

Université de Montréal

Étude des corrélations azimutales dans les collisions photon-photon
au LEP

par

Mathieu Doucet

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Philosophiæ Doctor (Ph.D.)
en physique

mars, 1998

© Mathieu Doucet, 1998



QC
3
U54
1998
v. 013

Université de Montréal

Étude des corrélations asymétriques dans les collisions photon-photon
au LEP

par

Martin Dorset

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Philosophie (Doctor (Ph.D.))
en physique

juin 1998



Martin Dorset, 1998

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée:

Étude des corrélations azimutales dans les collisions photon-photon
au LEP

présentée par:

Mathieu Doucet

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

Claude Leroy, président-rapporteur
Viktor Zacek, directeur de recherche
Jules Gascon, membre du jury
John Gunn, membre du jury
David Hanna, examinateur externe

Thèse acceptée le: 26 juin 1998

Sommaire

Dans cette thèse, nous présentons pour la première fois les mesures des deux rapports de fonctions de structure du photon f_A^γ/F_2^γ et F_B^γ/F_2^γ pour des collisions photon-photon produisant une paire de muons. Les fonctions de structure donnent la distribution d'impulsion entre les constituants du photon pour différentes configurations d'hélicité des photons du processus $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$. Ces collisions photon-photon sont produites lorsque chacun des électrons d'un accélérateur e^+e^- émet un photon. Les deux photons produits peuvent par la suite interagir par l'intermédiaire de fluctuations quantiques du photon.

Les résultats obtenus sont en accord avec les prédictions de l'électrodynamique quantique à l'ordre α^4 de la théorie des perturbations. La méthode utilisée pour extraire ces rapports de fonctions de structure est celle des corrélations azimutales, qui consiste en l'étude des angles de production de l'état final muonique. Nos résultats établissent cette nouvelle méthode qui permet d'étudier la structure du photon. Ils ouvrent ainsi la voie vers de futures analyses similaires, comme celle des corrélations azimutales dans les collisions photon-photon ayant des états finaux hadroniques.

Les recherches présentées ont été faites à l'aide des données recueillies avec le détecteur OPAL auprès de l'accélérateur LEP entre 1993 et 1995, correspondant à une luminosité intégrée de près de 70 pb^{-1} .

Table des matières

Sommaire	iii
Table des matières	iv
Liste des tableaux	viii
Table des figures	ix
Abréviations	xvi
Remerciements	xvii
Chapitre 1 : Introduction	1
1.1 Collisions inélastiques	1
1.2 Notions de structure	4
1.3 Structure du photon	7
1.4 Aspects expérimentaux et objectifs de la présente thèse	10
Chapitre 2 : Les collisions photon-photon	20
2.1 Collisions photon-photon et structure du photon	20
2.2 Définition des fonctions de structure du photon	24

2.3	Les corrélations azimutales et les fonctions de structure	27
2.4	Structure électromagnétique du photon	29
2.4.1	Autres contributions de l'ÉDQ	36
2.5	Les processus hadroniques	36
2.5.1	Interaction ponctuelle et corrections de la CDQ	42
2.5.2	Les paramétrisations de la structure du photon	47
2.5.3	Corrélations azimutales dans les événements hadroniques .	48
Chapitre 3 : L'appareil de mesure et les ensembles de données		51
3.1	Le détecteur OPAL	51
3.1.1	La détection de particules chargées	51
3.1.2	La détection de particules chargées près du point d'interaction	53
3.1.3	Le détecteur temps-de-vol	54
3.1.4	Le calorimètre électromagnétique	55
3.1.5	Le calorimètre hadronique	55
3.1.6	Le détecteur de muons	56
3.1.7	Les détecteurs à bas angle	57
3.1.8	Le système de déclenchement	59
3.2	L'ensemble des données utilisées	64

3.2.1	Aspects importants des données OPAL utilisées	64
3.2.2	Les échantillons Monte Carlo	67
3.2.3	Générateurs de processus hadroniques	69
Chapitre 4 : Mesure de f_A^γ et de F_B^γ		72
4.1	Sélection des événements	72
4.2	Calcul de l'énergie de l'électron	77
4.3	La distribution d'angle azimutal	82
4.4	Correction de la distribution d'angle azimutal	86
4.5	Le bruit de fond	89
4.6	Les erreurs systématiques	93
4.7	Résultats	95
Chapitre 5 : Conclusion		101
5.1	La présente thèse	101
5.2	La voie du futur	105
5.3	Le mot de la fin	107
Annexe A : Un peu plus de détails concernant le paramètre z		109

Annexe B : Effet de la mauvaise mesure de l'énergie de l'électron étiqueté	113
Annexe C : Analyse préliminaire des événements hadroniques	117
C.1 Sélection des événements	120
C.2 Mesure de l'angle azimutal	124
C.3 Conclusion de l'analyse préliminaire	126
Références	128

Liste des tableaux

4-I	Contributions des différents processus au bruit de fond.	91
4-II	Valeurs mesurées de f_A^γ/F_2^γ	97
4-III	Valeurs mesurées de $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$	98
4-IV	Valeurs mesurées de f_A^γ/F_2^γ et de $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ pour $0.001 < x < 0.997$	98
C-I	Section efficace sélectionnée. Le « signal » est l'ensemble des événements ayant deux jets aux niveaux des hadrons et du détecteur.	124

Table des figures

1-1	Distribution d'énergie pour des collisions élastiques et inélastiques d'un électron et d'un proton. Les énergies E et E' sont respectivement celles de l'électron initial et de l'électron final. Le pic observé au dessus de 4.4 GeV correspond aux collisions élastiques.	3
1-2	Diagramme d'une collision électron-proton.	3
1-3	Cette figure représente un photon qui a subi une fluctuation quantique vers un état de quarks et de gluons. Cette structure du photon peut être sondée par l'interaction d'un second photon et d'un des quarks de cet état. Advenant une telle collision, la boucle de quarks ne se refermera pas en photon à la fin du processus comme sur cette figure, mais se brisera pour donner un état final hadronique. Les particules dénotées q sont des quarks et les g sont des gluons. Le temps s'écoule sur cette figure de gauche à droite.	8
1-4	Comparaison des collisions électron-proton (a) et électron-photon (b).	9
1-5	Diagramme d'une collision photon-photon.	10
1-6	Diagramme d'une collision photon-photon muonique.	12

1-7	Mesures de la fonction de structure leptonique F_2^γ du photon. Les différents traits représentent les prédictions de l'électrodynamique quantique pour différentes valeurs de Q^2 . Le paramètre α est la constante de couplage de l'ÉDQ, qui apparaît dans l'expression de F_2^γ	14
1-8	Mesures de la fonction de structure hadronique F_2^γ du photon. Les différents traits représentent diverses prédictions théoriques [1, 2, 3] pour $\langle Q^2 \rangle = 1.86 \text{ GeV}^2$ (a) et $\langle Q^2 \rangle = 3.76 \text{ GeV}^2$ (b).	15
1-9	Éléments de la simulation d'un événement. Un état de partons est produit par un générateur Monte Carlo selon une paramétrisation donnée de la structure du photon. Ce générateur traite ensuite la phase d'hadronisation produisant les hadrons qui seront ensuite soumis à un second programme de simulation modélisant le détecteur.	16
1-10	Masse invariante visible W_{vis} du système hadronique de l'état final en fonction de la masse invariante générée W pour deux générateurs d'événements simulés.	17
2-1	Diffusion de photons.	21
2-2	Définition des impulsions. Nous avons $E_1 = E_2 = E_{\text{faisceau}}$	21
2-3	Collision $e\gamma \rightarrow eX$	23
2-4	Définition de l'angle azimutal.	31
2-5	Prédictions théoriques des rapports F_B^γ/F_2^γ et F_L^γ/F_2^γ (a), et des fonctions de structure F_2^γ (b) et F_B^γ (c). Nous voyons que la masse du muon a très peu d'effets sur les prédictions de F_B^γ et de F_L^γ	34

2-6	Fonctions de structure F_B^γ et F_L^γ en fonction de Q^2 pour $x = 0.3$. Rapports $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ et $\frac{1}{2}F_L^\gamma/F_2^\gamma$ en fonction de Q^2 pour $x = 0.3$. . .	35
2-7	Rapport de fonctions de structure f_A^γ/F_2^γ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ en fonction de Q^2 (a) et de x (b).	37
2-8	Évolution des rapports $f_A^\gamma/F_2^\gamma(x)$ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma(x)$ selon l'échelle Q^2 .	38
2-9	Processus de l'ÉDQ contribuant à l'état final ayant deux électrons et deux fermions : multipériphérique (a), <i>bremsstrahlung</i> (b), annihilation (c) et conversion (d).	39
2-10	Processus hadroniques : (a) direct, (b) simplement résolu (anomal), (c) simplement résolu (DMV), (d) doublement résolu (anomal \times DMV), (e) doublement résolu (anomal \times anomal) et (f) doublement résolu (DMV \times DMV). Les cercles hachurés représentent la structure du photon dans le régime non-perturbatif (DMV). La ligne pointillée désigne le reste du photon résolu. Dans le cas des processus anomaux, le reste provient du quark qui n'est pas impliqué dans le sous-processus qui lie les deux photons (par exemple, pour le processus simplement résolu (b), le reste provient du quark du bas).	43
2-11	Processus liés à l'évolution de la fonction de structure : $P_{q \leftarrow q}$ (a), $P_{q \leftarrow g}$ (b) et $P_{g \leftarrow g}$ (c).	45
2-12	Dépendance qualitative de la fonction de structure F_2^γ selon le modèle partonique (équation 2.37), avec les corrections de la CDQ, ainsi que F_2^γ selon le modèle DMV.	46
2-13	Processus de production de paires de jets.	49

3-1	Le détecteur OPAL.	52
3-2	Géométrie des bouts du détecteur de muons : vue de face (a) et vue de côté (b).	58
3-3	Une couche du détecteur à bas angle SiW.	60
3-4	Principales composantes du détecteur à bas angle FD.	61
3-5	Mesure de l'énergie (a) et de l'angle (b) de l'électron étiqueté dans SiW pour différents sous-paquets lors de la prise de données de 1995.	66
3-6	Éléments du processus hadronique $e\gamma$ traités par les générateurs. Les photons interagissent par l'intermédiaire de partons de leur structure. Des restes de photons peuvent aussi être produits. Les partons des états initial et final peuvent radier d'autres partons. Ceux-ci, ainsi que les partons provenant des restes des photons subissent ensuite le processus d'hadronisation.	70
4-1	Exemple d'un événement sélectionné.	76
4-2	Distributions d'énergie (a) et d'angle polaire (b) de l'électron étiqueté, et distributions d'énergie (c) et d'angle polaire (d) des muons.	78
4-3	$E_e - E_{e,MC}$ en fonction de $\sin \theta_e$ pour l'énergie E_e mesurée (a) et calculée (b).	80
4-4	Distributions de E_e/E_{faisceau} , x , y , z , Q^2 et W^2 correspondant aux données OPAL et aux prédictions de l'ÉDQ.	81
4-5	Angle azimutal mesuré en fonction de l'angle azimutal généré.	82

4-6	Distributions d'angle azimutal mesurées pour tout l'échantillon de données OPAL (a) et pour chacun des intervalles en x (b à e). Seules les erreurs statistiques sont montrées.	84
4-7	Effets de certaines coupures sur la distribution d'angle azimutal.	87
4-8	Histogrammes de correction pour différents intervalles de x . Les erreurs montrées représentent les erreurs statistiques dues à l'échantillon Monte Carlo. L'échelle de l'ordonnée est arbitraire.	88
4-9	Distributions corrigées d'angle azimutal des données réelles pour différents intervalles de x . L'échelle de l'ordonnée est arbitraire. Seules les erreurs statistiques sont montrées.	90
4-10	Sensibilité à f_A^γ et F_B^γ	96
4-11	Mesure des rapports f_A^γ/F_2^γ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$. La ligne pleine montre la prédiction de l'ÉDQ pour $Q^2 = 5.4 \text{ GeV}^2$ et $\epsilon = 1$. La barre d'erreur extérieure montre la somme quadratique des erreurs systématique et statistique (barre d'erreur intérieure).	100

- 5-1 Mesures de f_A^γ/F_2^γ et de $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ en fonction de x . Les points noirs représentent les résultats OPAL décrits dans cette thèse, les points et les carrés blancs représentent respectivement les résultats de ALEPH et de L3 corrigés pour être comparables aux résultats OPAL. La ligne pleine correspond à la prédiction de l'ÉDQ pour $Q^2=5.4 \text{ GeV}^2$ et $\epsilon = 1$. L'incertitude totale (extérieure) est donnée par la somme en quadrature des erreurs statistique (intérieure) et systématique. Les étoiles représentent les résultats de la mesure de $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ que nous avons publiés [4]. Les étoiles sont déplacées de $+0.15$ en x et les carrés sont déplacés de -0.15 en x afin d'éviter toute confusion. 104
- 5-2 Distribution d'angle azimutal avec (a) et sans (b) bruit de fond. Angle azimutal mesuré versus angle azimutal généré (c). « Signal » indique les événements ayant deux jets à la fois au niveau du détecteur et des hadrons générés. « $N_{\text{jet}} < 2$ » indique les événements ayant deux jets au niveau du détecteur mais ayant moins de deux jets au niveau des hadrons. « Autres processus » indique les processus contribuant au bruit de fond qui ne sont pas des processus photon-photon hadroniques. 108
- A-1 Les rapports de fonctions de structure f_A^γ/F_2^γ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ pour les régions $|z| < 1.0$ et $|z| < 0.8$ 110
- A-2 Distribution en z pour l'ensemble des données LEP1. La région hachurée représente les événements acceptés après une coupure $|z| < 0.8$, constituant 66% de l'échantillon complet. 112

B-1	Angle azimutal mesuré en utilisant l'énergie de l'électron étiqueté mesurée par les détecteurs à bas angle en fonction de l'angle azimutal généré.	115
B-2	Distributions d'angle azimutal des données OPAL, obtenues à l'aide de la mesure directe de E_e (points blancs) et du calcul de E_e (points noirs). Cette dernière ainsi que la prédiction théorique correspondent aux distributions de la figure 4-6.	116
C-1	Définition de l'angle azimutal.	118
C-2	Distributions de W^2 et du nombre de traces chargées pour le signal et le bruit de fond. Le signal Monte Carlo correspond à tous les événements sélectionnés, quel que soit le nombre de jets (N-jet) au niveau des hadrons.	122
C-3	Distributions de $\sin \theta_e$, E_e/E_{faisceau} , W^2 et x . Les points blancs représentent les mesures (niveau du détecteur) alors que les histogrammes sont les distributions générées (niveau des hadrons).	125

Abréviations

CDQ Chromodynamique quantique

CERN Laboratoire Européen pour la physique des particules (anciennement le Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire)

DMV Fait référence au modèle de dominance de mésons vectoriels

ÉDQ Électrodynamique quantique

FD Fait référence à un des détecteur à bas angle de OPAL : le *Forward Detector*

LEP L'accélérateur LEP : *Large Electron Positron collider*

OPAL *Omni-Purpose Apparatus for LEP*

MPQ Modèle quark-parton

SiW Fait référence au détecteur à bas angle de OPAL au silicium-tungstène

Chronologie d'un grand merci

L'histoire de ce doctorat doit son origine au hasard. Elle débuta réellement en 1993, alors qu'un étudiant désireux de bien remplir son été se dirigeait vers le Laboratoire de Physique Nucléaire de l'Université de Montréal. Le laboratoire était bien caché au creux de la montagne, mais il finit par le découvrir. Il allait voir son professeur de mécanique quantique de l'époque : Walter Del Bianco. Ce dernier lui présenta deux choix : joindre les rangs des théoriciens ou joindre ceux des expérimentateurs. Déjà fou de joie, l'étudiant remercia son professeur et parti à la recherche d'un second bureau de physiciens : il s'imaginait déjà théoricien ! Heureusement pour la fin de l'histoire, les théoriciens s'avérèrent absents ce jour-là. « M. Del Bianco... M. X est introuvable... » Il n'en fallait pas plus pour que le professeur conduise l'étudiant vers un troisième bureau pour lui présenter Claude Leroy, celui qui devait l'initier à la physique des particules. Claude Leroy parlait de grandes expériences au CERN, où l'on traquait les particules. Convaincu, l'étudiant s'imaginait déjà expérimentateur.

Au CERN, l'étudiant fit la rencontre de Jules Gascon, qui devint par la suite son premier directeur de recherche. C'est lui qui lui apprit l' α , le β et surtout le γ de la physique expérimentale. Des particules plein la tête, l'étudiant avait hâte de débiter sa maîtrise. Une autre année d'étude devait cependant s'écouler avant que ceci ne se réalisât. Mais le mois de mai arriva bientôt et ce fut de nouveau le départ pour le CERN.

Une année s'envola, et deux changements importants s'effectuèrent. D'abord, ce fut le grand départ pour l'aventure doctorale. Au même moment, un nouveau directeur de recherche, Viktor Zacek, vint se greffer au premier. Pour son aide et son attention, l'étudiant lui est très reconnaissant.

D'autres personnes l'ont aussi aidé dans son aventure. David Miller et Stefan

Söldner-Rembold lui ont indiqué la voie prometteuse. Il leur doit un « thanks a lot » et un « vielen Dank ». En chemin, Mike Seymour et John Field l'ont remis dans la bonne direction à un moment où il allait se perdre. Il leur envoie à chacun un « thanks a lot ». Il dit aussi un « vielen Dank » à Richard Nisius, avec lequel il collabora.

Au laboratoire, l'étudiant était bien entouré ; d'autres professeurs, d'autres étudiants. Pour tout dire, dans leur bureau, les étudiants étaient comme harengs en caque, et c'était tous les midis la foire. Mais dans toute cette ménagerie, un autre doctorant ressemblait à notre étudiant. Dans la tête, Didier et lui étaient un peu frères. Par la suite, une étudiante apprit aussi à le connaître. Ils n'étaient pas comme frère et soeur, Isabel et lui, et leurs attaches sont devenues d'une tout autre nature.

Bien sûr, tout ceci n'aurait été possible si la famille de l'étudiant n'avait su l'encourager ; le genre de famille qui supporte son enfant pendant son baccalauréat ; le genre de famille qui brave le blizzard pour reconduire son enfant à un examen de théorie des groupes quand Dame Nature a décidé que le premier novembre on ne devait pas faire de mathématiques.

À tous ces gens qui sont ici nommés, et à tous ceux qui auraient dû l'être, l'étudiant envoie ses remerciements.



Je tiens aussi à remercier le Fonds pour la Formation de Chercheurs et l'Aide à la Recherche ainsi que le Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie pour les bourses qu'ils m'ont octroyées.

Chapitre 1

Introduction

Autant chercher l'ombre du trou d'une aiguille dans les poches du soleil dormant sur un tas de foin.

Jacques Prévert, Lettre des îles Baladar

1.1 Collisions inélastiques

Les collisions inélastiques photon-photon constituent une mine d'information importante pour notre compréhension des interactions fondamentales entre les particules élémentaires qui composent la matière. Cette matière, lorsqu'on la retrouve à l'état naturel, est formée de quarks (u et d) et d'électrons, qui sont liés entre eux par les forces électromagnétique et forte. La force électromagnétique est transmise par le photon (γ), alors que la force forte est transmise par les gluons (g). Les théories qui décrivent l'action de ces forces sont respectivement celles de l'électrodynamique quantique (ÉDQ) et de la chromodynamique quantique (CDQ). Il est possible d'éprouver notre compréhension de ces forces grâce aux collisions photon-photon. Dans cette thèse, nous étudions les collisions photon-photon produisant deux muons¹ dans leur état final. Ce processus leptonique nous permet d'éclaircir certains aspects de la force électromagnétique, notamment en ce qui concerne les corrélations azimutales du système des deux photons.

Parmi les méthodes expérimentales utilisées pour découvrir les mécanismes de la

1. Tout au long de cette thèse, les termes **électron** et **muon** seront employés pour désigner à la fois la particule (e^- et μ^-) et l'anti-particule (e^+ et μ^+).

Nature et ce qui la compose, l'étude des collisions inélastiques détient un rôle de premier plan. D'un point de vue classique, une collision de deux objets est dite élastique lorsqu'il y a conservation de l'énergie cinétique totale du système tout au long de l'interaction. Les deux objets peuvent alors être traités comme s'ils n'avaient aucune structure interne. Par opposition, lorsqu'une partie de l'énergie cinétique est utilisée pour transformer – soit par sa déformation ou par sa fragmentation – au moins un des deux objets, la collision est dite inélastique. Une collision inélastique est toujours, par définition, indicative d'une structure interne des objets transformés, qui ne peuvent alors plus être traités comme entités insécables.

Tout au long de ce siècle, les collisions inélastiques ont servi à l'étude de la structure de différents systèmes, d'abord au niveau atomique, et ensuite au niveau du noyau. Par la suite, la structure en quarks des nucléons, notamment du proton, fut étudiée. La figure 1-1 [5] montre la distribution d'énergie de l'électron diffusé lors de collisions électron-proton à basse énergie. Nous pouvons y voir les régions élastique et inélastique du processus. La région élastique correspond au pic observé au dessus de 4.4 GeV. La région de plus basse énergie E' de l'électron diffusé est le domaine inélastique pour lequel les propriétés de la cible sont modifiées.

La figure 1-2 montre un diagramme représentant une collision électron-proton. L'électron interagit avec un des trois quarks qui composent le proton par l'intermédiaire d'un photon. L'impulsion de ce photon détermine si la collision est élastique ou inélastique, et à quel point elle révèle la structure interne du proton. Le photon est sensible aux phénomènes de taille proportionnelle à sa longueur d'onde. Pour nous permettre de sonder un objet, la longueur d'onde du photon émis par l'électron doit être plus petite que la taille de la cible. Nous parlons alors de sonder un objet à une **échelle** donnée. Plus un photon a une grande impulsion, plus sa longueur d'onde est petite et plus il peut explorer des phénomènes de petite échelle.

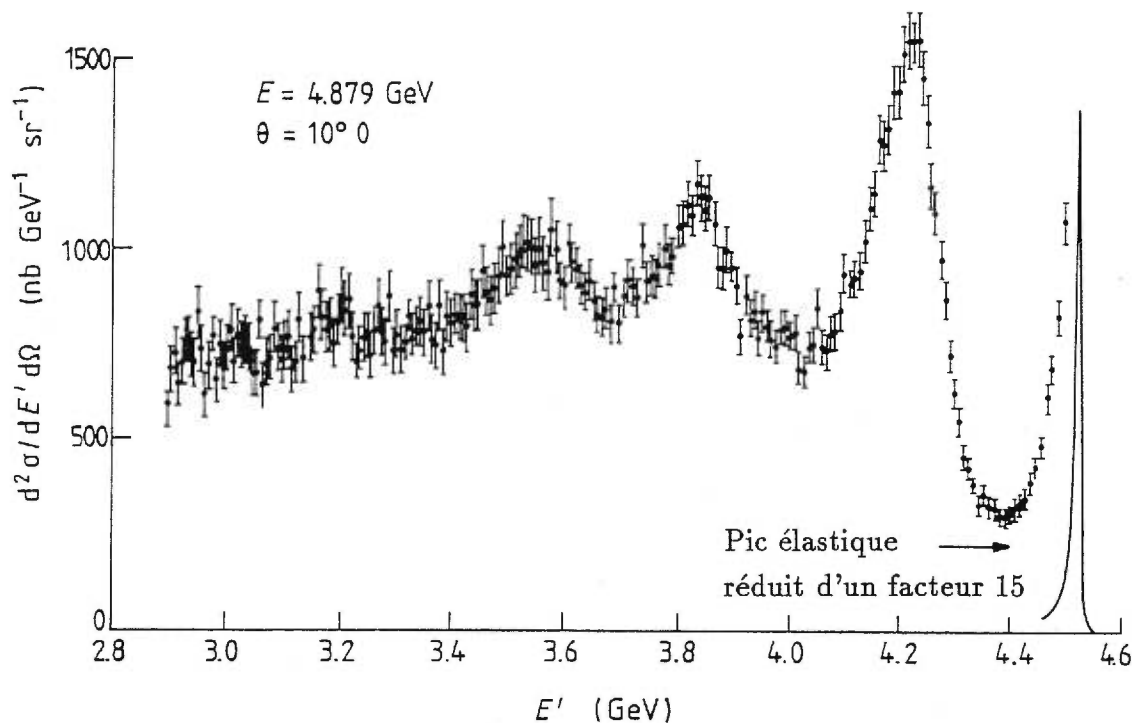


FIG. 1-1 - Distribution d'énergie pour des collisions élastiques et inélastiques d'un électron et d'un proton. Les énergies E et E' sont respectivement celles de l'électron initial et de l'électron final. Le pic observé au dessus de 4.4 GeV correspond aux collisions élastiques.

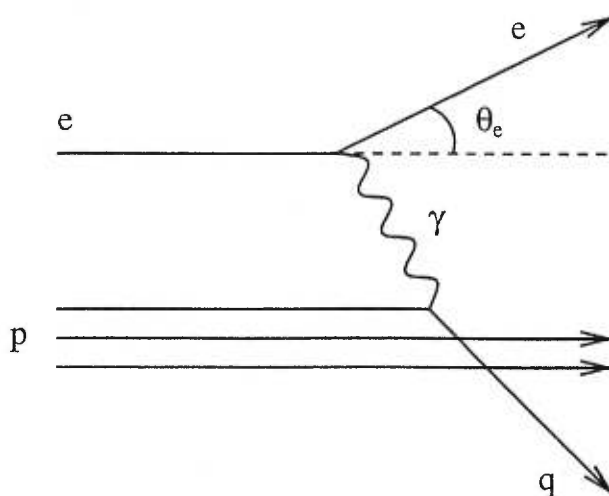


FIG. 1-2 - Diagramme d'une collision électron-proton.

Le photon échangé entre l'électron et la cible lors de collisions inélastiques est virtuel, et il a une masse non-nulle $q^2 = E_\gamma^2 - |\vec{p}_\gamma|^2 < 0$, où q^2 est le carré de la masse du photon, E_γ est son énergie, et \vec{p}_γ son impulsion. Pour décrire mathématiquement la structure du photon, nous quantifions l'échelle à laquelle nous sondons un objet par le paramètre invariant de Lorentz Q^2 , qui est la valeur absolue du carré de la masse invariante du photon virtuel ($Q^2 = -q^2$). Une grande valeur de Q^2 , qu'on appelle aussi la virtualité du photon, permettra de sonder le proton à petite échelle. Ce n'est cependant que lorsque $E_\gamma \ll |\vec{p}_\gamma|$ qu'il est possible de sonder à petite échelle et que la longueur d'onde du photon sonde devient $\lambda \sim 1/\sqrt{Q^2}$.

L'angle de diffusion θ_e de l'électron diffusé est étroitement lié à la virtualité du photon :

$$Q^2 \simeq 2E_{\text{faisceau}}E_e(1 - \cos \theta_e), \quad (1.1)$$

où E_{faisceau} est l'énergie des faisceaux et E_e est l'énergie de l'électron diffusé. La masse de l'électron est négligée dans cette équation. La structure interne d'un objet est ainsi sondée plus profondément lorsque l'électron est diffusé à grand angle. Lorsque l'électron émet un photon de faible virtualité (un photon ayant $Q^2 \simeq 0$ que nous qualifions de quasi-réel), il est généralement très peu dévié de sa trajectoire. Si par contre il émet un photon de plus grande virtualité, il peut être plus substantiellement dévié et être sensible à la structure de l'objet sondé. Ainsi, les mesures de l'angle et de l'énergie de l'électron diffusé lors de collisions électron-objet nous indiquent l'échelle à laquelle cet objet est sondé.

1.2 Notions de structure

Jusqu'ici, nous n'avons parlé que du processus employé pour sonder la structure interne d'un objet, à savoir les collisions inélastiques avec un électron, sans jamais faire allusion à ce qu'était cette structure. La structure d'un objet est l'ensemble des particules qui le composent et des forces qui lient ces particules. Dans

certains cas, les constituants de l'objet sondé peuvent aussi avoir leur structure. C'est le cas par exemple des noyaux atomiques, qui sont composés de protons et de neutrons qui ont eux aussi leur structure propre. Par contre, il n'existe à ce jour aucune indication expérimentale soutenant l'hypothèse d'une structure propre aux quarks qui forment ces protons et ces neutrons. Les quarks sont considérés comme des particules ponctuelles indivisibles. Le proton peut alors être représenté comme un ensemble de particules élémentaires sans structure. Ces constituants sont décrits collectivement par une **fonction de structure**, qui donne la répartition de l'impulsion du proton entre les quarks qui le composent. Lors d'une collision inélastique, le photon échangé interagit avec l'un des constituants du proton.

Cette fonction de structure du proton apparaît dans la section efficace du processus $ep \rightarrow eX$, où X est un état final quelconque provenant du système composé du photon virtuel et du proton :

$$\frac{d\sigma(ep \rightarrow eX)}{dx dQ^2} \simeq \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} (1 + (1 - y)^2) F_2^p(x, Q^2), \quad (1.2)$$

où $y \simeq 1 - \frac{E_e}{E_{\text{faiscen}}} \cos^2(\theta_e/2)$ est un paramètre qui s'apparente à la fraction de l'énergie de l'électron initial qu'emporte le photon dans la collision γp . La fonction de structure est dénotée F_2^p . La variable x représente la fraction de l'impulsion du proton emportée par le quark-constituant touché par le photon virtuel. Il est relié au paramètre Q^2 de la façon suivante :

$$x = \frac{Q^2}{W_{\gamma p}^2 + Q^2 - m_p^2}, \quad (1.3)$$

où $W_{\gamma p}^2 = (P_p + q)^2$ est le carré de la masse invariante du système composé du proton de l'état initial (dont le quadrivecteur impulsion est dénoté P_p) et du photon virtuel. La masse du proton est dénotée m_p . La fonction de structure peut, de façon générale, dépendre à la fois de x et de Q^2 , c'est-à-dire qu'elle n'est pas nécessairement la même à grande et petite échelle.

2. Nous donnerons un sens à l'indice 2 plus loin dans le texte.

Selon le modèle le plus simple (le modèle quark-parton – MQP), le proton est constitué de quarks réels (c'est-à-dire qui satisfont la relation $E_q^2 - |\vec{P}_q|^2 = m_q^2$) qui n'interagissent pas entre eux. La fonction de structure peut être interprétée en termes des distributions de probabilité $q_i(x)$ que le photon sonde entre en collision avec un quark-constituant d'impulsion $P_q = xP_p$, où P_q est le quadrivecteur impulsion du quark rencontré :

$$F_2^P(x) = \sum_{i=1}^{2f} e_i^2 x q_i(x), \quad (1.4)$$

où e_i est la charge du quark de saveur i en unité de charge de l'électron. Nous notons $2f$ le nombre de types de quarks à l'intérieur du proton, qui inclut la particule et l'anti-particule de chacune des f saveurs de quarks. Selon cette interprétation du modèle quark-parton sans interaction entre les quarks, la fonction de structure est indépendante de Q^2 , et nous avons une invariance d'échelle.

Cette représentation est modifiée par l'action de la force forte entre les constituants. L'interaction entre les constituants du proton modifie les distributions de probabilité $q_i(x)$, et donc aussi la fonction de structure F_2^P . Des processus d'émission de gluons par des quarks et de fluctuation de gluons en paires quark-anti-quark font en sorte que les trois quarks (dits de valence) qui forment le proton ne sont alors plus seuls, mais baignent plutôt dans une mer de quarks et de gluons. Ces particules sont généralement virtuelles, c'est-à-dire qu'elles ne sont pas nécessairement sur leur couche de masse ($E_q^2 - |\vec{P}_q|^2 = m_q^2$). Les fluctuations de la chromodynamique quantique peuvent avoir différentes tailles et modifier la fonction de structure différemment selon l'échelle. La structure du proton n'est alors plus la même à toutes les échelles comme c'est le cas pour le modèle qui néglige les interactions entre les constituants, et il y a un phénomène de **violation d'échelle**. Plus le proton est sondé à une petite échelle (pour de grands Q^2), plus les fluctuations de courte portée se manifestent. La distribution d'impulsion $q_i(x)$ dans le proton augmente alors pour de petites valeurs de x et diminue pour de grandes valeurs de x .

1.3 Structure du photon

Les collisions inélastiques permettent l'étude de la structure d'objets divers. Grâce à l'accélérateur e^+e^- du LEP, nous avons l'occasion d'observer de telles collisions pour sonder la **structure du photon**, et ainsi d'éclaircir certains aspects des forces électromagnétique et forte. Bien que le photon soit une particule ponctuelle et donc par définition sans structure sous-jacente, son étude dans le cadre des collisions inélastiques nous permet quand même de donner un sens à ce que nous appelons la structure du photon.

Selon le principe d'incertitude d'Heisenberg, une particule peut subir une fluctuation quantique momentanée qui viole la conservation d'énergie-impulsion. Le photon peut ainsi se transformer pour une courte période de temps en une paire particule-anti-particule. L'interaction de deux photons, qui autrement est impossible, peut alors s'effectuer lorsqu'un premier photon interagit avec une particule de l'état dans lequel un deuxième photon s'est transformé suite à une fluctuation quantique. Cet état de particules qui provient des fluctuations quantiques du photon et les forces qui régissent ces fluctuations forment ensemble la structure du photon. Les particules de la structure du photon sont généralement virtuelles. Contrairement au cas du proton, il y a une violation d'échelle de la structure du photon même si les corrections de la chromodynamique quantique ne sont pas considérées. Ceci est dû aux natures différentes des structures du photon et du proton. Dans le cas du photon, la structure origine d'une fluctuation quantique et l'hypothèse des quarks constituants réels et indépendants du modèle quark-parton n'est pas valide [6].

La figure 1-3 présente schématiquement ce que nous entendons par la structure du photon. Elle montre un photon qui subit une fluctuation quantique vers un état de quarks et de gluons qui interagissent par la force forte. Un second photon pourrait interagir avec un quark de cette structure avant que l'état de quarks

et de gluons ne revienne dans l'état d'un photon, et donner lieu à une collision photon-photon.

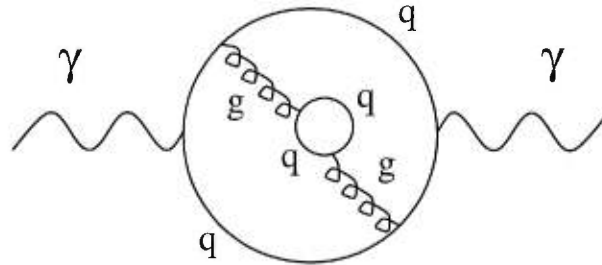


FIG. 1-3 - Cette figure représente un photon qui a subi une fluctuation quantique vers un état de quarks et de gluons. Cette structure du photon peut être sondée par l'interaction d'un second photon et d'un des quarks de cet état. Advenant une telle collision, la boucle de quarks ne se refermera pas en photon à la fin du processus comme sur cette figure, mais se brisera pour donner un état final hadronique. Les particules dénotées q sont des quarks et les g sont des gluons. Le temps s'écoule sur cette figure de gauche à droite.

À l'aide d'accélérateurs e^+e^- , les collisions photon-photon sont possibles lorsque chacun des deux électrons émet un photon. Les deux photons ainsi produits peuvent interagir ensemble lorsqu'au moins un de ceux-ci subit une fluctuation quantique vers un état de quarks ou de leptons. Lors de tels processus, les électrons sont très souvent déviés à bas angle, selon la relation approximative suivante [7] :

$$\frac{dN}{d\theta_e} \sim 1/\theta_e^2, \quad (1.5)$$

où N est le nombre d'événements. Comme nous l'avons vu précédemment, de petits angles de diffusion correspondent à de petites valeurs de Q^2 des photons. La plus grande partie des collisions photon-photon sont donc des collisions de photons quasi-réels. Les électrons qui émettent ces photons quasi-réels sont très peu déviés de leur trajectoire initiale. Ils traversent pour la plupart le détecteur sans sortir du tube des faisceaux et ne sont pas détectés.

Pour extraire la structure du photon, nous voulons sonder un de ces photons quasi-réels avec un photon virtuel, dans un processus où l'un des deux électrons

est diffusé à un angle suffisamment grand pour être détecté. Dans ce cas, nous avons la rencontre d'un photon virtuel émis par l'électron détecté et d'un photon quasi-réel émis par l'électron qui n'est pas détecté. Dans ce type de processus, le photon virtuel est appelé photon sonde, et le photon quasi-réel est appelé photon cible. Les événements où un seul des deux électrons est détecté sont qualifiés d'événements **simplement étiquetés**. Ceux-ci sont apparentés aux collisions électron-proton, et nous parlons ainsi de collisions électron-photon. La figure 1-4 montre dans quelle mesure ces deux processus sont similaires. Dans les deux cas, la structure de la cible (proton ou photon) est révélée par l'échange d'un photon entre l'électron et un constituant chargé (quark ou lepton). La structure est représentée sur la figure par la lettre F.

En étudiant ces collisions électron-photon, nous pouvons mesurer la fonction de structure du photon (qui se définit d'une façon similaire à la fonction de structure du proton) en fonction de x et de Q^2 . Dans le cas de ces événements photon-photon simplement étiquetés, le paramètre x (qui était donné dans le cas du proton par l'équation 1.3) est :

$$x \simeq \frac{Q^2}{Q^2 + W^2}, \quad (1.6)$$

où W^2 désigne maintenant la masse invariante du système composé des deux photons.

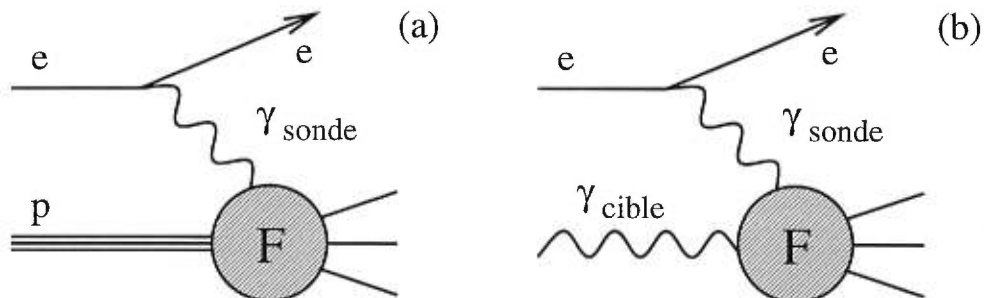


FIG. 1-4 - Comparaison des collisions électron-proton (a) et électron-photon (b).

Le flux de photons cibles quasi-réels qui relie le processus électron-photon au processus e^+e^- (voir figure 1-5) peut être évalué par l'approximation de Weizsäcker-

Williams [8, 9], selon laquelle le champ électromagnétique d'un électron en mouvement peut être interprété comme un flux de photons réels. Cette estimation du spectre de photons quasi-réels est obtenue en négligeant la virtualité des photons émis ainsi que les termes impliquant la polarisation longitudinale du photon. Cette approximation est justifiée par le fait que les photons quasi-réels ont une très petite virtualité ($Q^2 \simeq 0$).

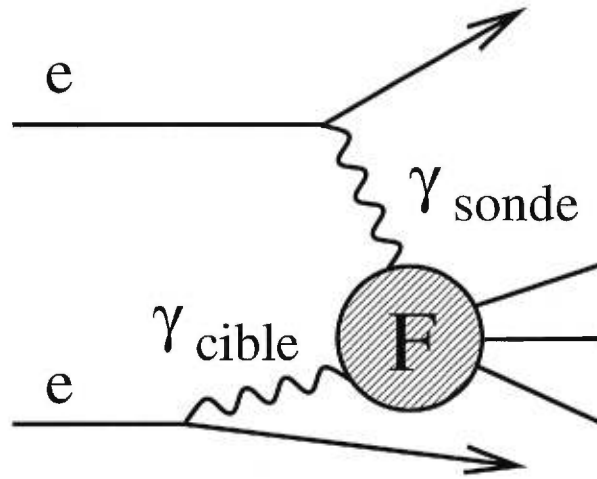


FIG. 1-5 - Diagramme d'une collision photon-photon.

1.4 Aspects expérimentaux et objectifs de la présente thèse

La structure du photon ne se décrit pas simplement par une fonction de structure unique. Il existe plusieurs fonctions qui décrivent la structure du photon dans différentes configurations des états d'hélicité des photons sonde et cible. L'hélicité est la composante du moment angulaire intrinsèque (ou *spin*) d'une particule dans la direction de son impulsion. Le photon peut avoir trois états d'hélicité : un état dit longitudinal de valeur zéro, et deux états dit transversaux de valeurs +1 ou -1. Les photons réels sont uniquement transversaux, et seuls les photons virtuels peuvent avoir une composante longitudinale. Les deux principales fonctions de structure sont F_2^γ et F_L^γ . La fonction de structure F_2^γ est une combinaison d'une fonction de structure F_T^γ et de F_L^γ : $F_2^\gamma = 2xF_T^\gamma + F_L^\gamma$. La fonction de structure F_T^γ

décrit la structure du photon transversal lorsqu'il est sondé par un photon qui est lui aussi transversal, alors que F_L^γ décrit la structure du photon transversal lorsqu'il est sondé par un photon longitudinal. Rappelons que le photon cible est quasi-réel et que sa composante longitudinale peut donc être négligée.

Comme nous en discuterons plus tard, la fonction de structure F_L^γ est très difficile à mesurer [10]. Dans les études des événements simplement étiquetés, sa contribution à la section efficace est habituellement négligée et seul F_2^γ est mesuré. La fonction de structure F_2^γ est extraite en mesurant d'abord la section efficace différentielle du processus photon-photon simplement étiqueté en fonction de x et de Q^2 . Cette section efficace est ensuite corrigée pour tenir compte du flux de photons et de la couverture non-uniforme du détecteur, notamment dans les régions à bas angle (que nous appelons aussi les régions avant). Cette correction nécessite l'utilisation de simulations des processus étudiés et du détecteur.

Des études des structures leptonique et hadronique du photon ont déjà été faites par plusieurs collaborations, notamment au LEP [11, 12, 13, 14, 15, 16]. La structure leptonique du photon est reliée aux fluctuations du photon en une paire lepton-anti-lepton, alors que sa structure hadronique est reliée aux fluctuations du photon en une paire quark-anti-quark. Dans le cas leptonique, les fonctions de structure peuvent être calculées avec précision selon l'électrodynamique quantique. Les interactions forte et électromagnétique sont calculées théoriquement en termes de leurs constantes de couplage respectives selon la théorie des perturbations. Contrairement au cas hadronique, où les fluctuations quantiques sont importantes à cause de la constante de couplage relativement grande de la force forte, le cas leptonique est beaucoup plus simple. Il est bien décrit par la théorie par un seul diagramme (voir figure 1-6), ce qui n'est pas le cas des processus hadroniques.

La figure 1-7 [11] montre une mesure de la fonction de structure F_2^γ leptonique du photon effectuée par la Collaboration OPAL. Celle-ci est comparée à certains

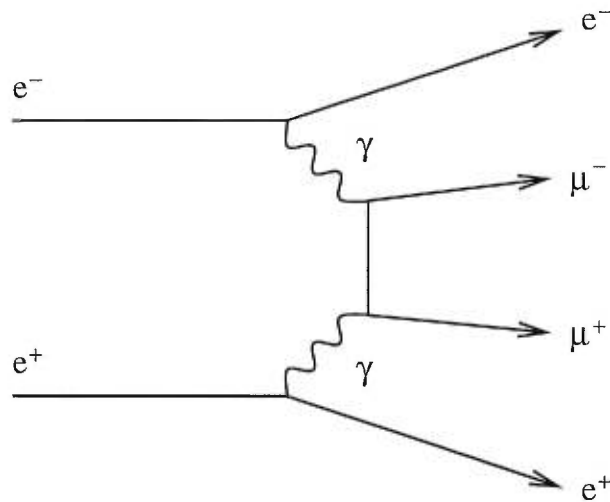


FIG. 1-6 - Diagramme d'une collision photon-photon muonique.

résultats obtenus par d'autres collaborations [17, 18]. Nous voyons qu'il est possible d'obtenir des mesures précises de la fonction de structure F_2^γ dans le cas leptonique.

Une mesure de la fonction de structure F_2^γ hadronique du photon par OPAL est présentée à la figure 1-8 [13]. Elle est aussi comparée à certains autres résultats [19, 20]. Les résultats des diverses collaborations sur cette figure couvrent différentes régions de x . Trois prédictions théoriques sont montrées. Elles correspondent à trois paramétrisations de la structure hadronique du photon [1, 2, 3]. Ces paramétrisations diffèrent dans la façon dont elles traitent les processus de la force forte entre les constituants (les paramétrisations de la structure du photon seront présentées au chapitre suivant).

Notons que la fonction de structure du photon est très prononcée à grand x , et qu'elle augmente plus rapidement à de grands x qu'à de petits x lorsque Q^2 augmente. Ce comportement est très différent de celui de la fonction de structure F_2^p du proton, que nous avons décrit comme augmentant à petit x et diminuant à grand x quand Q^2 augmente. Ceci est dû au processus de l'électrodynamique quantique de la figure 1-6 (ou les muons doivent être remplacés par des quarks) qui domine à grand x et à grand Q^2 sur les processus de la chromodynamique

quantique qui tendent à diminuer la fonction de structure à grand x comme dans le cas du proton. Les processus de la chromodynamique quantique qui modifient la structure du photon sont en effet les mêmes que dans le cas du proton, mais la contribution de l'électrodynamique quantique domine la structure du photon [6]. Aucun processus équivalent n'intervient dans la structure du proton, car contrairement au photon qui est une particule ponctuelle qui acquiert une structure par une fluctuation en une paire de fermions, le proton est une particule qui est, à la base, fait de quarks et qui ne nécessite donc pas de processus initial de fluctuation pour acquérir sa structure.

Les résultats des analyses d'événements hadroniques [13] ont montré qu'il existait certains problèmes au niveau de la modélisation des processus hadroniques. Il existe deux niveaux importants à la simulation qui nous permet d'étudier les processus hadroniques : la paramétrisation de la structure du photon et la modélisation de l'état final hadronique (c'est-à-dire le lien entre la paramétrisation et l'état composé des hadrons qui interagiront avec le détecteur). La figure 1-9 montre schématiquement les éléments de ces deux niveaux de simulation. Un processus produisant un état de partons est d'abord simulé selon la paramétrisation de la structure du photon choisie. Ces partons doivent ensuite subir la phase d'hadronisation pour se transformer en hadrons. Ces éléments couvrent les deux niveaux mentionnés plus haut, qui sont traités ensemble par un programme de simulation Monte Carlo. Une seconde étape est ensuite nécessaire pour comparer les données expérimentales recueillies et les données simulées ; il s'agit de la simulation du détecteur. Celle-ci est faite par un second programme de simulation.

Plusieurs paramétrisations sont disponibles et peuvent être utilisées par différents programmes de simulation des états finaux hadroniques. Nous discuterons de ces générateurs d'événements simulés au chapitre 3. La simulation de l'état hadronique est très importante pour la mesure de F_2^γ , car les effets du détecteur sont

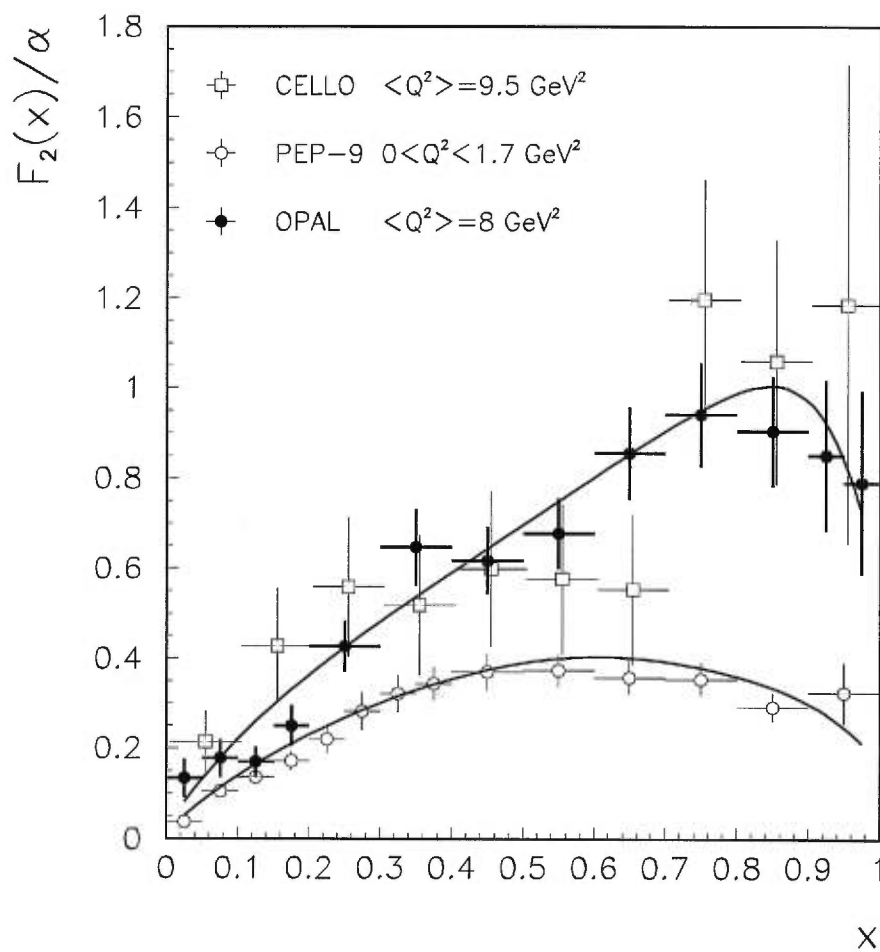


FIG. 1-7 - Mesures de la fonction de structure leptonique F_2^γ du photon. Les différents traits représentent les prédictions de l'électrodynamique quantique pour différentes valeurs de Q^2 . Le paramètre α est la constante de couplage de l'ÉDQ, qui apparaît dans l'expression de F_2^γ .

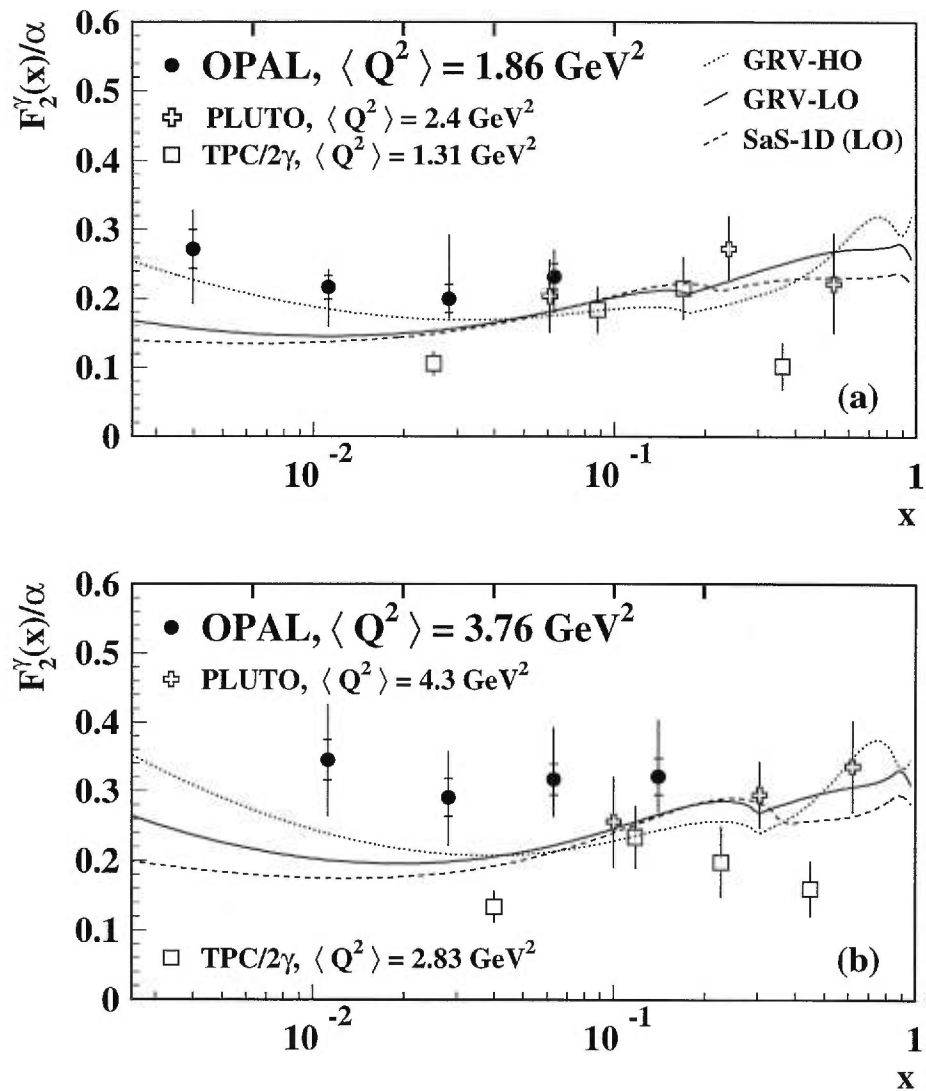


FIG. 1-8 - Mesures de la fonction de structure hadronique F_2^γ du photon. Les différents traits représentent diverses prédictions théoriques [1, 2, 3] pour $\langle Q^2 \rangle = 1.86 \text{ GeV}^2$ (a) et $\langle Q^2 \rangle = 3.76 \text{ GeV}^2$ (b).

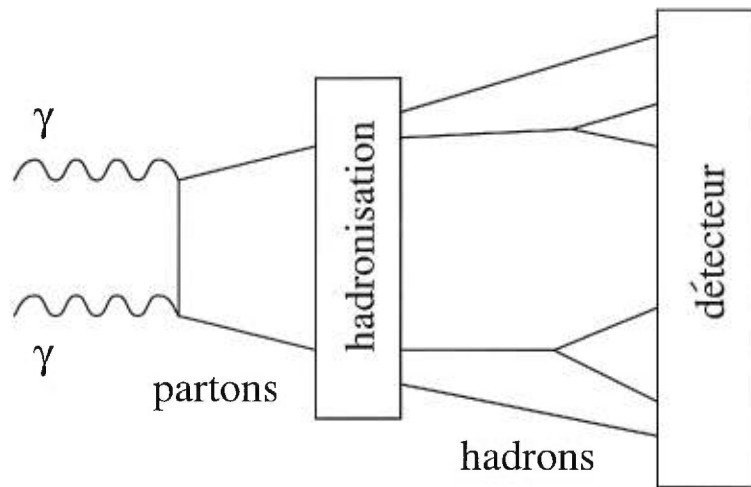


FIG. 1-9 - Éléments de la simulation d'un événement. Un état de partons est produit par un générateur Monte Carlo selon une paramétrisation donnée de la structure du photon. Ce générateur traite ensuite la phase d'hadronisation produisant les hadrons qui seront ensuite soumis à un second programme de simulation modélisant le détecteur.

grands. Beaucoup de particules peuvent être perdues dans les régions moins bien couvertes du détecteur et il est important de bien modéliser l'effet de ces pertes sur la mesure afin d'obtenir un résultat fiable.

La couverture limitée du détecteur rend difficile la mesure de la masse invariante W du système des deux photons (qui apparaît dans l'expression de x , équation 1.6). Le paramètre W est obtenu en mesurant la masse invariante du système hadronique de l'état final. À la figure 1-10, nous voyons la masse mesurée W_{vis} en fonction de la masse réellement générée W pour des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{hadrons}$ générés par deux programmes différents de simulation [21, 22]. Cette figure montre à quel point les effets de la perte de particules peuvent être importants. Nous pouvons aussi voir que les prédictions de la corrélation entre W et W_{vis} diffèrent selon le générateur d'événements simulés qui est utilisé. La relation entre W et W_{vis} dépend en effet de la modélisation de l'état final hadronique.

Afin de trouver l'information requise pour corriger ces problèmes, il est nécessaire de trouver de nouveaux moyens de comparaison entre nos modèles et les données

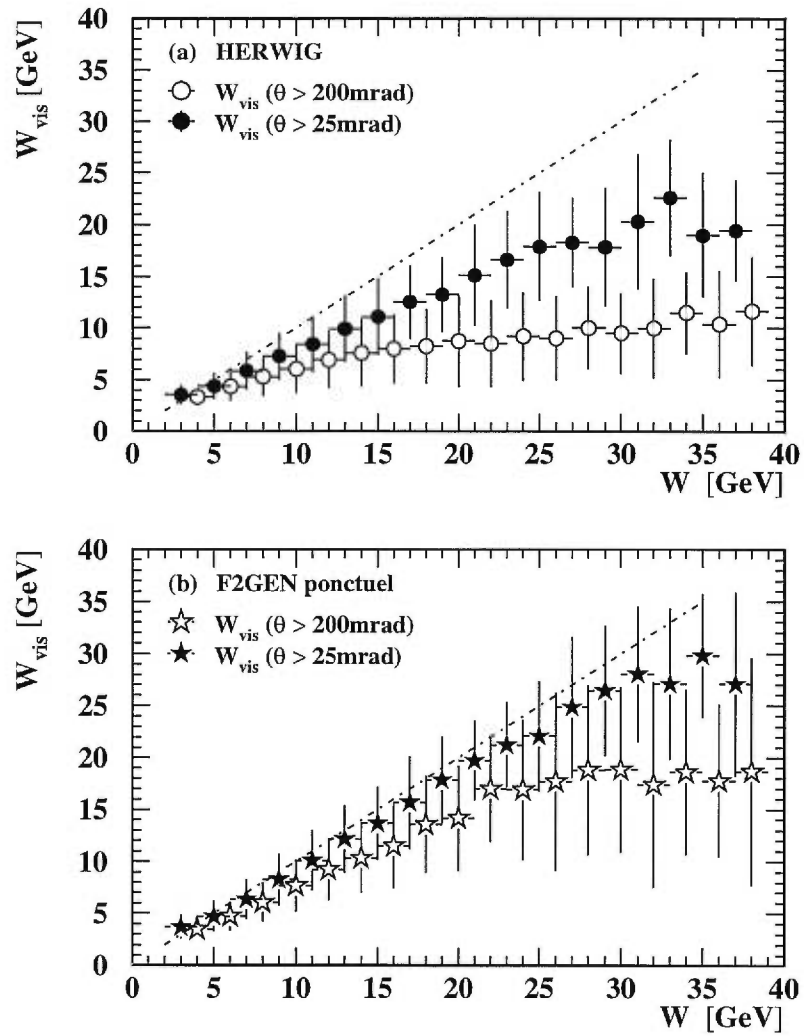


FIG. 1-10 - Masse invariante visible W_{vis} du système hadronique de l'état final en fonction de la masse invariante générée W pour deux générateurs d'événements simulés.

expérimentales. Une technique proposée pour sonder le photon consiste à étudier les corrélations azimutales entre les particules de l'état final des collisions photon-photon [23, 24, 25, 26, 27, 28, 29]. En mesurant les angles de production des particules dans le système du centre de masse des deux photons, des fonctions de structure additionnelles associées à des configurations différentes d'hélicité des photons peuvent être mesurées. Ces fonctions de structure peuvent ensuite servir de points de comparaison entre l'expérience et la théorie, et ainsi nous guider dans notre recherche de meilleurs modèles.

Les corrélations azimutales sont d'autant plus intéressantes que l'une des fonctions de structure (appelée F_B^γ) qu'elles nous permettent de mesurer est mathématiquement égale à la fonction de structure F_L^γ qui est très difficile à mesurer. La mesure de F_B^γ peut donc servir de substitut pour la mesure de F_L^γ . Cette égalité a été prouvée au premier ordre de la théorie des perturbations seulement [30].

Bien qu'elles soient égales en grandeur, les fonctions F_B^γ et F_L^γ décrivent des photons de différents états d'hélicité. La fonction de structure F_L^γ décrit l'interaction d'un photon transversal et d'un photon longitudinal, alors que F_B^γ provient d'un terme d'interférence entre des photons transversaux.

Le but de cette thèse est d'étudier les corrélations azimutales pour des événements photon-photon leptoniques $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$. Les processus leptoniques sont très bien décrits par la théorie de l'électrodynamique quantique, et ils constituent pour cette raison un excellent banc d'essai pour un nouveau type d'analyses comme celle des corrélations azimutales. Nous visons par nos recherches à établir cette nouvelle approche en l'employant dans l'étude de la structure leptonique du photon. Lorsque les corrélations azimutales auront été comprises dans le cadre de l'électrodynamique quantique, nous espérons qu'elle pourront être étudiées dans le cadre des événements hadroniques.

Dans cette thèse, nous présentons l'étude de corrélations azimutales que nous

avons faite à l'aide des données prises par le détecteur OPAL entre 1993 et 1995. Nous avons analysé un échantillon d'événements photon-photon muoniques $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ et nous en avons extrait les deux rapports de fonctions de structure f_A^γ/F_2^γ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$. Les deux fonctions de structure f_A^γ et F_B^γ n'avaient jamais été mesurées auparavant. Le travail que nous décrivons a fait l'objet de quelques publications [4, 31, 32].

Le corps de cette thèse est divisé en trois chapitres. Au chapitre 2, nous posons les bases théoriques de notre étude; au chapitre 3, nous donnons un bref aperçu du détecteur et des ensembles de données utilisés; et enfin au chapitre 4 nous décrivons en détail les mesures qui ont été effectuées.

Chapitre 2

Les collisions photon-photon

Dans ce chapitre, les collisions photon-photon proprement dites seront abordées. Nous traiterons plus particulièrement de la structure du photon, qui est le sujet d'étude de cette thèse. Les corrélations azimutales seront également abordées.

2.1 Collisions photon-photon et structure du photon

Contrairement aux bosons qui transmettent les interactions faible et forte qui peuvent se coupler entre eux, le couplage direct entre photons est impossible. En mécanique quantique, les particules peuvent cependant subir des fluctuations qui violent momentanément la conservation d'énergie-impulsion. Un photon peut ainsi se transformer en une paire de particules chargées virtuelles pour une période de temps qui satisfait¹ $\Delta t \leq 1/\Delta E$, où ΔE est la quantité d'énergie par laquelle la conservation d'énergie est violée. Un second photon peut alors interagir avec une des particules chargées de l'état ainsi créé, et produire une interaction photon-photon. La figure 2-1 montre un exemple d'une telle interaction.

Une multitude d'états finaux peut être créée suite à une collision photon-photon. Tous cependant seront produits par l'entremise de l'interaction de base $\gamma \rightarrow f\bar{f}$, où f représente un fermion chargé. Selon l'énergie du système, ces fermions peuvent émettre des bosons de jauge (habituellement des photons et, dans le cas où f est un quark, des gluons) qui pourront à leur tour fluctuer en paires de

1. Nous adoptons la convention $\hbar = 1$.

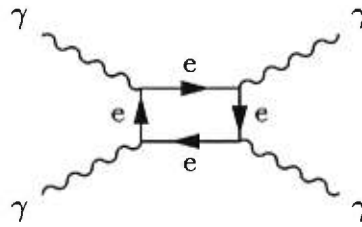


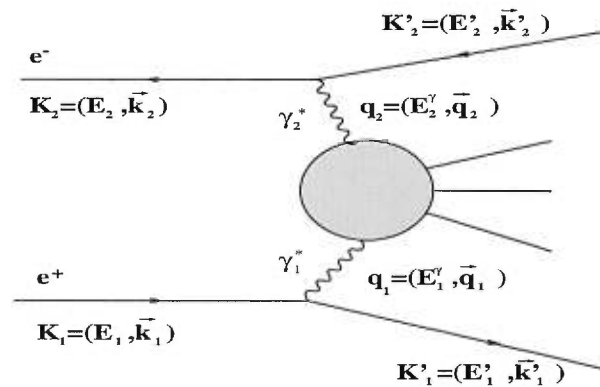
FIG. 2-1 - Diffusion de photons.

fermions. Tout ce mélange de particules interagissant entre elles forme ce qui est appelé la **structure du photon**. Deux photons peuvent ainsi entrer en collision via leurs structures respectives. L'étude de la structure du photon consiste alors à observer ces phénomènes en vue de décrire cette interaction en termes des fluctuations qui ont lieu au sein des photons.

La section efficace différentielle complète du processus de collision photon-photon $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-X$ (où X est un état final quelconque) observé à l'aide d'accélérateurs e^+e^- est donnée par [33] :

$$d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X) = \frac{\alpha^2}{64\pi^4 E_{\text{faisceau}}^2 q_1^2 q_2^2} \rho_1^{\mu\nu} \rho_2^{\mu'\nu'} \mathcal{M}_{\mu\nu\mu'\nu'} \frac{d^3k_1 d^3k_2}{E_1 E_2}, \quad (2.1)$$

où les $\rho_i^{\mu\nu}$ sont des densités de polarisations des photons 1 et 2, et $\mathcal{M}_{\mu\nu\mu'\nu'}$ est l'amplitude de transition du processus $\gamma\gamma \rightarrow X$ pour des hélicités données des photons. Les impulsions sont définies à la figure 2-2.

FIG. 2-2 - Définition des impulsions. Nous avons $E_1 = E_2 = E_{\text{faisceau}}$.

Cette section efficace diminue comme $1/q_i^2$, et la production de photons quasi-réels (c'est-à-dire avec une masse $q_i^2 \simeq 0$) est favorisée. Nous avons vu dans l'introduction que q_i^2 était relié à l'angle de diffusion de l'électron qui émet le photon, et que cette dépendance en $1/q_i^2$ correspond aussi à une dépendance en $\sim 1/\theta_e^2$. Conséquemment, les e^+e^- sont généralement diffusés à de bas angles par rapport à l'axe des faisceaux. Expérimentalement, ceci implique que les électrons sont très souvent perdus dans le tube des faisceaux. Il arrive cependant qu'un ou l'autre des électrons (et parfois même les deux) soit diffusé à plus grand angle par rapport à l'axe initial e^+e^- . Dans ce cas, le photon émis par cet électron est virtuel et sa masse peut être calculée si l'électron en question est détecté. Nous identifions expérimentalement trois types d'événements photon-photon :

1. Processus non-étiqueté :

La section efficace étant maximale à de très bas angles de diffusion des électrons, ceux-ci sont dans la grande majorité des cas perdus dans le tube des faisceaux. Les photons émis peuvent alors être considérés comme étant quasi-réels. Ces événements sont appelés événements non-étiquetés.

2. Processus simplement étiqueté :

Lorsque l'un des deux électrons est diffusé à plus grand angle, il peut être possible de le détecter. Dans ce cas, la masse du photon virtuel émis par cet électron peut être déterminée par conservation d'impulsion. Si le second électron est diffusé à bas angle et qu'il est perdu dans le tube des faisceaux, l'événement est dit simplement étiqueté.

3. Processus doublement étiqueté :

Dans le cas, plus rare, où les électrons diffusés sont tous deux détectés, l'événement est dit doublement étiqueté.

La rencontre d'un photon virtuel et d'un photon quasi-réel est d'un intérêt particulier pour l'étude de la structure du photon. Ce processus correspond aux

événements simplement étiquetés. Des deux électrons initiaux de la collision e^+e^- , l'un produit le photon quasi-réel et l'autre le photon virtuel. De la même façon que la structure du proton est sondée lors de collisions électron-proton inélastiques, la structure du photon quasi-réel est révélée par les collisions électron-photon ($e\gamma \rightarrow eX$, voir figure 2-3).

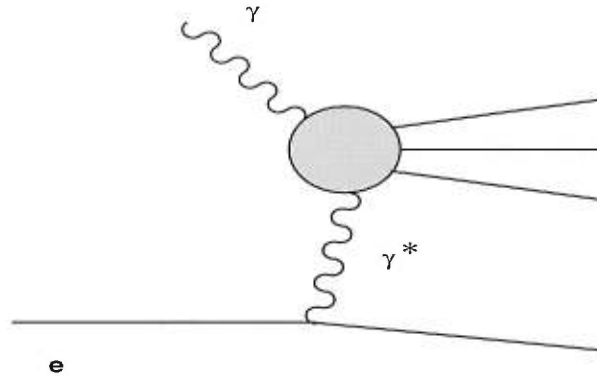


FIG. 2-3 - Collision $e\gamma \rightarrow eX$.

Par analogie avec le cas du proton, les particules intervenant dans la structure du photon décrite plus haut sont appelées **constituants** du photon. Ces derniers peuvent être décelés par l'échange d'un photon virtuel de haute énergie lors de diffusions inélastiques avec un électron. Ce photon virtuel est alors appelé **photon sonde**, et le photon quasi-réel est le **photon cible**. Une estimation du flux de photons quasi-réels est donnée par l'approximation de Weizsäcker-Williams². Ce flux relie la section efficace e^+e^- à la section efficace $e\gamma \rightarrow eX$ en négligeant la virtualité du photon quasi-réel et sa composante longitudinale. Si l'on se réfère à l'équation 2.1, le flux de photons d'une hélicité donnée est proportionnel [34] à $\rho_i^{\mu\nu} d^3k_i/q_i^2$. À l'aide de l'approximation de Weizsäcker-Williams, ce flux peut être estimé pour l'un des deux photons, et une partie de l'équation 2.1 peut être intégrée. Seule la partie associée au photon virtuel et à l'électron étiqueté reste

2. Une bonne discussion traitant de la relation entre la section efficace e^+e^- et la section efficace $e\gamma$ est présentée dans l'article [7]. Nous ne présenterons pas ici le formalisme de l'approximation de Weizsäcker-Williams dans le détail.

ainsi à être étudiée. Cette partie correspond au processus $e\gamma$ [7] :

$$d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X) = d\sigma(e\gamma \rightarrow eX)f_{\gamma/e}(z)dz, \quad (2.2)$$

où $f_{\gamma/e}(z)$ est la probabilité d'émission d'un photon quasi-réel d'énergie $z = E_\gamma/E_{\text{faisceau}}$ par un électron non-étiqueté.

2.2 Définition des fonctions de structure du photon

Nous pouvons définir des fonctions de structure en considérant l'expression de la section efficace du processus $e\gamma \rightarrow eX$ (voir figure 2-3), qui est proportionnelle [34] à :

$$d\sigma(e\gamma \rightarrow eX) \propto \rho^{\mu\nu} W_{\mu\nu} \frac{d^3k'}{q^2 E'}, \quad (2.3)$$

où $\rho^{\mu\nu}$ est la densité de polarisation associée au photon virtuel sonde et $W_{\mu\nu}$ est associé au photon quasi-réel cible. Nous avons laissé tomber les indices 1 et 2 de cette équation. Les paramètres k' , E' font référence à l'électron étiqueté et l'impulsion q_μ fait référence au photon sonde. Nous emploierons p_μ pour désigner l'impulsion du photon cible. En comparant cette équation avec l'équation 2.1, il est possible de voir que $W_{\mu\nu}$ provient du flux de photons quasi-réels et de l'amplitude de transition $\mathcal{M}_{\mu\nu\mu'\nu'}$, qui ont été combinés suite à l'approximation de Weizsäcker-Williams.

La forme générale du tenseur associé au photon cible est donnée par :

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} = & V_1 g_{\mu\nu} + V_2 p_\mu p_\nu + V_3 (p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu) \\ & + V_4 (p_\mu q_\nu - p_\nu q_\mu) + V_5 q_\mu q_\nu + V_6 \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p^\alpha q^\beta, \end{aligned} \quad (2.4)$$

où q_μ est l'impulsion du photon sonde et p_μ est l'impulsion du photon cible.

Bien que ce tenseur soit le plus général que l'on puisse écrire, il doit être soumis à la condition de conservation du courant et de la charge. Il en résulte que les V_i

ne sont pas indépendants et que le tenseur associé au photon cible s'écrit plutôt

$$W_{\mu\nu} = -W_1 \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) + \frac{W_2}{M^2} \left[p_\mu - \frac{(q \cdot p) q_\mu}{q^2} \right] \left[p_\nu - \frac{(q \cdot p) q_\nu}{q^2} \right]. \quad (2.5)$$

Les fonctions W_1 et W_2 sont appelées fonctions de structure du photon. Ces fonctions de structure sont conventionnellement réécrites sous la forme sans dimension suivante³ :

$$\begin{aligned} F_T^\gamma(x, Q^2) &= W_1(x, Q^2), \\ F_2^\gamma(x, Q^2) &= \frac{Q^2}{2x} W_2(x, Q^2). \end{aligned} \quad (2.6)$$

Chaque fonction de structure décrit la structure d'un photon d'hélicité donnée, vue par un second photon ayant aussi son hélicité propre. La fonction de structure F_T^γ décrit la structure du photon transversal sondé par un photon transversal. La fonction de structure F_2^γ s'écrit en termes de F_T^γ et d'une troisième fonction de structure F_L^γ :

$$F_2^\gamma = 2x F_T^\gamma + F_L^\gamma. \quad (2.7)$$

La fonction de structure F_L^γ décrit la structure du photon transversal sondé par un photon longitudinal.

Ces fonctions de structure sont fonctions des paramètres invariants de Lorentz x et Q^2 . Pour le traitement des événements simplement étiquetés qui sont étudiés ici, nous utiliserons les approximations suivantes :

$$Q^2 = -q^2 \simeq 2E_{\text{faisceau}} E_e (1 - \cos \theta_e), \quad (2.8)$$

$$x \simeq \frac{Q^2}{W^2 + Q^2}. \quad (2.9)$$

L'angle entre la direction initiale de l'électron étiqueté et sa direction finale est dénoté par θ_e , son énergie par E_e , et W est la masse invariante du système des deux photons. Le paramètre q^2 est le carré de la masse du photon virtuel sonde. Dans le cas de l'expression de Q^2 , la masse de l'électron m_e est négligée, alors que dans le cas de l'expression de x nous négligeons la masse du photon quasi-réel.

3. La fonction de structure F_T^γ est souvent dénotée F_1^γ . Nous utiliserons la notation F_T^γ .

Les quantités x et Q^2 sont importantes pour décrire la structure du photon [35]. La variable d'échelle de Bjorken, x , représente la fraction de l'impulsion du photon cible portée par le constituant que rencontre le photon sonde. Ce constituant fait partie de l'état de particules chargées en lequel s'est transformé le photon cible suite à une fluctuation $\gamma \rightarrow q\bar{q}$. La distribution de cette variable reflète donc la répartition de l'impulsion du photon cible entre ses constituants. La structure dépend aussi de l'échelle d'énergie de l'interaction, donnée par Q^2 . Plus l'échelle d'énergie est élevée, plus la longueur d'onde du photon sonde est petite. Nous sommes alors plus sensibles aux fluctuations de courte portée du photon cible qui modifient la fonction de structure. La fonction de structure évolue selon l'échelle d'énergie à mesure que les fluctuations de plus courte portée se manifestent. Nous appelons ce phénomène la **violation d'échelle**.

En termes de F_2^γ et de F_L^γ , la section efficace du processus $e\gamma \rightarrow eX$ s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{d^2\sigma(e\gamma \rightarrow eX)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} [(1 + (1 - y)^2) F_2^\gamma(x, Q^2) - y^2 F_L^\gamma(x, Q^2)], \quad (2.10)$$

où α est la constante de couplage de l'ÉDQ. Le paramètre invariant de Lorentz y est défini comme suit :

$$y \simeq 1 - \frac{E_e}{E_{\text{faisceau}}} \cos^2 \frac{\theta_e}{2}. \quad (2.11)$$

Lorsque l'angle de diffusion approche zéro, ce paramètre devient égale à la fraction de l'énergie de l'électron initial qui a été émise sous la forme du photon virtuel sonde. Puisque les électrons sont très souvent détectés à bas angle et à haute énergie, y est habituellement petit et le terme proportionnel à F_2^γ de la section efficace de l'équation 2.10 domine. La fonction de structure F_L^γ , qui est multipliée par y^2 , est alors difficilement mesurable [10].

Notons que les fonctions de structure ne dépendent pas directement de y puisque pour le processus $e\gamma$ tel que nous le considérons pour définir les fonctions de

structure, les énergies initiales des particules sont fixées, et x , y et Q^2 ne sont pas indépendants. La relation entre ces trois paramètres est : $y = Q^2 / (4E_{\text{faisceau}}E_\gamma x)$.

2.3 Les corrélations azimutales et les fonctions de structure

En plus de F_2^γ et de F_L^γ , il est possible de mesurer plusieurs autres fonctions de structure en regardant de plus près l'état final produit par le processus $\gamma\gamma \rightarrow X$. Nous avons vu que lors d'une collision $e\gamma$, le photon sonde et le photon cible interagissaient et produisaient un état final de particules. Pour étudier la structure du photon, nous devons étiqueter un électron et mesurer W^2 qui est la masse invariante du système des deux photons. Nous pouvons ainsi calculer les paramètres x et Q^2 et extraire les fonctions de structure du photon en mesurant la section efficace du processus $e\gamma \rightarrow eX$. Cet état final provenant du processus $\gamma\gamma \rightarrow X$ contient aussi de l'information reliée à la structure du photon. En considérant l'ensemble des angles qui décrivent les particules de l'état final par l'étude des **corrélations azimutales**, la section efficace différentielle complète de l'équation 2.1, qui décrit le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-X$, s'écrit en termes de 13 fonctions de structure correspondant à différentes configurations d'états d'hélicité des deux photons [27]. Dans le cas particulier des événements simplement étiquetés, deux fonctions de structure additionnelles sont mesurables en plus de F_2^γ et F_L^γ . Elles sont dénotées F_A^γ et F_B^γ .

La section efficace différentielle du processus $e\gamma \rightarrow eaX$, où a est une particule ou un ensemble de particules (comme par exemple un jet), peut s'écrire comme suit [29] :

$$\frac{d\sigma(e\gamma \rightarrow eaX)}{dx dQ^2 d\chi dz} = \frac{\alpha^2}{2xQ^4} (1 + (1 - y)^2) \times \left[(2x\tilde{F}_T^\gamma + \epsilon(y)\tilde{F}_L^\gamma) - \rho(y)\tilde{F}_A^\gamma \cos \chi + \frac{1}{2}\epsilon(y)\tilde{F}_B^\gamma \cos 2\chi \right], \quad (2.12)$$

où $\epsilon(y)$ et $\rho(y)$ sont des paramètres de polarisation [33] reliés à l'électron et χ est l'angle azimutal entre la « particule » a et l'électron dans l'état final par rapport à l'axe photon-photon dans le référentiel du centre de masse des deux photons. Nous définissons aussi $z \equiv \cos \theta^*$, où θ^* est l'angle polaire entre la « particule » a et l'axe des photons dans le référentiel des deux photons. Les \tilde{F}_T^γ , \tilde{F}_L^γ , \tilde{F}_A^γ et \tilde{F}_B^γ sont les fonctions de structure différentielles. Elles sont reliées aux F_i^γ par l'intégration par rapport à χ et z , c'est-à-dire :

$$F_{T,A,B,L}^\gamma = \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} \frac{dz d\chi}{4\pi} \tilde{F}_{T,A,B,L}^\gamma. \quad (2.13)$$

Les fonctions $\epsilon(y)$ et $\rho(y)$ sont données par :

$$\epsilon(y) = 2 \frac{1-y}{1+(1-y)^2}, \quad (2.14)$$

$$\rho(y) = \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)/2}. \quad (2.15)$$

Pour des électrons détectés à bas angle, y tend vers zéro. Dans ce cas, les fonctions $\epsilon(y)$ et $\rho(y)$ ont des valeurs très proches de l'unité. Dans l'analyse que nous allons décrire, nous ferons l'approximation $\epsilon(y) \simeq \rho(y) \simeq 1$. À la lumière de cette constatation, nous voyons selon l'équation 2.12 que y aura très peu d'influence sur la distribution de χ .

Les compositions en hélicité des fonctions de structure sont données par les équations suivantes [27, 25] :

$$F_T^\gamma \propto |A(\lambda = 0)|^2 + |A(\lambda = 2)|^2, \quad (2.16)$$

$$F_L^\gamma \propto |A(\lambda = 1)|^2, \quad (2.17)$$

$$F_A^\gamma \propto 2\Re\{A(\lambda = 1)^*[A(\lambda = 0) + A(\lambda = 2)]\}, \quad (2.18)$$

$$F_B^\gamma \propto 2\Re\{A(\lambda = 0)^*A(\lambda = 2)\}, \quad (2.19)$$

où $A(\lambda)$ est l'amplitude de transition du processus $\gamma\gamma \rightarrow X$ pour une hélicité totale λ du système des deux photons. Ces amplitudes sont elles-mêmes reliées

aux hélicités des photons de la façon suivante :

$$A(\lambda = 0) \Rightarrow \lambda_{\text{sonde}} = \pm 1, \lambda_{\text{cible}} = \pm 1, \quad (2.20)$$

$$A(\lambda = 1) \Rightarrow \lambda_{\text{sonde}} = 0, \lambda_{\text{cible}} = \pm 1, \quad (2.21)$$

$$A(\lambda = 2) \Rightarrow \lambda_{\text{sonde}} = \pm 1, \lambda_{\text{cible}} = \mp 1, \quad (2.22)$$

où λ_{sonde} est l'hélicité du photon sonde alors que λ_{cible} est l'hélicité du photon cible. Rappelons que le photon cible est quasi-réel et qu'il est considéré comme n'ayant qu'une composante transversale ($\lambda_{\text{cible}} = \pm 1$). Si l'on considère $\lambda_{\text{cible}} = 0$, on retrouve l'ensemble des amplitudes possibles dont les combinaisons sont décrites par 13 fonctions de structure.

Les fonctions de structure F_A^γ et F_B^γ peuvent être mesurées expérimentalement et fournir un moyen supplémentaire d'éprouver la théorie. Une telle analyse est présentée au chapitre 4 pour le cas des événements muoniques.

2.4 Structure électromagnétique du photon

Dans le cas d'événements leptoniques ($e\gamma \rightarrow e\ell\bar{\ell}$), le processus est complètement décrit par l'ÉDQ, et il est possible d'obtenir des prédictions précises en calculant les fonctions de structure au premier ordre de la théorie des perturbations. Cette tâche consiste à calculer la section efficace associée au processus illustré à la figure 1-6. Ce diagramme est appelé **multipériphérique**. Comme la constante de couplage de l'ÉDQ est très petite ($\alpha \simeq 1/137$), un calcul au premier ordre de la théorie des perturbations des fonctions de structure leptoniques est très précis.

L'étude des événements leptoniques nous permet de tester l'ÉDQ à l'ordre α^4 de la théorie des perturbations, en comparant les prédictions du modèle avec les résultats expérimentaux. Il est par exemple possible de mesurer la fonction de structure F_2^γ du photon dans le cas d'événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$, ce qui a

déjà été fait par la Collaboration OPAL [11] (voir figure 1-7). D'autres mesures de F_2^γ ont aussi été faite par d'autres collaborations [17, 18, 36, 37].

Comme nous l'avons mentionné, les petites valeurs de y mesurées expérimentalement rendent difficile l'extraction de la fonction de structure F_L^γ . Cependant, l'approche des corrélations azimutales permet de mesurer les fonctions de structure F_A^γ et F_B^γ . Cette dernière est d'ailleurs mathématiquement identique à F_L^γ au premier ordre et lorsque l'on néglige la masse du muon. L'égalité est aussi vraie dans le cas des processus hadroniques. Cette identité provient de la nature fermionique du muon. Si le muon avait un spin 0 plutôt qu'un spin 1/2, nous aurions $\tilde{F}_B^\gamma = \tilde{F}_T^\gamma$ [30].

L'angle azimutal auquel nous allons faire référence tout au long de cette thèse est décrit en termes des événements muoniques de la façon suivante :

l'angle χ est défini comme l'angle azimutal entre la direction de l' e^- (e^+) détecté à bas angle et la direction du μ^- (μ^+) de l'état final par rapport à l'axe photon-photon, mesuré dans le référentiel du centre de masse des deux photons (voir figure 2-4).

Nous définissons aussi le paramètre $z \equiv \cos \theta^*$, où θ^* est l'angle entre le μ^- (μ^+) et le photon virtuel dans le référentiel du centre de masse des deux photons.

Les expressions des fonctions de structure différentielles au premier ordre sont données par [29] :

$$\tilde{F}_T^\gamma = \frac{\alpha}{2\pi} \left(x^2 + (1-x)^2 \right) \frac{1 + \beta^2 z^2}{1 - \beta^2 z^2}, \quad (2.23)$$

$$\tilde{F}_B^\gamma = \tilde{F}_L^\gamma = \frac{4\alpha}{\pi} x^2 (1-x), \quad (2.24)$$

$$\tilde{F}_A^\gamma = \frac{4\alpha}{\pi} x(1-2x) \sqrt{x(1-x)} \frac{\beta z}{\sqrt{1 - \beta^2 z^2}}, \quad (2.25)$$

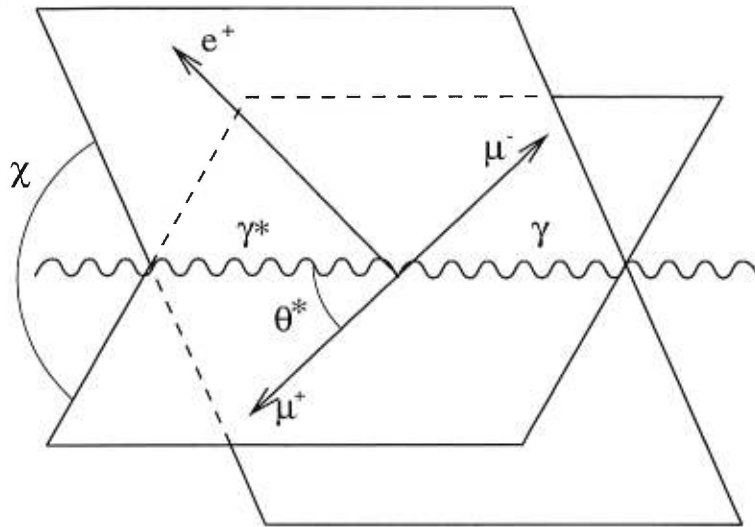


FIG. 2-4 - Définition de l'angle azimutal.

où

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{W^2}}, \quad (2.26)$$

et m_μ est la masse du muon⁴.

Tel qu'en témoigne l'équation 2.25, la fonction de structure différentielle \tilde{F}_A^γ est anti-symétrique en z . Pour cette raison, la contribution du terme en $\cos \chi$ s'annule lorsque la section efficace est intégrée entre $z = -1$ et $z = 1$. Pour pouvoir mesurer \tilde{F}_A^γ , les régions $z > 0$ et $z < 0$ doivent être considérées différemment. Pour ce faire, une définition modifiée de celle que nous venons de présenter est utilisée. Nous définissons l'angle χ' de la façon suivante :

$$\chi' = \begin{cases} \chi & \text{pour } z > 0, \\ \pi - \chi & \text{pour } z < 0. \end{cases} \quad (2.27)$$

L'angle χ' correspond à l'angle azimutal entre le demi-plan de l'électron étiqueté et le demi-plan du muon qui se trouve dans le même hémisphère que le photon virtuel, par rapport à l'axe des deux photons. Contrairement à l'angle χ proprement dit, l'angle χ' est indépendant des charges impliquées. Cette nouvelle

4. Les termes proportionnels à la masse du muon sont négligés dans ces équations. La masse du muon n'est cependant pas négligée dans les termes en z qui font intervenir la vitesse du muon β .

définition permet de traiter adéquatement les régions $z > 0$ et $z < 0$ en inversant le signe du terme en $\cos \chi$ pour $z < 0$. Les deux régions n'ont pas alors à être étudiées séparément, et la distribution de χ' dépend à la fois de \tilde{F}_A^γ et de \tilde{F}_B^γ .

Comme l'intégrale entre $z = -1$ et $z = 1$ de \tilde{F}_A^γ s'annule, nous définissons les quantités suivantes :

$$f_A^+ \equiv \int_0^{2\pi} \frac{d\chi}{2\pi} \int_0^1 dz \tilde{F}_A^\gamma = \frac{4\alpha}{\pi} x(1-2x) \sqrt{x(1-x)} \frac{1}{\beta} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2}\right), \quad (2.28)$$

$$f_A^- \equiv \int_0^{2\pi} \frac{d\chi}{2\pi} \int_{-1}^0 dz \tilde{F}_A^\gamma = -\frac{4\alpha}{\pi} x(1-2x) \sqrt{x(1-x)} \frac{1}{\beta} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2}\right). \quad (2.29)$$

Celles-ci sont reliées à la fonction de structure F_A^γ de la façon suivante :

$$F_A^\gamma = \frac{1}{2} (f_A^+ + f_A^-) = 0. \quad (2.30)$$

La quantité que nous mesurons à l'aide de la distribution de χ' est⁵

$$f_A^\gamma \equiv \frac{1}{2} (f_A^+ - f_A^-). \quad (2.31)$$

Bien que les fonctions \tilde{F}_B^γ et \tilde{F}_L^γ soient égales quand elles sont calculées au premier ordre pour des muons de masse nulle, cette identité n'a cependant pas été prouvée pour les ordres supérieurs. Cette identité n'est manifestement pas valide lorsque la masse du muon n'est pas négligée⁶.

5. Nous définissons f_A^γ pour éviter toute confusion avec F_A^γ . Le lecteur ne doit pas se surprendre de trouver dans la littérature des mesures de F_A^γ plutôt que de f_A^γ . Il est en effet possible de définir dès le départ l'angle azimutal et/ou le paramètre z de telle sorte que l'intégrale entre $z = -1$ et $z = 1$ du terme associé à \tilde{F}_A^γ ne soit pas nulle. En disposant ainsi du caractère antisymétrique de \tilde{F}_A^γ , il est possible d'éviter d'avoir à définir f_A^γ . Afin que les résultats présentés ici soient plus facilement compréhensibles en termes des publications OPAL et des résultats des autres collaborations, nous utilisons la notation f_A^γ .

6. Notons que la masse du muon ne peut être négligée dans la fonction de structure F_2^γ comme elle peut l'être dans le cas de f_A^γ et de F_B^γ . La fonction F_2^γ dépend plus fortement de m_μ . Il est par exemple possible de voir à la figure 2-5a que F_B^γ dépend relativement peu de la masse du muon.

Nous avons dans ce cas⁷ :

$$F_B^\gamma(x, Q^2) = \frac{4\alpha}{\pi} x^2 \left[(1-x) \left(1 - \frac{2m_\mu^2}{Q^2}\right) \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{W^2}} - \frac{2m_\mu^2}{W^2 + Q^2} \log \frac{1 + \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{W^2}} W^2 - Q^2 - 2m_\mu^2}{1 - \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{W^2}} Q^2} \right], \quad (2.32)$$

$$F_L^\gamma(x, Q^2) = \frac{4\alpha}{\pi} x^2 \left\{ (1-x) \left(1 - \frac{4m_\mu^2}{W^2}\right)^{1/2} - \frac{2m_\mu^2}{W^2 + Q^2} \log \left[\frac{W}{2m_\mu} + \left(\frac{W^2}{4m_\mu^2} - 1\right)^{1/2} \right]^2 \right\}. \quad (2.33)$$

La fonction de structure F_2^γ est quant à elle donnée par [34] :

$$F_2^\gamma(x, Q^2) = 2xF_T^\gamma(x, Q^2) + F_L^\gamma(x, Q^2), \quad (2.34)$$

où

$$F_T^\gamma(x, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \left(\left[x^2 + (1-x)^2 + 4m_\mu^2 \frac{W^2 - 2m_\mu^2}{(W^2 + Q^2)^2} \right] \times \log \left[\frac{W}{2m_\mu} + \left(\frac{W^2}{4m_\mu^2} - 1\right)^{1/2} \right]^2 - \left[(1-2x)^2 + \frac{4m_\mu^2 W^2}{(W^2 + Q^2)^2} \right] \left[1 - \frac{1 - 4m_\mu^2}{W^2} \right]^{1/2} \right). \quad (2.35)$$

La figure 2-5a montre les rapports $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ et $\frac{1}{2}F_L^\gamma/F_2^\gamma$ pour les fonctions de structure au premier ordre. La courbe correspondant à F_B^γ et F_L^γ pour l'approximation des muons non-massifs est comparée aux courbes correspondant aux prédictions incluant les termes de masse des muons. Les figures 2-5b et c montrent la variation de F_2^γ et celle de F_B^γ en fonction de x . Dans le cas de la fonction de structure F_B^γ , la prédiction incluant les termes de masse des muons est représentée.

Les figures 2-6a et b montrent la variation en Q^2 des fonctions de structure F_B^γ et F_L^γ selon les équations 2.32 et 2.33, ainsi que la variation des rapports $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$

⁷ La fonction de structure F_B^γ provient de [30], alors que F_L^γ provient de [34].

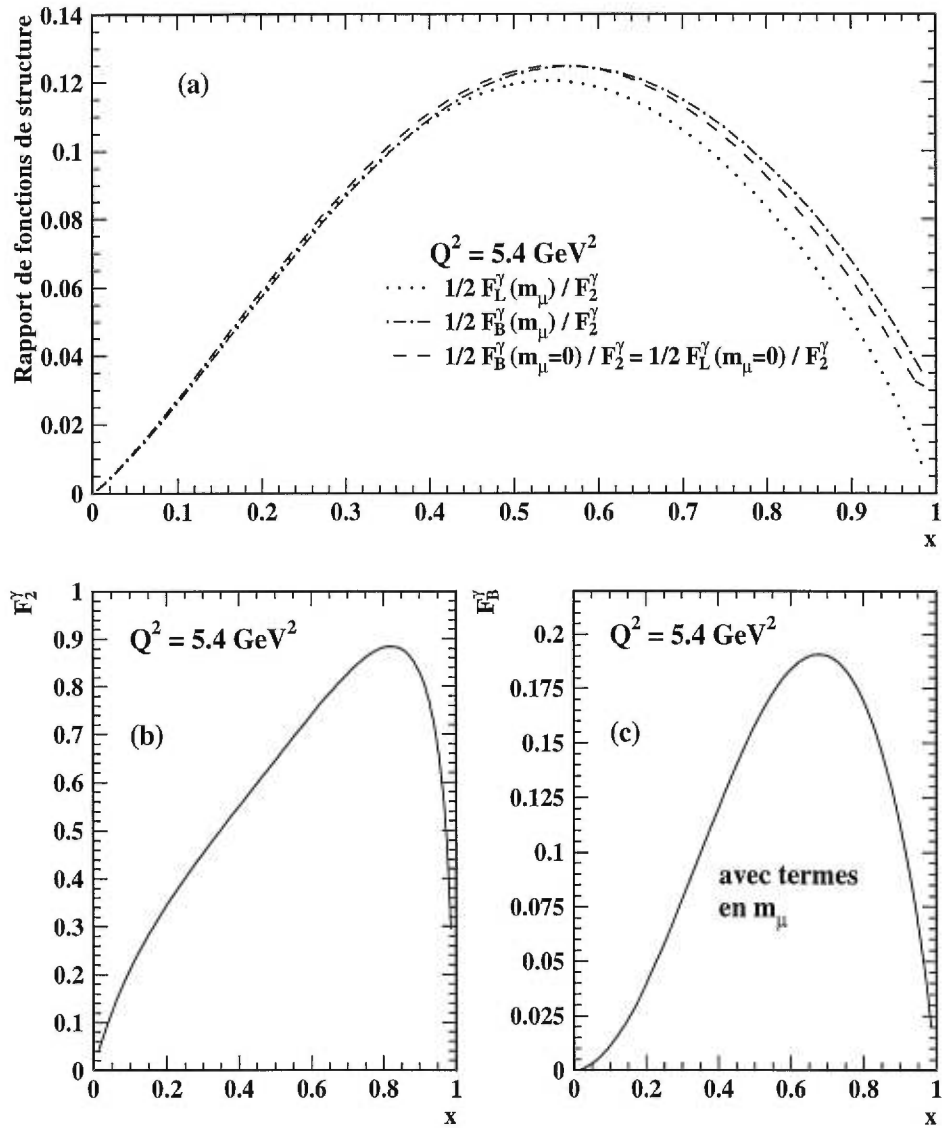


FIG. 2-5 - Prédictions théoriques des rapports F_B^γ/F_2^γ et F_L^γ/F_2^γ (a), et des fonctions de structure F_2^γ (b) et F_B^γ (c). Nous voyons que la masse du muon a très peu d'effets sur les prédictions de F_B^γ et de F_L^γ .

et $\frac{1}{2}F_L^\gamma/F_2^\gamma$. Le comportement de la fonction de structure F_B^γ est similaire à celui de F_L^γ dans la région accessible expérimentalement, qui correspond à des valeurs de Q^2 supérieures à 0.85 GeV^2 . La plage complète de Q^2 accessible dans les données n'est pas montrée sur cette figure afin de bien voir la région de petites valeurs de Q^2 . Elle est plutôt présentée à la figure 2-7(a). La figure 2-7 montre

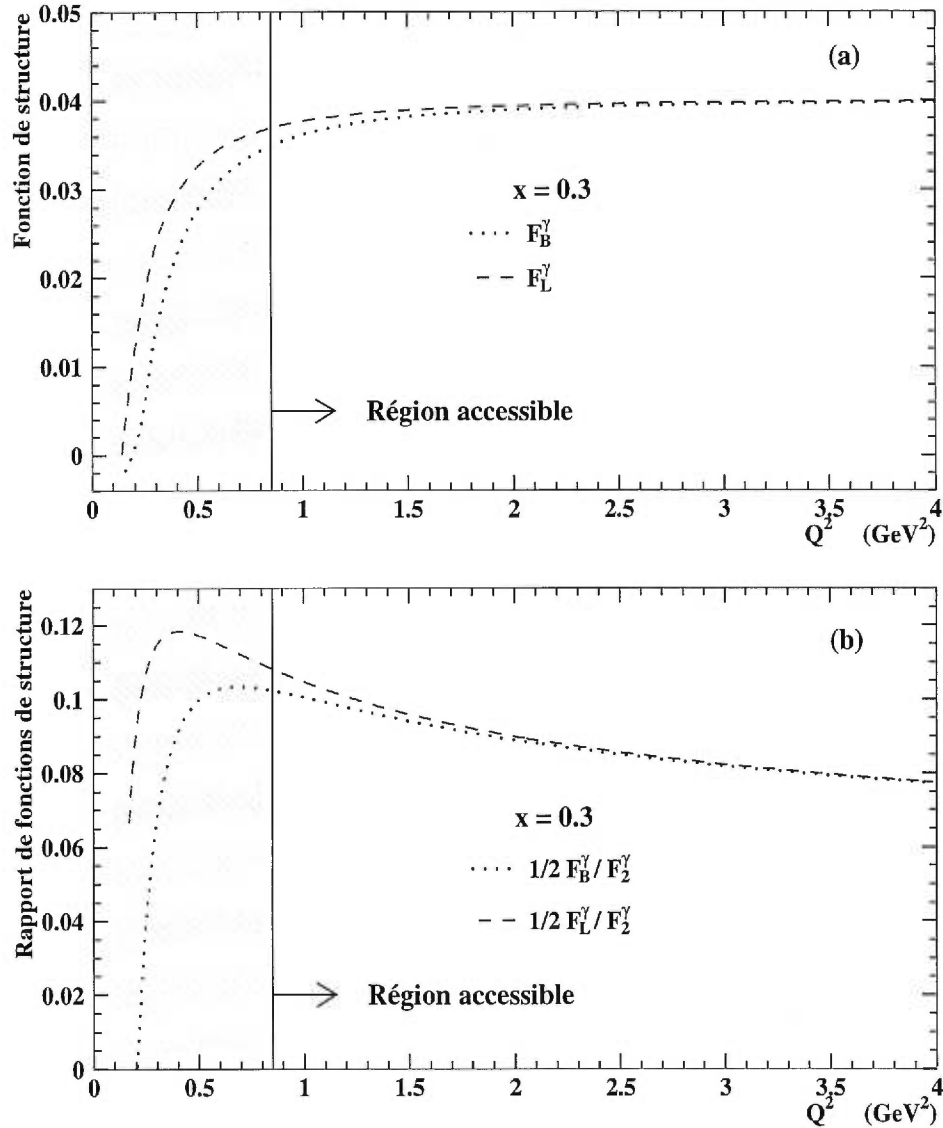


FIG. 2-6 - Fonctions de structure F_B^γ et F_L^γ en fonction de Q^2 pour $x = 0.3$. Rapports $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ et $\frac{1}{2}F_L^\gamma/F_2^\gamma$ en fonction de Q^2 pour $x = 0.3$.

une comparaison des dépendances en x et en Q^2 des fonctions de structure f_A^γ et

F_B^γ . Les fonctions analytiques utilisées correspondent aux équations 2.25 et 2.32. La figure 2-8 montre comment les rapports f_A^γ/F_2^γ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ en fonction de x évoluent selon la valeur de Q^2 . Cette évolution est principalement due à la fonction de structure F_2^γ qui augmente à grand x lorsque Q^2 augmente.

2.4.1 Autres contributions de l'ÉDQ

Plusieurs processus de l'ÉDQ peuvent produire des états finaux constitués de deux électrons et de deux fermions. La figure 2-9 montre les différents diagrammes possibles. En plus du diagramme multipériphérique (figure 2-9a) qui domine la section efficace, les processus *bremsstrahlung* (figure 2-9b), d'annihilation (figure 2-9c) et de conversion (figure 2-9d) peuvent aussi donner des contributions. Ces contributions dépendent beaucoup de la région d'espace de phase considérée. Le diagramme multipériphérique est nettement dominant pour de bas angles de diffusion des électrons, qui est la région qui nous intéresse. Dans ce cas particulier, le second processus en importance est celui du *bremsstrahlung*. Selon une évaluation faite à l'aide du générateur BDK [38, 39], celui-ci ne représente que $(0.30 \pm 0.07)\%$ de l'échantillon utilisé dans la mesure décrite au chapitre 4. Nous négligerons donc les diagrammes autres que celui du processus multipériphérique dans l'étude des corrélations azimutales.

2.5 Les processus hadroniques

Si le processus de collision photon-photon est entièrement calculable perturbativement⁸ dans le cas de l'ÉDQ pour la production de leptons, il en est tout autrement pour le cas hadronique. En première approximation, le photon interagit par le processus dit **direct**, de la même façon que dans le cas leptonique (c'est-à-dire selon le diagramme multipériphérique). Cependant, certains processus d'ordres supérieurs

8. Néologisme : l'adjectif **perturbatif** et ses dérivées sont employés pour désigner les processus ou les calculs pouvant être traités par la théorie des perturbations.

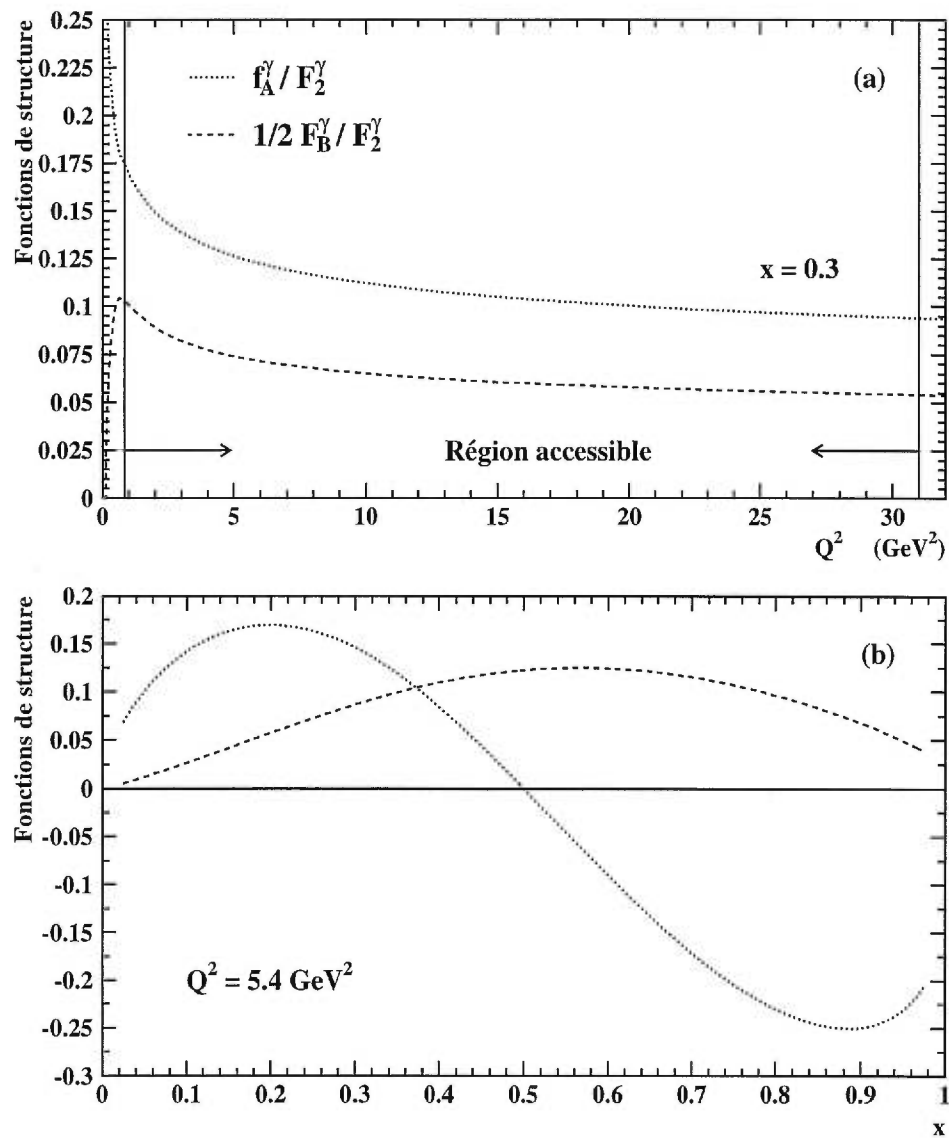


FIG. 2-7 - Rapport de fonctions de structure f_A^γ / F_2^γ et $\frac{1}{2} F_B^\gamma / F_2^\gamma$ en fonction de Q^2 (a) et de x (b).

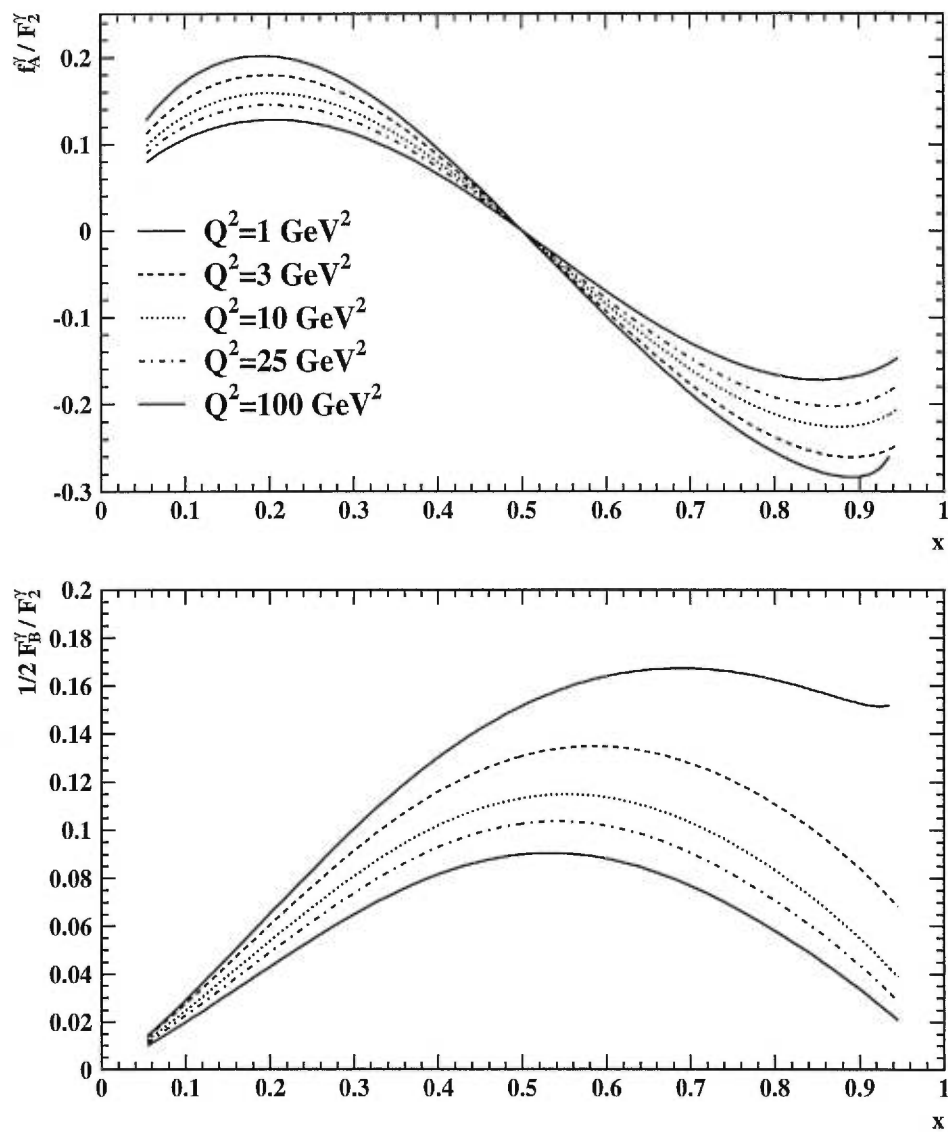


FIG. 2-8 - Évolution des rapports $f_A^\gamma / F_2^\gamma(x)$ et $\frac{1}{2} F_B^\gamma / F_2^\gamma(x)$ selon l'échelle Q^2 .

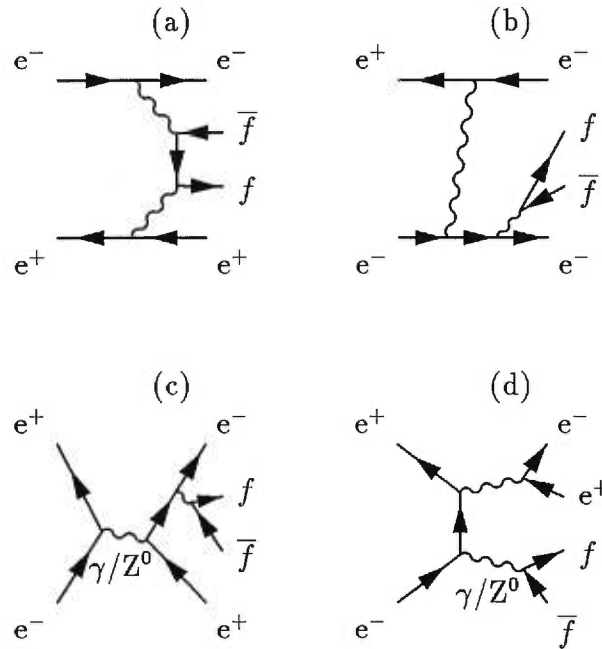


FIG. 2-9 - Processus de l'ÉDQ contribuant à l'état final ayant deux électrons et deux fermions: multipériphérique (a), *bremsstrahlung* (b), annihilation (c) et conversion (d).

en α_s peuvent aussi contribuer significativement à la section efficace totale, car la constante de couplage α_s de la CDQ est trop grande aux énergies considérées pour permettre un développement perturbatif comme dans le cas de l'ÉDQ. La constante de couplage de l'ÉDQ [40] est de $\alpha \simeq 1/137$ alors qu'une mesure de α_s faite par OPAL [41] montre qu'à l'énergie du LEP $\alpha_s(M_{Z^0}) \simeq 0.120 \pm 0.006$. De plus, α augmente avec l'énergie tandis que α_s diminue avec l'énergie. Ceci fait en sorte que pour de très petites valeurs de Q^2 , il n'est pas possible de calculer perturbativement les fonctions de structure du photon dans le cas hadronique alors que le cas leptonique est calculable avec précision. Le photon peut en effet interagir selon différents régimes d'interaction. La fonction d'onde du photon peut être écrite sous la forme suivante [42] :

$$|\gamma\rangle = c_{\text{direct}}|\gamma_{\text{direct}}\rangle + \sum_{V=\rho^0,\omega,\phi,J/\psi} c_V|V\rangle + \sum_{q=u,d,s,c,b} c_q|q\bar{q}\rangle + \sum_{\ell=e,\mu,\tau} c_\ell|\ell^+\ell^-\rangle. \quad (2.36)$$

La composante $|\gamma_{\text{direct}}\rangle$ représente l'interaction ponctuelle du photon avec sa cible. Le photon peut aussi fluctuer en une paire fermion–anti-fermion ($\gamma \rightarrow f\bar{f}$) par l'intermédiaire de laquelle il peut entrer en collision avec une cible. Dans le cas des collisions photon-photon, la transformation en une paire de leptons (dénotée $|\ell^+\ell^-\rangle$ dans l'équation 2.36) donnera lieu au processus direct mentionné à la section 2.4. De façon complètement analogue, le photon peut fluctuer en une paire de quarks ($|\text{q}\bar{\text{q}}\rangle$). Lorsque la virtualité⁹ de cette fluctuation est suffisamment grande, le processus direct domine. À mesure que la virtualité de la fluctuation diminue, les contributions d'ordres supérieurs en α_s ne peuvent plus être négligées et doivent être calculées. Ceci devient impossible lorsque la virtualité de la fluctuation est trop petite pour que la théorie des perturbations soit utilisable. Le régime à basse énergie est alors traité phénoménologiquement, selon l'hypothèse de **dominance de mésons vectoriels** (DMV), qui veut que le photon se transforme en mésons ρ^0 , ω , ϕ ou J/ψ , qui ont les mêmes nombres quantiques (spin et parité) que le photon, avant d'entrer en collision avec une cible. L'interaction photon-photon à très basse énergie est alors en tout point semblable à une interaction entre hadrons. Dans la fonction d'onde de l'équation 2.36, ce régime d'interaction est représenté par l'état $|V\rangle$ du photon, où V est une combinaison linéaire des états mésoniques mentionnés. En ce qui concerne le calcul théorique, la partie perturbative et la partie non-perturbative sont séparées par un paramètre de coupure k_0 , qui donne le seuil de virtualité en haut duquel les calculs perturbatifs sont possibles. Une césure incontournable, due à la nature du traitement théorique, existe donc entre ces deux régimes qui doivent être manipulés différemment.

Cette diversité de l'interaction du photon selon qu'il participe tout entier dans la collision ou par l'entremise d'un de ses constituants permet de distinguer trois

9. La virtualité peut être définie de différentes façons. Dans cette section, nous définissons la virtualité comme l'impulsion transversale de chacun des quarks par rapport à la direction initiale du photon. Cette quantité est intimement liée au Q^2 du photon. Si nous négligeons les masses des quarks, nous avons $Q^2 \simeq 2E_1E_2(1 - \cos\theta_{12})$, où les E_i sont les énergies des quarks et θ_{12} est l'angle entre les deux quarks. Plus la composante transversale de l'impulsion des quarks sera grande, plus Q^2 sera grand.

types de collisions photon-photon hadroniques :

1. **Processus direct :**

La contribution dominante à haute virtualité des photons est le processus direct, que nous avons déjà décrit. Cette interaction purement électromagnétique est illustrée à la figure 2-10a. Les deux quarks de l'état final produiront chacun un jet de particules.

2. **Processus simplement résolu :**

Ce processus décrit le type d'événements où l'un des photons se transforme en un état de quarks et de gluons. Le second photon peut alors interagir directement avec un quark de cet état. Le processus direct n'est pas inclus dans cette définition qui ne fait référence qu'aux processus faisant intervenir la force forte. Le photon transformé est dit **résolu**. Une partie de l'énergie de ce photon forme ce qui est appelé le **reste** du photon résolu. Ce reste est l'analogue du reste du proton dans les collisions ep, et il est dirigé au premier ordre selon l'axe des faisceaux. Il est habituellement perdu en partie dans les régions avant du détecteur. Ce type d'événements est illustré aux figures 2-10b et c. Deux contributions résolues peuvent être distinguées ; l'une provenant du régime perturbatif (qui est appelé **anomal**) à haute virtualité (figure 2-10b), et l'autre du régime non-perturbatif décrit par le modèle DMV (figure 2-10c). Sur cette figure, les cercles hachurés représentent la structure du photon dans le régime non-perturbatif. En termes des états de la fonction d'onde du photon, les processus simplement résolus correspondent à l'interaction d'un photon ponctuel $|\gamma_{\text{direct}}\rangle$ et d'un photon résolu $|q\bar{q}\rangle$ ou $|V\rangle$.

3. **Processus doublement résolu :**

Ce processus décrit le type d'événements pour lequel chacun des deux photons est résolu et interagit par l'entremise de sa structure. Les constituants des deux photons peuvent entrer en collision et deux restes de photons sont

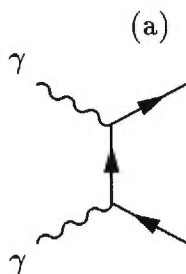
dirigés vers les régions avant. Plusieurs contributions doublement résolues sont distinguées ; l'une provenant de la rencontre d'un photon dans le régime anomal et d'un photon dans le régime DMV, une autre de la rencontre de deux photons dans le régime anomal, et une dernière de la rencontre de deux photons dans le régime DMV. Ces trois types d'événements correspondent en termes des états du photon aux interactions $|\text{q}\bar{\text{q}}\rangle + |V\rangle$ (figure 2-10d), $|\text{q}\bar{\text{q}}\rangle + |\text{q}\bar{\text{q}}\rangle$ (figure 2-10e) et $|V\rangle + |V\rangle$ (figure 2-10f).

Il existe un certain degré d'arbitraire dans la façon de catégoriser les topologies d'événements photon-photon. Il est possible de choisir certains paramètres de factorisation permettant d'échanger des termes d'ordres supérieurs entre les contributions directe et simplement résolue, et entre les contributions simplement résolue et doublement résolue [29, 43]. Ces définitions en effet se recoupent. Malgré cet aspect arbitraire dans la distinction des différentes topologies d'états finaux, il n'en reste pas moins que la physique derrière ces collisions ne dépend pas du point de vue adopté. Si l'interprétation en termes de ces différentes catégories peut varier, la somme des différentes contributions (la section efficace totale) reste cependant inchangée.

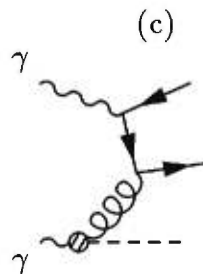
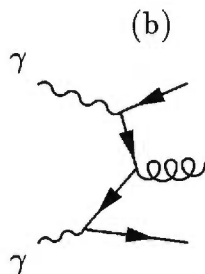
2.5.1 Interaction ponctuelle et corrections de la CDQ

Les fonctions de structure donnent la distribution d'impulsion des constituants du photon pour différentes hélicités des photons sonde et cible. Si l'on ne tient pas compte des corrélations angulaires dans l'état final de la collision photon-photon et que l'on ne considère que la dépendance en x et Q^2 , la section efficace du processus est donnée par l'équation 2.10. Tel que mentionné, la fonction de structure F_2^γ domine cette section efficace et F_L^γ est souvent négligé lors des mesures expérimentales [12, 13]. À titre d'exemple, nous discuterons dans cette section du calcul de F_2^γ , les autres fonctions de structure étant traitées de façon similaire.

Processus direct :



Processus simplement résolu :



Processus doublement résolu :

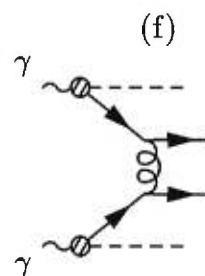
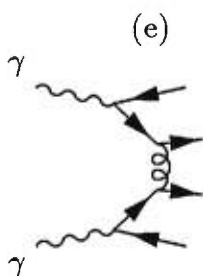
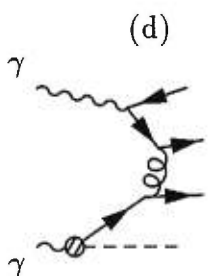


FIG. 2-10 - Processus hadroniques: (a) direct, (b) simplement résolu (anomal), (c) simplement résolu (DMV), (d) doublement résolu (anomal \times DMV), (e) doublement résolu (anomal \times anomal) et (f) doublement résolu (DMV \times DMV). Les cercles hachurés représentent la structure du photon dans le régime non-perturbatif (DMV). La ligne pointillée désigne le reste du photon résolu. Dans le cas des processus anomaux, le reste provient du quark qui n'est pas impliqué dans le sous-processus qui lie les deux photons (par exemple, pour le processus simplement résolu (b), le reste provient du quark du bas).

En première approximation, la fonction de structure F_2^γ peut être calculée en ne considérant que la production directe d'une paire $q\bar{q}$. Il suffit de considérer, comme nous le ferions pour la structure leptonique, la section efficace du processus $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ du diagramme de la figure 2-9a. La fonction de structure est alors interprétée en termes des probabilités q_i^γ (qu'on appelle aussi densités de quarks) pour le photon sonde de rencontrer un quark de saveur i appartenant au photon cible qui a une fraction x de l'impulsion de ce dernier ; x étant la variable d'échelle de Bjorken que nous avons définie précédemment. Cette interprétation est celle du **modèle partonique**, ou **modèle quark-parton** (MQP) [44].

Nous avons ainsi :

$$F_2^\gamma(x, Q^2) = \sum_{i=1}^{2f} x e_i^2 q_i^\gamma(x, Q^2), \quad (2.37)$$

avec

$$\bar{q}_i^\gamma(x, Q^2) = q_i^\gamma(x, Q^2) = \frac{N_c \alpha}{2\pi} [x^2 + (1-x)^2] \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{\text{CDQ}}^2}, \quad (2.38)$$

où f est le nombre de saveurs de quarks (incluant les anti-quarks), e_i est la charge du quark i , et Λ_{CDQ} est le paramètre d'échelle de la CDQ, qui donne l'énergie sous laquelle les partons sont confinés en hadrons. Le paramètre Λ_{CDQ} est de l'ordre de 250 MeV. L'expression de F_2^γ que nous montrons correspond au terme en $\ln Q^2$ qui domine la fonction de structure calculée au premier ordre selon l'ÉDQ, et où le paramètre Λ_{CDQ} substitue la masse du muon [6].

Dans le cas de la structure du proton, les fonctions de structure au niveau du modèle partonique ne dépendent que de x . Nous nommons cette particularité l'**invariance d'échelle** de la structure du proton. Cette invariance d'échelle est cependant violée lorsque nous tenons compte des corrections de la CDQ. L'existence du terme en $\ln Q^2$ de l'équation 2.38 montre que dans le cas du photon, l'invariance d'échelle est violée même au niveau du modèle partonique. La fonction de structure F_2^γ du photon dépend alors au premier ordre à la fois de x et de Q^2 . Ceci est dû à la nature de la structure du photon qui n'apparaît que suite à une fluctuation du photon en une paire de fermions.

Il est possible d'ajouter des corrections de la CDQ à cette première évaluation de la fonction de structure du photon afin d'y introduire l'effet de l'interaction des quarks et des gluons [6]. Plusieurs méthodes peuvent être utilisées afin d'inclure ces corrections, dont l'approche par les équations d'Altarelli-Parisi, qui est familière dans le cadre de la structure du proton [35]. L'évolution des densités de partons est alors donnée, au premier ordre de la théorie des perturbations en α_s , par les différentes probabilités d'émission suivantes :

1. $P_{q \leftarrow q}(w) = P_{g \leftarrow q}(1 - w)$: la probabilité pour un quark d'émettre un quark ayant une fraction w de son impulsion via l'interaction $q \rightarrow qg$,
2. $P_{q \leftarrow g}(w) = P_{q \leftarrow g}(1 - w)$: la probabilité pour un gluon d'émettre un quark ayant une fraction w de son impulsion via l'interaction $g \rightarrow q\bar{q}$,
3. $P_{g \leftarrow g}(w) = P_{g \leftarrow g}(1 - w)$: la probabilité pour un gluon d'émettre un autre gluon ayant une fraction w de son impulsion via l'interaction $g \rightarrow gg$.

Les processus associés à ces probabilités sont illustrés à la figure 2-11. Ils donnent une équation d'évolution pour chacune des densités partoniques, à la fois pour les quarks q_i^γ et pour les gluons g^γ . Leurs effets sur les densités partoniques sont les mêmes que dans le cas de la structure du proton, c'est-à-dire qu'ils tendent à diminuer la fonction de structure à grand x et à l'augmenter à petit x lorsque Q^2 augmente.

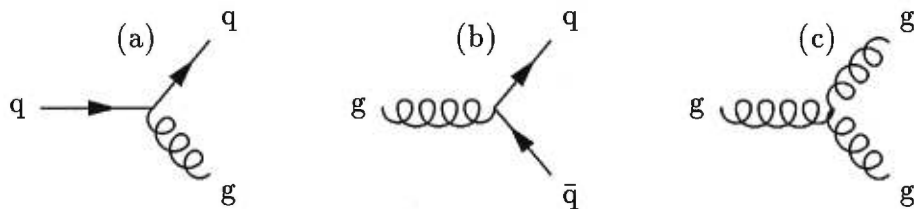


FIG. 2-11 - Processus liés à l'évolution de la fonction de structure : $P_{q \leftarrow q}$ (a), $P_{q \leftarrow g}$ (b) et $P_{g \leftarrow g}$ (c).

La figure 2-12 montre qualitativement la dépendance de la fonction de structure F_2^γ selon l'approximation du modèle partonique ainsi qu'avec les corrections de la CDQ à l'ordre le plus bas en $\ln Q^2$. Les calculs de F_2^γ à l'aide du modèle partonique et de la CDQ permettent d'obtenir des prédictions pour des valeurs de Q^2 relativement élevées. Pour de petites valeurs de x et de Q^2 ($x \rightarrow 0$ et $Q^2 \rightarrow 0$), des divergences apparaissent et nous entrons dans une région non-perturbative qui nécessite, comme nous en avons discuté plus tôt, une approche différente. Notons que malgré les corrections de la CDQ, la fonction de structure du photon reste élevée à grand x . Ceci est dû à la contribution du processus direct de l'ÉDQ (identifiée modèle partonique sur la figure) qui est proportionnelle à $\ln Q^2$ et qui domine la fonction de structure.

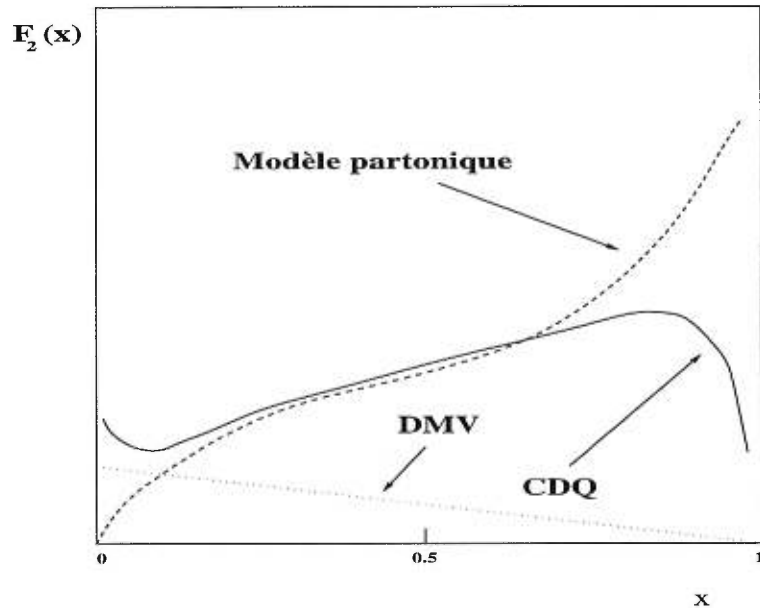


FIG. 2-12 - Dépendance qualitative de la fonction de structure F_2^γ selon le modèle partonique (équation 2.37), avec les corrections de la CDQ, ainsi que F_2^γ selon le modèle DMV.

2.5.2 Les paramétrisations de la structure du photon

Il existe deux types de modélisations de la structure du photon. Il y a d'abord les modélisations qui divisent l'interaction du photon en une partie perturbative¹⁰ et une partie hadronique ($F_2^\gamma = F_2^{\gamma,\text{pert}} + F_2^{\gamma,\text{had}}$), et il y a ensuite celles qui ne font pas cette distinction mais qui traitent plutôt la fonction de structure dans son ensemble.

Les paramétrisations du premier type, celles qui subdivisent l'interaction, basent généralement leur partie ponctuelle sur le modèle partonique et sur les calculs de la CDQ jusqu'à un ordre donné en $\ln Q^2$ et en α_s . La paramétrisation de Duke et Owens (DO) [45] en est un exemple. La partie hadronique est quant à elle généralement basée sur le modèle DMV, en appuyant la paramétrisation sur des mesures [46] de la fonction de structure $F_2^{\pi^+}$ du π^+ . Cette fonction de structure devrait être similaire à celle des mésons vectoriels selon l'invariance de l'isospin. La forme la plus souvent rencontrée est donnée par :

$$(F_2^{\gamma,\text{had}})_{\text{DMV}} = 0.2\alpha(1-x), \quad (2.39)$$

où α est la constante de couplage de l'ÉDQ. Le facteur 0.2 est obtenu empiriquement. Il existe cependant d'autres fonctions de structure hadroniques, avec notamment des dépendances en Q^2 .

Les paramétrisations les plus connues qui considèrent l'évolution de la fonction de structure dans son ensemble sont celle de Drees et Grassie (DG) [47] et celle d'Abramowicz, Charchula et Levy (LAC) [48]. La première de celles-ci adopte par hypothèse une certaine distribution de gluons alors que la deuxième l'inclut dans le lissage des paramètres du modèle aux données expérimentales. Dans les deux cas, les paramètres décrivant les distributions des quarks sont aussi trouvés par lissage aux données expérimentales. Pour chacun de ces modèles, une

10. Dans la littérature, cette partie est souvent appelée **ponctuelle**.

paramétrisation (généralement basée sur DMV) est adoptée à petit Q^2 à une valeur Q_0^2 donnée, et la fonction de structure du photon est ensuite trouvée à l'aide des équations d'évolution d'Altarelli-Parisi.

Plusieurs autres paramétrisations ont récemment vu le jour. Parmi les plus importantes, mentionnons celles-ci: la paramétrisation de Glück, Reya et Vogt (GRV) [2], celle d'Aurenche, Guillet et Fontannaz (AFG) [49], celle de Schuler et Sjöstrand (SAS) [3] et enfin celle de Glück, Reya et Stratmann (GRS) [50]. Ces deux dernières décrivent aussi la structure du photon virtuel. Elles sont toutes basées sur des calculs perturbatifs de la CDQ à différents ordres, avec comme point de départ à basse énergie une distribution de parton donnée, basée sur le modèle DMV.

2.5.3 Corrélations azimutales dans les événements hadroniques

Les corrélations azimutales permettent aussi d'étudier la structure hadronique du photon [30]. Les définitions de chacune des fonctions de structure en termes d'amplitudes reliées à diverses hélicités des photons que nous avons exposées à la section 2.3 restent toujours valides. Les fonctions de structure sont quant à elles modifiées par rapport aux prédictions de l'ÉDQ par les processus de la CDQ que nous venons de traiter. Leur mesure constitue une excellente façon d'éprouver la théorie en augmentant significativement les possibilités de comparaison entre les prédictions et l'expérience. De telles mesures sont cependant soumises aux mêmes contraintes expérimentales que la mesure de F_2^γ dans le cas hadronique, à savoir les difficultés entourant la mesure du système hadronique final [13], notamment en ce qui concerne la reconstruction de la masse invariante du système photon-photon. Il sera donc beaucoup plus difficile d'extraire les fonctions de structure F_A^γ et F_B^γ pour les événements hadroniques que pour les événements leptoniques.

L'analyse des corrélations azimutales dans le cadre des événements hadroniques

peut s'effectuer par l'étude des états finaux ayant deux jets visibles dans le détecteur. L'observation de ces jets peut alors nous informer sur les processus sous-jacents au niveau des quarks. Les jets jouent alors le rôle que jouaient les muons au niveau de l'analyse des événements leptoniques. La figure 2-13 montre les processus hadroniques qui dominent la production d'événements à deux jets. Ils correspondent aux diagrammes de la figure 2-10a et 2-10b dans le régime perturbatif. La ligne pointillée représente le reste du photon réel. L'angle azimutal à mesurer est alors l'angle entre les deux partons (quarks ou gluons) et l'électron étiqueté par rapport à l'axe des photons dans le référentiel du centre de masse photon-photon.

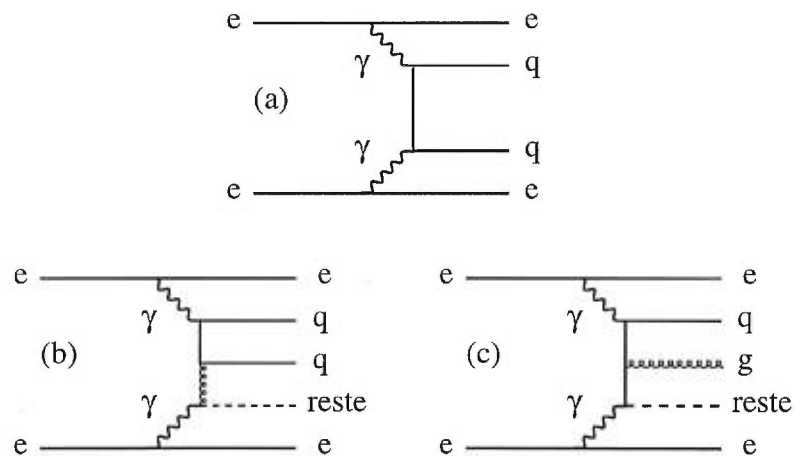


FIG. 2-13 - Processus de production de paires de jets: multipériphérique (a), fusion photon-gluon $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$ (b), diffusion compton CDQ $\gamma q \rightarrow gq$ (c).

Au premier ordre de la théorie des perturbations en α_s , le reste du photon dans les processus des figures 2-13b et c se dirige dans la même direction que le photon initial [30]. Seuls les deux jets ont des impulsions transversales par rapport à l'axe e^+e^- et sont observés dans le détecteur. Dans ce cas, le référentiel du centre de masse des deux photons et le référentiel du centre de masse des deux jets sont reliés par une transformation de Lorentz parallèle à l'axe photon-photon. L'angle azimutal peut alors être mesuré indifféremment dans ces deux référentiels.

Pour mesurer les angles dans le centre de masse des deux photons, il faut effectuer

une transformation de Lorentz vers ce référentiel. Ceci implique de reconstruire tout l'état final hadronique. Or, nous savons qu'une partie des particules, notamment au niveau des restes des photons, est perdue dans les régions avant et que par conséquent la transformation vers le référentiel du centre de masse des photons est difficile à trouver. Il est beaucoup plus simple de trouver le référentiel du centre de masse des deux jets qui sont reconstruits. Ces derniers sont relativement moins affectés par la perte de particules. Il semble alors préférable d'utiliser le référentiel du centre de masse des deux jets pour calculer l'angle azimutal pour les processus hadroniques.

Chapitre 3

L'appareil de mesure et les ensembles de données

Ce chapitre est divisé en deux parties importantes : une description du détecteur OPAL et une discussion des aspects importants qui touchent les données réelles et simulées qui ont été utilisées dans l'analyse.

3.1 Le détecteur OPAL

Les mesures expérimentales sont obtenues à l'aide du détecteur OPAL¹ présenté à la figure 3-1. Nous nous proposons dans cette section de faire un tour rapide des principales fonctions du détecteur OPAL, fonctions qui nous serviront lors de l'analyse. L'information contenue dans cette section provient principalement de la référence [51]. Plus de détails peuvent être trouvés dans les articles [52, 53, 54].

Afin de simplifier certaines notations, nous définissons l'axe z dans la direction du faisceau d'électrons, l'axe x vers l'intérieur de l'anneau de l'accélérateur LEP et l'axe y vers le haut. Les angles θ et ϕ seront aussi utilisés dans la description du détecteur. Ils font respectivement référence à l'angle polaire par rapport à l'axe z et à l'angle azimutal autour de l'axe z par rapport à l'axe x .

3.1.1 La détection de particules chargées

Les particules chargées issues d'une collision e^+e^- sont détectées par un ensemble de chambres à fils placées dans un champ magnétique de 0.435 T parallèle aux

1. OPAL = *Omni-Purpose Apparatus for LEP*

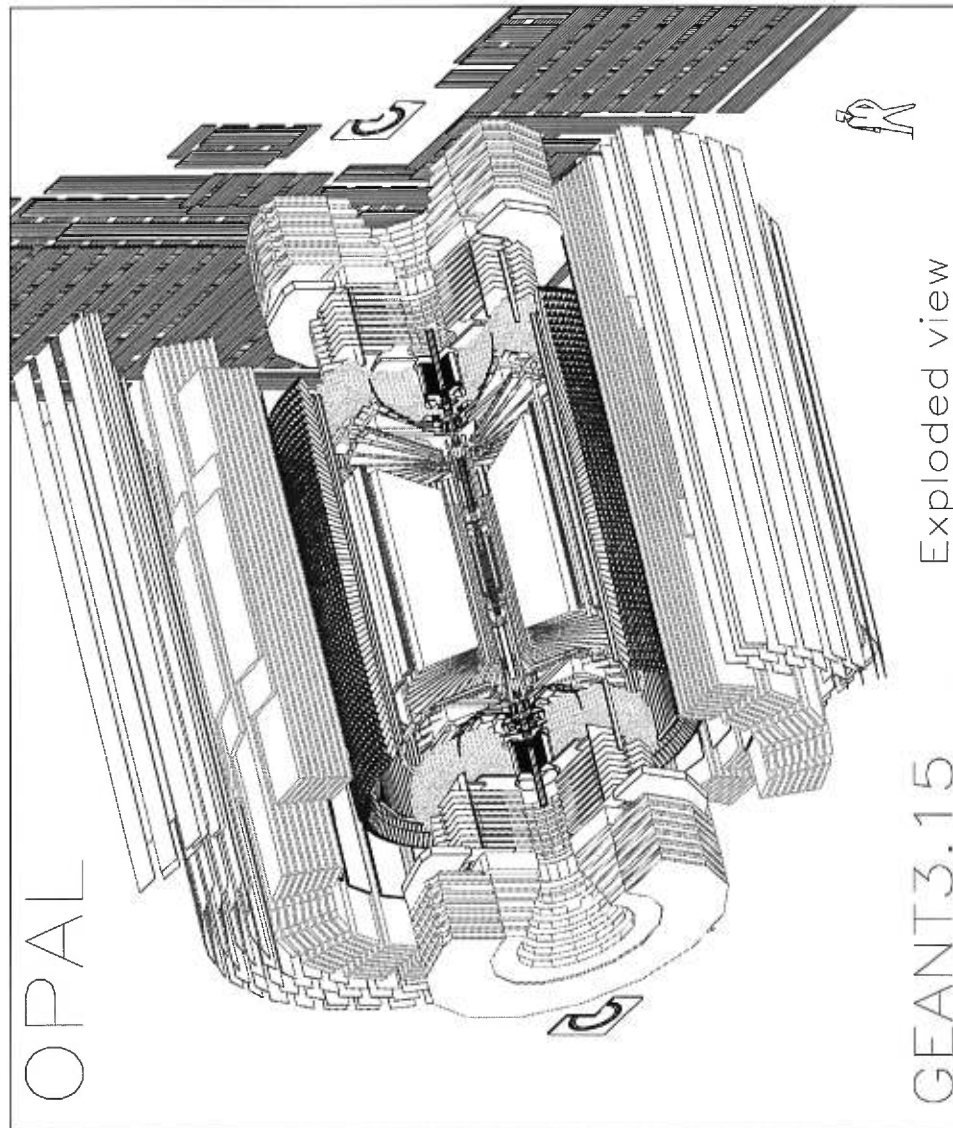


FIG. 3-1 - Le détecteur OPAL.

faisceaux d'électrons et de positons. La position des particules est mesurée à l'aide d'une large chambre à fils cylindrique de 0.5 m de diamètre intérieur et de 3.7 m de diamètre extérieur entourant le point d'interaction sur une longueur de près de quatre mètres. Cette chambre est divisée en 24 secteurs contenant chacun un plan de 159 fils tendus selon l'axe z . Une particule traversant cette chambre peut produire un signal sur un maximum de 159 fils lorsque sa trajectoire a un angle polaire supérieur à 0.754 rad par rapport à l'axe z , et entre 20 et 159 fils lorsqu'elle a un angle polaire entre 0.274 rad et 0.754 rad. Ce détecteur, que nous appelons **chambre à jets**, permet d'obtenir une résolution spatiale de $135 \mu\text{m}$ dans le plan $r - \phi$ et de 6 cm selon l'axe z .

Afin d'améliorer la précision dans la direction z , la chambre à jets est enveloppée de chambres à fils appelées **chambres Z**. Elles consistent en 24 chambres de quatre mètres le long de l'axe z et ayant une largeur de 50 cm. Chaque chambre est sectionnée dans la direction z en huit cellules de $50 \text{ cm} \times 50 \text{ cm}$. Les charges produites peuvent dériver sur une distance maximale de 25 cm vers six fils de 50 cm tendus dans la direction azimutale au milieu de chaque cellule. Grâce à ce système de détection, nous pouvons mesurer la position d'une trace avec une précision de $300 \mu\text{m}$ en z et de 1.5 cm dans le plan $r - \phi$.

3.1.2 La détection de particules chargées près du point d'interaction

La **chambre de vertex** et le détecteur **microvertex** servent à détecter le passage des particules chargées près du point d'interaction e^+e^- . Ils sont entre autres utilisés pour mesurer avec précision le paramètre d'impact des traces laissées par les particules chargées. La chambre de vertex est une chambre à fils d'un mètre de long et de 470 mm de diamètre qui entoure le point d'interaction e^+e^- . Elle est constituée de deux couches segmentées en 36 secteurs annulaires. Chaque secteur de la couche intérieure contient un plan de 12 fils tendus selon l'axe z . Cette couche permet de mesurer la position des traces des particules chargées dans le

plan $r - \phi$ avec une précision de près de $50 \mu\text{m}$. Chaque secteur de la couche extérieure contient un plan de six fils « stereo » tendus à un angle de quatre degrés par rapport à la direction z . Cette couche permet d'obtenir une mesure de la position selon l'axe z d'une précision de près de $700 \mu\text{m}$.

Le détecteur **microvertex** [52, 53] est fait de deux cylindres concentriques de détecteurs au silicium situés à des rayons de 6 cm et 7.5 cm. Le cylindre interne est formé de 11 petits panneaux de détecteurs au silicium. Chaque panneau est long de 18 cm et divisé en 3 détecteurs de micro-pistes ayant un pas de $50 \mu\text{m}$. Le cylindre extérieur est formé de 14 de ces panneaux. Lors de son installation en 1991, seule la composante $r - \phi$ des traces était mesurée. Depuis 1993, des détecteurs au silicium avec des micro-pistes perpendiculaires à celles des détecteurs installés en 1991 ont été juxtaposés aux détecteurs originaux de façon à pouvoir aussi mesurer la coordonnée z . Les micro-pistes de ces détecteurs plus récents ont un pas de $100 \mu\text{m}$. La résolution obtenue à l'aide du détecteur microvertex est d'approximativement $5 \mu\text{m}$ en ϕ et $13 \mu\text{m}$ en z .

3.1.3 Le détecteur temps-de-vol

Pour les fins de cette analyse, le détecteur temps-de-vol sert uniquement au système de déclenchement de la lecture des événements. Il mesure le temps de vol des particules depuis le point d'interaction e^+e^- . Ce détecteur consiste en 160 scintillateurs formant un cylindre de 2.36 m de rayon. Chaque scintillateur a une longueur de 6.84 m et une section trapézoïdale de 45 mm d'épais et entre 89 mm et 91 mm de large. Les signaux lumineux sont recueillis à chaque bouts des scintillateurs.

3.1.4 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique permet de mesurer l'énergie et la position des électrons, positons et photons qui le traversent. Dans la région définie par $|\cos \theta| < 0.82$, il est constitué de 9440 blocs de verre de plomb placés à un rayon de 2.455 m, soit 59 blocs dans la direction z par 160 blocs dans la direction ϕ . La lumière Čerenkov émise par une gerbe créée dans un des blocs lors du passage d'une particule est captée par un phototube. À chacun des deux bouts du détecteur, un assemblage de 1132 blocs de verre de plomb couvre la région située entre $|\cos \theta| = 0.81$ et $|\cos \theta| = 0.98$. La résolution en énergie du calorimètre électromagnétique est de $\sigma_E/E \simeq 0.2\% + 6.3\%/\sqrt{E}$ dans la région centrale et de $\sigma_E/E \simeq 5\%/\sqrt{E}$ dans la région des bouts.

Dans notre analyse, nous nous servons du calorimètre électromagnétique pour identifier les muons. Contrairement aux électrons, qui sont facilement arrêtés par le verre de plomb, les muons interagissent très peu avec ce dernier. Pour qu'une trace chargée observée dans la chambre à jets soit identifiée à un muon, elle devra avoir déposé très peu d'énergie dans le calorimètre électromagnétique.

3.1.5 Le calorimètre hadronique

Autour du calorimètre électromagnétique, dans la région centrale du détecteur, neuf épaisseurs [55] de chambres de tubes à étincelles en mode Geiger sont placées entre des plaques de fer, à des rayons entre 3.39 m et 4.39 m. Les chambres ont une longueur variant entre 3.0 m et 7.3 m. Elles sont au nombre de 3482. Chaque chambre consiste en 7 ou 8 cellules de 9 mm \times 9 mm de section faisant toute la longueur de la chambre. Chaque cellule contient un fil parallèle à l'axe z . Chacun des deux bouts du détecteur est fermé par huit de ces épaisseurs chambres de tubes, qui sont aussi placées entre des plaques de fer. Les chambres des deux

bouts sont faites de 8 cellules et sont au nombre de 2304. Les fils de chaque cellule des bouts sont perpendiculaires à l'axe z .

Une mesure de l'énergie et de la position est obtenue en effectuant une lecture des signaux induits sur des panneaux de 50 cm \times 50 cm d'un côté de la chambre et sur des bandes de 4 mm de large de l'autre côté. Cette géométrie permet de diviser la couverture angulaire du calorimètre hadronique en « tourelles » d'épaisseurs de détecteurs. Ces tourelles forment 48 intervalles de ϕ et 21 intervalles de θ .

Le calorimètre hadronique permet de mesurer l'énergie des particules le traversant avec une précision de $\sigma_E/E \simeq 120\%/\sqrt{E}$. Nous n'utilisons cependant pas la mesure d'énergie obtenue par ce calorimètre dans notre analyse. Nous utilisons ce détecteur uniquement pour identifier les muons. Dans ce cas, le fait d'observer un dépôt d'énergie (quel qu'il soit) à un endroit vers lequel est dirigée une trace chargée observée dans la chambre à jets nous donnera l'indication du passage possible² d'un muon.

3.1.6 Le détecteur de muons

Le détecteur de muons est divisé en deux parties ayant des composantes différentes : la région définie par $|\cos \theta| < 0.72$, et la région des bouts définie par $0.67 < |\cos \theta| < 0.98$. La première de ces deux parties est faite de 110 chambres à dérive de longueurs variant entre 6 et 10.4 m et d'une surface de 120 cm \times 90 cm ; soit 44 de chaque côté, 10 sur le dessus et 12 en dessous du détecteur. Chaque chambre est divisée en deux cellules ayant chacune un fil tendu selon l'axe z . Ces chambres permettent une mesure de la position des muons avec une précision de 1.5 mm dans la direction ϕ . La position en z , quant à elle, est mesurée à l'aide des plaques de cathode du détecteur de muons qui ont des formes géométriques

2. L'identification sera complétée par d'autres critères que nous décrirons plus tard.

dont le patron est répété en z . Celles-ci permettent une mesure de la position en z à 2 mm près.

À chacun des deux bouts de OPAL, deux couches de tubes à étincelles en mode Geiger sont placées perpendiculairement aux faisceaux. La géométrie des détecteurs de muons situés aux deux bouts du détecteur OPAL est présentée à la figure 3-2. Ces couches sont faites de quatre quadrants de 6 m \times 6 m se chevauchant en y mais non en x , laissant ainsi une ouverture pour le passage des faisceaux et de fils pour l'électronique. Cette ouverture est partiellement recouverte par deux autres couches de 3 m \times 2.5 m situées en haut et en bas du tube des faisceaux. Chaque couche possède deux épaisseurs de tubes : une épaisseur de tubes horizontaux et une épaisseur de tubes verticaux. Ce détecteur permet d'obtenir une résolution spatiale de 1 mm dans le plan $x - y$.

Tout comme le calorimètre hadronique, le détecteur de muons sert dans notre analyse à identifier les muons. Une trace chargée observée dans la chambre à jets se dirigeant dans la direction d'une trace laissée dans le détecteur de muons pourra être associée au passage d'un muon.

Les différentes parties du détecteur OPAL que nous venons de décrire suffisent pour identifier les muons de l'état final du processus qui nous intéresse. Les caractéristiques du passage d'un muon dans notre détecteur sont donc : une trace dans la chambre à jets et les chambres Z , très peu d'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique et un dépôt d'énergie dans le calorimètre hadronique et/ou dans le détecteur de muons.

3.1.7 Les détecteurs à bas angle

Deux détecteurs placés près du tube des faisceaux servent à détecter l'électron qui émet le photon virtuel dans le processus qui nous intéresse (l'électron étiqueté). Les électrons de ce processus sont surtout diffusés à de bas angles. L'un de ces

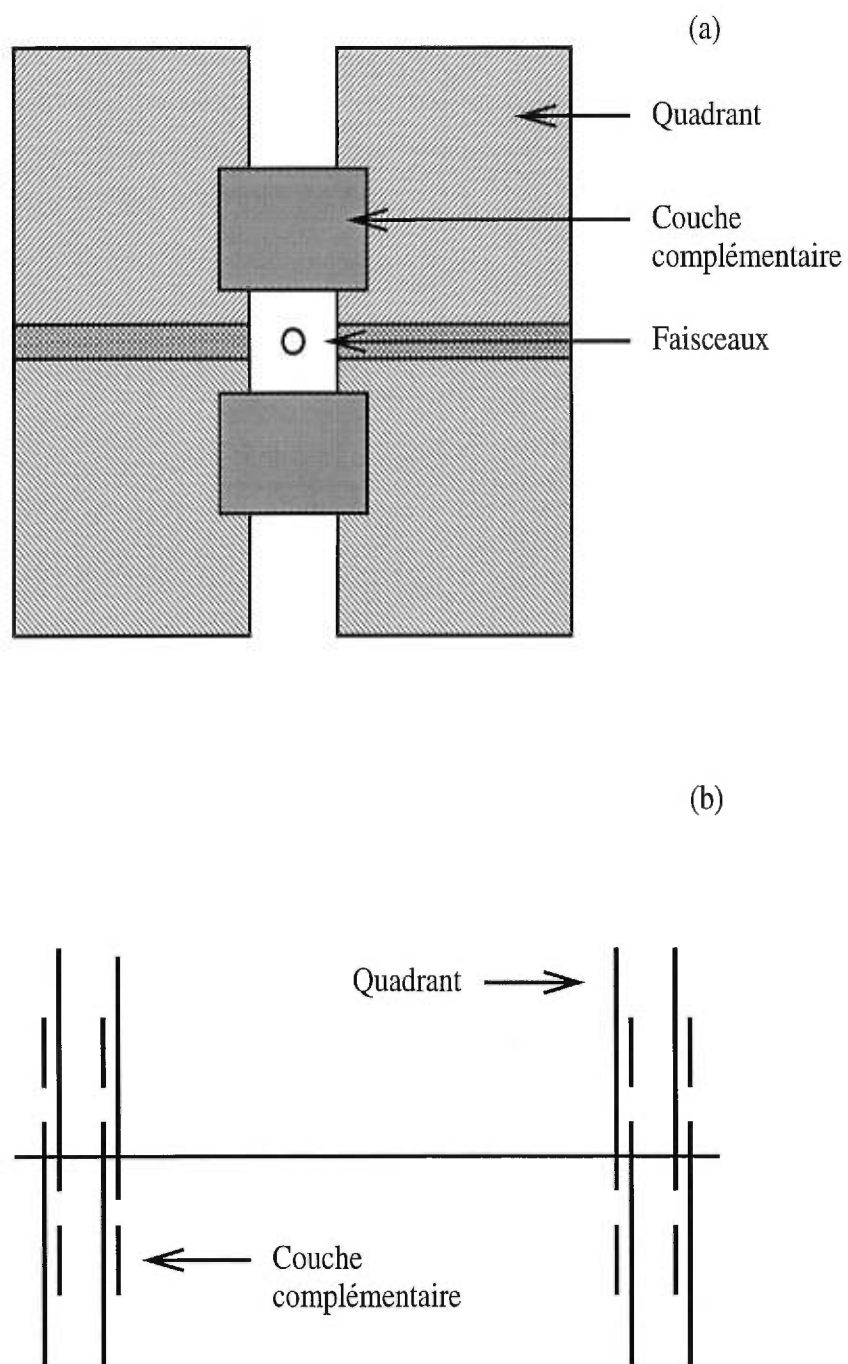


FIG. 3-2 - Géométrie des bouts du détecteur de muons : vue de face (a) et vue de côté (b).

détecteurs couvre la région entre 26 mrad et 58 mrad. Il est formé de 19 couches de silicium, entrecoupées de 18 couches de tungstène. Chaque couche est divisée en 16 secteurs annulaires de 22.5 degrés, ayant un rayon intérieur de 6.2 cm et un rayon extérieur de 14.2 cm. Chaque secteur est subdivisé en 64 petites surfaces de détecteur qui forment ensemble deux mi-secteurs de 32 surfaces. À l'aide de ce détecteur, nous obtenons, pour des électrons de près de 45 GeV, une résolution en énergie de $\simeq 3.2$ GeV et une résolution en angles polaire et azimutal de $\simeq 0.00024$ rad et de $\simeq 0.012$ rad respectivement³. Dans les sections qui vont suivre, nous dénoterons ce détecteur par **SiW**. La figure 3-3 montre une couche du détecteur SiW.

Un second détecteur s'ajoute à ce premier pour couvrir la région avant jusqu'à 120 mrad. Il est composé de 35 couches doubles de plomb et de scintillateurs, divisées en ϕ en 16 secteurs. Il permet d'obtenir une résolution en énergie de $\sigma_E/E \simeq 17\%/\sqrt{E}$ et une résolution spatiale de 2 mm dans la direction radiale et de 1.5 degrés dans la direction azimutale. Il est complété par trois plans de tubes proportionnels ayant une résolution spatiale de 3 mm et de quatre chambres à fils permettant d'obtenir une résolution radiale de 300 μm . Dans les sections qui vont suivre, nous dénoterons ce détecteur par **FD**. La figure 3-4 montre les parties importantes du détecteur FD.

3.1.8 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement [51, 56, 57, 58] de OPAL sert à déterminer à quel moment les sous-détecteurs doivent débiter la prise de données. Des conditions logiques sont posées sur les signaux recueillis dans divers sous-détecteurs afin de déclencher de manière efficace la lecture des événements qui pourraient provenir d'un processus e^+e^- , tout en rejetant un maximum de bruits de fond. Ces bruits

3. Cette information provient de l'analyse qui sera décrite ultérieurement.

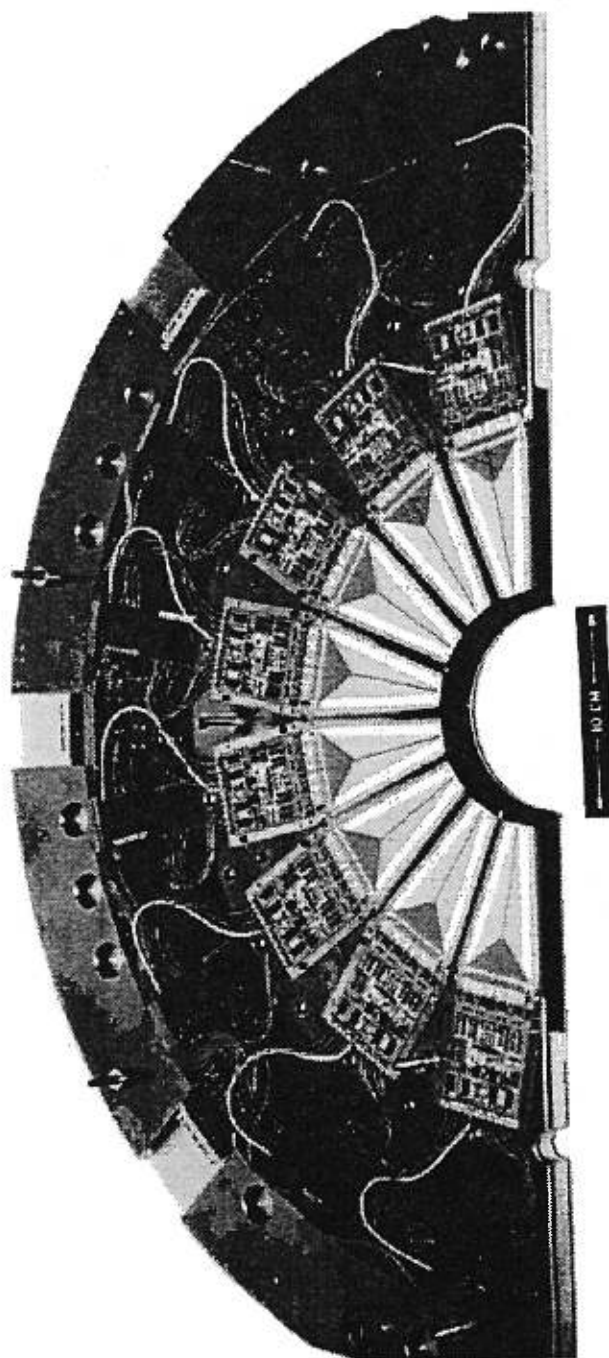


FIG. 3-3 - Une couche du détecteur à bas angle SiW.

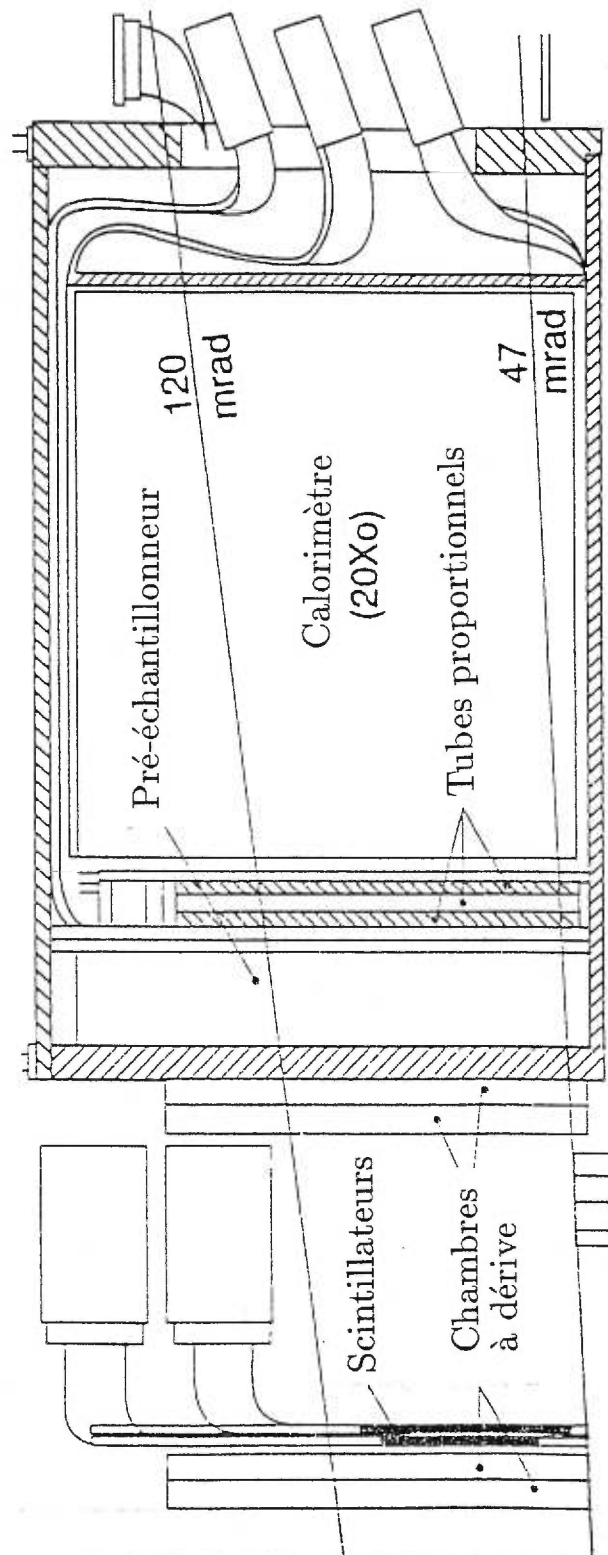


FIG. 3-4 - Principales composantes du détecteur à bas angle FD.

de fond peuvent provenir de l'interaction de rayons cosmiques avec le détecteur ou de l'interaction d'un électron des faisceaux avec le gaz ou les parois du détecteur.

Plusieurs signaux logiques de déclenchement sont utilisés. Afin de combiner cette information de façon cohérente, le détecteur est subdivisé en 144 cellules angulaires se chevauchant en $\theta - \phi$. Il y a 24 divisions en ϕ et 6 divisions en θ . La mesure en coïncidence de signaux dans plus d'une région, le nombre de traces et l'énergie déposée dans les divisions de $\theta - \phi$ dans différents sous-détecteurs permettent ensemble de définir des signaux logiques sur lesquels il est possible de poser des conditions en vue de sélectionner les événements potentiellement intéressants.

Voici un survol des différents types de déclencheurs :

– **Déclencheur des traces chargées :**

Ce déclencheur utilise l'information donnée par la chambre à jets et la chambre à vertex. Les signaux mesurés sont séparés en quatre régions cylindriques concentriques segmentées en θ : l'une définie par les 12 fils de chaque secteur de la chambre à vertex et trois régions de 12 fils dans chaque secteur de la chambre à jets. Les traces chargées observées sont répertoriées dans les différentes cellules de $\theta - \phi$. Le nombre de traces chargées dans chacune des régions cylindriques et dans chacune des cellules de $\theta - \phi$ est utilisé pour définir les signaux logiques.

– **Déclencheur temps-de-vol :**

Les signaux provenant des phototubes à chaque bout des scintillateurs du détecteur temps-de-vol sont lus et répertoriés dans les 24 cellules en ϕ dans la région $|\cos \theta| < 0.92$. Aucune segmentation en θ n'est effectuée. Le nombre de scintillateurs touchés dans chacune des régions de ϕ est utilisé dans la définition des signaux logiques.

– **Déclencheur électromagnétique :**

Les sommes des énergies mesurées dans des groupes d'environ 48 blocs du calorimètre électromagnétique forment 144 cellules de $\theta - \phi$. Différents seuils d'énergie doivent être dépassés pour que les signaux soient considérés dans le déclenchement. Ces seuils diffèrent selon l'utilisation des signaux dans la logique du déclenchement.

– **Déclencheur hadronique :**

Les signaux pour chaque tourelle du calorimètre hadronique sont sommés en groupes formant 92 mesures d'énergie dans neuf anneaux autour de l'axe z : deux à chaque bout ayant huit intervalles de ϕ , et cinq dans la région centrale ayant 12 intervalles de ϕ . Ces mesures d'énergie doivent dépasser certains seuils pour être dans un premier temps projetées sur le réseau de cellules de $\theta - \phi$ et ensuite être traitées de différentes façons dans le déclenchement.

– **Déclencheur des muons :**

Dans la région centrale, un minimum entre trois et quatre couches du détecteur de muons doivent être touchées pour former un signal dans des secteurs de $\simeq 15$ degrés sans chevauchement. Il n'y a aucune segmentation selon θ . Dans la région des bouts du détecteur de muons, les signaux sont sommés pour former 4×24 cellules de $\theta - \phi$. Les signaux des bouts et de la région centrale sont traités ensemble.

– **Déclencheur FD :**

La somme des signaux dans chacun des 16 secteurs de ϕ du détecteur à bas angle FD servent au déclenchement. Deux seuils en énergie (15 GeV et 35 GeV) sont utilisés.

– **Déclencheur SiW :**

La somme des signaux lus sur les différentes couches pour chaque mi-secteur du détecteur à bas angle SiW est effectuée. Ces signaux sont combinés en

signaux logiques selon que les énergies mesurées de chaque côté de OPAL dépassent certains seuils (de l'ordre de 5 GeV, 10 GeV et 35 GeV).

3.2 L'ensemble des données utilisées

Nous traitons dans cette section des données OPAL analysées et des données simulées.

3.2.1 Aspects importants des données OPAL utilisées

Cette analyse n'utilise pas l'échantillon complet des données recueillies par le détecteur OPAL. Ce dernier a connu certaines modifications depuis sa création. À l'origine, seul le détecteur FD agissait comme détecteur à bas angle, couvrant la région entre 47 et 120 mrad par rapport à l'axe des faisceaux. En 1993, le détecteur SiW fut installé entre FD et le tube des faisceaux. Pour ce faire, le détecteur FD a dû être déplacé. Le détecteur SiW couvre la région entre 26 et 58 mrad, alors que FD couvre maintenant la région entre 58 et 120 mrad.

Les données prises dans la période entre 1989 et 1992 représentent une faible fraction de l'échantillon complet des données LEP1 de la période entre 1989 et 1995. Les données recueillies avant l'installation du détecteur SiW n'ont pas été utilisées. Ceci nous permet d'avoir un échantillon plus uniforme car nous évitons ainsi de combiner deux échantillons ayant des acceptances différentes dans la région de FD.

Pour la majeure partie de la prise de données de 1995, l'accélérateur LEP fonctionnait avec trois sous-paquets par paquet d'électrons et de positons. Quatre paquets d'électrons et quatre paquets de positons circulaient donc en sens inverses dans l'anneau du LEP, et chacun de ces paquets était subdivisé en trois sous-paquets. Afin de réduire le bruit de fond recueilli par le détecteur, les conditions

de déclenchement de la lecture des événements avaient été modifiées de façon à ce que la mesure de signaux dans SiW de chaque côté de OPAL fût nécessaire pour que SiW puisse déclencher la lecture. Puisque pour chaque événement photon-photon simplement étiqueté il y a au plus un seul signal dans SiW (d'un seul côté), ce détecteur n'était jamais utilisé comme déclencheur de la lecture de nos événements en 1995. Lorsque la lecture d'un événement était déclenchée, le signal SiW était lu au temps correspondant au passage des troisièmes sous-paquets plutôt qu'au temps correspondant réellement à la collision. Ceci avait pour conséquence de dégrader les mesures de l'énergie et de l'angle pour les événements correspondant aux premiers et aux deuxièmes sous-paquets. Seuls les événements correspondant aux troisièmes sous-paquets ont été utilisés dans cette analyse. La figure 3-5a montre la mesure de l'énergie dans SiW pour chacun des trois sous-paquets. Très peu d'événements correspondent aux premiers sous-paquets, car la mesure de l'énergie des électrons étiquetés provenant de la rencontre des premiers sous-paquets est dégradée à un point tel, que ces événements ne satisfont pas nos critères de sélection. Nous pouvons voir le grand décalage de l'énergie des électrons associés aux deuxièmes sous-paquets. La mesure de l'angle de l'électron est aussi dégradée, comme en témoigne à figure 3-5b. Cet angle est très important pour notre analyse et une mauvaise mesure de celui-ci justifie le rejet des données ne correspondant pas aux troisièmes sous-paquets pour l'année 1995.

Les détecteurs FD et SiW font partie du système de déclenchement de OPAL. Plusieurs autres détecteurs participent aussi au déclenchement de la lecture. Dans notre analyse, nous n'avons remarqué aucun autre effet néfaste dû au changement de configuration du système de déclenchement effectué en 1995.

Finalement, seulement les données LEP1 ont été utilisées dans cette analyse. Bien que les données LEP2 soient aussi très intéressantes pour l'étude de la structure du photon, la faible quantité de celles-ci nous en empêche l'utilisation.

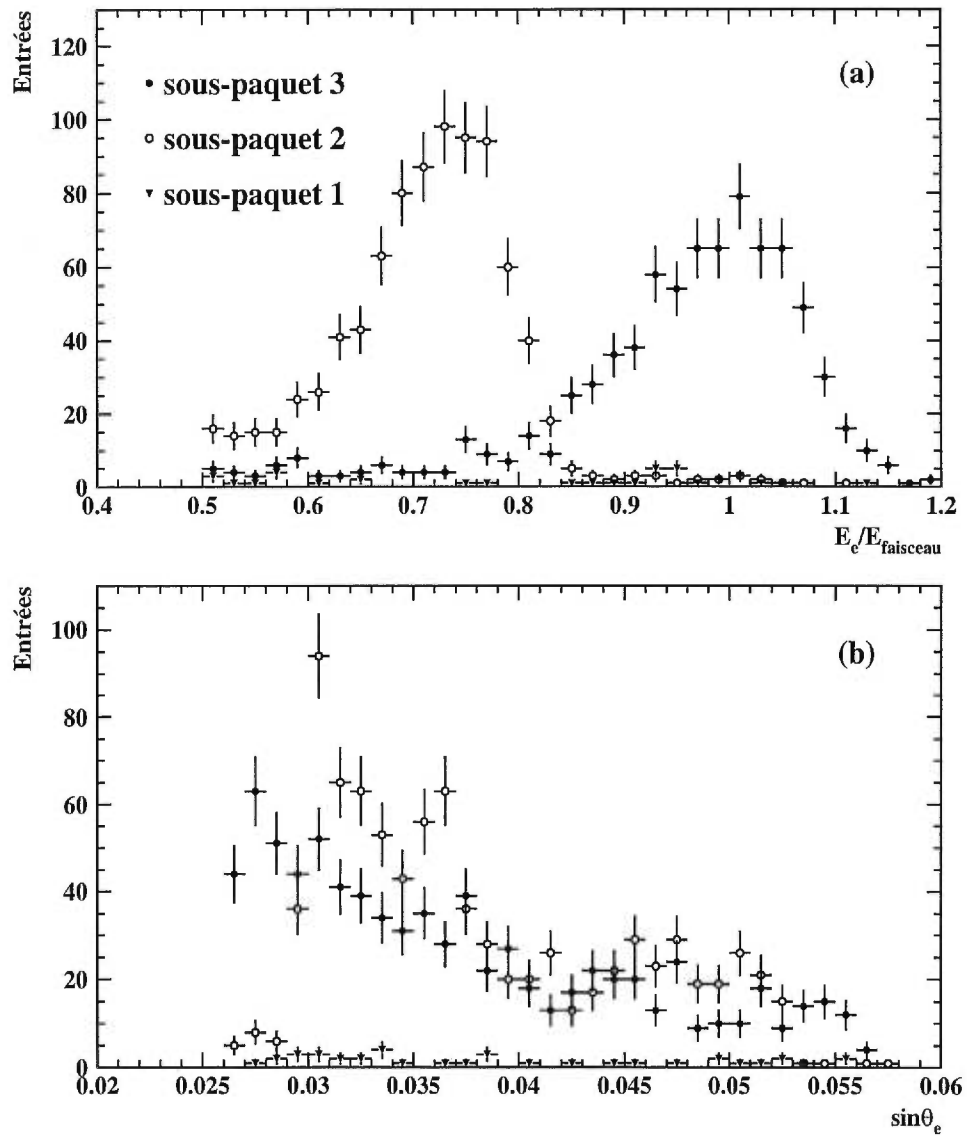


FIG. 3-5 - Mesure de l'énergie (a) et de l'angle (b) de l'électron étiqueté dans SiW pour différents sous-paquets lors de la prise de données de 1995.

Pour l'analyse qui suit, nous avons donc utilisé les données OPAL-LEP1 récoltées entre 1993 et 1995, après l'installation du détecteur SiW. Cet échantillon correspond à une luminosité intégrée d'approximativement 70 pb^{-1} .

3.2.2 Les échantillons Monte Carlo

Afin de comparer les différentes distributions mesurées avec la théorie, il est nécessaire d'utiliser des échantillons de données simulées. Deux types de simulation sont indispensables à l'analyse : la simulation des processus physiques et la simulation du détecteur OPAL. Ces deux étapes sont effectuées séparément.

D'abord, un échantillon d'événements simulés est généré à l'aide d'un **générateur Monte Carlo** ; un programme de simulation basé sur la théorie. Dans un second temps, les événements générés sont soumis à un programme de simulation du détecteur OPAL [59]. Ce programme simule le passage de chacune des particules de l'événement dans les différents constituants du détecteur. L'échantillon ainsi créé est similaire à celui des données réelles, à l'exception près que l'information initiale concernant les particules que nous avons soumises au programme de simulation du détecteur est conservée. Ceci permet d'éprouver le programme d'analyse avec des événements dont nous connaissons exactement la cinématique sous-jacente. Grâce à ces événements, il est possible d'évaluer l'effet du détecteur sur la mesure finale. Par exemple, la résolution en différents paramètres peut être estimée en comparant pour chaque événement le résultat d'une mesure effectuée à l'aide des données simulées et l'information initiale du générateur d'événements. Nous parlerons alors de comparer les paramètres au **niveau générateur** avec les paramètres mesurés au **niveau détecteur**. La méthode utilisée peut aussi être évaluée en comparant les résultats de l'analyse de l'échantillon simulé avec les prédictions théoriques au niveau du générateur. De cette façon, il est possible de se convaincre de la fiabilité de notre analyse.

Les échantillons Monte Carlo servent de différentes façons dans l'analyse. En plus d'être utiles à l'estimation des effets dus au détecteur, ils servent aussi à estimer la contamination due au bruit de fond. En plus d'un échantillon correspondant au processus à l'étude, d'autres échantillons correspondant aux différents processus pouvant ressembler, du point de vue du détecteur, aux événements qui nous intéressent sont aussi générés. Ceux-ci permettent d'évaluer la contribution du bruit de fond à l'ensemble des données réelles, ce qui permet de choisir de bons critères de sélection pour purifier notre échantillon et d'évaluer les conséquences d'une contamination résiduelle sur la mesure.

Dans la présente étude, plusieurs générateurs ont été utilisés pour simuler différents processus. Le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$, qui est l'objet principal de cette thèse, a été simulé à l'aide du programme Vermaseren [60]. Ce dernier calcule les éléments de matrice du diagramme multipériphérique de la figure 2-9a. Une luminosité intégrée de 340 pb^{-1} fut générée pour une énergie des faisceaux de 46 GeV.

Afin d'effectuer certaines vérifications, deux autres générateurs ont aussi été employés : TWOGEN [22] et BDK [38, 39]. Le générateur BDK calcule aussi de façon exacte les éléments de matrice des processus simulés. Chacun des diagrammes de la figure 2-9 peut être généré. Ce générateur a cependant le désavantage d'être très lent. Nous n'avons utilisé BDK que pour estimer la contribution au signal du diagramme *bremsstrahlung*, qui est le second en importance après le diagramme multipériphérique pour le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$. Le processus *bremsstrahlung* ne contribue que $(0.30 \pm 0.07)\%$ de l'échantillon sélectionné pour l'analyse, ce qui justifie l'utilisation du programme Vermaseren comme générateur principal.

Le générateur TWOGEN est de conception assez simple et ne traite que des photons transversaux. Il utilise des fonctions de structure analytiques préalablement calculées introduites directement dans le programme plutôt que d'effectuer le calcul complet lors de la génération comme le fait Vermaseren. Il est alors pos-

sible avec TWOGEN de choisir le modèle de structure du photon utilisé, car les fonctions de structure peuvent être facilement modifiées. Malgré cet avantage, ce générateur a l'inconvénient de ne pas reproduire exactement la physique des collisions photon-photon. En particulier, la dépendance en angle azimutal prédite par TWOGEN n'est pas satisfaisante pour une étude des corrélations azimutales. Pour cette raison, nous avons rectifié ce problème avant d'utiliser TWOGEN. Ce générateur n'a été employé que pour vérifier un aspect bien particulier de la correction des distributions d'angle azimutal, et ce après que nous ayons modifié le programme afin qu'il génère les angles dans le référentiel du centre de masse des deux photons selon nos besoins, c'est-à-dire en fonction des rapports f_A^γ/F_2^γ et F_B^γ/F_2^γ de notre choix.

Les échantillons de bruit de fond ont été générés à l'aide de divers programmes. Le processus $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ a été simulé par le générateur KORALZ [61], alors que les processus hadroniques provenant des collisions photon-photon ont été simulés par le générateur HERWIG [21].

3.2.3 Générateurs de processus hadroniques

Plusieurs générateurs d'événements hadroniques sont disponibles pour modéliser les états finaux des collisions photon-photon. Les deux principaux sont HERWIG [21] et PYTHIA [62]. La figure 3-6 montre les principaux éléments des processus hadroniques $e\gamma$ qui sont traités par ces générateurs. La fonction $f_{\gamma/e}$ représente la probabilité d'émission d'un photon par l'électron initial, et les $f_{i,j/\gamma}$ sont les distributions de partons dans chacun des photons. Ces distributions relèvent de la structure du photon. Des partons provenant de la structure de chacun des photons interagissent par des processus de la CDQ et produisent un état final de partons. Des restes associés à chacun des photons peuvent aussi être produits. Les partons peuvent radier des gluons et des quarks avant l'interaction proprement dite entre les constituants des deux photons. Tous les partons

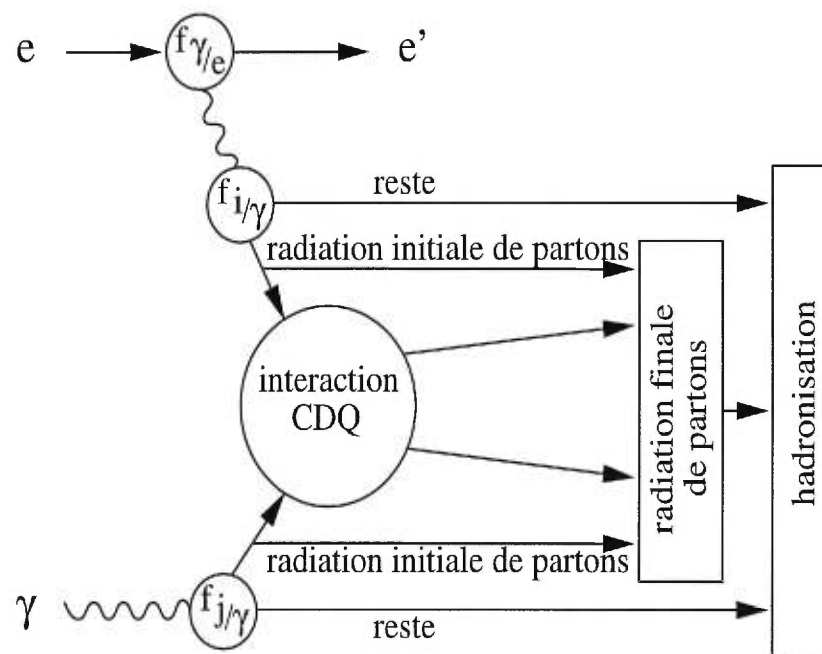


FIG. 3-6 - Éléments du processus hadronique $e\gamma$ traités par les générateurs. Les photons interagissent par l'intermédiaire de partons de leur structure. Des restes de photons peuvent aussi être produits. Les partons des états initial et final peuvent radier d'autres partons. Ceux-ci, ainsi que les partons provenant des restes des photons subissent ensuite le processus d'hadronisation.

produits dans l'état final peuvent aussi radier d'autres partons. Les partons (y compris ceux des restes des photons) subissent ensuite la phase d'hadronisation (ou de fragmentation) et sont transformés en hadrons qui peuvent interagir avec le détecteur. Certains générateurs traitent aussi la possibilité d'interaction entre les restes des photons.

PYTHIA et HERWIG sont deux générateurs basés sur des calculs de la CDQ à l'ordre dominant en α_s . Ils traitent tous deux les différents éléments de la figure 3-6 et l'interaction entre les restes des photons. Le régime perturbatif de l'interaction entre les restes des photons est dans les deux cas traité. Ceci donne lieu à des interactions multiples entre les photons. HERWIG offre aussi la possibilité de décrire des interactions de plus basses énergies, dans un régime non-perturbatif, entre les restes des photons. Les deux générateurs décrivent également la radiation de partons dans les états partoniques initial et final. HERWIG décrit aussi l'interférence entre les états partoniques initial et final. Le processus d'hadronisation est modélisé de façon différente par chaque générateur. PYTHIA emploie de modèle de fragmentation de cordes de JETSET [63, 64], alors que HERWIG emploie le modèle d'amas [65].

Chapitre 4

Mesure de f_A^γ et de F_B^γ

Dans ce chapitre, nous présentons l'analyse visant à extraire les fonctions de structure f_A^γ et F_B^γ introduites à la section 2.3. Un échantillon d'événements ayant un électron de haute énergie diffusé à bas angle ainsi que deux traces chargées, que nous associerons aux deux muons de l'état final du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$, est d'abord sélectionné. La distribution d'angle azimutal de l'échantillon est ensuite utilisée pour mesurer les rapports f_A^γ/F_2^γ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$. En faisant l'hypothèse que les fonctions de structure différentielles soient indépendantes de l'angle azimutal [29], il est possible de réécrire la section efficace intégrée en z comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma(e\gamma \rightarrow e\mu^+\mu^-)}{dx dy d\chi'} &\simeq \frac{\alpha^2}{Q^2} \left(\frac{1 + (1-y)^2}{xy} \right) \\ &\times F_2^\gamma \left(1 + \rho(y)(f_A^\gamma/F_2^\gamma) \cos \chi' + \frac{1}{2}\epsilon(y)(F_B^\gamma/F_2^\gamma) \cos 2\chi' \right). \end{aligned} \quad (4.1)$$

Les rapports f_A^γ/F_2^γ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ sont mesurés en effectuant un ajustement aux données.

Nos résultats ont fait l'objet des publications suivantes : [4, 32, 31]. Des analyses similaires ont été faites par les collaborations ALEPH [66] et L3 [67].

4.1 Sélection des événements

La sélection de l'échantillon d'événements se base principalement sur celle de l'article OPAL publié en 1994 [11] traitant de la mesure de F_2^γ . Le processus $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ a quatre particules dans son état final : deux électrons

et deux muons. La vaste majorité des électrons sont émis à de très petits angles. Ils sont souvent perdus dans le tube des faisceaux et ne peuvent alors pas être détectés. Certains des électrons sont diffusés vers des régions couvertes par OPAL. Nous les détectons à l'aide des sous-détecteurs FD et SiW, qui couvrent de chaque côté de OPAL la région toute proche du tube des faisceaux. Seuls les événements n'ayant qu'un électron étiqueté sont sélectionnés. Les deux électrons ont une distribution d'énergie dont le maximum est proche de l'énergie des faisceaux E_{faisceau} . Une faible quantité d'énergie est ainsi laissée pour les deux muons, qui ont en général quelques GeV. Les événements sélectionnés ont donc un électron de haute énergie diffusé à bas angle et deux traces chargées. L'une de ces dernières doit satisfaire certaines conditions visant à identifier les muons.

Les critères de sélection de l'électron sont les suivants :

- l'électron doit avoir déposé toute son énergie dans un seul des détecteurs FD et SiW, dans la région d'angle définie par $0.026 < \sin \theta_e < 0.120$,
- l'énergie mesurée de l'électron doit être supérieure à la moitié de l'énergie des faisceaux : $E_e > 0.5 E_{\text{faisceau}}$.

Ces coupures correspondent à l'émission de photons virtuels ayant des valeurs de Q^2 comprises entre 0.85 et 31 GeV².

Une trace chargée est considérée si elle satisfait les conditions suivantes :

- un minimum de 20 fils touchés dans la chambre à jets,
- un angle polaire satisfaisant $|\cos \theta_\mu| < 0.96$,
- un paramètre d'impact par rapport au point d'interaction e^+e^- inférieur à 1 cm dans le plan $r - \phi$ et à 20 cm dans la direction z ,

- une impulsion entre 0.3 et 20 GeV/c,
- une impulsion transversale par rapport à l'axe des faisceaux supérieure à 0.1 GeV/c.

Les critères d'identification des muons sont :

- une impulsion supérieure à 1 GeV/c,
- un dépôt inférieur à 1.5 GeV dans le calorimètre électromagnétique,
- un signal dans le calorimètre hadronique ou dans le détecteur de muons.

Les signaux recherchés dans le calorimètre hadronique et dans le détecteur de muons sont décrits dans l'article [11]. Dans le cas du détecteur hadronique, un signal doit apparaître dans au moins trois couches de détecteurs, dont au moins une n'est pas parmi les trois couches les plus rapprochées du centre de OPAL. Le rapport du nombre de tubes déclenchés et du nombre de couches touchées doit être inférieur à trois. Dans le cas du détecteur de muons, un signal doit apparaître dans au moins trois des chambres à fils ou trois des tubes à étincelles.

La sélection décrite permet d'obtenir un échantillon de 13121 événements pour toutes les données LEP1 recueillies à l'aide du détecteur OPAL depuis l'installation du détecteur SiW en 1993, correspondant à une luminosité intégrée de près de 70 pb^{-1} . Les données prises en 1995 qui ne correspondent pas aux troisièmes sous-paquets n'ont pas été utilisées dans cette analyse (voir section 3.2). De ces 13121 événements, 10076 ont un électron détecté dans SiW et 3045 ont un électron détecté dans FD.

La figure 4-1 montre un exemple d'événement sélectionné. Cette figure montre une coupe transversale du détecteur. Nous y voyons deux traces chargées dans le détecteur central, auxquelles sont associés deux petits dépôts d'énergie dans le

calorimètre électromagnétique (représentés par les petits rectangles au bout de chacune des deux traces). Une des deux traces (celle de gauche) laisse aussi un dépôt d'énergie dans le calorimètre hadronique (grand rectangle) et un signal dans le détecteur de muons (flèche). Cette trace est donc celle qui satisfait les critères de sélection de muons pour cet événement. À gauche, près de l'axe des faisceaux, nous voyons un signal dans SiW que nous associons à l'électron étiqueté (long rectangle touchant à l'axe des faisceaux). Des deux côtés, tout près de l'axe des faisceaux, nous voyons également de petits dépôts d'énergie (petits rectangles) dans les bouts du calorimètre électromagnétique. Ces dépôts sont associés au bruit de fond provenant des faisceaux.

La figure 4-2 montre certaines mesures effectuées sur l'échantillon de données réelles et sur un échantillon d'événements simulés¹. En 4-2a, nous pouvons voir la distribution d'énergie de l'électron, telle que mesurée par les détecteurs FD et SiW. Des différences importantes peuvent être observées entre la simulation Monte Carlo et les données réelles. Comme nous le verrons à la section suivante, la mesure directe de l'énergie de l'électron n'est pas utilisée dans nos calculs, de telle sorte que ce problème n'aura aucune répercussion néfaste. Ce problème est dû à une mauvaise simulation des détecteurs SiW et FD, qui reproduit mal la résolution de ces détecteurs. Il est possible de voir en 4-2b que la distribution de l'angle polaire de l'électron est mal reproduite par le Monte Carlo pour de petits angles θ_e . Ce problème est aussi dû à une mauvaise simulation du détecteur SiW. Une étude du processus de diffusion Bhabha a permis de s'assurer que la simulation de SiW, et non la simulation du processus photon-photon, était en cause [68]. L'effet de cette erreur de simulation se répercute sur la distribution de Q^2 . La

1. Soulignons que la figure 4-2 montre les résultats de l'analyse effectuée d'une part sur l'échantillon des données OPAL et d'autre part sur un échantillon de données où à la fois la physique et le détecteur ont été simulés. Certaines autres figures dans cette thèse montrent des résultats obtenus à l'aide de l'analyse effectuée sur les données OPAL, que l'on compare plutôt aux prédictions de l'ÉDQ simulées par méthode Monte Carlo, sans effets du détecteur. Dans les différentes figures de ce texte, les points blancs représenteront toujours une mesure effectuée sur un échantillon pour lequel le détecteur OPAL est simulé, alors que les traits pleins représenteront toujours une prédiction théorique sans dégradation due à la simulation du détecteur.

Run:event 5264:106603 Date 940720 Time 95615 Ctrk(N= 2 Sump= 1.8) Ecal(N= 7 SumE= 1.9) Hcal(N= 2 SumE= 1.2)
 Ebeam 45.605 Evis 3.1 Emiss 88.1 Vtx (-.02, .04, .50) Muon(N= 1) Sec Vtx(N= 0) Fdet(N= 0 SumE= .0)
 Bz=4.028 Bunchlet 1/1 Thrust= .9573 Aplan= .0011 Oblat= .1623 Spher= .0445



Status	Det	Tr
CV	3	3
CJ	3	3
CZ	3	0
TB	3	3
PB	3	0
FB	3	3
FE	3	3
HT	3	1
HS	3	3
HP	3	1
MB	3	3
ME	3	3
FD	3	0
SI	3	0
SW	3	3

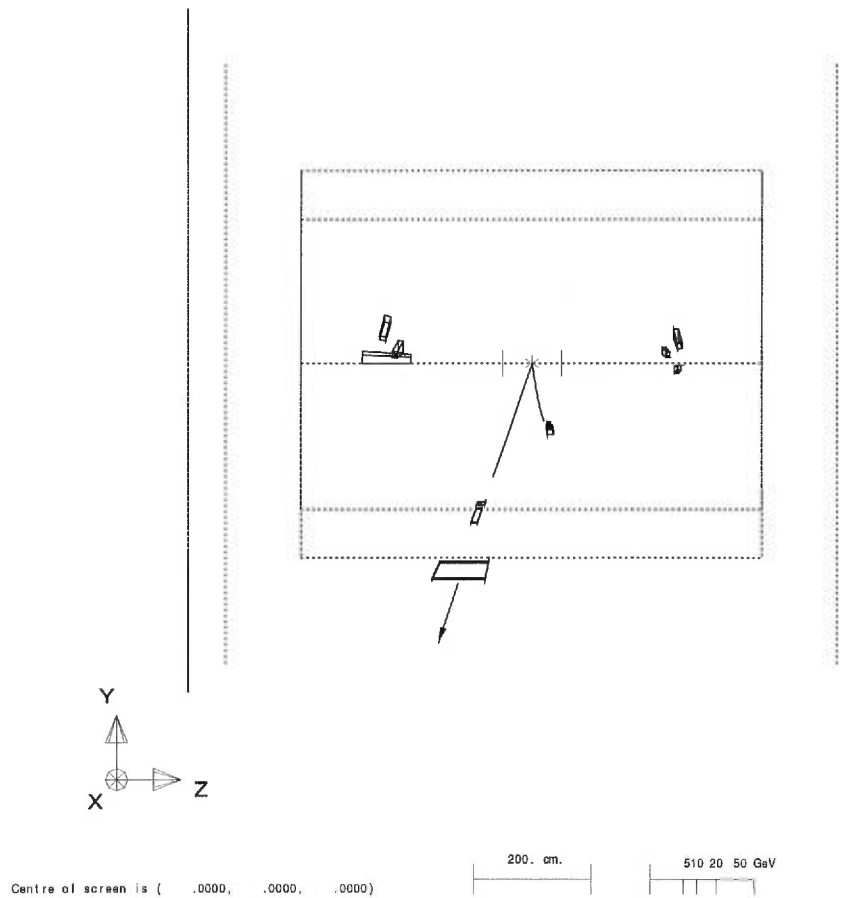


FIG. 4-1 - Exemple d'un événement sélectionné.

valeur moyenne mesurée de Q^2 pour les données réelles est de $5.36 \pm 0.04 \text{ GeV}^2$, alors qu'elle n'est que de $5.00 \pm 0.02 \text{ GeV}^2$ pour le Monte Carlo². Étant donné que la distribution d'angle azimutal change très peu pour une telle variation de $\langle Q^2 \rangle$, nos résultats ne seront pas affectés par ce désaccord apparent entre les données réelles et la simulation. Les figures 4-2c³ et 4-2d témoignent d'un bel accord entre les données et le Monte Carlo en ce qui concerne les distributions d'énergie et d'angle des muons.

Les différentes discontinuités qu'il est possible d'observer à la figure 4-2 sont dues en partie à la géométrie du détecteur. La simulation Monte Carlo en 4-2a montre une discontinuité due au chevauchement des distributions provenant de FD et de SiW ; la figure 4-2b a une discontinuité au point d'intersection de FD et de SiW ; la figure 4-2d montre une discontinuité là où la région centrale du détecteur de muons fait place à la région des bouts de ce même détecteur. Quant à la discontinuité de la figure 4-2c, elle est due à l'effet de la coupure à 1 GeV que nous appliquons pour sélectionner les muons.

4.2 Calcul de l'énergie de l'électron

Les résolutions en énergie des détecteurs FD et SiW sont d'une part relativement basses et d'autre part mal reproduites par la simulation Monte Carlo, surtout dans le cas de SiW. Il s'avère qu'il n'est pas nécessaire d'utiliser la mesure directe de l'énergie car le système que forment les particules de l'état final $e^+e^-\mu^+\mu^-$ est sur-contraint. Il est possible de calculer l'énergie de l'électron à l'aide de la mesure de son angle (qui est très précise) et de la condition de conservation

2. Les erreurs mentionnées ne sont que statistiques.

3. La figure 4-2c est tronquée à 7 GeV afin que l'on puisse bien voir les variations à basse énergie. Tel qu'indiqué par nos critères de sélection, les traces des muons peuvent avoir jusqu'à 20 GeV d'énergie.

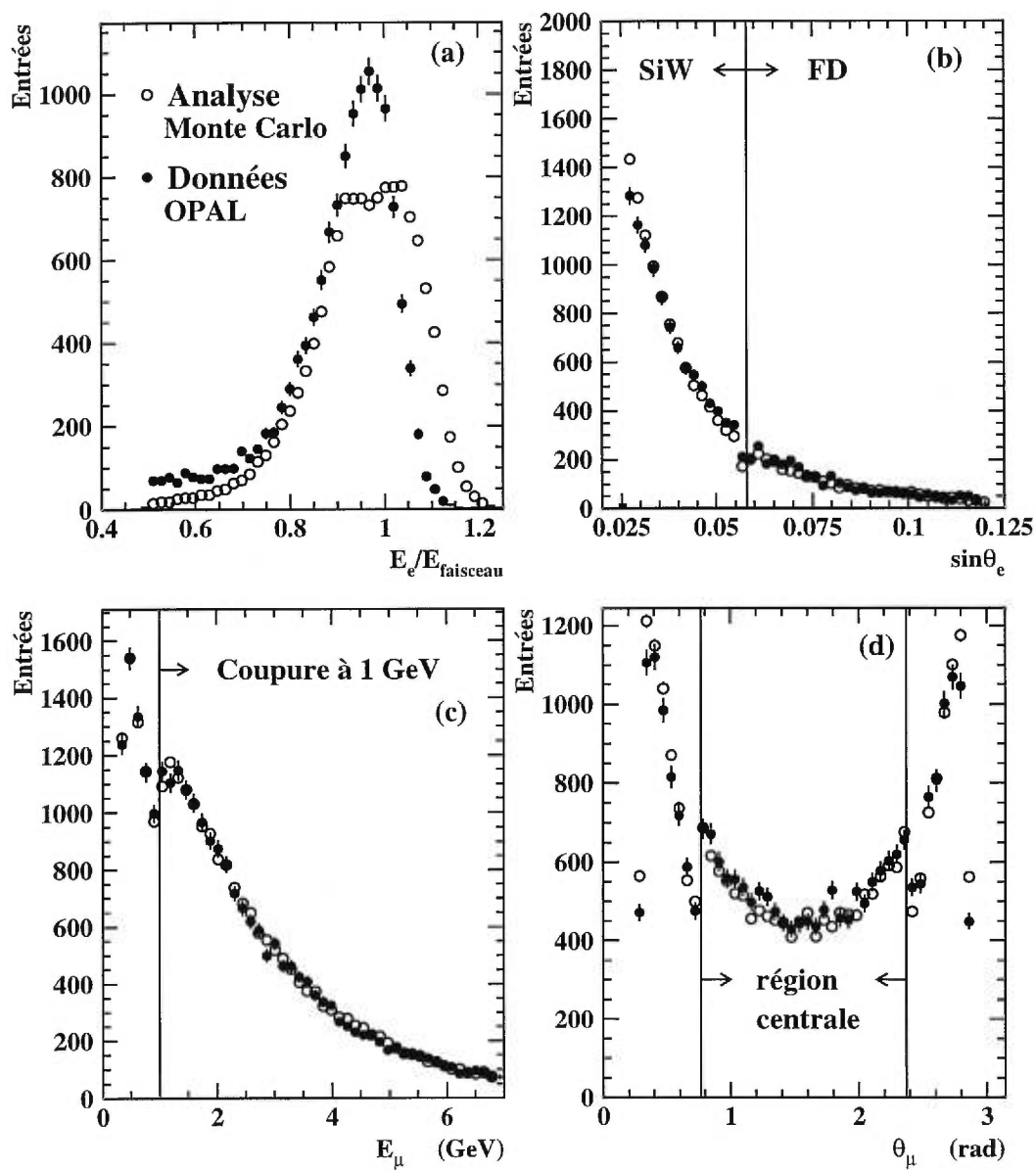


FIG. 4-2 - Distributions d'énergie (a) et d'angle polaire (b) de l'électron étiqueté, et distributions d'énergie (c) et d'angle polaire (d) des muons.

d'énergie-impulsion dans l'événement. La formule suivante peut être obtenue :

$$E_e = \frac{P_{\mu^+\mu^-} \cos \theta_{\mu^+\mu^-} + (2E_{\text{faisceau}} - E_{\mu^+\mu^-}) \cos \theta_{e \text{ perdu}}}{\cos \theta_{e \text{ perdu}} - \cos \theta_e}, \quad (4.2)$$

où la masse de l'électron est négligée. Dans cette équation, $E_{\mu^+\mu^-}$ est l'énergie du système des deux muons, $P_{\mu^+\mu^-}$ est son impulsion, et $\theta_{\mu^+\mu^-}$ est son angle par rapport à l'axe z . L'angle $\theta_{e \text{ perdu}}$ de l'électron perdu dans le tube des faisceaux par rapport à l'axe z est posé à 0 ou π , selon que l'électron détecté se dirige dans la direction $-z$ ou $+z$.

La figure 4-3 présente une comparaison des énergies mesurée et calculée que nous avons obtenue à l'aide de l'échantillon Monte Carlo. La figure 4-3a montre la différence entre l'énergie mesurée E_e de l'électron étiqueté et son énergie générée $E_{e,MC}$ en fonction de $\sin \theta_e$. Les frontières de SiW y sont clairement visibles. La figure 4-3b montre les mêmes quantités, mais cette fois-ci pour l'énergie calculée à l'aide de l'équation 4.2 plutôt que l'énergie mesurée. En calculant ainsi l'énergie de l'électron étiqueté, la précision sur la mesure est clairement améliorée, passant de plus de 2 GeV à près de 0.5 GeV.

Une bonne mesure de E_e permet aussi d'améliorer la mesure des paramètres importants de cette analyse, à savoir x, y, z, Q^2, W^2 et χ' . La figure 4-4 montre les distributions de $E_e/E_{\text{faisceau}}, x, y, z, Q^2$ et W^2 . Nous discuterons plus amplement de la distribution de χ' dans les prochaines sections. Un bon accord entre les prédictions de l'ÉDQ et les mesures expérimentales est obtenu. En particulier, notons l'amélioration de la mesure de l'énergie de l'électron (figure 4-4a) par rapport à la mesure directe de la figure 4-2a. La forme de la distribution d'énergie calculée est bien différente de la distribution d'énergie mesurée. Nous pouvons cependant voir que l'effet de l'inexactitude de la simulation de SiW visible à la figure 4-2b se répercute sur la distribution d'énergie (puisque nous calculons l'énergie à partir de θ_e); un léger manque d'événements ayant un électron étiqueté d'énergie près de E_{faisceau} est observé.

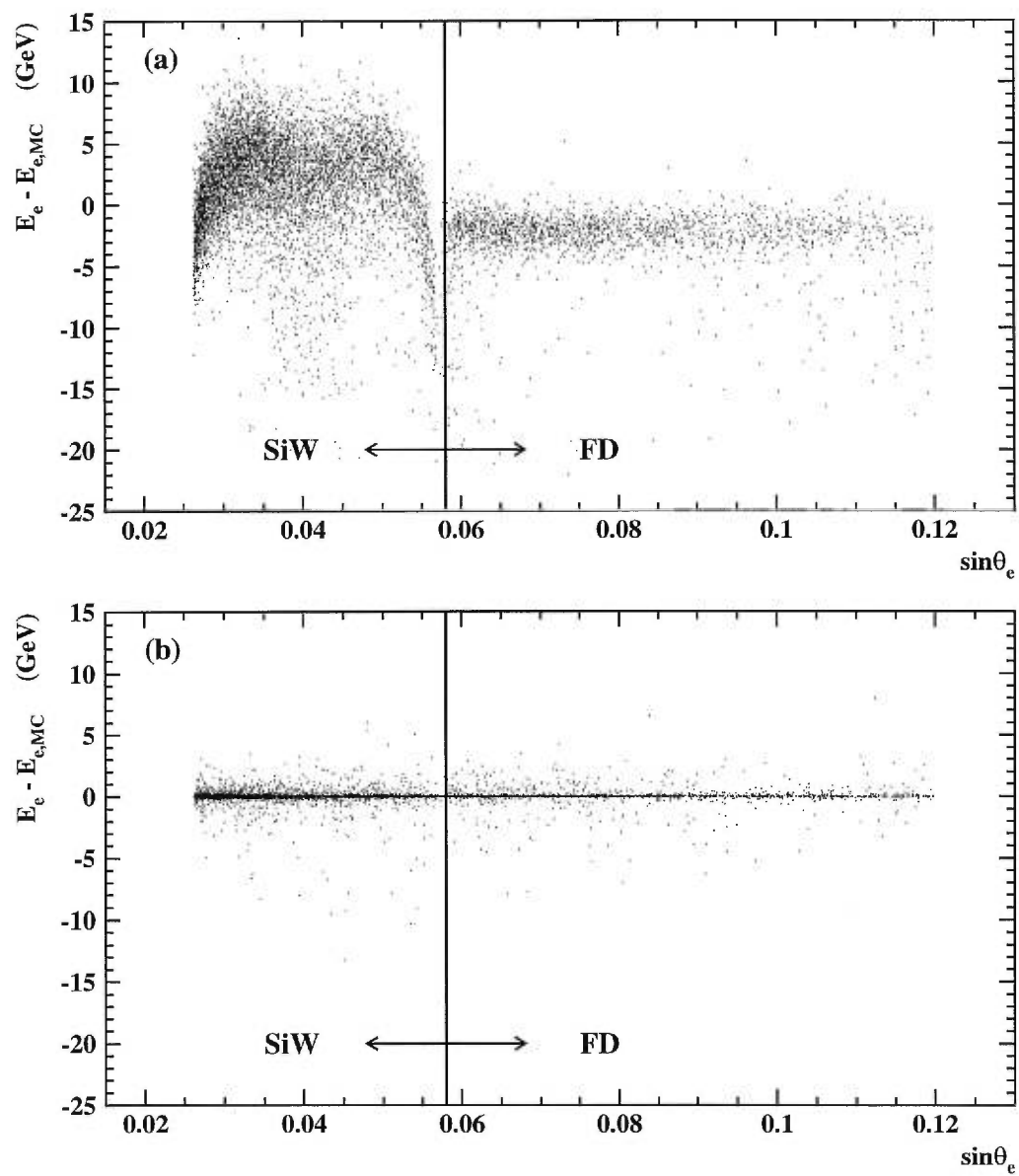


FIG. 4-3 - $E_e - E_{e,MC}$ en fonction de $\sin\theta_e$ pour l'énergie E_e mesurée (a) et calculée (b).

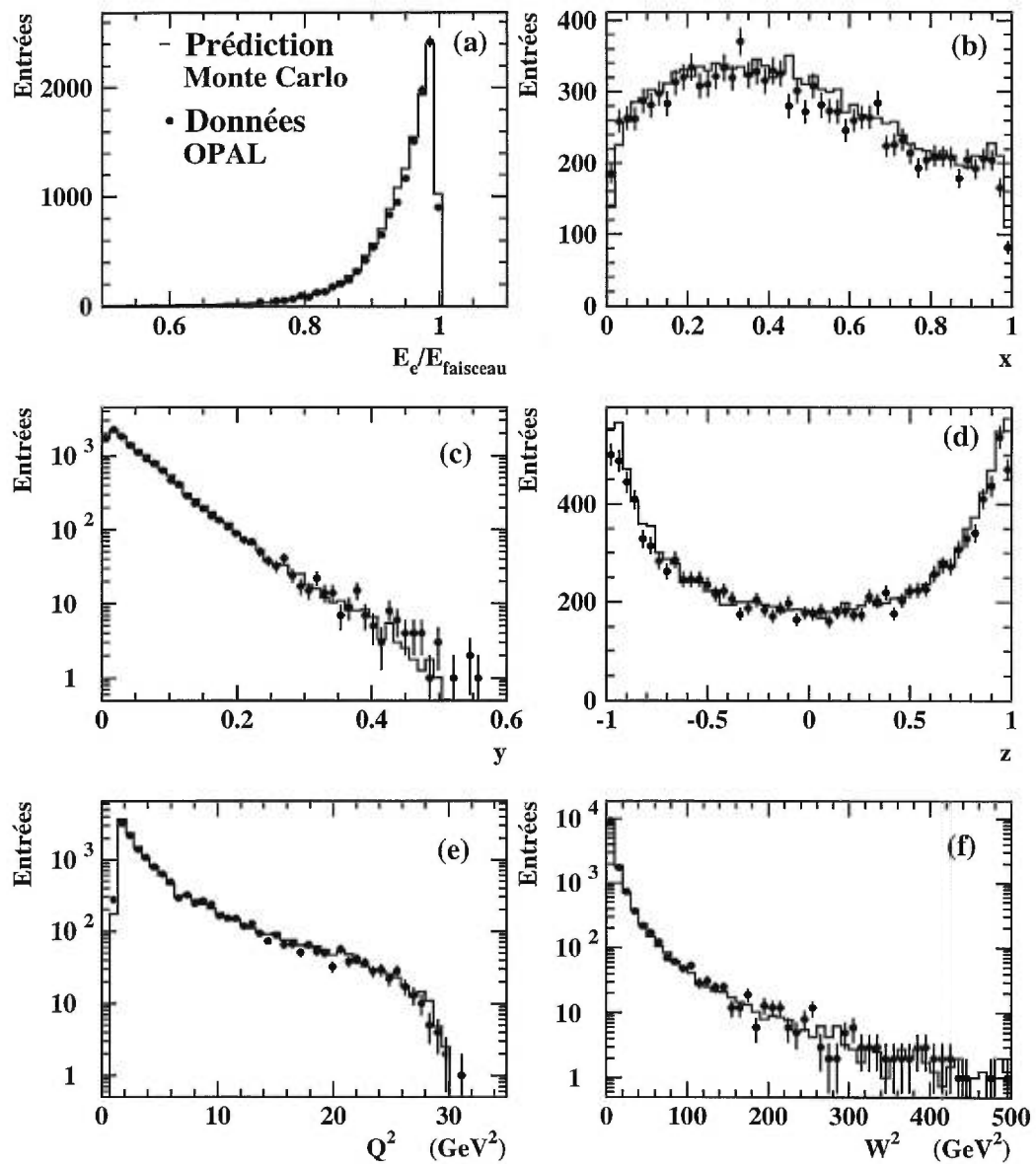


FIG. 4-4 - Distributions de E_e/E_{faisceau} , x , y , z , Q^2 et W^2 correspondant aux données OPAL et aux prédictions de l'ÉDQ.

4.3 La distribution d'angle azimutal

L'angle azimutal χ' est mesuré après avoir effectué une transformation de Lorentz des particules de l'état final vers le référentiel du centre de masse du système des deux photons. Ce référentiel est le même que le référentiel du centre de masse des deux muons, que l'on peut facilement retrouver à l'aide de leurs impulsions. Lorsque la transformation de Lorentz est complétée, il est ensuite possible de mesurer l'angle azimutal χ' ainsi que l'angle polaire θ^* entre le photon virtuel et le muon ayant la même charge que l'électron détecté (nous mesurons alors $z = \cos \theta^*$; voir figure 4-4). La figure 4-5 montre l'angle azimutal mesuré lors de l'analyse des données simulées en fonction de l'angle azimutal généré. Une bonne correspondance est observée entre ces deux valeurs. Une résolution de près de 20 mrad en χ' est obtenue.

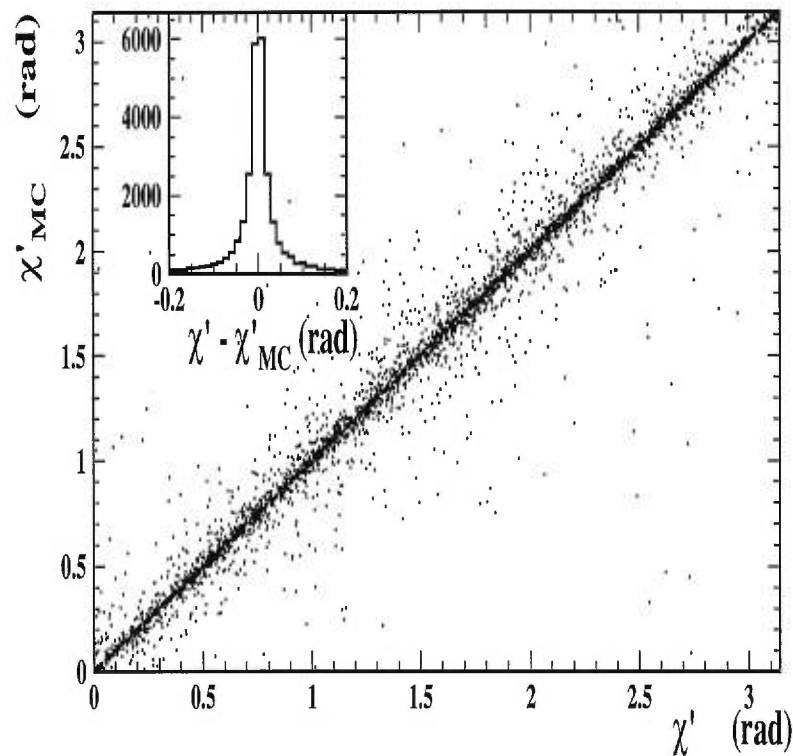


FIG. 4-5 - Angle azimutal mesuré en fonction de l'angle azimutal généré.

La mesure de la distribution d'angle azimutal permet d'étudier la structure du photon, si nous la comparons à la section efficace différentielle prédite par l'ÉDQ. Nous pouvons alors mesurer la dépendance en x de f_A^γ et celle de F_B^γ . Dans le cas présent, étant donné la quantité d'événements dans notre échantillon, nous avons trouvé préférable de mesurer la distribution angulaire azimutale dans quatre intervalles de x . La figure 4-6 montre les distributions d'angle azimutal χ' mesurées. En 4-6a, nous voyons la distribution d'angle pour toutes les données. L'échantillon est ensuite subdivisé en intervalles de x (figures 4-6b, c, d, e).

Bien que nous observions un bon accord entre les données OPAL et la théorie, il est impossible de faire correspondre directement les distributions mesurées à des fonctions de structure f_A^γ et F_B^γ . En effet, les distributions observées n'ont pas les dépendances en $\cos \chi'$ et $\cos 2\chi'$ prédites par l'ÉDQ. Ceci est dû à l'acceptance du détecteur, qui ne couvre pas toute la région angulaire polaire. Les traces chargées ne pouvant être détectées par la chambre à jets que jusqu'à un angle correspondant à $|\cos \theta| \simeq 0.96$, beaucoup d'événements du type $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ ne font pas partie de notre ensemble de données. Ce problème est d'autant plus important que la distribution angulaire des muons est maximale pour de petits angles (voir figure 4-2d). Cette lacune dans l'acceptance du détecteur modifie l'allure de la distribution de χ' par rapport à la distribution théorique de l'équation 4.1.

La figure 4-7 montre l'effet de cette perte d'acceptance dans les régions avant. La courbe supérieure montre la distribution d'angle azimutal pour un échantillon d'événements auquel nous n'avons imposé qu'une coupure sur l'angle de diffusion de l'électron. Cette coupure correspond à la limite inférieure d'acceptance du détecteur SiW, et affecte principalement les distributions⁴ de Q^2 et de y . Le paramètre y affecte très peu la distribution d'angle azimutal car $y \rightarrow 0$ pour des électrons à bas angle⁵. Les coupures sur Q^2 et y sont indépendantes de χ' et de z ,

4. Elle se traduit par une limite inférieure de $Q_{\min}^2 \simeq 0.72 \text{ GeV}^2$ pour $E_{\text{faisceau}} = 46 \text{ GeV}$ et $E_e > 0.5 E_{\text{faisceau}}$.

5. Pour plus de détails, voir la section 2.3 traitant des fonctions $\epsilon(y)$ et $\rho(y)$.

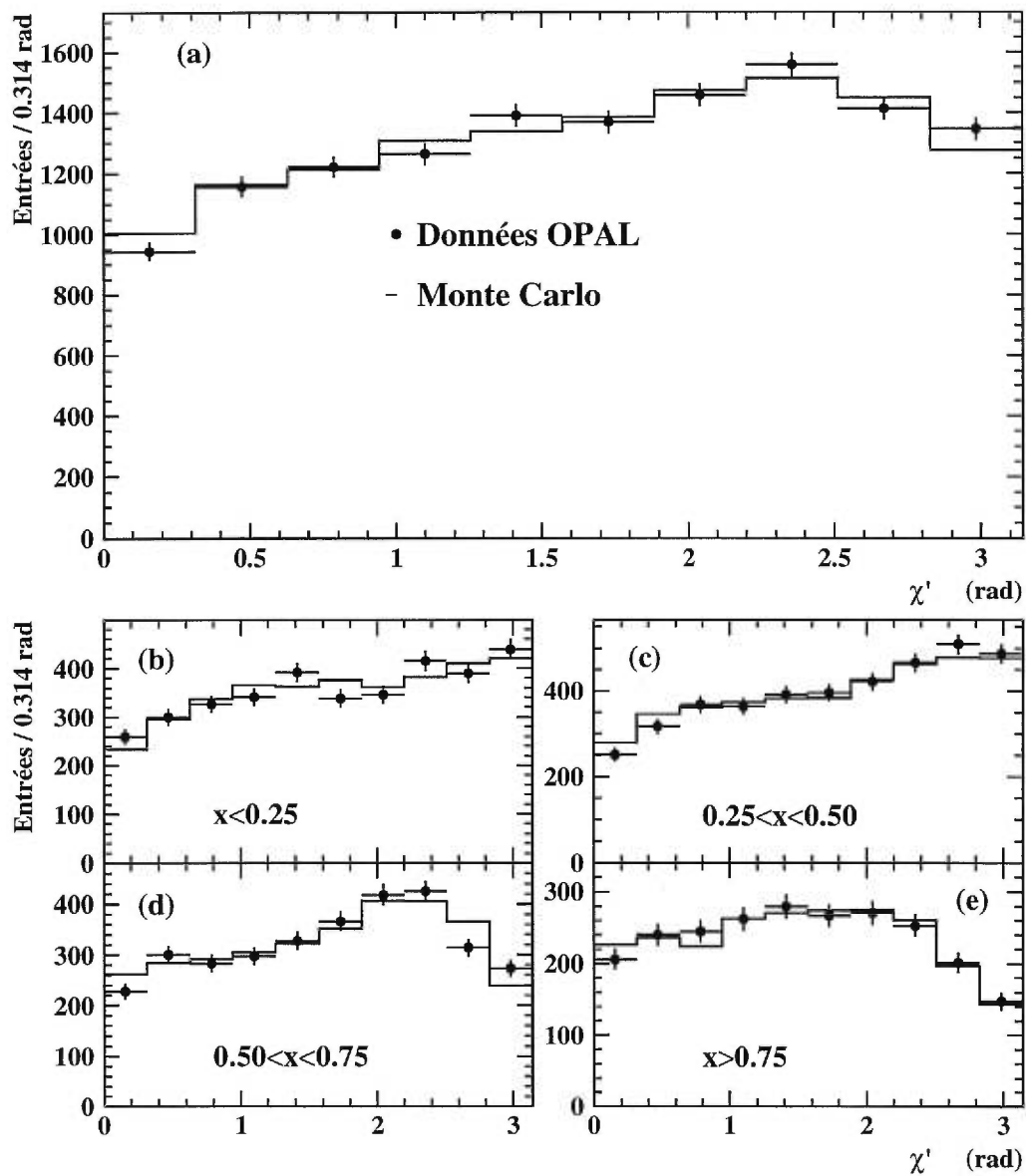


FIG. 4-6 - Distributions d'angle azimutal mesurées pour tout l'échantillon de données OPAL (a) et pour chacun des intervalles en x (b à e). Seules les erreurs statistiques sont montrées.

car elles ne se répercutent que sur les caractéristiques globales du système des deux muons sans toucher à chacun des muons individuellement. La distribution d'angle azimutal garde donc, après une coupure sur l'angle de l'électron, une dépendance en $\cos \chi'$ et une dépendance en $\cos 2\chi'$. L'amplitude⁶ de cette dépendance est cependant affectée par une telle coupure, car bien que les paramètres décrivant les muons à l'intérieur de leur système composé ne soient pas touchés, les fonctions de structure \tilde{F}_A^γ , \tilde{F}_B^γ et \tilde{F}_2^γ , qui sont fonctions de Q^2 , peuvent être modifiées.

La deuxième courbe montre le même échantillon auquel nous avons ajouté, en plus de la coupure sur l'angle de l'électron, une coupure sur l'acceptance dans les régions avant, c'est-à-dire $|\cos \theta_\mu| < 0.96$. La forme de la distribution étant modifiée, il existe donc une corrélation entre une telle coupure et la dépendance en χ' . La distribution obtenue est similaire à la distribution d'angle azimutal mesurée expérimentalement lors de l'analyse. Si certaines coupures sur l'impulsion des muons sont ajoutées afin de mieux refléter nos critères de sélection, nous pouvons voir (troisième courbe) que la distribution de χ' ne varie que très peu, montrant que l'effet majeur occasionnant la modification de la dépendance angulaire par rapport à la prédiction théorique de l'équation 4.1 est la perte des événements dont au moins un des deux muons est dirigé vers les régions avant sans être détecté.

Remarquons l'aspect asymétrique de l'effet du détecteur sur la distribution de l'angle χ' . Cette asymétrie provient de la définition même de χ' (se référer à la figure 2-4⁷). L'angle azimutal est défini par rapport à l'électron étiqueté et au muon se trouvant dans le même hémisphère que le photon virtuel émis par l'électron étiqueté (le μ^+ sur la figure 2-4). Puisque l'axe des faisceaux se trouve dans le plan de l'électron étiqueté, entre cet électron et le photon virtuel, un muon aura plus de chance d'être perdu s'il a un angle azimutal près de zéro que si cet

6. Notons que la normalisation de chacune des trois courbes de la figure 4-7 est arbitraire. Seule la forme de chacune des courbes est montrée.

7. Sur cette figure, $\chi' = \chi$.

angle est près de π . L'angle $\chi' = 0$ correspond au cas où l'électron étiqueté et le muon considéré sont dans le même demi-plan.

4.4 Correction de la distribution d'angle azimutal

Bien que le fait d'observer un bon accord entre les données réelles et le Monte Carlo à ce niveau-ci de l'analyse soit suffisant pour confirmer par cette nouvelle méthode la bonne description par l'ÉDQ du processus à l'étude, nous pouvons pousser l'analyse plus loin et extraire des valeurs de f_A^γ/F_2^γ et de $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ en corrigeant les distributions de χ' pour l'effet que nous venons de décrire. Pour ce faire, un échantillon d'événements simulés par méthode Monte Carlo est utilisé. La procédure de correction est la suivante :

- Pour un intervalle de x donné, une distribution de correction est obtenue en pondérant chaque événement de l'échantillon Monte Carlo par la fonction

$$\begin{aligned} \text{Fonction de pondération}(x, Q^2, \chi') = \\ 1/(1 + f_A^\gamma/F_2^\gamma \cos \chi' + 1/2F_B^\gamma/F_2^\gamma \cos 2\chi'). \end{aligned} \quad (4.3)$$

Une distribution d'angle azimutal équivalente à celle qui correspondrait à un échantillon ayant été généré avec des fonctions de structure f_A^γ et F_B^γ nulles est ainsi obtenue. Elle représente l'effet de l'acceptance du détecteur sur une distribution uniforme de χ' . Cette procédure est répétée pour chaque intervalle de x . Les histogrammes de correction sont montrés à la figure 4-8.

- Les distributions d'angle azimutal des données réelles (figure 4-6) sont ensuite divisées par les histogrammes de correction (figure 4-8). Les distributions corrigées peuvent ensuite être directement comparées à l'équation 4.1.

Afin d'extraire les rapports f_A^γ/F_2^γ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$, nous effectuons un ajustement aux données corrigées de la fonction suivante :

$$F(\chi') = A(1 + B \cos \chi' + C \cos 2\chi'), \quad (4.4)$$

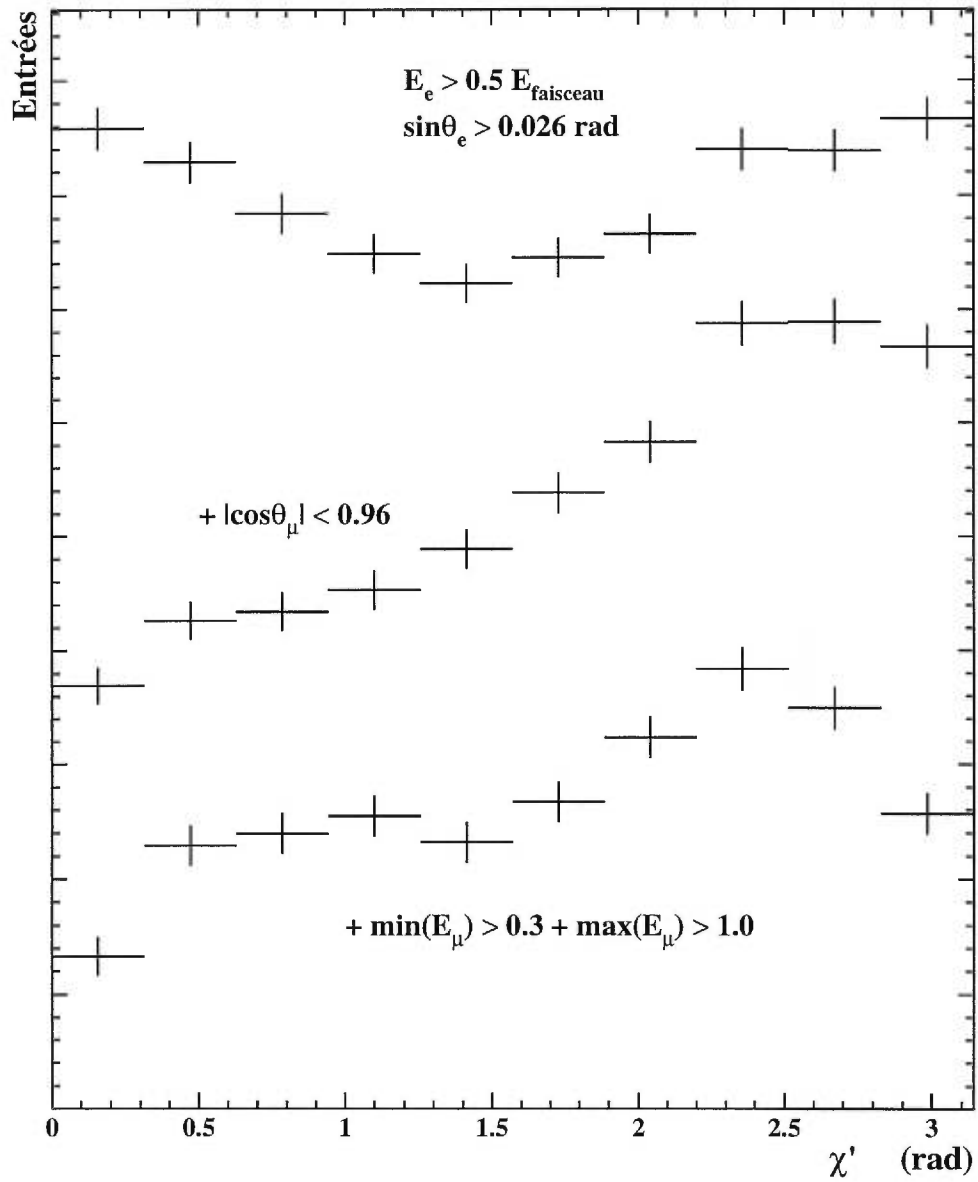


FIG. 4-7 - Effets de certaines coupures sur la distribution d'angle azimutal.

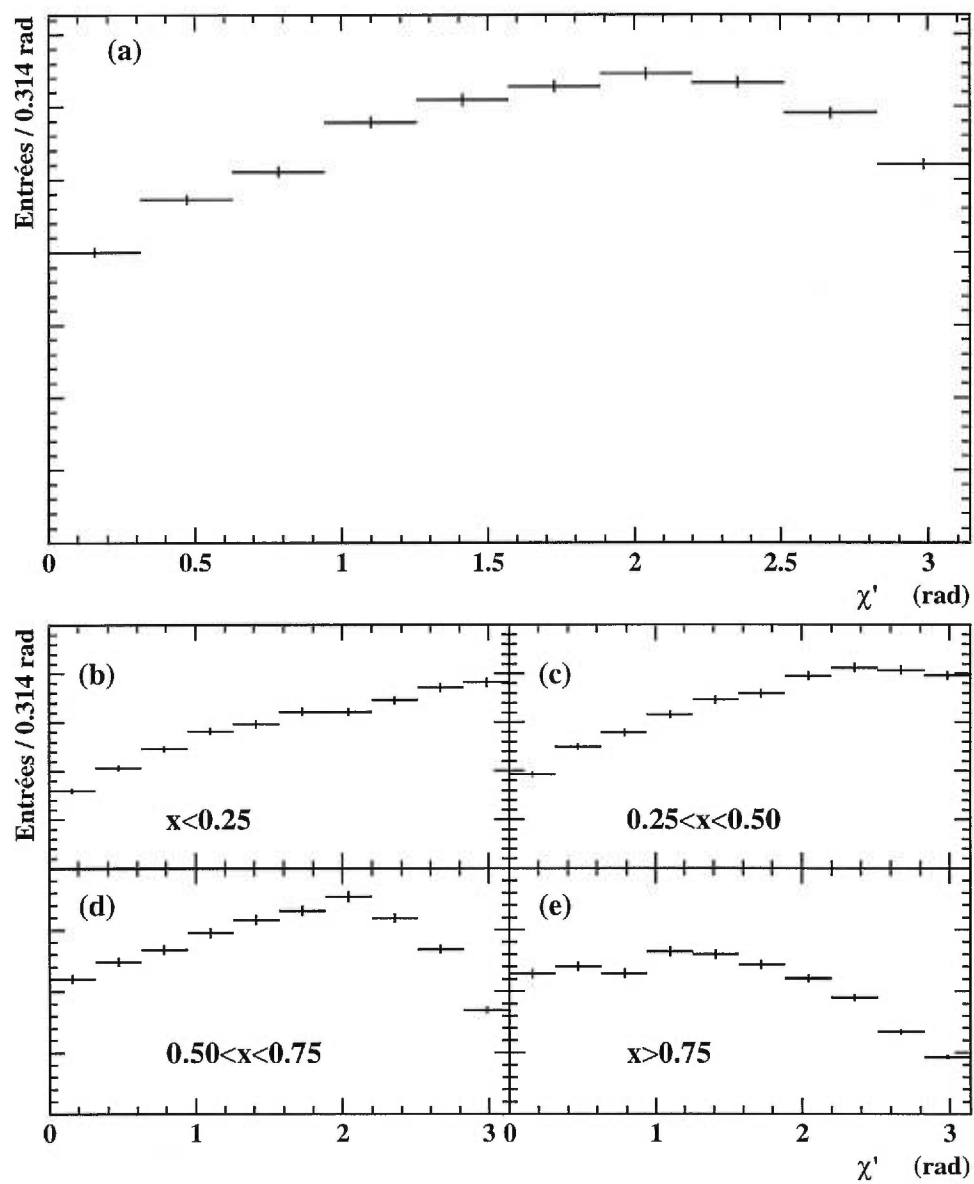


FIG. 4-8 - Histogrammes de correction pour différents intervalles de α . Les erreurs montrées représentent les erreurs statistiques dues à l'échantillon Monte Carlo. L'échelle de l'ordonnée est arbitraire.

où A est un facteur de normalisation tandis que B et C donnent les rapports que nous voulons mesurer : $B \simeq f_A^\gamma / F_2^\gamma$, $C \simeq \frac{1}{2} F_B^\gamma / F_2^\gamma$.

La figure 4-9 montre les distributions corrigées d'angle azimutal pour les données réelles, ainsi que l'ajustement effectué pour chacun des intervalles. Les résultats numériques des différents ajustements sont tabulés aux tableaux 4-II, 4-III et 4-IV avec leurs erreurs (que nous verrons plus en détail plus loin).

4.5 Le bruit de fond

Quelques autres processus peuvent produire dans le détecteur des états finaux similaires à celui qui nous intéresse. Certains événements provenant de ces processus peuvent satisfaire nos critères de sélection et être incorporés à notre échantillon de données réelles. Bien que notre sélection soit choisie de façon à maximiser la pureté de notre échantillon, il est impossible de se défaire complètement de cet aspect indésirable. Quoi que nous fassions, une partie de notre échantillon, que nous appelons bruit de fond, proviendra toujours d'événements qui ne sont pas reliés au processus étudié. Plusieurs sources de bruit de fond ont été considérées pour cette analyse :

- Le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ peut laisser dans le détecteur des traces similaires à celles des événements étudiés, lorsqu'un des électrons est diffusé à bas angle et qu'un des τ se désintègre en muon⁸. Ce type de processus a été simulé à l'aide du générateur Vermaseren, et sa contribution à l'échantillon de données est estimée à $(1.6 \pm 0.2)\%$.
- Une partie du bruit de fond provient des événements photon-photon hadroniques simplement étiquetés. S'il est plus rare de retrouver des muons dans ce type de processus, nous y retrouvons cependant des pions en grande

8. Le rapport d'embranchement du τ en muon selon le mode de désintégration $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ est de $(17.35 \pm 0.10\%)$ [40].

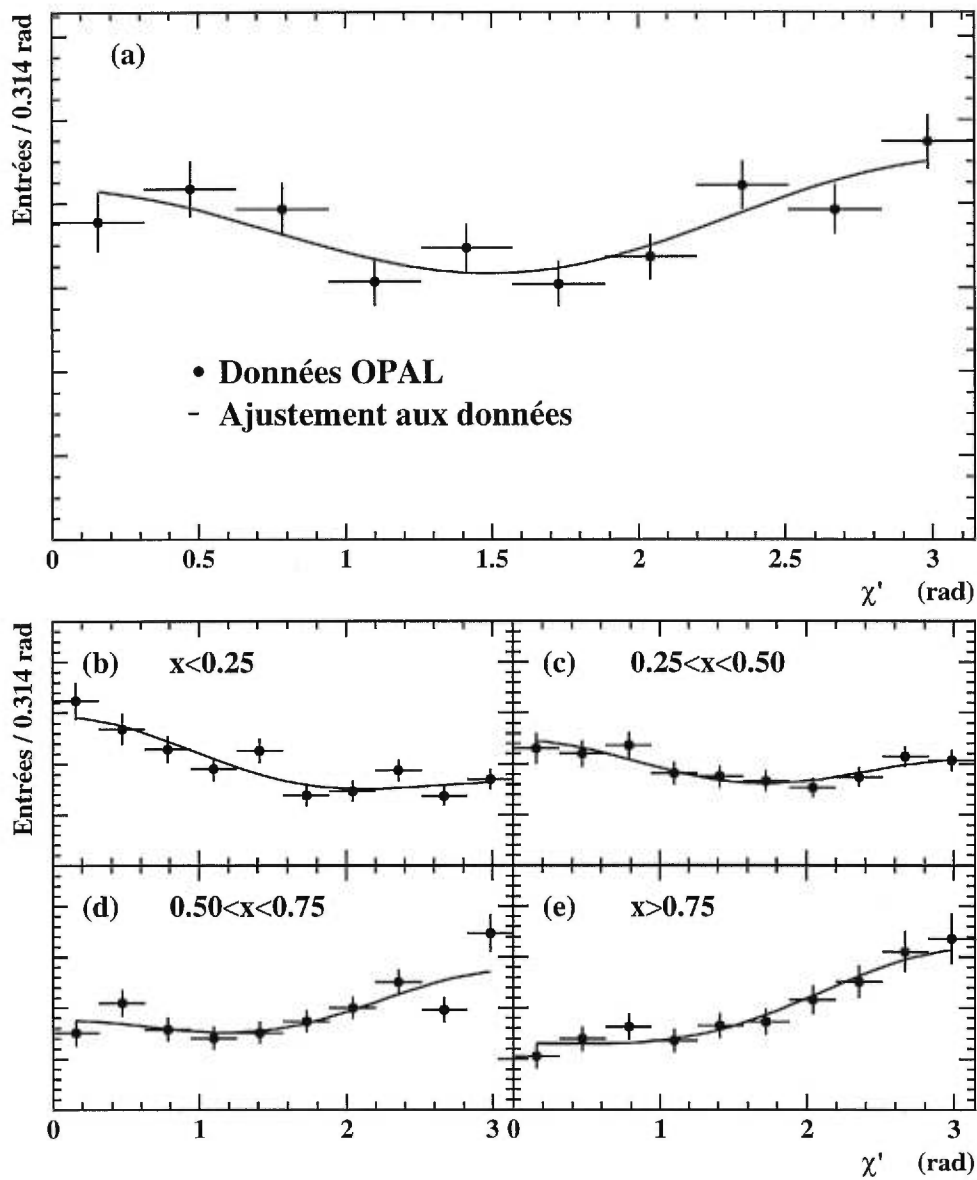


FIG. 4-9 - Distributions corrigées d'angle azimutal des données réelles pour différents intervalles de x . L'échelle de l'ordonnée est arbitraire. Seules les erreurs statistiques sont montrées.

quantité. Le générateur Monte Carlo HERWIG a été utilisé pour simuler des événements hadroniques produits par des collisions photon-photon. En étudiant les pions de ces événements, nous trouvons qu'un pion issu d'un tel processus a une probabilité de $(0.52 \pm 0.03)\%$ de satisfaire les critères de sélection des muons. Un événement de ce type pourra donc être incorporé à notre échantillon de données si, par exemple, deux traces chargées sont visibles dans le détecteur, dont une est un pion satisfaisant les critères de sélection des muons décrits à la section 4.1. Ce processus est estimé à $(0.8 \pm 0.2)\%$ de l'échantillon.

La contribution de chacun des bruits de fond qui ont été considérés dans l'analyse est présentée au tableau 4-I. Nous y retrouvons aussi le nombre d'événements de chaque processus correspondant à la taille de notre échantillon de données réelles.

TAB. 4-I - Contributions des différents processus au bruit de fond.

Source	Contribution	Événements attendus
$\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$	$(1.6 \pm 0.2)\%$	220 ± 30
$\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$	$(0.8 \pm 0.2)\%$	110 ± 30
Total	$(2.4 \pm 0.3)\%$	330 ± 40

D'autres processus plus rares peuvent aussi produire des états finaux suffisamment similaires à celui que nous étudions pour satisfaire notre sélection d'événements :

- L'état final du processus $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ peut dans certains cas satisfaire nos critères de sélection et contribuer au bruit de fond. Un muon provenant d'un des τ de ce processus peut satisfaire les critères que nous avons établis pour la sélection de muons, tandis qu'une trace provenant de la désintégration de l'autre τ peut être captée à bas angle et être confondue

avec l'électron étiqueté. Un échantillon, généré par le programme KORALZ a été utilisé pour estimer la contamination due à ce processus. Nous avons estimé cette partie du bruit de fond à $(0.032 \pm 0.006)\%$ du signal total. Ce bruit de fond est négligé dans notre analyse⁹.

- Le processus photon-photon $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$ peut contribuer au bruit de fond lorsque l'un des pions de l'état final est faussement identifié à un muon. Un calcul théorique [69] montre cependant que le rapport de la production de paires de pions et de la production de paires de muons est donné par

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-)} = \frac{16}{112} \frac{m_\mu^2 \ln(E_{\text{faisceau}}/m_\pi)}{m_\pi^2 \ln(E_{\text{faisceau}}/m_\mu)}, \quad (4.5)$$

où les m_μ et m_π sont respectivement la masse du muon et la masse du pion. Ce rapport, une fois corrigé pour l'efficacité d'identification des pions selon les critères d'identification des muons, se traduit par une contribution au bruit de fond de $(0.083 \pm 0.005)\%$. Cette source de bruit de fond est aussi négligée dans notre analyse.

- Nous n'avons jusqu'ici considéré que des processus qui avaient des états finaux différents de celui qui nous intéresse, mais qui pouvaient être faussement identifiés à des événements photon-photon muoniques selon nos critères de sélection. Il y a cependant d'autres sources de bruit de fond qui proviennent de processus dont l'état final est identique à celui du processus qui est à l'étude (c'est-à-dire deux électrons et deux muons). Chacun des diagrammes de la figure 2-9 doit alors être considéré. Tous ces processus ne contribuent cependant pas également à toutes les régions de l'espace de phase des particules en jeu, et seulement le diagramme de la figure 2-9a contribue de façon significative. Le diagramme de la figure 2-9b donne la seconde contribution en importance. La contribution de ce processus est plus grande pour des événements dont l'électron étiqueté a un grand angle

9. Ce bruit de fond a été surestimé d'un facteur 10 dans la publication [4].

θ_e . Comme nous ne choisissons que des électrons à bas angle dans cette analyse, ce diagramme ne contribuera que très peu. Une simulation effectuée à l'aide du générateur BDK¹⁰ montre que ce bruit de fond constitue environ $(0.30 \pm 0.07)\%$ de l'échantillon.

4.6 Les erreurs systématiques

Les erreurs systématiques forment un autre aspect important de l'analyse. Ce sont les erreurs qui proviennent de la méthode d'analyse et des effets que celle-ci peut produire sur les résultats. Ces erreurs, tout comme le bruit de fond, doivent être considérées dans l'interprétation des résultats. Les effets qui suivent ont été considérés. Les erreurs induites par ceux-ci sont reportées aux tableaux qui suivent cette section. Les tableaux 4-II et 4-III montrent les résultats des ajustements effectués pour obtenir f_A^γ/F_2^γ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ pour les données réelles, avec les erreurs statistiques et systématiques correspondantes. Les résultats des ajustements pour tout l'ensemble des données réelles sont présentés au tableau 4-IV.

– Calibration du détecteur :

Des erreurs systématiques peuvent être causées par la calibration du détecteur central. Des études d'événements $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ (voir par exemple [70]) ont montré que l'on pouvait s'attendre à des erreurs systématiques de 0.25% lors de la mesure de l'impulsion transversale $p_{T,\mu}$ et de 0.2 mrad pour les mesures de θ_μ et de ϕ_μ . Dans les régions avant, la précision est cependant moins grande [71], et des erreurs pouvant aller jusqu'à 5% en $p_{T,\mu}$ et 1 mrad en θ_μ peuvent être atteintes pour $|\cos \theta_\mu| > 0.90$. Des variations en ϕ_μ de

10. Cette vérification ayant été effectuée après la publication de l'article [4], elle ne figure pas dans ce dernier. Comme ce bruit de fond ne représente que 40 ± 10 événements dans l'échantillon de près de 13000 événements, nous n'en tiendrons pas compte. Dans plusieurs analyses (par exemple : [67, 11]), il semble d'ailleurs être considéré comme faisant partie du signal. Dans un tel cas, il modifierait la prédiction théorique de façon négligeable.

0.2 mrad entraînent des variations négligeables des mesures de f_A^γ/F_2^γ et de $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ (de l'ordre de ± 0.0001).

Des erreurs systématiques provenant de la calibration des détecteurs avant en θ_{tag} ont aussi été considérées. Des variations en θ_{tag} de 0.3 mrad et de 0.7 mrad, correspondant respectivement à la résolution angulaire de SiW et à celle de FD, ont été effectuées pour évaluer les erreurs provenant de ces détecteurs.

– **Le bruit de fond :**

Le bruit de fond n'est pas soustrait du signal. Celui-ci est plutôt interprété comme une source d'erreurs systématiques, car il peut changer la forme de la distribution d'angle azimutal. Afin d'évaluer la contribution du bruit de fond à la forme du signal, des échantillons Monte Carlo pour chacun des processus décrits à la section précédente sont utilisés. La distribution d'angle azimutal obtenue après l'addition des différentes contributions du bruit de fond est corrigée de la même façon que dans le cas des données réelles. Un ajustement de l'équation 4.4 à la distribution corrigée est ensuite effectué. Les paramètres de l'ajustement, multipliés par la proportion du bruit de fond dans l'intervalle de x correspondant servent comme estimation des erreurs systématiques.

– **La correction :**

Afin de bien estimer l'erreur sur les paramètres obtenus par l'ajustement, il est nécessaire de trouver quelle est la sensibilité de notre mesure aux fonctions de structure f_A^γ et F_B^γ . Pour ce faire, un générateur (TWOGEN) différent de celui qui a servi à générer l'échantillon Monte Carlo principal a été utilisé. Ce générateur est facilement modifiable, et il est possible de lui imposer différentes fonctions de structure. Une série d'échantillons a été créée avec différentes valeurs de f_A^γ/F_2^γ et de $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$. Les distributions de χ' obtenues à l'aide des différents échantillons ont ensuite été corrigées en les divisant par une distribution d'angle azimutal générée avec des fonctions

de structure f_A^γ et F_B^γ nulles. La distribution pour $f_A^\gamma = 0$ et $F_B^\gamma = 0$ donne la déformation de la distribution de χ' produite par les coupures, ce qui est équivalent à la correction que nous avons décrite auparavant. Après la correction, il est possible d'effectuer un ajustement afin de mesurer les rapports f_A^γ/F_2^γ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$, qui peuvent ensuite être comparés aux rapports que nous avons introduits lors de la génération.

La figure 4-10 montre les valeurs de f_A^γ/F_2^γ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ mesurées après la correction en fonction de leur valeur d'entrée lors de la génération. Une bonne correspondance est observée entre le rapport mesuré et le rapport généré. Une telle sensibilité de la mesure montre que la correction est indépendante de f_A^γ et de F_B^γ .

Nous avons effectué un ajustement d'une droite aux différents points obtenus pour chaque intervalle de x . Les résultats des ajustements correspondent à des erreurs systématiques variant entre 0.03% et 3.3% pour la mesure de f_A^γ/F_2^γ et 0.7% et 3.8% pour la mesure de $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$.

4.7 Résultats

Un bon accord est obtenu entre la distribution de χ' de l'échantillon de données réelles et la théorie de l'ÉDQ dans chacun des quatre intervalles de x considérés (voir figure 4-6). Ces distributions nous permettent d'extraire les rapports de fonctions de structure f_A^γ/F_2^γ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$. Pour ce faire, une correction est appliquée à chacune des distributions d'angle azimutal de façon à pouvoir comparer directement celles-ci à la section efficace théorique de l'équation 4.1.

La figure 4-11 montre les rapports mesurés f_A^γ/F_2^γ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ en fonction du paramètre x . Ces rapports sont comparés aux prédictions théoriques pour une valeur de $Q^2 = 5.4 \text{ GeV}^2$. Cette valeur de Q^2 correspond à la valeur moyenne du paramètre Q^2 telle que mesurée avec les données. Le paramètre ϵ , qui n'est

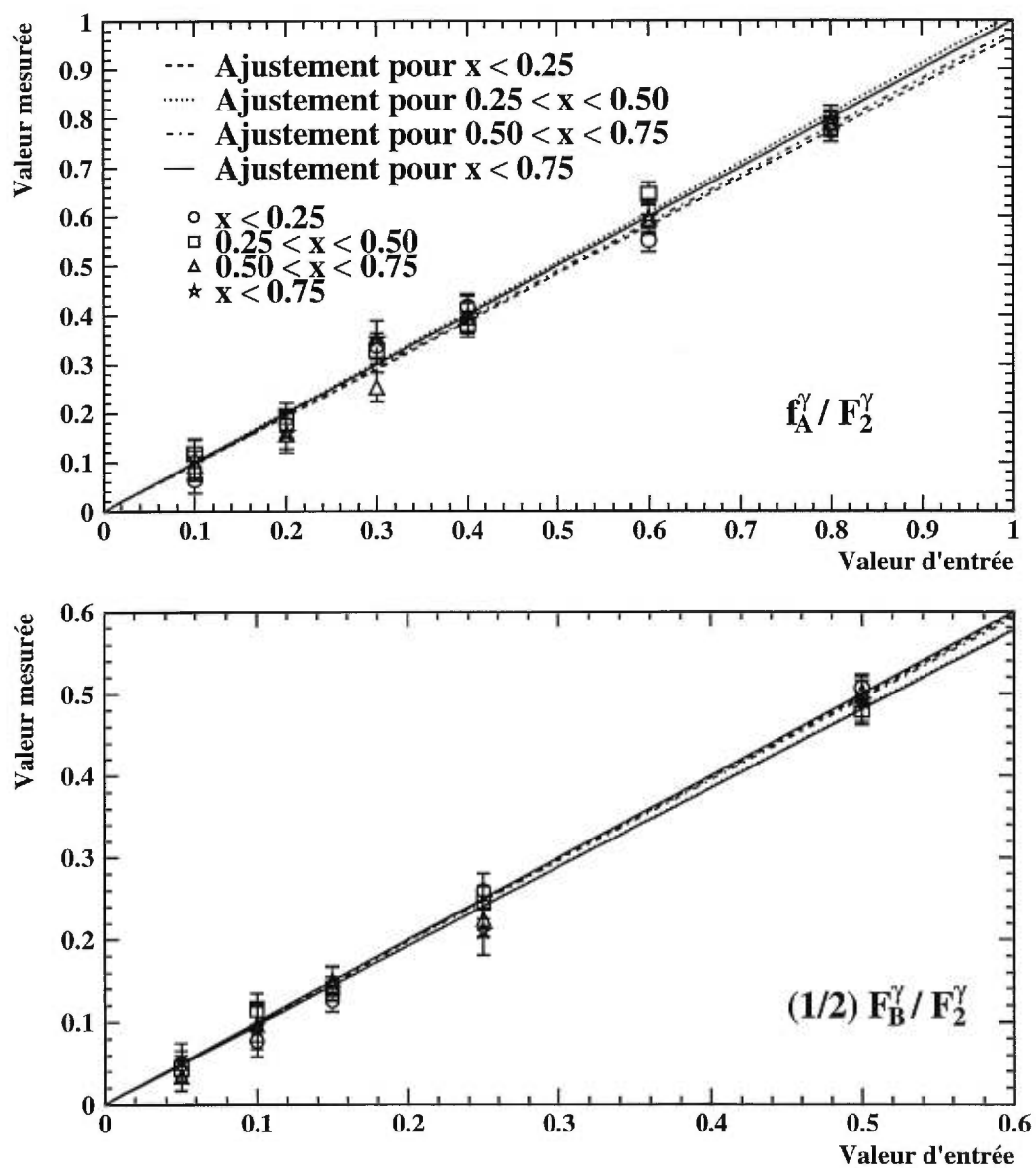


FIG. 4-10 - Sensibilité à f_A^γ et F_B^γ .

TAB. 4-II - Valeurs mesurées de f_A^γ/F_2^γ .

	$0.001 < x < 0.25$	$0.25 < x < 0.5$
Statistique (data)	± 0.025	± 0.024
Statistique (MC)	± 0.012	± 0.012
θ_{tag}	± 0.001	± 0.001
$p_{T,\mu}$	± 0.005	± 0.005
θ_μ	± 0.001	± 0.001
Bruit de fond	± 0.002	± 0.002
Correction	± 0.007	± 0.004
f_A^γ/F_2^γ	$0.161 \pm 0.027 \pm 0.009$	$0.047 \pm 0.026 \pm 0.007$

	$0.5 < x < 0.75$	$0.75 < x < 0.997$
Statistique (data)	± 0.027	± 0.031
Statistique (MC)	± 0.013	± 0.015
θ_{tag}	± 0.002	± 0.001
$p_{T,\mu}$	± 0.001	± 0.010
θ_μ	± 0.001	-
Bruit de fond	± 0.002	± 0.002
Correction	± 0.006	± 0.001
f_A^γ/F_2^γ	$-0.123 \pm 0.028 \pm 0.007$	$-0.234 \pm 0.032 \pm 0.011$

TAB. 4-III - Valeurs mesurées de $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$.

	$0.001 < x < 0.25$	$0.25 < x < 0.5$
Statistique (data)	± 0.024	± 0.023
Statistique (MC)	± 0.012	± 0.011
θ_{tag}	± 0.002	± 0.001
$p_{T,\mu}$	± 0.004	± 0.003
θ_μ	–	± 0.001
Bruit de fond	± 0.003	± 0.003
Correction	± 0.006	± 0.009
$\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$	$0.077 \pm 0.027 \pm 0.008$	$0.081 \pm 0.026 \pm 0.010$

	$0.5 < x < 0.75$	$0.75 < x < 0.997$
Statistique (data)	± 0.025	± 0.029
Statistique (MC)	± 0.012	± 0.014
θ_{tag}	± 0.004	± 0.001
$p_{T,\mu}$	± 0.006	± 0.003
θ_μ	–	± 0.001
Bruit de fond	± 0.003	± 0.003
Correction	± 0.008	± 0.008
$\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$	$0.081 \pm 0.028 \pm 0.011$	$0.066 \pm 0.032 \pm 0.009$

TAB. 4-IV - Valeurs mesurées de f_A^γ/F_2^γ et de $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ pour $0.001 < x < 0.997$.

	f_A^γ/F_2^γ	$\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$
Statistique (data)	± 0.013	± 0.013
Statistique (MC)	± 0.007	± 0.006
θ_{tag}	–	–
$p_{T,\mu}$	± 0.002	± 0.001
θ_μ	–	–
Bruit de fond	± 0.002	± 0.003
Correction	± 0.002	± 0.003
Mesure	$-0.019 \pm 0.015 \pm 0.004$	$0.060 \pm 0.014 \pm 0.004$

fonction que de y , est posé à $\epsilon = 1$ (voir équation 2.14). Les mesures des rapports de fonctions de structure pour tout l'intervalle de x sont les suivantes :

$$f_A^\gamma/F_2^\gamma = -0.019 \pm 0.015(\text{stat.}) \pm 0.004(\text{syst.}), \quad (4.6)$$

$$\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma = 0.060 \pm 0.014(\text{stat.}) \pm 0.004(\text{syst.}). \quad (4.7)$$

Ces valeurs sont proches des prédictions de l'ÉDQ, qui sont respectivement de -0.024 et de 0.083 pour f_A^γ/F_2^γ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ respectivement. Les erreurs théoriques sur ces prédictions sont négligeables. Les variations des rapports en fonction de x sont aussi en accord avec l'ÉDQ, avec $\chi^2/\text{degrés de liberté} = 4.1/4$ pour f_A^γ/F_2^γ et $\chi^2/\text{degrés de liberté} = 5.0/4$ pour $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$. Cependant, la précision de la mesure, étant donné la taille limitée de l'échantillon, ne nous permet pas de bien distinguer la forme de la dépendance en x du rapport $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$. Nous mesurons néanmoins des valeurs non-nulles de $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ qui sont proches des prédictions pour chacun des intervalles de x . Quant à la mesure de f_A^γ/F_2^γ , nous obtenons une bonne mesure de sa variation en fonction de x .

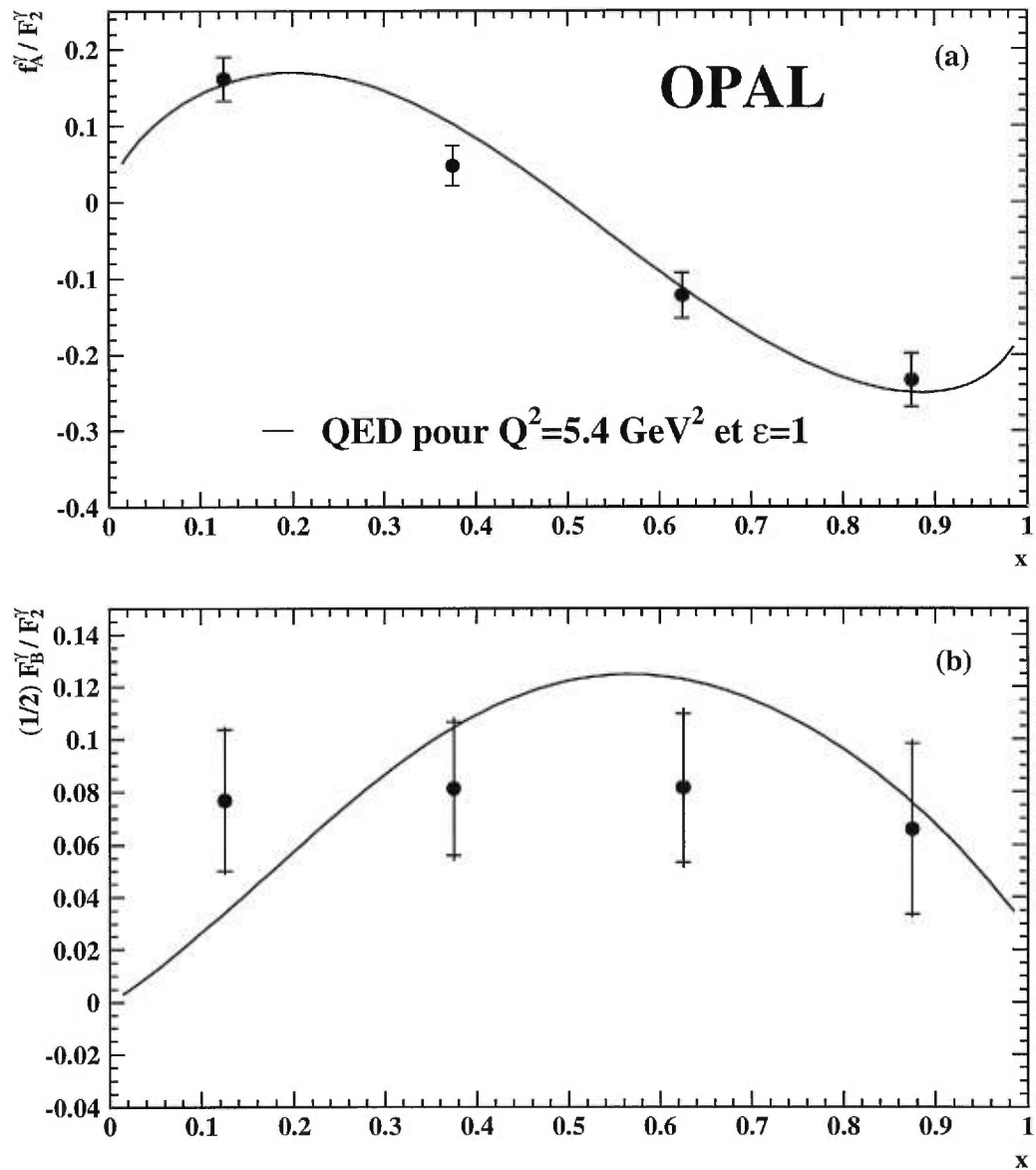


FIG. 4-11 - Mesure des rapports f_A^γ / F_2^γ et $\frac{1}{2} F_B^\gamma / F_2^\gamma$. La ligne pleine montre la prédiction de l'ÉDQ pour $Q^2 = 5.4 \text{ GeV}^2$ et $\epsilon = 1$. La barre d'erreur extérieure montre la somme quadratique des erreurs systématique et statistique (barre d'erreur intérieure).

Chapitre 5

Conclusion

5.1 La présente thèse

L'étude de la structure du photon s'avère être une source importante d'information permettant de mieux comprendre les interactions entre les particules élémentaires, notamment au niveau des interactions électromagnétique et forte. La situation actuelle du domaine nous montre qu'il existe toujours des problèmes dans la description des collisions photon-photon, en particulier au niveau de la modélisation des événements hadroniques [13]. Afin d'avoir une vision d'ensemble plus complète en vue de suppléer aux problèmes qui se posent, il est souhaitable d'effectuer de nouvelles observations. Dans cette optique, l'étude des corrélations azimutales répond à un besoin actuel de nouveaux points de comparaison entre la théorie et l'expérience.

Les fonctions de structure sont interprétées en termes des distributions d'impulsion entre les constituants du photon cible pour différentes configurations d'hélicité des photons sonde et cible. Il existe quatre fonctions de structure du photon qui peuvent être mesurées par l'étude des événements photon-photon simplement étiquetés : F_2^γ , F_L^γ , f_A^γ et F_B^γ . De celles-ci, les fonctions F_2^γ et F_L^γ peuvent être obtenues [11, 12, 13, 14, 15] en mesurant la section efficace différentielle du processus de collision photon-photon en fonction de x , où x est interprété comme la fraction de l'impulsion du photon cible portée par le constituant rencontré par le photon sonde. Cependant, puisque le terme associé à F_L^γ ne contribue que très peu à la section efficace pour des événements étiquetés à bas angle, seule la

fonction F_2^γ fut mesurée jusqu'à présent. Aucune mesure de F_L^γ n'a encore été effectuée au LEP [10].

Les fonctions de structure f_A^γ et F_B^γ ne sont mesurables que par la méthode des corrélations azimutales utilisée dans cette thèse. La mesure de ces deux fonctions de structure additionnelles représente un excellent moyen d'en apprendre plus sur la structure du photon en offrant de nouveaux points de comparaison entre les prédictions et les données.

Le but premier de cette thèse fut de mettre à l'épreuve pour une première fois l'approche des corrélations azimutales dans l'étude de la structure du photon. Pour ce faire, nous avons porté notre attention sur le processus leptonique de collision photon-photon $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$. Ce processus de production d'une paire de muons par le système photon-photon est complètement décrit par l'ÉDQ et constitue un excellent banc d'essai pour une telle méthode.

L'extraction de la fonction de structure F_B^γ est aussi d'un intérêt particulier puisque F_B^γ est mathématiquement égale à la fonction de structure F_L^γ qui est très difficile à mesurer. Ces deux fonctions de structure, bien qu'égales entre elles à l'ordre le plus bas de la théorie des perturbations, décrivent des états différents d'hélicité des photons. La fonction de structure F_L^γ provient de l'interaction d'un photon transversal et d'un photon longitudinal, alors que F_B^γ provient de l'interférence entre des photons purement transversaux. Notre mesure de F_B^γ sert donc de substitut pour la mesure de F_L^γ .

Dans cette thèse, nous avons décrit les mesures des rapports f_A^γ/F_2^γ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$, qui ont été obtenues en utilisant les données recueillies par le détecteur OPAL entre 1993 et 1995 à des énergies au centre de masse e^+e^- de près de 92 GeV. La luminosité intégrée de l'ensemble des données est de près de 70 pb⁻¹. Un échantillon de quelques 13000 événements simplement étiquetés a été sélectionné, correspondant à une valeur moyenne de Q^2 de 5.4 GeV². La valeur mesurée de

f_A^γ/F_2^γ est de [31]

$$f_A^\gamma/F_2^\gamma = -0.019 \pm 0.015(\text{stat.}) \pm 0.004(\text{syst.}), \quad (5.1)$$

alors que la valeur mesurée de $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ est de [31]

$$\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma = 0.060 \pm 0.014(\text{stat.}) \pm 0.004(\text{syst.}). \quad (5.2)$$

Ces mesures doivent être comparées aux prédictions de l'ÉDQ: $f_A^\gamma/F_2^\gamma = -0.024$ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma = 0.083$. Les erreurs théoriques sur ces prédictions sont négligeables. Un accord est observé entre les mesures et la théorie.

La dépendance en x des fonctions de structure a aussi été étudiée. Les résultats que nous avons obtenus sont présentés à la figure 5-1. Ceux-ci sont en bon accord avec la prédiction théorique de l'ÉDQ.

Récemment, les collaborations ALEPH [66] et L3 [67] ont aussi effectué des analyses des corrélations azimutales pour le processus leptonique $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$. Ces analyses n'ont cependant été faites qu'en utilisant une région limitée en z ($|z| < 0.8$ pour ALEPH et $|z| < 0.7$ pour L3). Rappelons que $z = \cos\theta^*$, où θ^* est l'angle entre l'axe des muons et l'axe des photons dans le référentiel du centre de masse des photons. Pour cette raison, les mesures obtenues par ALEPH et L3 ne sont pas directement comparables aux nôtres. Nous pouvons cependant réinterpréter ces résultats en les corrigeant. Les résultats de ALEPH et de L3, corrigés pour les différentes valeurs de $\langle Q^2 \rangle$ des échantillons et pour les régions de $|z|$ utilisées, sont comparés aux résultats OPAL à la figure 5-1.

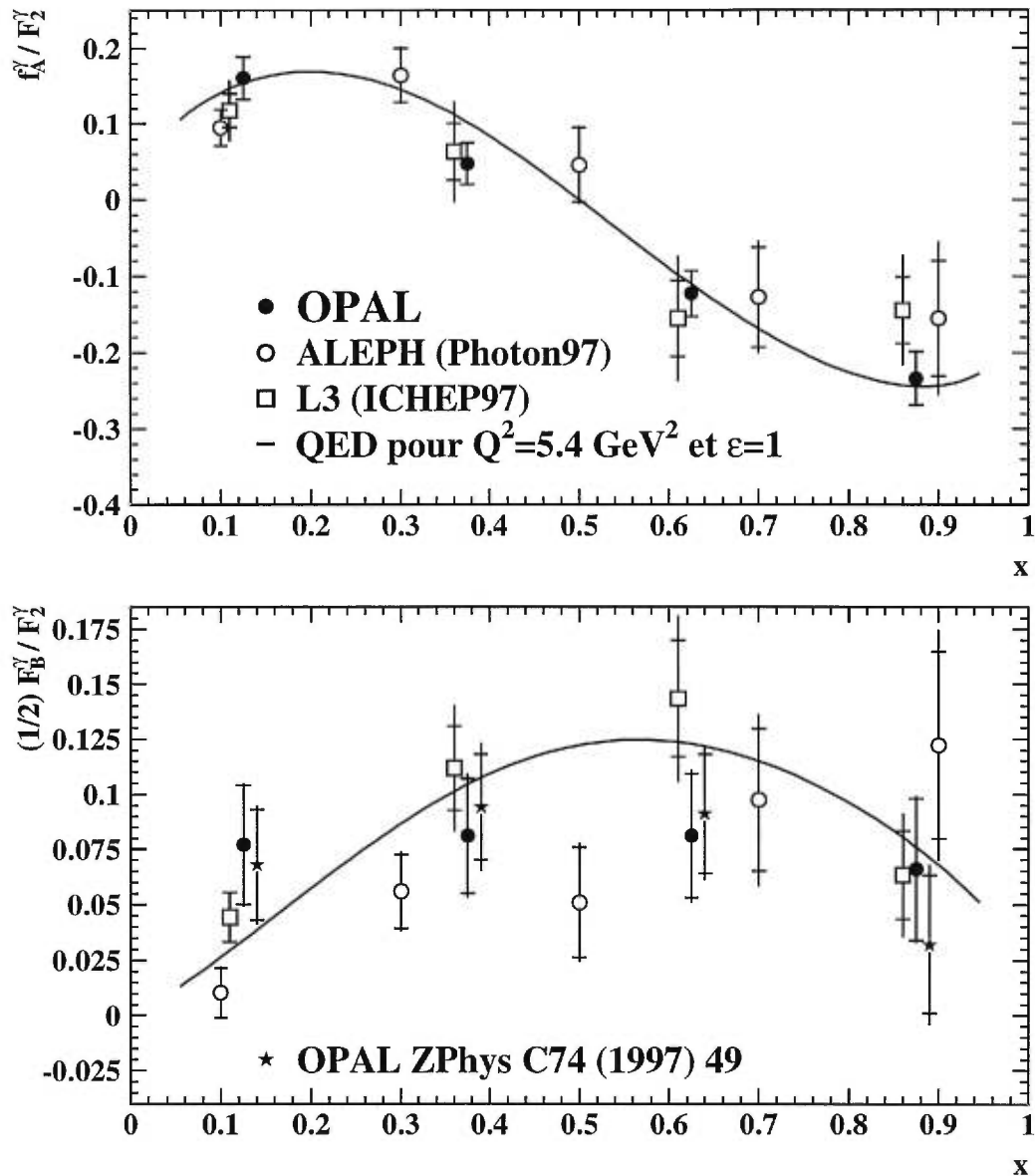


FIG. 5-1 - Mesures de f_A^γ/F_2^γ et de $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ en fonction de x . Les points noirs représentent les résultats OPAL décrits dans cette thèse, les points et les carrés blancs représentent respectivement les résultats de ALEPH et de L3 corrigés pour être comparables aux résultats OPAL. La ligne pleine correspond à la prédiction de l'ÉDQ pour $Q^2=5.4 \text{ GeV}^2$ et $\epsilon=1$. L'incertitude totale (extérieure) est donnée par la somme en quadrature des erreurs statistique (intérieure) et systématique. Les étoiles représentent les résultats de la mesure de $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ que nous avons publiés [4]. Les étoiles sont déplacées de $+0.15$ en x et les carrés sont déplacés de -0.15 en x afin d'éviter toute confusion.

5.2 La voie du futur

L'extension naturelle de cette thèse est l'analyse des événements hadroniques produits lors de collisions photon-photon. La structure hadronique du photon relève de la chromodynamique quantique, à propos de laquelle plusieurs questions se posent encore. Plusieurs paramétrisations de la structure du photon et plusieurs programmes de modélisation des états finaux produits ont été mis de l'avant afin de comparer l'expérience et la théorie [13]. Ces modèles diffèrent parfois beaucoup entre eux et il est nécessaire de trouver de nouveaux moyens de comparaison pour mieux les mettre à l'épreuve. Ayant pu montrer que l'étude des corrélations azimutales permet de mesurer de nouveaux rapports de fonctions de structure dans le cadre de l'électrodynamique quantique, nous sommes à même de nous demander quel est le potentiel d'utilisation de cette méthode pour en apprendre plus sur la structure hadronique du photon, notamment en ce qui concerne la prise de données LEP2 avec laquelle nous espérons recueillir près de 500 pb^{-1} .

Plusieurs difficultés devront être surmontées en vue d'obtenir une mesure des corrélations azimutales pour les processus hadroniques. D'abord, le système hadronique est beaucoup plus difficile à étudier que le système des deux muons dans le processus $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$. La transformation de Lorentz vers le référentiel inertiel du centre de masse des jets est beaucoup moins fiable que la transformation vers le centre de masse des muons à cause de la perte de particules dans les régions avant des événements hadroniques. De plus, la reconstruction des jets sera indubitablement une cause importante de bruit de fond provenant d'événements pour lesquels le nombre de jets reconstruits à l'aide des traces visibles dans le détecteur est différent du nombre de jets de hadrons réellement créés par le système des deux photons. Nous parlons ainsi d'une différence du nombre de jets entre le niveau du détecteur et le niveau des hadrons (c'est-à-dire avant l'interaction de ceux-ci avec le détecteur). Les événements pour lesquels le niveau du détecteur n'est pas en accord avec le niveau des hadrons sont considérés comme une source de bruit

de fond. D'autres effets dus au choix du générateur pourraient aussi apparaître.

Nous avons effectué une analyse préliminaire (présentée en annexe) sur un échantillon Monte Carlo HERWIG. Une sélection d'événements basée sur celles des articles OPAL concernant les processus hadroniques a été utilisée pour choisir un échantillon d'événements ayant deux jets de plus de 3 GeV d'impulsion transversale par rapport à l'axe z . Les jets ont été reconstruits avec un algorithme de cône [72]. Pour des faisceaux d'électrons ayant des énergies entre 80.5 GeV et 85.5 GeV (correspondant à une partie de la phase 2 de l'accélérateur LEP), nous pouvons nous attendre à sélectionner une section efficace de près de 2 pb, ce qui correspond à près de 1000 événements pour les 500 pb^{-1} de luminosité intégrée que nous espérons recueillir à LEP2. Le bruit de fond est estimé à près de 30%, provenant principalement de la mauvaise reconstruction des jets.

La figure 5-2a montre la distribution d'angle azimutal de l'échantillon sélectionné, tel que mesuré dans le référentiel de centre de masse des deux jets. Les points représentent le signal total mesuré, qui comprend le signal recherché et le bruit de fond. Des portions du signal total dues à différentes sources de bruit sont aussi montrées. La figure 5-2b montre la distribution d'angle azimutal mesuré des événements ayant deux jets aux niveaux du détecteur et des hadrons. Ceux-ci sont les événements qui constituent le signal que nous voulons mesurer. Cette distribution est comparée à la distribution générée de l'angle azimutal au niveau des hadrons. La résolution obtenue est suffisante pour permettre de subdiviser la distribution d'angle azimutal en quatre intervalles sans avoir de migration trop importante entre ceux-ci. Dû à la symétrie des fonctions $\cos \chi'$ et $\cos 2\chi'$, une division en quatre intervalles constitue une limite inférieure pour pouvoir mesurer un terme en $\cos 2\chi'$, alors que deux intervalles suffisent pour mesurer un terme en $\cos \chi'$. La correspondance entre l'angle azimutal généré au niveau des hadrons et l'angle azimutal reconstruit au niveau du détecteur est montrée à la figure 5-2c. Elle se traduit par une résolution d'approximativement 0.40 rad. Bien

que la mesure soit moins précise que dans le cas des événements leptoniques, tout porte à croire qu'il serait possible d'analyser les corrélations azimutales dans les événements photon-photon hadroniques.

5.3 Le mot de la fin

Par la présente recherche, nous avons montré qu'il est possible d'utiliser les corrélations azimutales pour extraire certaines fonctions de structure du photon. Les deux rapports de fonctions de structure f_A^γ/F_2^γ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ du photon ont été mesurés pour le processus $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ décrit par l'ÉDQ. Un bon accord entre les mesures et les prédictions théoriques est observé. La qualité des résultats justifie l'approche des corrélations azimutales pour de futures analyses des processus hadroniques, qui pourront éventuellement éclaircir certaines questions encore ouvertes au niveau de la modélisation des états finaux et de la paramétrisation de la structure du photon.

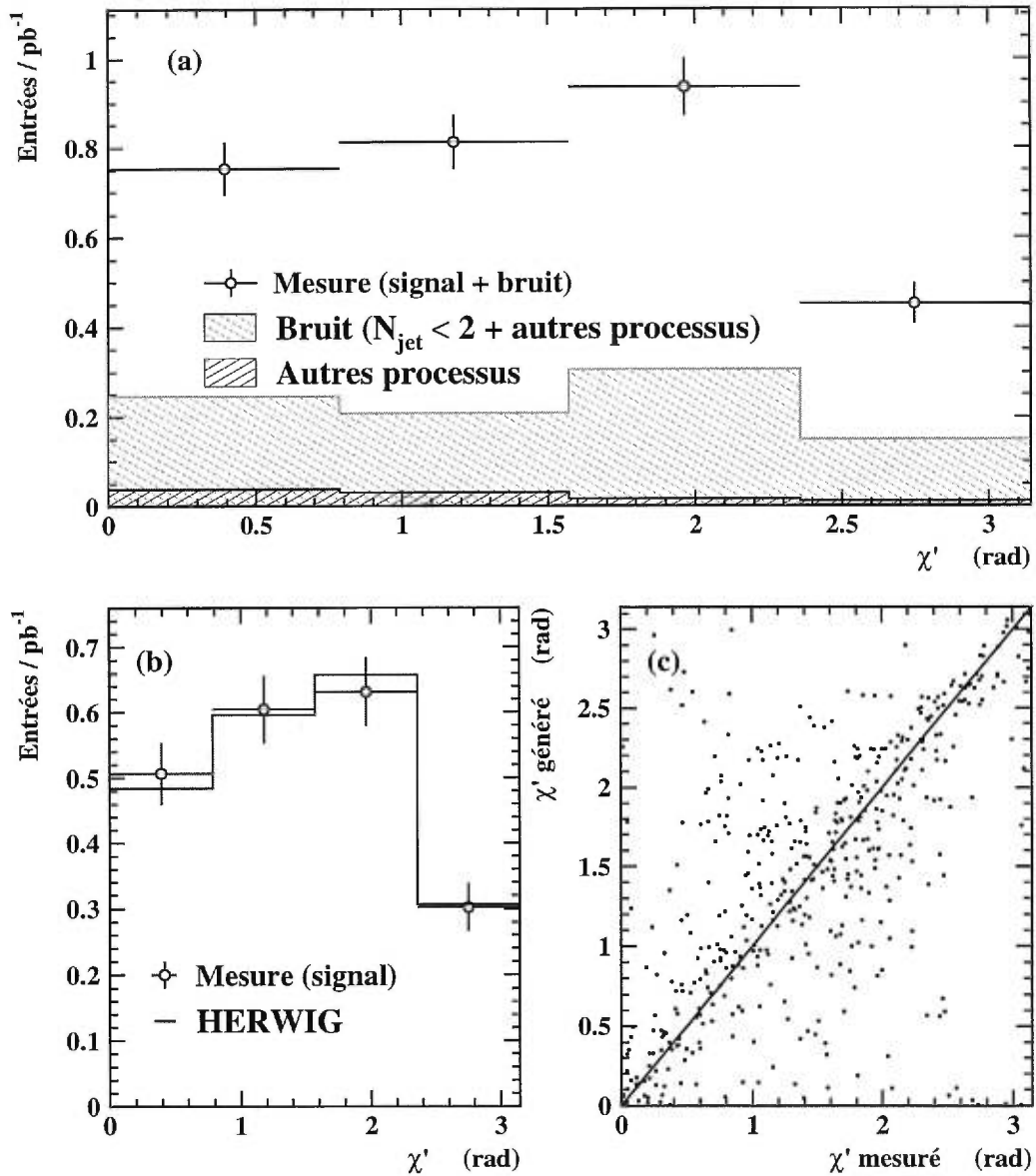


FIG. 5-2 - Distribution d'angle azimutal avec (a) et sans (b) bruit de fond. Angle azimutal mesuré versus angle azimutal généré (c). « Signal » indique les événements ayant deux jets à la fois au niveau du détecteur et des hadrons générés. « $N_{\text{jet}} < 2$ » indique les événements ayant deux jets au niveau du détecteur mais ayant moins de deux jets au niveau des hadrons. « Autres processus » indique les processus contribuant au bruit de fond qui ne sont pas des processus photon-photon hadroniques.

Annexe A

Un peu plus de détails concernant le paramètre z

Le paramètre z a un contenu physique intéressant qui n'a pas été pleinement exploité dans cette analyse. Comme le montrent les équations 2.23 à 2.25, les fonctions de structure différentielles \tilde{F}_A^γ , \tilde{F}_B^γ et $\tilde{F}_2^\gamma = x\tilde{F}_T^\gamma + \tilde{F}_L^\gamma$ sont fonctions de z .

$$\tilde{F}_T^\gamma = \frac{\alpha}{2\pi} \left(x^2 + (1-x)^2 \right) \frac{1 + \beta^2 z^2}{1 - \beta^2 z^2}, \quad (2.23)$$

$$\tilde{F}_B^\gamma = \tilde{F}_L^\gamma = \frac{4\alpha}{\pi} x^2 (1-x), \quad (2.24)$$

$$\tilde{F}_A^\gamma = \frac{4\alpha}{\pi} x(1-2x) \sqrt{x(1-x)} \frac{\beta z}{\sqrt{1 - \beta^2 z^2}}, \quad (2.25)$$

La figure A-1 montre les rapports f_A^γ/F_2^γ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ pour les régions $|z| < 1.0$ et $|z| < 0.8$. Nous voyons que ces rapports sont plus grands pour la région $|z| < 0.8$ que pour l'intervalle complet $|z| < 1$. De plus, l'augmentation du rapport $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ est beaucoup plus importante que l'augmentation du rapport f_A^γ/F_2^γ .

Il serait en principe possible d'utiliser avantageusement cet aspect de la dépendance en z de la structure du photon en faisant des mesures de f_A^γ/F_2^γ et de F_B^γ/F_2^γ dans une plage restreinte en z ($|z| < z_{\max}$) plutôt que sur l'intervalle complet de z . Il serait ainsi plus facile de bien mesurer les fonctions de structure f_A^γ et F_B^γ dans une région où la dépendance angulaire est accentuée. Cette particularité des dépendances en z de \tilde{F}_A^γ et de \tilde{F}_B^γ semble d'ailleurs être à l'origine d'une coupure appliquée en z dans des analyses préliminaires effectuées par les collaborations ALEPH [66] ($z < 0.8$) et L3 [67] ($z < 0.7$).

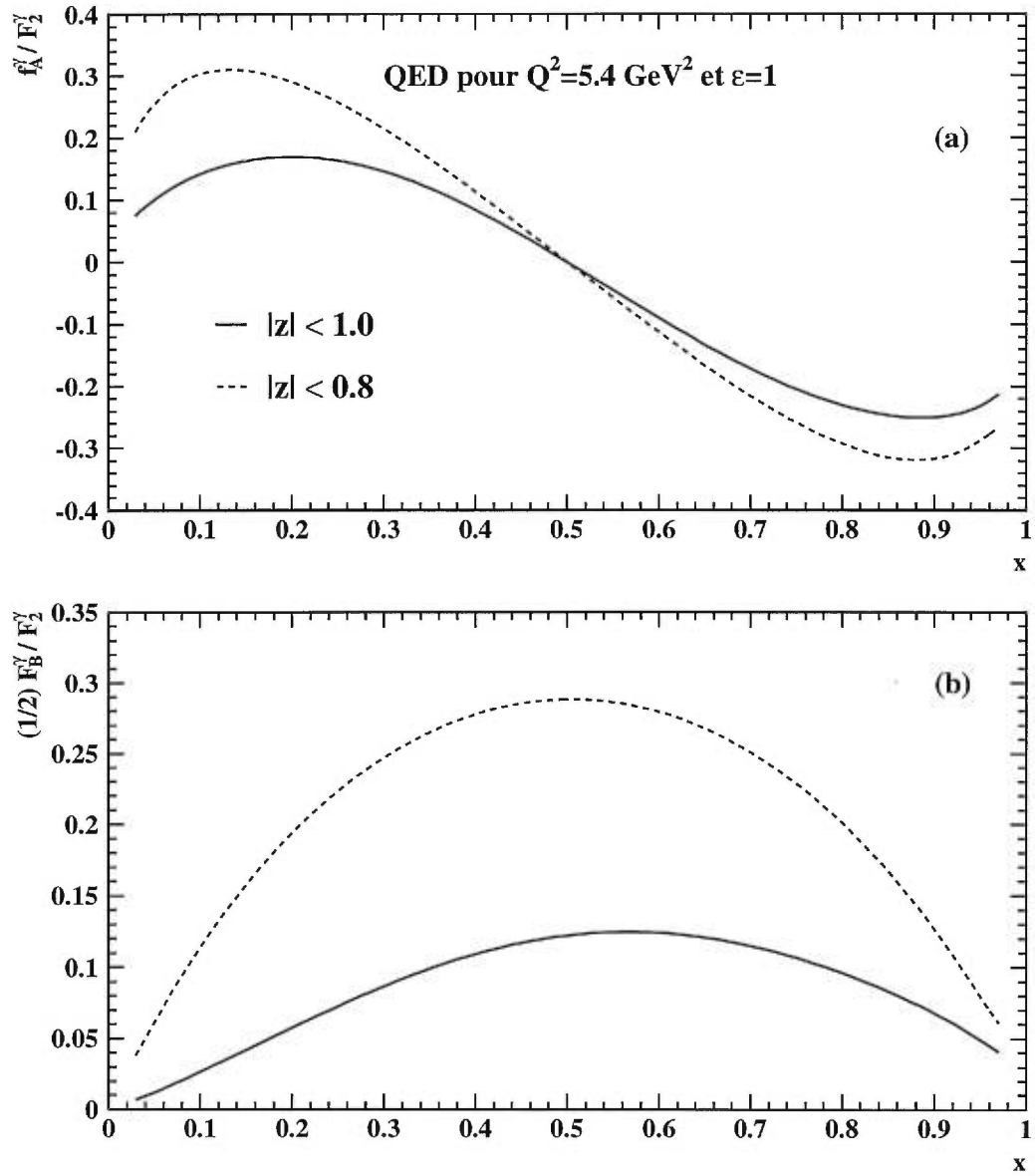


FIG. A-1 - Les rapports de fonctions de structure f_A^γ / F_2^γ et $\frac{1}{2} F_B^\gamma / F_2^\gamma$ pour les régions $|z| < 1.0$ et $|z| < 0.8$.

Pour notre mesure, nous avons jugé bon de ne pas imposer de restriction sur le paramètre z . Il est important de remarquer qu'une telle coupure en z implique le rejet d'un nombre important d'événements. Dans le cas d'une coupure à $z_M = 0.8$, 34% des événements réels recueillis à LEP1 sont rejetés, comme l'indique la figure A-2. Cette diminution du nombre d'événements acceptés rend statistiquement plus difficile la mesure de la dépendance en angle azimutal. Selon les résultats obtenus par les autres collaborations (voir figure 5-1), nous pouvons conclure que dans le cas de f_A^γ , l'augmentation du rapport f_A^γ/F_2^γ n'est pas assez importante pour justifier une coupure en z . La perte d'événements après une telle coupure est suffisamment importante pour détériorer la mesure. C'est pour cette raison que notre mesure de f_A^γ/F_2^γ est plus précise que les mesures faites par les autres collaborations. Par contre, l'augmentation de F_B^γ/F_2^γ après une coupure en z est suffisante pour justifier une telle coupure. Notre mesure est cependant d'une précision comparable à celles des autres collaborations.

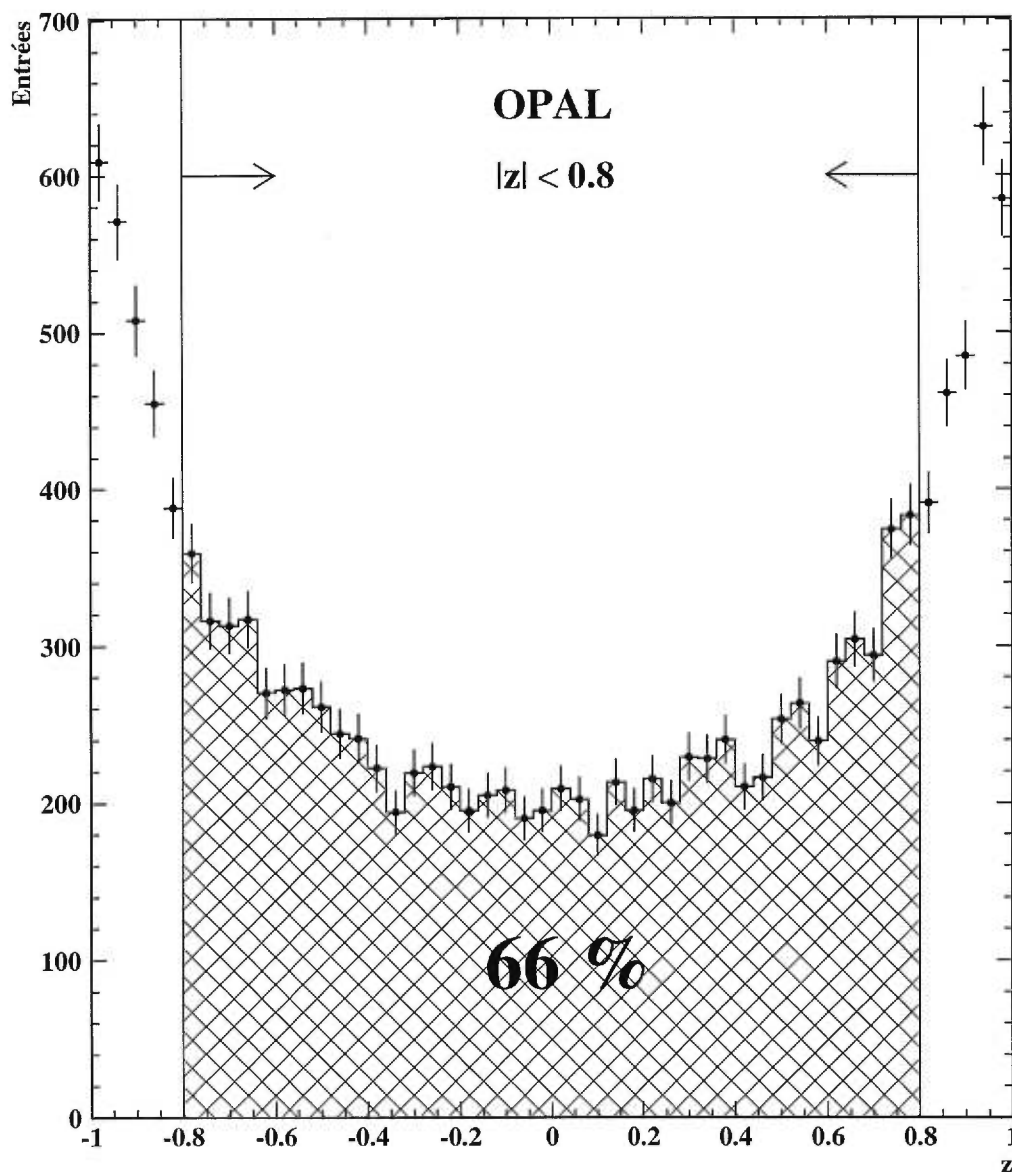


FIG. A-2 - Distribution en z pour l'ensemble des données LEP1. La région hachurée représente les événements acceptés après une coupure $|z| < 0.8$, constituant 66% de l'échantillon complet.

Annexe B

Effet de la mauvaise mesure de l'énergie de l'électron étiqueté

Nous avons mentionné à la section 4.2 qu'il était préférable de calculer l'énergie de l'électron étiqueté en fonction des autres paramètres de l'événement plutôt que d'utiliser l'énergie mesurée directement par les détecteurs à bas angle. Une bonne mesure de l'énergie de l'électron étiqueté est nécessaire pour obtenir une bonne mesure de l'angle azimutal. La figure B-1 montre l'angle azimutal mesuré à l'aide de l'énergie déposée dans les détecteurs à bas angle en fonction de l'angle généré pour un échantillon Monte Carlo. Cette figure peut être comparée à la figure 4-5. Nous pouvons voir que la résolution en angle azimutal obtenue à l'aide de la mesure directe est nettement moins élevée que celle qui est obtenue avec l'énergie calculée d'après la conservation d'impulsion dans l'événement.

La mauvaise résolution en angle χ' due à la faible résolution de la mesure directe d'énergie se traduit par une altération de la distribution d'angle azimutal. La figure B-2 montre les distributions de χ' mesurées dans les données, lorsque les énergies mesurée (points blancs) et calculée (points noirs) sont utilisées. La distribution trouvée avec l'énergie calculée correspond à celle de la figure 4-6. La distribution obtenue en utilisant l'énergie mesurée est en net désaccord avec la prédiction (trait plein).

Remarquons que la forme de la distribution obtenue avec l'énergie mesurée est plus proche de la forme d'une somme de dépendances en $\cos \chi'$ et en $\cos 2\chi'$ que la distribution obtenue à l'aide de l'énergie calculée ne l'est. Les effets dus à

l'acceptance du détecteur et à la résolution en E_e semblent donc se compenser partiellement. Lors d'une analyse effectuée à l'aide de la mesure d'énergie déposée dans les détecteurs SiW et FD, ces deux effets devraient être soigneusement considérés afin de ne pas interpréter faussement la distribution observée. Le calcul de l'énergie de l'électron étiqueté, lorsqu'il est possible, est donc un atout important dans l'étude des corrélations azimutales.

Notons que dans le cas d'une analyse des corrélations azimutales dans les événements hadroniques, il ne serait pas possible d'utiliser l'énergie calculée car la mesure du système hadronique n'est pas assez fiable. La mesure directe doit alors être utilisée et une attention particulière doit être portée aux effets de cette mesure sur l'angle azimutal.

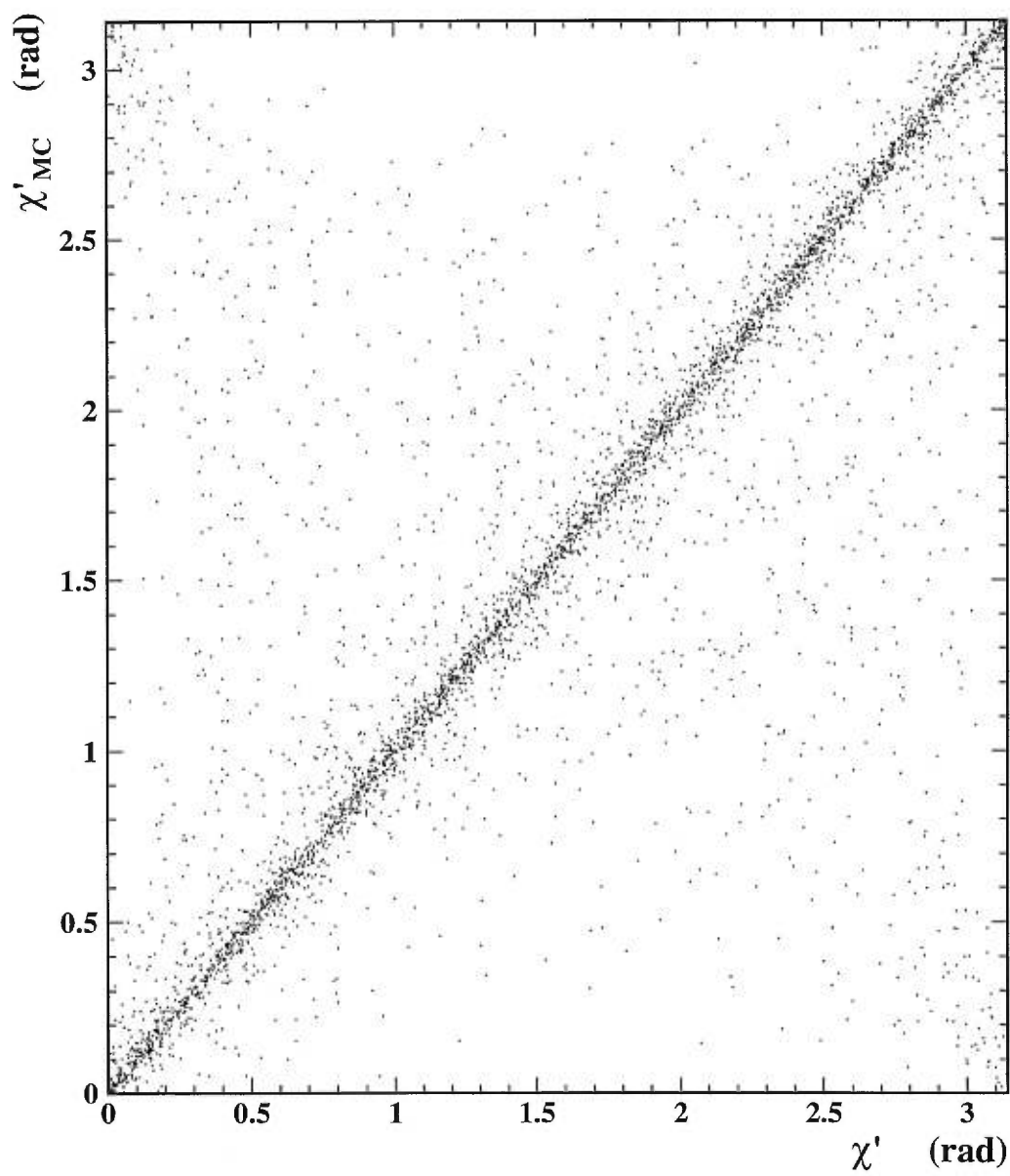


FIG. B-1 - Angle azimutal mesuré en utilisant l'énergie de l'électron étiqueté mesurée par les détecteurs à bas angle en fonction de l'angle azimutal généré.

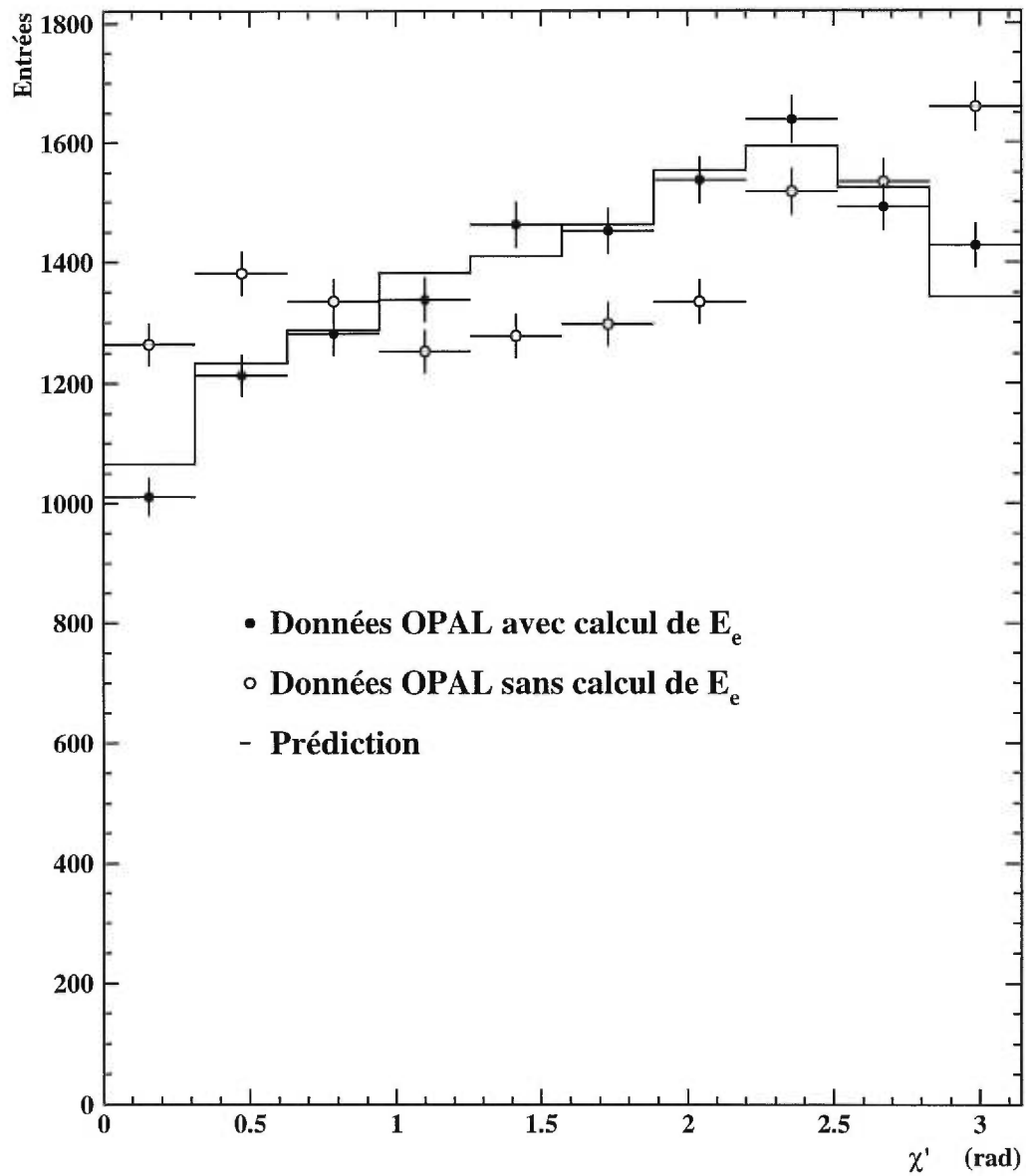


FIG. B-2 - Distributions d'angle azimutal des données OPAL, obtenues à l'aide de la mesure directe de E_e (points blancs) et du calcul de E_e (points noirs). Cette dernière ainsi que la prédiction théorique correspondent aux distributions de la figure 4-6.

Annexe C

Analyse préliminaire des événements hadroniques

Nous présentons dans cette annexe un bref survol d'une analyse préliminaire des corrélations azimutales dans les événements hadroniques simplement étiquetés issus de collisions photon-photon. Le but de cette analyse est d'évaluer la possibilité de mesurer l'angle azimutal χ dans ces événements en vue d'effectuer une mesure similaire à celle que nous avons faite dans le cas leptonique.

Comme dans le cas leptonique, la section efficace est donnée par l'équation 2.12. Dans cette analyse, nous définissons l'angle azimutal χ de la façon suivante¹ :

l'angle χ est l'angle azimutal entre l'électron étiqueté et le jet ayant $\cos \theta^* > 0$, mesuré par rapport à l'axe photon-photon dans le référentiel du centre de masse des deux photons (voir figure C-1).

L'angle θ^* d'un jet est l'angle polaire entre ce jet et le photon virtuel dans le référentiel des deux photons.

Les corrélations azimutales dans les événements hadroniques ont été introduites à la section 2.5.3. Elles sont étudiées dans des événements ayant deux jets d'une suffisamment grande impulsion transversale pour être détectés dans la région angulaire couverte par le détecteur. L'angle azimutal χ est calculé dans le référentiel du centre de masse des deux jets. L'angle χ dans ce référentiel est le même que

¹. Cette définition est similaire à celle de χ' que nous avons utilisée lors de l'analyse des corrélations azimutales dans les événements muoniques.

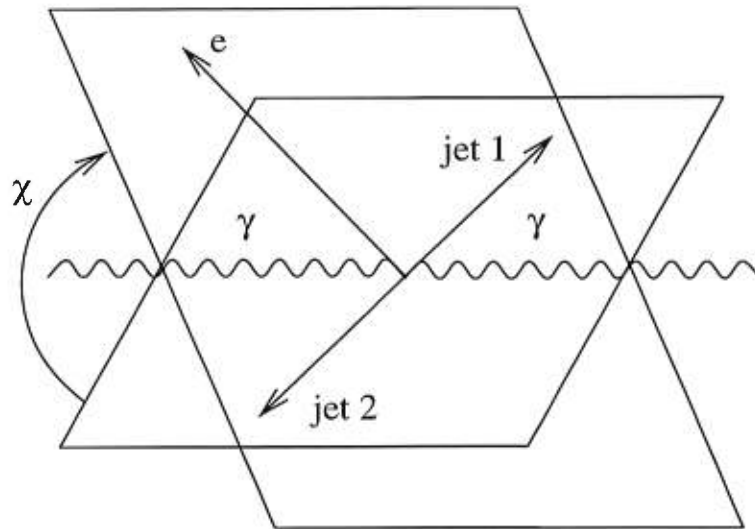


FIG. C-1 - Définition de l'angle azimutal.

dans le référentiel du centre de masse des deux photons (voir discussion de la section 2.5.3). Nous choisissons de mesurer l'angle χ dans le référentiel des deux jets car ceci nous évite d'avoir à reconstruire complètement le système hadronique de l'événement. Cette reconstruction du système hadronique est nécessaire pour effectuer la transformation de Lorentz vers le référentiel du centre de masse des deux photons. Le système hadronique complet des événements hadroniques est toujours difficile à mesurer à cause de la perte de particules dans les régions avant.

L'analyse des événements hadroniques diffère de l'analyse leptonique par le fait que des jets doivent être reconstruits. Les partons produits lors des collisions photon-photon sont transformés en jets de particules par le processus d'hadronisation. L'information partonique des processus n'est donc pas directement accessible. Des jets sont plutôt reconstruits à l'aide d'un algorithme de reconstruction de jets. Il est possible d'étudier ces jets et de comparer les observations liées à ceux-ci aux prédictions des différents modèles.

La reconstruction de jets est une source d'erreur importante pour cette analyse. Puisque ce ne sont pas toutes les particules d'un événement qui sont détectées, la résolution en angle azimutal pour ce type de processus est moins élevée que

pour le cas des événements leptoniques. De plus, il est dans certains cas possible d'observer un nombre de jets au niveau du détecteur qui diffère du nombre de jets qui correspondrait à l'événement si toutes les particules étaient détectées. Du à l'acceptance limitée du détecteur, il n'y a alors plus de correspondance exacte entre le niveau du détecteur et le niveau des hadrons (avant l'interaction avec le détecteur). Les événements sélectionnés pour lesquels ces deux niveaux diffèrent forment une source de bruit de fond car ils ne correspondent pas au processus à l'étude.

Il est à noter que des effets dus au processus d'hadronisation pourrait aussi d'une part dégrader la résolution en angle azimutal et d'autre part produire une source de bruit de fond. Une différence entre le nombre de jets au niveau des hadrons (et par conséquent au niveau du détecteur aussi) et le nombre de jets au niveau des partons (avant hadronisation) pourrait produire un bruit de fond et fausser la mesure. Dans les simulations d'événements, la phase d'hadronisation suit celle de l'interaction au niveau des partons. Cette interaction partonique est décrite par les modèles basés sur la CDQ. La phase d'hadronisation est celle qui transforme les quarks et les gluons en hadrons, qui interagissent ensuite avec le détecteur. Cette phase n'est pas encore parfaitement comprise et il n'existe que des modèles phénoménologiques pour la décrire. Nous n'avons pas traité cet aspect dans cette analyse préliminaire. Nous nous en sommes plutôt tenus à la différence entre le niveau des hadrons et le niveau du détecteur, comme il est coutume de le faire dans les analyses des événements hadroniques photon-photon.

Une autre difficulté propre à cette analyse provient de l'impossibilité de calculer précisément l'énergie de l'électron étiqueté par conservation d'énergie-impulsion dans l'événement. Puisque le système hadronique est difficilement mesurable à cause de l'acceptance du détecteur, il n'est pas possible d'améliorer la résolution en énergie de l'électron en utilisant une technique similaire à celle qui a été décrite pour l'analyse leptonique. Les conséquences d'une telle difficulté sur la mesure de

l'angle azimutal sont exposées à l'appendice B.

Dans cette analyse préliminaire, nous étudions les corrélations azimutales dans des événements hadroniques simulés. Nous avons comme objectif d'ouvrir la voie vers une étude plus approfondie des données LEP2. Une luminosité intégrée de près de 500 pb^{-1} est prévue pour cette deuxième phase de l'accélérateur LEP, ce qui, nous l'espérons, devrait suffire pour une première analyse des corrélations azimutales.

Nous avons analysé un ensemble de données Monte Carlo HERWIG composé d'un échantillon avec $E_{\text{cm}} = 161 \text{ GeV}$ ($\mathcal{L} = 105 \text{ pb}^{-1}$) et d'un échantillon avec $E_{\text{cm}} = 171 \text{ GeV}$ ($\mathcal{L} = 120 \text{ pb}^{-1}$), pour une luminosité intégrée totale de 225 pb^{-1} . Comme la section efficace change très peu pour une telle différence d'énergie, la combinaison de ces deux échantillons ne crée aucun effet néfaste.

C.1 Sélection des événements

Les critères de sélection utilisés sont similaires à ceux des autres analyses d'événements hadroniques photon-photon publiées par la Collaboration OPAL. Un événement est sélectionné s'il a :

- un dépôt d'énergie de plus de $0.7E_{\text{faisceau}}$ dans FD ou SiW dans la région définie par $0.03 < \sin \theta_e < 0.120$. Ce dépôt d'énergie sera identifié à l'électron étiqueté,
- aucun dépôt d'énergie de plus de $0.25E_{\text{faisceau}}$ dans l'hémisphère opposé à l'électron étiqueté,
- au moins 10 traces chargées, dont une ayant $P_T(\text{trace}) > 0.5 \text{ GeV}/c$ et une autre ayant $P_T(\text{trace}) > 1.0 \text{ GeV}/c$,
- $W^2 < 1000 \text{ GeV}^2$.

Les traces chargées considérées sont celles qui satisfont les critères suivants :

- une impulsion transversale P_T de plus de 0.15 GeV/c,
- un angle polaire tel que $|\cos \theta| < 0.94$,
- un paramètre d'impact d_0 dans le plan $x - y$ inférieur à 5.0 cm,
- un paramètre d'impact z_0 dans la direction z inférieur à 100 cm,
- un nombre de fils touchés dans la chambre à jets supérieur à 40.

Les événements ayant moins de 10 traces chargées sont rejetés pour réduire de plus de moitié le bruit de fond dû aux processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$. La coupure à $W^2 = 1000 \text{ GeV}^2$ élimine une bonne partie des processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. La figure C-2 montre les distributions reliées à ces coupures pour un échantillon Monte Carlo HERWIG.

Les événements sélectionnés sont soumis à un algorithme de cône pour la reconstruction de jets. Selon cet algorithme, un jet est défini comme un ensemble de particules dont les impulsions sont situées à l'intérieur d'un cône de rayon R dans le plan $\eta - \phi$, c'est-à-dire

$$R \geq \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (\text{C.1})$$

pour chacune des particules dans le jet, où $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ est la pseudorapidité et ϕ est l'angle azimutal en radian. Les quantités $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ correspondent à la différence entre les coordonnées de l'axe du cône et les coordonnées de la particule considérée. L'axe du cône est donné par la somme des impulsions des particules dans le jet.

L'énergie transversale d'un jet E_T^{jet} est la somme scalaire des énergies transversales des particules dans le jet :

$$E_T^{\text{jet}} = \sum_i E_{T_i}. \quad (\text{C.2})$$

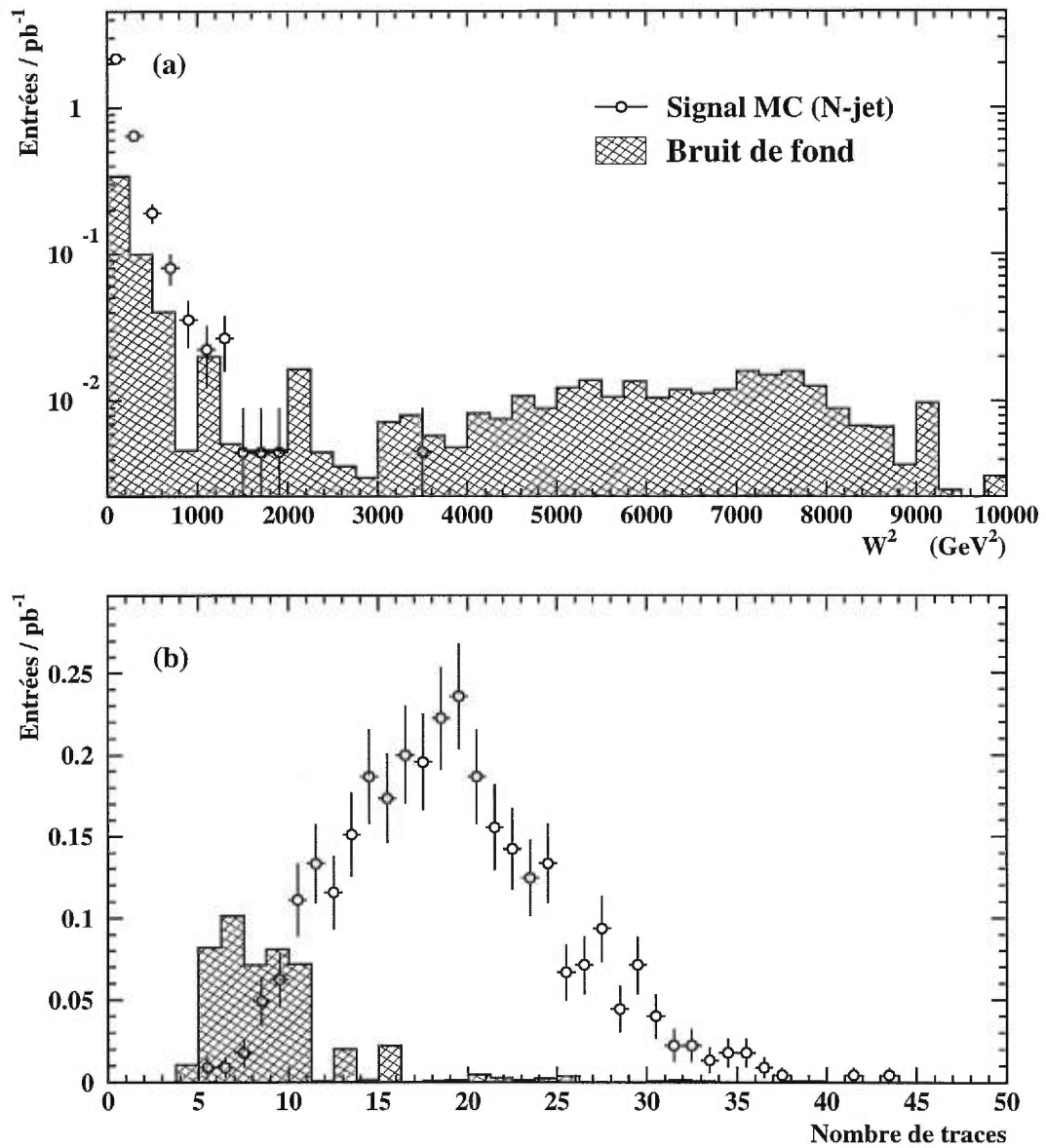


FIG. C-2 - Distributions de W^2 et du nombre de traces chargées pour le signal et le bruit de fond. Le signal Monte Carlo correspond à tous les événements sélectionnés, quel que soit le nombre de jets (N-jet) au niveau des hadrons.

L'énergie transversale d'une particule est définie par rapport à l'axe z : $E_{T_i} = E_i \sin \theta_i$. Chaque jet doit satisfaire $E_T^{\text{jet}} > E_T^{\text{min}}$. L'algorithme de jet a donc deux paramètres : R et E_T^{min} . Pour cette analyse, les paramètres $R = 1.0$ et $E_T^{\text{min}} = 3.0$ GeV sont choisis. Ce sont des valeurs courantes pour ce type d'analyse [72].

Seuls les événements ayant deux jets reconstruits dans l'état final sont analysés. Comme nous l'avons mentionné, le nombre de jets mesuré au niveau du détecteur ne correspond pas nécessairement au nombre de jets qui ont produit l'événement au niveau des hadrons. Les événements qui sont mal reconstruits sont considérés comme bruit de fond, puisqu'ils ne correspondent pas au processus qui nous intéresse. Des événements n'ayant pas exactement deux jets au niveau des hadrons peuvent paraître comme des événements ayant deux jets suite aux effets du détecteur. Ils peuvent ainsi fausser l'étude des processus physiques pour lesquels nous voulons comparer la théorie aux données réelles.

Selon l'échantillon simulé par le générateur HERWIG, le bruit de fond dû aux événements n'ayant pas exactement deux jets au niveau des hadrons est estimé à $(27 \pm 3)\%$ de l'échantillon total. Ce bruit de fond provient principalement des processus à un seul jet. Pour les événements ayant plus de deux jets, seulement les deux jets ayant les plus grandes impulsions transversales sont considérés. Les jets de plus petite impulsion transversale sont alors associés aux restes des photons. Ces événements sont aussi considérés comme ayant deux jets, puisque les corrélations azimutales font uniquement référence aux jets produits par le système des photons, et non aux jets provenant des restes des photons (voir figure 2-13).

Selon le modèle HERWIG, pour des énergies dans le centre de masse e^+e^- entre 161 GeV et 171 GeV, la section efficace du signal sélectionné par les critères mentionnés précédemment est de

$$\sigma_{\text{sél}}(e^+e^- \rightarrow e^+e^- + 2 \text{ jets}) = 2.04 \pm 0.10(\text{stat}) \pm 0.02(\text{théorique}) \text{ pb.} \quad (\text{C.3})$$

Une erreur théorique de 1% provient de la variation de la section efficace du processus photon-photon entre 161 GeV et 171 GeV. Le signal sélectionné correspond à 1020 ± 50 événements pour une luminosité intégrée de 500 pb^{-1} . La section efficace totale sélectionnée, incluant les différentes sources de bruit de fond étudiées, est montrée au tableau C-I.

TAB. C-I - Section efficace sélectionnée. Le « signal » est l'ensemble des événements ayant deux jets aux niveaux des hadrons et du détecteur.

Sources	Section efficace (pb)
signal	2.04 ± 0.10
$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.0010 ± 0.0004
$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q^+q^-$	0.026 ± 0.004
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$	0.07 ± 0.03
contamination de $\neq 2$ jets	0.81 ± 0.06
Total	2.95 ± 0.12
Bruit de fond	$0.91 \pm 0.07 \rightarrow (31 \pm 3) \%$

La figure C-3 montre certaines variables mesurées au niveau du détecteur. Celles-ci sont comparées aux variables correspondantes au niveau des hadrons pour l'échantillon HERWIG. Des déviations entre les deux niveaux sont observées. Elles sont dues à la difficulté de bien reconstruire l'état final hadronique.

C.2 Mesure de l'angle azimutal

Ayant sélectionné des événements à deux jets, il est possible de mesurer l'angle azimutal χ . La figure 5-2 de la conclusion de cette thèse montre les résultats obtenus pour l'échantillon HERWIG correspondant à 225 pb^{-1} . La figure 5-2a montre le signal total (points blancs) qui comprend les processus ayant deux jets ainsi que le bruit de fond. Différentes contributions du bruit de fond sont aussi montrées (histogrammes hachurés). La figure 5-2b présente la distribution d'angle azimutal reconstruit au niveau du détecteur pour le signal d'événements

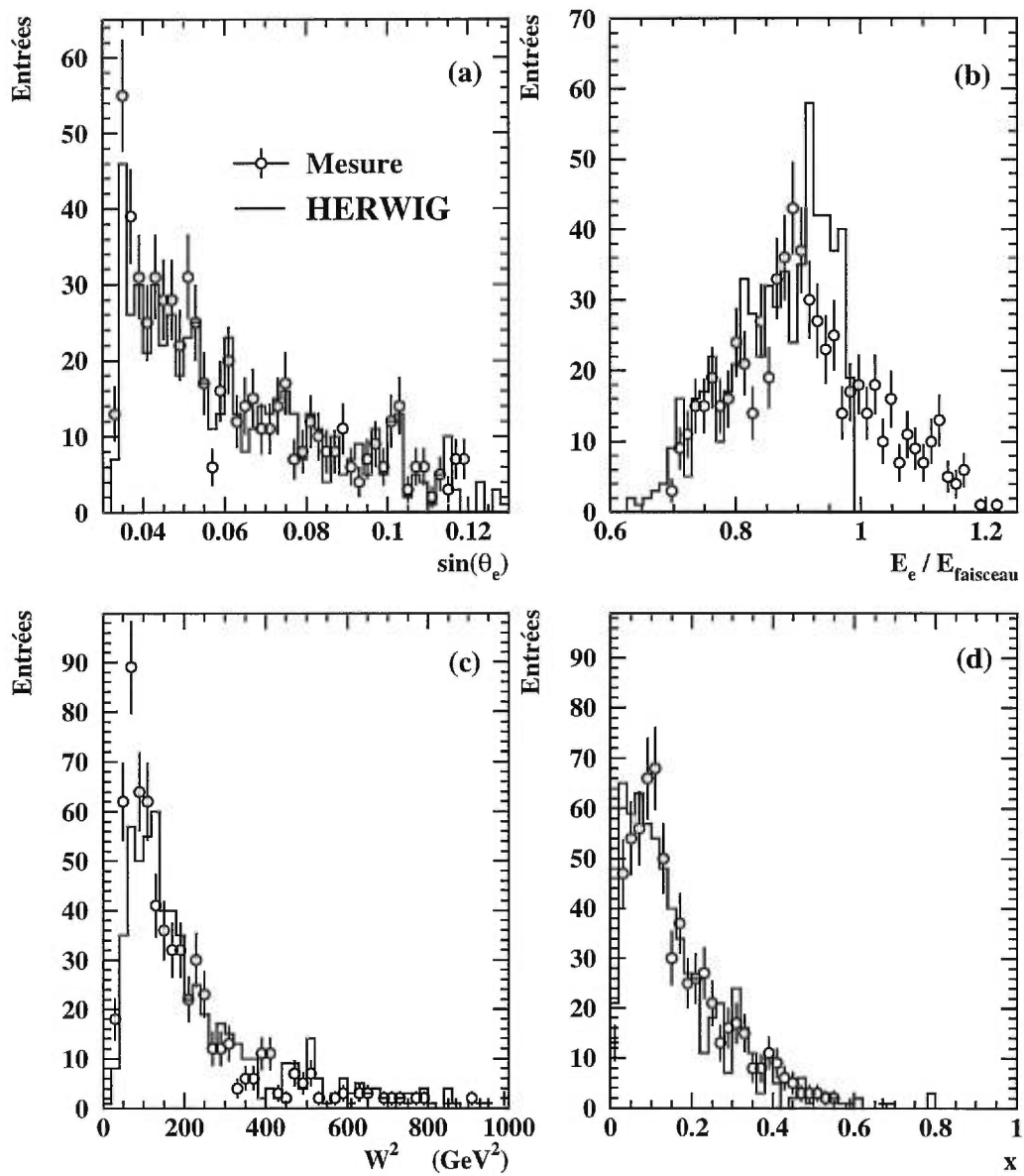


FIG. C-3 - Distributions de $\sin \theta_e$, E_e/E_{faisceau} , W^2 et x . Les points blancs représentent les mesures (niveau du détecteur) alors que les histogrammes sont les distributions générées (niveau des hadrons).

à deux jets, que nous comparons à la distribution d'angle azimutal généré au niveau des hadrons pour le même échantillon. La figure 5-2c montre la mesure de l'angle azimutal (au niveau du détecteur) en fonction de l'angle azimutal généré (au niveau des hadrons) pour le signal d'événements à deux jets. La résolution obtenue est de près de 0.4 rad.

Quatre intervalles sont utilisés pour étudier la distribution d'angle azimutal. La largeur des intervalles est plus grande que la résolution en χ (0.79 rad que l'on doit comparer à 0.4 rad), ce qui évite une trop grande migration des entrées entre les intervalles. Une distribution d'angle azimutal subdivisée en quatre intervalles correspond au nombre minimal d'intervalles permettant les mesures simultanées de f_A^γ et de F_B^γ . Quatre intervalles de χ sont nécessaires pour effectuer une mesure sensible à un terme en $\cos 2\chi$, alors que deux intervalles suffisent pour mesurer un terme en $\cos \chi$. Les rapports de fonctions de structure f_A^γ/F_2^γ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ peuvent être mesurés en calculant les paramètres d'asymétrie suivants :

$$A_\chi = \frac{N_{\chi < \pi/2} - N_{\chi > \pi/2}}{N_{\chi < \pi/2} + N_{\chi > \pi/2}}, \quad (\text{C.4})$$

$$A_{2\chi} = \frac{N_{\chi < \pi/4} - N_{\pi/4 < \chi < 3\pi/4} + N_{\chi > 3\pi/4}}{N_{\chi < \pi/4} + N_{\pi/4 < \chi < 3\pi/4} + N_{\chi > 3\pi/4}}, \quad (\text{C.5})$$

où les N_i sont les nombres d'entrées dans chacune des régions i . Les paramètres d'asymétrie peuvent être reliés aux fonctions de structure en faisant l'hypothèse que le terme associé à la fonction de structure f_A^γ est proportionnel à $\cos \chi$, alors que le terme associé à F_B^γ est proportionnel à $\cos 2\chi$ (voir équation 2.12).

C.3 Conclusion de l'analyse préliminaire

Selon les résultats présentés à la figure 5-2, nous constatons que malgré le fait que l'angle azimutal semble pouvoir être relativement bien mesuré dans les processus hadroniques à deux jets, l'ensemble des données LEP2 (d'une luminosité intégrée attendue de près de 500 pb⁻¹) sera insuffisant pour permettre une mesure des

rapports de fonction de structure f_A^γ/F_2^γ et $\frac{1}{2}F_B^\gamma/F_2^\gamma$ en fonction du paramètre x comme celle qui a été faite dans le cas des événements muoniques. Tout porte cependant à croire qu'une mesure de la distribution de l'angle azimutal en quatre intervalles de χ sera possible. Une telle mesure est sensible aux deux fonctions de structure f_A^γ et F_B^γ .

Certains problèmes devront être adéquatement traités. Le bruit de fond provenant des événements qui ont deux jets au niveau du détecteur sans toutefois en avoir deux au niveau des hadrons doit être étudié en plus de détails. Selon la présente analyse, ce bruit de fond pourrait atteindre près de 30%.

Une procédure de correction pourrait aussi être utilisée pour extraire les fonctions de structure f_A^γ et F_B^γ . Une telle mesure impliquerait nécessairement des erreurs systématiques importantes. La correction de la distribution de χ n'est cependant pas indispensable. Une simple comparaison de la distribution mesurée d'angle azimutal et d'une prédiction théorique obtenue par simulation Monte Carlo peut s'avérer suffisante comme première étude des corrélations azimutales dans les processus hadroniques. Ce scénario pourrait bien être le seul qui soit viable dans le cadre de LEP2. Une étude de la correspondance entre la prédiction au niveau des partons et au niveau des hadrons devrait compléter une telle analyse afin de s'assurer que l'information recueillie soit bien interprétée en termes des processus fondamentaux sous-jacents à la structure du photon.

Références

- [1] M. Glück, E. Reya, et A. Vogt. *Phys. Rev.* **D45**, 3986 (1992).
- [2] M. Glück, E. Reya, et A. Vogt. *Phys. Rev.* **D46**, 1973 (1992).
- [3] G. A. Schuler et T. Sjöstrand. *Zeit. f. Phys.* **C68**, 607 (1995).
- [4] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff et al. *Zeit. f. Phys.* **C74**, 49 (1997).
- [5] W. B. Bartel et al. *Phys. Lett.* **28B**, 148 (1968).
- [6] H. Abramowicz et al. *Int. J. of Mod. Phys.* **A8**, 1005 (1993).
- [7] Ch. Berger et W. Wagner. *Phys. Rep.* **146**, 1 (1987).
- [8] C. F. von Weizsäcker. *Zeit. f. Phys.* **88**, 612 (1934).
- [9] E. J. Williams. *Phys. Rev.* **45**, 729 (1934).
- [10] D. J. Miller. Gamma-Gamma Physics. Dans *Proc. of the ECFA workshop on LEP200*, A. Böhm et W. Hoogland, éditeurs, volume CERN 87-08, 202, (1987).
- [11] OPAL Collaboration, R. Akers et al. *Zeit. f. Phys.* **C60**, 593 (1993).
- [12] OPAL Collaboration, R. Akers et al. *Zeit. f. Phys.* **C61**, 199 (1994).
- [13] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff et al. *Zeit. f. Phys.* **C74**, 33 (1997).
- [14] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff et al. *Phys. Lett.* **B411**, 387 (1997).
- [15] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff et al. *Phys. Lett.* **B412**, 225 (1997).
- [16] ALEPH Collaboration, P. Abreu et al. *Zeit. f. Phys.* **C69**, 223 (1996).

- [17] CELLO Collaboration, H.-J. Behrend et al. *Phys. Lett.* **B126**, 384 (1983).
- [18] PEP-9 Collaboration, M. P. Cain et al. *Phys. Lett.* **B147**, 232 (1984).
- [19] PLUTO Collaboration, Ch. Berger et al. *Phys. Lett* **142B**, 111 (1984).
- [20] TPC/ 2γ Collaboration, H. Aihara et al. *Zeit. f. Phys.* **C34**, 1 (1987).
- [21] G. Marchesini et al. *Comm. Phys. Comp.* **67**, 465 (1992).
- [22] A. Buijs et al. *Comp. Phys. Comm.* **79**, 523 (1994).
- [23] P. M. Zerwas C. Peterson et T. F. Walsh. *Nucl. Phys.* **B229**, 301 (1983).
- [24] CELLO Collaboration, H.-J. Behrend et al. *Zeit. f. Phys.* **C43**, 1 (1989).
- [25] J. H. Field. An Experimentalist's Highlights. Dans *Proc. of Photon'95, Sheffield, U.K.*, 485. World Scientific, (1995).
- [26] N. Arteaga et al. Azimuthal Correlations in Two-Photon Processes. Dans *Proc. of Photon'95, Sheffield, U.K.*, 281. World Scientific, (1995).
- [27] N. Arteaga et al. *Phys. Rev.* **D52**, 4920 (1995).
- [28] N. Arteaga et al. *Phys. Rev.* **D53**, 2854 (1996).
- [29] P. Aurenche et al. $\gamma\gamma$ Physics. Dans *Physics at LEP2*, T. Sjöstrand G. Altarelli et F. Zwirner, éditeurs, volume CERN 96-01, 301, (1996).
- [30] M. Seymour. Entretien privé.
- [31] M. Doucet. Measurement of the QED Structure Function f_A^γ of the Photon. OPAL Physics Note PN **322**, (1997).
- [32] M. Doucet. Measurement of QED Photon Structure Functions using Azimuthal Correlations. Dans *Proc. of Photon'97, Egmond aan Zee, Hollande.* World Scientific, (1997). À paraître.

- [33] H. Kolanoski. *Two-Photon Physics at e^+e^- Storage Rings*. Springer-Verlag, (1984).
- [34] V.M. Budnev et al. *Physics Reports* **15**, 181 (1975).
- [35] T.P. Cheng et L.F. Li. *Gauge Theory of Elementary Particle Physics*. Oxford, (1984).
- [36] PLUTO Collaboration, Ch. Berger et al. *Zeit. f. Phys.* **C27**, 249 (1985).
- [37] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al. *Zeit. f. Phys.* **C69**, 223 (1996).
- [38] F. A. Berends, P. H. Daverveldt, et R. Kleiss. *Nucl. Phys.* **B253**, 421 (1985).
- [39] F. A. Berends, P. H. Daverveldt, et R. Kleiss. *Comp. Phys. Comm.* **40**, 271, 285 et 309 (1986).
- [40] Particle Data Group. *Phys. Rev.* **D54**(1) (1996).
- [41] OPAL Collaboration, P. Acton et al. *Zeit. f. Phys.* **C59**, 1 (1993).
- [42] G. A. Schuler et T. Sjöstrand. *Phys. Lett.* **B300**, 169 (1993).
- [43] T. Kleinwort et G. Kramer. *Phys. Lett.* **B370**, 141 (1996).
- [44] C. Quigg. *Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions*. The Benjamin/Cummings Publishing Company, (1983).
- [45] D.W. Duke et J.F. Owens. *Phys. Rev.* **D26**, 1600 (1982).
- [46] C. B. Newman et al. *Phys. Rev. Lett.* **42**, 951 (1979).
- [47] M. Drees et K. Grassie. *Zeit. f. Phys.* **C28**, 451 (1985).
- [48] H. Abramowicz, K. Charchula, et A. Levy. *Phys. Lett.* **B269**, 458 (1990).
- [49] P. Aurenche, J-P Guillet, et M. Fontannaz. *Zeit. f. Phys.* **C64**, 621 (1994).
- [50] Glück, Reya, et Stratmann. *Phys. Rev.* **D51**, 3220 (1995).

- [51] OPAL Collaboration, K. Ahmet et al. *Nucl. Instr. and Meth.* **A305**, 275 (1991).
- [52] P. Allport et al. *Nucl. Instr. and Meth.* **A324**, 34 (1993).
- [53] P. Allport et al. *Nucl. Instr. and Meth.* **A346**, 476 (1994).
- [54] B. E. Anderson et al. *IEEE Transactions on Nuclear Science* **41**, 845 (1994).
- [55] G. Artusi et al. *Nucl. Instr. and Meth.* **A279**, 523 (1989).
- [56] M. Arignon et al. *Nucl. Instr. and Meth.* **A313**, 103 (1992).
- [57] M. Arignon et al. *Nucl. Instr. and Meth.* **A333**, 330 (1993).
- [58] G. Martinez, SiW Working Group. The SiW trigger efficiency at LEP1. OPAL Technical Note TN489, 9 June 1997.
- [59] J. Allison et al. *Nucl. Instr. and Meth.* **A317**, 47 (1992).
- [60] J. A. M. Vermaseren. *Nucl. Phys.* **B229**, 347 (1983).
- [61] S. Jabach, B. F. L. Ward, et Z. Was. *Comm. Phys. Comp.* **79**, 503 (1994).
- [62] T. Sjöstrand. *Comm. Phys. Comp.* **82**, 74 (1994).
- [63] T. Sjöstrand et M. Bengtsson. *Comp. Phys. Comm.* **43**, 367 (1987).
- [64] T. Sjöstrand. *Comp. Phys. Comm.* **47**, 347 (1987).
- [65] R. Barlow. *Rep. Prog. Phys.* **56**, 1067 (1993).
- [66] C. A. Brew, S. Cartwright, et M. Lehto. Muonic Structure Functions of the Photon. Dans *Proc. of Photon'97, Egmond aan Zee, Hollande*. World Scientific, (1997). À paraître.
- [67] L3 Collaboration, M. Acciarri et al. Article soumis à la conférence ICHEP97.
- [68] J. Patt. Entretien privé.

- [69] S. J. Brodsky, T. Kinoshita, et H. Terazawa. *Phys. Rev.* **D4**, 1532 (1971).
- [70] OPAL Collaboration, G. Alexander et al. *Zeit. f. Phys.* **C72**, 231 (1996).
- [71] M. Hauschild. Entretien privé.
- [72] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff et al. *Zeit. f. Phys.* **C73**, 433 (1997).