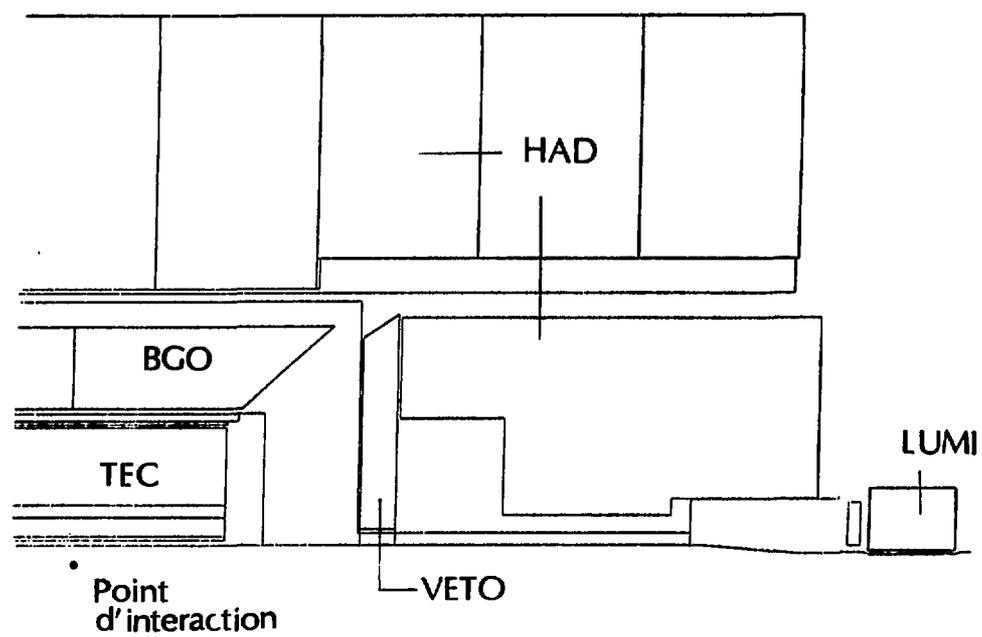


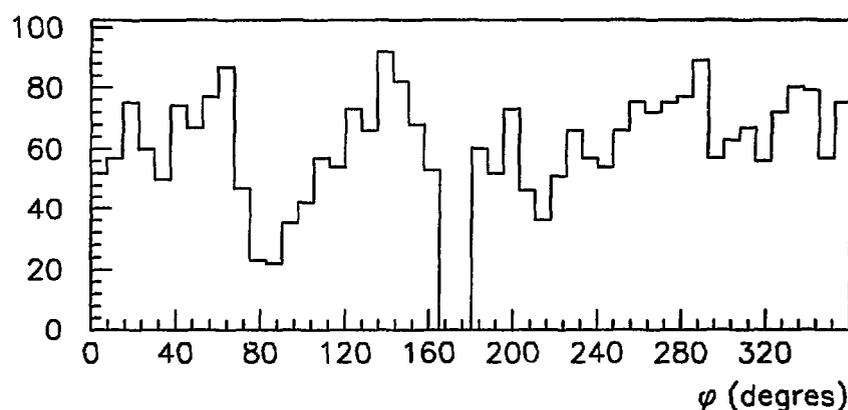
Figure 2.8 : Vue schématique dans le plan  $\theta$  des calorimètres du détecteur L3.

## a/ La chambre à traces interne

La chambre à traces interne est composée de trois parties principales. Son diamètre est de 49 cm et sa longueur de 108 cm. On distingue, depuis le tube à vide en béryllium, les 12 secteurs de la TEC interne, les 24 secteurs de la TEC externe et la chambre en  $z$ . Le principe de fonctionnement des chambres interne et externe est l'expansion temporelle (ou TEC). Il consiste à différencier la zone de champ faible où se produit l'ionisation du gaz sous l'effet d'une particule chargée et la zone de champ fort où se crée une avalanche collectée par des anodes. La séparation entre ces deux zones est faite par une grille. Lorsqu'une anode reçoit plusieurs avalanches produites par le passage de plusieurs particules, la différenciation est faite par le temps d'arrivée sur l'anode. On peut ainsi distinguer les traces produites par deux particules séparées d'une distance de 50  $\mu\text{m}$ .

La mesure de la position en  $R\phi$  du point d'impact se fait par le temps de dérive dans le champ faible qui baigne la zone où s'est produite l'ionisation. Au total, 861 fils (6 pour chacun des 12 secteurs internes et 31 pour chacun des 24 secteurs externes) mesurent la coordonnée  $R\phi$ . Pour chacune de ces anodes, il faut décoder le temps d'arrivée du signal qui permet de remonter à la position de l'ionisation primaire. Ceci est réalisé par des convertisseurs digitaux (Flash ADC). L'information est ensuite regroupée sur 60 châssis VME [10]. Un programme reconstruit ensuite la trace de la particule chargée. Si on demande qu'au moins 30 des 37 fils des secteurs internes et externes de la TEC soient touchés pour reconstruire une trace la couverture angulaire suivant l'angle  $\theta$  descend alors jusqu'à 26 degrés environ. Les fils à division de charge des secteurs de la TEC et la chambre en  $z$  sont conçus pour compléter l'information par la mesure de la coordonnée  $z$ .

Un des 24 secteurs de la TEC externe n'a pas fonctionné lors des prises de données de 1990. Deux autres secteurs se sont révélés très inefficaces (figure 2.9). Cependant, grâce au fonctionnement de la partie interne du détecteur, la chambre à traces a pu être utilisée pour discriminer les photons des électrons quel que soit le secteur correspondant.



**Figure 2.9 :** Distribution suivant l'angle  $\phi$  des événements comportant un électron unique.

## b/ Les scintillateurs

Il faut, dans la géométrie de L3 telle qu'elle était en 1990, distinguer deux familles de scintillateurs. D'une part, une couche de scintillateurs plastiques disposés sur la face interne du calorimètre hadronique ; d'autre part, couvrant les zones angulaires de 11 à 38 et de 142 à 169 degrés, deux détecteurs (appelés dans la suite VETOS) composés de scintillateurs et de plomb.

Les premiers, qui sont destinés à mesurer le temps d'arrivée des particules les traversant, permettent un déclenchement rapide et une discrimination entre les événements issus d'une collision et ceux liés à l'interaction de muons cosmiques dans le détecteur. Chacun d'entre eux est lu par un photomultiplicateur avant digitalisation par des TDC (Time to Digital Converter).

Les bouchons du calorimètre électromagnétique n'étant pas disponibles avant 1991, les sandwichs plomb/scintillateurs permettent dans l'intervalle de compléter la couverture angulaire des détecteurs électromagnétiques. Ils correspondent à 6,5 longueurs de radiation et sont composés chacun de 16 modules en pétales. Le fait qu'une partie seulement de la gerbe électromagnétique soit contenue dans ce détecteur conduit à une mauvaise résolution en énergie. La segmentation étant faible tant suivant  $\phi$  que suivant  $\theta$ , la mesure de la position ne peut être réalisée par cet intermédiaire. Cependant, la granularité des bouchons du calorimètre hadronique pallie à ce problème. Ces scintillateurs permettent en tout état de cause de discriminer les particules de type électromagnétiques des particules au minimum d'ionisation.

## c/ Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique comprend trois parties : le tonneau (entre 35 et 145 degrés en  $\theta$ ), deux bouchons (qui complètent la couverture azimutale jusqu'à 6 degrés) et des filtres à muons (absorbeurs passifs d'une longueur d'interaction). Les deux parties actives sont construites de manière similaire à base d'uranium appauvri et de tubes proportionnels. Lorsqu'un hadron pénètre dans le matériau du calorimètre hadronique, l'interaction avec les noyaux produit une gerbe hadronique composée de photons, électrons, neutrons, protons, pions ... Les particules chargées ionisent le gaz des tubes, ce qui permet une mesure d'une partie de l'énergie de la gerbe. Les modules du calorimètre hadronique sont disposés en 16 secteurs en  $\theta$ . Chaque secteur comporte 9 modules comprenant typiquement 60 plans de chambres pour 58 d'uranium. La faible section de chaque tube ( $0,5 \times 1 \text{ cm}^2$  de section) permet une bonne granularité latérale. La longueur d'interaction correspondant à un module est de  $5 \lambda_0$ . La résolution sur l'énergie est de  $50 \text{ \%}/\sqrt{E}$ .

La collection et l'intégration de la charge déposée (correspondant au nombre de particules ionisées dans les tubes proportionnels), ainsi que la préamplification sont faites au voisinage immédiat des modules. 3200 ADC (Analog to Digital Converter) réalisent ensuite l'amplification et la digitalisation sur 12 bits. En ce qui concerne la voie déclenchement, une somme analogique est réalisée sur les super-tours. Chaque module est divisé en deux super-tours, la première pour la partie interne du détecteur (une longueur d'interaction) et la seconde pour la partie externe [11]. Le signal analogique de chaque super-tour est digitalisé par des convertisseurs rapides (FERA), avant d'être utilisé par l'algorithme d'acquisition.

## d/ Les chambres à muons

Les chambres à muons sont divisées en paires d'octants dans le plan  $R\phi$ . Les deux octants d'une même paire sont séparés par 12 cm. La couverture angulaire représente 60 % de  $4\pi$ . On trouvera sur les figures 2.10.a et 2.10.b la distribution angulaire en  $\theta$  et en  $\phi$  des muons produits pendant les prises de données. Les modules comportent des cellules à dérive qui, en mesurant la position du point d'impact sur un grand bras de levier (la longueur radiale de chaque octant est de 2,9 mètres), permettent de déduire la courbure de la trace et donc la quantité de mouvement des muons. Les modules internes et externes comportent également des chambres à dérive qui donnent le point d'impact en  $z$ . Il faut donc déterminer précisément le temps auquel le signal est produit, car il est lié à la position du point d'impact que ce soit pour la mesure dans le plan  $R\phi$  ou dans le plan  $z$ . 24000 convertisseurs temps digital (TDC) réalisent cette opération avec une résolution de 2 ns.

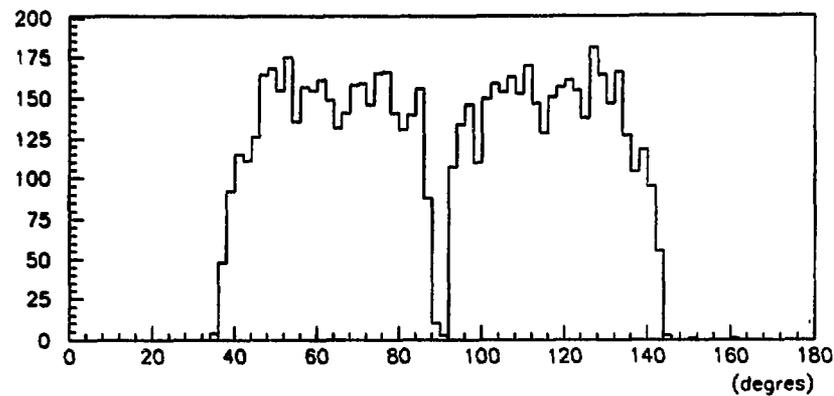


Figure 2.10.a : Distribution suivant l'angle  $\theta$  des événements  $\mu\mu$ .

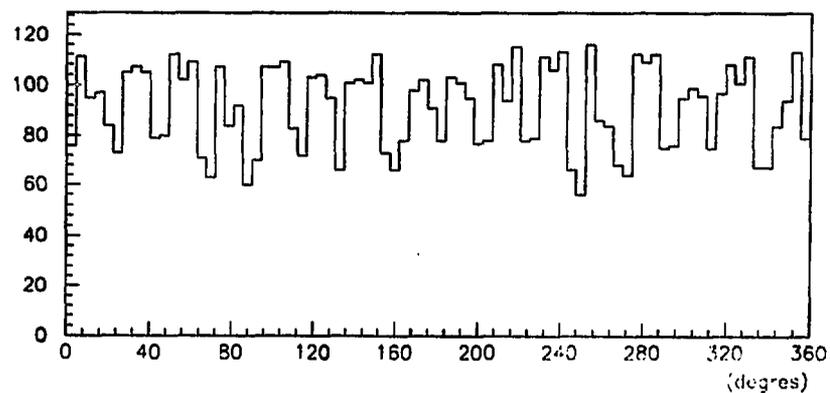


Figure 2.10.b : Distribution suivant l'angle  $\phi$  des événements  $\mu\mu$ .

## e/ Les détecteurs de luminosité

Les détecteurs de luminosité sont placés de chaque côté du détecteur, autour du tube à vide. Ils couvrent les zones angulaires comprises entre 25 et 70 mrad. Ils permettent par la mesure du nombre d'événements  $e^+e^-(\gamma)$  produits par le canal en  $t$  (voir chapitre 1.B.2) de normaliser les sections efficaces des différentes réactions étudiées. Chaque luminomètre est composé de seize secteurs en  $\phi$ . Chacun d'eux contient dix-neuf cristaux de BGO de forme parallélépipédique de 24 longueurs de radiation (figure 2.11). L'électronique associée est la même que celle utilisée pour le calorimètre électromagnétique. Une voie déclenchement est également disponible.

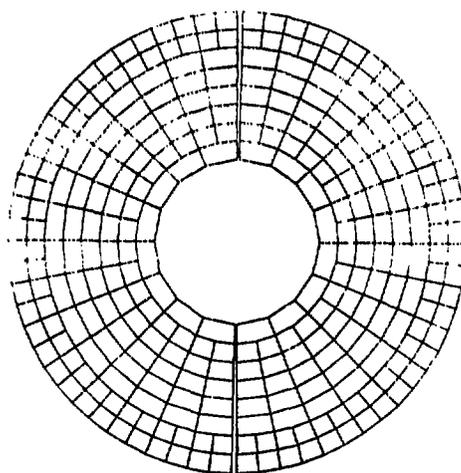


Figure 2.11 : Disposition des cristaux d'un détecteur de luminosité autour du tube à vide.

## 3) Couverture angulaire du détecteur L3

Comme nous l'avons dit dans le chapitre 1-D, le bruit de fond est principalement dû à la réaction  $e^+e^-\gamma$  où les deux électrons échappent à la détection. Dans le détecteur L3, le calorimètre électromagnétique présente une couverture angulaire dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau complète, de même que la calorimétrie hadronique.

En revanche, dans le plan contenant l'axe du faisceau (angle  $\theta$ ) de nombreuses zones mortes sont présentes. La figure 2.12 montre une vue schématique du détecteur dans ce plan et le tableau 2.1 présente le détail des angles  $\theta$  de chaque détecteur. Il apparaît que – en plus du tube à vide, jusqu'à 1,43 degrés – la zone comprise entre 4 et 6 degrés n'est couverte par aucun détecteur, alors qu'aucun détecteur électromagnétique n'est présent entre 4 et 11 degrés.

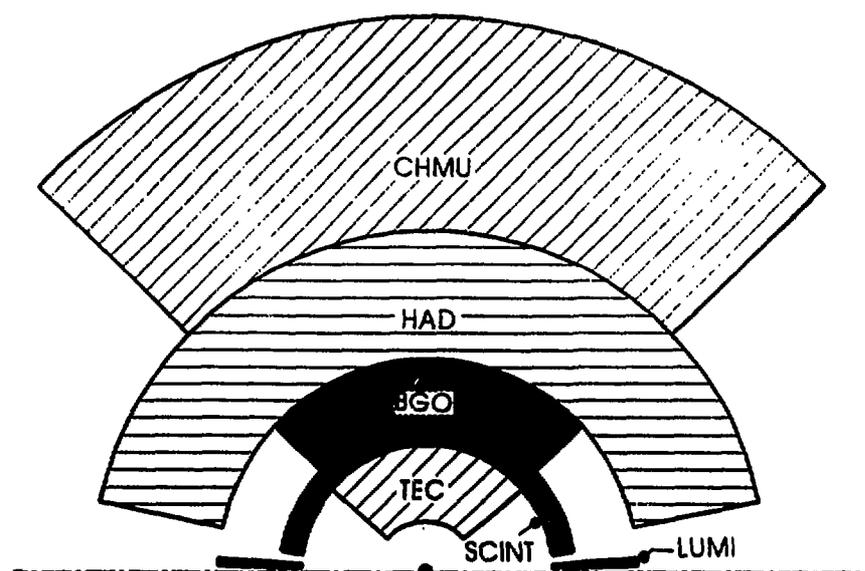


Figure 2.12 : Vue schématique de la couverture angulaire du détecteur L3 dans le plan contenant l'axe du faisceau.

Détecteur	$\theta_{min}$ (degrés)	$\theta_{max}$ (degrés)
Luminosité	1.43	4.01
Calorimètre hadronique	6	
Scintillateurs VETOS	11	38
TEC	26	
Chambre à muons	40	
BGO	43	

Tableau 2.1 : Couverture angulaire dans le plan contenant l'axe du faisceau des différents sous-détecteurs de L3.

En conclusion de cette partie, nous devons souligner les aspects du détecteur qui sont essentiels dans l'étude du photon isolé. Il s'agit principalement de la bonne résolution en énergie, y compris à basse énergie, du calorimètre électromagnétique. Il faut aussi remarquer que le détecteur de luminosité couvre, dans le plan contenant l'axe du faisceau, une zone angulaire descendant jusqu'à 1.43 degrés et qu'une zone non instrumentée est située entre 4 et 6 degrés. Nous avons montré dans le premier chapitre que le bruit de fond principal de la réaction de comptage de neutrinos est le Bhabha radiatif lorsque les deux électrons échappent à la détection. La simulation de l'appareillage est donc indispensable pour connaître précisément l'effet de la géométrie du détecteur à petit angle sur la distribution en énergie des photons du bruit de fond.

## B - Simulation et reconstruction

Nous présenterons dans cette partie une comparaison de deux programmes de simulation, et quelque uns des principaux résultats que l'on peut obtenir par l'utilisation du programme de simulation de notre détecteur. Il s'agit de SIL3 pour "Simulation L3". Il est basé sur un programme appelé GEANT [12] qui est bien adapté au cas d'une collaboration comme L3. En effet, ce programme s'applique aux gerbes tant hadroniques qu'électromagnétiques, aux pertes d'énergie par ionisation des muons, enfin à l'ensemble des phénomènes se produisant dans un détecteur tel que ceux situés sur le LEP. Par ailleurs, SIL3 présente de nombreux avantages : il inclut une description complète de la géométrie du détecteur, est relativement rapide, est utilisé par l'ensemble de la collaboration et est complètement interfacé avec les autres programmes utilisés dans L3 (générateurs et programmes de reconstruction). Le format des données réelles et des événements issus de la génération sont donc très voisins, ce qui permet d'utiliser les algorithmes de sélection et d'analyse aussi bien sur l'un ou l'autre type de données.

### 1) Simulation des gerbes électromagnétiques

Comme nous l'avons vu dans la première partie de ce chapitre, les gerbes électromagnétiques sont des phénomènes physiques dont la complexité est principalement liée au nombre de particules produites.

Chaque programme de simulation contient l'expression des sections efficaces différentielles des réactions physiques (effet Compton, création de paire, rayonnement de bremsstrahlung ...) décrites plus haut. On introduit dans le programme la description des volumes physiques du détecteur, à savoir les dimensions et la géométrie de chaque sous-partie et des paramètres comme la densité, la longueur d'interaction et l'indice de réfraction. La description introduite dans le programme doit être la plus conforme possible à la réalité du détecteur.

Supposons que l'utilisateur ait choisi d'étudier la réponse du calorimètre électromagnétique à un photon de 2 GeV. Compte-tenu du fait qu'un photon de cette énergie a une probabilité  $P$  (qui tient compte des caractéristiques du matériau) de se matérialiser en paire d'électrons dans un volume  $\delta^3$  ( $\delta$  est choisi très petit par le programme), on tire un nombre  $N$  pseudo-aléatoire compris entre 0 et 1. Si  $N$  est supérieur à  $P$ , on répète la même opération pour le volume  $\delta^3$  suivant. Si  $N$  est inférieur à  $P$ , on tire l'angle de production des électrons produits. De la même manière, l'interaction des électrons produits avec le matériau est simulé sur un parcours de longueur  $\delta$ . Chaque particule de la gerbe est donc simulée jusqu'à ce que son énergie soit inférieure à une énergie de coupure de l'ordre du keV. Après addition sur tous les volumes  $\delta^3$  d'un cristal, par exemple, on connaît l'énergie déposée dans celui-ci.

Si le nombre de gerbes simulées est grand (1000 ou plus), la moyenne et la dispersion sur l'énergie reçue par un cristal reproduiront les fluctuations liées aux processus et la dispersion statistique due à l'utilisation d'un programme de simulation sera négligeable. Dans le programme SIL3, une prise en compte des bruits électroniques a été introduite. Elle tient compte du bruit électronique de chaque cristal et des bruits électroniques corrélés.

## 2) Comparaison de deux programmes de simulation : EGS et GEANT

Il convient de vérifier que le programme de simulation de l'interaction dans le détecteur de photons de basse énergie reproduit correctement le comportement de ces particules. Pour ce faire nous pouvons soit comparer les résultats de faisceau test avec la simulation, soit comparer deux programmes de simulation entre eux. Nous avons dit plus haut que SIL3 est fondé sur GEANT. Nous disposons également d'une autre programme de simulation des gerbes électromagnétiques : EGS pour "Electron Gamma Shower" [13]. Ce programme est utilisé depuis une quinzaine d'années et on sait qu'il est parfaitement en accord avec les données expérimentales que ce soit à hautes (quelques dizaines de GeV) ou à basses énergies (jusqu'à quelques MeV), (voir par exemple les pages bibliographiques de la référence [13]). Les différentes formules utilisées dans les deux programmes (EGS et GEANT) pour les calculs des sections efficaces sont décrites dans les manuels correspondants [12-14]. Nous utilisons ici la dernière version de EGS (EGS4), ce qui permet d'avoir une énergie de coupure identique dans les deux programmes. La géométrie [15] que nous avons utilisée pour GEANT est celle du détecteur\*. Ce programme présente l'avantage de nous permettre de choisir la position du point d'impact et de limiter le nombre de cristaux dans la matrice considéré (nous l'avons prise de  $9 \times 9$  cristaux). Cette description est à la base de SIL3 en ce qui concerne le calorimètre électromagnétique.

La description de la géométrie d'un détecteur dans EGS est plus compliquée. Nous avons donc choisi la solution d'une calotte semi-sphérique avec  $9 \times 9$  cristaux de 24 cm de long, 2,06 de large au sommet et 3,09 à la base. Chaque face avant des cristaux est située à 48 cm du centre de la sphère, perpendiculairement aux rayons de celle-ci (figure 2.13). Les cristaux sont séparés par des parois de carbone pur et recouverts à l'avant d'un "mur" de carbone. Cette géométrie à symétrie sphérique est relativement aisée à décrire dans EGS, et est assez proche de la géométrie réelle du détecteur (bien que celui-ci soit à symétrie cylindrique). On trouvera dans le tableau 2.2, les paramètres des matériaux, ainsi que les configurations géométriques utilisées \*\*.

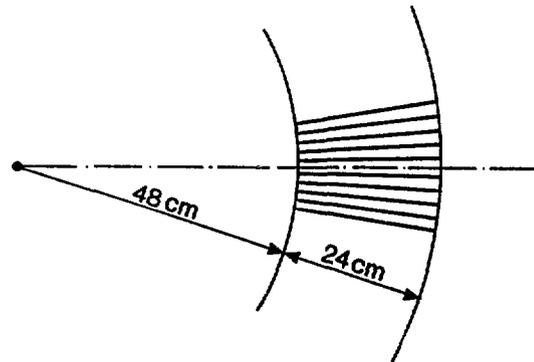


Figure 2.13 : Schéma de la matrice de  $9 \times 9$  cristaux utilisée pour la simulation avec EGS.

\* Le détecteur est considéré comme un cylindre de fibres de carbone dans lequel sont insérés des cristaux de vingt-quatre types différents.

\*\* Le bruit électronique n'est introduit dans aucun des deux programmes.

	EGS	GEANT
<b>MATERIAUX</b>		
<b>BGO</b>		
Longueur de radiation	1,12 cm	1,12 cm
Densité	7,10	7,10
<b>CARBONE</b>	pur	Mélange carbone (65%) et hydrogène (35%)
Longueur de radiation	19,0 cm	32,2 cm
Densité	2,25	1,45
<b>GEOMETRIE</b>		
Matrice	9 × 9 cristaux	9 × 9 cristaux
Point d'entrée	Centre du cristal central	Centre du cristal central
Cristaux de BGO	Tous identiques 24 × 2,06 × 3,09 cm <sup>3</sup>	24 types
Epaisseur maximale de la paroi latérale de carbone	175 μm 10 <sup>-3</sup> l. de rad.	300 μm 10 <sup>-3</sup> l. de rad.
Paroi frontale de carbone	0,752 cm 0,040 l. de rad.	1,5 cm 0,047 l. de rad.
<b>ENERGIES de COUPURE</b>		
Electrons	1,0 MeV	1,0 MeV
Photons	0,1 MeV	0,1 MeV

Tableau 2.2 : Conditions de la comparaison.

Notre comparaison doit porter sur les valeurs accessibles à travers le programme de reconstruction que nous utilisons pour l'analyse des données réelles (voir 2<sup>ème</sup> partie du chapitre 3). Nous avons donc étudié les différences entre EGS et GEANT pour les critères suivant :

- énergie déposée dans l'ensemble des cristaux de BGO (matrice de  $9 \times 9$ ),
- énergie dans le cristal central,
- énergie dans les neuf cristaux centraux,
- énergie dans les 24 cristaux centraux,
- énergie dans la somme des N cristaux ayant reçu le plus d'énergie,
- nombre de cristaux d'énergie supérieure à une série de seuils donnés,
- énergie dans la somme des cristaux dont l'énergie est supérieure au seuil.

Par ailleurs, nous avons accès aux différentes valeurs d'énergies perdues à l'avant, à l'arrière et sur les côtés de la matrice, ainsi qu'à l'énergie déposée dans le carbone. Les valeurs issues des deux programmes sont tout à fait compatibles, de même que celles de l'énergie totale déposée dans la matrice.

La dispersion autour de la valeur moyenne est plus grande sur le rapport de l'énergie dans le cristal central et de l'énergie incidente que sur le rapport entre l'énergie dans la somme des neuf et l'énergie incidente que ce soit à 180 MeV (figures 2.14 et 2.15) ou à 2 GeV (figures 2.16 et 2.17). Cette différence s'explique par le fait que sommer sur neuf cristaux permet de diminuer les fluctuations latérales de la gerbe.

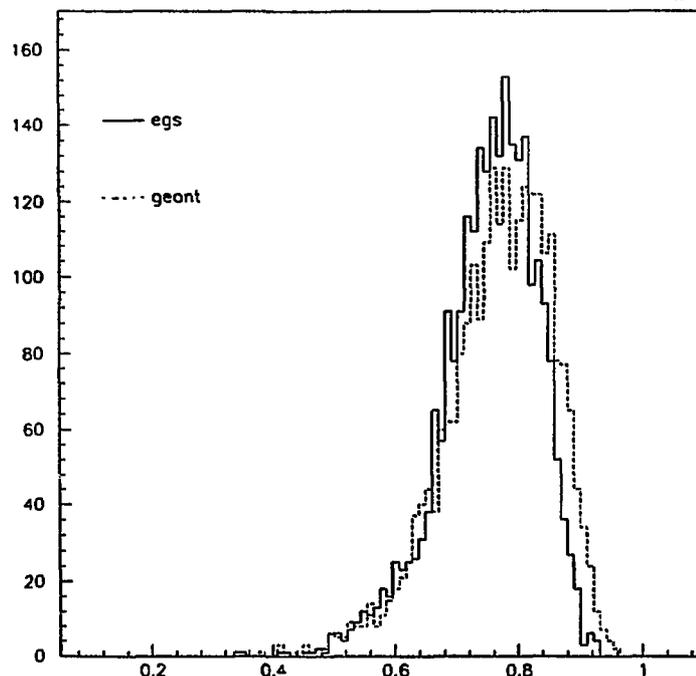
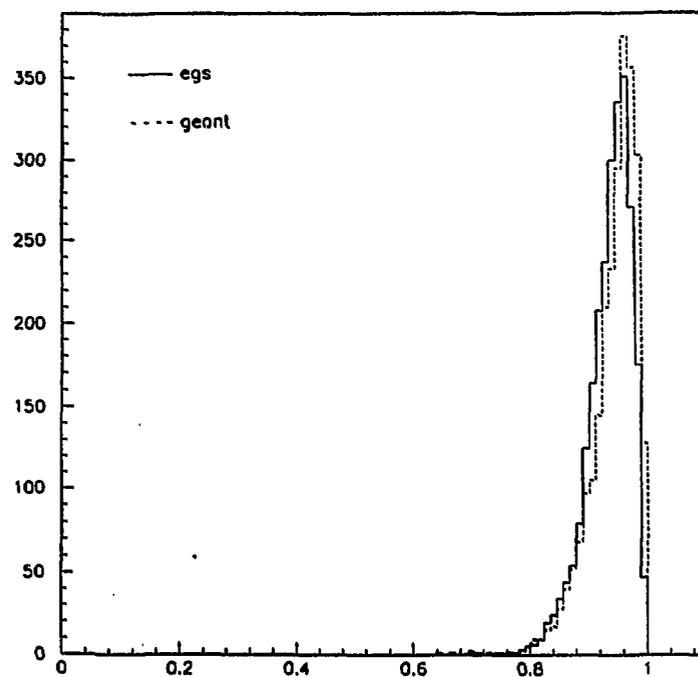
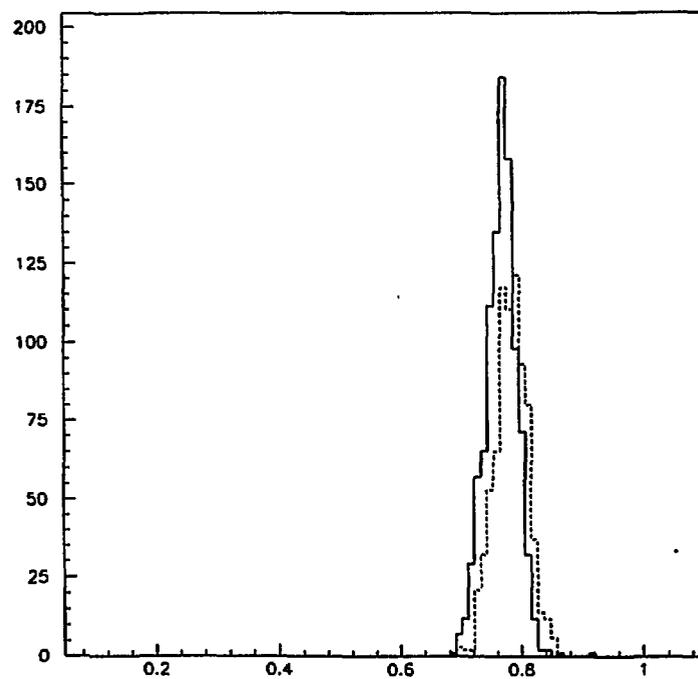


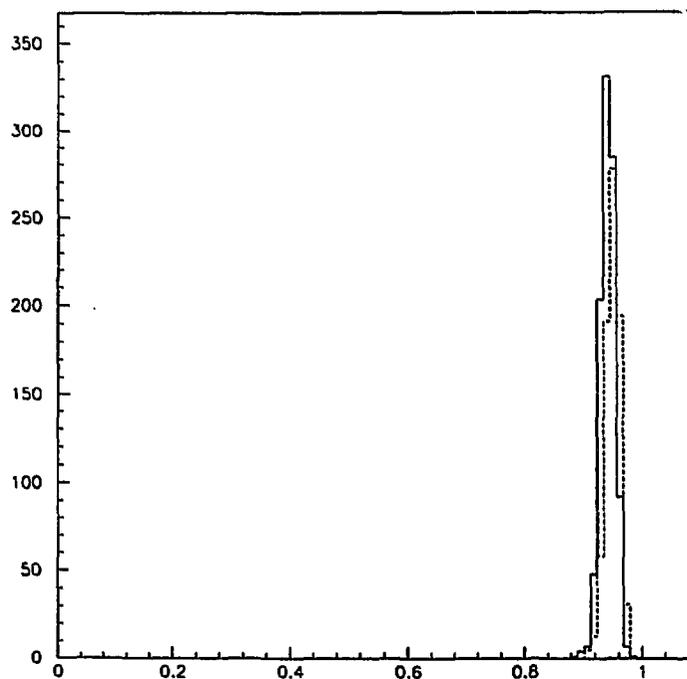
Figure 2.14 : Rapport entre l'énergie dans le cristal central et l'énergie incidente pour des photons simulés de 180 MeV.



**Figure 2.15 :** Rapport entre l'énergie dans les neuf cristaux centraux et l'énergie incidente pour des photons simulés de 180 MeV.



**Figure 2.16 :** Rapport entre le cristal central et l'énergie incidente pour des photons simulés de 2 GeV.



**Figure 2.17 :** Rapport entre l'énergie dans les neuf cristaux centraux et l'énergie incidente pour des photons simulés de 2 GeV.

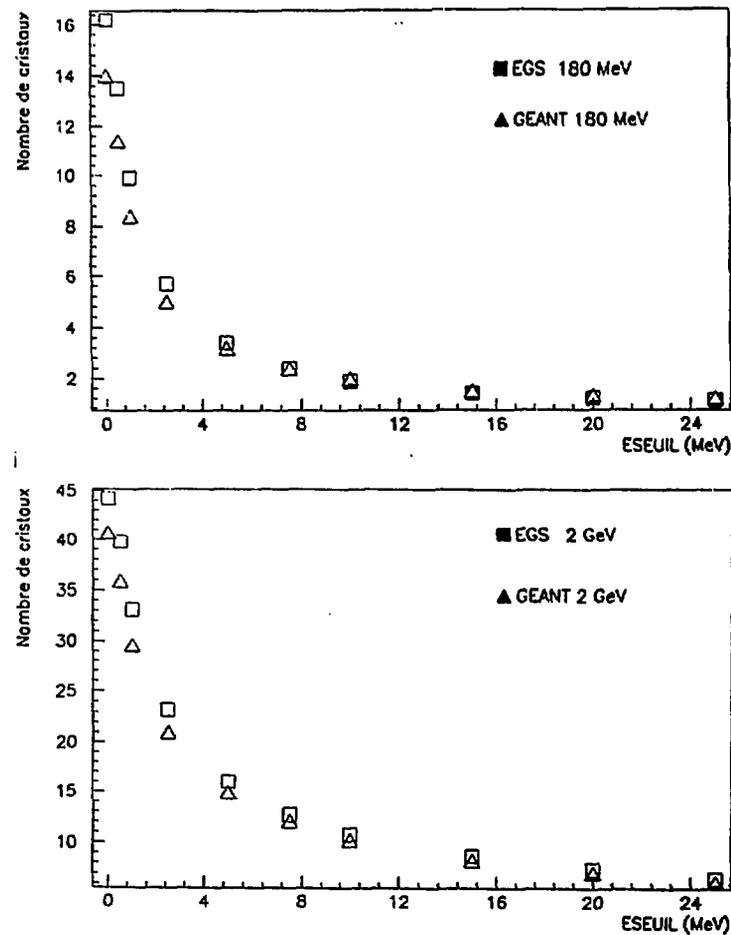
Si l'on compare la même valeur (énergie dans le cristal central sur énergie incidente ou énergie dans la somme des neuf sur énergie incidente), on observe que la dispersion autour de la valeur moyenne est plus importante à 180 MeV jusqu'à 2 GeV. Le nombre de particules secondaires d'une gerbe de 180 MeV est inférieur à celui d'une gerbe de 2 GeV. Les fluctuations statistiques ont donc une importance relative plus importante à basse énergie.

Sur chacune de ces quatre figures, on a porté la distribution des résultats de GEANT et ceux d'EGS. Le tableau 2.3 complète ces figures par la présentation des résultats obtenus sur les critères définis ci-dessus. On remarque que la valeur moyenne obtenue avec EGS est systématiquement inférieure à celle obtenue avec GEANT. Il convient cependant de souligner que les différences entre les résultats issus de EGS et de GEANT sont de l'ordre du % et diminuent quand le nombre de cristaux considérés augmente (que ce soit sur les cristaux centraux ou sur les N cristaux, N allant de 1 à 10, les plus "énergétiques").

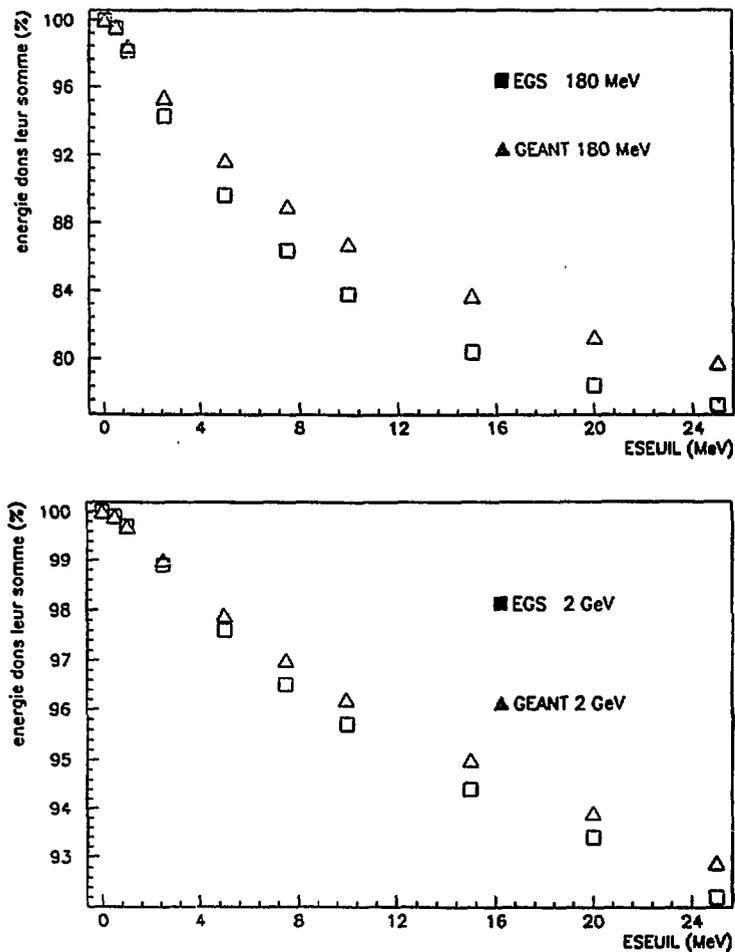
	EGS 2 GeV 750 événements	GEANT 2 GeV 750 événements	EGS 180 MeV 2000 événements	GEANT 180 MeV 2000 événements
<b>ENERGIE TOTALE DEPOSEE DANS LA MATRICE</b>	1967 ± 21 MeV	1967 ± 23 MeV	176,7 ± 3,3 MeV	176,3 ± 29 MeV
<b>SOMME DES CRISTAUX AYANT RECU LE PLUS D'ENERGIE (en % de l'énergie totale)</b>				
1 cristal	76,4 ± 2,5	78,2 ± 2,7	75,2 ± 7,9	76,7 ± 8,8
2 cristaux	81,3 ± 2,1	83,0 ± 2,3	83,5 ± 5,2	85,9 ± 5,5
3 cristaux	84,8 ± 1,6	86,3 ± 2,0	87,9 ± 4,1	90,3 ± 4,0
4 cristaux	87,5 ± 1,7	88,9 ± 1,7	90,7 ± 3,4	93,0 ± 3,1
5 cristaux	89,7 ± 1,5	90,9 ± 1,6	92,8 ± 2,9	94,8 ± 2,5
6 cristaux	91,4 ± 1,4	92,5 ± 1,4	94,3 ± 2,5	96,1 ± 2,1
7 cristaux	92,7 ± 1,3	93,7 ± 1,2	95,5 ± 2,2	97,1 ± 1,7
8 cristaux	93,7 ± 1,2	94,6 ± 1,1	96,5 ± 1,9	97,8 ± 1,4
9 cristaux	94,5 ± 1,1	95,4 ± 1,0	97,3 ± 1,6	98,4 ± 1,2
10 cristaux	95,2 ± 1,0	96,0 ± 1,0	97,9 ± 1,4	98,9 ± 1,0
<b>ENERGIE SUR LES N CENTRAUX (en % de l'énergie totale)</b>				
N = 9	94,5 ± 1,2	95,0 ± 1,1	93,6 ± 3,9	94,4 ± 4,0
N = 25	98,3 ± 0,6	98,5 ± 0,6	98,0 ± 2,0	98,3 ± 2,1
N = 49	99,6 ± 0,3	99,6 ± 0,3	99,5 ± 0,9	99,5 ± 0,9

**Tableau 2.3 :** Résultats issus de EGS et de GEANT pour des photons incidents de 180 MeV et de 2 GeV.

Les évolutions observées pour EGS et pour GEANT sur le nombre de cristaux d'énergie supérieure à un seuil en fonction de celui-ci (variant entre 0 et 25 MeV) sont différentes (figures 2.18.a et 2.18.b). On remarque que l'écart sur ce nombre diminue lorsque l'énergie de seuil augmente (à 180 MeV ou à 2 GeV). Le nombre de cristaux de faible énergie est donc plus élevé pour EGS que pour GEANT. Ceci explique que l'énergie totale dans les cristaux d'énergie supérieure au seuil diminue plus vite avec le seuil pour EGS que pour GEANT (figures 2.19.a et 2.19.b). Les gerbes simulées par EGS ont une extension latérale plus importante que celle simulées par GEANT.



**Figure 2.18 :** Nombre de cristaux d'énergie supérieure à un seuil  
 a) pour des photons de 180 MeV,  
 b) pour des photons de 2 GeV.



**Figure 2.19 :** Energie dans la somme des cristaux dont l'énergie est supérieure au seuil (en % de l'énergie incidente)  
 a) pour des photons de 180 MeV  
 b) pour des photons de 2 GeV.

Etant donné que nous avons utilisé GEANT avec une géométrie à symétrie cylindrique comprenant des parois de fibres de carbone et vingt-quatre cristaux, alors que dans EGS nous avons utilisé une sphère de cristaux identiques séparés par des parois de carbone pur, il semble difficile de déterminer l'origine de ces différences. Elles peuvent provenir, soit de la géométrie, soit de la manière dont sont effectués les calculs du développement d'une gerbe, soit d'un ensemble de causes incluant les deux précédentes. Une comparaison dans des conditions de géométrie identiques semble nécessaire si nous désirons une précision sur les résultats de l'ordre du % à basse énergie.

Cependant, lors des prises de données, l'ensemble du détecteur sera soumis à un bruit électronique de l'ordre de 1 MeV par canal, ce qui nous amènera à placer une coupure de 2 MeV sur l'énergie déposée dans chaque cristal et qui, à basse énergie, entachera la mesure de l'énergie totale d'une incertitude de 3 à 5 %. La différence entre EGS et GEANT sur le nombre de cristaux d'énergie supérieure à 2,5 MeV est de moins de deux cristaux. A 2 GeV (c'est-à-dire pour une énergie voisine de celle des photons qui constituent notre échantillon expérimental), l'écart entre EGS et GEANT est très faible pour une coupure à 2 MeV et inférieur au % pour une coupure de 10 MeV. Les différences entre ces deux programmes de simulation sont bien compris et en tout état de cause inférieures à la précision expérimentale.

Nous avons présenté dans ce chapitre, d'une part le détecteur, sa structure et ses performances, d'autre part les méthodes utilisées pour le simuler. Il nous faut maintenant montrer comment, en pratique, on utilise ses performances. Le chapitre suivant est donc consacré aux méthodes de sélection du signal.

## Références

- [1] E. Lorentz,  
Nuclear Instruments & Methods A225 (1984) 500-504.
- [2] M. El Kacimi,  
Thèse de Doctorat, IPNL, Univ. Cl. Bernard Lyon-1, 12 Juillet 1989.
- [3] M. Aguilar-Benitez *et al.*,  
Phys. Lett. B 239 (1990) 1-516.
- [4] D. Bon *et al.*,  
LYCEN 8761 et CERN-L3/358.
- [5] Ph.E. Kaaret,  
Thèse (1989), Univ. de Princeton, DOE/ER/3072-50.  
P. Lebrun,  
Thèse de Doctorat, IPNL, Univ. Cl. Bernard Lyon-1 (1986).  
H. El Mamouni,  
Thèse de Doctorat, IPNL, Univ. Cl. Bernard Lyon-1 (1986).
- [6] J.A. Bakken *et al.*, L3/BGO collab.,  
Nuclear Instruments & Methods in Physical Research A 280 (1989) 25-35.
- [7] J. Wenninger,  
Communication privée.
- [8] D. Boutigny,  
Communication privée.  
S. Jezequiel,  
Rapport de DEA (1990), Univ. de Grenoble.
- [9] M. Schneegans,  
Communication privée.
- [10] B. Adeva *et al.*, L3 collab.,  
Nuclear Instruments & Methods in Physical Research A 289 (1990) 35-102.
- [11] C. Goy,  
Thèse de Doctorat, (1989), Université de Savoie.
- [12] R. Brun *et al.*,  
CERN - Data Handling Division (1987) DD/EE/84-1.
- [13] W.R. Nelson *et al.*,  
SLAC - Report - 265 (1985).
- [14] R. Brun *et al.*,  
CERN - Data Handling Division (1985) DD/85.
- [15] D. Boutigny et M. Maire,  
Communications privées.

# Chapitre 3

## Méthode de sélection du signal

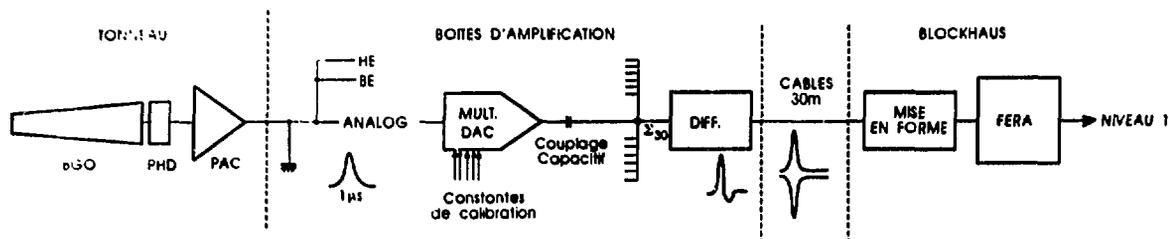
Le cadre théorique et expérimental de la recherche de photons isolés ayant été présenté dans les chapitres précédents, le présent chapitre est consacré à la présentation du traitement des informations issues du détecteur, à savoir : le déclenchement de l'acquisition, la sélection basée sur le calorimètre électromagnétique et l'étude du signal dans les autres détecteurs, qui nous conduit au classement des événements. Dans chaque partie, nous nous attacherons à présenter les efficacités correspondantes.

### A - Déclenchement de l'acquisition des événements

#### 1) Déclenchement de niveau I

##### a/ La voie photon isolé

Nous avons mentionné, dans la partie du chapitre 2 consacrée aux voies électroniques du calorimètre électromagnétique, l'existence d'une voie utilisée par la logique de déclenchement de premier niveau. On trouvera sur la figure 3.1 un schéma du système de lecture et de digitalisation qui transmet le signal de cette voie aux microprocesseurs chargés du premier niveau de déclenchement. Le calorimètre est divisé en 192 super-blocs de 30 cristaux (6 en  $\theta$  et 5 en  $\phi$ ). Il y a donc 8 super-blocs suivant l'axe  $\theta$  et 32 suivant l'axe  $\phi$ . Une sommation analogique est réalisée par super-bloc avant la différentiation et le transport jusqu'au blockhaus par des câbles blindés. Le signal de chaque super-bloc est converti en énergie (avec une précision moindre que celle de la voie digitale) par des FERA (fast encoding read-out ADC). Une soustraction du piédestal de cette voie (enregistré, de même que pour la voie digitale, au cours de prises de données spéciales réalisées lors de l'injection) est également faite à ce moment. Il est ensuite utilisé par la logique de déclenchement.



**Figure 3.1** : Schéma de la voie électronique dont le signal est utilisé pour le déclenchement de premier niveau.

L'algorithme de déclenchement doit satisfaire deux exigences difficilement compatibles. Il doit, d'une part, être le plus efficace possible, d'autre part ne pas sélectionner trop d'événements, car plus le taux de comptage est élevé, plus le temps mort de l'ensemble du détecteur est grand. Deux versions successives de cet algorithme ont été mises au point [1]. La première version sacrifiait la seconde exigence à la première. La seconde version favorise un faible taux de comptage au détriment de l'efficacité.

Le premier algorithme (qui a été utilisé entre mars et le début du mois de juillet de 1990) calcule l'énergie de deux lignes (en  $\phi$ ) et de deux colonnes (en  $\theta$ ) de la manière suivante :

$$E(\theta_{i,i+1}) = \sum_{j=1}^{32} (E(\phi_j, \theta_i) + E(\phi_j, \theta_{i+1}))$$

$$E(\phi_{j,j+1}) = \sum_{i=1}^8 (E(\phi_j, \theta_i) + E(\phi_{j+1}, \theta_i))$$

La somme est calculée seulement sur les super-blocs dont l'énergie est supérieure à 1 GeV (on appelle cette valeur le biais). On prend alors le maximum des valeurs  $E(\phi_{j,j+1})$  et  $E(\theta_{i,i+1})$ , c'est-à-dire  $E_{\theta}^{max}$ ,  $E_{\phi}^{max}$ . On choisit ensuite le minimum de ces deux valeurs. Si cette valeur est supérieure au seuil (en l'occurrence 1,5 GeV) et si elle représente au moins 80 % de l'énergie de tous les super-blocs d'énergie supérieure au biais, alors l'événement est retenu par le premier niveau du déclenchement photon isolé. Un cosmique arrivant parallèlement à l'un des axes du détecteur ou la présence de bruit corrélé sur un ensemble longitudinal de cristaux constitue un événement sélectionné par cet algorithme. Le bruit corrélé provient du fait que les masses de plusieurs voies analogiques sont groupées. Il varie beaucoup dans le temps, et peut entraîner un taux de comptage allant jusqu'à 10 Hz. L'importance du temps mort a conduit à inhiber fréquemment ce canal. C'est pourquoi seulement  $672 \text{ nb}^{-1}$  sur une luminosité totale de  $1267 \text{ nb}^{-1}$  disposent du canal photon isolé pour cette période.

Le second algorithme (utilisé à partir de juillet 1990) cherche la colonne et la ligne de super-blocs d'énergie la plus élevée. Le calcul est ensuite fait de la même manière que précédemment avec  $E_{\theta}^{max}$  et  $E_{\phi}^{max}$ . Si le minimum de ces deux valeurs est supérieur au

seuil (dans ce cas 1,5 GeV), et s'il représente plus de 80 % de l'énergie totale, l'événement est sélectionné. Le fait de sommer seulement sur une ligne ou une colonne introduit une inefficacité géométrique. En effet, si une gerbe se développe sur deux super-blocs, l'énergie de chacun des deux sera inférieure à 80 % de l'énergie totale. Cependant, le taux de comptage est beaucoup moins élevé puisque les événements où un ensemble important de cristaux est touché (bruit corrélé) sont rejetés. Le seuil, relativement élevé, permet de s'affranchir du bruit électronique – dit de pick-up – amené par le fait qu'un signal faible est transmis par des câbles de quelques dizaines de mètres. 94 % de la luminosité totale de cette période (c'est-à-dire  $3,6 \text{ pb}^{-1}$ ) dispose du canal photon isolé.

#### b/ Les autres voies de déclenchement

Les informations issues des FERA – pour les calorimètres – et des convertisseurs temporels – pour les chambres à traces sont utilisées par le déclenchement de niveau I. Celui-ci doit prendre une décision – positive ou négative – en moins de  $22 \mu\text{s}$  c'est-à-dire entre deux croisements du faisceau. Si la décision du niveau I est négative, une remise à zéro générale est faite en  $1 \mu\text{s}$ . La logique du premier niveau partage le détecteur en 4 parties principales :

- calorimètres hadronique et électromagnétique et détecteur de luminosité,
- chambres à muons,
- chambre à traces,
- scintillateurs.

La logique du déclenchement est inclusive, c'est-à-dire que chaque canal est traité séparément et qu'une information positive sur une quelconque des voies de l'ensemble du détecteur conduit au déclenchement de l'acquisition de niveau I.

Les canaux de déclenchement utilisant l'information issue de l'ensemble de calorimétrie – mis à part le canal photon isolé – demandent une énergie importante sur un ou plusieurs super-blocs. On ne considère que les super-blocs dont l'énergie est supérieure au biais.

Les canaux consacrés au déclenchement des événements  $e^+e^-$  dans la luminosité sont au nombre de trois. Le premier demande que l'énergie de deux super-blocs dans des secteurs opposés des luminomètres soit supérieure à 15 GeV. Le deuxième canal requiert au moins un super-bloc de plus de 25 GeV et un autre de plus de 5 GeV dans l'autre détecteur de luminosité. Pour le troisième, on ne prend qu'un vingtième des événements où l'énergie dans un des super-bloc est supérieure à 30 GeV car la section efficace de la réaction correspondante, à savoir un électron observé et un autre dans le tube, est très élevée.

En ce qui concerne les calorimètres et les bouchons du calorimètre hadronique, en plus du canal photon isolé, on dispose de 2 voies principales. La première demande que le nombre de super-blocs, parmi tous ceux des calorimètres, d'énergie supérieure à 3 GeV soit au minimum de deux, avec au moins l'un d'entre eux d'énergie supérieure à 5 GeV. La seconde voie comprend plusieurs sous-cas suivant que l'énergie est observée à grand ou petit angle et dans la partie électromagnétique ou dans l'ensemble des calorimètres. L'énergie minimum observée dans cette voie pour conduire à un déclenchement est de 10 GeV.

Les canaux fondés sur les chambres à muons sont au nombre de trois. Le premier, dit di-muon, demande que dans deux octants non adjacents, une trace muon ait été reconstruite et qu'au moins un des scintillateurs placés entre le calorimètre électromagnétique et hadronique ait été touché. Le deuxième canal requiert au moins une trace d'impulsion supérieure à 1,5 GeV/c passant par les trois chambres d'un octant et qu'au moins un scintillateur ait été touché. Le dernier canal, enfin, est prévu pour retenir également des événements où les muons, à cause de leur direction incidente, ne touchent que les deux chambres les plus internes d'un octant [2].

L'algorithme fondé sur l'information issue de la TEC utilise le signal de 14 des 54 fils de chaque secteur. Un module électronique rapide permet, en 11  $\mu$ s, de déterminer le nombre et l'impulsion des traces. On demande qu'au moins deux traces d'impulsion supérieure à 150 MeV forment un angle supérieur à 120 degrés dans le plan perpendiculaire au faisceau.

Les circuits électroniques des scintillateurs permettent de disposer rapidement de l'information sur la direction et le temps d'arrivée des particules. Le déclenchement demande que cinq scintillateurs au moins aient été touchés dans un intervalle de 13 ns. Il faut également que l'angle entre au moins deux scintillateurs soit supérieur à 45 degrés.

Par ailleurs, une voie du niveau I ouvre l'acquisition pour un croisement de faisceau sur 450000. Ce fonctionnement, dit d'ouverture sur faisceau, permet de disposer d'un ensemble d'événements "vides" pour vérifier le comportement de l'ensemble du détecteur et en particulier le bruit de chacun des sous-détecteurs.

Tous ces algorithmes de déclenchement dont certains se recoupent (le déclenchement sur une paire de muons se fera par les algorithmes TEC et chambres à muons, celui sur un événement bhabha par les algorithmes TEC et calorimètre ...) permettent de disposer d'une acquisition très efficace pour les événements où l'énergie détectée est proche de celle dans le centre de masse ( $\sim 99,9\%$ ). Nous verrons dans la suite que lorsque l'énergie totale déposée dans le détecteur est très inférieure à l'énergie dans le centre de masse (cas des photons isolés), l'efficacité est moindre. Si la décision du niveau I est positive, la digitalisation des signaux des détecteurs commence. Elle est faite en 500  $\mu$ s. Le taux de déclenchement du niveau I est de 0,1 Hz pour l'ouverture sur faisceau et la voie scintillateur, 1 Hz pour les voies luminosité et TEC et 1,3 Hz pour le canal muon. La voie énergie, quant à elle, sélectionne entre 1 et 3 événements par seconde suivant le niveau de bruit.

## 2) Les niveaux II et III du déclenchement

Le système de déclenchement du niveau I a été prévu pour fonctionner à un taux de 100 Hz avec un temps actif de 95 %. Le niveau II devait réduire ce taux à 10 Hz en utilisant l'information "analogique", le niveau III devant le ramener à quelques Hz en exploitant l'information dans la voie digitale. Dans ce schéma, le système de déclenchement traitait l'événement suivant, pendant que le système de lecture évacuait l'événement précédent. Ce découplage était réalisé par un ensemble de mémoires tampons judicieusement placées entre les différents niveaux de sélection [3].

Or, au moment de la mise en service du système de lecture du BGO, il s'est avéré que ceci ne pouvait fonctionner comme prévu : la lecture de l'événement induisait du bruit sur les voies analogiques, conduisant à un déclenchement sur l'événement suivant. Les seuils du premier niveau en énergie ont donc été considérablement augmentés ce qui a ramené le taux du premier niveau à 4 Hz environ (au lieu des 100 prévus initialement). Le niveau II, dans ces conditions, n'a pas été activé. Le niveau III au contraire, grâce à l'information digitale dont il dispose, permet de sélectionner plus finement les événements.

Le niveau III ne traite qu'une partie des événements sélectionnés par les algorithmes de premier niveau. Si une des voies muons, luminosité, scintillateur ou ouverture sur faisceau a émis une réponse positive, l'événement est transmis sans condition aux systèmes d'enregistrement. Si seules les voies calorimétriques ou TEC ont conduit au déclenchement, l'événement est analysé sur la base des informations des voies digitales sans soustraction des piédestaux.

Pour les calorimètres, on regroupe les voies d'électronique ayant reçu un signal de plus de 10 MeV suivant des amas d'énergie. Chaque amas, pour être ensuite pris en compte, doit comporter au moins un signal de plus de 70 MeV. Le canal photon isolé de niveau III requiert qu'un amas et un seul du BGO ait entre 3 et 80 cristaux et une énergie supérieure à 500 MeV. La voie énergie se fonde sur l'énergie reçue dans l'ensemble des calorimètres. Pour la partie centrale des détecteurs, on demande que l'énergie totale des amas préalablement définis soit supérieure à 12 GeV ; si tous les calorimètres sont pris en compte, on demande que l'énergie totale soit supérieure à 15 GeV. Une autre voie regroupe les amas situés dans des parties voisines des détecteurs en mini-jets. Si deux mini-jets sont observés dos à dos, l'énergie minimum de chacun d'entre eux est de 3 GeV. Lorsqu'il y a 2 mini-jets dont 1 au moins a une énergie supérieure à 5 GeV, l'événement est également accepté.

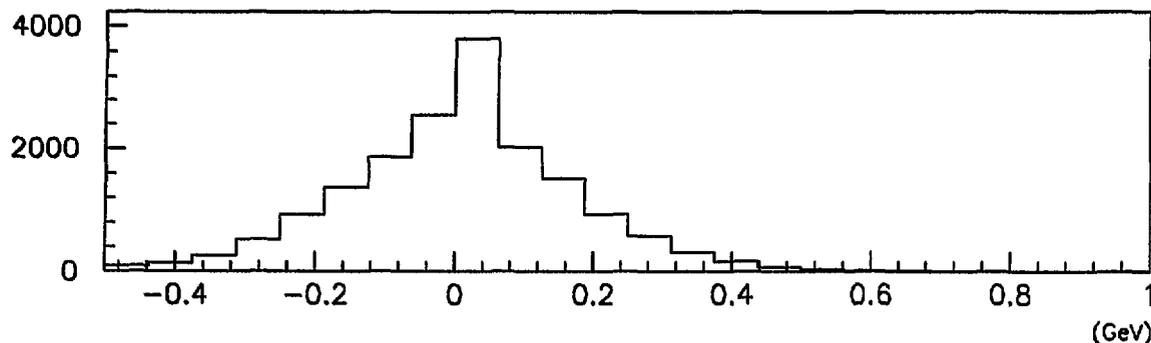
Si la sélection de l'événement s'est faite au niveau I sur la base de l'information TEC, on utilise alors la totalité de l'information digitalisée de celle-ci. On requiert une trace au moins correspondant soit à un amas dans le BGO, soit à une quantité de mouvement élevée. Les événements où deux traces sont observées dans des secteurs opposés de la TEC sont également acceptés.

Environ un événement sur deux parmi ceux traités par le niveau III est rejeté. Cependant, à des fins d'analyse et de vérification des algorithmes de niveau III, 1 événement sur 10 rejetés est conservé. Le taux d'événements transmis par le niveau III est de 3 à 4 Hz.

### 3) Efficacité de l'acquisition

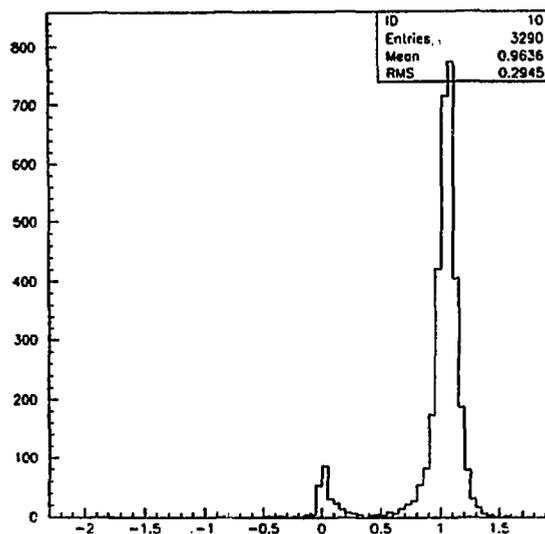
Le niveau I utilise l'information issue des FERA, alors que le niveau III utilise l'information digitale. Les coupures placées au niveau III sont larges et n'entraînent pas d'inefficacité sur les événements photons isolés. Nous nous intéresserons donc ici à l'efficacité du niveau I.

La figure 3.2 présente la distribution de l'énergie mesurée dans la voie de déclenchement pour des événements d'ouverture sur faisceau. On constate que la valeur moyenne de la distribution est piquée autour de 0 (en effet, les piédestaux sont soustraits) et que la largeur de la gaussienne correspond approximativement à 250 MeV. Aucun événement parmi les 18000 portés sur cette figure ne présente une énergie dans cette voie supérieure au biais (1 GeV).



**Figure 3.2 :** Distribution de l'énergie mesurée dans la voie de déclenchement pour 18000 événements d'ouverture sur faisceau.

La figure 3.3 montre la distribution du rapport  $E_{decl}/E_{dig}$  pour des événements hadroniques. On constate que cette distribution présente deux maxima. Le premier est observé autour de 0. Dans certains cas le signal obtenu sur la voie analogique pour un super-bloc est nul. Deux phénomènes peuvent conduire à cette situation. D'une part, le bruit corrélé sur un super-bloc peut produire un signal systématiquement supérieur au biais, dans ce cas le super-bloc n'est pas pris en compte, d'autre part, des super-blocs peuvent être momentanément déconnectés du système de lecture. Quelle que soit l'énergie d'une particule observée en ce point, elle ne conduira pas à un déclenchement. Le deuxième maxima a une valeur moyenne de 1,049 et un écart autour de celle-ci de 0,09. La dispersion autour de la valeur moyenne est due au bruit électronique observé sur les voies analogiques principalement. Elle entraîne une montée lente de l'efficacité autour de la valeur de coupure du déclenchement de niveau I.



**Figure 3.3 :** Rapport entre l'énergie mesurée dans la voie de déclenchement et l'énergie mesurée dans la voie digitale.

La figure 3.4 présente l'efficacité en fonction de l'énergie digitale observée simulée par un programme [4] fondé sur l'étude comparée de l'énergie digitale et de l'énergie FERA. Trois courbes sont présentes, la première montre l'effet des circuits électroniques de déclenchement (analogiques). On a tenu compte de la dispersion du rapport  $E_{decl}/E_{dig}$  autour de la valeur moyenne et des super-blocs morts. La deuxième courbe montre l'effet du point d'impact. Plus le point d'impact d'une particule est proche de la limite d'un super-bloc, plus l'énergie reçue par le super-bloc voisin sera importante. Si elle est supérieure au biais, le super-bloc correspondant sera pris en compte et pourra inhiber le déclenchement sur le signal du super-bloc central. Il faut aussi noter que, pour un point d'impact identique, une gerbe de 5 GeV déposera plus d'énergie dans le super-bloc voisin qu'une gerbe de 3 GeV en valeur absolue\*. Pour une position du point d'impact donnée, la décision du niveau I pourra être positive pour une gerbe de 3 GeV et négative pour une gerbe de 5 GeV. La courbe 2 montre la probabilité d'avoir une somme sur une ligne ou une colonne d'énergie supérieure à 1.5 GeV (digital). La courbe 3 est la convolution des deux précédentes. Elle présente donc les résultats, obtenus par une simulation prenant en compte les effets d'appareillage, sur l'efficacité de déclenchement de niveau I photon isolé en fonction de l'énergie mesurée dans la voie digitale\*\*.

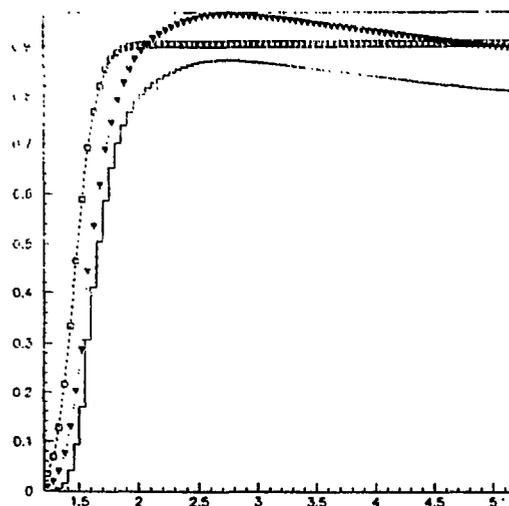


Figure 3.4 : Simulation de l'efficacité de déclenchement du niveau I photon isolé.

- Effet de la résolution en énergie dans la voie digitale et des super-blocs morts.
- ▼ Effet géométrique.
- Convolution.

La figure 3.5 présente les erreurs statistiques et systématiques sur cette simulation de l'efficacité. Ces erreurs sont dues à l'évolution au cours du temps du nombre de super-blocs morts, et à l'erreur statistique sur la valeur moyenne et l'écart quadratique moyen du rapport  $E_{decl}/E_{dig}$ .

\* En valeur relative, il n'en est rien puisque l'extension latérale d'une gerbe est indépendante de son énergie (chapitre 2).

\*\* Il s'agit ici de l'énergie dans la somme des neuf cristaux centraux entourant le cristal ayant reçu le plus d'énergie, corrections faites des pertes latérales et de l'évolution de la réponse du BGO au cours du temps.

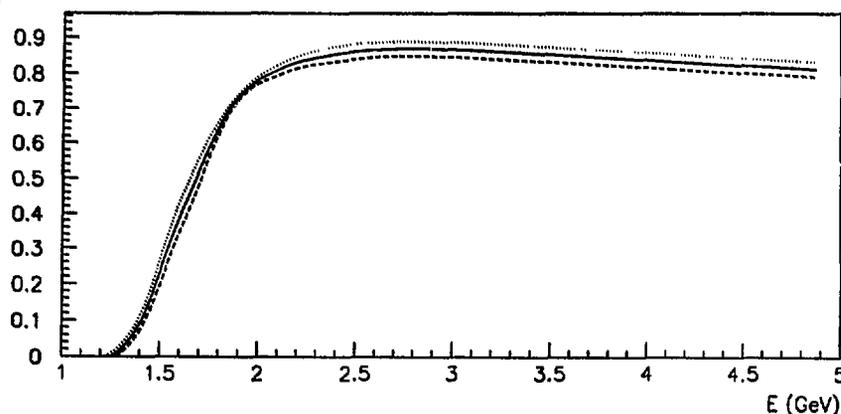


Figure 3.5 : Simulation de l'efficacité de déclenchement compte tenu des erreurs.

Nous avons cherché à mesurer l'efficacité en fonction de l'énergie et de la distribution angulaire des événements. Nous nous sommes donc intéressés aux événements dont la configuration permet leur sélection par deux algorithmes indépendants. Il s'agit principalement des événements radiatifs. Le photon est observé dans le calorimètre électromagnétique, alors que deux leptons (électrons ou muons) sont observés soit dans les chambres à muons, soit dans les parties latérales du détecteur (bouchons du calorimètre hadronique - HCAP - ou détecteur de luminosité).

Les algorithmes de déclenchement correspondants (muon, scintillateurs, TEC ou énergie à bas angle) ont permis la présence de ces événements dans l'échantillon retenu par notre algorithme de sélection. Pour étudier l'efficacité du déclenchement de niveau I des photons isolés, nous cherchons, parmi ces événements, la proportion de ceux qui ont été sélectionnés par cet algorithme.

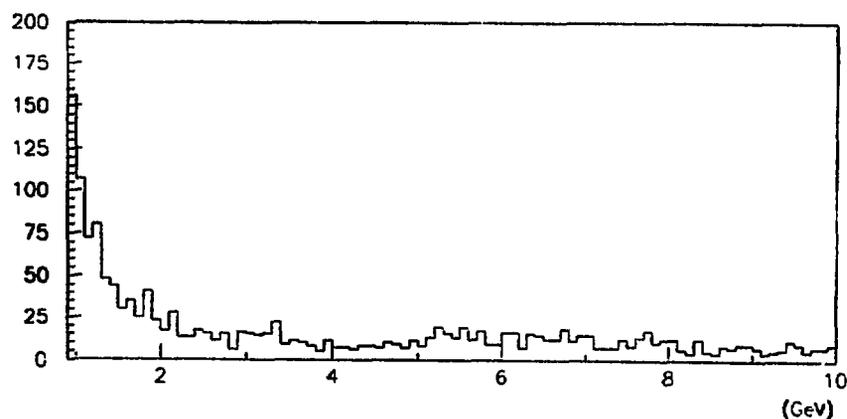


Figure 3.6 : Distribution de l'énergie dans le BGO des événements susceptibles d'avoir été sélectionnés par le niveau I photon isolé.

L'échantillon dont nous disposons pour cette étude comprend 14356 événements. La figure 3.6 montre la distribution de l'énergie\* observée dans le BGO pour ces événements. Parmi ceux-ci, 2444 ont été également sélectionnés par l'algorithme photon isolé (figure 3.7).

\* Contrairement à la courbe issue de la simulation présentée précédemment, l'énergie de cette courbe est celle de l'ensemble des cristaux de plus de 10 MeV entourant le cristal ayant reçu le plus d'énergie.

On calcule ensuite, pour chaque région en énergie, la proportion des événements ayant été sélectionné par l'algorithme de déclenchement photon isolé de niveau I. Ce calcul nous conduit à la figure 3.8 qui représente la variation de l'efficacité en fonction de l'énergie.

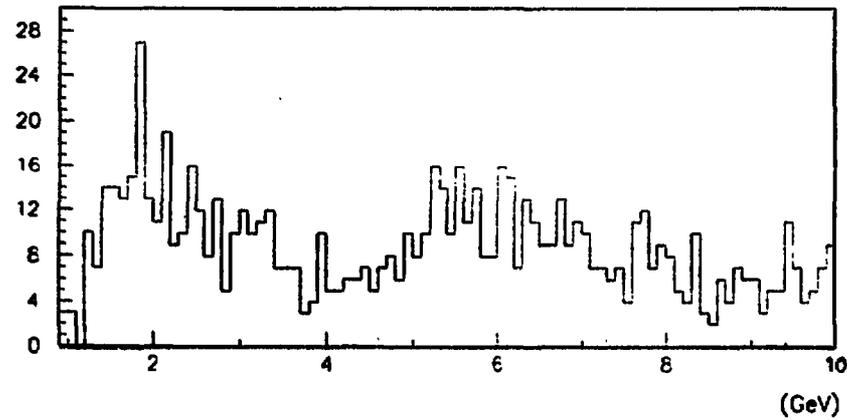


Figure 3.7 : Distribution de l'énergie dans le BGO des événements ayant été sélectionnés par le niveau I photon isolé.

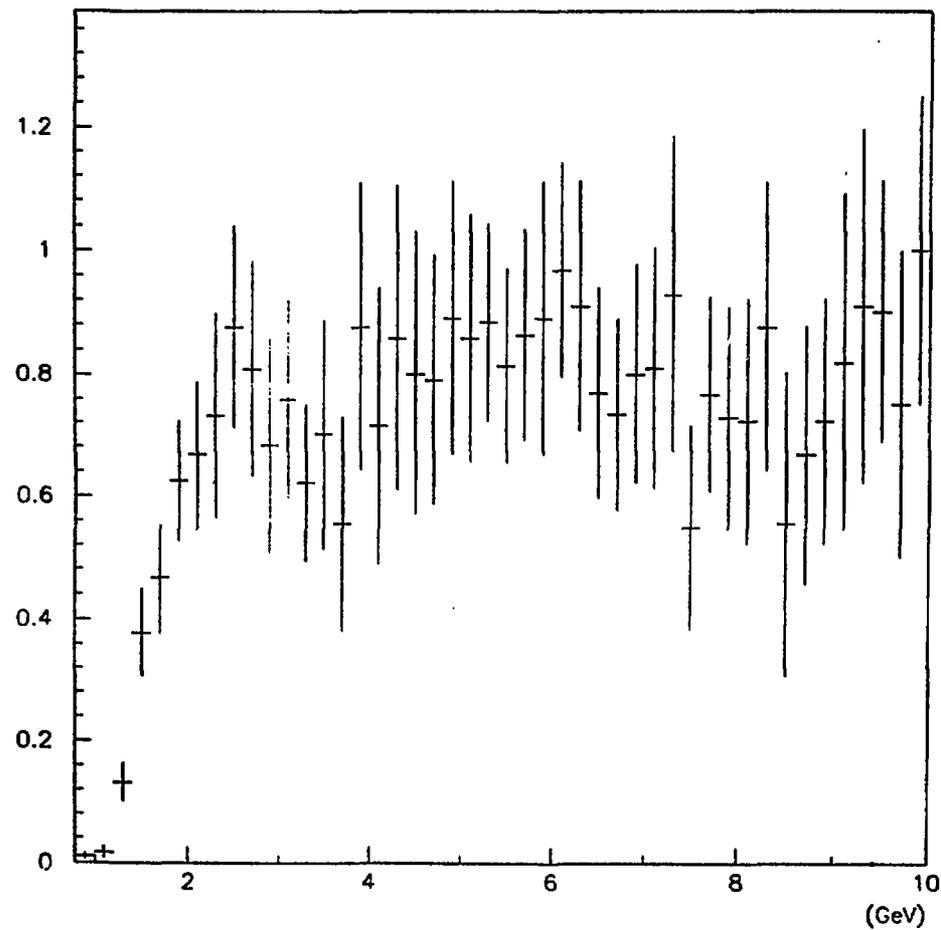
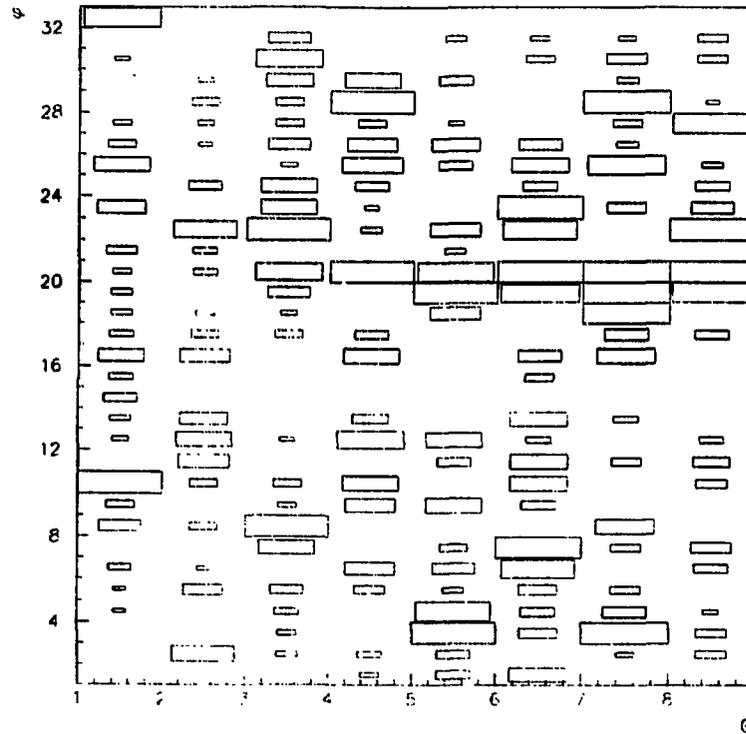


Figure 3.8 : Efficacité de déclenchement de niveau I photon isolé. (Rapport des deux courbes précédentes).

La figure 3.9 montre, pour chaque super-bloc (8 en  $\theta$  et 32 en  $\phi$ ), l'inefficacité du niveau I calculée d'une manière similaire à la méthode utilisée pour la figure 3.8. Plus la fraction des événements qui ont été sélectionnés par l'algorithme de niveau I est faible, plus la "boîte" correspondante a une taille importante. Les super-blocs morts sont clairement visibles.



**Figure 3.9 :** Efficacité de déclenchement de niveau I photon isolé : répartition suivant les super-blocs. (La taille de la boîte est inversement proportionnelle à l'efficacité).

Au vu des figures 3.5 et 3.8 plusieurs remarques s'imposent. Le nombre des événements susceptibles d'être sélectionnés par l'algorithme de déclenchement photon isolé est faible si on considère une zone en énergie. Une comparaison précise des deux courbes est donc difficile. Un algorithme de déclenchement nouveau permettra, en 1991, de disposer d'une statistique beaucoup plus importante pour mesurer l'efficacité du niveau I photon isolé. Les conditions demandées seront qu'une trace TEC ait été observée en même temps qu'un dépôt d'énergie supérieure à 20 GeV dans un quelconque des luminomètres.

## B - Algorithme de sélection des événements photons isolés

Lorsqu'une décision positive est intervenue aux premier et troisième niveaux de déclenchement, l'information issue des microprocesseurs de chaque détecteur est centralisée par un VAX 780 pour chaque sous-détecteur. Ces ordinateurs permettent également de vérifier que tout se passe normalement pendant la prise de données. Un ordinateur est chargé de la centralisation et de l'écriture sur bande des événements. Environ une centaine d'événements, chacun comportant en moyenne 100 octets, est écrite par minute sur bande.

La reconstruction et la sélection sont faites sur cet ordinateur. La reconstruction consiste à regrouper l'information donnée en plusieurs points du détecteur et à la confronter à celle de la base de données. Pour le BGO, par exemple, on calcule l'énergie reçue dans chaque cristal en soustrayant le piédestal au signal de la voie digitale, puis en multipliant le résultat par les constantes de calibration. On obtient ainsi l'énergie de chaque cristal. On ne retient que ceux dont l'énergie est supérieure à 2 MeV. Des groupements autour de maxima locaux sont ensuite réalisés. Pour la TEC, on associe plusieurs fils touchés pour reconstruire la trace des particules chargées. On calcule ensuite la quantité de mouvement et l'angle de cette trace.

Ces informations, qui permettent de déduire la nature, la localisation et l'énergie des particules sont ensuite utilisées par les algorithmes de sélection. Chaque groupe de personnes travaillant sur un type de réaction a établi l'algorithme adéquat. La description de l'algorithme du groupe photon isolé fait l'objet de cette partie du troisième chapitre.

### 1) Pourquoi se baser sur le BGO ?

Notre échantillon final d'événements doit être constitué de photons isolés, c'est-à-dire du point de vue du signal observé dans les détecteurs, d'un amas d'énergie faible dans le BGO en excluant tout autre signal. Nous avons choisi pour notre sélection une optique basée principalement sur le calorimètre électromagnétique pour deux raisons.

La première raison est que confondre le signal avec le bruit pour un détecteur (par exemple le calorimètre hadronique) peut conduire à perdre des événements. La seconde et principale raison (chapitre 1, page 34 et suivantes) est que nous souhaitons étudier de la manière la plus semblable possible le signal (photon isolé) et le signal secondaire (électron isolé ou événements radiatifs). Tous ces types d'événements, s'ils diffèrent par le nombre de traces chargées, l'énergie dans le calorimètre hadronique et le nombre de muons reconstruits, ont en commun une gerbe électromagnétique d'énergie faible et une seule dans le BGO.

### 2) Description de l'algorithme

Le but de cet algorithme est de sélectionner les dépôts d'énergie correspondant à l'interaction d'une particule électromagnétique et d'une seule dans le BGO. Nous devons donc différencier les dépôts dus au bruit électronique des dépôts correspondant à l'interaction d'une particule (ces derniers sont appelés dans la suite dépôts significatifs). Les critères utilisés doivent être d'une grande efficacité dans chacun des deux cas, puisque notre algorithme de sélection des événements demande la présence d'un dépôt significatif et un seul. Si un dépôt dû à l'interaction d'un photon n'est pas reconnu comme significatif, l'événement sera rejeté.

## 12 Chapitre 3

Si un dépôt dû au bruit électronique est considéré comme significatif, et qu'un photon produit un autre dépôt significatif, l'événement sera rejeté. On voit donc que la définition des critères utilisés pour classer les dépôts comme significatifs ou dus au bruit électronique doit être faite avec le plus grand soin.

Ce paragraphe est divisé en plusieurs parties. Après avoir décrit les informations dont nous disposons, nous décrivons les critères retenus pour déclarer qu'un dépôt significatif est présent. La troisième partie présentera les critères utilisés pour rejeter les dépôts dus à du bruit électronique. Nous terminerons par la présentation de toutes les étapes de la sélection.

### a/ Informations utilisées

L'information disponible dans les données que nous analysons concerne la position et l'énergie de tous les cristaux du calorimètre dont l'énergie est supérieure à 2 MeV. Les cristaux ayant reçu une énergie supérieure à 10 MeV sont répartis en groupes appelés "bosses"\* d'énergie totale supérieure à 40 MeV entourant des maxima locaux. Les bosses contiguës sont groupées en "amas". Ces amas peuvent contenir une ou plusieurs bosses. Nous disposons de plusieurs valeurs relatives à ces bosses : la position du centre de gravité, l'énergie totale  $E_b$ , l'énergie et la position du maximum, la somme de l'énergie des deux cristaux d'énergie la plus élevée  $\Sigma_2$ , et la somme des 9 ou 25 cristaux entourant le maximum. Pour les amas, on dispose en outre du nombre de bosses qu'ils contiennent. Il convient de préciser que les valeurs  $E_b$  et  $\Sigma_2$  sont calculées sur les cristaux qui ont une énergie supérieure à 10 MeV, alors que les valeurs  $\Sigma_{25}$  et  $\Sigma_9$  sont calculées pour les cristaux d'énergie supérieure à 2 MeV.

### b/ Définition des dépôts significatifs

Le principal critère utilisé pour définir les bosses significatives est :

$$0,2 < \Sigma_2/E_b < 1.$$

On observe sur les figures 3.10 et 3.11 les distributions des rapports  $\Sigma_2/E_b$  et  $\Sigma_2/\Sigma_{25}$  pour des électrons du faisceau test à 180 MeV et des photons simulés de 2 GeV respectivement. On remarque que la figure 3.10 présente une accumulation d'événements pour lesquels le rapport  $\Sigma_2/E_b$  est égal à 1. Ces événements correspondent au cas, fréquent à cette énergie (50 % des cas), où seulement deux cristaux ont reçu une énergie supérieure à 10 MeV. La somme sur les 25 (calculée sur les cristaux dont l'énergie est supérieure à 2 MeV) peut avoir une valeur supérieure à la somme des deux cristaux. Le rapport  $\Sigma_2/\Sigma_{25}$  sera alors inférieur à 1.

---

\* Traduction approximative et contestable du mot anglais "bump".

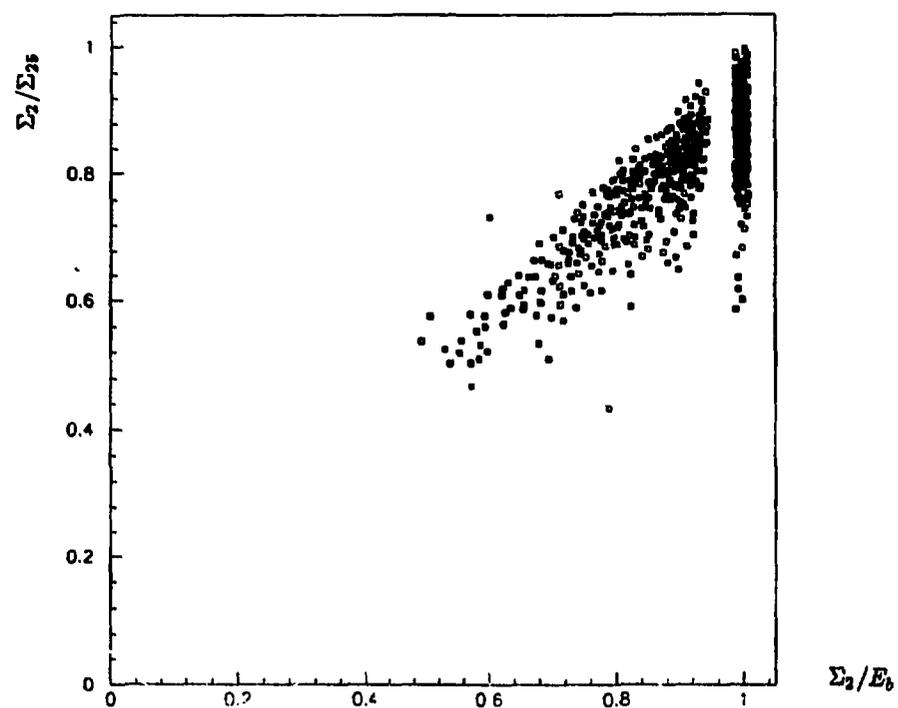


Figure 3.10 : Distribution du rapport  $\Sigma_2/\Sigma_{25}$  en fonction du rapport  $\Sigma_2/E_b$  pour des électrons des tests à 180 MeV.

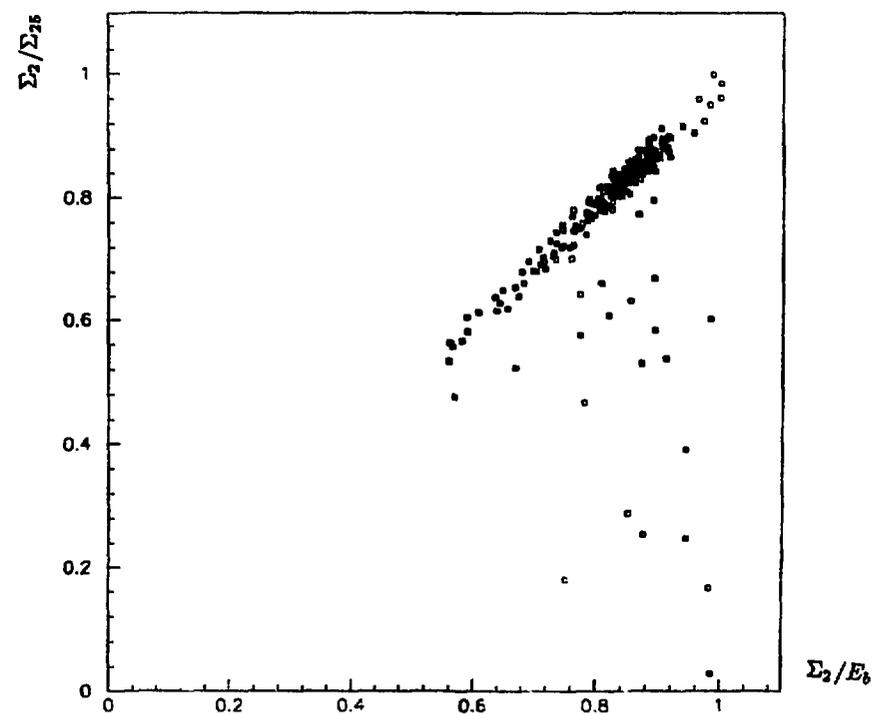


Figure 3.11 : Distribution du rapport  $\Sigma_2/\Sigma_{25}$  en fonction du rapport  $\Sigma_2/E_b$  pour des photons simulés de 2 GeV.

On observe de plus, une corrélation entre les deux rapports. Le nombre de cristaux – d'énergie supérieure à 10 MeV – de la bosse augmentant avec l'énergie des particules incidentes, la différence entre  $E_b$  et  $\Sigma_{25}$  diminue. Ceci explique le fait que la dispersion autour de l'axe de corrélation soit moins importante sur la figure 3.11 que sur la figure 3.10. A 2 GeV, certains points se trouvent en-dessous de cet axe. Il semble que ceux-ci correspondent au cas où l'amas contient plusieurs bosses.  $\Sigma_{25}$  est alors plus grand que  $E_b$ . Aucun événement des ces deux figures ne présente un rapport  $\Sigma_2/E_b$  inférieur à 0,5 et a fortiori, à 0,2.

Nous verrons dans le paragraphe suivant que la coupure supérieure est très efficace pour rejeter certain type de bruit électronique. Il convient cependant de corriger l'inefficacité qu'elle entraîne à basse énergie. Cette inefficacité provient du fait qu'à 180 MeV, par exemple, le nombre de cristaux d'énergie supérieure à 10 MeV est faible. Utiliser les informations des sommations sur 9 ou 25 cristaux entourant le cristal ayant reçu le plus d'énergie permet de surmonter cette difficulté puisque ces sommations portent sur tous les cristaux d'énergie supérieure à 2 MeV. On utilise la variable  $R_9$  qui correspond à la différence entre l'énergie dans la somme des neuf et l'énergie contenue dans les deux cristaux ayant reçu le plus d'énergie, divisée par l'énergie dans la matrice de neuf cristaux entourant le cristal central :

$$R_9 = \frac{\Sigma_9 - \Sigma_2}{\Sigma_9}.$$

On trouvera, sur la figure 3.12, la distribution de cette variable pour les électrons du faisceau de 180 MeV dont le rapport  $\Sigma_2/E_b$  est supérieur à 1.

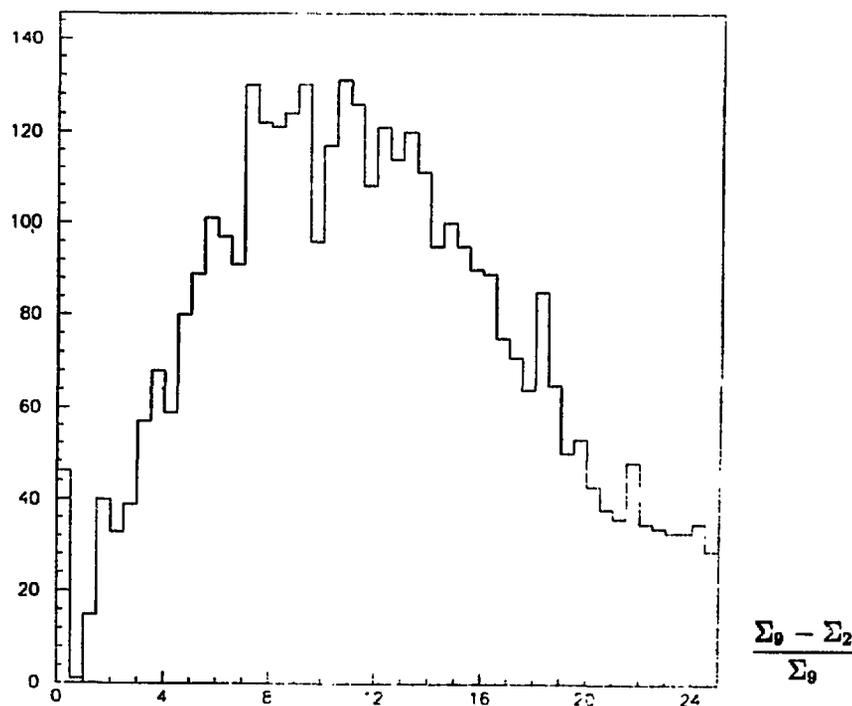


Figure 3.12 : Distribution du rapport  $(\Sigma_9 - \Sigma_2) / \Sigma_9$  pour des électrons des tests à 180 MeV.

Si ce paramètre à une valeur supérieure à 3 %, nous considérons la bosse non comme significative – puisqu'elle ne franchit pas la coupure sur le rapport  $\Sigma_2/E_b$  –, mais comme auxiliaire. Nous verrons dans la suite l'utilité de cette distinction. Si le rapport est inférieur à 3 %, les cristaux voisins du cristal central n'ont pas reçu d'énergie ce qui correspond à un cristal bruyant. La bosse n'est pas considérée.

Par ailleurs, une étude des événements  $e^+e^-$  observés dans le détecteur électromagnétique nous a montré que la proportion de bosses dites satellites est importante. Ces bosses (appartenant à un même amas) sont voisines d'une autre, et leur configuration nous permet de penser qu'elles sont liées à la gerbe produite par une seule particule. Deux phénomènes peuvent conduire à cette situation. Le premier, phénomène physique prédit par la simulation, consiste en l'émission d'un photon qui parcourt une distance suffisante pour créer ensuite sa propre gerbe. Le second phénomène est dû à l'existence de voies électroniques défectueuses (cristaux "morts", considérés comme d'énergie nulle) dans le détecteur. La présence d'un cristal mort parmi ceux touchés par une gerbe peut conduire à la reconstruction de deux bosses. Dans ces deux cas, à l'interaction d'une particule unique seraient associées deux bosses significatives ce qui conduirait au rejet de l'événement. Pour limiter l'inefficacité due à ces phénomènes, si la distance entre deux bosses est inférieure à 12 cm, seule celle d'énergie la plus élevée est considérée comme significative.

### c/ Définition des dépôts dus au bruit électronique

Plusieurs configurations peuvent être liées à du bruit électronique. On peut distinguer le cas où un cristal isolé bruite, le cas du bruit corrélé important (conduisant à un signal supérieur à 2 MeV par cristal) et le dernier cas qui est une combinaison des deux précédents : un cristal de signal important (quelques dizaines de MeV) entouré de cristaux soumis à un fort bruit corrélé. Le premier type de bruit est éliminé par la coupure placée à 1 sur le rapport  $\Sigma_2/E_b$  et à 3 % sur le rapport  $R_\theta$ . La majorité des seconds cas sont écartés par  $\Sigma_2/E_b < 0,2$ . En effet, le nombre de cristaux observés dans une bosse de ce type est grand et le signal recueilli dans les deux cristaux dont le signal est le plus important n'est que très peu supérieur à celui des autres cristaux.

La figure 3.13 est une représentation bidimensionnelle des rapports  $\Sigma_2/E_b$  et  $\Sigma_2/\Sigma_{25}$  pour des bosses enregistrées au LEP sans aucune sélection. La majorité des bosses est donc due à du bruit électronique. On constate qu'une part importante des bosses ont un rapport  $\Sigma_2/E_b$  égal à 1. Ce sont celles qui sont liées au premier type de bruit électronique décrit ci-dessus. D'autres bosses ont un rapport  $\Sigma_2/E_b$  inférieur à la valeur minimum de 0,2. Ce sont celles qui sont dues à un fort bruit corrélé.

Les bosses liées au troisième type de cas sont plus difficiles à reconnaître comme telles. La présence d'un signal important dans un des cristaux porte le rapport  $\Sigma_2/E_b$  au delà de la coupure inférieure, et le signal (même faible) recueilli dans les cristaux voisins augmente  $E_b$ , de telle sorte que la coupure  $\Sigma_2/E_b < 1$  est inefficace pour rejeter ces bosses.

Cependant, nous savons que lorsqu'un cristal bruite pour un événement, cela a toutes les chances de se reproduire. Or, notre sélection s'opère continuellement sur tous les événements d'une bande magnétique. Nous enregistrons, à chaque nouvel événement entrant dans notre procédure de sélection, les cristaux qui sont des maxima locaux. Au bout d'un certain nombre d'événements, nous disposons donc d'une banque contenant l'identificateur de tous les cristaux

centraux de toutes les bosses observées auparavant. Parmi elles un certain nombre sont dues à des cristaux bruyants. Un rapide calcul permet de comparer la fréquence d'apparition du cristal central de la bosse avec une fréquence liée à un processus physique. On peut supposer que ceux-ci sont aléatoirement distribués sur toute la surface du détecteur. Un dépôt physique se produit donc au même point du détecteur environ toutes les 8000 fois. Si la fréquence est supérieure à celle attendue pour un processus physique, l'événement est rejeté. Nous désignons ce critère sous le nom de "récursivité".

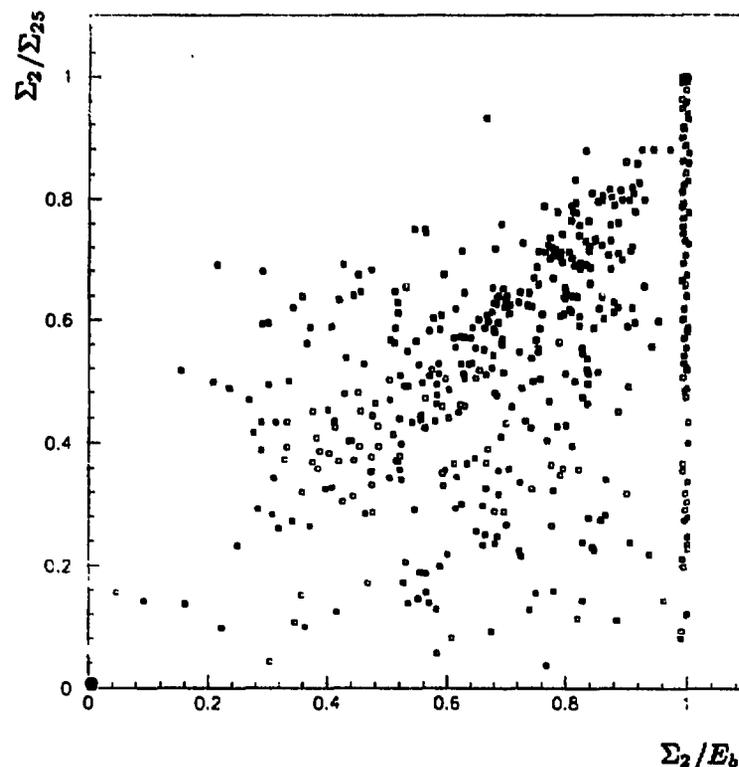


Figure 3.13 : Distribution du rapport  $\Sigma_2/\Sigma_{25}$  en fonction du rapport  $\Sigma_2/E_b$  pour des données LEP sans aucune sélection.

#### d/ Algorithme

L'algorithme que nous utilisons pour sélectionner les candidats photons uniques lors de l'année 1990 comportait plusieurs étapes. On en trouvera un schéma sur la figure 3.14. Pour chaque événement, on compte le nombre de bosses significatives. On applique ensuite des coupures permettant d'affiner l'échantillon.

Une étape préalable a pour but de rejeter les événements cosmiques. Lorsqu'une particule cosmique entre dans l'atmosphère terrestre, une gerbe se produit, conduisant à un grand nombre de particules dont seuls les muons sont observables par un détecteur souterrain comme L3. Ces muons ont un instant d'arrivée dans le détecteur, point d'impact et un angle d'incidence grosso modo aléatoires. Certains d'entre eux produisent à leur tour des gerbes dans le matériau du calorimètre électromagnétique.

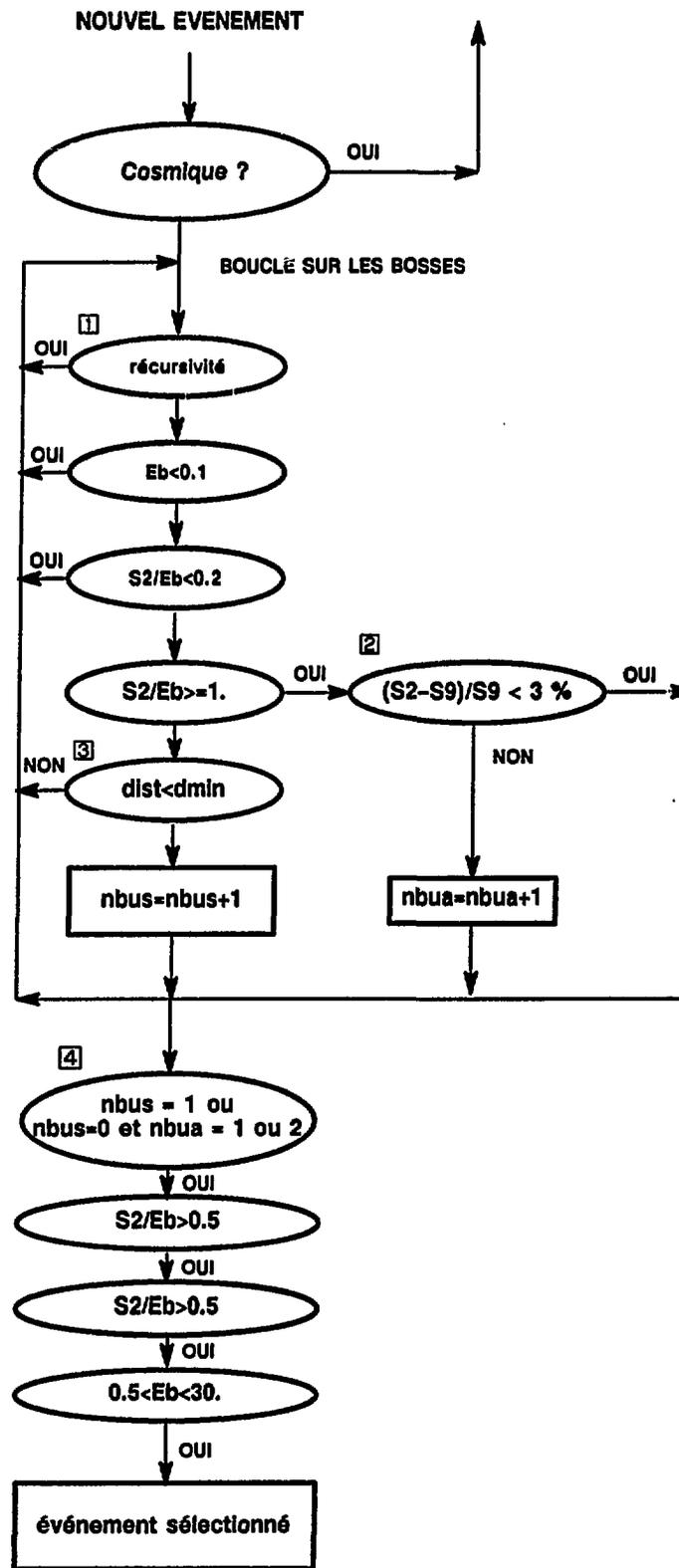


Figure 3.14 : Schéma de l'algorithme de sélection.

Nous devons distinguer plusieurs catégories d'événements cosmiques. La première est constituée des muons cosmiques dont l'interaction dans le détecteur se produit lorsque l'ensemble de l'appareillage enregistre les signaux. Si la direction et l'instant d'entrée dans le détecteur des muons le permettent, il y aura alors une (ou plusieurs) trace muon reconstruite. Si la direction des muons incidents est telle qu'ils ne sont pas détectés par les chambres à muons, alors la forme de la bosse résultante dans le BGO permet, comme nous le verrons par la suite, de les discriminer. La dernière catégorie des événements est constituée des muons dont l'angle d'incidence dans le détecteur est tel que les chambres à muons peuvent les détecter ; mais leur instant d'arrivée dans le détecteur correspond à une période où les chambres à muons ne sont pas ouvertes pour un enregistrement complet, alors que la voie digitale du BGO intègre le signal reçu. Pour la description des critères utilisés pour étudier cette dernière catégorie d'événements, on se reportera à l'annexe.

Pour rejeter une partie des événements cosmiques de la première catégorie définie ci-dessus, nous avons choisi d'utiliser un sous programme basé sur la distance entre la trace reconstruite à partir des chambres à muons et le vertex [5]. Les événements cosmiques présentant des traces muons reconstruites et survivant à cette coupure sont ceux qui passent au voisinage du vertex. Il sont facilement identifiables par la suite. L'utilisation de ce critère de réjection des événements cosmiques élimine deux tiers des événements étudiés par l'algorithme.

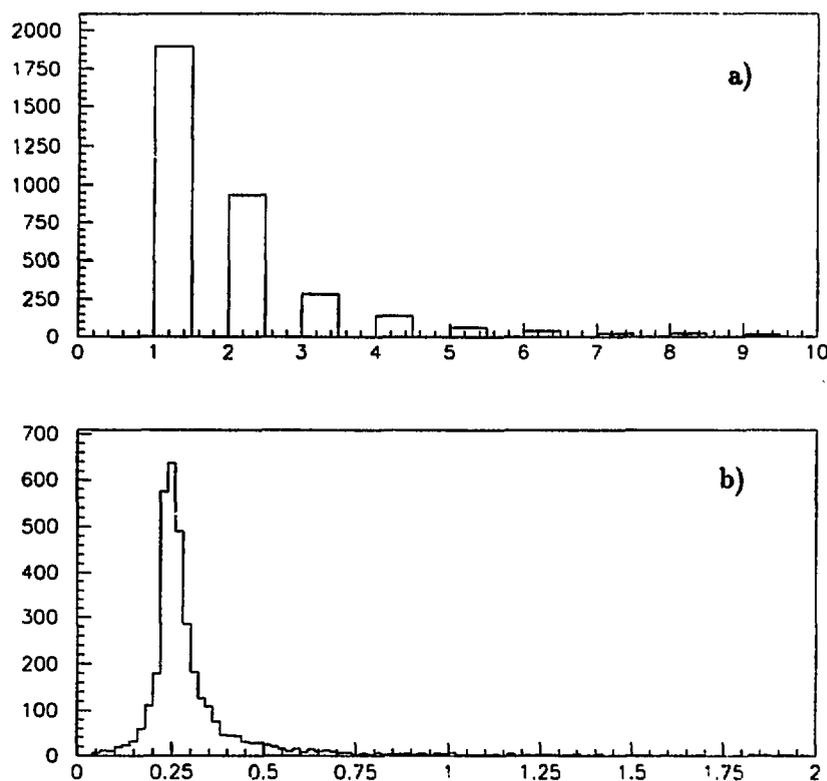
La boucle sur toutes les bosses observées dans le BGO commence ensuite. On vérifie d'abord que l'apparition de cette bosse n'est pas due à un bruit à l'aide du critère de "récurtivité" décrit ci-dessus. Une coupure sur la somme de l'énergie du cristal ( $E_b > 0,12$  GeV) permet également d'éliminer des bosses dues au bruit électronique. On décide ensuite si la bosse est significative en appliquant les coupures hautes et basses sur le rapport  $\Sigma_2/E_b$  définies comme ci-dessus. Si la bosse est rejetée par la coupure supérieure ( $\Sigma_2/E_b < 1$ ), on calcule la variable  $R_0$  qui permet de s'assurer qu'elle provient d'un cristal bruyant (point 2 du schéma). Si tel n'est pas le cas, elle est comptabilisée comme auxiliaire. Si la bosse franchi les coupures sur le rapport  $\Sigma_2/E_b$  et qu'elle est située à une distance inférieure à 12 cm d'une bosse significative précédemment enregistrée, elle n'est pas considérée comme significative (point 3). On termine la boucle en incrémentant le nombre de bosses significatives.

Une fois l'analyse de toutes les bosses faite, on place différentes coupures (point 4). Nous cherchons à sélectionner des événements où seul un photon a interagi dans le détecteur. On demande donc que le nombre de bosses significatives (au sens de la définition précédente) soit strictement égal à 1 ou, s'il est nul, que le nombre de bosses auxiliaires soit égal à 1 ou 2. Cette coupure rejette les neuf dixièmes des événements ayant survécu à la coupure précédente.

Une seconde coupure sur le rapport  $\Sigma_2/E_b$  est mise à 0,5. Pour éliminer une partie des muons cosmiques de la deuxième catégorie, on utilise un critère basé sur la corrélation de la gerbe suivant les deux axes  $\theta$  et  $\varphi$  du BGO. Si une forte corrélation est observée la gerbe est alors de forme elliptique suivant un des deux axes, ce qui correspond au cas des muons cosmiques traversant le détecteur sans passer par les chambres à muons. Une dernière coupure sur l'énergie de l'amas nous permet d'affiner l'échantillon. Un dixième seulement des événements franchissant les coupures sur les traces muons et le nombre de bosses significatives sont conservés après ces dernières coupures, ce qui conduit à environ 5000 événements sélectionnés par picobarn inverse environ.

### 3) Efficacité de l'algorithme de sélection

Les événements de l'échantillon  $\mu^+\mu^-$  sont intéressants pour déterminer l'efficacité de notre algorithme de sélection. On trouvera sur les figures 3.15 les distributions d'énergie déposées dans le BGO et le nombre de cristaux touchés par les muons d'un de ces échantillons. La distribution en énergie peut être assimilée à une courbe de Landau typique de l'interaction d'une particule au minimum d'ionisation. On voit que dans la plupart des cas, la bosse créée au passage d'un muon n'est pas considérée comme significative par notre algorithme puisqu'elle a moins de trois cristaux. Cependant, dans certains cas, l'énergie et le nombre de cristaux de la bosse située sur la trajectoire du muon peuvent franchir ces coupures. De même, si un photon radiatif est observé (colinéaire ou non avec un muon), l'événement sera sélectionné par l'algorithme photon isolé.



**Figure 3.15 :** Distribution :  
 a) du nombre de cristaux touchés  
 b) de l'énergie déposée de l'amas provoqué par le passage du muon.

On utilise un échantillon d'événements obtenus par la sélection des événements  $\mu^+\mu^-(\gamma)$ . Cet échantillon comprend 1964 événements qui comportent des traces muons compatibles avec un dépôt dans au moins un autre des sous-détecteur. Le nombre de traces de ce type doit être égal à deux.

Parmi eux, 453 événements présentent une bosse et une seule de plus de deux cristaux et de plus de 400 MeV, et 444 ont été retenus par notre algorithme de sélection. L'absence de ces neuf événements a été expliquée comme suit :

- 3 événements ont été rejetés par l'algorithme de réjection des cosmiques. En effet, les traces reconstruites des muons passent loin du vertex (III-B),
- pour 3 événements, l'amas du photon est déformé par le voisinage du cristal touché par le muon. Le critère de forme les rejette,
- 1 d'entre eux comprend un amas (dû à un photon radiatif) avec un cristal mort au centre de cet amas. Le rapport  $\Sigma_2/E_0$  est inférieur à 0,5,
- un autre contient un amas dû au muon et déformé par une série de cristaux bruyants appartenant à une même carte d'électronique. Cet événement est rejeté par le critère de forme,
- le dernier événement est rejeté par le critère de "récursivité" tel qu'il a été décrit (page 15 de ce chapitre). En effet, le nombre des événements lus au préalable par l'algorithme de sélection de nos événements comportaient un amas autour du cristal central de l'amas significatif de cet événement.

Les six premiers événements ont été rejetés à cause des traces des muons ou de l'impact du muon dans le calorimètre électromagnétique. Cette inefficacité n'entre pas dans l'inefficacité de la sélection des photons isolés. Les trois événements suivants doivent au contraire être pris en compte dans le calcul de notre efficacité de sélection. L'élimination des trois derniers événements peut avoir lieu également sur des événements photons isolés. Elle doit donc être prise en compte dans notre calcul d'inefficacité. Celle-ci est donc de :

$$\bar{\epsilon} = \frac{3}{453} < 1\%.$$

L'analyse des événements d'ouverture sur faisceau nous a montré que pour un d'entre eux (sur 10000 environ), une bosse est vue comme significative (elle est due au bruit électronique). Un autre événement a été interprété comme un muon cosmique laissant un dépôt significatif dans le BGO. Ces deux événements, s'ils se produisent fortuitement en coïncidence avec un événement photon isolé peuvent conduire à rejeter l'événement. L'inefficacité résultante est inférieure à un pour mille.

L'algorithme de sélection des candidats photons isolés présente donc une efficacité supérieure à 99 % bien que les contraintes (bruit électronique dans le détecteur important pendant certaines périodes, et recherche d'un signal d'énergie faible) soient très fortes.

## C - Classement des événements en plusieurs catégories

Le nombre d'événements sélectionnés par l'algorithme décrit ci-dessus est de 5000 par inverse picobarn. Parmi ceux-ci, on peut distinguer des événements où l'amas qui a conduit à la sélection est lié à une particule électromagnétique et ceux où cet amas est dû à l'interaction d'un muon du rayonnement cosmique dans le matériau du BGO. S'il s'agit d'un événement cosmique, nous pouvons le rejeter par la forme de l'amas. Nous présenterons ces critères dans la première partie de ce paragraphe.

Si la particule est électromagnétique, plusieurs cas peuvent se présenter suivant que c'est une particule neutre (un photon) qui ne laisse pas de trace dans la chambre interne, où une particule chargée. De plus, les autres détecteurs (luminomètre et calorimètre hadronique) nous permettent de déterminer si cette particule est ou non accompagnée de une ou de deux autres. Les critères utilisés pour discriminer ces deux derniers cas seront présentés dans la deuxième partie de ce paragraphe. Nous terminerons cette partie en présentant les critères retenus pour sélectionner les photons et électrons isolés.

Cependant, il convient de préciser un point de langage avant d'aborder les critères de classification. Dans la suite, on utilisera de manière non indifférente les adjectifs "isolé" et "unique". Les événements photon (ou électron) unique sont ceux pour lesquels aucun autre dépôt d'énergie significatif est observé dans l'ensemble du détecteur. Les événements photon (ou électron) isolés satisfont les mêmes conditions sur le dépôt significatif observé dans le BGO que les événements dits "unique". S'ils doivent également ne pas présenter de trace muon reconstruite et aucune trace TEC – ou une seule pour les électrons – on ne pose pas, en revanche, de condition sur le signal reçu dans les détecteurs situés à petit angle (luminomètre et calorimètre hadronique).

### 1) Critère de forme de l'amas observé dans le BGO

Nous avons défini ci-dessus trois catégories de muons cosmiques : ceux dont le temps d'arrivée dans le détecteur et la direction incidente permettent la reconstruction d'une trace muon, ceux dont la direction est identique aux précédents mais dont le temps d'arrivée – s'il permet parfois l'enregistrement de certains points d'impacts, notamment dans les chambres en  $z$  – ne permet pas la reconstruction d'une trace muon, enfin ceux, quelque soit leur instant d'arrivée dans le détecteur, qui ont une direction incidente telle qu'ils échappent totalement à la détection par les chambres à muons et laissent une gerbe de forme elliptique dans le BGO. La première coupure de l'algorithme présenté précédemment consiste à rejeter tous les événements qui comportent une ou plusieurs traces muons ne passant pas par le vertex. L'annexe présente la méthode retenue pour rejeter les événements de la deuxième catégorie. Il nous faut donc maintenant présenter le critère de forme utilisé pour discriminer les gerbes de forme elliptique.

L'énergie reçue par un des cristaux d'un amas et la position de celui-ci nous permettent de déterminer la forme d'une gerbe. Une particule de direction incidente parallèle à l'axe des cristaux déposera, aux fluctuations latérales près, autant d'énergie dans tous les cristaux de même distance avec le point d'impact. Au contraire, dans le cas extrême où l'axe de la gerbe est perpendiculaire à celui des cristaux, la forme de l'amas produit sera allongée car l'extension longitudinale d'une gerbe est supérieure à l'extension latérale dans un matériau comme le BGO.

Nous avons déjà présenté un critère de forme que nous avons appelé facteur de corrélation suivant les axes  $\theta$  et  $\phi$ . Il consiste à chercher si l'énergie déposée suivant l'angle  $\theta$  est identique à celle déposée suivant l'angle  $\phi$ . Le facteur de corrélation prend des valeurs entre -1 et 1. Si l'axe  $\theta(\phi)$  est axe principal de l'amas, le facteur de corrélation sera proche de 1(-1). Si la gerbe est ronde, le facteur de corrélation est proche de 0. Cependant, si un des axes principaux de l'amas est proche d'une des médiatrices, on obtiendra également un facteur de corrélation très faible.

Nous avons donc cherché une autre méthode pour calculer un critère de forme indépendant de l'axe de la gerbe. Il s'agit du rapport des valeurs propres de la matrice de second moment [6]. Cette matrice peut s'écrire :

$$M = \begin{pmatrix} \sum_i x_i^2 E_i & \sum_i x_i y_i E_i \\ \sum_i x_i y_i E_i & \sum_i y_i^2 E_i \end{pmatrix}$$

où  $x_i(y_i)$  est la position suivant l'axe  $\theta(\phi)$  du cristal  $i$  par rapport au barycentre de l'amas, et  $E_i$  l'énergie déposée dans ce cristal. La sommation court sur tous les cristaux de la gerbe dont l'énergie supérieure à 2 MeV. On cherche ensuite les valeurs propres de cette matrice qui sont une bonne mesure de l'extension de la gerbe suivant ses deux axes principaux. On choisit ensuite le rapport le plus faible entre ces deux valeurs propres ( $\lambda_1/\lambda_2$  ou  $\lambda_2/\lambda_1$ ). Il est compris entre 0 et 1. Plus il est proche de 1, plus l'extension suivant un des axes principaux de la gerbe est voisine de celle suivant l'autre axe principal. Ce cas correspond à une gerbe ronde. Si l'extension suivant un des axes est très supérieure à celle suivant l'autre axe, (cas d'une gerbe très allongée), le rapport sera proche de 0. Cependant, les fluctuations dans le développement latéral d'une gerbe de faible énergie sont grandes, en raison du nombre de processus mis en jeu dans une gerbe de ce type. Nous ne calculons donc pas ce rapport lorsque le nombre de cristaux d'une gerbe est inférieur ou égal à 6.

On trouvera sur la figure 3.16 la distribution de ce rapport de valeur propre pour des amas produits par des électrons de 45 GeV environ. Cette figure présente également le facteur de corrélation et une représentation bidimensionnelle de ces deux paramètres. On constate qu'à ces énergies et pour ce type de particules, les deux critères montrent que la gerbe est ronde. Ceci n'est pas vérifié pour des amas quelconques comme on le voit sur la figure 3.17 qui présente les mêmes figures pour l'ensemble des amas sélectionnés par notre algorithme. On constate sur cette dernière figure que, pour certains amas, le facteur de corrélation est proche de 0, de même que le rapport des valeurs propres de la matrice de second moment. Ces amas sont ceux dont l'extension longitudinale suivant une des médiatrices est plus importante que suivant l'axe perpendiculaire.

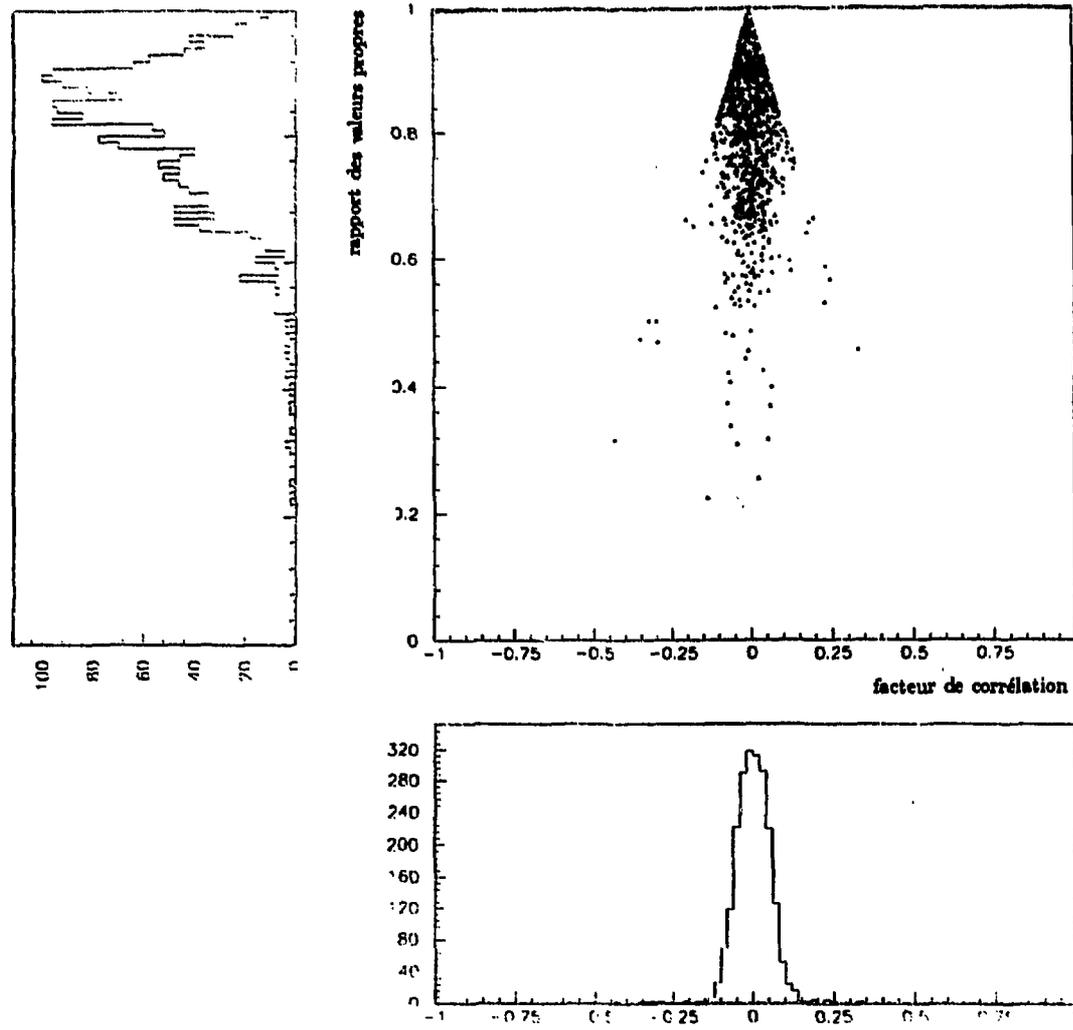
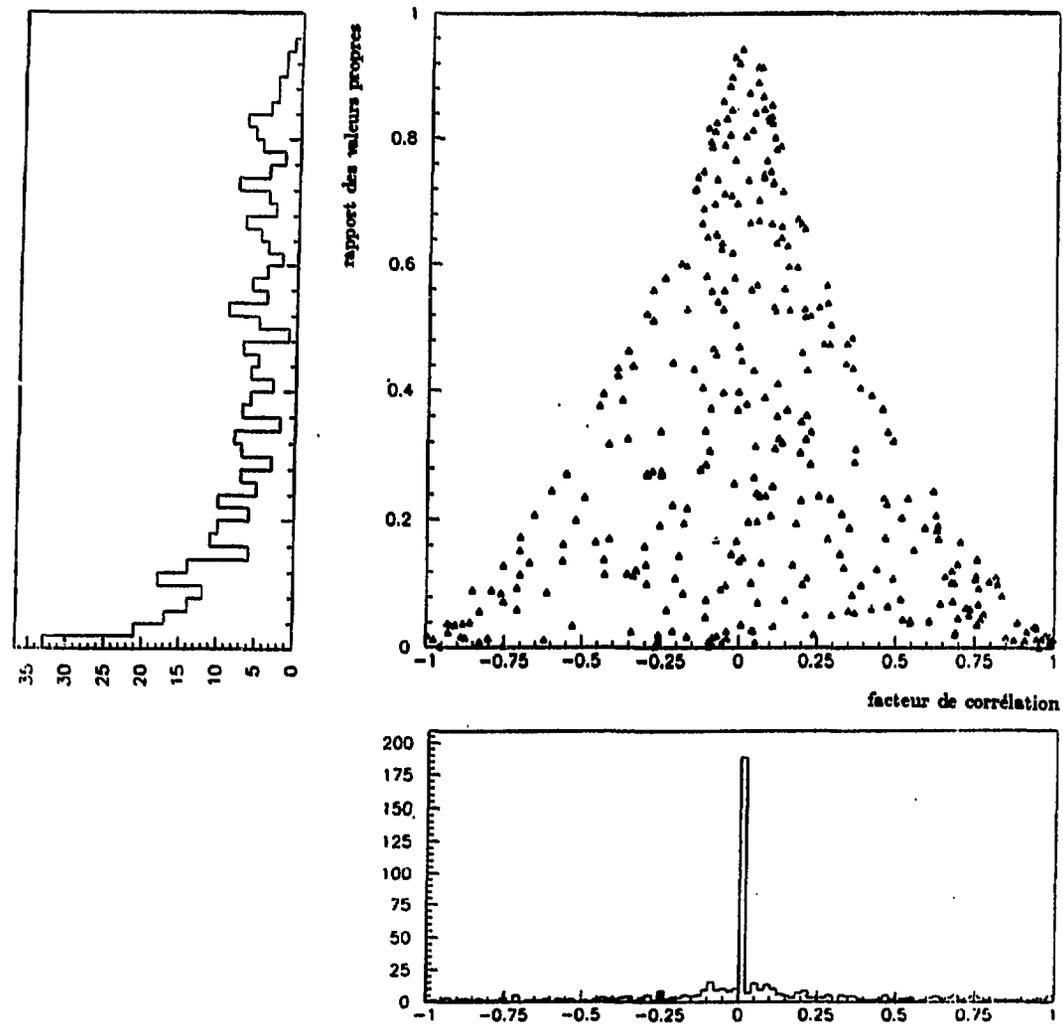


Figure 3.16 : Distribution du facteur de corrélation et du rapport des valeurs propres de la matrice de second moment pour des dépôts dûs à des électrons de 45 GeV.



**Figure 3.17 :** Distribution du facteur de corrélation et du rapport des valeurs propres de la matrice de second moment pour des événements présentant un dépôt significatif et un seul.

Nous appliquons également un autre critère pour vérifier l'origine électromagnétique d'un amas. Nous avons vu que dans le cas d'une gerbe due à l'interaction d'une particule électromagnétique, chaque cristal reçoit une énergie d'autant plus faible qu'il est loin du barycentre de l'amas. Le rayon de Molière du BGO est de 2,3 cm. Chaque cristal a une section de  $2 \times 2 \text{ cm}^2$  au minimum. L'énergie reçue dans les cristaux de la deuxième couronne autour du barycentre est donc faible. En étudiant le rapport entre la somme des neuf cristaux centraux et la somme des vingt-cinq cristaux centraux, on peut avoir accès à l'énergie déposée dans une zone comprise entre  $R_M \times 1,3$  et  $2,2$ , ce qui nous permet puisqu'une gerbe électromagnétique dépose 90 % dans un cylindre de rayon  $R_M$ , de discriminer les dépôts très étendus latéralement des dépôts d'origine électromagnétique. On trouvera sur la figure 3.18 la distribution de ce rapport pour des photons simulés de 2 GeV. On place donc la coupure suivante :

$$\Sigma_9/\Sigma_{25} \geq 0,8$$

Il faut remarquer que nous pouvons appliquer ce critère dans le domaine auquel nous sommes restreint par le niveau I de l'acquisition photons isolés. Si nous disposions de photons de 500 MeV par exemple, un tel critère entraînerait une inefficacité de quelques dizaines de %.

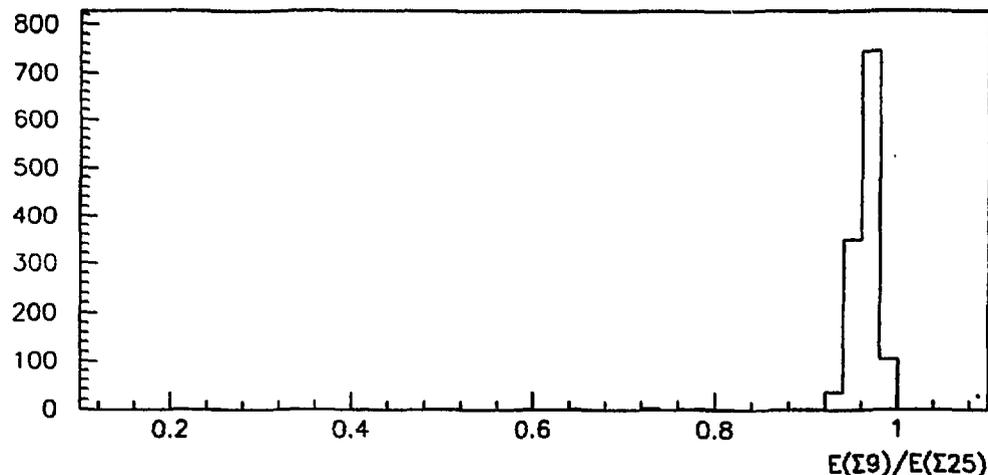


Figure 3.18 : Distribution du rapport  $\Sigma_9/\Sigma_{25}$  pour des photons simulés de 2 GeV.

Grâce à une analyse plus poussée de l'information disponible sur les amas observés dans le calorimètre électromagnétique, nous disposons de deux critères principaux permettant de sélectionner les gerbes produites par des particules électromagnétiques d'énergie supérieure à 1 GeV. L'inefficacité entraînée par ces coupures a été mesurée sur des événements simulés et a été estimée négligeable.

## 2) Utilisation de l'information de la chambre à traces interne

Les événements qui franchissent l'algorithme décrit dans la deuxième partie de ce chapitre comportent un amas et un seul lié à l'interaction d'une particule électromagnétique dans le BGO. Nous devons distinguer parmi eux les électrons des photons. Pour ce faire, nous utilisons les informations de la chambre à traces interne. En effet, une particule chargée (électron ou positon dans notre cas), ionise le gaz de la chambre à traces interne, alors que la

TEC est insensible aux particules neutres. Dans le cas où un photon se matérialise dans le matériau qui précède le BGO (dans les parois du tube à vide par exemple), deux traces TEC sont observées. La simulation reproduit bien la géométrie et la densité des détecteurs. Nous ne considérons pas les photons de ce type dans la suite de l'analyse.

Pour construire une trace TEC, nous demandons que le nombre de fils touchés soit de 34, le nombre de fils séparant le premier et le dernier fil touchés de 50. On demande de plus, que la distance entre le vertex et l'extrémité correspondante de la trace soit inférieure à 5 mm. Pour le secteur 12 de la TEC externe dont nous savons qu'il est totalement inefficace, nous appliquons deux types de coupures suivant que nous voulons une efficacité maximum dans la sélection des particules chargées (cas des électrons isolés) ou une efficacité maximum dans la réjection des particules chargées. Dans le premier cas, nous ne demandons que 7 fils touchés (c'est-à-dire le nombre de fils du secteur interne). Dans le second cas, nous rejetons tous les événements où l'amas est situé dans une zone angulaire suivant  $\phi$  comprise entre 160 et 185 degrés (ceci correspond au secteur 12 (15 degrés) plus 5 degrés de chaque côté).

Pour déclarer qu'un électron isolé a été observé, nous demandons d'une part, une trace TEC et une seule satisfaisant les conditions ci-dessus, d'autre part, que la direction de cette trace soit compatible avec la position de l'amas observé dans le BGO à l'intérieur d'un cône de demi-angle d'ouverture de 10 degrés. Pour les candidats photons isolés, nous requérons un nombre de traces égal à 0.

Etant donné le petit nombre de photons uniques attendus et l'importance de la section efficace des électrons isolés, nous sommes, en ce qui concerne l'échantillon de photons isolés, très sensibles à une faible inefficacité de la TEC. Pour les électrons isolés, une faible modification de cette efficacité n'entraîne qu'une variation négligeable du nombre d'événements de cette catégorie. Or, au début de la période disposant de l'algorithme de déclenchement des photons isolés, un certain nombre d'événements ont été sélectionnés au niveau I du déclenchement sur la foi de l'information TEC, alors qu'aucun fil n'a été touché si on en croit les données disponibles sur bande après reconstruction. Une analyse des bandes issues directement du déclenchement nous a montré que dans ces cas, le marqueur de fin d'information des fils touchés n'a pas été enregistré. Si on ne dispose pas de ce marqueur, on considère au niveau de la reconstruction que le fil n'a pas été touché. Un certain nombre d'événements électrons isolés sont donc considérés comme ne présentant pas de trace TEC, ce qui conduit à augmenter artificiellement le nombre de photon isolés. Nous avons donc éliminé cette période dans notre échantillon de photons isolés, tout en la conservant dans celui des électrons isolés.

### 3) Utilisation de l'information des autres calorimètres

Passons maintenant aux coupures placées sur l'énergie reçue dans le tonneau et les bouchons du calorimètre hadronique, dans le véto (scintillateurs situés à l'avant des bouchons du calorimètre hadronique) et dans les deux détecteurs de luminosité. Nous distinguons deux types de coupures suivant que nous cherchons à sélectionner une particule d'énergie voisine de celle du faisceau, ou que nous cherchons à utiliser ce détecteur comme véto. Nous appellerons dans la suite, ces deux types de coupure basse et haute.

Nous disposons d'un échantillon de plus de 18000 événements dits d'ouverture sur faisceau c'est-à-dire les événements pour lesquels l'acquisition est ouverte toutes les 10 secondes. Nous pouvons, à partir de ces événements estimer le niveau moyen de bruit dans

chacun des détecteurs. On trouvera sur les figures 3.19 à 3.21 les distributions du signal reçu dans chacun des calorimètres cités ci-dessus. Ces distributions nous conduisent à placer les coupures basses suivantes :

- pour les bouchons et le tonneau du calorimètre hadronique  $E_{had} \leq 3$  GeV,
- pour les détecteurs de luminosité  $E_{lumi} \leq 5$  GeV,
- pour les véto  $E_{scint} \leq 1$  GeV.

On requiert de plus que l'acquisition de l'événements ne se soit pas faite, au premier niveau de déclenchement, sur le signal des chambres à muons.

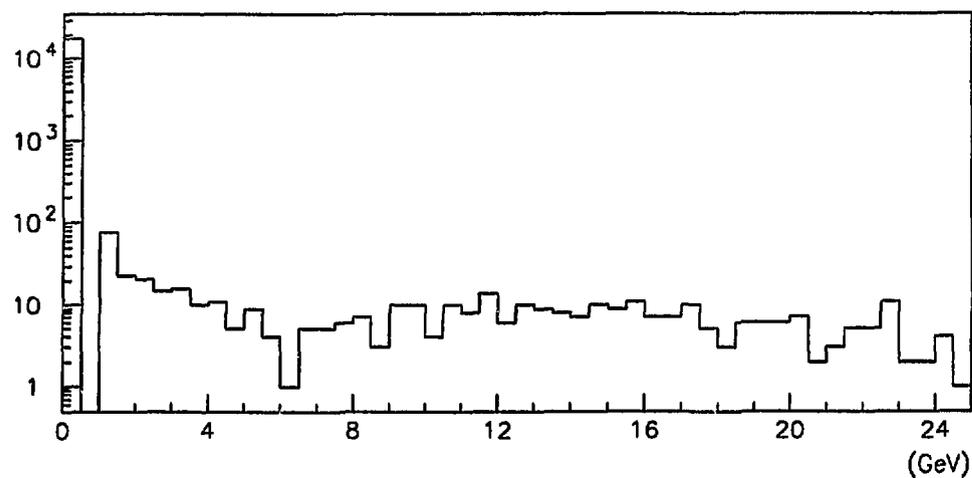


Figure 3.19 : Distribution de l'énergie déposée dans les luminomètres pour 18402 événements d'ouverture sur faisceau.

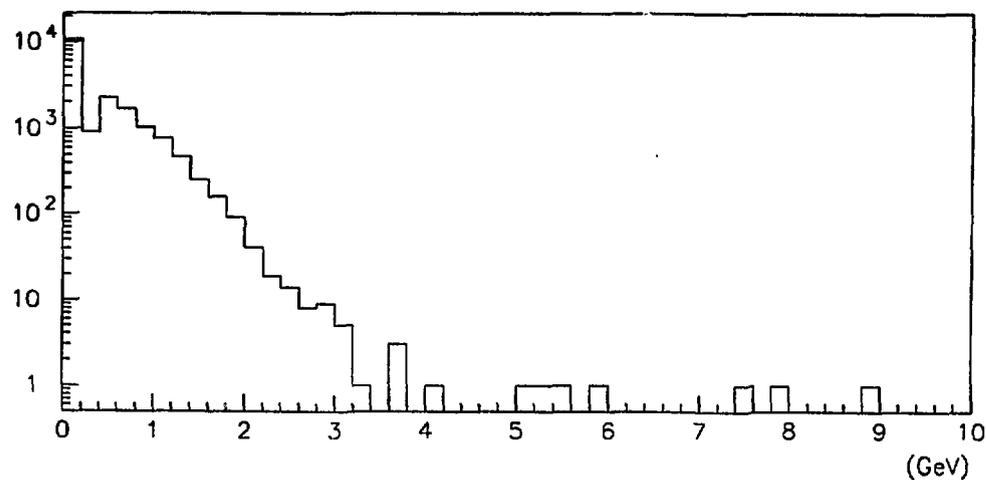
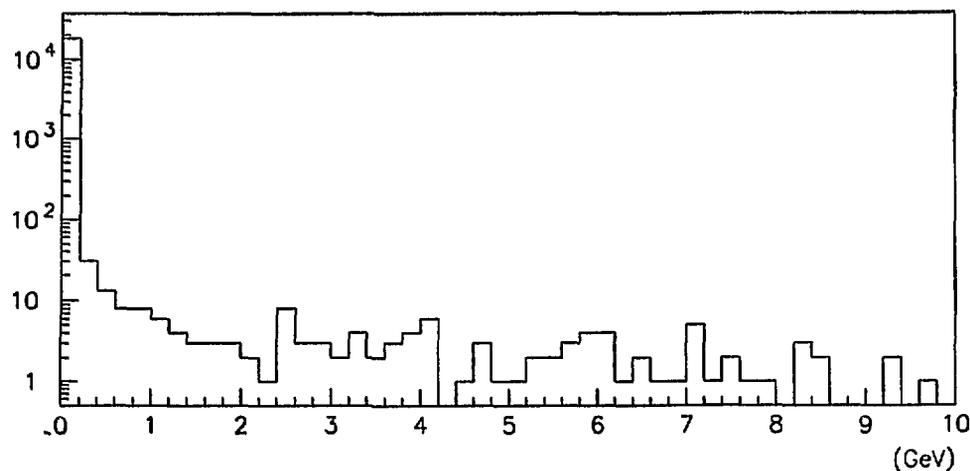
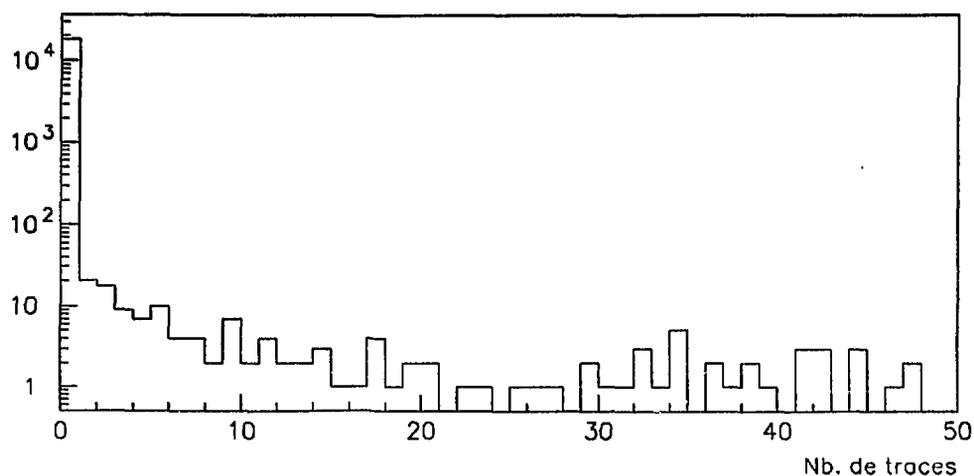


Figure 3.20 : Distribution de l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique pour 18402 événements d'ouverture sur faisceau.



**Figure 3.21 :** Distribution de l'énergie déposée dans les scintillateurs pour 18402 événements d'ouverture sur faisceau.



**Figure 3.22 :** Nombre de traces reconstruites dans la TEC pour 18402 événements d'ouverture sur faisceau.

On trouvera sur la figure 3.22 le nombre de traces TEC reconstruites pour ces événements. Seulement 491 des 18402 événements sont éliminés par une de ces cinq coupures – énergie dans les luminomètres, énergie dans le calorimètre hadronique, énergie dans les scintillateurs, déclenchement “muon” et nombre de trace TEC ( $N_t = 0$  pour les événements photons isolés). Nous pouvons donc dire que l'inefficacité entraînée par la coupure basse sur l'énergie et le nombre de traces est inférieure à 3 %.

Pour estimer l'erreur que nous faisons en mesurant cette efficacité de sélection, nous avons fait varier les coupures sur l'énergie déposée dans les calorimètres dans les limites de la résolution du détecteur considéré ( $50\%/\sqrt{E}$  pour l'hadronique, 2% pour les luminomètres et 250 MeV pour les scintillateurs). Le nombre d'événements rejetés, en considérant ces nouvelles coupures devient alors 17799. A cette erreur de type systématique sur l'efficacité,

nous ajoutons l'erreur statistique. L'efficacité de cette sélection basée sur les autres détecteurs que le BGO est de  $97,3 \pm 0,6 \%$ .

Pour sélectionner les particules (photons ou électrons) d'énergie voisine de l'énergie du faisceau, nous plaçons une coupure haute sur l'énergie déposée dans les luminomètres où dans les bouchons du calorimètre hadronique. Ceci nous permet de sélectionner les événements où le photon isolé est accompagné d'un ou de deux électrons. Le bruit de fond principal de la réaction  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  est la réaction  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$  où les deux électrons sont perdus dans le tube à vide ou dans la zone inactive située entre les luminomètres et les bouchons du calorimètre hadronique. Le générateur permet également de simuler des événements où un ou les deux électrons sont sélectionnés. De la même manière, dans le cas où un électron isolé est observé dans le BGO, on peut observer un photon ou un électron à bas angle. Sélectionner les événements où le photon (ou l'électron) isolé est accompagné d'une particule de type électromagnétique (électron ou photon), nous permet de comparer les résultats du générateur à des événements réels, augmentant ainsi notre confiance dans les résultats du générateur en ce qui concerne le bruit de fond bhabha radiatif.

#### 4) Critère de sélection des photons et électrons isolés

Les critères retenus pour sélectionner les photons et électrons isolés sont les suivants.

On demande que les dépôts d'énergie observés dans le BGO correspondent aux critères décrits dans la deuxième partie de ce chapitre c'est à dire principalement un amas significatif et un seul.

On demande de plus, des coupures sur la forme de l'amas (rapport des valeurs propres de la matrice de second moment) et sur le rapport entre l'énergie déposée dans la somme des neuf cristaux entourant le cristal central et la somme dans les 25.

On requiert qu'une seule trace TEC soit présente. On demande de plus, que sa direction soit compatible avec celle de l'amas significatif du BGO (électron isolé).

ou

On requiert qu'aucune trace TEC ne soit présente (photon isolé).

Dans le but de rejeter les événements cosmiques, on demande que le déclenchement de l'événement ne se soit pas fait par un quelconque des algorithmes de premier niveau utilisant l'information des chambres à muons et que la droite passant par les points d'impact dans les chambres à muons ne satisfasse pas les critères décrits en annexe. On demande que l'énergie dans les bouchons du calorimètre hadronique soit inférieure à 3 GeV (on désigne alors ces événements sous le nom de photon ou d'électrons uniques), ou supérieure à 20 GeV (photons ou électrons isolés plus photon ou électron).

Il faut remarquer que les deux premières coupures sont communes aux électrons et aux photons isolés. La seule différence que nous établissons réside entre les événements qui comportent ou non une trace TEC. De plus, nous ne considérons que la dernière période pour les photons isolés.

Les luminosités correspondantes aux échantillons que nous présenterons dans le prochain chapitre sont de  $3,6 \text{ pb}^{-1}$  pour les électrons isolés et de  $2,98 \text{ pb}^{-1}$  pour les photons isolés. Le nombre d'événements de l'échantillon de photons isolés est de 556 et de 3000 pour les électrons isolés.

## Références

- [1] R. Bizzari *et al.*,  
Nuclear Instruments & Methods in Physical Research A 183 (1989) 799-802  
et R. Bizzari, Communication privée.
- [2] B. Adeva *et al.*,  
Nuclear Instruments & Methods in Physical Research A 289 (1990) 35-102.
- [3] R. Morand, Communication privée.
- [4] M. Rescigno,  
Présentation groupe photon isolé L3.
- [5] V. Innocente, Communication privée.
- [6] P. Ribarics,  
Note interne L3.

# Chapitre 4

## Premiers résultats

Ce chapitre est divisé en trois parties. Nous nous attacherons d'abord à montrer de quelle manière l'échantillon d'électrons\* isolés peut nous permettre de vérifier la validité du générateur du principal bruit de fond des photons uniques et de comprendre la réponse des détecteurs utilisés en véto pour les photons uniques. Nous nous concentrerons sur l'étude des cas où en plus de l'électron de faible énergie observé dans le BGO, une particule d'énergie voisine de celle du faisceau est observée à petit angle. Les résultats sur les photons isolés et uniques seront ensuite présentés. Enfin, dans la dernière partie de ce chapitre, nous décrirons les méthodes de calcul utilisées pour extraire le nombre de neutrinos de l'échantillon de photons uniques avant d'en présenter les résultats.

### A - Electrons isolés

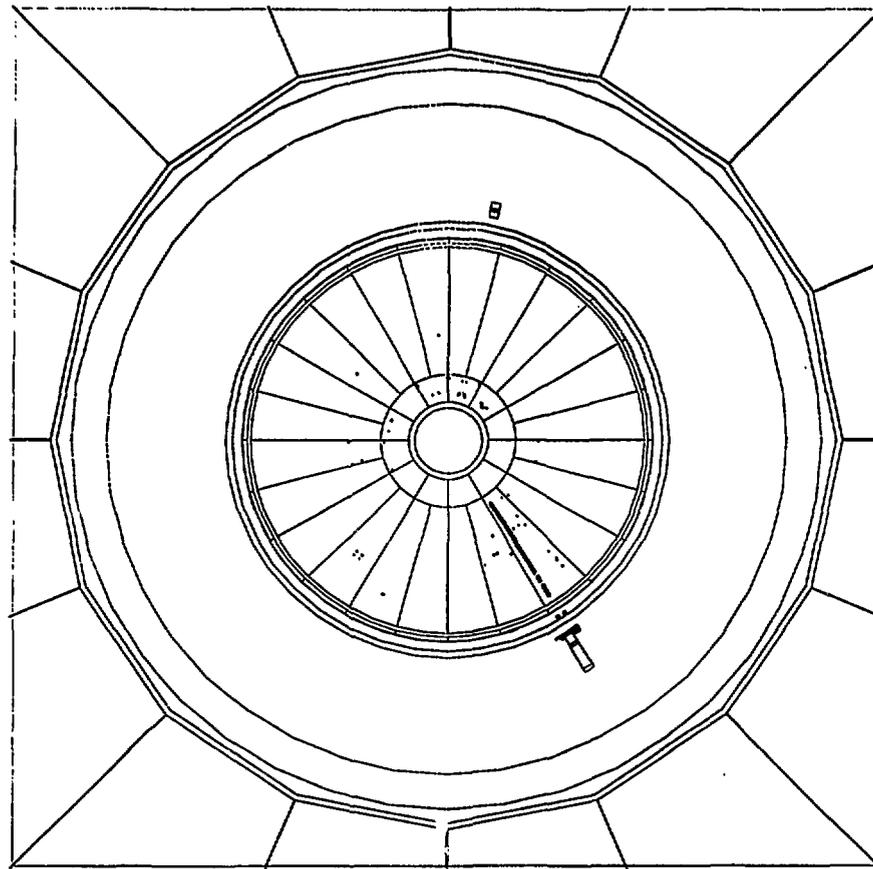
Nous avons montré dans les parties précédentes que le principal bruit de fond de la réaction  $\nu\bar{\nu}\gamma$  est le Bhabha radiatif où les deux électrons produits échappent à la détection. Nous avons montré également que l'étude de la couverture angulaire du détecteur principalement à petit angle (où les électrons sont majoritairement diffusés) doit être menée avec soin. De plus, nous savons que la section efficace du Bhabha radiatif est dix fois plus importante lorsqu'un électron est détecté dans l'état final que dans le cas du bruit de fond de la réaction  $\nu\bar{\nu}\gamma$ . Il faut également souligner que le générateur est identique pour les deux processus. Nous sommes donc amenés à considérer l'échantillon d'électrons isolés en tant que tel. Nous présenterons, dans un premier temps, l'ensemble de l'échantillon et les coupures utilisées pour le sub-diviser. La deuxième partie sera consacrée à l'étude des électrons isolés dans le cas où une ou deux autres particules (dont l'énergie est proche de celle du faisceau) est observée.

---

\* Dans ce chapitre électron désignera, sauf mention explicite, électron ou positon.

## 1) Distributions des électrons isolés dans le BGO

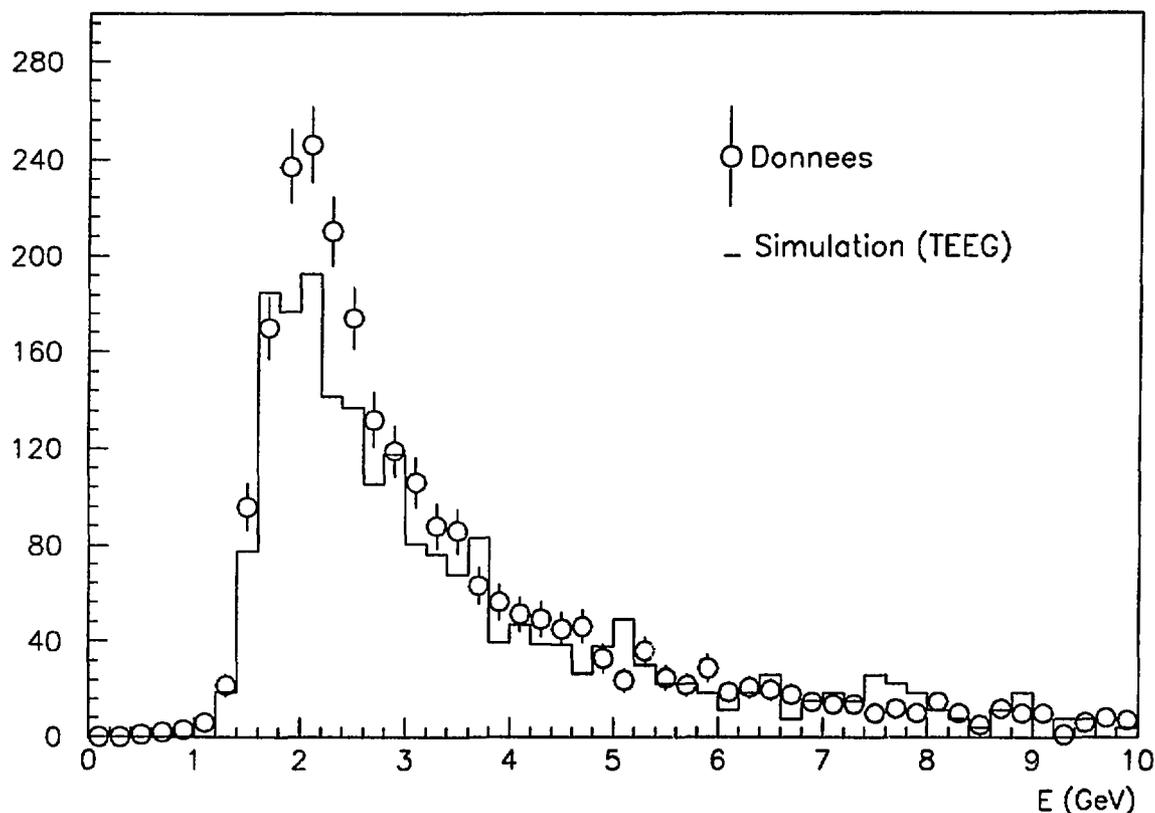
La figure 4.1 présente une vue schématique d'un événement interprété comme un électron unique. On remarque, en partant du centre du détecteur, une trace TEC et un amas dans le BGO. Le fait que l'énergie de la particule ait été entièrement déposée dans le BGO montre qu'elle est du type électromagnétique (photon ou électron). La reconstruction d'une trace TEC signe la présence d'une particule chargée. Aucun autre signal significatif (i.e. franchissant les coupures basses décrites au précédent chapitre) n'est observé dans le calorimètre hadronique, les luminomètres et les chambres à muons. L'événement est donc dit électron unique.



**Figure 4.1 :** Représentation d'un événement électron unique dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. On distingue en partant du point d'interaction (centre de la figure) la trace reconstruite dans la TEC et le dépôt d'énergie dans le BGO.

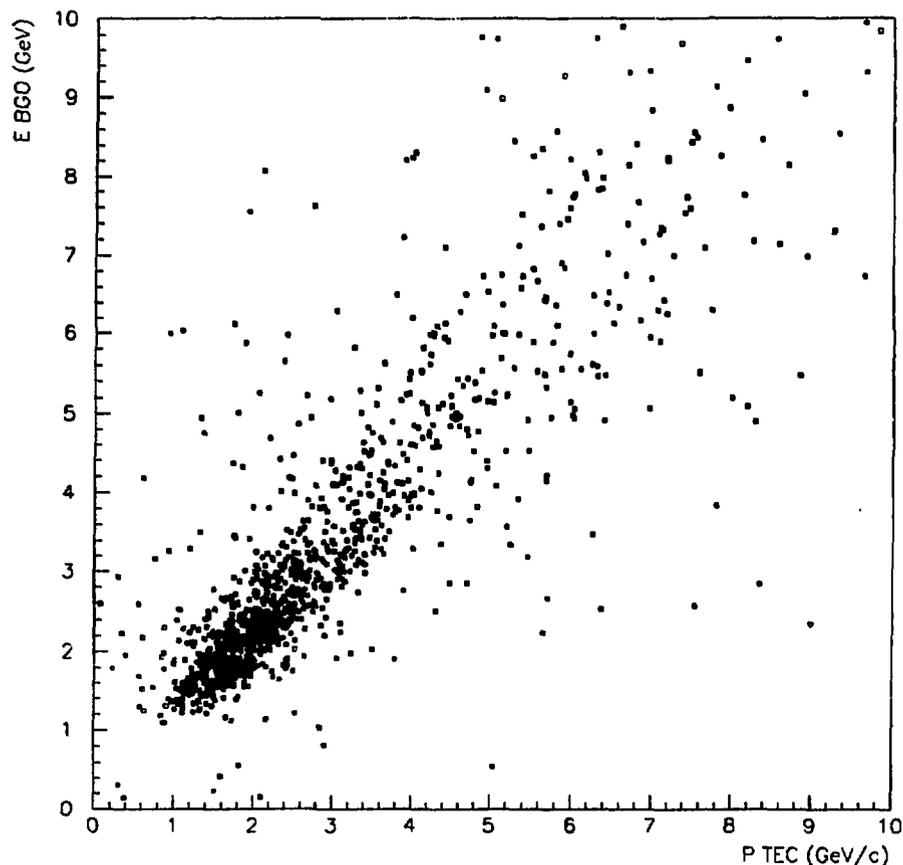
Comme nous l'avons dit à la fin du chapitre 3, la luminosité correspondant à cet échantillon est de  $3,6 \text{ pb}^{-1}$ , ce qui correspond à la totalité de la période disposant de l'algorithme de déclenchement de niveau I décrit dans la première partie de ce même chapitre. Les 2543 événements de l'échantillon remplissent tous les conditions décrites dans le dernier paragraphe du chapitre 3. Ils sont donc caractérisés par une trace et une seule observée dans la TEC, un amas caractéristique d'une particule électromagnétique et un seul dans le BGO. On requiert également que la position de l'amas soit compatible avec celle de la trace à l'intérieur d'un cône de 10 degrés. L'échantillon d'électrons isolés est composé de tous les événements satisfaisant ces conditions, sans prendre en compte le signal observé dans les détecteurs situés à petit angle (bouchons du calorimètre hadronique et luminomètres).

On trouvera sur la figure 4.2 la distribution en énergie des électrons isolés dans le BGO. La montée observée dans la distribution entre 0 et 2 GeV est due à l'efficacité de l'algorithme de déclenchement photon isolé. La décroissance observée au-delà de 3 GeV est liée à la section efficace différentielle de la réaction. On constate qu'en deçà de 2,5 GeV les données et le résultat de la simulation (où l'efficacité de déclenchement est prise en compte) ne sont pas en accord. Ceci provient de la contribution à l'échantillon des réactions d'interaction à deux photons (avec quatre électrons dans l'état final) et de Bhabha double radiatif.



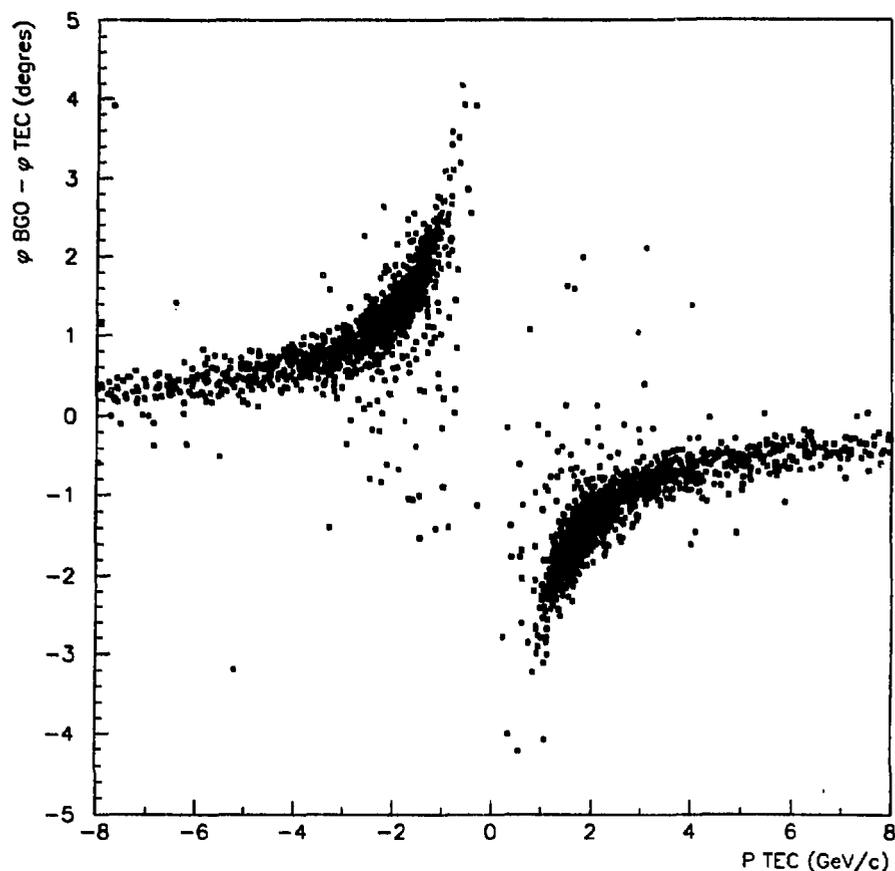
**Figure 4.2 :** Distribution de l'énergie des électrons isolés mesurée dans le BGO.  
(Les symboles utilisés dans la suite du chapitre auront la même signification.)

La figure 4.3 représente l'énergie mesurée dans le BGO en fonction de la valeur absolue de l'impulsion mesurée par la TEC (l'impulsion est ici le produit de la quantité de mouvement et du signe mesuré de la particule). On constate que la corrélation, présente pour des énergies inférieures à 5 GeV, tend à s'estomper pour des énergies plus importantes. On sait que l'impulsion est mesurée à partir de la courbure de la trace et que cette dernière est d'autant plus importante que l'énergie est faible. Ceci explique que la mesure de l'impulsion soit plus précise à basse énergie.



**Figure 4.3 :** Distribution, pour les événements électron isolé, de l'énergie déposée dans le BGO par rapport à l'impulsion mesurée par la TEC.

La direction d'un électron peut être mesurée de deux manières différentes. A partir de l'énergie et de la position des cristaux de l'amas observé dans le BGO, on calcule le centre de gravité de cet amas. On suppose que la particule provient du point d'interaction (au centre du détecteur), et on en déduit sa direction. Pour la trace TEC, la direction dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau est donnée à l'origine de celle-ci. On trouvera sur la figure 4.4 l'écart entre ces deux angles en fonction de l'impulsion mesurée par la TEC. La diminution de l'écart lorsque l'impulsion augmente est due à la diminution de la courbure.



**Figure 4.4 :** Distribution, pour les événements électrons isolés, de l'écart entre l'angle  $\varphi$  mesuré par le dépôt du BGO et celui mesuré à l'origine de la trace TEC en fonction de l'impulsion mesurée par la TEC.

Les distributions angulaires des électrons suivant  $\varphi$  et  $\theta$  (ces valeurs étant mesurées par la méthode barycentrique à partir de l'amas observé dans le BGO) sont présentées sur les figures 4.5 et 4.6. On remarque que la distribution de l'angle  $\varphi$  est plate mais présente une discontinuité pour des valeurs de  $\varphi$  comprises entre 75 et 105 degrés. Nous savons que, sur les secteurs de la TEC correspondants (6 et 7), le nombre de fils sous tension est fréquemment inférieur à 30 c'est-à-dire au nombre minimum de fils touchés requis pour reconstruire une trace. En revanche, lorsque que  $\varphi$  est compris entre 180 et 195 degrés (secteur 12), aucun défaut n'est observé, alors que la partie externe de la TEC pour ce secteur est totalement inactive. Nous avons en effet appliqué une méthode particulière de reconstruction des traces pour ce secteur qui consiste à demander un nombre minimum de fils touchés de 7 seulement. La distribution suivant l'angle  $\theta$  (figure 4.6) est en revanche continue et présente deux maxima pour  $\theta = 43$  et  $\theta = 137$ . La figure 4.7 présente la même distribution obtenue pour des événements simulés.

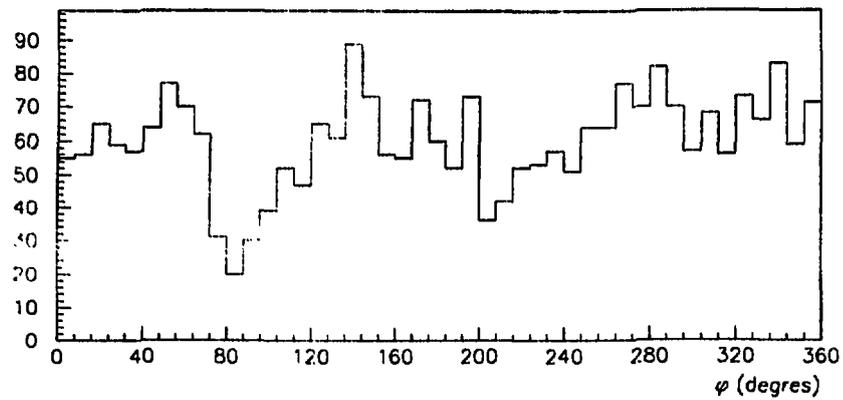


Figure 4.5 : Distribution de l'angle  $\varphi$  (perpendiculaire à l'axe du faisceau) des électrons isolés.

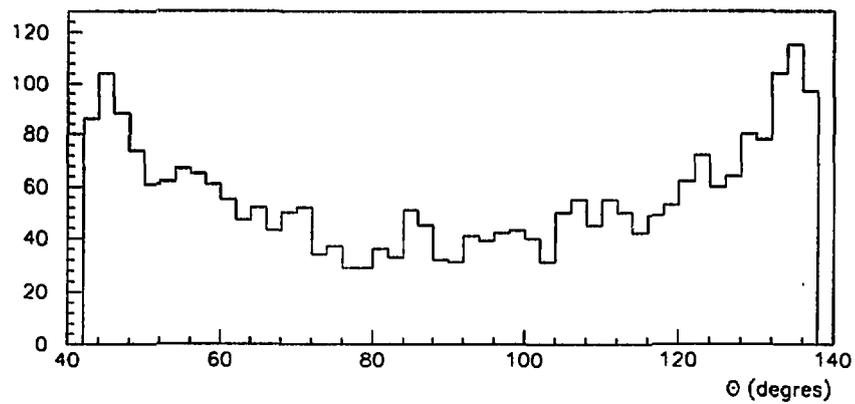


Figure 4.6 : Distribution de l'angle  $\theta$  (parallèle à l'axe du faisceau) des électrons isolés.

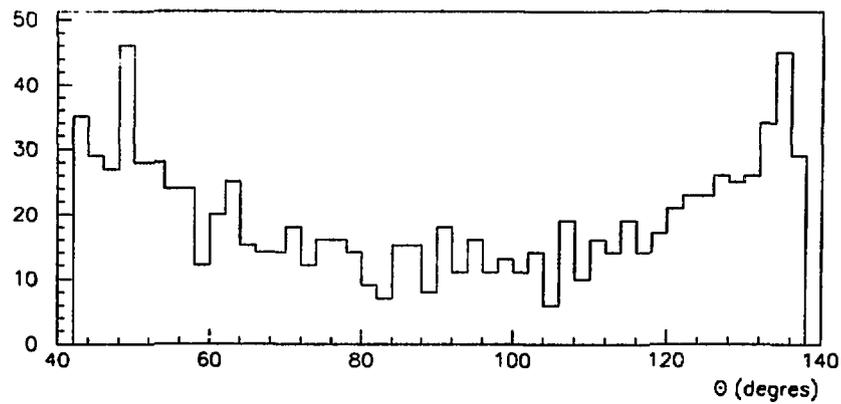


Figure 4.7 : Distribution de l'angle  $\theta$  des électrons isolés simulés après génération par TEEG.

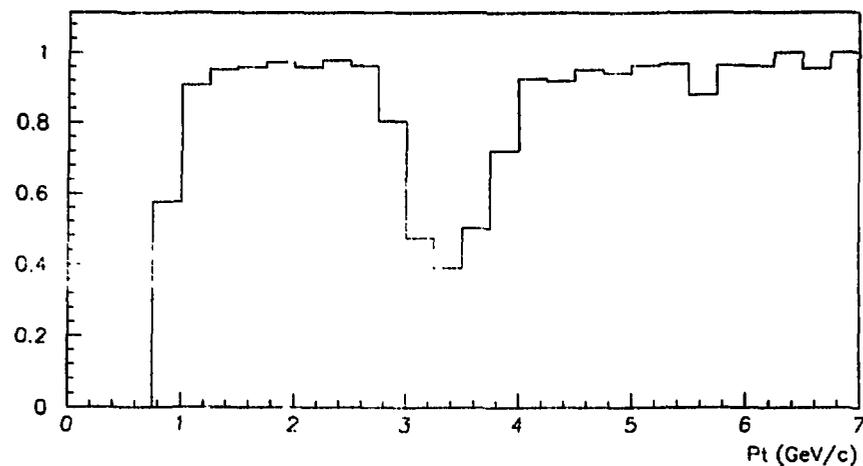
Les coupures placées sur l'énergie reçue par les luminomètres et les bouchons du calorimètre hadronique sont celles que nous avons décrites dans la dernière partie du chapitre 3. On trouvera sur le tableau 4.1 la répartition des 2543 événements de l'échantillon d'électrons isolés suivant qu'ils franchissent deux coupures hautes et une basse, une haute et deux basses ou les trois coupures basses. Les deux premières catégories d'événements seront présentées dans la deuxième partie de ce paragraphe. Les électrons isolés franchissant toutes les coupures basses correspondent à des cas où aucune autre particule n'est observée et sont appelés uniques. On voit sur ce tableau qu'une partie des événements n'est pas décrite. Il s'agit de ceux dont l'énergie observée dans un des détecteurs à bas angle est supérieure à la coupure basse, tout en étant inférieure à la coupure haute correspondante.

Catégorie	Nombre d'événements	%
Total	2543	
Electron isolé + $e + \gamma$	67	2,6
Electron isolé + $e$ ou $\gamma$	1609	63,3
Electron unique	238	9,4

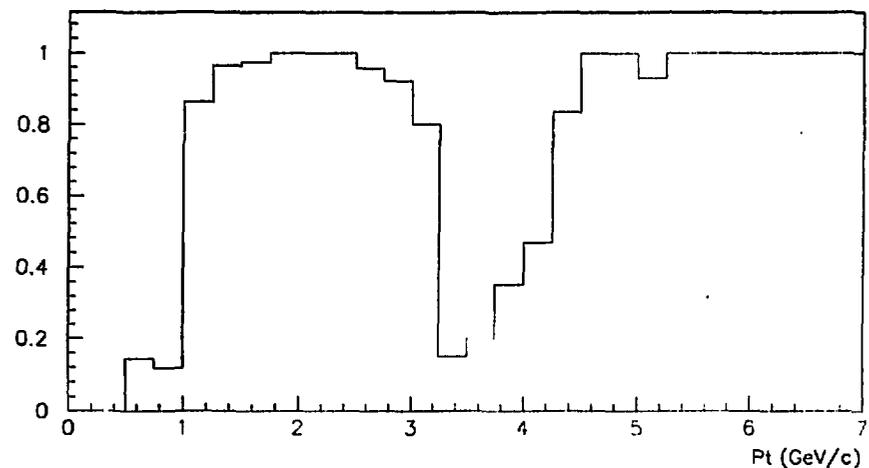
**Tableau 4.1 :** Répartition des événements électrons isolés.

La distribution, en fonction de l'impulsion transverse des électrons, de la fraction d'entre eux dont l'énergie est supérieure aux coupures basses est intéressante (figure 4.8). Ce rapport peut être considéré comme l'efficacité de réjection des événements électrons uniques. On constate que cette figure présente deux plateaux. Le premier est observé pour une impulsion transverse comprise entre 1 et 2,5 GeV/c et correspond au cas où l'énergie dans le luminomètre est supérieure à 5 GeV, le second (au-delà de 5 GeV/c) au cas où le calorimètre hadronique a reçu un dépôt d'énergie supérieure à 3 GeV. On constate également que entre 2,5 et 4 GeV/c 50 % des événements seulement sont rejetés. Ceux qui ne sont pas rejetés sont ceux dont l'énergie dans les sous-détecteurs autres que le BGO est inférieure aux coupures basses. Comme le Bhabha radiatif est la principale contribution aux événements électrons uniques, la majorité des cas où seul un électron est détecté correspond à la diffusion de l'autre électron et du photon dans le tube à vide où dans la zone inactive entre 3,5 et 6 degrés (entre le luminomètre et les bouchons du calorimètre hadronique). La configuration symétrique (deux électrons perdus, le photon étant détecté dans le BGO) est le principal bruit de fond de la réaction  $\nu\bar{\nu}\gamma$ , comme nous l'avons dit à maintes reprises. Nous pouvons donc déduire de cette figure que l'impulsion transverse des photons uniques provenant du Bhabha radiatif sera comprise entre 2,5 et 4 GeV/c.

La figure 4.9 présente la même distribution pour des événements générés suivant une cinématique à trois corps. Les différences observées entre les deux figures peuvent s'expliquer par le fait que tous les événements électrons isolés ne sont pas dus à une réaction à trois corps mais qu'une partie d'entre eux provient de réactions plus complexes.



**Figure 4.8 :** Distribution, en fonction de l'impulsion transverse des électrons, de la fraction d'entre eux ne franchissant pas les coupures basses pour les événements électrons isolés.



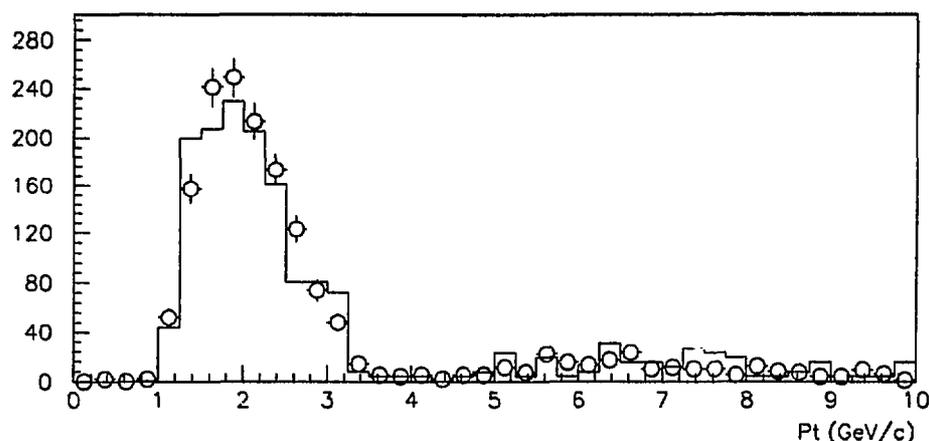
**Figure 4.9 :** Distribution, en fonction de l'impulsion transverse des électrons, de la fraction d'entre eux ne franchissant pas les coupures basses pour les événements électrons isolés (TEEG).

## 2) Electron isolé dans le BGO et photon ou électron observé à petit angle

Intéressons nous maintenant aux 1609 événements où une particule d'énergie proche de celle du faisceau est observée en plus de l'électron détecté dans le BGO. Nous avons montré plus haut (chapitre 2 A) que la chambre à traces interne permet notamment de discriminer les particules chargées des neutres lorsque leur angle avec l'axe du faisceau est compris entre 26 et 154 degrés. Lorsqu'un signal d'énergie importante est observé dans les parties avant du détecteur, nous pouvons distinguer les particules électromagnétiques (photon ou électron) des particules hadroniques et des muons par l'utilisation des calorimètres, mais une distinction entre des photons et des électrons émis à petit angle est impossible.

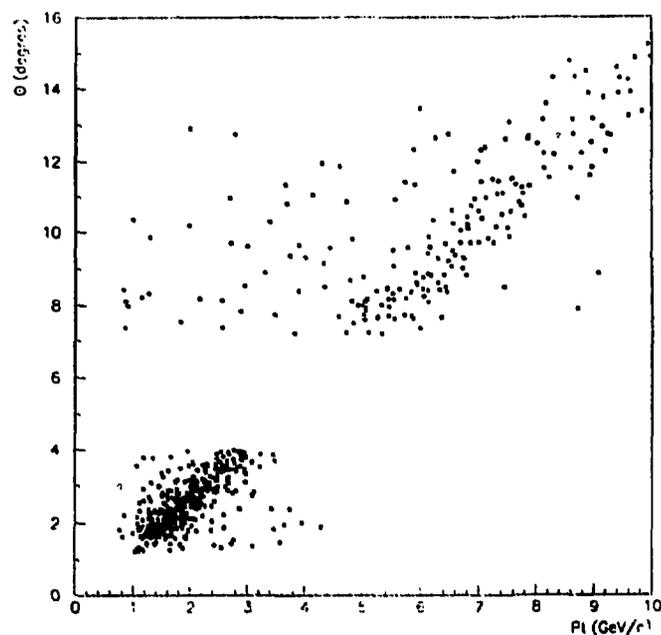
On observe 666 (673) événements avec plus de 20 GeV dans le luminomètre avant (arrière) et 128 (142) avec une énergie supérieure à 20 GeV dans le bouchon du calorimètre hadronique avant (arrière). Compte tenu de l'erreur statistique, ces nombres sont compatibles et nous pouvons dire que la répartition des événements où une particule électromagnétique (photon ou électron) d'énergie proche de celle du faisceau est observée en sus de l'électron isolé est symétrique.

La figure 4.10 présente la distribution de l'impulsion transverse de l'électron isolé mesurée dans le BGO pour les 1619 événements de cet échantillon. On constate qu'elle présente deux pics distincts. Le premier est observé pour des électrons d'impulsion voisine de 2 GeV/c, le second pour des impulsions supérieures à 6 GeV/c. Sur cette figure nous avons également tracé la même distribution compte tenu de l'efficacité de l'algorithme de déclenchement pour des événements simulés à partir du générateur TEEG. On constate que contrairement à ce qui a été présenté sur la figure 4.2, les données sont en accord avec le résultat de la simulation, y compris lorsque l'impulsion transverse des électrons est faible. Ceci vient, comme nous le verrons par la suite, du fait qu'en demandant qu'une particule de plus de 20 GeV ait été observée dans le luminomètre ou le calorimètre hadronique, nous nous limitons *de facto* aux événements comportant trois particules dans l'état final, l'une d'entre elles étant diffusée dans une direction proche de celle de l'axe du faisceau. Ce sont ces événements qui sont prédits par le générateur.

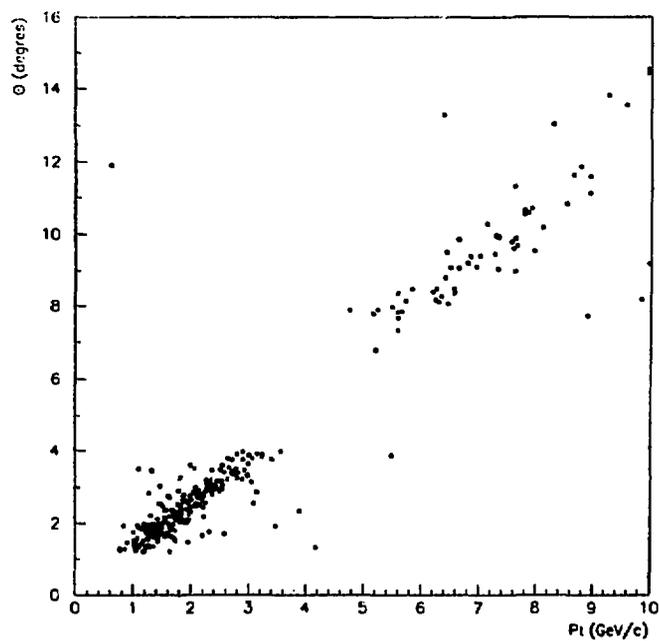


**Figure 4.10 :** Distribution de l'impulsion transverse des électrons isolés accompagnés d'une particule d'énergie voisine de celle du faisceau observée dans les bouchons du calorimètre hadronique ou le luminomètre.

On trouvera sur la figure 4.11 une représentation bidimensionnelle de l'impulsion transverse de l'électron isolé et de l'angle de la particule observée à bas angle. On constate que la zone comprise entre 3,8 et 7,5 degrés ne comporte aucun événement. Ceci est dû à la zone morte que le détecteur présente à cet angle. La partie de la figure correspondant à des angles supérieurs à 7,5 degrés correspond aux événements où la deuxième particule est observée dans le bouchon du calorimètre hadronique. La partie avec des angles inférieurs à 3,8 degrés correspond, quant à elle, aux événements où la deuxième particule est détectée dans un des luminomètres. On observe une forte corrélation entre cet angle et l'impulsion transverse. On peut également remarquer que les deux zones angulaires correspondent aux deux pics observés sur la distribution de l'impulsion transverse (figure 4.10). La figure 4.12 présente les mêmes valeurs obtenues à partir de la simulation d'événements générés par le programme TEEG.



**Figure 4.11 :** Distribution, pour les électrons accompagnés d'une particule d'énergie proche de celle du faisceau observée à bas angle, de l'angle  $\theta$  de cette dernière par rapport à l'impulsion transverse de l'électron.



**Figure 4.12 :** Même distribution pour des événements simulés après génération par TEEG.

On sait que la réaction  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$  peut conduire à l'état final où un électron est observé à grand angle alors qu'un photon ou un électron est détecté à petit angle, la troisième particule, quant à elle, étant perdue dans le tube à vide. La réaction d'interaction à deux photons (dont on trouvera le diagramme sur la figure 4.13) peut aussi conduire à cet état final si les deux autres électrons produits échappent à la détection. De plus le générateur que nous utilisons (TEEG) ne permet pas de simuler des événements où un second photon est émis. Nous cherchons donc à nous assurer que nos événements correspondent à une cinématique à trois corps pour vérifier que l'accord entre le générateur et les données observées sur la figure 4.10 n'est pas fortuit.

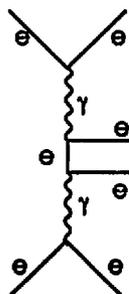


Figure 4.13 : Diagramme de la réaction d'échange de deux photons qui peut conduire à l'état final où seul un électron est observé.

On suppose que l'électron ou le photon non observé est diffusé sans être défléchi. On connaît l'angle et l'énergie de la particule détectée dans le luminomètre et les mêmes valeurs pour l'électron observé dans le BGO. Dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau, les deux particules détectées doivent être diamétralement opposées. On étudie donc l'écart entre l'angle  $\varphi$  du dépôt dans le luminomètre augmenté de 180 degrés et l'angle  $\varphi$  de l'amas dans le BGO. Ces valeurs (pour les événements observés et simulés) sont présentés sur la figure 4.14. L'impulsion transverse de la particule perdue dans le tube à vide est négligeable. On utilise donc la relation entre les impulsions transverses de l'électron et de la particule détectée dans le luminomètre pour calculer le cosinus l'angle  $\theta$  de cette dernière que l'on compare à la même valeur mesurée (figure 4.15).

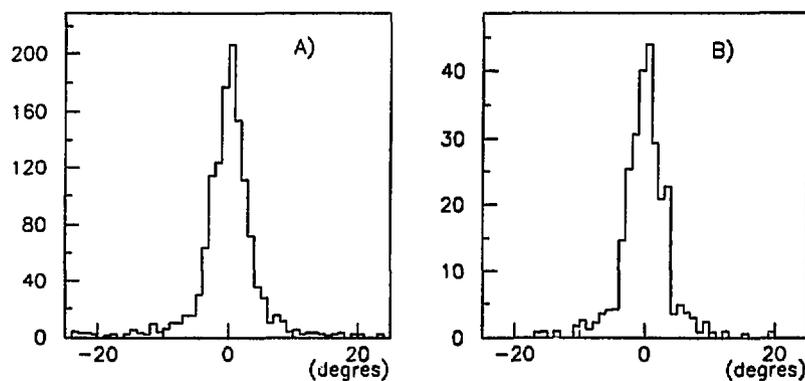
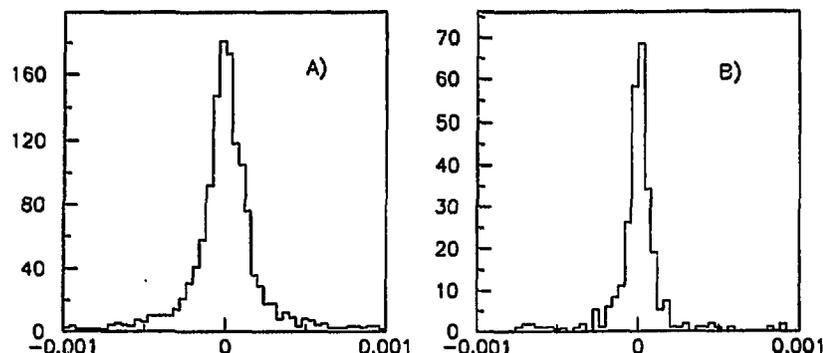


Figure 4.14 : Distribution, pour les événements électron isolé accompagné d'une particule dans un des luminomètres de l'écart entre l'angle  $\varphi$  mesuré et l'angle  $\varphi$  prédit pour :  
 A) les événements observés  
 B) les événements simulés après génération par TEEG.



**Figure 4.15 :** Distribution, pour les événements électron isolé accompagné d'une particule dans un des luminomètres, de l'écart entre le cosinus de l'angle  $\theta$  mesuré et prédit pour :

- A) les événements observés
- B) les événements simulés après génération par TEEG.

D'une manière générale, nous pouvons dire que lorsque deux particules sont observées, une à grand angle et d'énergie faible et l'autre à petit angle et d'énergie voisine de l'énergie du faisceau, nous restreignons notre échantillon aux événements reproduisant une cinématique "pseudo deux corps". Dans ce cas, l'accord avec le générateur est bon, et aucune assymétrie n'est observée.

### 3) Electrons uniques

Revenons maintenant aux 238 événements électron unique c'est-à-dire qui comportent une trace TEC, un dépôt d'énergie dans le BGO et une énergie à bas angle inférieure aux coupures basses décrites précédemment. On trouvera sur la figure 4.16 la distribution de leurs impulsions transverses. On constate que cette distribution présente deux pics distincts. Le premier est observé pour des impulsions transverses voisines de 1 GeV/c, le second au voisinage de 3,5 GeV/c. Le second pic est lié aux événements Bhabha radiatif où un électron (ou un photon) est diffusé en étant très peu défléchi (il est perdu dans le tube à vide), la seconde particule d'énergie voisine de l'énergie du faisceau est diffusé dans la zone inactive entre le luminomètre et les bouchons du calorimètre hadronique. Une partie des événements d'énergie inférieure à 2 GeV correspond à la même réaction dans la configuration où les deux particules d'énergie proche de celle du faisceau sont diffusées dans le tube à vide.

La figure 4.16 présente, de plus, la distribution des électrons uniques simulés après génération par TEEG, et compte tenu de l'efficacité de l'acquisition. On constate que le premier pic est moins important que sur la distribution des événements réels. Ceci est dû à la réaction d'interaction à deux photons conduisant à quatre leptons chargés dans l'état final (diagramme 4.13). Nous ne disposons pas d'un générateur fiable pour ce processus. Aussi ne pouvons-nous pas conclure sur la contribution de la réaction d'interaction à deux photons conduisant à quatre électrons dont seul un est observé aux événements électrons uniques. Cependant, il convient de souligner que dans le cas où l'énergie des électrons uniques est supérieure à 3 GeV, la distribution des événements est bien reproduite par le générateur.

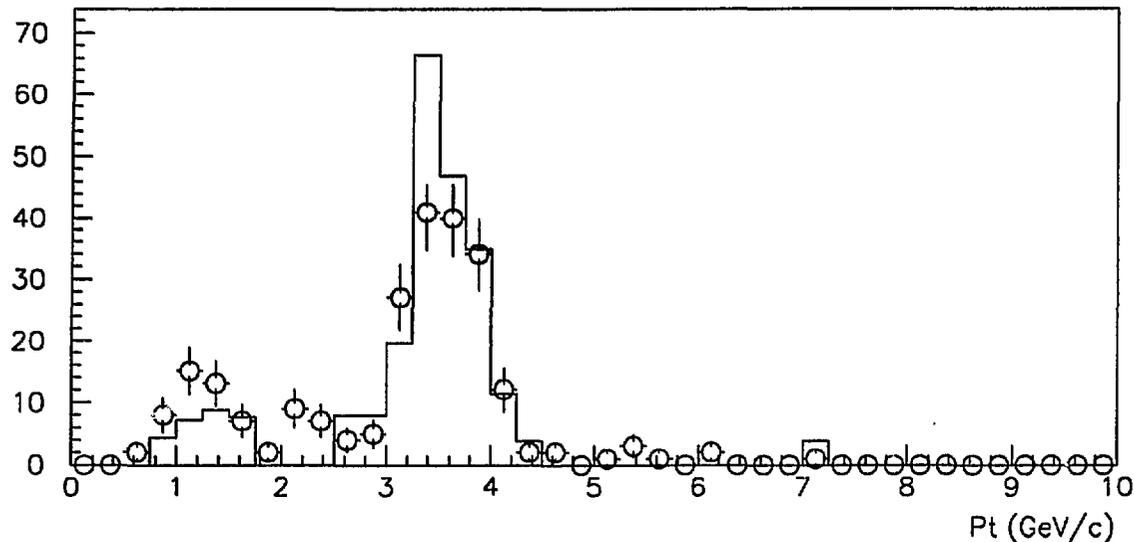
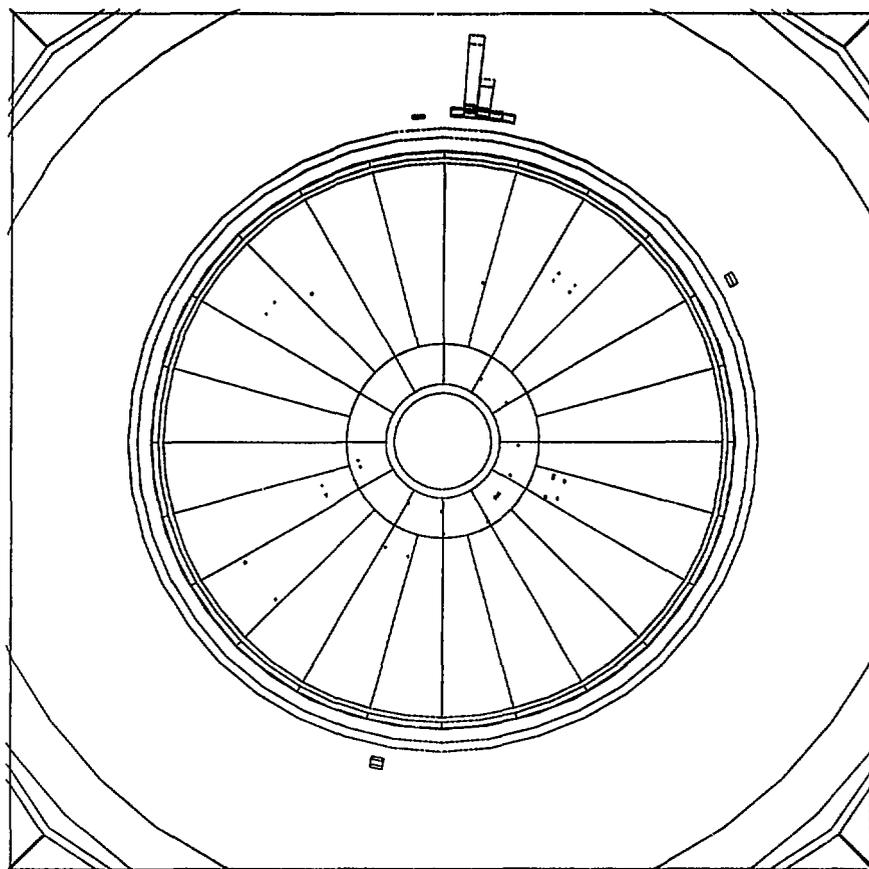


Figure 4.16 : Impulsion transverse des électrons uniques.

En conclusion de cette partie sur les électrons isolés et uniques, nous pouvons dire que cet échantillon d'événements est dominé par le Bhabha radiatif. Dans le cas de l'électron unique, la distribution en énergie (principalement à basse énergie) nous a montré que nous devons considérer, en sus du Bhabha radiatif, la contribution des événements où quatre électrons sont produits dans l'état final. Ne disposant pas de générateur fiable pour ce processus, nous ne pouvons comparer notre échantillon avec les résultats des générateurs. En revanche, dans le cas où deux particules ont été observées, si nous appliquons des coupures nous permettant de réduire l'échantillon aux événements correspondant à une cinématique à trois corps, nous observons un très bon accord aussi bien sur la distribution angulaire que sur celle en énergie avec les résultats du générateur TEEG.

## B - Photons isolés

Cette partie est consacrée à la présentation des résultats sur l'échantillon de photons isolés qui correspond à une luminosité de  $2,98 \text{ pb}^{-1}$ . On trouvera sur la figure suivante une représentation d'un événement photon unique c'est-à-dire où seul le calorimètre électromagnétique a reçu un dépôt d'énergie – et un seul –, l'absence de trace TEC signant le photon. Nous nous intéresserons ici aux photons isolés accompagnés d'une particule d'énergie proche de celle du faisceau observée à petit angle. En effet, et comme il a déjà été précisé à de nombreuses reprises, notre échantillon d'étude est composé non seulement des photons uniques, mais également de tous les événements qui, par leur configuration, sont susceptibles d'augmenter notre confiance dans les résultats des générateurs de bruit de fond. Nous présenterons ensuite l'échantillon de photons uniques et sa répartition en fonction de l'énergie dans le centre de masse.



**Figure 4.17 :** Représentation d'un événement photon unique dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. On distingue le dépôt d'énergie dans le BGO.

### 1) Événements photon isolé et électron observé à petit angle

La sélection finale des photons isolés consiste à demander qu'aucune trace TEC n'ait été reconstruite. On demande de plus que l'énergie reçue dans les scintillateurs situés en avant des bouchons du calorimètre hadronique soit inférieure à 1 GeV. Comme nous l'avons vu dans la dernière partie du chapitre 3, la réponse en énergie du calorimètre hadronique lorsque le dépôt est observé entre 6,5 et 8 degrés (ou entre 172 et 173,5 degrés) est inférieure à ce qu'elle est lorsque le dépôt est d'angle compris entre 8 et 172 degrés. Nous demandons donc que si le dépôt est situé dans cette zone moins efficace (entre 6,5 et 8 ou entre 172 et 173,5 degrés), son énergie soit inférieure à 1 GeV, alors qu'entre 8 et 172 degrés nous demandons que l'énergie soit inférieure à 3 GeV. On utilise ensuite les luminomètres pour distinguer les événements photons isolés accompagné d'une particule observée à petit angle (c'est à dire ceux où l'énergie reçue dans un des luminomètre est supérieure à 20 GeV) des événements photons uniques (on requiert alors que le signal dans ce détecteur soit inférieure à 5 GeV).

5 événements présentent des dépôts dans les deux luminomètres d'énergie supérieure à 20 GeV. Ils correspondent à une cinématique à trois corps. 57 événements ont une énergie dans un des luminomètres supérieure à 20 GeV, l'énergie dans le second luminomètre étant inférieure à 5 GeV.

Le générateur dont disposons, pour comparer ces événements avec des événements simulés, est TEEG. Nous avons mentionné, dans le premier chapitre, que l'utilisation du second ordre de correction conduit à des divergences dans le résultat de ce générateur. Aussi sommes-nous contraint de nous limiter aux événements correspondant à une cinématique "pseudo deux corps". Nous appliquons donc des coupures permettant de ne sélectionner que les événements de ce type.

Ces coupures sont :

La différence entre l'angle  $\varphi$  du photon (observé dans le BGO) et l'angle  $\varphi$  de l'électron observé dans le luminomètre doit être comprise entre 170 et 180 degrés.

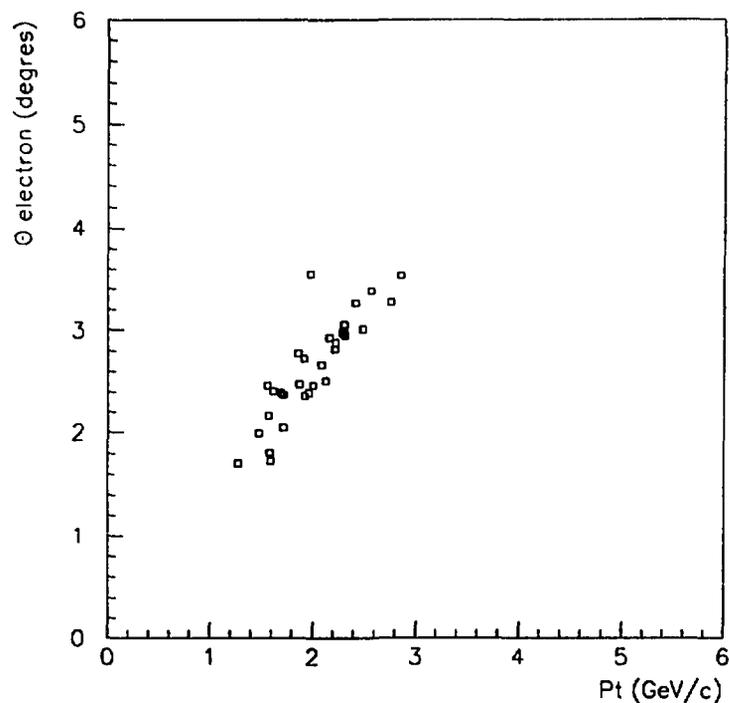
La différence entre le cosinus de l'angle  $\theta$  de l'électron et celui que l'on prédit en appliquant des lois issues de la conservation de mouvement doit être inférieure en valeur absolue à 0,001.

31 événements survivent à ces trois coupures. Le générateur prédit, compte tenu de l'efficacité de niveau I et de la luminosité intégrée, un nombre d'événements de 30,4. Si on répartit ces événements suivant que le luminomètre touché est situé vers les  $z$  positifs ou les  $z$  négatifs on obtient respectivement 8 et 23 événements.

Nous avons mentionné au chapitre 3 qu'une voie du déclenchement de niveau I est consacrée à enregistrer un vingtième des événements où un des luminomètres a reçu une énergie supérieure à 20 GeV. Aucune asymétrie n'a été observée dans le nombre d'événements sélectionnés par cet algorithme \*. On peut donc exclure une asymétrie dans le positionnement des luminomètres par rapport au point d'interaction.

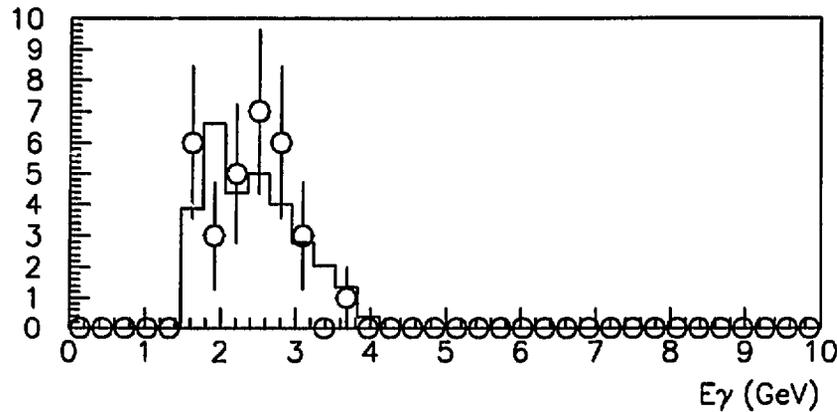
Nous avons montré dans la première partie de ce chapitre que les résultats du générateur sont en accord avec le nombre et la distribution en énergie des événements où un électron unique est observé dans le BGO, accompagné d'une particule d'énergie proche de celle du faisceau dans un des luminomètres. Dans cet échantillon également, aucune asymétrie n'a été observée.

De plus, les 31 événements franchissant les coupures précédemment décrites, ont tous les caractéristiques d'événements correspondant à une cinématique à trois corps. On trouvera sur la figure 4.18, la distribution de l'angle  $\theta$  de l'électron observé dans un des luminomètres, en fonction de l'impulsion transverse de ces photons. Cette représentation bidimensionnelle est semblable à celle que nous avons montrée en d'autres occasions (voir figures 1.33, 1.35 et 4.13). On trouvera sur la figure 4.19 la distribution de l'énergie des photons observés dans le BGO.



**Figure 4.18 :** Distribution de l'angle de la particule observée dans un des luminomètres, en fonction de l'impulsion transverse du photon détecté dans le BGO.

\* Communication privée de F. Linde.

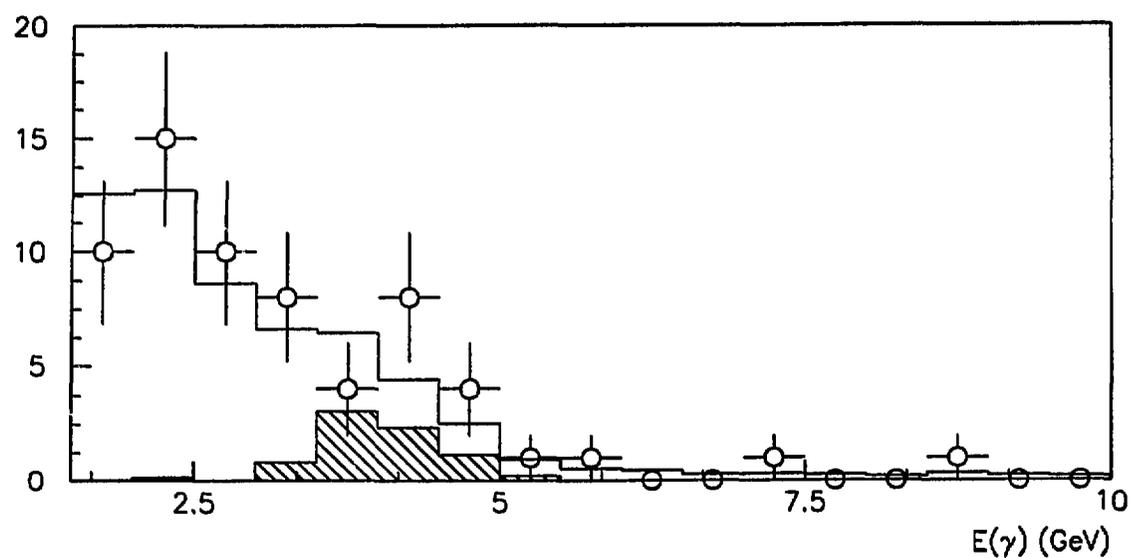


**Figure 4.19 :** Distribution de l'énergie des photons lorsqu'une particule d'énergie supérieure à 20 GeV est observée dans un des luminomètres.

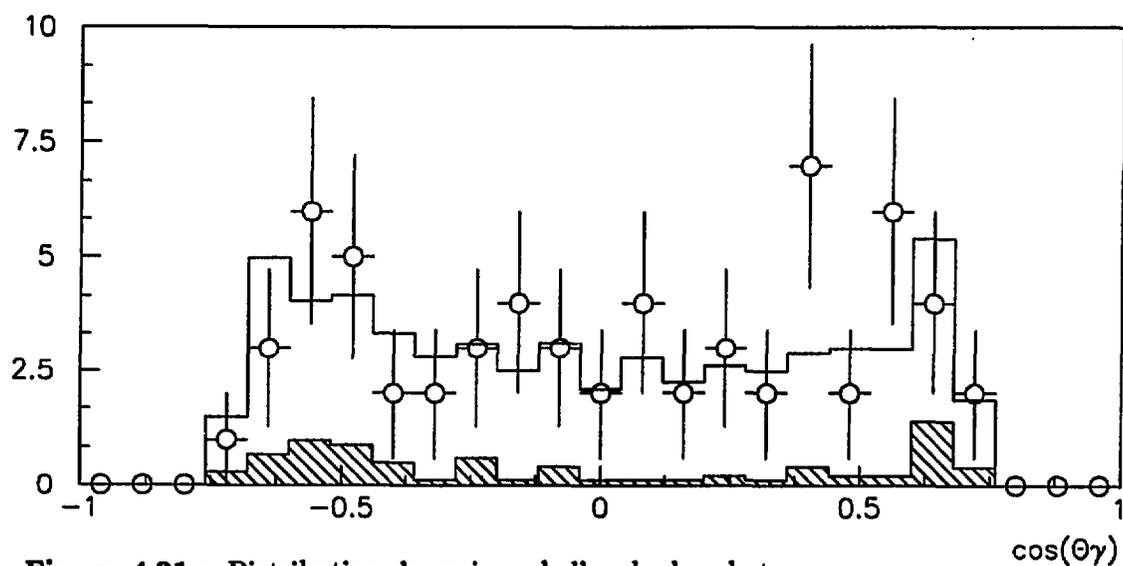
Cette étude des événements photon isolé accompagné d'une particule d'énergie proche de celle du faisceau montre donc un accord, quant au nombre d'événements observés, avec les résultats de la simulation. Une asymétrie est observée dans la répartition des événements suivant le luminomètre touché. Aucune explication satisfaisante n'a été trouvée. Cependant, nous devons remarquer que les événements où un électron est observé dans le BGO, accompagné d'une particule d'énergie proche de celle du faisceau observée à petit angle, échantillon pour lequel la statistique est beaucoup plus importante (plus de 1200 événements), sont bien reproduits par les résultats du générateur TEEG.

## 2) Photons uniques

Le nombre de photons uniques est de 63. On trouvera sur la figure 4.20 la distribution en énergie de ces 63 événements. Sur cette figure, on a également porté la distribution des événements issus des générateurs du signal et du bruit de fond de Bhabha radiatif compte tenu de l'efficacité de déclenchement et de sélection et de la luminosité intégrée. La figure 4.21 présente la distribution du cosinus de l'angle  $\theta$  pour les mêmes événements. On constate sur ces deux figures que les données reproduisent correctement, dans les limites de l'erreur statistique, les prédictions des générateurs.



**Figure 4.20 :** Distribution de l'énergie des photons  
 contribution de la réaction  $\nu\bar{\nu}\gamma$   
 contribution de la réaction  $e^+e^-\gamma$   
 (Les symboles utilisés dans la suite du chapitre auront la même signification).



**Figure 4.21 :** Distribution du cosinus de l'angle des photons  
 contribution de la réaction  $\nu\bar{\nu}\gamma$   
 contribution de la réaction  $e^+e^-\gamma$

La figure 4.22 montre, en fonction de l'énergie dans le centre de masse, les sections efficaces observées de la réaction  $\nu\bar{\nu}\gamma$  pour une énergie du photon supérieure à 1,5 GeV et un angle  $\theta$  compris entre 45 et 135 degrés. Le calcul de la section efficace est fait à partir du nombre d'événements observés (soustrait du nombre d'événements attendus provenant du bruit de fond) en tenant compte de la luminosité intégrée, de l'efficacité de déclenchement et des efficacités de sélection. Cette figure présente également les sections efficaces obtenues par le générateur NNGSTR dans la même acceptance et pour un nombre d'espèces de neutrinos de 2, 3 ou 4.

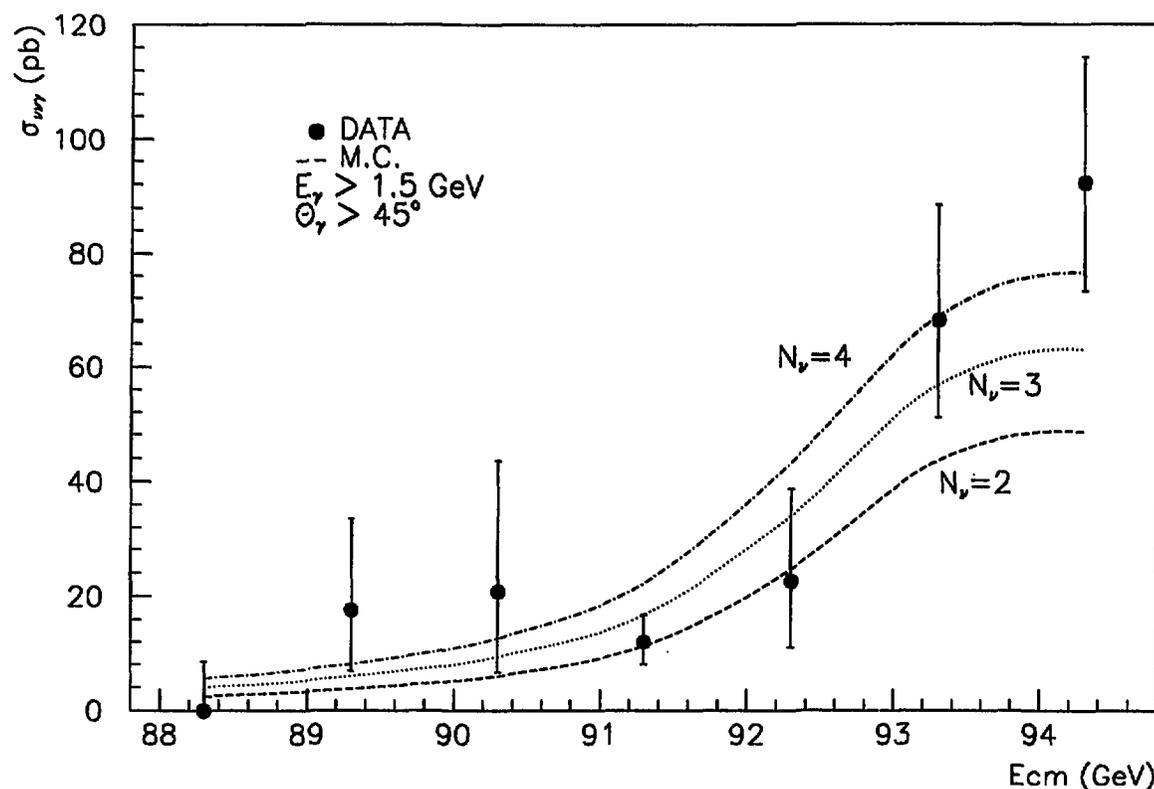
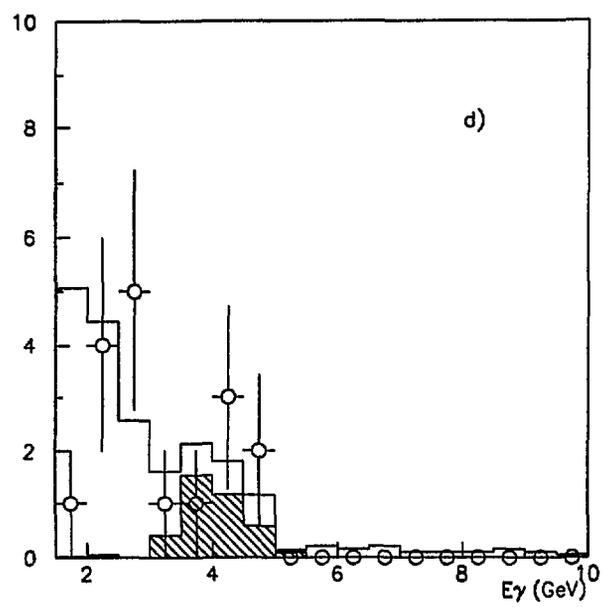
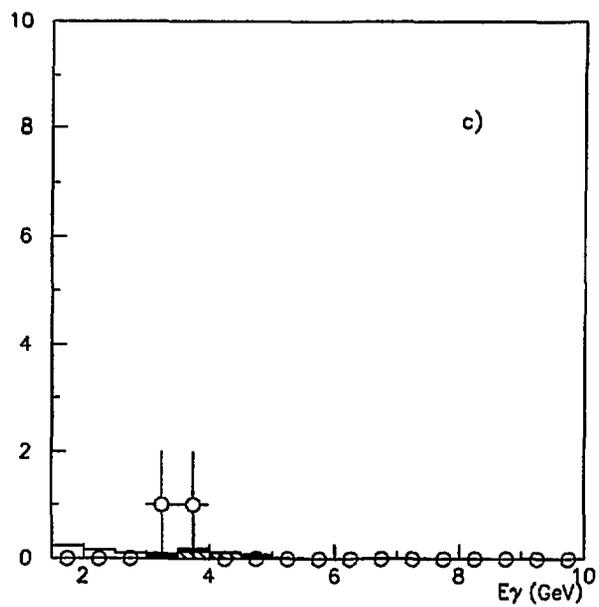
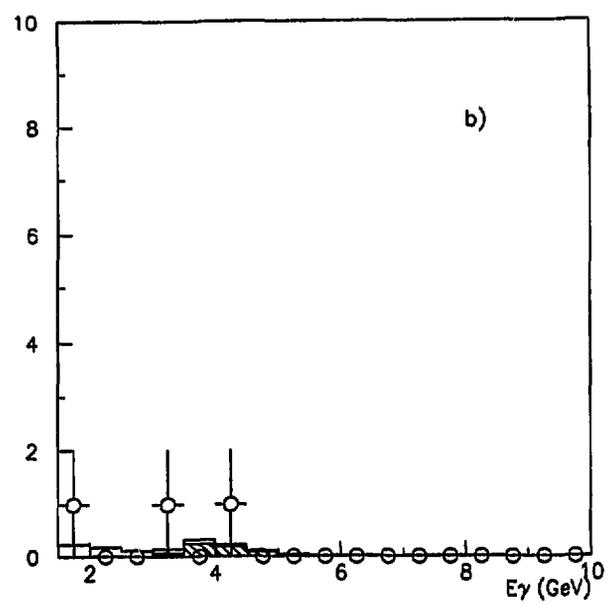
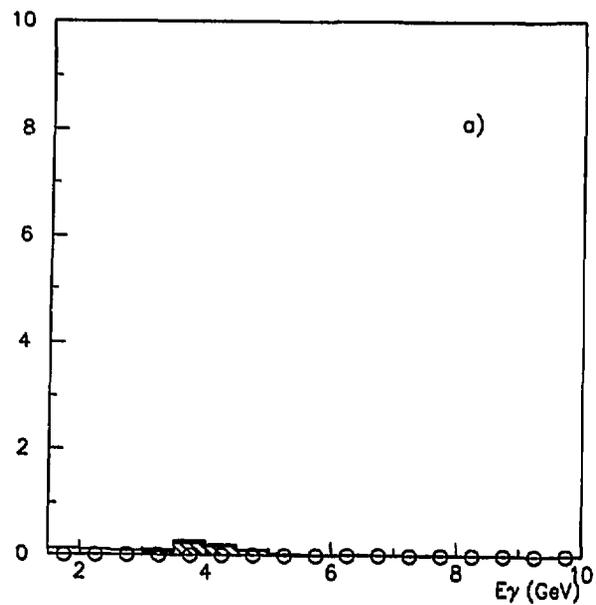
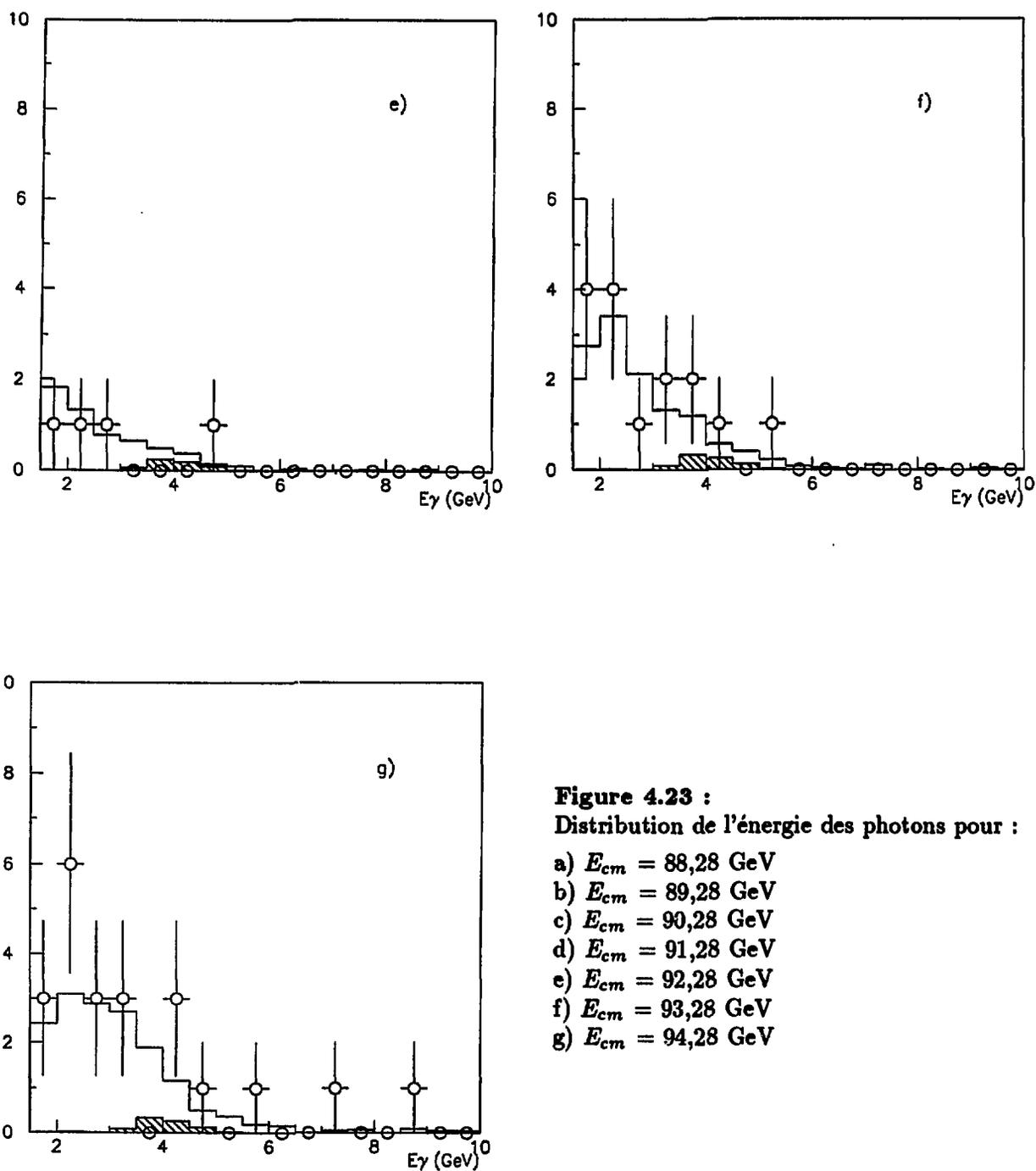


Figure 4.22 : Sections efficaces mesurées et prédites par le générateur NNGSTR pour la réaction  $\nu\bar{\nu}\gamma$  en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

Les figures 4.23 a) à g) présentent la distribution de l'énergie du photon pour les 7 énergies dans le centre de masse disponibles. De même que sur la figure 4.20 les distributions prédites par le générateur sont convoluées par les efficacités de déclenchement et de sélection. Dans les limites de l'erreur statistique, les distributions observées sont bien reproduites par celles issues de la génération. Nous allons maintenant montrer comment extraire le nombre de neutrinos de cet échantillon.





**Figure 4.23 :**  
**Distribution de l'énergie des photons pour :**

- a)  $E_{cm} = 88,28$  GeV
- b)  $E_{cm} = 89,28$  GeV
- c)  $E_{cm} = 90,28$  GeV
- d)  $E_{cm} = 91,28$  GeV
- e)  $E_{cm} = 92,28$  GeV
- f)  $E_{cm} = 93,28$  GeV
- g)  $E_{cm} = 94,28$  GeV

## C - Méthode d'extraction du nombre de neutrinos

Dans cette dernière partie nous présenterons les hypothèses que nous faisons sur les résultats de la simulation et décrirons la méthode du maximum de vraisemblance appliquée à notre cas. Nous présenterons les résultats de cette détermination de  $N_\nu$  et les erreurs statistiques et systématiques. Enfin, nous conclurons en présentant en quoi une luminosité intégrée plus grande et une meilleure connaissance des inefficacités subies par notre échantillon nous permettront, dans l'avenir, d'améliorer ce résultat.

### 1) Echantillon et hypothèses

L'échantillon de photons uniques est donc composé de 63 événements. Il correspond à une luminosité intégrée de  $2,98 \text{ pb}^{-1}$ . On trouvera sur le tableau 4.2, en fonction de l'énergie dans le centre de masse, la luminosité intégrée, le nombre d'événements attendus et le nombre d'événements observés. Le nombre d'événements attendus est la somme des contributions provenant du signal (réaction  $\nu\bar{\nu}\gamma$ , en supposant que  $N_\nu = 3$ ) et du bruit de fond (réaction  $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\gamma$ ). Nous avons montré, dans les dernières pages du premier chapitre, que les contributions des autres bruits de fond sont négligeables.

$E_{cm} \text{ (GeV)}$	$L \text{ (nb}^{-1}\text{)}$	$N_{obs}$	$N_{att}$	$N_{att}^{\nu\bar{\nu}\gamma}$	$N_{att}^{e^+e^-\gamma}$
88,28	215	—	1,10	0,52	0,58
89,28	226	3	1,42	0,82	0,60
90,28	132	2	1,07	0,73	0,34
91,28	1481	17	20,12	16,30	3,82
92,28	245	4	5,85	5,23	0,62
93,28	334	15	12,28	11,44	0,84
94,28	347	22	15,54	14,84	0,86
Total	2980	63	57,56	49,87	7,67

Tableau 4.2 : Répartition, en fonction de l'énergie dans le centre de masse, de la luminosité intégrée disponible et des nombres d'événements observés et attendus.

La formule du nombre total d'événements attendus peut s'écrire sous la forme :

$$N_{att}(N_\nu)_{E_{cm}} = N_{att}^{\nu\bar{\nu}\gamma}(N_\nu)_{E_{cm}} + N_{att}^{e^+e^-\gamma}(E_{cm}=91,28) \times \frac{\sigma_{E_{cm}}^{e^+e^-\gamma}}{\sigma_{91,28}^{e^+e^-\gamma}}$$

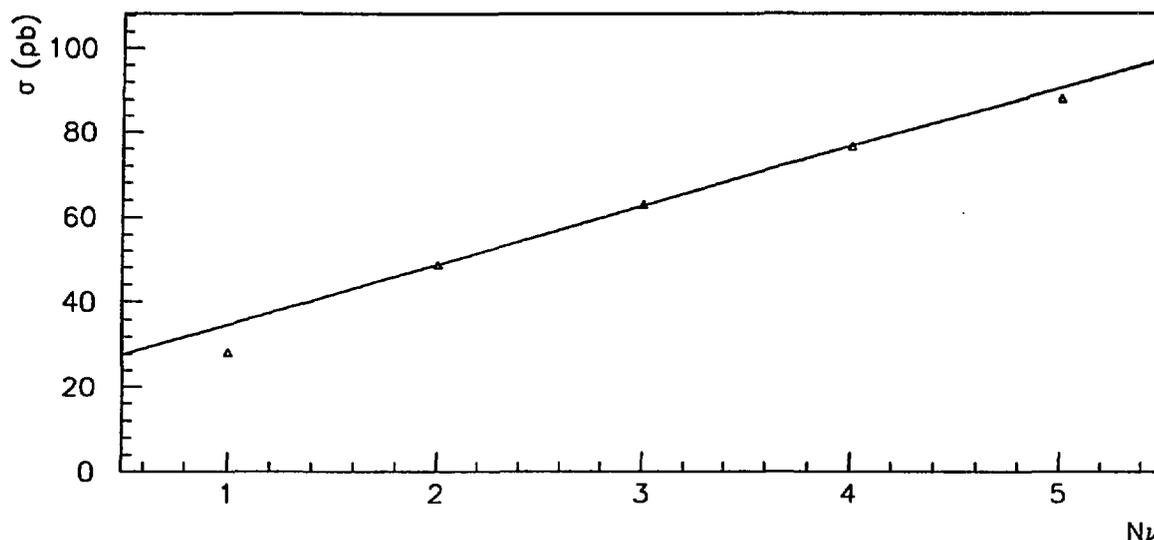
Le nombre d'événements attendus provenant de la réaction  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  est calculé de la manière suivante. Le programme de simulation qui a été présenté au chapitre 2 nous permet, étant donné — par le générateur — les sections efficaces différentielles pour  $N_\nu = 3$ ,

de calculer la fraction des événements générés qui franchissent nos coupures. En appliquant un facteur multiplicatif correspondant à l'efficacité de notre sélection, une convolution entre l'énergie du photon et l'efficacité de déclenchement, et en tenant compte de la luminosité intégrée pour cette énergie, on obtient le nombre d'événements attendus pour une énergie dans le centre de masse donnée et  $N_\nu = 3$ . A l'aide du générateur, on calcule la section efficace pour  $N_\nu = 2, 3$  et  $4$ , et pour les sept énergies dans le centre de masse. pour un nombre de neutrinos compris entre 2 et 4 l'évolution de la section efficace est bien représentée par une droite. On utilise donc l'interpolation suivante :

$$\sigma(N_\nu)_{E_{cm}} = \alpha_{E_{cm}} \times N_\nu + \beta_{E_{cm}}$$

$N_\nu$  quelconque compris entre 2 et 4. On suppose que les sections efficaces différentielles angulaires sont indépendantes du nombre de neutrinos. Le nombre d'événements attendus pour un "nombre" de neutrinos non-entier compris entre 2 et 4 est donc linéairement proportionnel au nombre d'événement attendu pour  $N_\nu = 3$ . Il peut s'écrire sous la forme :

$$N_{att}^{\nu\bar{\nu}\gamma}(N_\nu)_{E_{cm}} = A_{E_{cm}} \times N_{att}^{\nu\bar{\nu}\gamma}(N_\nu = 3)_{E_{cm}} + B_{E_{cm}}.$$



**Figure 4.24 :** Section efficace de la réaction  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  pour 5 valeurs de  $N_\nu$  ( $E_\gamma < 1,5$  GeV,  $45 < \theta_\gamma < 135$  degrés et  $E_{cm} = 94,28$  GeV). On remarque que, lorsque  $N_\nu$  est compris entre 2 et 4, la droite est une bonne paramétrisation.

Nous avons montré, dans les dernières pages du chapitre 1, que si la section efficace totale de la réaction  $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\gamma$  varie en fonction de l'énergie dans le centre de masse, les sections efficaces différentielles sont sensiblement identiques, que ce soit pour l'énergie du photon ou pour le cosinus de son angle  $\theta$ . Le calcul du nombre d'événements attendus provenant du bruit de fond se fait donc, pour une énergie dans le centre de masse donnée, en multipliant le rapport entre la section efficace totale à cette énergie et la section efficace à 91,28 GeV par le nombre d'événements attendus après simulation des événements générés avec une énergie dans le centre de masse de 91,28 GeV.

Le facteur multiplicatif que nous appliquons est le produit des efficacités des coupures présentées dans le chapitre 3. Il peut être décomposé comme suit :

- efficacité de la sélection basée sur l'information du BGO :  
 $\varepsilon_{sel} = 99,3 \pm 0,5 \%$ .
- coupure sur la zone angulaire correspondant au secteur inactif de la TEC :  
 $\varepsilon_{TEC} = 93,1 \%$ .
- coupures sur les sous-détecteurs utilisés en vétos (calorimètre hadronique, luminomètres, chambres à muons ...) :  
 $\varepsilon_{veto} = 97,3 \pm 0,6\%$ .

Le facteur multiplicatif appliqué sur le nombre d'événements simulés est donc de 0,899. Pour tenir compte de l'efficacité de l'algorithme de déclenchement, nous utilisons les résultats de la simulation présentée dans la première partie du chapitre 3.

## 2) Méthode du maximum de vraisemblance : détermination de $N_\nu$ et erreur statistique

La méthode utilisée pour extraire le nombre de neutrinos connaissant le nombre d'événements attendus pour  $N_\nu$ , quelconque est celle du maximum de vraisemblance et repose sur le calcul de la densité de probabilité. Nous allons montrer comment on utilise cette méthode lorsque la probabilité d'observer  $N_{obs}$  événements suit une loi poissonnienne. Nous passerons ensuite au cas d'une loi de probabilité gaussienne.

Dans un premier temps, nous divisons l'ensemble de la gamme en énergie des photons (entre 1,5 et 10 GeV) en 34 points correspondant chacun à un intervalle de 250 MeV et nous considérons séparément chaque énergie dans le centre de masse (7 points entre 88,28 et 94,28 GeV). Le nombre d'événements en chaque point est très faible (inférieur à 10). La probabilité en chaque point est donc calculée suivant une loi poissonnienne qui s'écrit alors :

$$P_{i,j}(N_\nu) = \frac{1}{N_{obs}!} N_{att}^{N_{obs}} \times e^{-N_{att}} \quad (i = 1, 34 ; j = 1, 7)$$

où  $i$  et  $j$  sont les indices suivant l'énergie du photon et l'énergie dans le centre de masse respectivement, et où la dépendance en fonction du nombre de neutrinos est contenue dans  $N_{att}$ . La densité de probabilité est le produit des probabilités de chaque point. Chercher le maximum de vraisemblance consiste donc à chercher la valeur de  $N_\nu$  pour laquelle la densité de probabilité atteint un maximum. Cette densité s'écrit :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{34} \prod_{j=1}^7 P_{i,j}(N_\nu).$$

L'expression de l'opposé du logarithme est plus maniable puisque l'on a :

$$-\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^{34} \sum_{j=1}^7 \ln -P_{i,j}(N_\nu)$$

c'est-à-dire :

$$-\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^{34} \sum_{j=1}^7 -N_{obs} \times \ln N_{att} + N_{att} + \ln(N_{obs}!).$$

Dans la pratique, c'est pour cette variable que nous cherchons le nombre de neutrinos correspondant à un minimum ( $\ln \mathcal{L}_{min}$ ). L'erreur statistique à un écart standard est donnée par les valeurs de  $N_\nu$  pour lesquelles le logarithme à une valeur égale à :

$$-\ln \mathcal{L} = -\ln \mathcal{L}_{min} + 1/2.$$

On trouvera sur la figure 4.25 la distribution de la vraisemblance. On constate que le maximum est obtenu pour  $N_\nu = 3,3$  et que les valeurs de  $N_\nu$  à plus et moins un écart standard sont : 3,9 et 2,7 respectivement. La distribution est légèrement dissymétrique. Le résultat de cette minimisation de l'opposé du logarithme de la densité de probabilité est donc :

$$N_\nu = 3,3 \pm 0,6$$

en ne tenant compte que des erreurs statistiques.

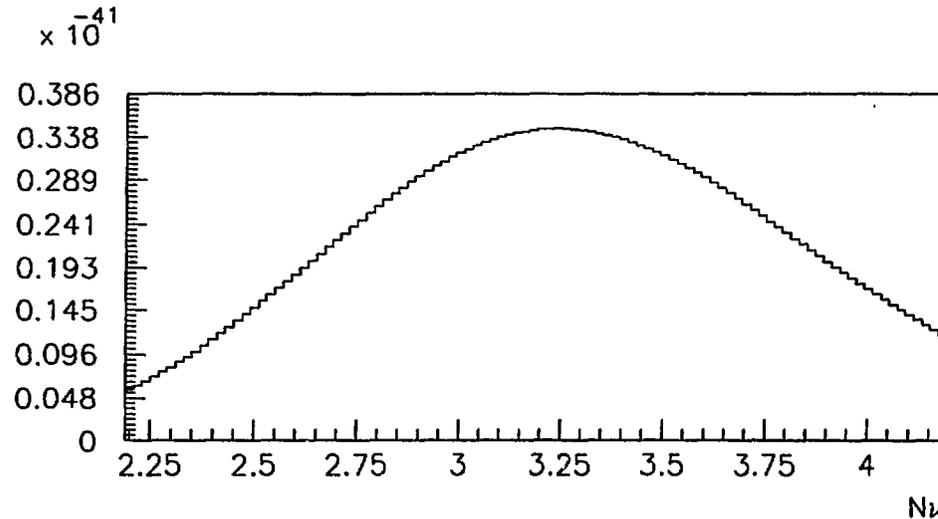


Figure 4.25 : Vraisemblance pour l'optimisation avec 34 x 7 points.

Si nous choisissons de grouper tous les événements pour lesquels l'énergie dans le centre de masse est identique ou de considérer l'ensemble des 63 événements, le nombre d'événements par point est plus élevé. Nous utilisons alors une loi de probabilité gaussienne. Elle s'exprime dans notre cas sous la forme :

$$P(N_\nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \times N_{att}}} e^{(N_{obs} - N_{att})^2 / 2 \times N_{att}}.$$

La densité de probabilité est le produit des probabilités en chaque point (c'est-à-dire dans ce cas 7 points en énergie ou un seul point). On cherche, comme précédemment, le minimum de l'opposé du logarithme de  $\mathcal{L}$ . Les valeurs centrales de  $N_\nu$ , alors obtenues sont, à 0,1 près, identiques à celle trouvée avec la méthode décrite ci-dessus. On voit donc que notre méthode de calcul donne des résultats indépendants du nombre de points utilisés pour les variables énergie dans le centre de masse et énergie du photon.

### 3) Détermination de l'erreur systématique

Pour le calcul de l'erreur systématique, nous devons utiliser la méthode qui consiste à faire varier à l'intérieur d'un écart standard chacun des paramètres permettant de connaître le nombre d'événements attendus. Parmi ceux-ci, on doit compter l'erreur sur les générateurs du signal et du bruit de fond (1 et 2 % respectivement), l'erreur sur la luminosité (0,9 %), l'erreur sur l'efficacité des algorithmes de sélection (0,7 %), enfin, l'erreur sur la connaissance de l'efficacité de l'algorithme de déclenchement de niveau I.

Nous utilisons l'efficacité de déclenchement simulée présentée au chapitre 3. Comme il s'agit d'une simulation et que les erreurs utilisées sont celles qui proviennent de la statistique introduite pour faire ce calcul (plusieurs dizaines de milliers d'événements de décroissance hadronique du  $Z^0$ ), nous utilisons les erreurs à trois écarts standards. Ceci revient à augmenter l'erreur systématique provenant de l'erreur sur l'efficacité de déclenchement. Nous ne disposons pas, comme nous l'avons vu au chapitre 3, d'une statistique suffisante pour pouvoir utiliser une mesure de l'efficacité de déclenchement. En 1991, un canal spécifique nous permettra de mesurer cette efficacité. Il s'agit de la voie électron isolé dont les conditions sont un dépôt d'énergie supérieure à 20 GeV dans un des luminomètres accompagné d'une trace TEC de moment supérieur à 600 MeV. Ces événements devraient être parmi ceux sélectionnés par la voie niveau I photon isolé qui demande que l'énergie déposée dans une ligne ou une collone de super-blocs du calorimètre hadronique soit supérieure à 1,5 GeV. Ainsi, grâce à la statistique disponible et à l'utilisation d'une méthode similaire à celle utilisée dans le chapitre 3, nous devrions disposer d'une mesure de l'efficacité de déclenchement beaucoup plus précise. Ceci nous permettra d'évaluer de manière réaliste l'importance de l'erreur systématique due à l'efficacité de déclenchement.

Les variations, dans les limites des erreurs décrites plus haut, des principaux paramètres de notre ajustement conduisent à un nombre d'événements attendus, en supposant que le nombre de neutrino est de 3, provenant de la réaction  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  de :

$$N_{att}^{\nu\bar{\nu}\gamma}(N_\nu = 3) = 50 \pm 3$$

Le nombre d'événements provenant de la réaction de Bhabha radiatif varie quant à lui dans les limites :

$$N_{att}^{e^+e^-\gamma} = 7,5 \pm 0,7$$

L'effet de ces erreurs sur le résultat est une variation du nombre de neutrinos entre 3,6 et 3,0.

Le résultat final sur le nombre de neutrinos est donc :

$$N_\nu = 3,3 \pm 0,6 \pm 0,3$$

où la première erreur – dominante – est statistique, la seconde erreur est systématique.

Si on suppose que nous disposerons, en 1991, d'une luminosité de  $40 \text{ pb}^{-1}$ , l'erreur statistique deviendra alors 0,15. On constate que l'erreur statistique n'est pas inversement proportionnelle à la luminosité ce qui est du en partie à l'effet du bruit de fond. Les erreurs d'origine systématique seront alors dominantes. Comme nous l'avons dit plus haut, l'erreur systématique qui provient essentiellement de l'erreur sur l'efficacité de déclenchement, pourra être réduite, dès 1991, par une mesure de celle-ci basée sur une plus grande statistique.

## Conclusion

Dans l'introduction de ce mémoire, nous insistions sur le fait que la détermination du nombre de neutrinos par l'étude des photons uniques ne peut se faire sans prendre en compte les corrections radiatives et sans utiliser au mieux les possibilités de l'appareillage. Grâce à l'emploi d'un générateur reproduisant les ordres supérieurs de corrections, le premier point a pu être réalisé.

L'algorithme de sélection que nous avons développé est particulièrement adapté aux spécificités des photons de basse énergie. Pour sélectionner des photons dont l'énergie est de quelques centaines de MeV, nous avons établi des critères permettant de distinguer les dépôts d'origine électromagnétique du signal provoqué par le bruit électronique. L'algorithme construit pour ce faire présente une efficacité supérieure à 99 %.

Les possibilités de l'appareillage, qui permettent de mesurer précisément l'énergie de photons de quelques centaines de MeV, n'ont pu être totalement utilisées, en l'absence d'une efficacité de déclenchement dans ce domaine d'énergie. En effet, le déclenchement de l'acquisition des photons isolés présente une efficacité maximum de 83 %, efficacité qui n'est atteinte que lorsque les photons ont une énergie supérieure à 2,5 GeV. De plus, une mesure précise de l'efficacité de ce déclenchement n'a pu être conduite, faute d'un algorithme redondant avec ce dernier.

Une voie appropriée permettra, lors des prises de données de 1991, de résoudre ce problème. Les événements sélectionnés par ce deuxième canal comporteront une trace TEC reconstruite de plus de 600 MeV/c et un dépôt dans un des luminomètres d'énergie supérieure à 20 GeV. Le nombre d'événements de ce type ayant été sélectionnés par l'algorithme de déclenchement photons isolés en 1990 est de 1300 environ pour une luminosité de  $3,6 \text{ pb}^{-1}$ . La luminosité intégrée en 1991 devrait être de plusieurs dizaines par picobarn. Nous disposerons donc d'une statistique suffisante pour faire une mesure précise de l'efficacité de déclenchement.

## 2 Conclusion

L'utilisation des autres sous détecteurs est également importante. En effet ceux-ci ont été utilisés non seulement pour rejeter tous les événements ne comportant pas un photon unique, mais aussi pour sélectionner des événements dont la configuration – également décrite par le générateur – nous permet de tester les prédictions du générateur du bruit de fond principal. Une étude sur les électrons isolés dans le BGO accompagné d'une particule d'énergie voisine de celle du faisceau a donc été menée. La comparaison des résultats obtenus avec ceux issus du générateur nous a permis de constater que la section efficace totale ainsi que les distributions angulaires et en énergie sont bien reproduites.

Le nombre d'événements photon unique obtenu est de 63. Le nombre d'événements attendus est de 57 pour une luminosité de  $2,98 \text{ pb}^{-1}$ . Pour faire ce calcul nous avons supposé que le nombre de neutrinos est de 3 et nous avons tenu compte des bruits de fond et des efficacités de sélection et de déclenchement. Nous avons montré de quelle manière, à partir des prédictions du générateur, on peut déterminer le nombre de neutrinos. Le résultat obtenu est :

$$N_\nu = 3,3 \pm 0,6 \pm 0,3$$

où la première erreur est statistique et la seconde reproduit les erreurs systématiques dues à la précision des générateurs, des mesures de la luminosité et des efficacités. La principale cause d'erreur systématique est due à la méconnaissance de l'efficacité de déclenchement.

OPAL, une des quatre expériences du LEP, a déjà publié un résultat obtenu par l'étude du photon unique [1]. Avec 73 événements d'énergie supérieure à 1,5 GeV, une efficacité de détection de 72 % et une luminosité intégrée de  $5,4 \text{ pb}^{-1}$ , le résultat est :  $N_\nu = 3,0 \pm 0,4 \pm 0,2$ . La méthode utilisée pour extraire le nombre de neutrino consiste à calculer la largeur invisible à partir des sections efficaces de la réaction  $\nu\bar{\nu}\gamma$ , par une formule analytique. Les résultats obtenus sont compatibles avec ceux présentés dans cette thèse.

Pour le travail présenté ici (de même que dans la publication [1]), nous utilisons les valeurs de la masse et de la largeur du  $Z^0$  données par les expériences LEP. La largeur partielle de décroissance du  $Z^0$  en un type de neutrino est calculée à l'aide du modèle standard. Les paramètres qui interviennent au deuxième ordre dans le calcul, et que l'on peut déterminer à partir des résultats de ces mêmes expériences, sont la masse du quark top et du boson de Higgs, et les largeurs partielles de décroissance du  $Z^0$  en hadrons et leptons. La probabilité, pour un électron d'énergie donné, d'émettre un photon d'énergie  $E_\gamma$  et d'angle  $\theta_\gamma$  par rapport à l'axe du faisceau est calculée à partir de la théorie QED (Quantum Electro-Dynamic).

La méthode qui utilise la largeur totale de décroissance du  $Z^0$  pour déterminer  $N_\nu$  fait intervenir de manière directe les largeurs partielles. Les résultats obtenus en combinant les quatre valeurs données par les quatre expériences sont :  $N_\nu = 2,97 \pm 0,05$ . Cette méthode a bénéficié de la très faible erreur sur la mesure de la luminosité, ce qui a permis d'obtenir cette remarquable précision. Une mesure du nombre de neutrinos obtenues par une méthode indépendante de la méthode de la largeur est toutefois nécessaire et l'étude des photons uniques le permet.

L'étude des photons uniques permet également, comme nous l'avons montré au premier chapitre, de placer des limites sur les couplages des particules prédites par les modèles au-delà du modèle standard (supersymétrie, modèles composites). Cette étude, combinée avec des résultats sur les décroissances hadroniques, a permis d'exclure, à 90 % de degrés de confiance, que les neutrinos excités aient une masse inférieure à 45 GeV [2] et que les neutralinos soient produits par la décroissance du  $Z^0$  [3]. Dans l'avenir, une plus grande statistique permettrait à l'étude du photon unique de réduire les limites actuelles sur le moment magnétique du neutrino du  $\tau$ .

La méthode que nous avons utilisée pour déterminer le nombre de neutrino n'a pas encore atteint la précision escomptée ( $\Delta N_\nu = 0,3$  dans la référence [4] avec la luminosité intégrée utilisée ici). Cependant, l'année qui commence semble prometteuse pour l'étude des photons uniques dans l'expérience L3. La version actuelle des programmes de sélection, qui a fait ses preuves, sera conservée en l'état. L'erreur sur l'efficacité de déclenchement, qui joue un grand rôle ( $\Delta_{eff} N_\nu = 0,15$ ) dans l'erreur systématique sur le nombre de neutrino, sera réduite, grâce à une nouvelle voie d'acquisition. De plus, nous pouvons raisonnablement supposer que la luminosité disponible cette année sera de l'ordre de  $40 \text{ pb}^{-1}$ , ce qui permettrait de réduire l'erreur statistique à  $\Delta N_\nu \simeq 0,15$ .

## Références

- [1] M. Akrawy *et al.*, OPAL collab.,  
CERN-PPE/90-187 (Dec. 1990).
- [2] B. Adeva *et al.*, L3 collab.,  
Phys. Lett. B 252 (1990) 525-532.  
M. Decamp, *et al.*, ALEPH collab.,  
Phys. Lett. B 250 (1990) 172-182.
- [3] M. Decamp *et al.*, ALEPH collab.,  
Phys. Lett. B 244 (1990) 541-550.
- [4] L. Trentadue *et al.*, Z Physics at LEP I,  
CERN 89-08 Vol. 1 (Sept. 1989) 129-171.

## Annexe

Le propos de cette annexe est de compléter la liste des méthodes utilisées pour rejeter les événements cosmiques, liste qui est ébauchée dans le troisième chapitre. Nous avons montré que pour rejeter les événements dont l'instant d'arrivée et la direction incidente permettent la reconstruction d'une trace muon, nous utilisons, au départ de l'algorithme de sélection, un critère basé sur la distance au vertex. Nous avons décrit les deux critères de forme que nous avons élaboré pour rejeter les cosmiques dont l'angle d'incidence conduit à une absence de trace muon reconstruite — et ce quelque soit leur temps d'arrivée.

Dans le cas où la trajectoire du muon cosmique correspond à la zone angulaire couverte par les chambres à muons, mais où le temps d'arrivée du muon est tel que l'on ne puisse reconstruire une trace, le premier critère utilisé est inefficace. Le deuxième critère ne permet pas non plus de rejeter l'événement, puisque la direction incidente du muon est voisine de l'axe des cristaux et la forme de la gerbe observée dans le BGO franchit alors les deux coupures sur le facteur de corrélation et sur le rapport des valeurs propres de la matrice de second moment. Seule une utilisation intensive de l'information concernant les points d'impact dans les chambres à muons (et non sur les traces reconstruites) permet de rejeter ce dernier type d'événements.

La figure A.1 présente les temps d'intégration du signal pour les voies électroniques des détecteurs utiles dans notre cas. On constate que la voie digitale du BGO est celle dont la période d'intégration est la plus longue (8,7  $\mu$ s dont 2,8  $\mu$ s avant le croisement des faisceaux). Les chambres en  $z$  et en  $p$  des chambres à muons n'ont pas le même temps de lecture, celui des chambres en  $z$  étant le plus long avec 2  $\mu$ s. On utilise donc l'information sur le nombre et la position des points d'impact dans les chambres en  $z$ .

On demande pour pouvoir utiliser les points d'impact dans les chambres en  $z$  des chambres à muons que le nombre de ces points soit supérieur ou égal à trois. On cherche ensuite, par une minimisation, la droite qui joint ces points et passe par le centre de gravité du dépôt significatif dans le BGO. Pour que l'événement soit considéré comme lié à un cosmique, la droite obtenue doit satisfaire les critères suivants :

- la racine carrée de la somme des résidus doit être inférieure à 30 cm,
- la droite utilisée doit être d'une longueur supérieure à 3 mètres,
- la distance entre la droite et le dépôt dans le BGO doit être inférieure à 30 cm.

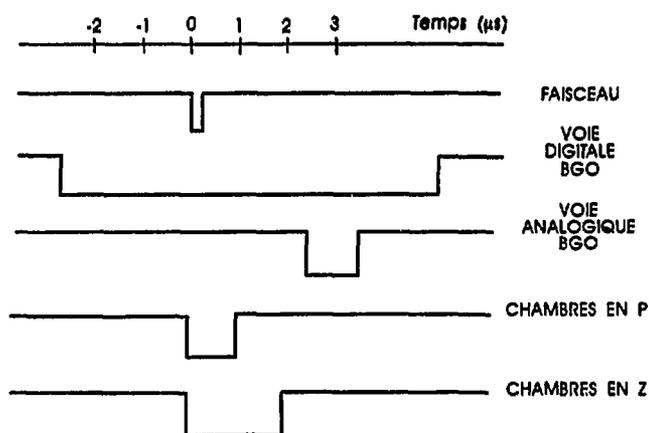
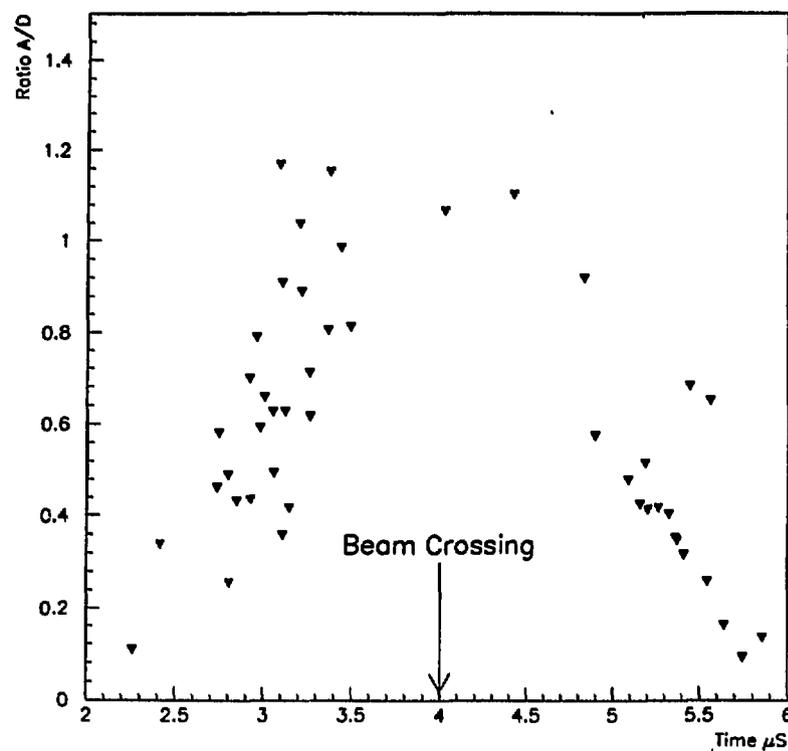


Figure A.1 : Schéma de l'intégration des signaux du calorimètre électromagnétique et des chambres à muons au cours du temps.

On a évalué l'inefficacité entraînée par ces coupures à partir d'un échantillon d'électrons uniques, elle est de 0,7 % et due à de fausses coïncidences provoquées par le bruit électronique dans les chambres en z.

Une méthode d'estimation de la contamination de l'échantillon de photons uniques par les événements cosmiques a été proposée. Elle est basée sur l'utilisation de l'information dite analogique BGO. On constate sur la figure A.1 que la durée d'enregistrement du signal dans la voie analogique est de 2  $\mu$ s, calculée pour que, si l'événement est dû à un croisement des faisceaux, le signal soit identique dans les deux voies électroniques de lecture du BGO. On sait que les scintillateurs, qui seuls donnent une information en temps, sont situés au-delà du BGO en partant du point d'interaction. Le rapport entre l'énergie dans la voie analogique et dans la voie digitale permet également, en raison de ces temps d'intégration distincts de disposer d'une information en temps. On trouvera sur la figure suivante le rapport entre l'énergie lue dans ces deux voies, en fonction du temps enregistré par les scintillateurs pour une échantillon d'événements pour lesquels une coïncidence de 20 ns est observée entre le scintillateur situé derrière le dépôt significatif et le scintillateur situé à 180 degrés.

On constate sur cette figure que le rapport entre les deux énergies est d'autant plus proche de 1 que le temps mesuré par les scintillateurs correspond à celui du croisement des faisceaux. Si au contraire, le temps mesuré par le scintillateur est supérieur à 500  $\mu$ s ou inférieur à 300  $\mu$ s, le rapport est alors inférieur à 0,7. On dira donc qu'un événement est supposé hors temps si le rapport entre l'énergie lue dans la voie digitale et l'énergie lue dans la voie de déclenchement est inférieur à 0,7. L'étude des événements électrons isolés montre qu'à cause des fluctuations sur ces deux voies électroniques 1,1 % des événements sont faussement considérés hors temps. Sachant que nous attendons 70 événements environ provenant des contributions des réactions  $\nu\bar{\nu}\gamma$  et  $e^+e^-\gamma$ , le nombre d'événements attendus présentant un rapport inférieur à 0,7 à cause des fluctuations ("faux hors temps") est de 0,8. Or, parmi les 63 événements photons uniques, seul 1 a un rapport entre les énergies des voies digitales et de déclenchement inférieur à 0,7, ce qui est donc compatible avec le nombre d'événements attendus provenant seulement des fluctuations.



**Figure A.2 :** Rapport entre l'énergie lue dans les voies analogiques et digitales en fonction du temps mesuré dans les scintillateurs.

Toutes les méthodes de réjection des événements cosmiques sont donc complémentaires et suffisamment efficaces pour que nous puissions négliger la contribution de ce bruit de fond à l'échantillon final.

# Table des matières

## Introduction

## Chapitre 1

### Etat actuel des mesures du nombre de neutrinos et nouvelles possibilités offertes au LEP

<b>A - Résultats obtenus avant et à LEP</b> .....	p. 2
<b>1) Détermination à partir des données d'astrophysique</b> .....	p. 2
a/ La supernova 1987A .....	p. 2
b/ Utilisation des résultats sur l'abondance primaire des noyaux légers .....	p. 4
<b>2) Résultats issus des collisionneurs <math>p\bar{p}</math></b> .....	p. 6
<b>3) Résultats issus des collisionneurs <math>e^+e^-</math></b> .....	p. 7
a/ Largeur totale du $Z^0$ .....	p. 7
b/ Recherche du photon unique .....	p. 9
 <b>B - Etude de la réaction <math>e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma</math></b> .....	p. 10
<b>1) Principe de la mesure : état final à un photon unique</b> .....	p. 10
<b>2) Le signal</b> .....	p. 10
a/ Section efficace à l'ordre 1 .....	p. 10
b/ Corrections liées à l'émission de photons .....	p. 12
c/ Corrections faibles .....	p. 15
<b>3) Bruit de fond</b> .....	p. 16
a/ Le Bhabha radiatif .....	p. 16
b/ Les autres bruits de fond .....	p. 18

**2 Table des matières**

**C - Le photon unique à LEP :**  
**une mesure des modèles non-standards** ..... p. 19

1) Modèles composites.....p. 19  
2) Modèles supersymétriques ..... p. 20

**D - Les générateurs** .....p. 23

1) Nécessité et principe.....p. 23  
2) Prise en compte des corrections radiatives.....p. 24  
3) Présentation des générateurs utilisés dans cette étude .....p. 25

    a/ Un générateur de la réaction  $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  : NNGSTR.....p. 25  
    b/ Comparaison entre deux générateurs du signal : NNGSTR et KORALZ ... p. 31  
    c/ Un générateur de la réaction de Bhabha radiatif : TEEG.....p. 33  
    d/ L'état final à trois photons.....p. 39  
    e/ Utilisation du générateur KORALZ dans le cas du bruit de fond.....p. 39  
    f/ Les processus d'interaction à deux photons.....p. 39

**Références** .....p. 41

## Chapitre 2

### Comportement du signal et du bruit de fond dans le détecteur L3

**A - Détection de photons isolés dans L3** ..... p. 2

1) Le calorimètre électromagnétique ..... p. 2

    a/ Gerbes électromagnétiques et calorimétrie.....p. 2  
    b/ Choix du matériau et structure.....p. 3  
    c/ Voies électroniques, amplification et digitalisation ..... p. 5  
    d/ Evolution au cours du temps de la réponse en énergie ..... p. 7

2) Les autres détecteurs ..... p. 9

    a/ La chambre à traces interne.....p. 11  
    b/ Les scintillateurs ..... p. 12  
    c/ Le calorimètre hadronique ..... p. 12  
    d/ Les chambres à muons.....p. 13  
    e/ Les détecteurs de luminosité ..... p. 14

3) Couverture angulaire du détecteur L3.....p. 14

<b>B - Simulation et reconstruction</b> .....	p. 16
1) Simulation des gerbes électromagnétiques .....	p. 16
2) Comparaison de deux programmes de simulation : EGS et GEANT .....	p. 17
<b>Références</b> .....	p. 26

## Chapitre 3

### Méthode de sélection du signal

<b>A - Déclenchement de l'acquisition des événements</b> .....	p. 1
1) Déclenchement de niveau I .....	p. 1
a/ La voie photon isolé .....	p. 1
b/ Les autres voies de déclenchement .....	p. 3
2) Les niveaux II et III du déclenchement .....	p. 4
3) Efficacité de l'acquisition .....	p. 5
<b>B - Algorithme de sélection des événements photons isolés</b> .....	p. 11
1) Pourquoi se baser sur le BGO ? .....	p. 11
2) Description de l'algorithme .....	p. 11
a/ Informations utilisées .....	p. 12
b/ Définition des dépôts significatifs .....	p. 12
c/ Définition des dépôts dus au bruit électronique .....	p. 15
d/ Algorithme .....	p. 16
3) Efficacité de l'algorithme de sélection .....	p. 19
<b>C - Classement des événements en plusieurs catégories</b> .....	p. 21
1) Critère de forme de l'amas observé dans le BGO .....	p. 21
2) Utilisation de l'information de la chambre à traces interne .....	p. 25
3) Utilisation de l'information des autres calorimètres .....	p. 26
4) Critère de sélection des photons et électrons isolés .....	p. 29
<b>Références</b> .....	p. 31

## Chapitre 4

### Premiers résultats

<b>A - Electrons isolés</b> .....	p. 1
1) Distributions des électrons isolés dans le BGO .....	p. 2
2) Electron isolé dans le BGO et photon ou électron observé à petit angle.....	p. 9
3) Electrons uniques.....	p. 14
<b>B - Photons isolés</b> .....	p. 16
1) Evénements photon isolé et électron observé à petit angle .....	p. 16
2) Photons uniques.....	p. 19
<b>C - Méthode d'extraction du nombre de neutrinos</b> .....	p. 23
1) Echantillon et hypothèses.....	p. 23
2) Méthode du maximum de vraisemblance : détermination du $N_\nu$ et erreur statistique .....	p. 24
3) Détermination de l'erreur systématique .....	p. 27

### Conclusion

NOM : <b>BUISSON</b> (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : <b>Christine</b>		DATE de SOUTENANCE  <b>16 Mai 1991</b>
TITRE : <b>Détection de photons uniques dans l'expérience L3</b>		
NATURE :		Numéro d'ordre : <b>73-91</b>
DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR-INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT
<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
DOCTORAT DE 3e CYCLE		Spécialité :
<input type="checkbox"/>		<b>Physique des particules</b>
Code B.I.U. - Lyon : <b>T 50/210/19 / et bis</b>		CLASSE :
<p>RESUME : Ce travail est basé sur des données enregistrées en 1990 auprès de l'expérience L3 sur le collisionneur électron-positon LEP au CERN. Il présente les premiers résultats de cette expérience sur le nombre de neutrinos obtenus à partir de l'étude de la réaction <math>e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma</math>.</p> <p>Dans la première partie de ce mémoire nous nous sommes attachés à une revue des valeurs de <math>N_\nu</math> actuellement disponibles et à montrer l'intérêt de l'étude du photon unique comme mesure de <math>N_\nu</math> dans le cadre du modèle standard, mais aussi comme une indication sur les modèles supersymétriques et composites. Ce chapitre se termine par la présentation des générateurs utilisés pour calculer les sections efficaces, tant du signal que des bruits de fond.</p> <p>Le détecteur L3 et en particulier le calorimètre électromagnétique à cristaux de BGO sont présentés dans la deuxième partie, ainsi que les programmes utilisés pour simuler le détecteur.</p> <p>Le troisième chapitre est consacré à la présentation de l'acquisition des photons isolés et des algorithmes mis au point pour sélectionner le signal. Nous montrons également en quoi l'étude des échantillons tels que les électrons isolés est possible à partir de ces sélections et nous permet d'augmenter notre confiance dans le générateur du bruit de fond principal.</p> <p>La quatrième partie, enfin, présente l'analyse des échantillons obtenus, la comparaison avec les résultats de la simulation et la méthode utilisée pour extraire le nombre de familles de neutrinos. Si on considère l'ensemble de l'échantillon de photons uniques correspondant à une luminosité de <math>2,98 \text{ pb}^{-1}</math>, l'énergie dans le centre de masse étant comprise entre <math>M_{Z^0} - 3 \text{ GeV}</math> et <math>M_{Z^0} + 3 \text{ GeV}</math>, on obtient, en prenant en compte les erreurs statistiques et systématiques :</p> $N_\nu = 3,3 \pm 0,6 \pm 0,3.$		
MOTS-CLES : <b>Neutrino, photon, calorimètre électromagnétique, L3</b> <b>sélection d'événements</b>		
Laboratoire(s) de recherches : <b>Institut de Physique Nucléaire - Université Claude Bernard lyon-1</b>		
Directeur de recherches : <b>Mr. J.P. BURQ</b>		
Président du jury : <b>Mr. G. SMADJA</b>		
Composition du jury : <b>J.P. Burq, M. Chemarin, C. Dionisi, B. Michel, R. Morand, G. Smadja</b>		<b>137 pages</b>