



EX 10075
C2

Université de Savoie
Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des Particules
BP 110, 74941 Annecy-Le-Vieux Cedex, France

THESE

présentée pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences
Spécialité : Physique des Particules

par

Rachid AYAD

Sélection du quark b par sa désintégration
semi-leptonique et étude de l'asymétrie avant-arrière

dans la réaction $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ au LEP

Application au détecteur L3

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00049147

Soutenue le 7 juillet 1989 devant la Commission d'Examen
JURY : MM.D.Decamp, Président

G.Coignet

P.Roudeau

G.Sauvage

A mes parents,

A ma femme

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord les responsables du DEA, de physique nucléaire et physique des particules, de l'Université de Grenoble et de l'Université de Savoie de m'avoir accepté dans le domaine de la physique des particules.

C'est un grand plaisir pour moi d'exprimer mes plus sincères remerciements à Monsieur G. Coignet et à Monsieur G. Sauvage, qui ont dirigé mes travaux. Il m'ont communiqué leur expérience dans le domaine de l'expérimentation en physique des particules.

J'aimerais exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur D. Boutigny qui, par sa disponibilité et sa gentillesse, m'a aidé à bien aborder ma thèse.

Mes remerciements s'adressent aussi à tous les membres du groupe L3, au LAPP et au CERN, avec lesquels j'ai parfois engagé d'intéressantes discussions concernant mes travaux.

J'ai été très sensible à l'accueil chaleureux qui m'a été réservé à mon arrivée au LAPP. Je tiens à remercier plus précisément le service du secrétariat mené par Mmes C. Lechalard et C. Lemarec qui ont été très disponibles et serviables.

Enfin, J'aimerais exprimer ma reconnaissance à mes collègues de DEA et de thèse avec lesquels j'ai trouvé une ambiance de travail et d'amitié.

S O M M A I R E

INTRODUCTION

CHAPITRE I : GENERALITES SUR LE QUARK b ET SON IMPORTANCE A LEP

I.1. ETUDE DE LA REACTION $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma \rightarrow f\bar{f}$

I.1.1. Section efficace différentielle

I.1.2. Asymétrie avant-arrière du fermion $A_{f\bar{f}}$

I.1.3. Erreur statistique sur $A_{f\bar{f}}$

I.1.4. Relation entre $A_{FB}^{f\bar{f}}$ et $\sin^2\theta_W$

I.1.5. Intérêt du quark b

I.2. EVOLUTION DES RECHERCHES SUR LE QUARK b DEPUIS SA DECOUVERTE ET ETAT DES CONNAISSANCES ACTUELLES

I.2.1. La découverte des résonances Υ et mise en évidence du quark b

I.2.2. Les centres expérimentaux pour l'étude des propriétés du quark b

I.2.3. Désintégration du méson B

I.2.4. Mélange $B^0\bar{B}^0$

I.3. EFFET DU MELANGE $B^0\bar{B}^0$ SUR L'ASYMETRIE AVANT-ARRIERE

REFERENCES CHAPITRE I

CHAPITRE II : LE DETECTEUR L3

II.1. LE DETECTEUR CENTRAL

II.1.1. Le principe de la TEC (Time Expansion Chamber)

II.1.2. Disposition du détecteur de vertex

II.2. LE CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE

II.2.1. Résultats des tests sur la résolution en énergie et en position

II.2.2. Résolution en énergie et en position

II.3. LE DETECTEUR HADRONIQUE

II.3.1. Résolution en énergie et en position

II.4. LE FILTRE A MUONS

II.5. LES CHAMBRES A MUS

REFERENCES CHAPITRE II

CHAPITRE III : LES JETS DANS LA REACTION $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$

III.1. L'OBSERVATION DU JET ET LA PREMIERE TENTATIVE DE LE DEFINIR

III.2. ETAPES DE FORMATION DES JETS DANS LA REACTION $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}, q\bar{q}g, q\bar{q}gg$

III.3. LES DIFFERENTES METHODES DE FRAGMENTATION

III.3.1. Modèle de la fragmentation indépendante

III.3.2. Modèle des cordes de LUND

III.3.3. Modèle de la fragmentation en amas

III.4. RECONSTRUCTION DES JETS

III.4.1. Sphéricité et tenseur de sphéricité d'un jet

III.4.2. Aplanarité

III.4.3. Thrust ou poussée

III.4.4. "Oblateness" ou flux d'énergie

III.4.5. Méthodes des amas et l'algorithme LUCLUS

III.5. CHOIX DU MODELE ET DES PARAMETRES DE RECONSTRUCTION

REFERENCES CHAPITRE III

CHAPITRE IV: SELECTION DES EVENEMENTS $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ AU VOISINAGE DU Z

IV.1. METHODE DE SELECTION DU QUARK b PAR SES DESINTEGRATIONS SEMI-LEPTONIQUES

IV.1.1. Cinématique de la réaction semi-leptonique Q (quark) $\rightarrow q$ (quark) lepton neutrino

IV.1.2. Les différents sources de leptons dans un jet

IV.1.3. Efficacité et contamination totales de sélection d'un quark b par la méthode de coupure en P_T du lepton

IV.2. RECONSTRUCTION DES JETS

IV.2.1. Algorithme de reconstruction de l'axe du jet

IV.2.2. Erreur sur l'axe du jet

IV.2.2.1. Méthode TEC + BGO

IV.2.2.2. Méthode BGO + HCAL

IV.2.3. Coupure topologique sur les événements

IV.2.4. Efficacité et contamination d'identification du quark avec les nouvelles coupures angulaires et topologiques

IV.3. SELECTION DES EVENEMENTS $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}(b\bar{b}g)$

IV.3.1. Séparation de charge de l'électron et du positon vers l'avant

IV.3.2. Bruit de fond du au détecteur

IV.3.3. Efficacité de détecter un b

IV.4. MESURE DU $B^0 - \bar{B}^0$ MIXING

IV.5. CONCLUSIONS

REFERENCES CHAPITRE IV

CHAPITRE V : MESURE DE L'ASYMETRIE AVANT-ARRIERE $A_{FB}^{b\bar{b}}$ DU QUARK b DANS LA REACTION $e^+e^- \rightarrow Z_0 \rightarrow b\bar{b}$ AVEC LE DETECTEUR L3

V.1. COMPARAISON ENTRE ASYMETRIE AVANT-ARRIERE DES LEPTONS ($b \rightarrow ql^-\bar{\nu}$) et A_{FB}^b

V.2. ASYMETRIE AVANT-ARRIERE DU b MESUREE DANS LA REACTION $e^+e^- \rightarrow Z_0 \rightarrow b\bar{b}$

V.3. CORRECTION DE L'ASYMETRIE AVANT-ARRIERE DU QUARK b PAR RAPPORT A TOUTES LES CONTAMINATIONS POSSIBLE

V.4. DETERMINATION DE $\sin^2\theta_W$

V.5. CONCLUSION

CHAPITRE VI : AUTRES METHODES POSSIBLES DE SELECTION DU QUARK b AU LEP

VI.1. SELECTION DU QUARK b PAR LA SEPARATION DU VERTEX PRIMAIRE ET DU VERTEX SECONDAIRE

VI.2. POSSIBILITE DE SELECTION DU MESON B_s^0

VI.3. SELECTION DU QUARK b AVEC POLARISATION DE L'ELECTRON INITIAL

CONCLUSION GENERALE

INTRODUCTION

Depuis 1973, les machines e^+e^- (CORNELL, SPEAR, DORIS), avec l'aide des machines $p\bar{p}$, n'ont pas arrêté de nous convaincre de leur fiabilité à enrichir le monde des particules par leur aptitude à fournir des signaux, source de nouvelles particules et de nouvelles physiques.

Cela a commencé pendant l'année 1974, où a été mis en évidence l'état lié $c\bar{c}$ appelé J/ψ à BNL et SPEAR. Plus tard, vers 1977, à FERMILAB, la résonance Υ état lié $b\bar{b}$ a été mise en évidence de la même manière que le J/ψ . Depuis cette dernière découverte, la physique du b a été l'une des principales préoccupations du physicien des particules (spectroscopie de l' Υ , oscillation du B_d^0 et $B_d^0 + B_s^0$ ).

Après la découverte du boson intermédiaire neutre par UA1 et UA2, et les récentes estimations de sa masse à SLC, le collisionneur LEP (Large collider Electron Positron), dont la mise en fonctionnement est prévue pour l'été 1989, sera un des collisionneurs qui traitera la physique du Z d'une façon très complète. Il est sur le point de nous fournir un grand nombre d'événements Z qui permettront d'évaluer les paramètres du modèle standard avec une grande précision.

Les récentes limites de la masse du quark top semblent refléter que ce dernier ne peut avoir une masse inférieure à 60 Gev. Le quark b sera donc le quark le plus lourd produit par la désintégration du Z , ce qui rend la physique de ce quark une des priorités à LEP 100.

Dans le chapitre I, nous évoquerons l'intérêt du quark b à LEP, et nous tenterons de situer son cadre théorique pour l'évaluation de l'asymétrie avant-arrière au Z . L'effet de l'oscillation du méson B^0 sur l'asymétrie avant-arrière sera aussi abordé. L'asymétrie

dépendant fortement de $\sin^2\theta_W$, notre but sera donc d'estimer $\sin^2\theta_W$ et la précision avec laquelle il pourra être mesuré.

Le second chapitre sera consacré à la description du détecteur L3 et de ses performances.

Dans le chapitre III, les modèles de production des quarks et de leur fragmentation sont présentés. Dans ce chapitre, on présentera aussi les propriétés des jets produits dans la réaction $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$.

La reconstruction des événements, ainsi que la sélection des événements $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$, seront discutées dans le chapitre IV. Dans ce même chapitre sera discutée aussi la mesure de l'oscillation du système $B^0 - \bar{B}^0$.

Le chapitre V sera consacré à la mesure de l'asymétrie avant-arrière du quark b avec le détecteur L3. Les corrections de cette asymétrie, par rapport aux différentes contaminations et coupures expérimentales, seront aussi présentées. La discussion sur l'évaluation de $\sin^2\theta_W$ à partir de l'asymétrie mesurée et corrigée, clôturera ce chapitre.

Enfin, d'autres méthodes de sélection du quark b qui n'ont pas été traitées dans cette thèse, sont rapidement présentées dans le dernier chapitre.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LE QUARK b ET SON IMPORTANCE A LEP

I.1. ETUDE DE LA REACTION $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma \rightarrow f\bar{f}$

- I.1.1. Section efficace différentielle
- I.1.2. Asymétrie avant-arrière du fermion $A_{f\bar{f}}$
- I.1.3. Erreur statistique sur $A_{f\bar{f}}$
- I.1.4. Relation entre $A_{FB}^{f\bar{f}}$ et $\sin^2\theta_W$
- I.1.5. Intérêt du quark b

I.2. EVOLUTION DES RECHERCHES SUR LE QUARK b DEPUIS SA DECOUVERTE ET ETAT DES CONNAISSANCES ACTUELLES

- I.2.1. La découverte des résonances Υ et mise en évidence du quark b
- I.2.2. Les centres expérimentaux pour l'étude des propriétés du quark b
- I.2.3. Désintégration du méson B
- I.2.4. Mélange $B^0\bar{B}^0$

I.3. EFFET DU MELANGE $B^0\bar{B}^0$ SUR L'ASYMETRIE AVANT-ARRIERE

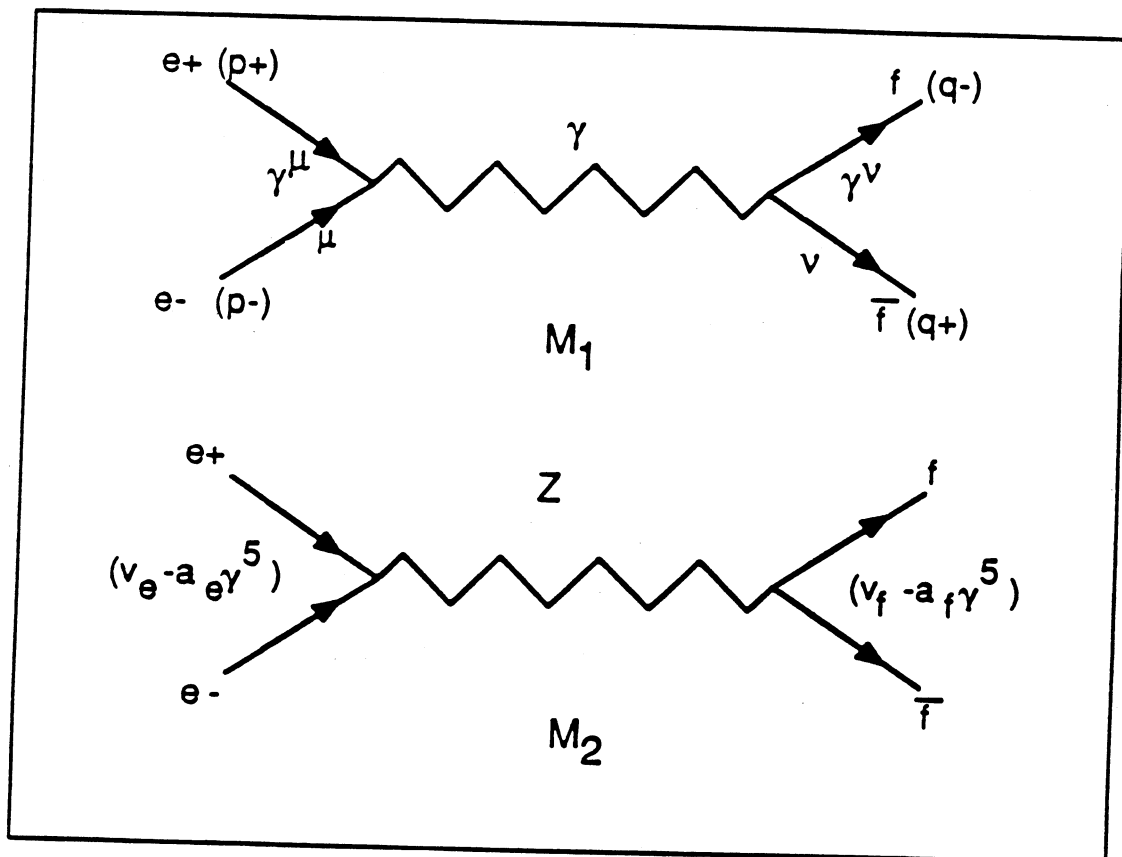
REFERENCES

I.1 ETUDE DE LA REACTION $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma \rightarrow f\bar{f}$

A la masse du Z, la réaction $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}$ a une grande section efficace. Elle est donc une source potentielle abondante de saveurs lourdes, telles que $b\bar{b}$, et peut donc permettre une étude de la physique $b\bar{b}$. En outre, l'étude de la réaction elle-même présente un grand intérêt car certaines quantités expérimentales, telles que l'asymétrie avant arrière, sont dépendantes de paramètres du modèle standard.

I.1.1. Section efficace différentielle

Les deux diagrammes qui contribuent, à l'ordre le plus bas, à la réaction $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, sont :



Le premier diagramme, avec échange d'un photon, contribue avec l'amplitude M_1 :

$$M_1 = -ie^2 \bar{u}(f, q^-) \gamma_\mu Q_f v(f, q^+) \frac{g^{\mu\nu}}{s} \bar{v}(e, p^+) \gamma_\nu u(e, p^-)$$

Le deuxième diagramme, avec échange d'un Z, contribue avec l'amplitude M_2 :

$$M_2 = i/2 \frac{G_F M_Z^2}{\sqrt{2}} \bar{u}(f, q^-) \gamma_\mu (v_f - a_f \gamma^5) v(f, q^+) \frac{g^{\mu\nu}}{s - M_Z^2 - iM_Z \Gamma_Z} \bar{v}(e, p^+) \gamma_\nu \times (v_e - a_e \gamma^5) u(e, p^-)$$

où

- M_Z et Γ_Z sont respectivement la masse et la largeur du Z .
- $\sqrt{s}$ est l'énergie dans le centre de masse.
- G_F est la constante de Fermi.

$$v_{f(e)} = T_3^{f(e)} - 2Q_{f(e)} \sin^2 \theta_W$$

$$a_{f(e)} = T_3^{f(e)}$$
(1.1)

sont respectivement les couplages vectoriel et axial, et :

- $T_3^{f(e)}$ est la troisième composante de l'isospin faible (SU(2)) du fermion (électron)
- $Q_{f(e)}$ est la charge électrique du fermion (électron)
- θ_W est l'angle de Weinberg, qui définit l'unification entre l'interaction faible (représentée par le boson de jauge W^μ (SU(2))) et l'interaction électromagnétique (représentée par le boson de jauge B^μ (U(1))) par :

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^3 \cos \theta_W$$
(1.2)

où Z_μ est le champ attribué au boson vectoriel neutre. L'amplitude totale est :

$$M = M_1 + M_2$$

On utilise la notation :

$$p^+ = \sqrt{s}(1, 0, 0, 1) \quad q^+ = \sqrt{s}(1, 0, 0, \cos \theta)$$

$$p^- = \sqrt{s}(1, 0, 0, -1) \quad q^- = \sqrt{s}(1, 0, 0, -\cos \theta)$$

La section efficace différentielle est alors égale à :

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{MM^*}{32\pi s} = & \frac{\pi\alpha^2 Q_f^2 D_f}{2s} (1 + \cos^2\theta) \\
& - \frac{\alpha Q_f D_f G_F M_Z^2 (s - M_Z^2)}{2\sqrt{2}[(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2]} (v_e v_f (1 + \cos^2\theta) + a_e a_f \cos\theta) \\
& + \frac{D_f G_F^2 M_Z^4 s}{16\pi[(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2]} [(a_e^2 + v_e^2)(a_f^2 + v_f^2)(1 + \cos^2\theta) \\
& + 8a_e v_e a_f v_f \cos\theta]
\end{aligned} \tag{1.3}$$

avec D_f , facteur de couleur : - égal à 1 si f est un lepton,
- égal à 3 si f est un quark.

Les trois termes de $d\sigma/d\cos\theta$ sont successivement :

- la contribution purement électromagnétique
- l'interférence entre les contributions électromagnétique et faible.
- la contribution purement faible.

Le terme d'interférence s'annule à $\sqrt{s} = M_Z$, et le terme purement électromagnétique devient négligeable, au profit du troisième terme (contribution purement faible) qui dominera. Avec les machines e^+e^- LEP et SLC, capables de produire un grand nombre d'événements Z , on pourra donc, en particulier, faire une étude précise de l'interaction électrofaible.

A l'énergie, $\sqrt{s} = M_Z$, en négligeant la masse du fermion f (leptons ou quarks u.d.s.c ou b). La section efficace différentielle se met sous la forme :

$$\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\cos\theta} = \frac{D_f G_F^2 M_Z^4}{16\pi \Gamma_Z^2} [(a_e^2 + v_e^2)(a_f^2 + v_f^2)(1 + \cos^2\theta) + 8a_e v_e a_f v_f \cos\theta] \tag{1.4}$$

Avec la valeur centrale de $\sin^2\theta_W = 0,23$ (PDG 88), les couplages a_f et v_f prennent les valeurs indiquées dans la table I.1 :

	Q	T_3	a	v	$a^2 + v^2$
e, μ, τ	-1	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-0.04	0.252
ν_e, ν_μ, ν_τ	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
d, s, b	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-0.347	0.370
$u, c, t(?)$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0.193	0.287

Table I.1

En intégrant la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$, on obtient la section efficace totale :

$$\sigma_{f\bar{f}} = \frac{D_f G_F^2 M_Z^4}{6\pi \Gamma_Z^2} (a_e^2 + v_e^2)(a_f^2 + v_f^2) \quad (1.5)$$

Un calcul similaire donne la largeur totale du Z [I.1] :

$$\Gamma_Z = \frac{G_F M_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} \sum_i (a_i^2 + v_i^2) D_i \quad (1.6)$$

où la sommation se fait sur tous les fermions produits par le Z.

Et enfin, la largeur par fermion est :

$$\Gamma_{f\bar{f}} = \frac{G_F M_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} (a_f^2 + v_f^2) D_f \quad (1.7)$$

En supposant une masse de 92.5 GeV pour le Z et une valeur de 0.23 pour $\sin^2\theta_W$, les valeurs des largeurs des canaux de désintégration du Z sont résumées dans la table I.2.

<i>canal</i>	$\frac{\Gamma_{ff}}{\Gamma_Z}(\%)$
<i>chaque $\nu\bar{\nu}$</i>	6.8
$\mu^+\mu^-, e^+e^-, \tau^+\tau^-$	3.4
$u\bar{u}, c\bar{c}$	11.8
$d\bar{d}, s\bar{s}, b\bar{b}$	15.2

Table I.2

On n'a pas introduit le quark top car sa masse (supérieure à 60 GeV d'après les derniers résultats obtenus aux collisionneurs $p\bar{p}$) ne lui permet pas d'être produit dans la réaction $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ au voisinage du Z.

Si on ne néglige plus la masse du fermion, la section efficace (1.3) devient :

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{\alpha^2 \beta}{4s} \frac{(3-\beta)}{2} \left[Q_f^2 (1 + \cos^2\theta + (1-\beta^2)\sin^2\theta) \right. \\
& - 2Q_f \chi_1 \left\{ v_e v_f \{ 1 + \cos^2\theta + (1-\beta^2)\sin^2\theta \} - 2a_f \beta \cos\theta \right\} \\
& + \chi_2 \left\{ v_f^2 (a_e^2 + v_e^2) \{ 1 + \cos^2\theta + (1-\beta^2)\sin^2\theta \} \right. \\
& \left. \left. + \beta^2 a_f^2 (a_e^2 + v_e^2) (1 + \cos^2\theta) - 8\beta v_e v_f a_f \cos\theta \right\} \right]
\end{aligned}$$

avec

$$\begin{aligned}
\chi_1 &= \frac{G_F M_Z}{2\sqrt{2}\pi M_Z} \frac{s(s - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma^2 M_Z^2} \\
\chi_2 &= \frac{1}{32} \frac{G_F^2 M_Z^2}{2\sqrt{2}\pi M_Z} \frac{s^2}{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma^2 M_Z^2}
\end{aligned}$$

Avec :

$$\beta^2 = 1 - \frac{4m_f^2}{s}$$

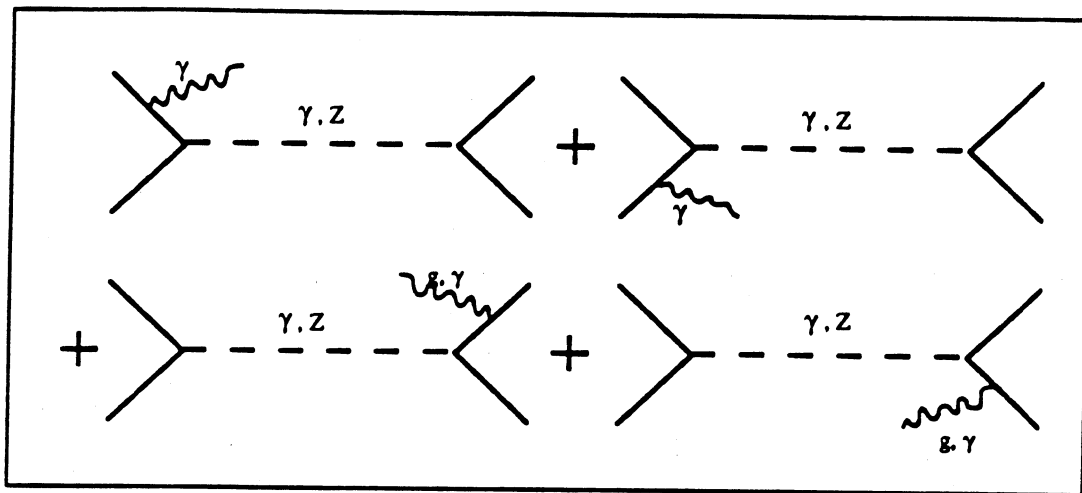
m_f est la masse du fermion f .

Les variations de la section efficace et de la largeur du canal des quarks $-1/3$, en fonction de leur masse, à l'énergie du Z , sont représentées sur les figures I.1.a et I.1.b). On constate que les variations relatives de la section efficace et de largeur sont de l'ordre de 1 %, ce qui nous permet de négliger la masse du quark b dans le calcul de la section efficace $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$.

Les effets des ordres supérieurs

Jusqu'à maintenant, on a seulement considéré l'ordre le plus bas de la section efficace $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f})$, c'est-à-dire qu'on n'a pris en compte que le terme de BORN. Mais, que se passe-t-il aux ordres supérieurs ? Il existe deux types de diagrammes qui contribuent à ces corrections : les diagrammes réels et les diagrammes virtuels.

a) Diagrammes réels



Ils contribuent à l'ordre α^3 ou $\alpha^2\alpha_s$, ou à des corrections de α ou α_s , par rapport au terme de BORN. Tous ces diagrammes divergent dans l'infrarouge, c'est-à-dire dans le cas où le photon, ou le gluon, est mou. La méthode de régularisation des intégrales divergentes, qui apparaissent lors de l'intégration sur l'espace de phase, nous permet d'expliquer ces divergences. Néanmoins, il faut distinguer de la réaction $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, les radiations dans l'état initial de celles dans l'état final. Cela sera discuté par la suite.

b) Diagrammes virtuels

Dans ce cas, le photon, ou gluon, émis est réabsorbé par les champs existants.

Ils sont de plusieurs types :

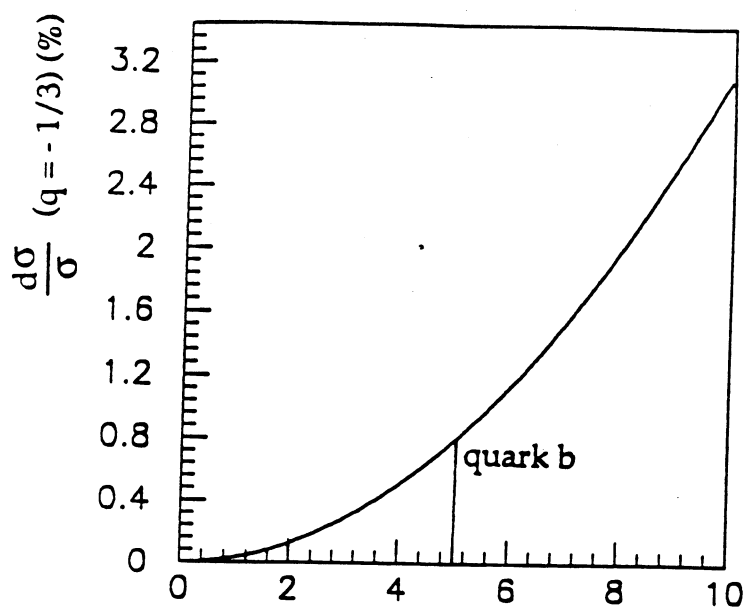


FIGURE
I.1.a

VARIATION RELATIVE DE LA SECTION EFFICACE
 $\sigma_{q(1/3)}$ EN FONCTION DE LA MASSE DU QUARK 1/3

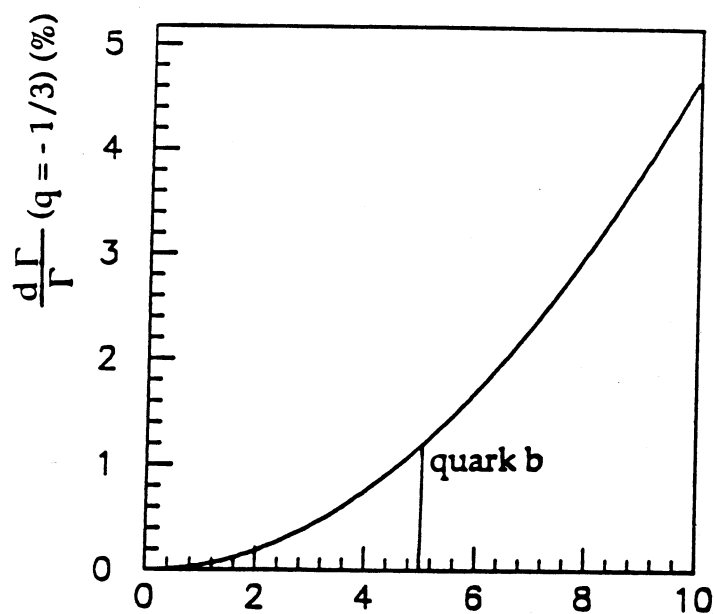
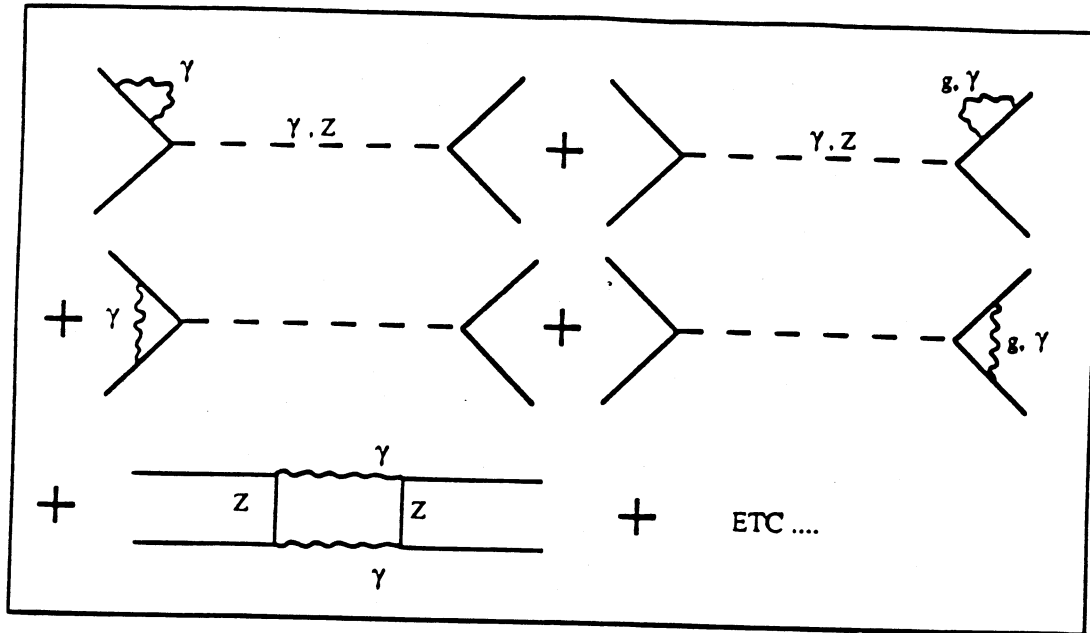


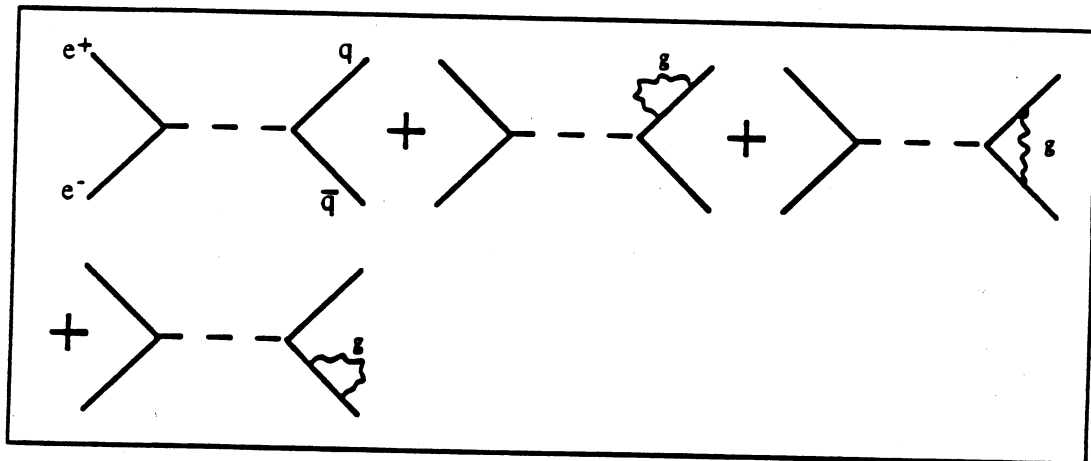
FIGURE
I.1.b

VARIATION RELATIVE DE LA LARGEUR $\Gamma_{q(1/3)}$
EN FONCTION DE LA MASSE DU QUARK 1/3



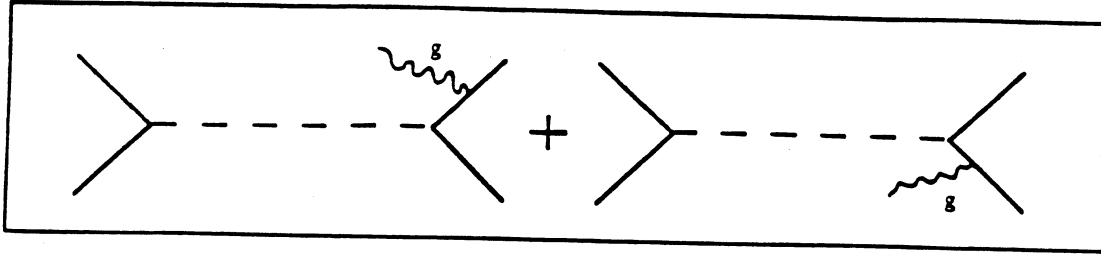
Les deux types de diagrammes virtuels et réels divergent ; cette divergence ne disparaît que lorsqu'on ajoute les amplitudes dues aux 2 types de diagrammes.

Par exemple, les diagrammes suivants contribuent avec [I.2] :



$$\sigma_{q\bar{q}} = \sigma_o \left[1 + \frac{4\alpha_s}{3\pi} \left(-\frac{1}{2} \ln^2 \left(\frac{E^2}{p^2} \right) + \frac{3}{2} \ln^2 \left(\frac{E^2}{p^2} \right) - \frac{7}{4} + \frac{\pi^2}{6} \right) \right]$$

où E est l'énergie dans le centre de masse et p est l'impulsion du quark. Tandis que :



contribuent avec :

$$\sigma_{q\bar{q}g} = \frac{4\alpha_s}{3\pi} \sigma_o \left(\frac{1}{2} \ln^2 \left(\frac{E^2}{p^2} \right) - \frac{3}{2} \ln^2 \left(\frac{E^2}{p^2} \right) + \frac{10}{4} - \frac{\pi^2}{6} \right)$$

Et enfin, les divergences logarithmiques disparaissent lorsqu'on ajoute les deux contributions ; alors, la section efficace totale se met sous la forme :

$$\sigma_{TOT}^{QCD} = \sigma_{q\bar{q}} + \sigma_{q\bar{q}g} = \sigma_o \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi} \right)$$

Les corrections QCD présentent donc un effet de 4 %.

De même, les corrections QED à la section efficace σ_o donnent [I.3] dans l'état final :

$$\sigma^{QED} = \sigma_o \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\alpha Q_f^2}{\pi} \right)$$

L'effet QED dans l'état final est de 0,17 %.

D'où

$$\sigma_{TOT} = \sigma_{final}^{QED} + \sigma_{TOT}^{QCD} = \sigma_o^{f\bar{f}} (1 + \delta_f)$$

avec :

$$\delta_f = \frac{3}{4} \frac{\alpha Q_f^2}{\pi} + \frac{\alpha_s}{\pi} N_f$$

N_f est égale à 0 si f est un lepton et égale à 1 si f est un quark.

Enfin, la largeur pour chaque canal de désintégration du Z se met sous la forme :

$$\Gamma_{f\bar{f}}^{corr} = \Gamma_{f\bar{f}}^o (1 + \delta_f)$$

où :

$$\delta_f = \frac{3}{4} \frac{\alpha Q_f^2}{\pi} + \frac{\alpha_s}{\pi} N_f + \Delta$$

Δ comprend les autres corrections dues aux diagrammes en boîte et aux corrections électrofaibles.

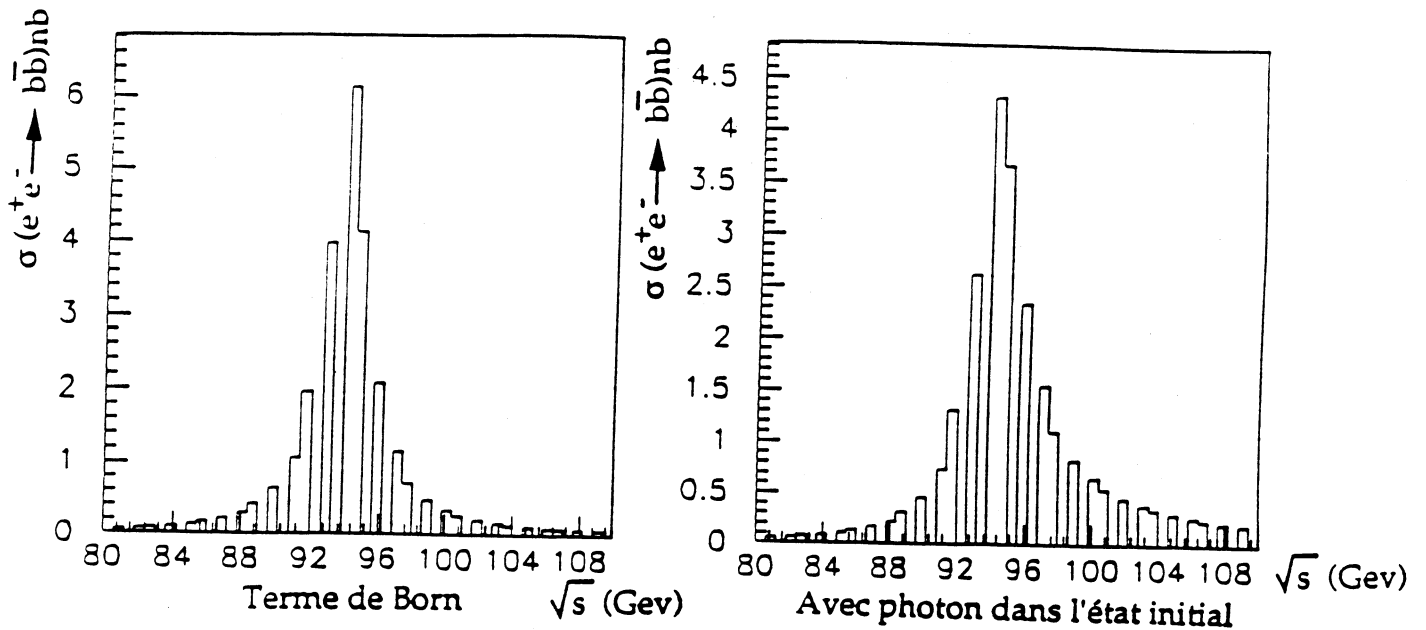
L'effet des corrections aux ordres supérieurs sur la largeur de chaque fermion est représenté dans la table suivante I.3 [I.4] : (l'unité étant le MeV)

f	<i>BORN</i>	<i>Electrofaible</i>	<i>QCD</i>	<i>Somme</i>
e, μ, τ	88	-1.9	0	86
ν_e, ν_μ, ν_τ	170	0	0	170
d, s, b	389	-10.5	12.8	391
u, c	307	-12.3	10.1	305
<i>Total</i>	2555	-62	59	2552

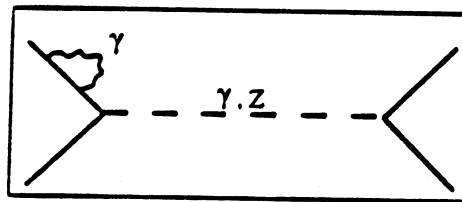
Table I.3

On constate que la déviation par rapport au terme de BORN est faible.

Par contre les corrections aux ordres supérieurs diminuent beaucoup la section efficace totale de la réaction $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}$. Cette grande variation de la section efficace totale (47 nb à 37 nb) est due essentiellement à l'émission d'un photon dans l'état initial. En effet, ce type de correction déforme le pic de la résonance Z (par exemple la figure ci-dessous montre comment le pic Z, dans la réaction $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$, est déformé).



Les self énergies (ci-dessous) n'affectent pas beaucoup la section efficace. Par contre, elles ont des effets sur la normalisation.



I.1.2 Asymétrie avant - arrière du fermion $A_{f\bar{f}}$

Dans la section efficace différentielle $\frac{d\sigma_{f\bar{f}}}{d\cos\theta}$, le terme en $\cos\theta$ montre que le nombre de fermions produit dans la région $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$ est différent de celui produit dans la région $\frac{\pi}{2} < \theta < \pi$, d'où une asymétrie avant-arrière :

$$A_{FB}^{f\bar{f}} = \frac{\int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta - \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta}{\int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta + \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta} = \frac{N_f^F - N_f^B}{N_f^F + N_f^B} = \frac{N_f^F - N_{\bar{f}}^F}{N_f^F + N_{\bar{f}}^F} \quad (1.8)$$

avec,

N_f^F : Nombre de fermions produits vers l'avant ($\theta < 90^\circ$)

N_f^B : Nombre de fermions produits vers l'arrière ($\theta > 90^\circ$)

$N_{\bar{f}}^F$: Nombre d'anti-fermions produits vers l'avant ($\theta < 90^\circ$)

Il est clair que N_f^B est égal à $N_{\bar{f}}^F$. La dépendance en énergie de $A_{f\bar{f}}$ est donnée par :

$$A_{FB}^{f\bar{f}} = \frac{3}{8} \frac{-B a_e a_f + 8 C a_e a_f v_e v_f}{A - B v_e v_f + c(a_e^2 + v_e^2)(a_f^2 + v_f^2)} \quad (1.9)$$

$$A = \frac{\pi \alpha^2 Q_f^2 D_f}{2s}$$

$$B = \frac{\alpha Q_f D_f G_F M_Z^2 (s - M_Z^2)}{2\sqrt{2}[(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2]}$$

$$C = \frac{D_f G_F^2 M_Z^4 s}{16\pi[(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2]}$$

La représentation graphique de $A_{FB}^{f\bar{f}}(s)$ est donnée par la figure I.2.a.

Dans l'expression de $A_{FB}^{f\bar{f}}(s)$, les deux termes du numérateur représentent respectivement :

- la contribution du terme d'interférence électromagnétique et faible (Fig. I.2.b)
- la contribution du terme purement faible (Fig. I.2.b).

On constate que la contribution, purement faible, est positive, tandis que la contribution, due à l'interférence, est négative en dessous du Z et positive au dessus du Z.

Enfin, les Figures I.3.a, I.3.b et I.3.c représentent respectivement l'asymétrie avant-arrière des quarks $-\frac{1}{3}$, des quarks $\frac{2}{3}$ et celle des leptons.

Le terme QED ne contribue pas à l'asymétrie avant-arrière.

Valeur de $A_{FB}^{f\bar{f}}$ au Z

A l'énergie $\sqrt{s} = M_Z$, $A_{FB}^{f\bar{f}}$ est donnée par :

$$A_{FB}^{f\bar{f}}(M_Z) = 3 \frac{a_e v_e a_f v_f}{(v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)} = \frac{3}{4} A^e A^f \quad (1.10)$$

avec :

$$A^e = 2 \frac{a_e v_e}{a_e^2 + v_e^2} \text{ et } A^f = 2 \frac{a_f v_f}{a_f^2 + v_f^2} \quad (1.11)$$

La valeur de $A_{FB}^{f\bar{f}}$ pour différents fermions est donnée dans la table I.4 :

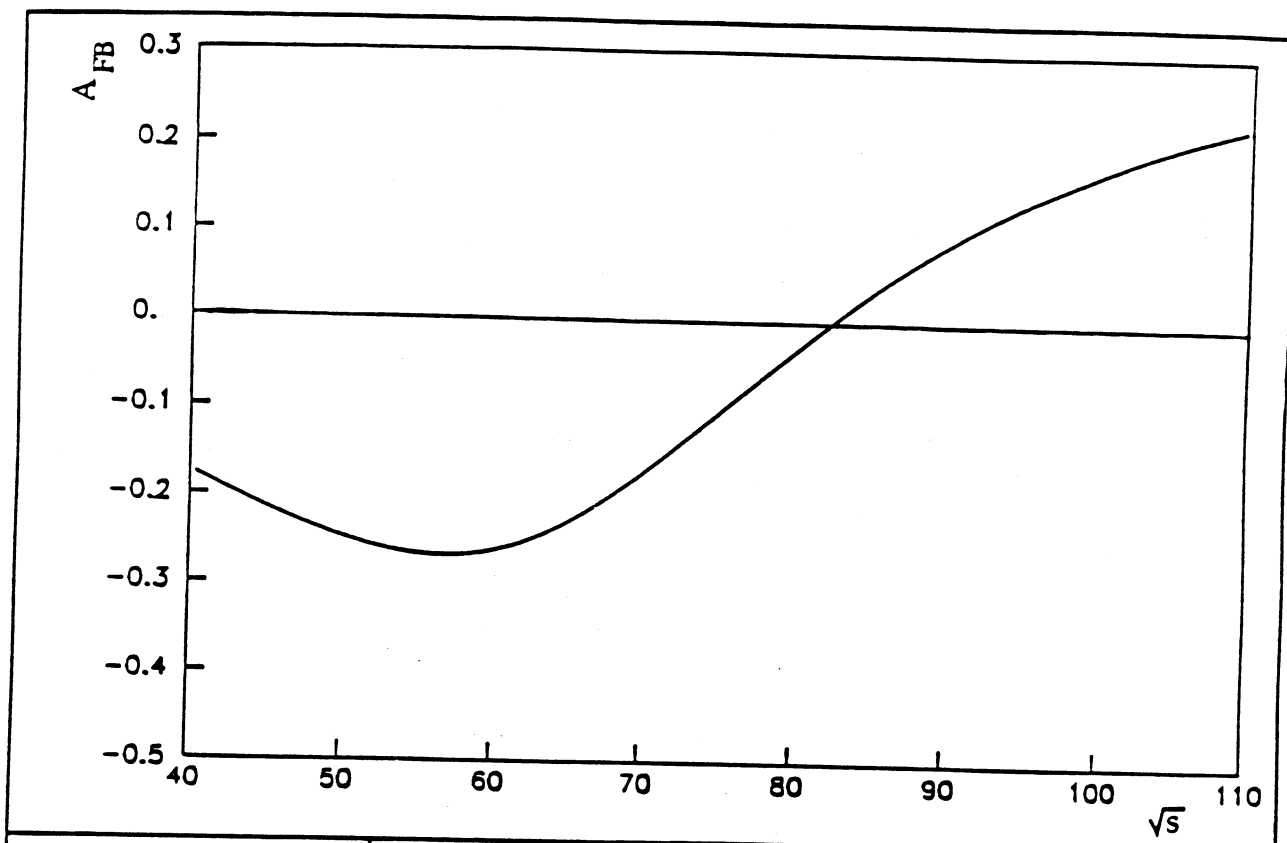


FIGURE
I.2.a

REPRESENTATION GRAPHIQUE DE $A_{FB}^{b\bar{b}}(\sqrt{s})$

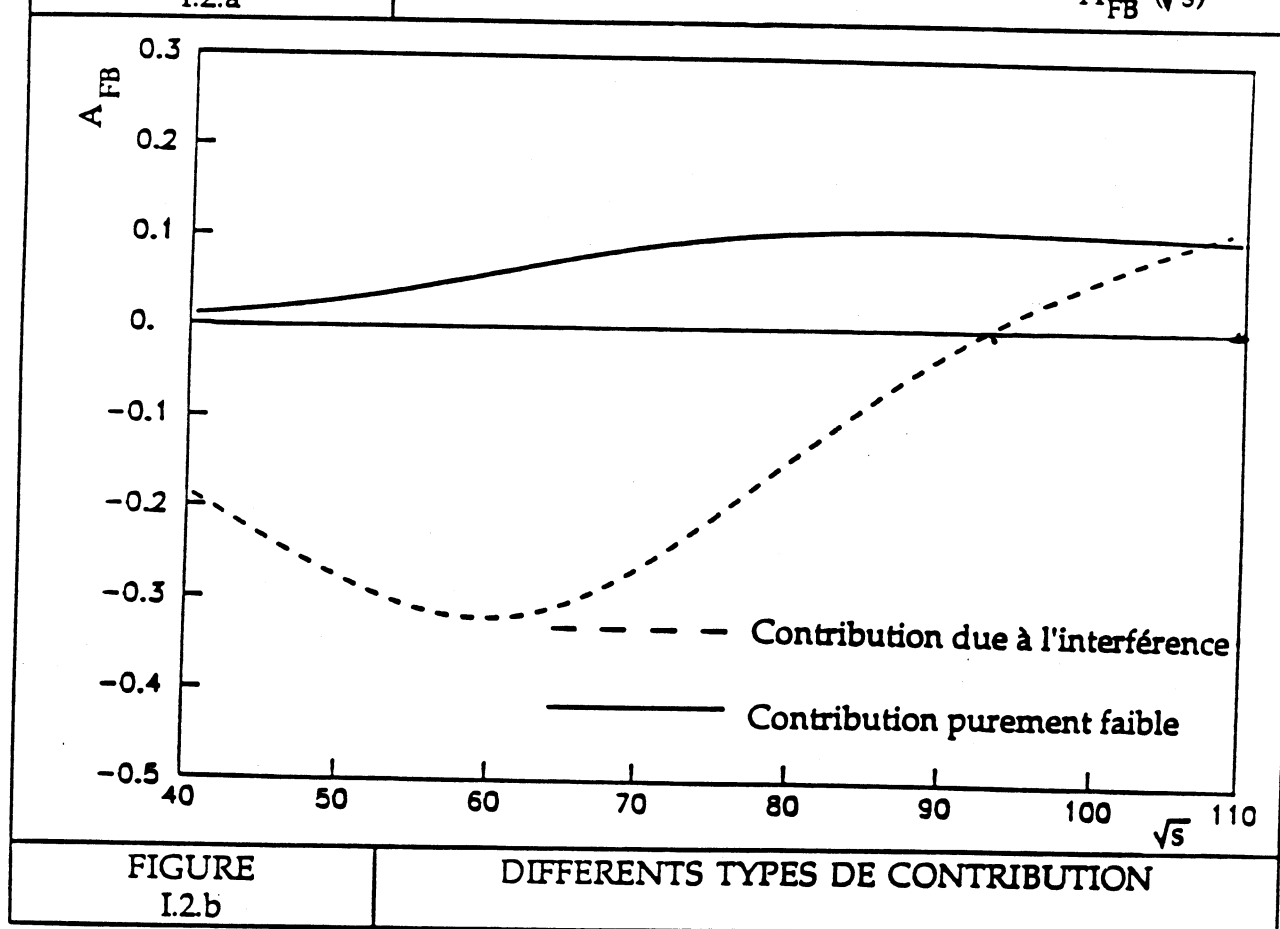


FIGURE
I.2.b

DIFFERENTS TYPES DE CONTRIBUTION

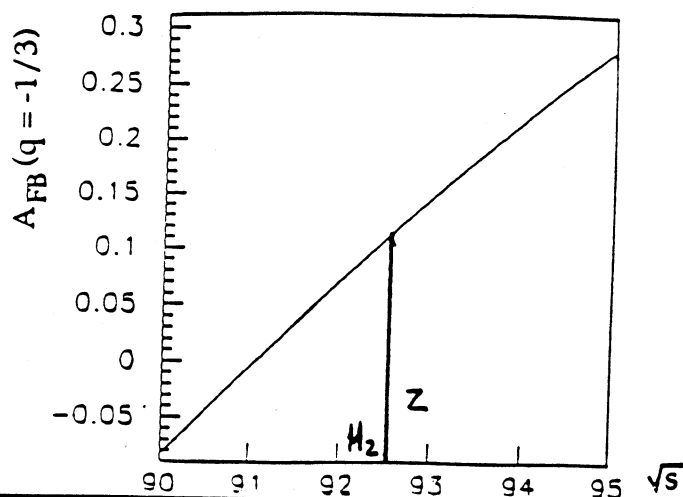


FIGURE
I.3.a

ASYMETRIE AVANT-ARRIERE
DES QUARKS - 1/3

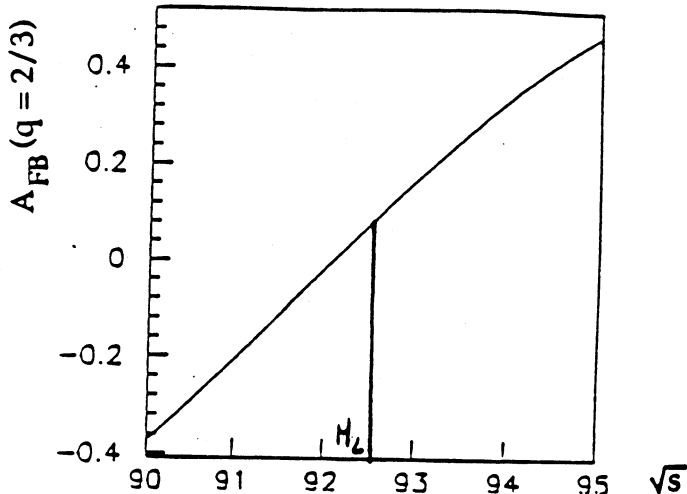


FIGURE
I.3.b

ASYMETRIE AVANT-ARRIERE
DES QUARKS 2/3

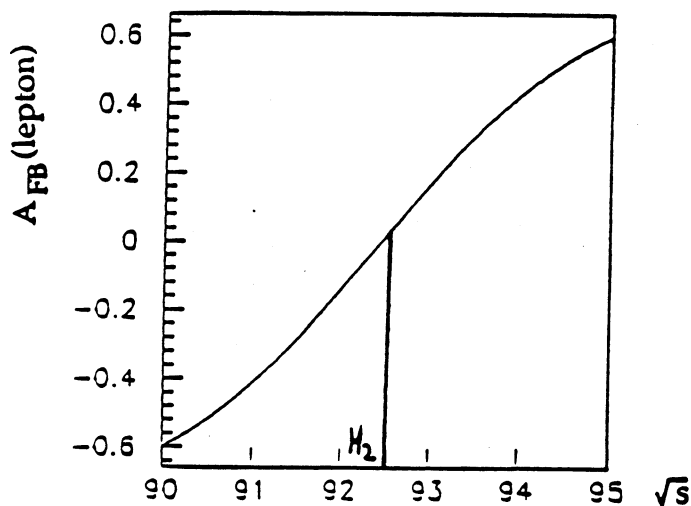


FIGURE
I.3.c.

ASYMETRIE AVANT-ARRIERE
DES LEPTONS

<i>fermion</i>	$A_{ff}(\%)$
<i>chaque $\nu\bar{\nu}$</i>	6.1
e, μ, τ	1.9
u, c	8.0
d, s, b	11.2

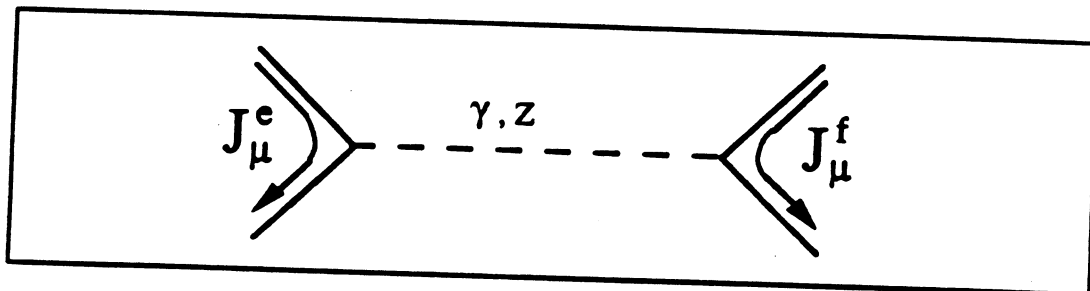
Table I.4

Effet des corrections aux ordres supérieurs sur l'asymétrie avant-arrière

Lors de la précédente discussion sur les corrections aux ordres supérieurs, on a seulement évoqué les effets sur la section efficace totale mais, afin de pouvoir estimer l'effet sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$, il nous faut l'expression de $\frac{d\sigma^{b\bar{b}}}{d\Omega}$ car elle nous informe sur la distribution angulaire du fermion et, par conséquent, sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$. De ce fait, on a deux types d'effets : effet en énergie et effet en direction.

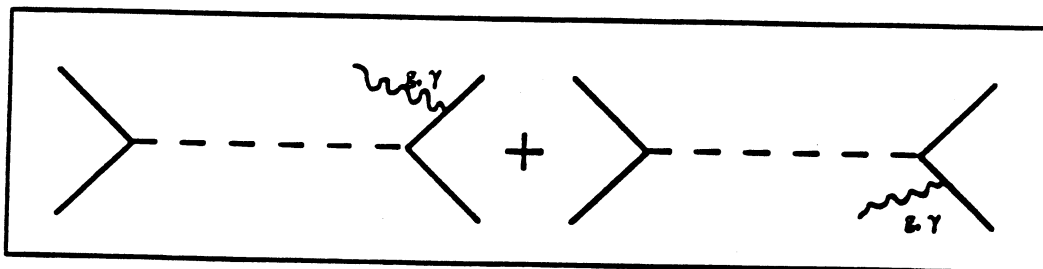
a) Effet en énergie :

C'est l'effet des photons émis dans l'état initial. En effet, ces photons vont faire varier l'énergie du propagateur (γ, Z) et, par conséquent l'énergie vue par la paire $b\bar{b}$, ce qui fait diminuer $A_{FB}^{b\bar{b}}$ (voir Fig. I.2.a) ; cela est dû seulement au fait que les courants J_μ^e et J_μ^f sont indépendants.



b) Effet en direction :

Ce sont les radiations dans l'état final.



Dans ce cas, le photon, ou le gluon, émis change la direction du fermion, ce qui fait varier $A_{FB}^{f\bar{f}}$.

Donc, la variation théorique de $A_{FB}^{f\bar{f}}$ due, aux ordres supérieurs se met sous la forme :

$$\delta A_{FB}^{f\bar{f}} = \delta A_{FB}^{EF} + \delta A_{FB}^{QCD}$$

où δA_{FB}^{EF} est l'erreur électrofaible et δA_{FB}^{QCD} est l'erreur due à QCD.

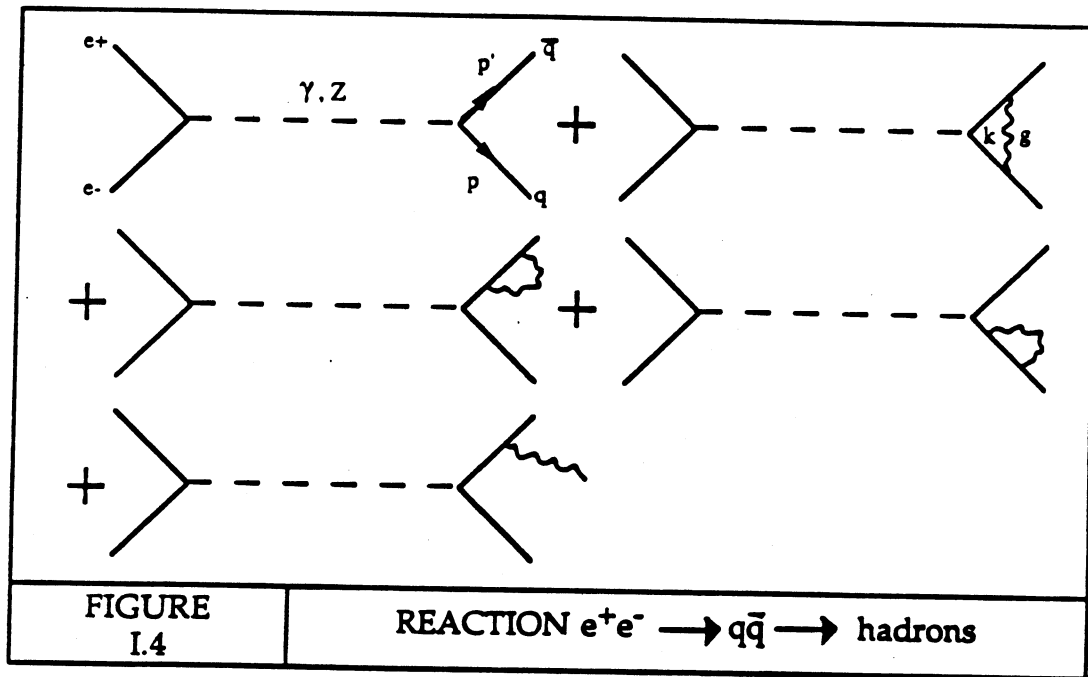
Dans le cas du quark b :

$$\delta A_{FB}^{EF}[I.5] = -0.007$$

ce qui équivaut à une variation relative de -6.27 %.

Tandis que pour δA_{FB}^{QCD} , les calculs ont été poussés dans le but d'évaluer l'asymétrie avant-arrière du quark dans la réaction $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hadrons}$ (Fig. I.4).

Cela étant, considérons les diagrammes (BORN + ordre α_s) :



Soit les variables :

$$-q^2 = (e^+ + e^-) = s$$

$$-x = \frac{2p \cdot q}{s}$$

$$-x' = \frac{2p' \cdot q}{s}$$

$$-x_g = \frac{2k \cdot q}{s} = 2 - x - x'$$

où p , p' et k sont respectivement les 4-vecteurs du quark q , de l'anti-quark $\bar{q}$ et du gluon.

En principe, la section efficace $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hadrons}$ est affectée par les événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g \rightarrow \text{hadrons}$ qui seront reconstruits par les détecteurs comme étant des événements à deux jets dans le cas où le gluon est colinéaire au quark.

Alors, l'asymétrie avant-arrière à deux jets sera définie par :

$$A_{FB}^{2jet} = A_{FB}^{q\bar{q}}(\alpha_s = 0) \frac{1 - \frac{\alpha_s}{3\pi} - \frac{2\alpha_s}{\pi} \int \int_{(R)} \left(\frac{x^2 + x'^2}{(1-x)(1-x')} - 2\frac{x'}{x} \right) dx dx'}{\frac{\sigma^{2jet}}{\sigma(\alpha_s = 0)}}$$

où

$$\sigma^{2jet} = \sigma(\alpha_s = 0) \left[1 - \frac{\alpha_s}{\pi} - \frac{2\alpha_s}{\pi} \int \int_{(R)} \left(\frac{x^2 + x'^2}{(1-x)(1-x')} - 2\frac{x'}{x} \right) dx dx' \right]$$

R est l'espace de phase, et si l'on prend par exemple, le domaine d'intégration suivant :

$$2\gamma \leq x \leq 1 - \gamma$$

$$2\gamma \leq x' \leq 1 - \gamma$$

$$1 + \gamma - x \leq x' \leq 1 - \gamma$$

γ est limité par les résolutions expérimentales. En effet, cette limite inférieure nous protège contre les divergences liées aux gluons mous et colinéaires au quark. Par exemple, si le détecteur ne nous permet pas de considérer des jets d'énergie inférieure à E_{cut} , alors :

$$\gamma = \frac{2E_{cut}}{\sqrt{s}}$$

Enfin, des valeurs de la variation relative $\frac{A_{FB}(\alpha_s = 0) - A_{FB}^{2jet}}{A_{FB}(\alpha_s = 0)}$ de l'asymétrie avant-arrière au Z , en fonction de γ , sont données dans la table suivante I.5 :

γ	$\frac{A_{FB}(\alpha_s = 0) - A_{FB}^{2jet}}{A_{FB}(\alpha_s = 0)}$
0.02	0.18
0.03	0.15
0.04	0.14
0.05	0.12
0.06	0.11
0.08	0.10
0.09	0.10
0.10	0.09
0.11	0.09
0.12	0.08

Table I.5

Généralement, le paramètre γ est fixé à 0.08, ce qui induit une erreur de 10 % sur l'asymétrie avant-arrière du quark dans la réaction $e + e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hadrons}$.

I.1.3. Erreur statistique sur $A_{f\bar{f}}$

On a défini l'asymétrie avant-arrière du fermion f par :

$$A_{FB}^{f\bar{f}} = \frac{N_f^F - N_f^B}{N_f^F + N_f^B}$$

En dérivant :

$$dA_{FB}^{f\bar{f}} = \frac{dN_f^F - dN_f^B}{N_f^F + N_f^B} - \frac{(N_f^F - N_f^B)d(N_f^F + N_f^B)}{(N_f^F + N_f^B)^2}$$

En passant aux erreurs, et en utilisant la relation $\sigma_N = \sqrt{N}$, on aura :

$$\sigma_{A_{FB}^{f\bar{f}}} = \sqrt{\frac{(1 - (A_{FB}^{f\bar{f}})^2)}{N_f^F + N_f^B}} \quad (1.12)$$

d'où :

$$\sigma_{A_{FB}^{f\bar{f}}} = \frac{\sqrt{(1 - (A_{FB}^{f\bar{f}})^2)}}{\sqrt{N_Z \left(\frac{\Gamma_{f\bar{f}}}{\Gamma_Z} \right)}} \quad (1.13)$$

Les erreurs statistiques sur $\sigma_{A_{FB}^{f\bar{f}}}$ et $\sigma_{\sin^2\theta_W}$, en fonction du nombre de Z , sont résumées dans la table suivante I.6 :

	$10^5 Z$		$10^6 Z$		$10^7 Z$	
	$\sigma_{A_{FB}^{f\bar{f}}}$	$\sigma_{\sin^2\theta_W}$	$\sigma_{A_{FB}^{f\bar{f}}}$	$\sigma_{\sin^2\theta_W}$	$\sigma_{A_{FB}^{f\bar{f}}}$	$\sigma_{\sin^2\theta_W}$
Leptons	0.0170	0.0087	0.0054	0.0027	0.0017	0.0009
Quarks(1/3)	0.0081	0.0012	0.0025	0.0004	0.0008	0.0001
Quarks(2/3)	0.0092	0.0019	0.0029	0.0006	0.0009	0.0002

Table I.6

Le tableau précédent montre que l'erreur statistique sur l'asymétrie avant-arrière est meilleure pour les quarks -1/3.

I.1.4. Relation entre $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et $\sin^2\theta_W$

En utilisant les relations (1.1) et (1.10), l'asymétrie avant-arrière du b , à la résonance Z , se met sous la forme :

$$A_{FB}^{b\bar{b}} = \frac{3(1-4x)(1-\frac{4}{3}x)}{[1+(1-4x)^2][1+(1-\frac{4}{3}x)^2]} \quad (1.14)$$

où $x = \sin^2\theta_W$

La variation de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ en fonction de $\sin^2\theta_W$, autour de $\sin^2\theta_W = 0.23$, est représentée sur la Fig. I.5.a. On constate que $A_{FB}^{b\bar{b}}$ varie rapidement en fonction de $\sin^2\theta_W$ avec une pente de l'ordre de (-5).

Quand à l'asymétrie des quarks 2/3,

$$A_{FB}^{q\bar{q}} = \frac{3(1-4x)(1-\frac{8}{3}x)}{[1+(1-4x)^2][1+(1-\frac{8}{3}x)^2]} \quad (1.15)$$

elle est représentée sur la figure I.5.b. La pente (= -4.32) est plus faible que celle des quarks - 1/3.

I.1.5. Intérêt du b

L'étude précédente nous a montré que la physique du b dans la réaction $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}$ est d'un intérêt important. En effet, par rapport aux autres quarks et leptons, le quark b est caractérisé par :

a) Sa grande abondance :

$$\Gamma_{b\bar{b}} > \Gamma_{q\bar{q}} > \Gamma_{l-\bar{l}}$$

b) Sa meilleure précision sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$ (voir table I.4)

c) La possibilité de le séparer des autres modes hadroniques ; cela sera étudié dans les chapitres qui suivent.

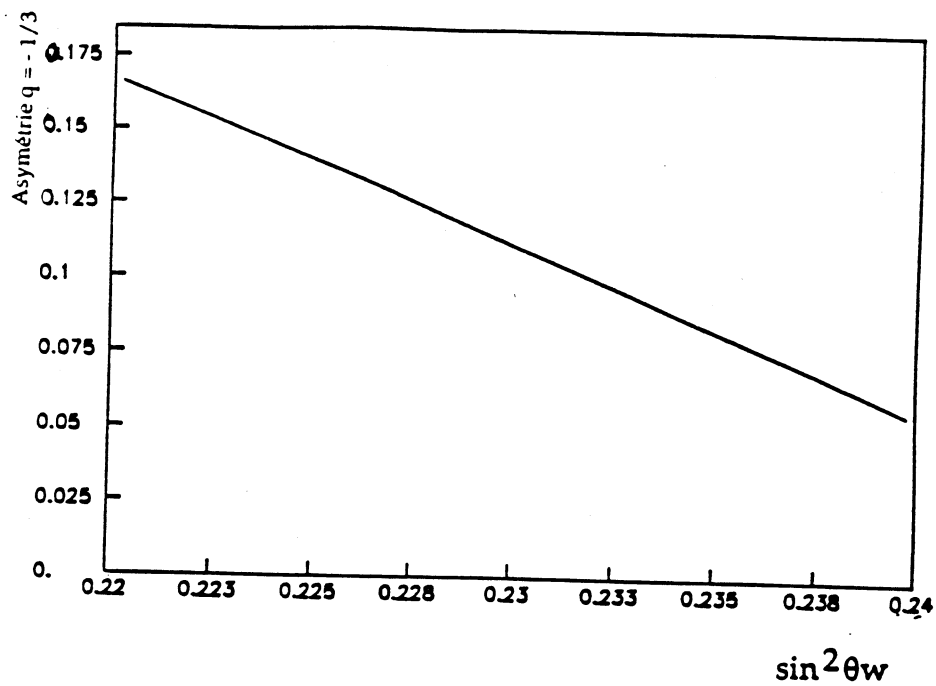


FIGURE
I.5.a

$A_{FB}^{b\bar{b}}$ EN FONCTION DE $\sin^2 \theta_w$

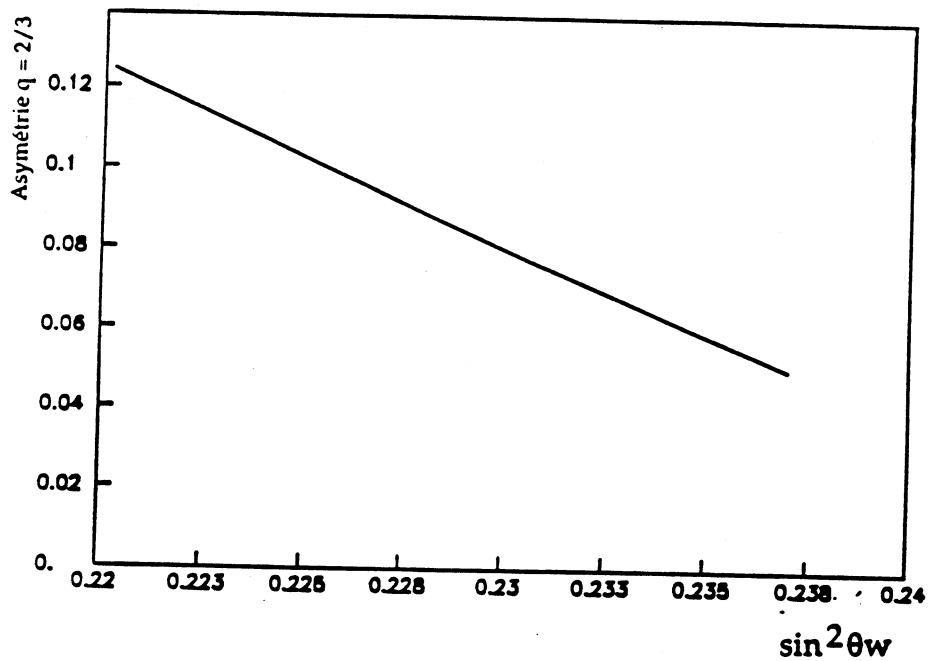


FIGURE
I.5.b

$A_{FB}^{c\bar{c}}$ EN FONCTION DE $\sin^2 \theta_w$

I.2. EVOLUTION DES RECHERCHES SUR LE QUARK b ET ETAT DES CONNAISSANCES ACTUELLES

Pendant la dernière quinzaine d'années, la physique des particules a connu de grands succès dans la compréhension des interactions forte, faible et électromagnétique, et enfin, a su exprimer toutes ces forces en terme de théorie de jauge dans le modèle standard [I.7].

Dans ce modèle, les objets fondamentaux sont les quarks et les leptons groupés en familles de générations de doublets et de singlets. La troisième famille de quarks (t,b) a été prédite par Kobayashi et Maskawa [I.6] : en effet l'existence d'une troisième famille permet d'introduire de façon simple la violation de CP dans la théorie de l'interaction faible.

La théorie de l'interaction forte chromodynamique quantique (CDQ) explique que les quarks libres n'existent pas. Les mésons B se forment alors par liaison d'un quark b avec un anti-quark léger, ce qui donne quatre types de mésons* :

$$B_d^0(\bar{b}d), B_u^+(\bar{b}u), B_s^0(\bar{b}s) \text{ et } B_c^+(\bar{b}c)$$

Le quark léger, quark de liaison avec le quark b, est souvent appelé spectateur. Dans le modèle standard, le quark b se désintègre en quark c ou u, par l'émission d'un boson intermédiaire W^- .

En plus de la désintégration, le méson B^0 peut osciller en méson $\bar{B}^0$, de la même manière que le K^0 en $\bar{K}^0$. Ce phénomène de mélange sera étudié en détail ultérieurement.

I.2.1. La découverte des résonances Υ et mise en évidence du quark b

La présence du quark b a été établie, pour la première fois, à partir de l'observation de la résonance étroite Υ (état lié $b\bar{b}$) dans les collisions p-nucléon à haute énergie à FERMI-LAB [I.8]. Le quark b peut aussi être produit dans les collisions e^+e^- , par l'intermédiaire d'un photon virtuel ou d'un Z virtuel. A haute énergie, la paire de quark - anti-quark, produite par le photon ou le Z, se sépare en "jets" de particules. Aux basses énergies, dans la région au dessous, et juste au dessus, du seuil de la création de la paire b et $\bar{b}$, il se forme la série des résonances Υ dont deux, l' $\Upsilon(1S)$ et l' $\Upsilon(2S)$, ont été observées pour la première fois à DORIS [I.9] (anneau de stockage à DESY) : les valeurs trouvées sont en accord avec les résultats de FERMILAB. Plus tard, les mesures de CESR ont confirmé la présence du $\Upsilon(3S)$, suggérée par FERMILAB, et en même temps annoncent pour la première fois l'observation du $\Upsilon(4S)$ [I.10]. La largeur de cette dernière résonance est plus

* Pour les mésons B, on a pris la convention $\bar{b}q$ (convention PDG) et non la convention $b\bar{q}$.

grande que la résolution de l'énergie du faisceau, ce qui nous amène à dire que le $\Upsilon(4S)$ se désintègre en une paire de mésons $B\bar{B}$. Les résonances Υ deviennent des sources de mésons B^* (excitations du B $l=1$) à partir de la résonance $\Upsilon(5S)$. En effet, CUSB [I.11] a su identifier le B^* par le canal $B^* \rightarrow B\gamma$. Le photon a une énergie moyenne de 50 Mev qui correspond à la différence de masse $B^* - B$. CUSB prend aussi des données à une autre résonance : $\Upsilon(6S)$.

I.2.2. Les centres expérimentaux pour l'étude des propriétés du quark b

L'étude du quark b a été centrée en deux régions d'énergie dans les collisions e^+e^- : une région à basse énergie entre 10.4 à 11.0 Gev et une région à haute énergie de 29 à 56 Gev.

Seules les machines CESR et DORIS prennent des données à la résonance $\Upsilon(4S)$, mais CESR prend également des données aux $\Upsilon(5S)$ et $\Upsilon(6S)$.

A haute énergie, les mésons B ont été étudiés par les machines PEP (29 Gev), PETRA (34 à 44 Gev, avant son arrêt à DESY) et KEK (52 à 56 Gev). Dans ces machines, les mésons B sont produits avec une certaine énergie, d'où la possibilité d'évaluer la durée de vie du B par la mesure du vertex secondaire (paramètre d'impact).

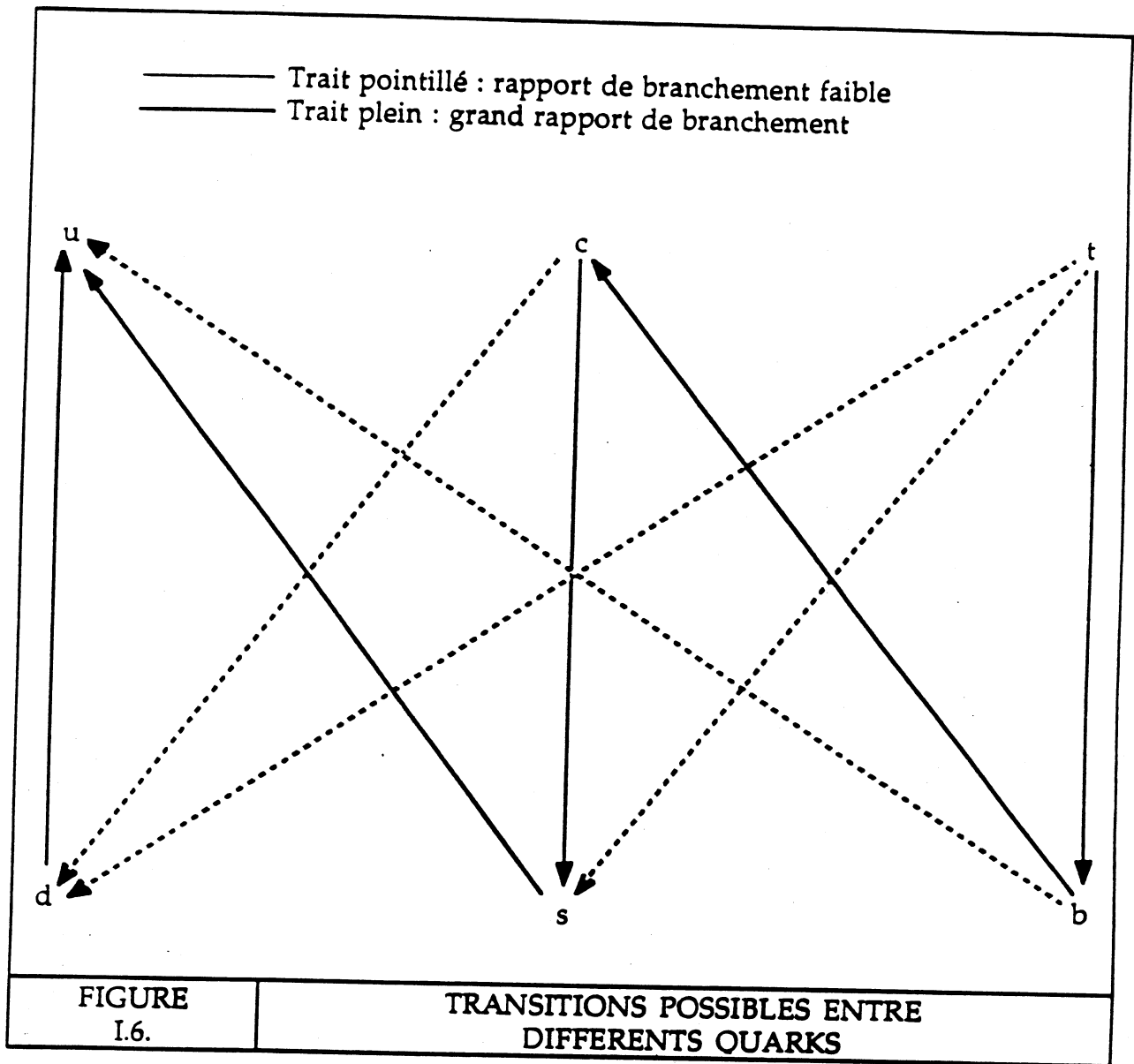
I.2.3. Désintégration du méson B

Dans le modèle standard, la désintégration du B est surtout décrit par l'interaction faible via le boson intermédiaire W. Les états propres quarks de l'interaction faible (d', s', b') sont des combinaisons linéaires d'états de saveurs (d, s, b). La matrice de passage entre les deux types d'état est appelée matrice de Cabibbo - Kobayashi - Maskawa (CKM).

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

$$|V| = \begin{bmatrix} 0,975 & 0,221 & 0,005 \\ 0,220 & 0,974 & 0,046 \\ 0,010 & 0,045 & 0,999 \end{bmatrix}$$

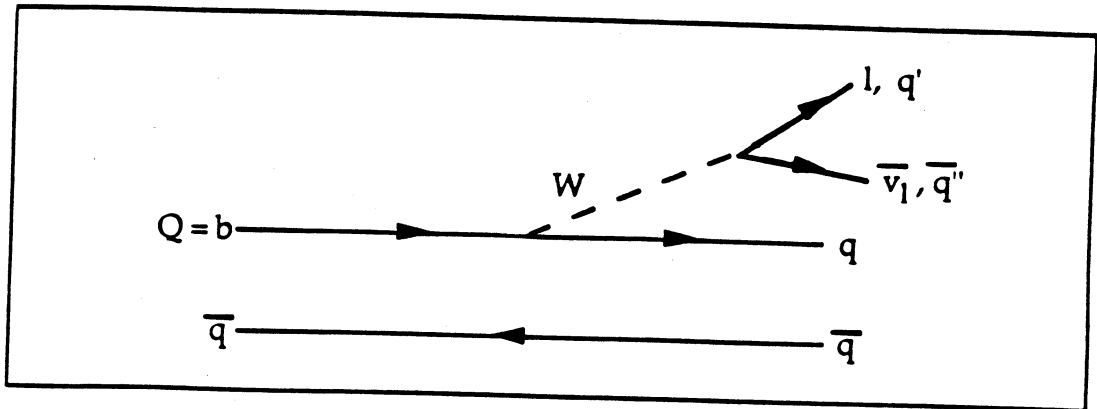
Le couplage entre quarks est illustré dans la Fig. I.6, où le changement de saveur est seulement autorisé par le courant chargé.



Différents types de désintégration :

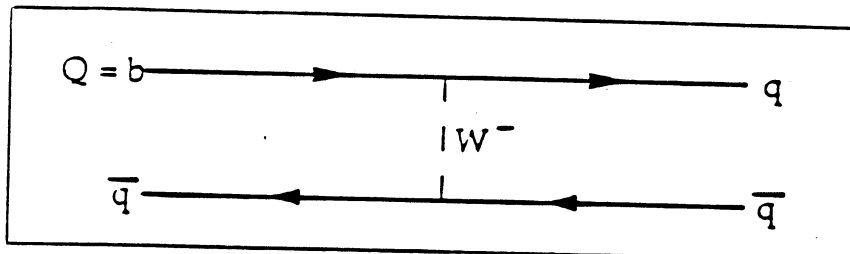
a) Diagramme spectateur

La description des désintégrations faibles des hadrons est compliquée par le fait que les quarks à l'intérieur du hadron ne sont pas libres mais interagissent fortement. Mais, pour les mésons lourds, comme B^0 et B^+ , une approximation est donnée par le modèle spectateur.



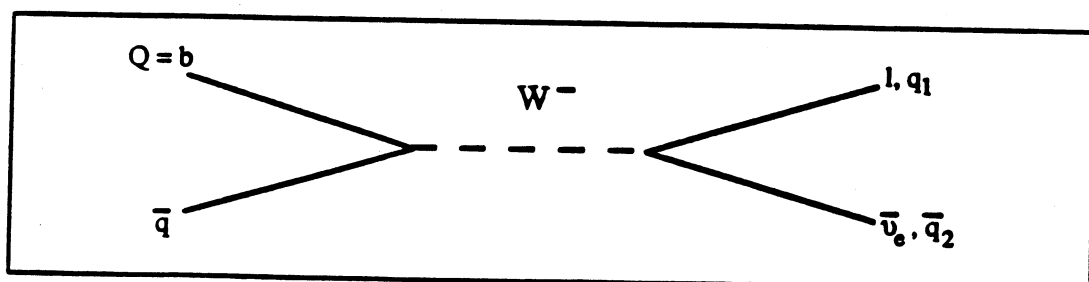
Dans ce modèle (modèle spectateur), on suppose que le quark léger (u, d, s), associé au quark lourd Q (quark b), ne joue aucun rôle dans la désintégration (au plus bas ordre de QCD). Ce diagramme est dominant pour les quarks lourds, et il est d'autant plus justifié que la différence de masse ($M_Q - M_q$) est importante. Ce diagramme prédit l'égalité entre les durées de vie des mésons neutres et chargés.

b) Diagramme d'échange (mésons neutres)



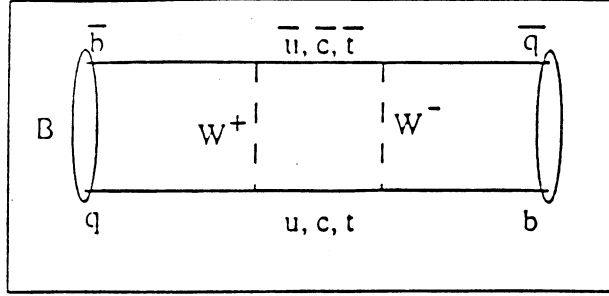
Ce diagramme s'applique seulement pour les hadrons neutres (conservation de la charge électrique), ce qui implique une différence entre la durée de vie des mésons neutres et celle des mésons chargés.

c) Diagramme d'annihilation (mésons chargés)



Comme le lepton doit être dans un état d'hélicité gauche pour se coupler au W^- , la contribution de ce diagramme à la largeur totale des mésons pseudo-scalaires est supposée faible.

d) Diagramme en boîte



Ce type de diagramme décrit le mélange $B^0 - \bar{B}^0$ (sera étudié en détail dans les paragraphes qui suivent).

a) Désintégration semi-leptonique

Les désintégrations semi-leptoniques du méson $\bar{B}$ sont obtenues quand le boson W^- (émis par le méson $\bar{B}$) se couple à un lepton l et son anti-neutrino, où $l = e^-, \mu^-, \tau^-$.

En utilisant l'approximation du modèle spectateur, la largeur de désintégration du méson B se met sous la forme [I.12] :

$$\begin{aligned} \Gamma_{sl}(b \rightarrow (u, c)l^- \bar{\nu}) &= \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} (|V_{ub}|^2 I(\frac{m_u}{m_b}, \frac{m_e}{m_b}, 0) F_{sl}(b \rightarrow u) \\ &\quad + |V_{cb}|^2 I(\frac{m_c}{m_b}, \frac{m_e}{m_b}, 0) F_{sl}(b \rightarrow c)) \end{aligned} \quad (1.16)$$

La fonction $I(x, y, z)$ [I.13] est un facteur d'espace de phase

$$\begin{aligned} I(x_1, x_2, x_3) &= 12 \int_{(x_1+x_2)^2}^{(1-x_3)^2} \frac{ds}{s} (s - x_1^2 - x_2^2)(1 + x_3^2 - s) \\ &\quad \times [(s - (x_1 - x_2)^2)(s - (x_1 + x_2)^2)((1 + x_3)^2 - s)((1 - x_3)^2 - s)]^{\frac{1}{2}} \\ I(0, 0, 0) &= 1 \end{aligned} \quad (1.17)$$

$$I(x, 0, 0) = I(0, x, 0) = I(0, 0, x) = 1 - 8x^2 + 8x^6 - x^8 - 24x^4 \ln x$$

$F_{sl}(b \rightarrow c)$ et $F_{sl}(b \rightarrow u)$ sont égaux à 1 si on est à l'ordre le plus bas en α_s . En introduisant les corrections radiatives gluoniques, on aura [I.12] :

$$F_{sl}(b \rightarrow u) \simeq 0,85$$

$$F_{sl}(b \rightarrow c) \simeq 0,89$$

En utilisant les valeurs corrigées par les radiations gluoniques, on aura la valeur théorique [I.12] de $\Gamma_{sl}(b \rightarrow (u, c)l^- \bar{\nu})$:

$$\Gamma_{sl}(b \rightarrow (u, c)l^- \bar{\nu}) = 12.0 \%$$

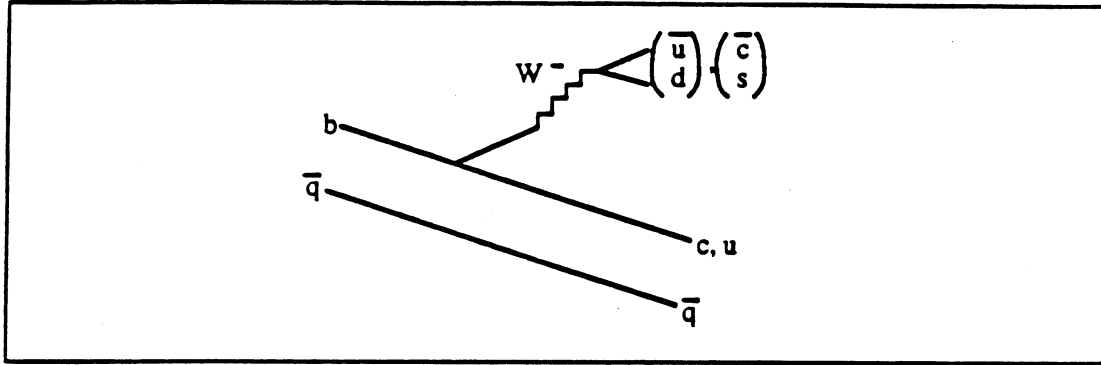
La valeur expérimentale est donnée par la moyenne des deux canaux en électrons et en muons [I.14]. On trouve :

$$\Gamma_{sl}(b \rightarrow (u, c)l^- \bar{\nu}) = 11.65 \pm 0.6$$

Les résultats expérimentaux concordent bien avec les résultats théoriques.

b) Désintégration non leptonique

Dans ce cas, le W^- se couple à une paire de quarks $\bar{u}d$ ou $\bar{c}s$.



Le modèle standard donne :

$$\Gamma_{nl} = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} F_{nl} \sum_{q_1 q_2 q_3} |V_{q_1 b}|^2 (|V_{q_2 q_3}|^2 I(\frac{m_{q_1}^2}{m_b^2}, \frac{m_{q_2}^2}{m_b^2}, \frac{m_{q_3}^2}{m_b^2}))$$

où : $q_1 = u, c$; $q_2 = u, c$ et $q_3 = d, s$.

$F_{nl} = 3$ s'il n'y a pas de correction gluonique.

$F_{nl} = 3,5$ avec correction gluonique

d'où la largeur totale de désintégration, en utilisant les corrections QCD [I.12]

$$\Gamma_{nl} \simeq \frac{G_F^2}{192\pi^3} (7,55|V_{ub}|^2 + 0,48|V_{cb}|^2)$$

I.2.4. Mélange $B^0 - \bar{B}^0$

Comme le système $K^0 - \bar{K}^0$, le système $B^0 - \bar{B}^0$ peut (également) osciller. Ce phénomène a été observé pour la première fois (mais pour un échantillon de mésons B_s et B_d) dans les collisions $p\bar{p}$ (SPS) [I.15] au CERN par le groupe UA1 puis, plus tard, dans les collisionneurs e^+e^- à 29 GeV à PEP [I.16]. L'oscillation $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ a été mise en évidence à la résonance $\Upsilon(4S)$ [I.17], par ARGUS où on a observé les réactions suivantes :

$$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow (B_d^0 \rightarrow \bar{B}_d^0)\bar{B}_d^0, B_d^0(\bar{B}_d^0 \rightarrow B_d^0)$$

En réalité, la mesure de l'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$ à l' $\Upsilon(4S)$ est purement due aux mésons B_d^0 , tandis qu'aux énergies supérieures à celle de la résonance $\Upsilon(4S)$, on ne peut mesurer qu'un effet global d'oscillations de B_d^0 et B_s^0 , sauf si on arrive à les séparer, ce qui n'a pas encore été fait.

Mesure du mélange $B^0 - \bar{B}^0$

Actuellement, l'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$ est mesurée à partir de la désintégration semi-leptonique du méson B. Donc, on ne peut mesurer qu'un signal intégré :

$$\int_0^\infty P_{B^0}(t)dt = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\Gamma_1} + \frac{1}{\Gamma_2} + \frac{2\Gamma}{\Gamma^2 + \Delta M^2}\right) \quad (1.18)$$

$$\int_0^\infty P_{\bar{B}^0}(t)dt = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\Gamma_1} + \frac{1}{\Gamma_2} - \frac{2\Gamma}{\Gamma^2 + \Delta M^2}\right) \quad (1.19)$$

où P_{B^0} (annexe A) est la probabilité que le B^0 n'oscille pas en $\bar{B}^0$, $P_{\bar{B}^0}$ est la probabilité que le B^0 oscille en $\bar{B}^0$ et enfin, Γ_1 et Γ_2 sont les largeurs des états propres de masse qui sont définis dans l'annexe A. Pour évaluer l'oscillation, on utilise le paramètre :

$$r = \frac{P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)}{P(B^0 \rightarrow B^0)} = \frac{\int_0^\infty P_{B^0}(t)dt}{\int_0^\infty P_{\bar{B}^0}(t)dt} \quad (1.20)$$

On peut également travailler avec un autre paramètre χ défini par :

$$\chi = \frac{P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)}{P(B^0 \rightarrow B^0) + P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0)} = \frac{r}{1+r} \quad (1.21)$$

En utilisant les variables $x = \frac{\Delta M}{\Gamma}$ et $y = \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma}$, le paramètre r se met sous la forme

$$r = \frac{x^2 + y^2}{2 + x^2 - y^2} \quad (1.22)$$

Γ et ΔM sont définis dans l'annexe A. La valeur maximale que peut prendre r est 1 ($x = 1/2$), qui correspond à un nombre égal de méson B^0 et $\bar{B}^0$ dans l'état final ($t \rightarrow \infty$).

* Si $y = \frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma} \simeq 1 \rightarrow r \simeq 1$: c'est le cas du K^0 .

Dans ce cas :

$$\left| \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2} \right| = 1 \Rightarrow \Gamma_1 \gg \Gamma_2 \text{ ou } \Gamma_2 \gg \Gamma_1$$

ce qui explique la présence d'un K de longue durée de vie, K_L^0 , et d'un autre de courte durée de vie, K_S^0 .

Pour le B^0 , on a : $y \simeq 0$

(Voir annexe A)

$$\rightarrow r = \frac{x^2}{2 + x^2}$$

* Si $x \gg 1 \rightarrow r \simeq 1$: c'est le cas du B_S^0 .

$$x = \frac{\Delta M}{\Gamma} = \frac{1/\Gamma}{1/\Delta M} = \frac{\tau}{\tau_{mixing}} \gg 1 \quad (1.23)$$

Dans ce cas, le méson B oscillera davantage avant de se désintégrer.

Utilisation de la désintégration semi-leptonique du B^0 pour mesurer l'oscillation dans la réaction $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$

L'oscillation peut être mesurée dans ce cas par :

$$R = \frac{N(l^+l^+) + N(l^-l^-)}{N(l^+l^+) + N(l^-l^-) + N(l^+l^-)} \quad (1.24)$$

où

$$r = \frac{N(B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X)}{N(B^0 \rightarrow l^+ \nu X)} \quad (1.25)$$

Les différents nombres sont définis par :

$$N(l^-l^-) = N[\bar{B}^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X; B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X]$$

$$N(l^+l^+) = N[B^0 \rightarrow l^+ \nu X; \bar{B}^0 \rightarrow B^0 \rightarrow l^+ \nu X]$$

$$N(l^+l^-) = N[\bar{B}^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X; B^0 \rightarrow l^+ \nu X] + N[(B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X; \bar{B}^0 \rightarrow B^0 \rightarrow l^+ \nu X)]$$

Enfin, l'expression de R, en fonction de r, se met sous la forme :

$$R = \frac{r + r}{1 + r + r + r^2} = \frac{2r}{(1 + r)^2} \quad (1.26)$$

Mesures actuelles de l'oscillation du B^0

- A l'énergie de l' $\Upsilon(4S)$ (ARGUS et CLEO), l'oscillation est due seulement aux mésons B_d^0 . Dans ce cas, on mesure le paramètre d'oscillation r_d défini par :

$$r_d = \frac{P_r(B_d^o \rightarrow \bar{B}_d^o)}{P_r(B_d^o \rightarrow B_d^o)} \quad (1.27)$$

- Aux énergies supérieures à l' $\Upsilon(4S)$ (machines PETRA, PEP et UA1), l'oscillation est due soit aux mésons B_d^o soit aux mésons B_s^o . Alors, l'oscillation est évaluée par le paramètre suivant :

$$\chi = f_d \chi_d + f_s \chi_s \quad (1.28)$$

avec

$$\chi_d = \frac{P(B_d^o \rightarrow \bar{B}_d^o)}{P(B_d^o \rightarrow B_d^o) + P(B_d^o \rightarrow \bar{B}_d^o)} = \frac{r_d}{1 + r_d} \quad (1.29)$$

$$\chi_s = \frac{P(B_s^o \rightarrow \bar{B}_s^o)}{P(B_s^o \rightarrow B_s^o) + P(B_s^o \rightarrow \bar{B}_s^o)} = \frac{r_s}{1 + r_s} \quad (1.30)$$

avec :

f_d : probabilité qu'un quark b s'habille avec un quark d.

$$f_d = P_r(\bar{b} \rightarrow B_d) = 0.435$$

f_s : probabilité qu'un quark b s'habille avec un quark s.

$$f_s = P_r(\bar{b} \rightarrow B_s) = 0.13$$

Les valeurs de f_d et f_s sont pour le moment incertaines. On ne connaît que le rapport de production du quark d par rapport à celui du quark s, qui a été estimé dans la collision pp au ISR au CERN. La valeur du rapport de production $K^\pm/\pi^\pm$ a été trouvée égale à : $0,46 \pm 0.002$. [I.18]. Pour l'étude qui va suivre, les valeurs de f_d et f_s ci-dessus ont été prises du Monte-Carlo LUND. Les résultats d'oscillations du B^o des différentes expériences sont

donnés dans la table I.7 :

<i>experience</i>	<i>Ref</i>	<i>source du B^0</i>	$\sqrt{s}(\text{Gev})$	<i>Resultat</i>
ARGUS	I.16	$\Upsilon(4S) \rightarrow B_d^0 \bar{B}_d^0$	10.6	$r_d = 0.21 \pm 0.08$
CLEO	I.19	$\Upsilon(4S) \rightarrow B_d^0 \bar{B}_d^0$	10.6	$r_d = 0.18 \pm 0.098 \pm 0.062$
UA1	I.15	$p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$	630	$\chi = 0.121 \pm 0.047$
MARKII	I.20	$e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$	29	$\chi < 0.12$ a 90% CL
JADE	I.21	$e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$	34	$\chi < 0.13$ a 90% CL

Table I.7

Remarque : Le χ de UA1 est différent du χ que l'on a défini avant. En effet, il a été normalisé à tous les mésons B (chargés et neutres) et baryons.

$$\chi = \frac{P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow l^+ X)}{P(B \rightarrow l^- X) + P(B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow l^+ X)} \quad (1.31)$$

Et enfin, en prenant la moyenne des résultats de ARGUS et CLEO, on aura : $r_d = 0,195 \pm 0,060$

Alors χ_d prend la valeur : $\chi_d = 0,163 \pm 0,042$

La valeur de χ_s extraite des valeurs de χ_d (ARGUS + CLEO) et de χ (UA1) présente une grande erreur :

$$\chi_s = 0,392 \pm 0,387$$

En effet, lorsqu'on compare les résultats obtenus pour les différentes expériences, on constate (Fig. I.7.a) que l'erreur sur χ_s est grande (zone hachurée). Mais, si l'on ajoute les contraintes imposées pour les mesures des éléments de la matrice CKM, cette erreur peut être réduite.

En effet, nous savons (Annexe A) que le diagramme en boîte (Fig. I.8) nous donne :

$$\frac{x_d}{x_s} = \frac{|V_{td}|^2}{|V_{ts}|^2}$$

x_d et x_s ont été définis auparavant.

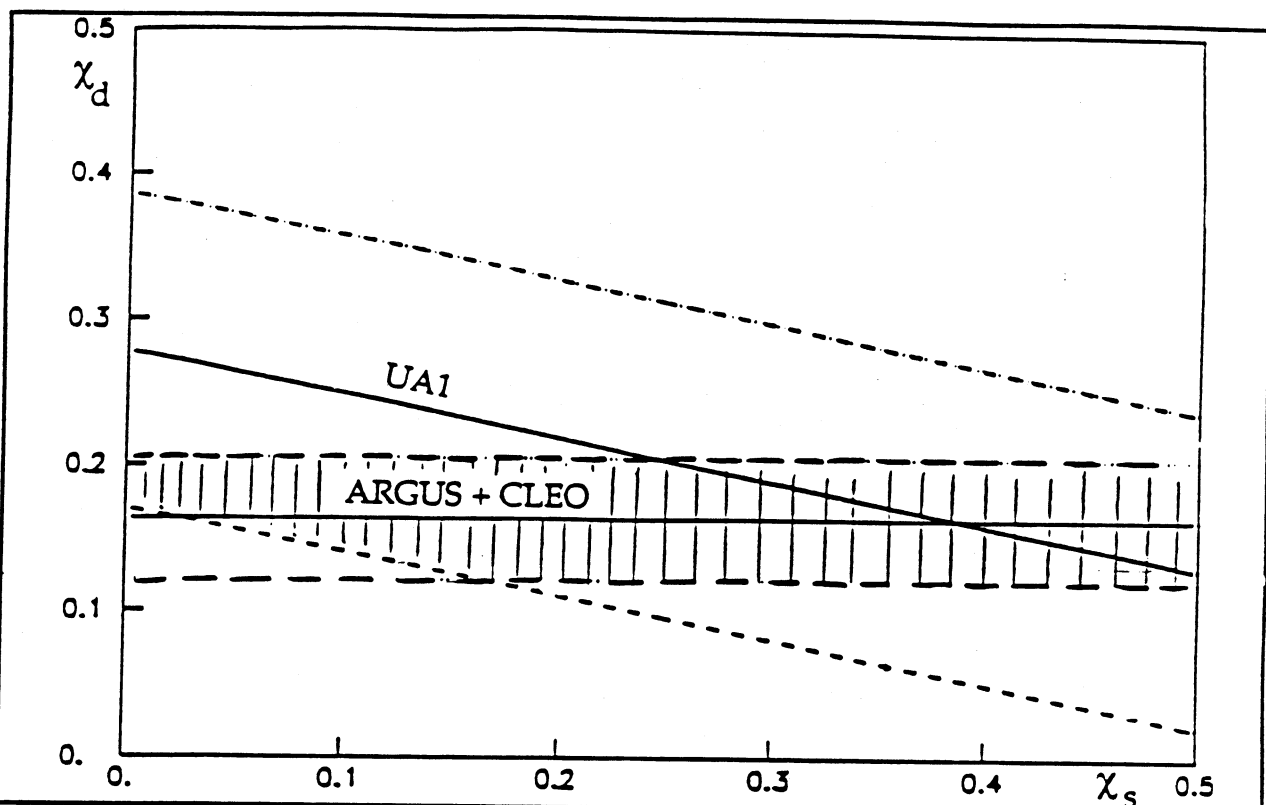


FIGURE
I.7.a

ERREUR SUR χ_s EN UTILISANT SEULEMENT LES
VALEURS DE χ_s (CLEO + ARGUS) ET DE χ (UA1)

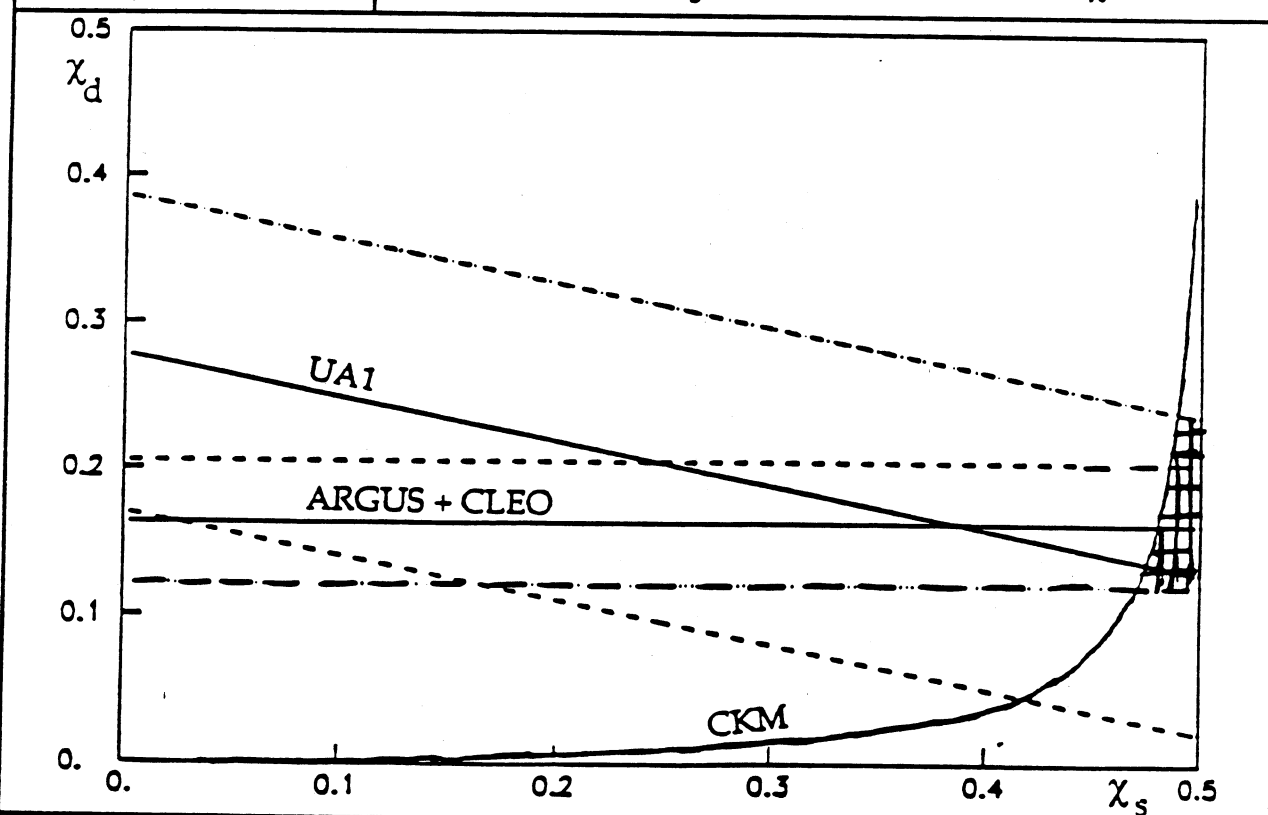


FIGURE
I.7.b

EFFET DE LA MATRICE CKM POUR LA
DETERMINATION DE χ_s

Les valeurs de $|V_{td}|$ et $|V_{ts}|$ sont données par :

$$0,002 < |V_{td}| < 0,017$$

$$0,037 < |V_{ts}| < 0,048$$

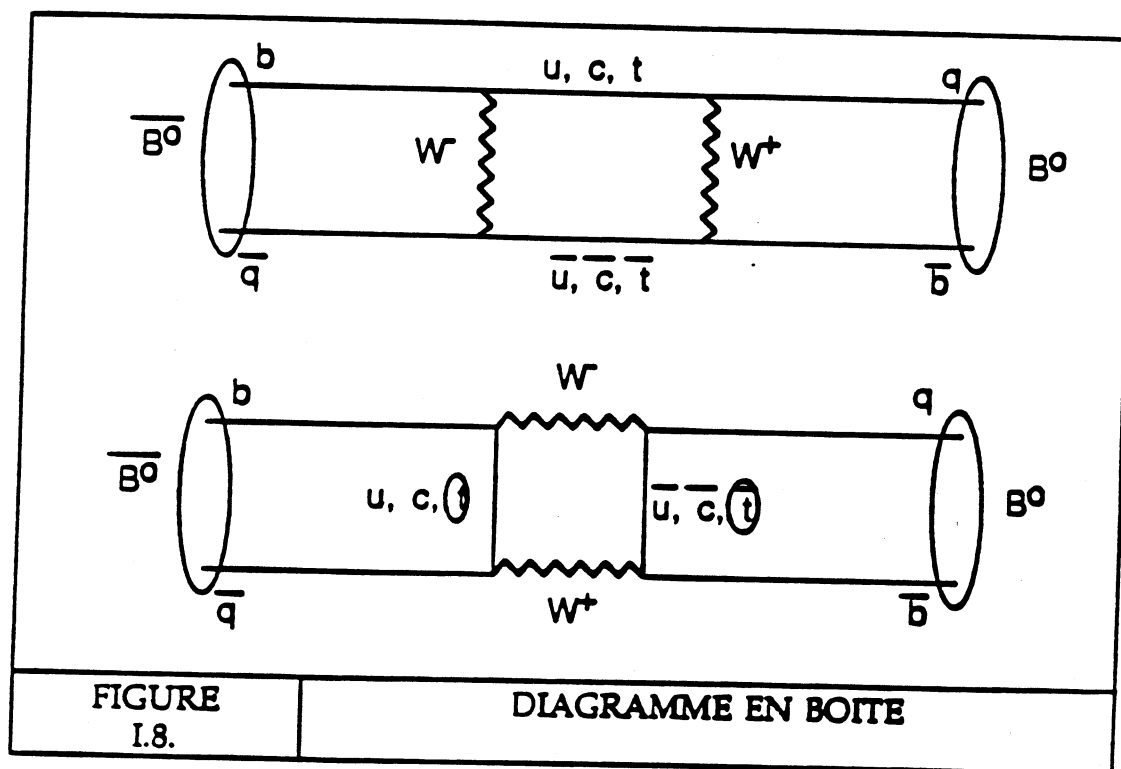
d'où :

$$\frac{x_d}{x_s} = \frac{|V_{td}|^2}{|V_{ts}|^2} < 0,21$$

Alors :

$$\chi_d < \frac{0,21^2 \chi_s}{1 - 2\chi_s(1 - 0,21^2)} \quad (1.32)$$

En utilisant les valeurs de CLEO + ARGUS, UA1 et l'inégalité précédente, la région des valeurs finalement autorisées de χ_d et χ_s est représentée sur la Fig. I.7.b (région hachurée). χ_s est très proche de 0,5 et c'est la valeur qu'on utilisera dans nos calculs.



I.3. EFFET DU MELANGE $B^0 - \bar{B}^0$ SUR L'ASYMETRIE AVANT - ARRIERE

Au Z, le mélange $B^0 - \bar{B}^0$ n'est pas dû seulement aux mésons B_d^0 , mais aussi aux mésons B_s^0 . On utilise, alors, un paramètre de mélange χ défini par

$$\chi = f_d \chi_d + f_s \chi_s \quad (1.33)$$

avec

$$\chi_d = \frac{P(B_d^0 \rightarrow \bar{B}_d^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X)}{P(B_d^0 \rightarrow l^+ \nu X) + P(B_d^0 \rightarrow \bar{B}_d^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X)} = \frac{r_d}{1 + r_d} \quad (1.34)$$

$$\chi_s = \frac{P(B_s^0 \rightarrow \bar{B}_s^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X)}{P(B_s^0 \rightarrow l^+ \nu X) + P(B_s^0 \rightarrow \bar{B}_s^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X)} = \frac{r_s}{1 + r_s} \quad (1.35)$$

Le mélange $B^0 - \bar{B}^0$ est estimé par le paramètre R :

$$R = \frac{N_o^{++} + N_o^{--}}{N_o^{++} + N_o^{--} + N_o^{+-}} \quad (1.36)$$

où :

$$N_o^{++} = N[(\bar{B}^0 \rightarrow B^0 \rightarrow l^+ \nu X); (B^0 \rightarrow l^+ \nu X)]$$

$$N_o^{--} = N[(\bar{B}^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X); (B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X)]$$

$$N_o^{+-} = N[(B^0 \rightarrow l^+ \nu X); (\bar{B}^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X)] + N[(B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow l^- \bar{\nu} X); (\bar{B}^0 \rightarrow B^0 \rightarrow l^+ \nu)]$$

L'indice zéro signifie qu'on ne tient compte que des mésons neutres. En réalité, on mesure la quantité :

$$R' = \frac{N^{++} + N^{--}}{N^{++} + N^{--} + N^{+-}} \quad (1.37)$$

où :

$$N^{++} = N_o^{++} \text{ et } N^{--} = N_o^{--}$$

Par contre, N^{+-} représente le nombre de paires de leptons provenant des mésons neutres et chargés : il se met sous la forme :

$$N^{+-} = N_o^{+-} + \lambda [N_o^{+-} + N_o^{++} + N_o^{--}]$$

Le paramètre λ prend en considération le rapport de production entre les mésons chargés B^+ et les baryons, et les mésons neutres B^0 :

$$\lambda = \frac{f^+ + f^{bar}}{f^0} \left[\frac{B_r^{+(sl)}}{B_r^{0(sl)}} \right]^2 \quad (1.38)$$

f^+ : probabilité qu'un quark b donne un méson chargé.

f^0 : probabilité qu'un quark b donne un méson neutre.

f^{bar} : probabilité qu'un quark b donne un baryon beau.

$B_r^{+(sl)}$ et $B_r^{o(sl)}$ sont les rapports de branchements semi-leptoniques des mésons chargés et neutres.

$$\Rightarrow N_o^{+-} = \frac{N^{+-} - \lambda(N_o^{++} + N_o^{--})}{1 + \lambda} \quad (1.39)$$

$$\Rightarrow R = \frac{N_o^{++} + N_o^{--}}{N_o^{++} + N_o^{--} + \frac{N^{+-} - \lambda(N_o^{++} + N_o^{--})}{1 + \lambda}} \quad (1.40)$$

$$R = (1 + \lambda) \frac{N^{++} + N^{--}}{N^{++} + N^{--} + N^{+-}} = (1 + \lambda) R' \quad (1.41)$$

R' se met sous la forme :

$$R' = \frac{\chi(1 - \chi) + \chi(1 - \chi)}{\chi(1 - \chi) + \chi(1 - \chi) + (1 - \chi)^2 + \chi^2} = 2\chi(1 - \chi) \quad (1.42)$$

où χ définit l'oscillation mesurée :

$$\chi = \frac{N(b \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow B^0 \rightarrow l^+)}{N(b \rightarrow \bar{B} \rightarrow l^-) + N(b \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow B^0 \rightarrow l^+)}$$

où $\bar{B}$ est, soit un méson neutre, soit un méson B chargé, ou enfin un baryon beau.

L'asymétrie avant-arrière sera mesurée par :

$$A_{FB}^{mes} = \frac{N_F(l^-) - N_F(l^+)}{N_F(l^-) + N_F(l^+)} \quad (1.43)$$

avec :

$N_F(l^-)$ = nombre de leptons 'moins' émis vers l'avant.

$N_F(l^+)$ = nombre de leptons 'plus' émis vers l'avant.

Mais $N_F(l^-)$ est égal au nombre de leptons provenant de la désintégration des B^0 qui n'ont pas oscillé et des $\bar{B}^0$ qui ont oscillé, d'où :

$$N_F(l^-) = (1 - \chi)N_F^V(l^-) + \chi N_F^V(l^+) \quad (1.44)$$

$$N_F(l^+) = (1 - \chi)N_F^V(l^+) + \chi N_F^V(l^-)$$

$N_F^V(l^-)$ = nombre de leptons 'moins' émis vers l'avant s'il n'y a pas oscillation du B.

$N_F^V(l^+)$ = nombre de leptons 'plus' émis vers l'avant s'il n'y a pas oscillation du B.

Alors A_{FB}^{mes} s'écrit :

$$A_{FB}^{mes} = \frac{[(1 - \chi)N_F^V(l^-) + \chi N_F^V(l^+)] - [(1 - \chi)N_F^V(l^+) + \chi N_F^V(l^-)]}{[(1 - \chi)N_F^V(l^-) + \chi N_F^V(l^+)] + [(1 - \chi)N_F^V(l^+) + \chi N_F^V(l^-)]} \quad (1.45)$$

$$\rightarrow A_{FB}^{mes} = (1 - 2\chi) \frac{N_F^V(l^-) - N_F^V(l^+)}{N_F^V(l^-) + N_F^V(l^+)}$$

où, $A_{FB}^V = \frac{N_F^V(l^-) - N_F^V(l^+)}{N_F^V(l^-) + N_F^V(l^+)}$, est la vraie asymétrie avant-arrière.

$$\Rightarrow A_{FB} = \frac{A_{FB}^{mes}}{1 - 2\chi} \quad (1.46)$$

ou

$$\Rightarrow A_{FB} = \frac{A_{FB}^{mes}}{\sqrt{1 - 2R'}} \quad (1.47)$$

L'asymétrie avant-arrière mesurée est donc corrigée par un facteur $\frac{1}{1 - 2\chi}$ qui est du à l'oscillation du méson B^0 .

Erreur sur A_{FB} due à l'oscillation du B^0

$$dA_{FB} = \frac{dA_{FB}^{mes}}{\sqrt{1 - 2R'}} + \frac{A_{FB}^{mes}}{(1 - 2R')^{3/2}} dR' \quad (1.48)$$

$$\sigma_{A_{FB}}^2 = \frac{\sigma_{A_{FB}^{mes}}^2}{(1 - 2R')} + \frac{A_{FB}^{mes2}}{(1 - 2R')^3} \sigma_{R'}^2$$

L'erreur sur R' est donnée par :

$$\sigma_{R'}^2 = \frac{R'(1 - R')}{N_{ll}}$$

N_{ll} représente le nombre total de paires de leptons :

$$N_{ll} = N^{++} + N^{--} + N^{+-}$$

Enfin, l'erreur sur A_{FB}^{mes} se met sous la forme (1.13) :

$$\sigma_{A_{FB}^{mes}}^2 = \frac{1 - (A_{FB}^{mes})^2}{N_l}$$

où N_l est le nombre de désintégrations semi-leptoniques du méson B ou baryon beau.

$$N_l = N_F(l^-) + N_F(l^+)$$

$$N_l = N_Z \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_Z} B_r^{s'l}$$

$$N_{ll} = N_l B_r^{s'l}$$

où :

N_Z = Nombre de Z produits

$\Gamma_{b\bar{b}}$ = Largeur du canal $b\bar{b}$

Γ_Z = Largeur du Z

$B_r^{s'l}$ = Rapport de branchement semi-leptonique du méson B.

$$\Rightarrow \sigma_{A_{FB}}^2 = \left[\frac{1 - (A_{FB}^{mes})^2}{(1 - 2R')} + \frac{R'(1 - R')(A_{FB}^{mes})^2}{B_r^{sl}(1 - 2R')^3} \right] \frac{1}{N_Z \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}}{\Gamma_Z} B_r^{sl}}$$

Cette expression comporte deux termes : le premier est dû à la statistique et le deuxième représente l'erreur due à l'oscillation du B^0 . La Fig I.9 montre la différence entre l'erreur sur A_{FB} sans oscillation du B^0 (en continu) et l'erreur avec oscillation (en pointillé). Cette courbe montre qu'il faut au moins 10^7 Z pour être moins dépendant de la statistique.

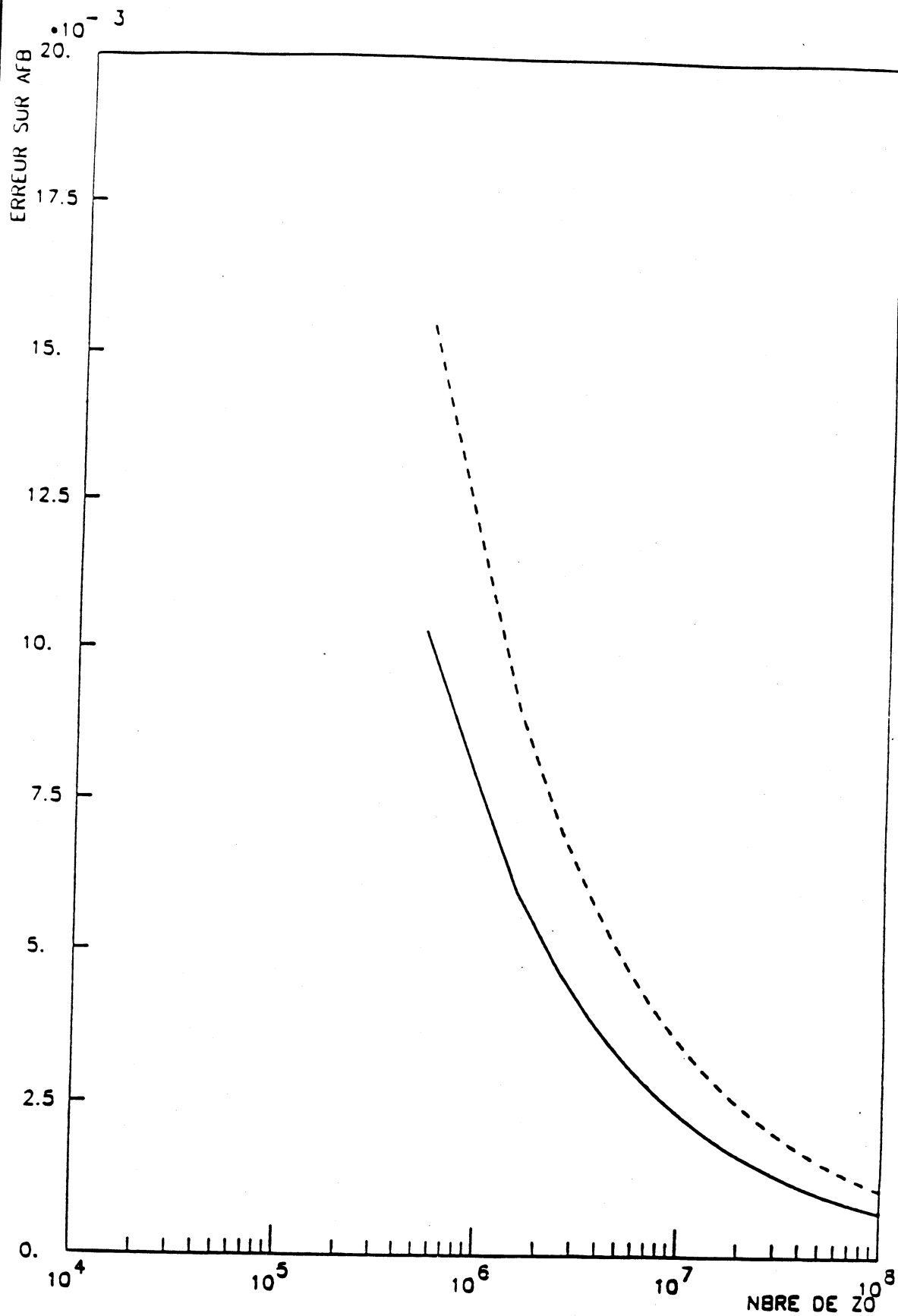


FIGURE
I. 9

ERREUR SUR L'ASYMETRIE DU b

Références

- I.1. C.Quigg : Gauge theories of the Strong, Weak and Electromagnetic interactions
- I.2. G. Ross : Livre "Grand Unified Theories", Frontière in Physics
- I.3. J.M. Dorfan : SLAC - PUB 3407, August 1984
- I.4. "Physics at LEP", CERN 86-02 - Vol. 1 p. 42
- I.5. F.M. Renard, A. Blondel and C. Verzeqnasi : "Polarization at LEP" CERN 88-06 p. 201.
- I.6. S.L. Glashow : NUCL. PHYS. 22 (1961) 579
S. Weinberg : Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
A. Salam : Proc. of the 8th Nobel Symposium, Aspenäs garden (1968)
p. 367 (Almqvist et Wiksell, Stockholm, 1968)
- I.7. M. Kobayashi and K. Maskawa : Prog. Theo. Phys. 49 (1973) 652
- I.8. S.W Herb et al : Phys. Rev. Lett 39,252 (1977)
- I.9.
 $\Upsilon(1s)$:
C. Berger et al : Phys. Lett. 76B, 243 (1978)
C.W. Darden et al : Phys. Lett. 78B, 246 (1978)
 $\Upsilon(2s)$:
J.K. Bienlein et al : Phys. Lett. 78B, 360 (1978)
C.W. Darden et al : Phys. Lett. 80B, 419 (1979)
- I.10. D. Andrews et al : Phys. Rev. Lett 45, 219 (1980)
G. Finocchiaro et al : Phys. Rev. Lett. 45, 292 (1980)
- I.11. K. Han et al : Phys. rev. Lett. 55, 36 (1985)
- I.12. Schröder : DESY 88 - 101 July 1988
- I.13. J.L. Cortes, X.Y. Phan and A. Tounsi : Phys. Rev. D Vol 25 (1988)
- I.14. Particule properties data Booklet April 1988
- I.15. UA1 Collab, C. Albajar et al : Phys. Lett. 186B, 247 (1987)
- I.16. H.R. Brandt et al : Phys. Lett. 200B, 221 (1988)
- I.17. Argus Collab, H. Albrecht et al : Phys. Lett. 186B, 247 (1987)

- I.18. ABCDHW Collab., A. Breakstone et al : Phy. Lett. 35B (1984)
- I.19. XXIV International Conference on High Energy Physics Munich,
August 4 - 10, 1988, eds R.Kodhans and J.H.Kühn.
- I.20. T. Schaad et al (MARK II Collab.) : Phys. Lett. 160B, 188 (1985)
- I.21 W. Bartel et al (Jade Collab.) : Phys. Lett. 146B, 437 (1984)

C H A P I T R E I I

LE DETECTEUR L3

II.1. LE DETECTEUR CENTRAL

II.1.1. Le principe de la TEC (Time Expansion Chamber)

II.1.2. Disposition du détecteur central

II.2. LE CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE

II.2.1. Résultats des tests sur la résolution en énergie et en position

II.2.2. Résolution en énergie et en position

II.3. LE DETECTEUR HADRONIQUE

II.3.1. Résolution en énergie et en position

II.4. LE FILTRE A MUONS

II.5. LES CHAMBRES A MUS

REFERENCES

L'expérience L3 (Fig. II.1) est actuellement en cours de montage au CERN. Elle se propose d'étudier, dans une première phase, les collisions e^+e^- dans la région du Z. Elle est caractérisée par la haute précision des mesures sur les muons, électrons et photons.

Les sous-détecteurs de l'expérience sont installés à l'intérieur d'un aimant de 7500 tonnes, produisant un champ magnétique de 0,5 Tesla dans un volume d'environ 1300 m^3 .

Les particules chargées, produites au point d'interaction ($r = 0$), laisseront des traces dans la TEC (Time - Expansion - Chamber) jusqu'à un rayon de 50 cm.

Les électrons et les photons déposeront leur énergie dans le détecteur électromagnétique utilisant un nouveau scintillateur : le Germanate de Bismuth $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO).

Les gerbes hadroniques continueront leur développement dans le calorimètre hadronique qui s'étend jusqu'à $r = 179 \text{ cm}$.

Dans une acceptance géométrique d'environ 72%, la majorité des muons pénétreront dans le "spectromètre à muons", lequel analysera leur impulsion avec trois chambres à fils ($r = 568$).

Enfin, tout le détecteur sera supporté par un tube concentrique à la ligne du faisceau.

On peut résumer ce qui précède dans la Fig. II.2, les distances radiales et longitudinales étant représentées sur la Fig. II.3.

II.1. LE DETECTEUR CENTRAL

Dans les détecteurs utilisant un champ magnétique solénoïdal, l'impulsion des particules est généralement mesurée dans le détecteur (de trace) central, centré autour du point d'interaction.

Ce type de détecteur a une structure cylindrique (Fig. II.4). Le champ magnétique, parallèle à l'axe du faisceau, permet de mesurer l'impulsion des particules avec une précision [II.1] :

$$\left(\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} \right)_{\text{mes}} = \left(\frac{\epsilon P_T}{0,3BL^2} \right) \sqrt{\frac{720}{N+4}}$$

avec :

ϵ = l'erreur dans le plan $r-\phi$ perpendiculaire au champ magnétique B .

P_T = composante de l'impulsion de la particule dans le plan perpendiculaire à B .

B = champ magnétique en Tesla.

N = nombre de points mesurés le long de la trace pour un espacement uniforme.

L = distance parcourue par la particule perpendiculairement au champ magnétique.

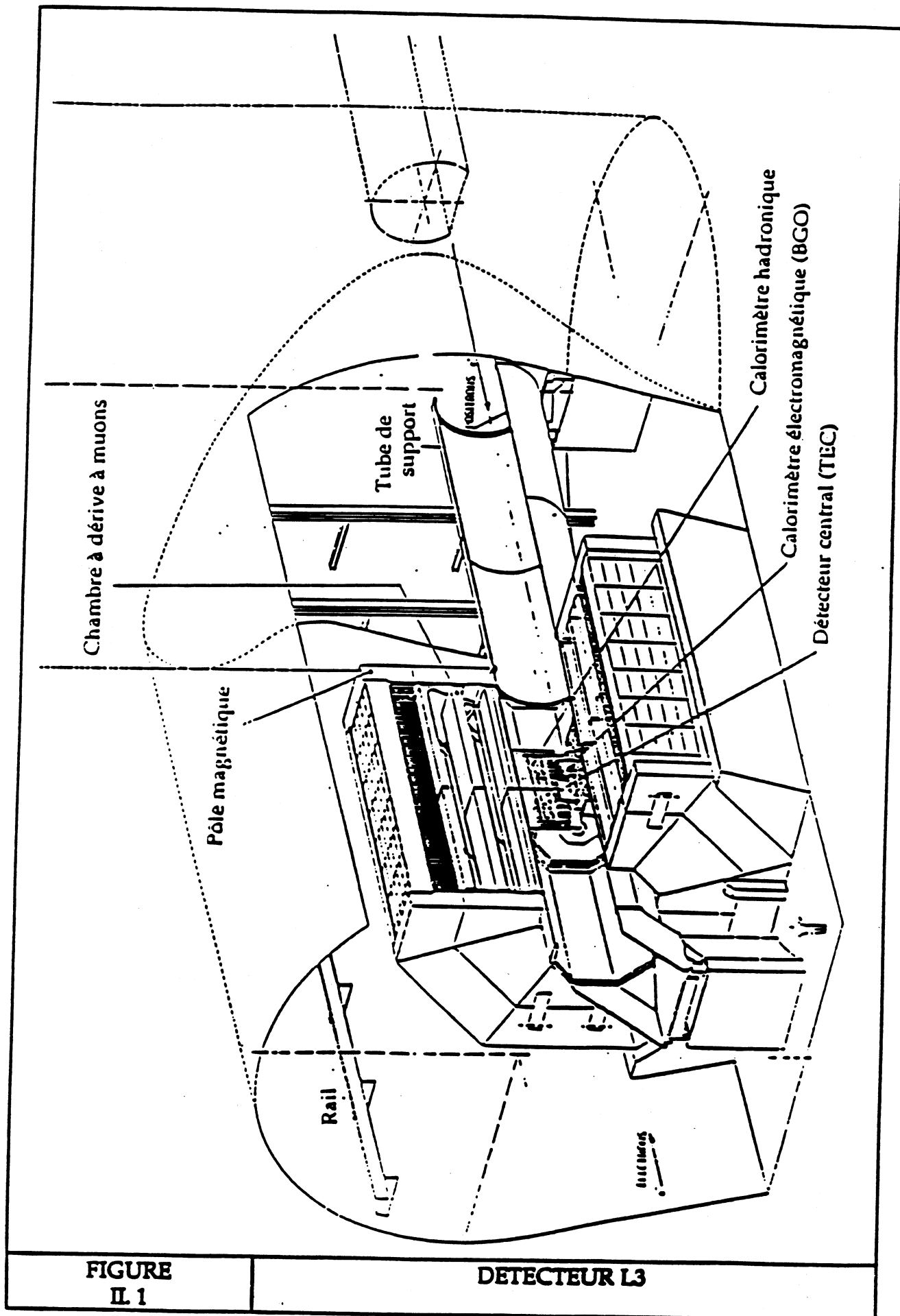
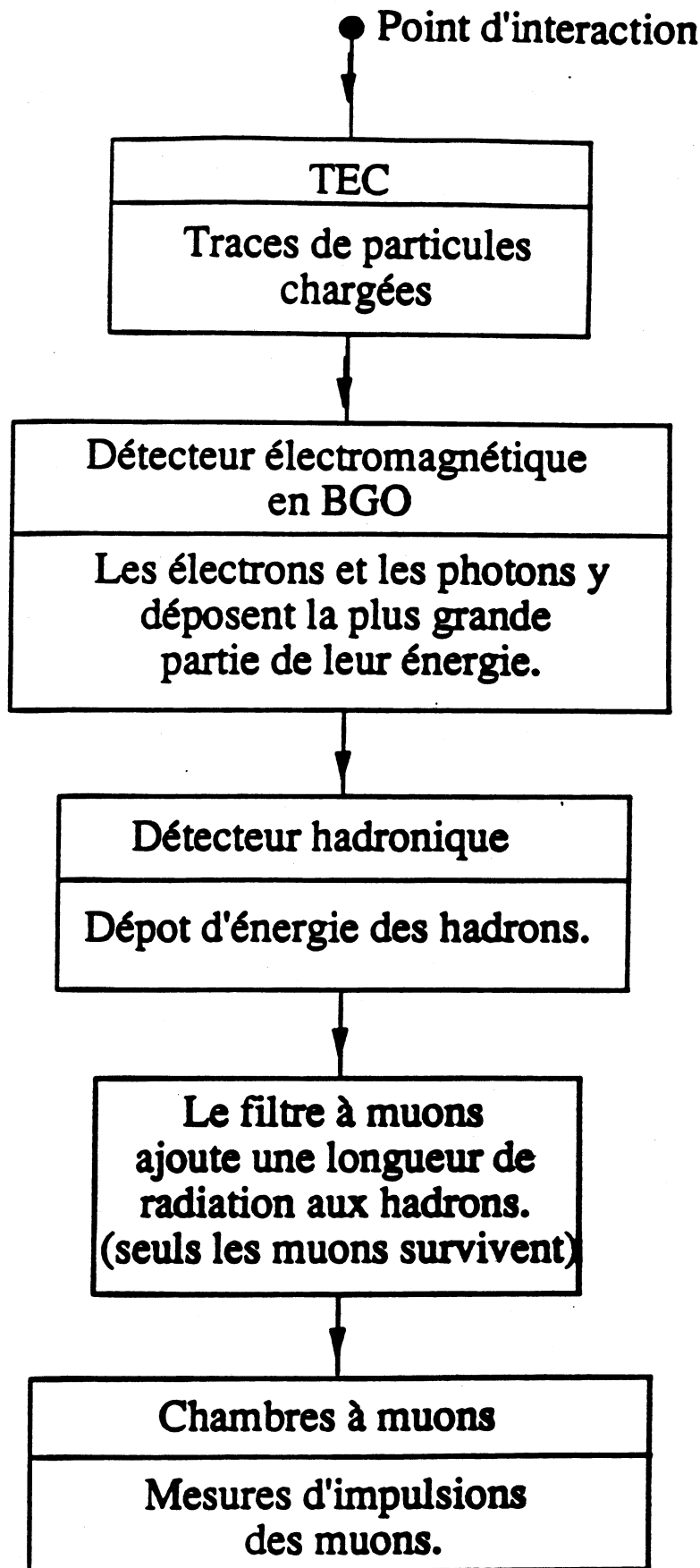


FIGURE
IL 1

DETECTEUR L3



**FIGURE
II.2**

ROLE DE CHAQUE SOUS-DETECTEUR DE L3

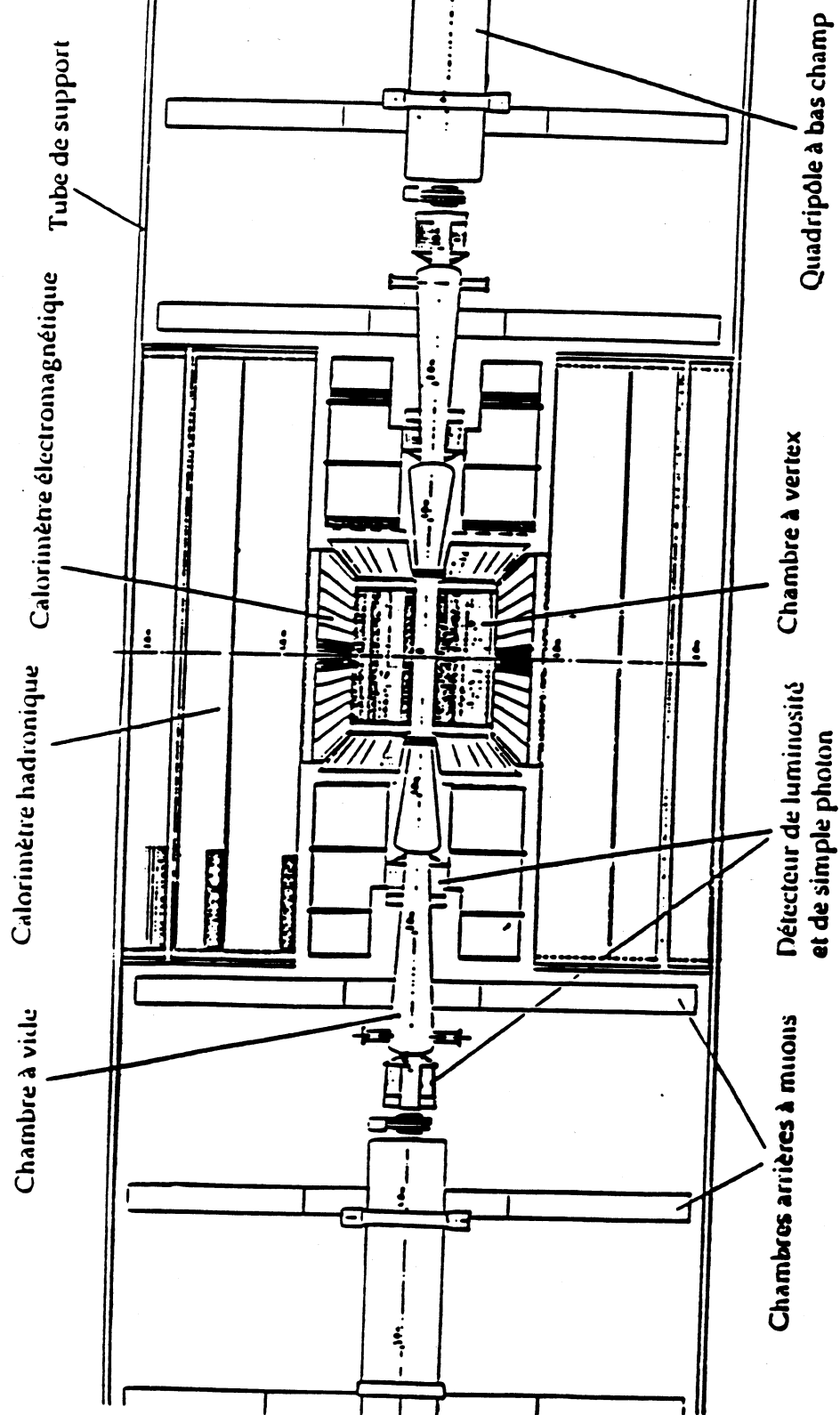


FIGURE
II. 3

COUPE TRANSVERSALE DU DETECTEUR L3

Les diffusions multiples contribuent avec une erreur de :

$$\left(\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} \right)_{dm} = \frac{0,05}{BL} \sqrt{\frac{1,43L}{X_0}}$$

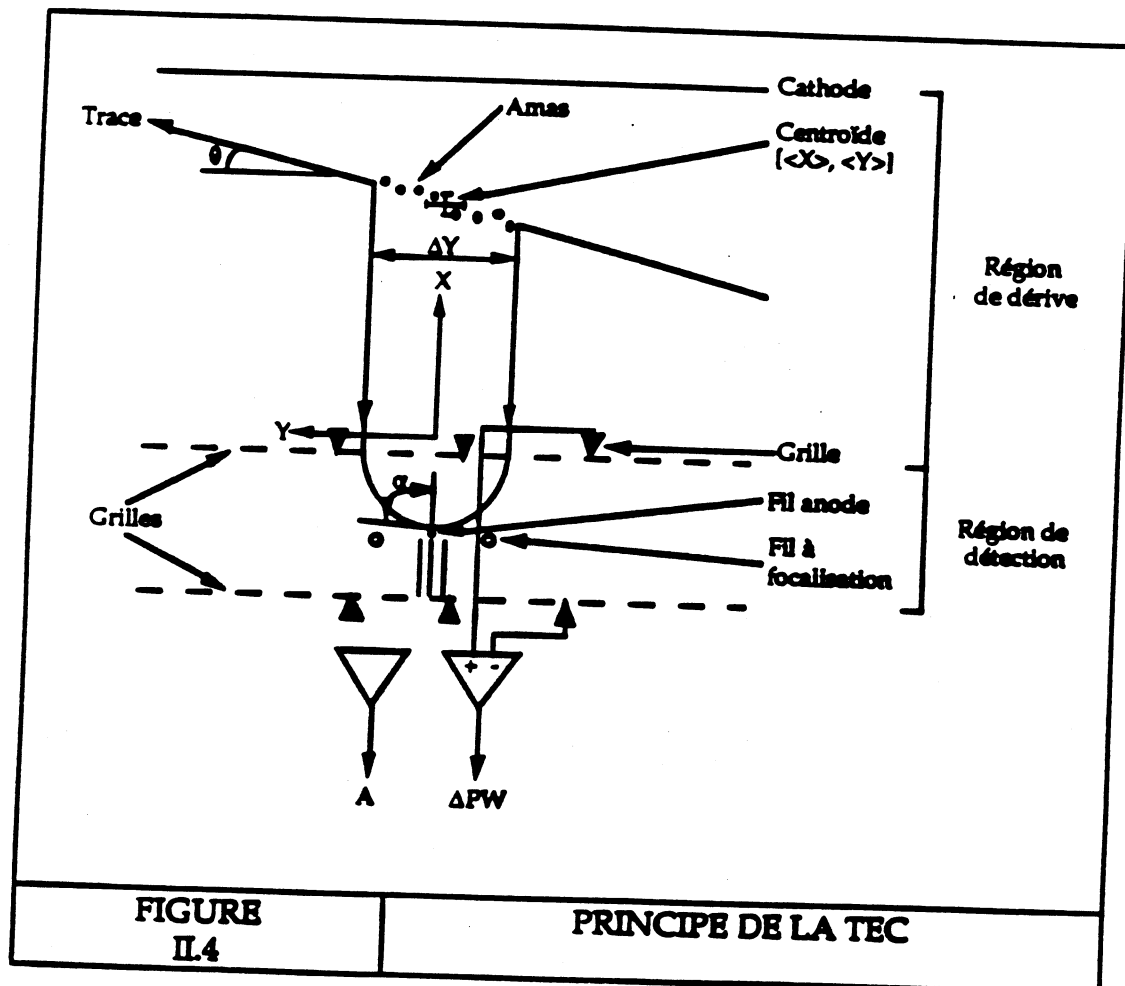
où X_0 représente la longueur de radiation du matériel traversé.

Pour avoir l'impulsion totale, il faut aussi mesurer l'angle polaire θ , angle de la particule avec l'axe z. Pour N points mesurés avec une erreur σ_z , l'erreur sur l'angle θ est donnée par :

$$(\sigma_\theta)_{mes} = \frac{\sigma_z}{L} \sqrt{\frac{12(N-1)}{N(N+1)}}$$

Tandis que les diffusions multiples y ajoutent une erreur de :

$$(\sigma_\theta)_{dm} = \frac{0,015}{\sqrt{3p}} \sqrt{\frac{L}{X_0}}$$



Finalement on obtient les erreurs globales suivantes :

$$\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} = \left[\left(\frac{\epsilon P_T}{0,3BL^2} \right)^2 \frac{720}{N+4} + \left(\frac{0,05}{BL} \right)^2 \frac{1,43L}{X_o} \right]^{\frac{1}{2}}$$

et

$$\sigma_\theta = \left[\frac{12(N-1)}{N(N+1)} \left(\frac{\sigma_z}{L} \right)^2 + \frac{(0,015)^2}{3p^2} \frac{L}{X_o} \right]^{\frac{1}{2}}$$

On constate que la résolution sur l'impulsion s'améliore quand on augmente le produit BL^2 et aussi N .

II.1.1. Le principe de la TEC (Time Expansion Chamber)

Pour atteindre une meilleure résolution en position, des travaux ont été menés dans le but d'augmenter le temps de dérive, et cela par l'utilisation de plusieurs mélanges de gaz pour différentes valeurs de pressions. Les principales contributions à la résolution, sur la position, σ ont été distinguées [II.2] :

$$\sigma^2 = A^2 + (\Delta x_{ion})^2 + (\Delta x_{diffu})^2$$

Le dernier terme est dû à la diffusion.

La contribution Δx_{ion} est due à la fluctuation de l'ionisation primaire. Elle dépend de la valeur moyenne de la distance entre les amas $\lambda_d = \frac{1}{n}$, n étant le nombre moyen de collisions par g/cm^2 et par conséquent décroît proportionnellement avec la pression du gaz utilisé.

La contribution constante A a été trouvée indépendante de la pression. La valeur minimale est de $20 \mu m$.

L'analyse de ces résultats a montré qu'il est difficile d'améliorer considérablement la résolution, d'où un nouveau type de chambre. La chambre TEC (Time Expansion Chamber) [II.3] a été introduite pour corriger les limitations des chambres à dérive décrites auparavant.

Ces améliorations sont dues à une lecture spéciale de la TEC, dont la principale caractéristique qui distingue cette chambre des chambres à dérive habituelles est que (Fig. II.4), la région de dérive est séparée de la région d'amplification par une grille fixe qui, selon son champ électrique et l'ajustement d'un mélange de gaz, diminue la vitesse de dérive habituelle ($V_{dr} \simeq 50 \mu m/ns$) à la vitesse de la TEC ($V_{dr}^{TEC} \simeq 5 \mu m/ns$).

II.1.2. Description du détecteur central

L'espace cylindrique occupé par la chambre à vertex de l'expérience L3 est situé entre le tube à Béryllium ($r = 8 \text{ cm}$) et le calorimètre en BGO ($r = 50 \text{ cm}$). (Fig. II.5)

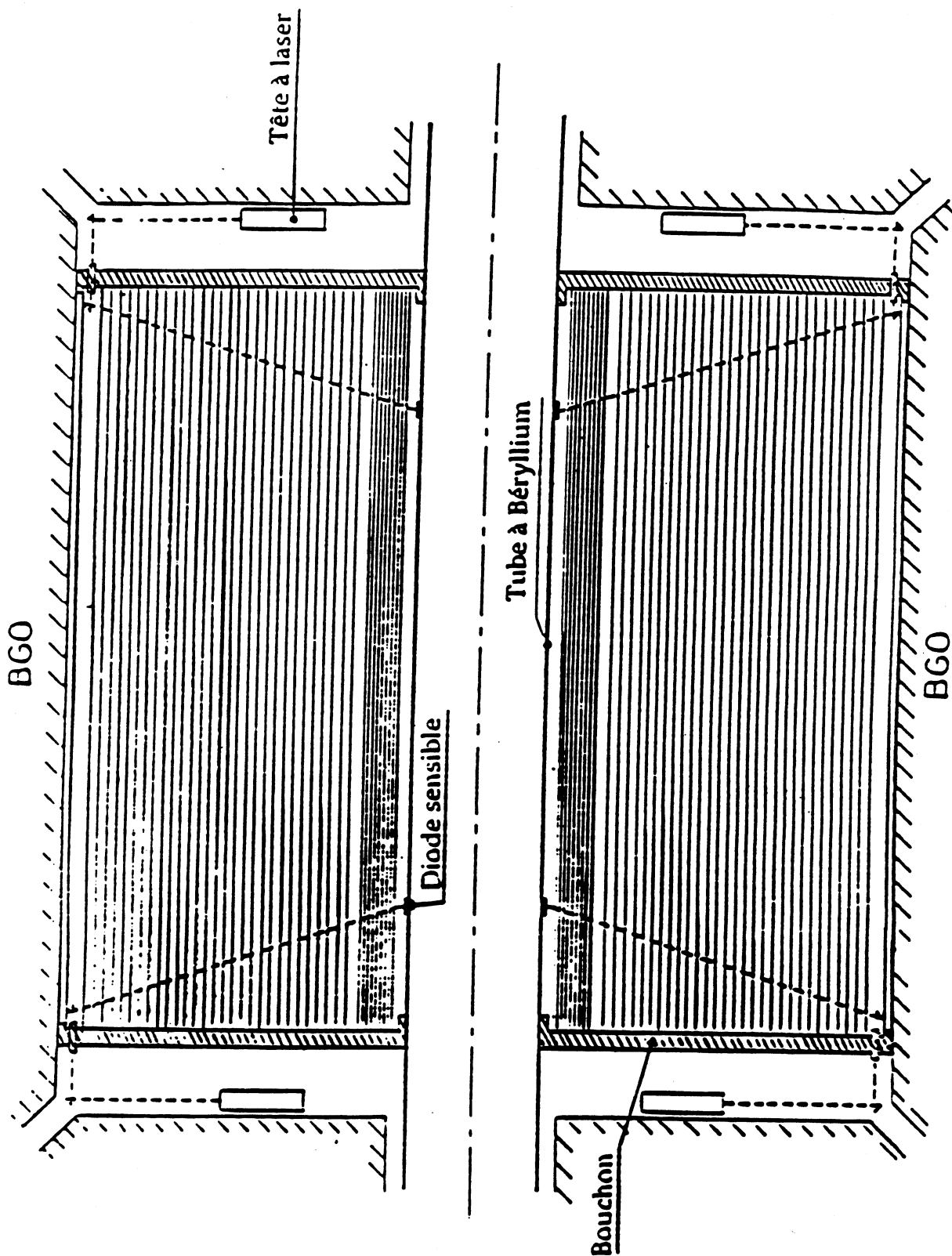


FIGURE
II. 5

DISPOSITION DE LA TEC

Fil	Diamètre (μm)	Matériel	Tension (gr)
• • Anode division de charge	20	W	70
• • Anode	20	W	70
• • Focalisateur	100	CuE ₆	200
• • Cathode interne et externe à focale	250	CuE ₆	1200
≡ • Grille	100	CuE ₆	300
▽ • Ensemble de 5 grilles de fils pour mesure "pick-up"			
• • Fil à potentiel	100	CuE ₆	300

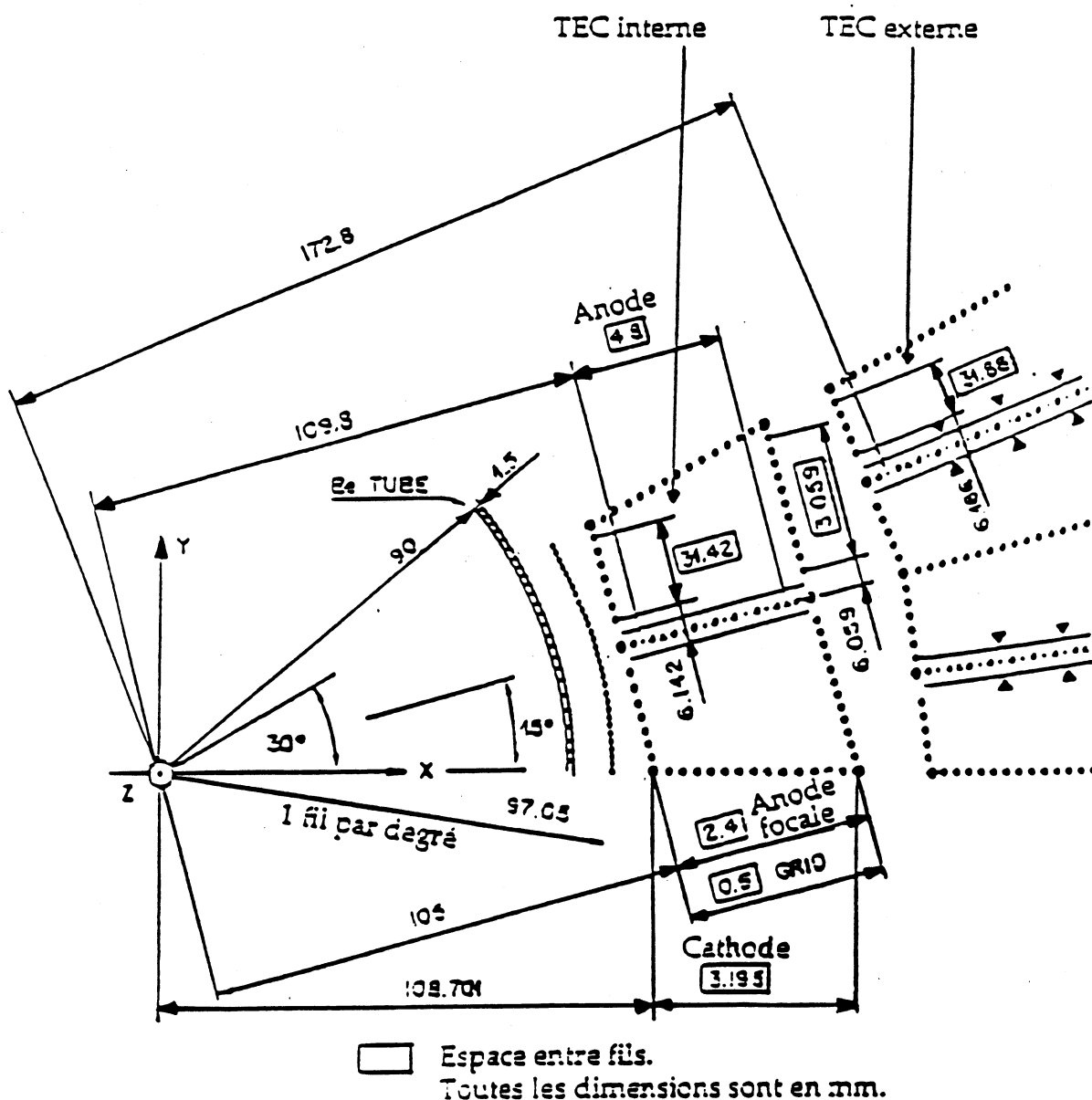


FIGURE
II. 6

CONFIGURATION DES FILS DE LA TEC

Cet espace représente deux régions de détection, cylindriques et concentriques (Fig. II.6) : la TEC interne ("Inner TEC" en anglais) : 'TECI', et la TEC externe ("Outer TEC" en anglais) : 'TECO'.

La 'TECI' est subdivisée en 12, et la 'TECO' en 24 secteurs azimutaux. L'espace entre deux secteurs est rempli par des fils à cathode, tandis que les fils sensibles sont placés entre ces plans de cathode. La chambre détecte des signaux suivant le principe de "Time Expansion" (expansion en temps) décrit précédemment.

Les principaux paramètres de la TEC

Il y a deux types de fils sensibles pour mesurer la position de la particule : fil standard et fil de division de charge (CD).

Ce dernier permet la mesure de la coordonnée z , tandis que le premier situe la particule dans le plan $r-\phi$, perpendiculaire au champ magnétique.

Les grilles de fils, placées de chaque côté de la région d'amplification, permettent de lever l'ambiguïté gauche - droite (Fig. II.6).

Il est aussi à remarquer que, avant le tonneau en BGO et derrière la TEC, est placé une chambre Z qui mesure le point d'entrée de la particule sur le BGO, tandis qu'avant les bouchons en BGO, est installée une chambre FTC (Forward Track Chamber), qui, elle aussi, mesure le point d'entrée sur le BGO. Enfin, les résolutions en P_T , ϕ et θ sont représentées en fonction de θ sur les figures II.7.a, II.7.b et II.7.c. La figure II.7.d. montre l'amélioration de la résolution sur θ en utilisant la TEC Z et la FTC.

II.2. LE CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE

Le type de calorimètre électromagnétique utilisé dans l'expérience L3 permet de mesurer avec grande précision l'énergie et la position des électrons et des photons dans la région d'énergie comprise entre 100 Mev et 100 Gev.

Il est fait avec du BGO. Le BGO est un matériau scintillateur transparent qui présente les avantages suivants :

- une petite longueur de radiation : 1.13 cm (à comparer à celle du NAI qui est de 2.54 cm)
- une excellente résolution en énergie ;
- une basse fluorescence ;
- n'est pas hygroscopique, et présente donc de bonnes propriétés mécaniques et de manipulations .

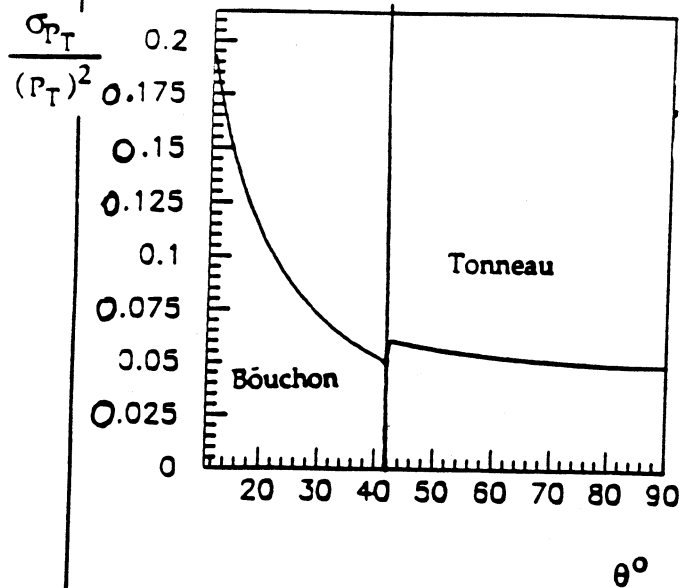


FIGURE II.7.a

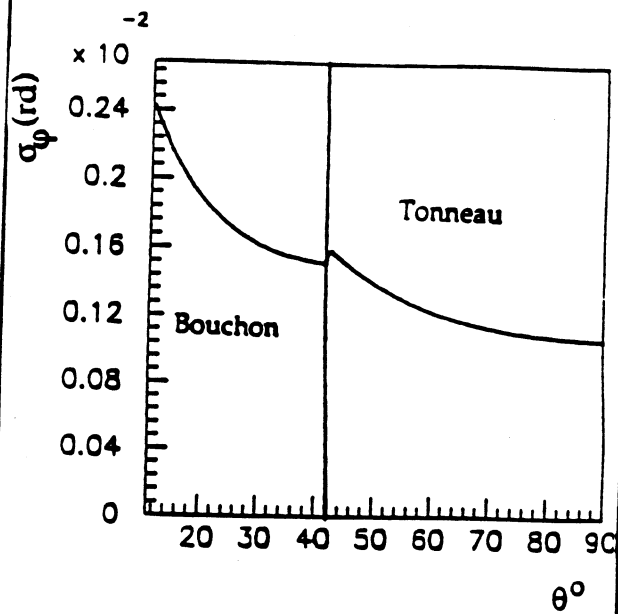


FIGURE II.7.b

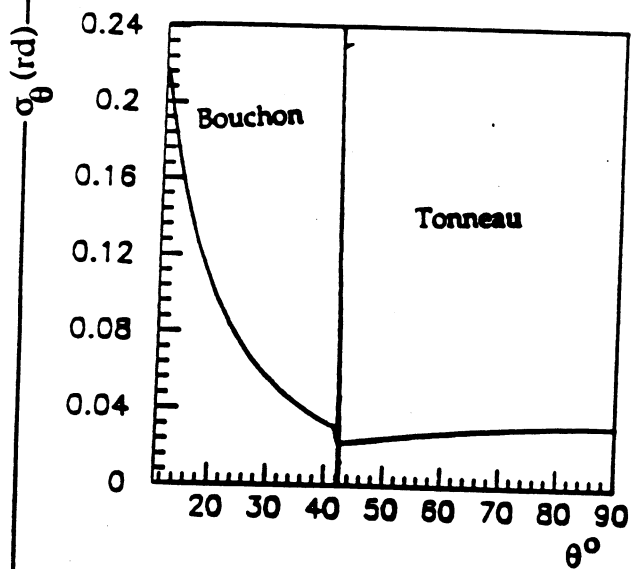


FIGURE II.7.c

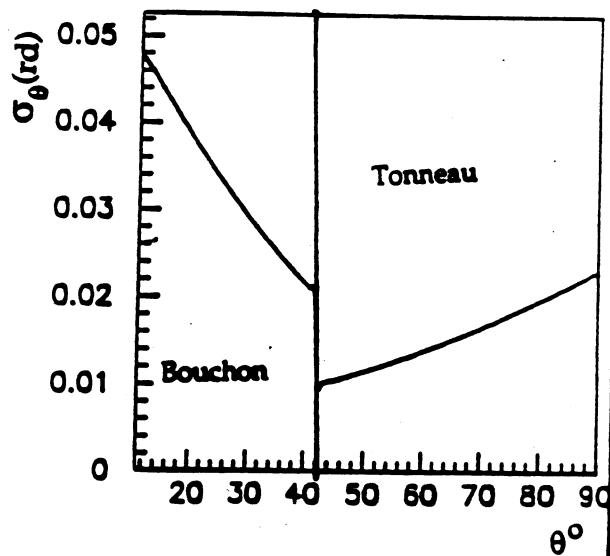


FIGURE II.7.d

RESOLUTION DE LA TEC

Entourant la TEC, le calorimètre électromagnétique est composé de 4 parties symétriques par rapport au point de collision e^+e^- :

a) 2 demi-tonneaux (EB) : chacun est composé de 3840 cristaux (Fig. II.8) en BGO disposés en 24 types en θ , chaque type présentant 160 cristaux en ϕ .

b) 2 bouchons (EC) en cristaux de BGO (Fig. II.8), avec des chambres à fils à l'avant (FTC). Ces bouchons sont actuellement en cours de construction.

La géométrie d'un cristal en BGO est trapézoïdale et est représentée sur la Fig. II.9, où on représente les vues de profil et de dessus. Les dimensions des différents types de cristaux (1 à 24) sont aussi données.

La lumière produite par l'absorption des électrons et des photons, par le cristal, est recueillie par deux photodiodes placées sur sa face arrière.

II.2.1. Résultats des tests sur la résolution en énergie et en position

La mesure des propriétés du calorimètre a été réalisée en 3 étapes :

a) Test d'une matrice (1985-1986) de 100 cristaux. Cette matrice avait la même géométrie que le calorimètre final : cristaux pointant vers le point d'interaction, structure porteuse en fibre de carbone avec paroi de $200\ \mu$ entre cristaux. Cette matrice a permis d'étudier[II.4] :

- la linéarité en fonction de l'énergie
- la résolution en énergie
- les effets de bord entre cristaux
- la résolution en position (centre de gravité de l'énergie déposée dans les cristaux adjacents)
- correction par rapport à la température.

b) Calibration à trois énergies (2, 10 et 50 GeV) du premier demi-barrel (1987), soit 3840 cristaux.

c) Test du second demi-barrel qui présente les mêmes propriétés que le premier.

Les résolutions en énergie et en position ont été traitées pendant les tests de 1986. En effet, une matrice de 10×10 cristaux en BGO, équipée d'une électronique de lecture a été exposée pendant l'année 1985 à un faisceau d' e^- et π^+ 's.

La lecture électronique du BGO a été faite avec deux voies de lecture :

- une voie basse pour les énergies inférieures à 4 GeV
- une voie haute pour les énergies supérieures à 4 GeV.

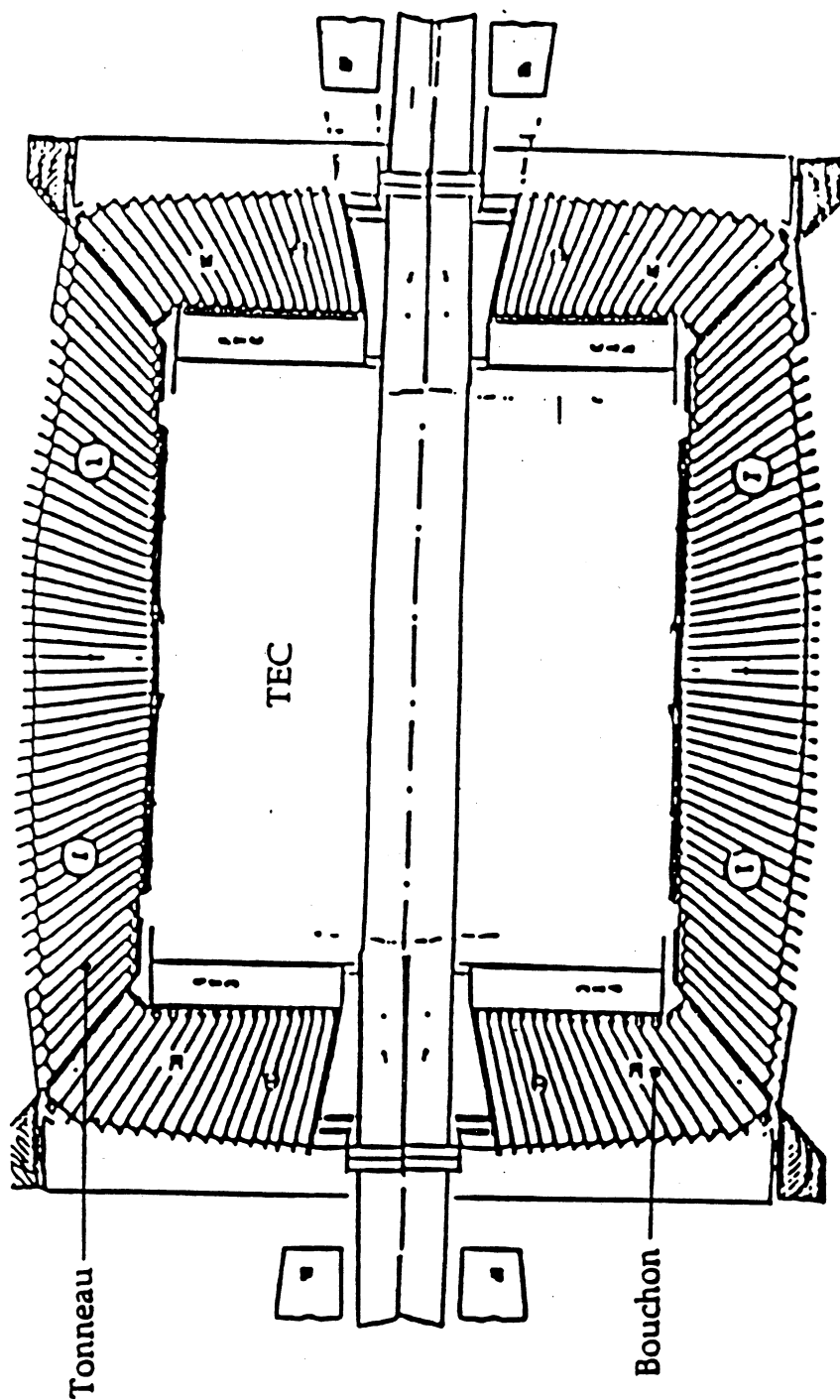


FIGURE
II. 8

COUPE LONGITUDINALE DU DETECTEUR
ELECTROMAGNETIQUE EN BGO

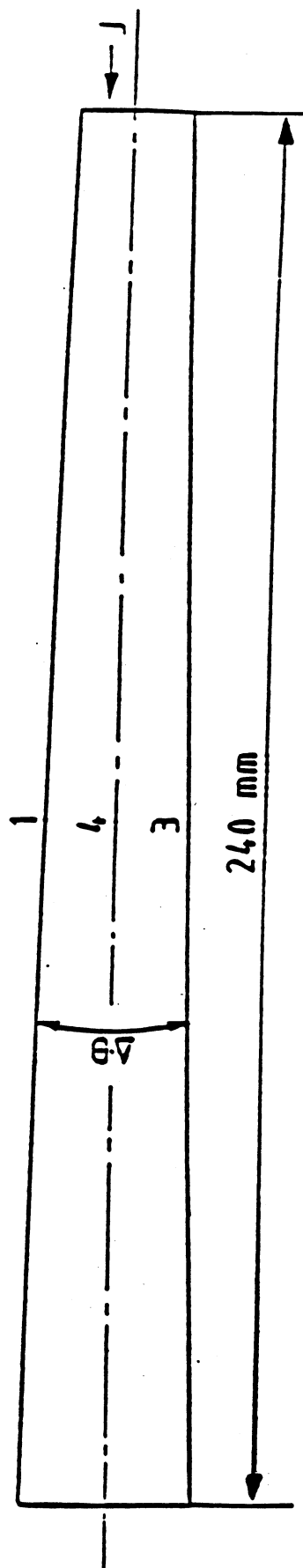
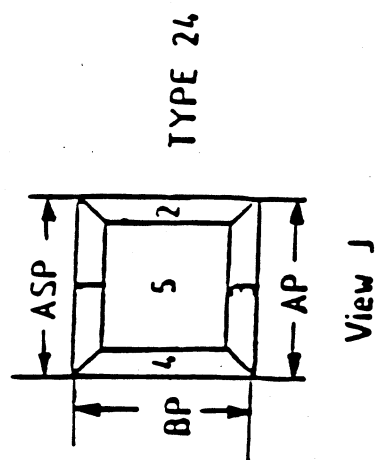
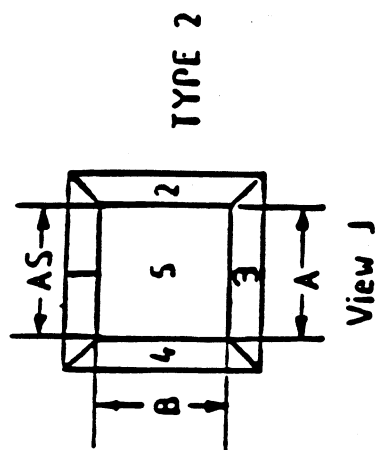


FIGURE
II.9

GEOMETRIE D'UN CRISTAL BGO

Mesure de l'impulsion du faisceau

La mesure de l'impulsion du faisceau est réalisée par un spectromètre Fig. II.10, comprenant six chambres 'delay wires chambers' DWCX (1 → 6) et un aimant d'analyse B2 (en fait, 2 aimants identiques). Le faisceau est focalisé avec deux quadrupôles, Q_3 et Q_4 . Ce spectromètre permet de calculer le $\frac{\Delta p}{p}$ pour chaque particule.

La mesure du pedestal

Un 'trigger' peut arriver à n'importe quel instant entre la dernière remise à zero et, au plus, 7 secondes plus tard. Il dépendra donc du moment du déclenchement. Les événements ont été produits pendant des temps réguliers afin de déterminer leur dépendance par rapport au temps. Les valeurs du pedestal ont été paramétrisées avec une forme linéaire :

$$P(t) = at + b$$

a : pente

b : valeur à l'origine

Les valeurs, pour un cristal donné, de la pente a et de la valeur à l'origine b sont stables pendant le remplissage d'une bande.

Calibration

Deux méthodes de calibration ont été développées : une rapide, qui donne les résultats en ligne, et une plus élaborée et plus précise.

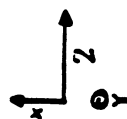
Méthode de calibration rapide

Les constantes de calibration (passage du signal ADC à l'énergie) peuvent être obtenues par la minimisation du χ^2 entre l'énergie et la réponse de l'ADC :

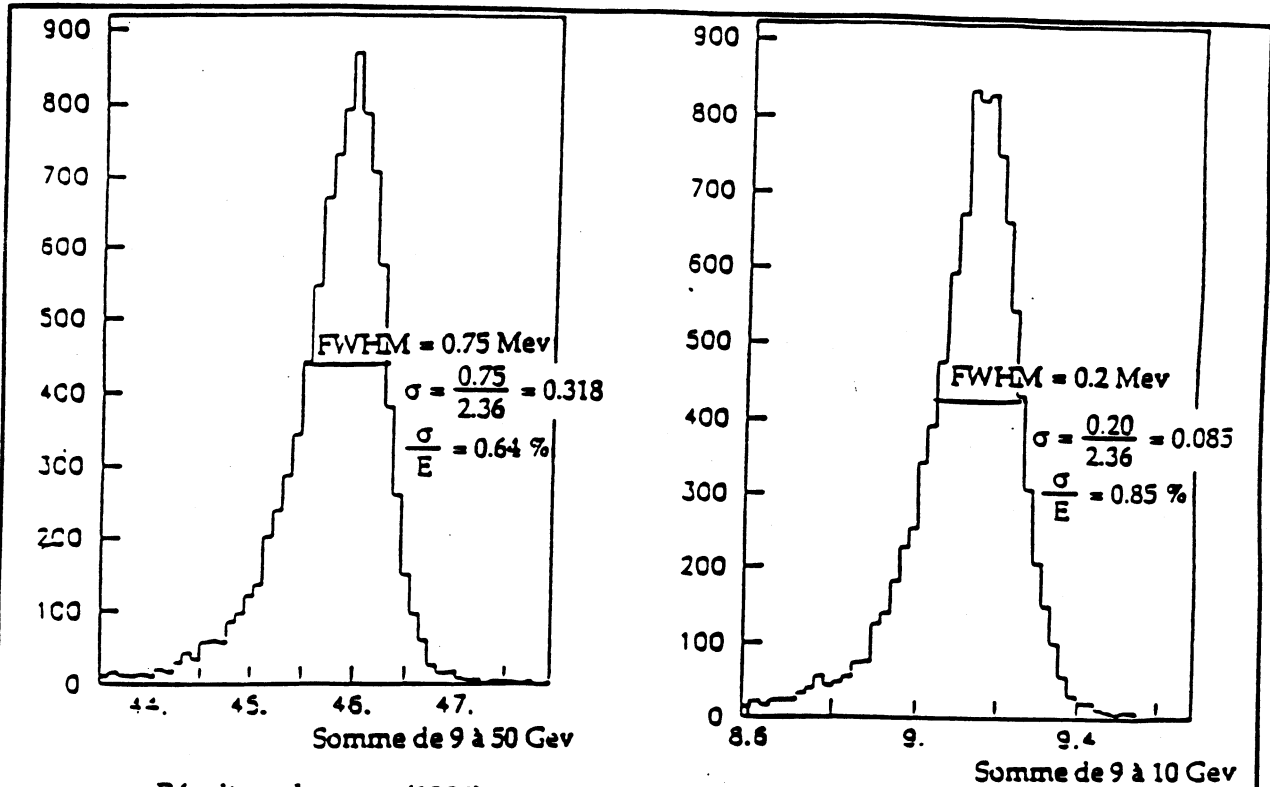
$$\chi^2 = \sum_{events} (\epsilon(E)E - \sum_{i=2}^9 k_i^0 V_i - k_1 V_1)$$

où :

- E est la valeur de l'énergie du faisceau.
- ϵ est la fraction de l'énergie à l'intérieur des 9 cristaux. Elle dépend de E et des coordonnées x et y, et elle est calculée par Monte-Carlo.
- k_i^0 est la constante de calibration initiale calculée à partir des rayons cosmiques.
- V_i est la réponse de l'ADC ($i = 2, 9$)
- k_1 est la constante de calibration à mesurer.



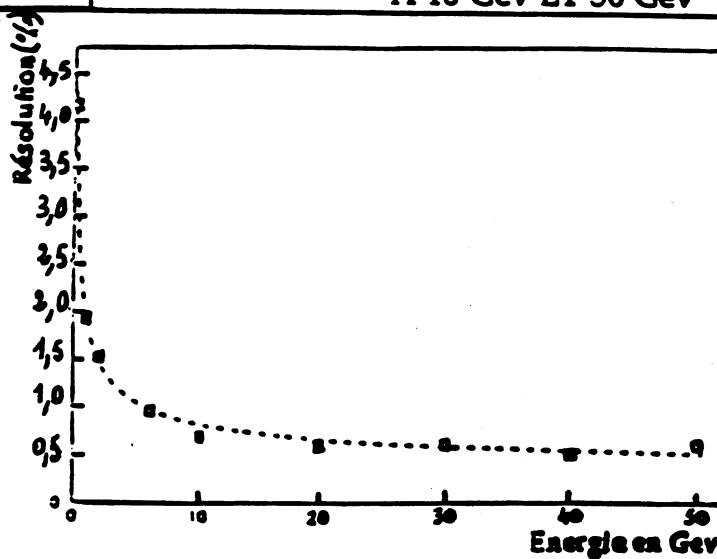
SPECTROMETRE



Résultats des tests (1986) en énergie de la matrice à 100 cristaux en BGO. Nous représentons l'énergie déposée dans le cristal central plus les 8 proches, la particule dépose 95 % de son énergie dans une somme de 9 cristaux.

FIGURE
II. 11.a

DISTRIBUTION EN ENERGIE A 10 GeV ET 50 GeV



La résolution en énergie publiée par le groupe BGO dans l'expérience L3 avec les mesures de Cornell des deux points à 180 et 5 00 MeV. Nous approximations cette résolution par :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left(\frac{1.65}{\sqrt{E}} + 0.28 \right) \%$$

FIGURE
II. 11.b

PARAMETRISATION DE LA RESOLUTION EN ENERGIE DE BGO

Ce coefficient k_1 est donné par :

$$\frac{d\chi^2}{dk_1} = 0$$

C'est une méthode itérative, qui converge rapidement.

Méthode plus précise

Cette méthode de calibration est basée sur la distribution des réponses de l'ADC des événements d'un cristal donné. Connaissant cette distribution, le problème est de définir la réponse du cristal. Une approche est d'utiliser la valeur moyenne, laquelle est certainement la meilleure estimatrice si on considère un cristal isolé. Une autre façon, est de calculer la localisation du pic avec une approximation analytique de la distribution.

Dans cette approche la calibration se fait en deux étapes.

1) L'intercalibration

C'est l'égalisation de tous les canaux afin d'avoir une constante d'intercalibration par cristal.

La validité des constantes d'intercalibration est limitée par les fluctuations de la gerbe et par l'extention spatiale de l'électron à l'intérieur du faisceau. Dans le but de minimiser ces effets, il a été considéré un block de 9 cristaux centré autour du cristal central.

2) La calibration

Soit V_9 , le signal somme de 9 obtenu après intercalibration. Le Monte-Carlo nous donne l'énergie E_{dep} déposée dans somme de 9. On définit alors la constante du détecteur suivante :

$$C_{det} = \frac{E_{dep}}{V_9}$$

et enfin la constante de calibration associée au cristal i :

$$C_i = \frac{C_{dep}}{I(i)}$$

où $I(i)$ est la constante d'intercalibration du cristal numéro i .

II.2.2. Résolution en énergie et en position

La Fig. II.11.a montre la distribution en énergie des électrons à 10 Gev et 50 Gev ,apres calibration,en utilisant un bloc, de 9 cristaux, centré autour du cristal central. La résolution en énergie a été paramétrisée par (Fig. II.11.b) :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \left(\frac{1.65}{\sqrt{E}} + 0,28 \right) \%$$

La résolution sur la position est donnée par :

$$\sigma_{x,y} = \left(\frac{2,5}{\sqrt{E}} + 0,28 \right) mm$$

II.3. LE DETECTEUR HADRONIQUE

Le détecteur hadronique (HC) de L3 a été préparé dans le but de mesurer l'énergie et la position des particules qui n'ont pas interagi dans le BGO, sauf les muons qui seront détectés dans les chambres à muons comme nous le verrons par la suite. Il permet donc aussi de minimiser le nombre de hadrons qui atteignent les chambres à muons.

L'HC permet, avec le BGO de mesurer l'énergie déposée par les gerbes hadroniques. Cela est réalisé par un calorimètre inhomogène, constitué par une succession de plans d'uranium (servant d'absorbeur) et des chambres à fils proportionnels (qui permettent de reconstruire la position des particules et de mesurer l'énergie).

Le calorimètre hadronique est divisé en deux parties :

a) le tonneau qui présente une structure cylindrique divisée en 9 anneaux de 16 modules chacun (Fig. II.12). Il pèse 261 tonnes et présente une longueur de 4724 mm, un rayon externe de 1795 mm et un rayon interne de 886 mm.

b) les bouchons du calorimètre hadronique (HCEC) (Fig. II.13), qui couvrent les régions d'angle polaire $5,5^\circ \leq \theta \leq 35^\circ$ et $145^\circ \leq \theta \leq 174,5^\circ$ pour toute la région de l'angle azimuthal $0^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$. La disposition du HCEC (Fig. II.14) consiste en un anneau externe (HC1) et de deux anneaux internes (HC2 et HC3), chaque anneau étant constitué de 2 demi-anneaux de 12 modèles de détection.

II.3.1. Résolution en énergie et en position

Les résolutions en énergie et en position ont été évaluées dans les tests du faisceau.

Un ensemble composite de la matrice de 100 cristaux de BGO et d'un module définitif du calorimètre hadronique a été exposé à des faisceaux d'électrons, de π et de μ d'énergie variable entre 2 et 50 GeV. Les résultats ont donné pour les hadrons une résolution en énergie [II.5] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \left(\frac{50}{\sqrt{E}} + 6 \right) \%$$

tandis que pour les électrons, sans BGO devant (bouchons dans la phase initiale), l'énergie de résolution a été trouvée égale à :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \left(\frac{25}{\sqrt{E}} + 7 \right) \%$$

Tandis que la résolution en position a été de l'ordre de :

$\sigma_{xy} = 1 \text{ cm}$ pour le tonneau, et de l'ordre de 3 cm pour les bouchons.

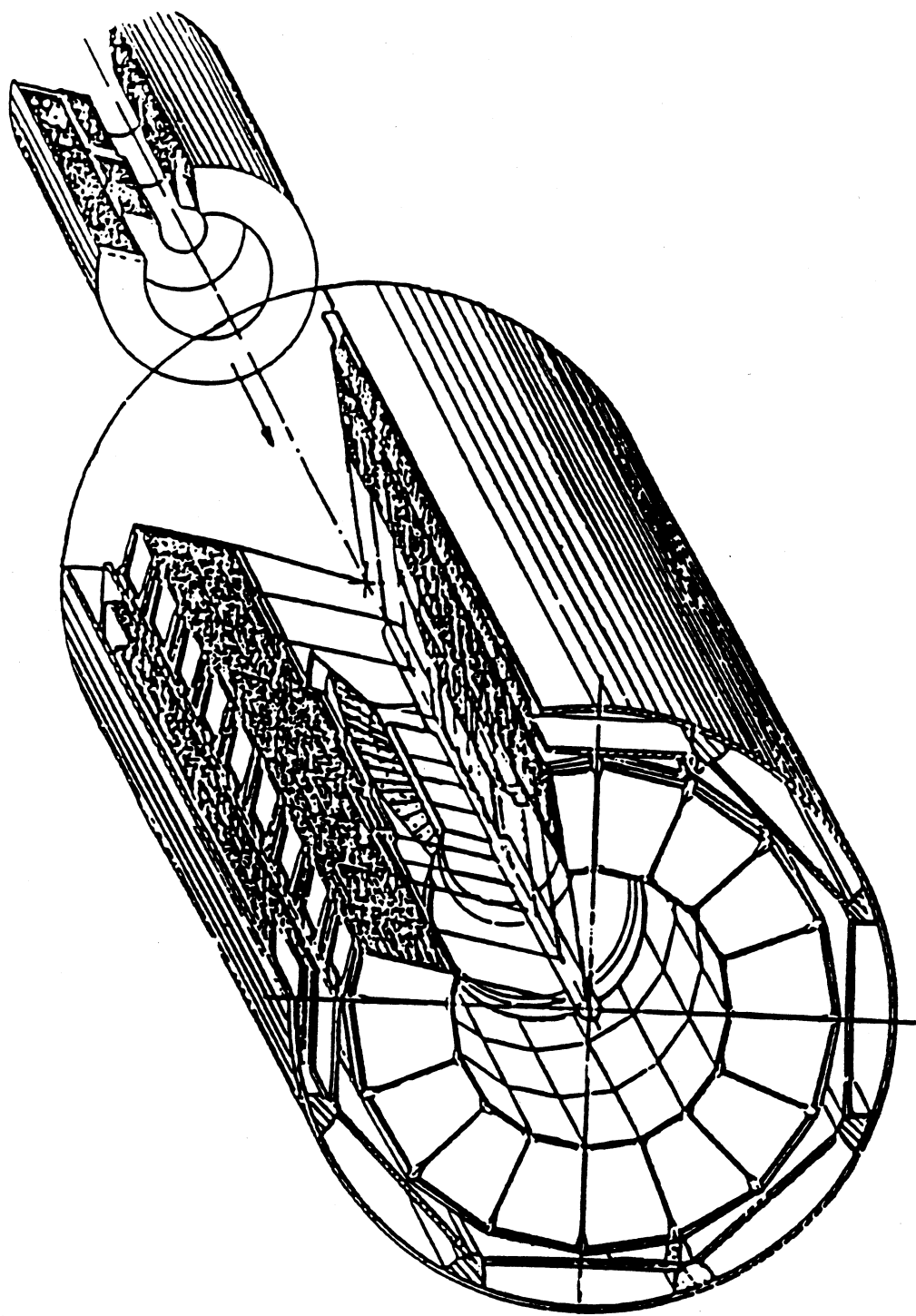


FIGURE
II. 12

VUE EN PERSPECTIVE DU
CALORIMETRE HADRONIQUE L3

**COUPE LONGITUDINALE D'UNE PARTIE
DU DETECTEUR HADRONIQUE DE L3**

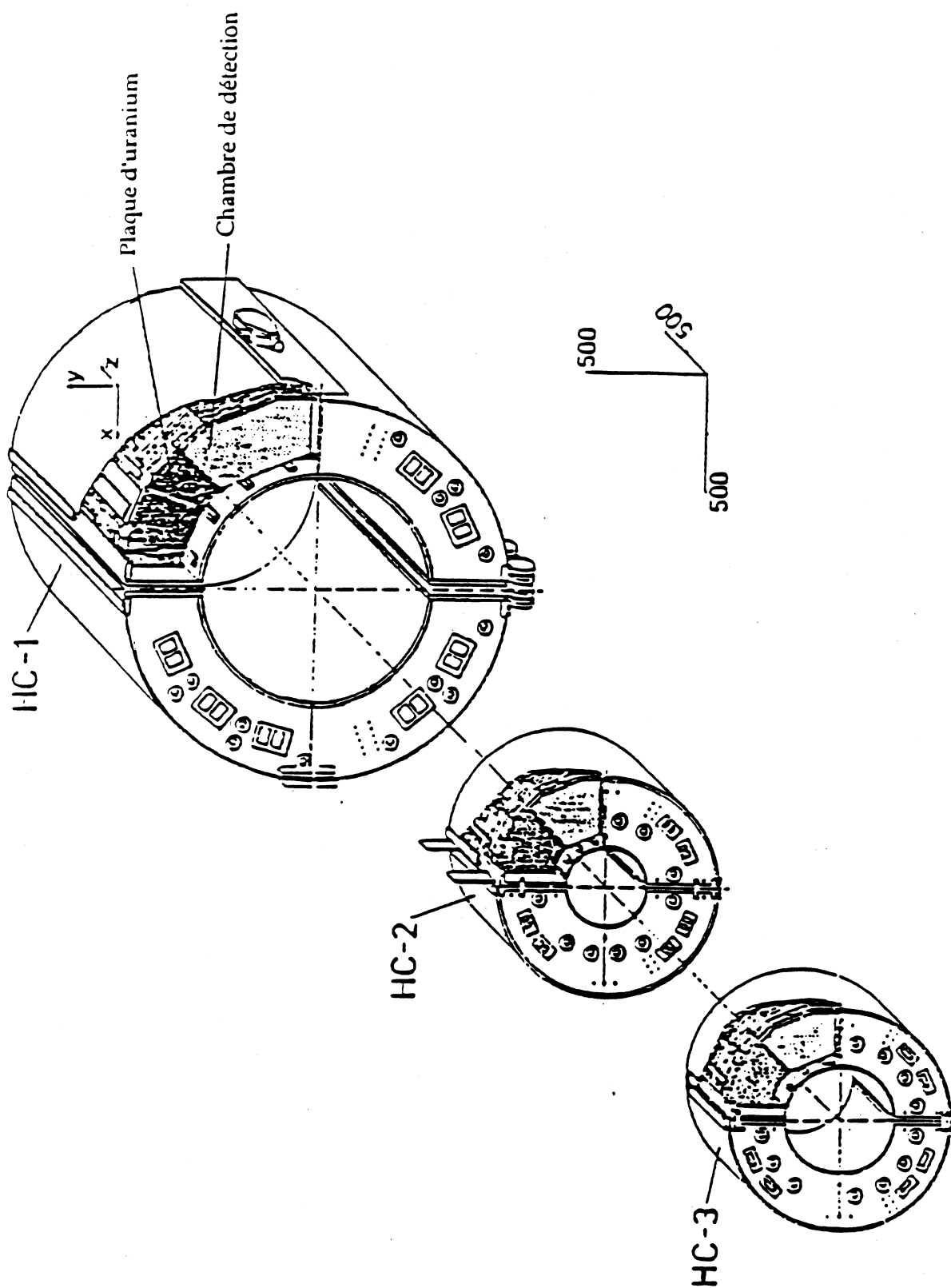


FIGURE
II. 14

DISPOSITION DU DETECTEUR HADRONIQUE

II.4 LE FILTRE A MUONS

Le filtre à muons, placé après le détecteur hadronique, ajoute une longueur d'absorption aux hadrons traversant l'HC. Il permet encore de réduire le nombre de π non interagissant qui atteindront le spectromètre à muons.

Il est constitué de 8 octants identiques, chacun constitué de 6 plaques absorbantes (Fig. II.15), intercalées de 5 chambres proportionnelles et suivies par 5 absorbeurs de 1,5 cm d'épaisseur chacun dont la forme est consistante avec la forme circulaire du tube de support.

II.5. LES CHAMBRES A MUS

Le détecteur à muons est placé derrière le détecteur hadronique et le filtre à muons. Ce détecteur peut identifier les muons dans 74 % de l'angle solide. Il mesure les impulsions des muons avec une précision meilleure que 2 % (Valeur pour $p=50$ Gev). Ce spectromètre qui occupe un vaste volume (1000 m^3) entre le filtre à muons et l'aimant a été subdivisé en 2×18 octants en $r-\phi$, chaque octant abritant 3 chambres (Fig. II.16) :

- Chambre interne (CI) comprenant 16 plan de fils de détection
- Chambre médiane (CM) comprenant 24 plan de fils de détection
- Chambre externe (CE) comprenant 16 plans de fils de détection

Devant la chambre CI et à l'arrière de la chambre CE se trouvent des "chambre Z", qui mesure la coordonnée z le long du faisceau. On a alors 3 "chambres p" qui mesurent l'impulsion des particules dans le plan $r-\phi$, et des "chambres Z" qui mesurent la coordonnée z .

Résolution en impulsion

La première priorité est donnée à la mesure de la flèche f (Fig. II.17) et cela est obtenu par la minimisation des différentes erreurs qui affectent la mesure. Ces erreurs proviennent de :

- a) la résolution intrinsèque des chambres à dérive
- b) les diffusions multiples
- c) l'alignement des chambres.

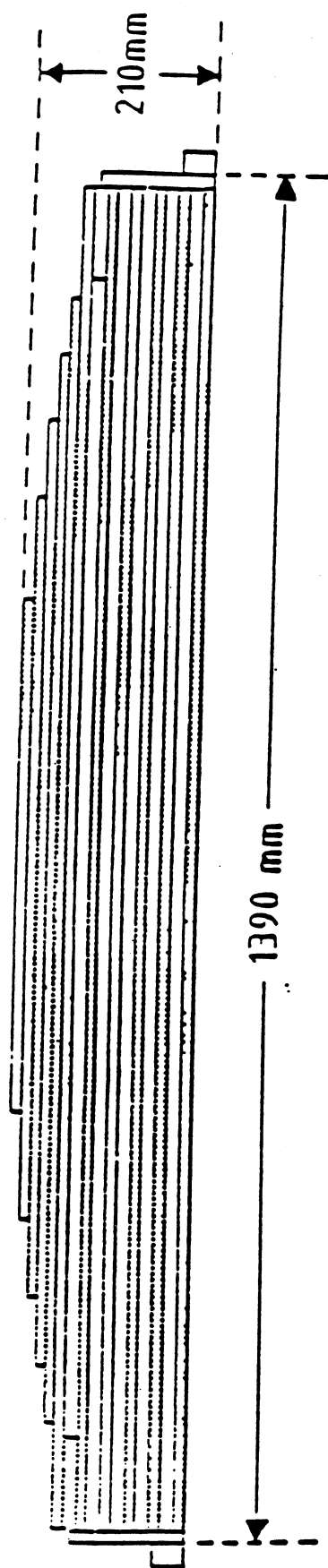


FIGURE
II. 15

SECTION D'UN OCTANT DU
FILTRE A MUONS

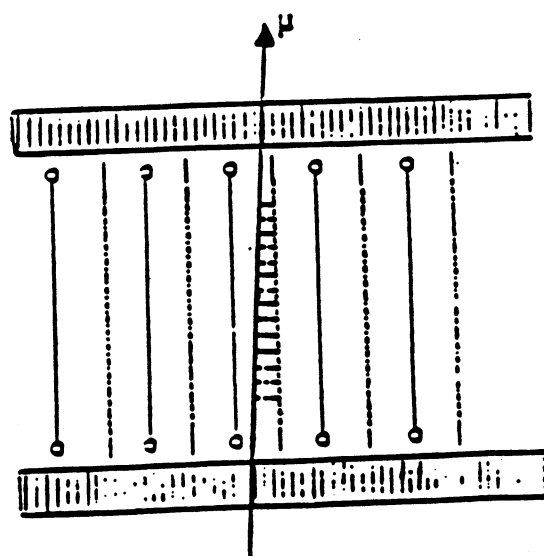
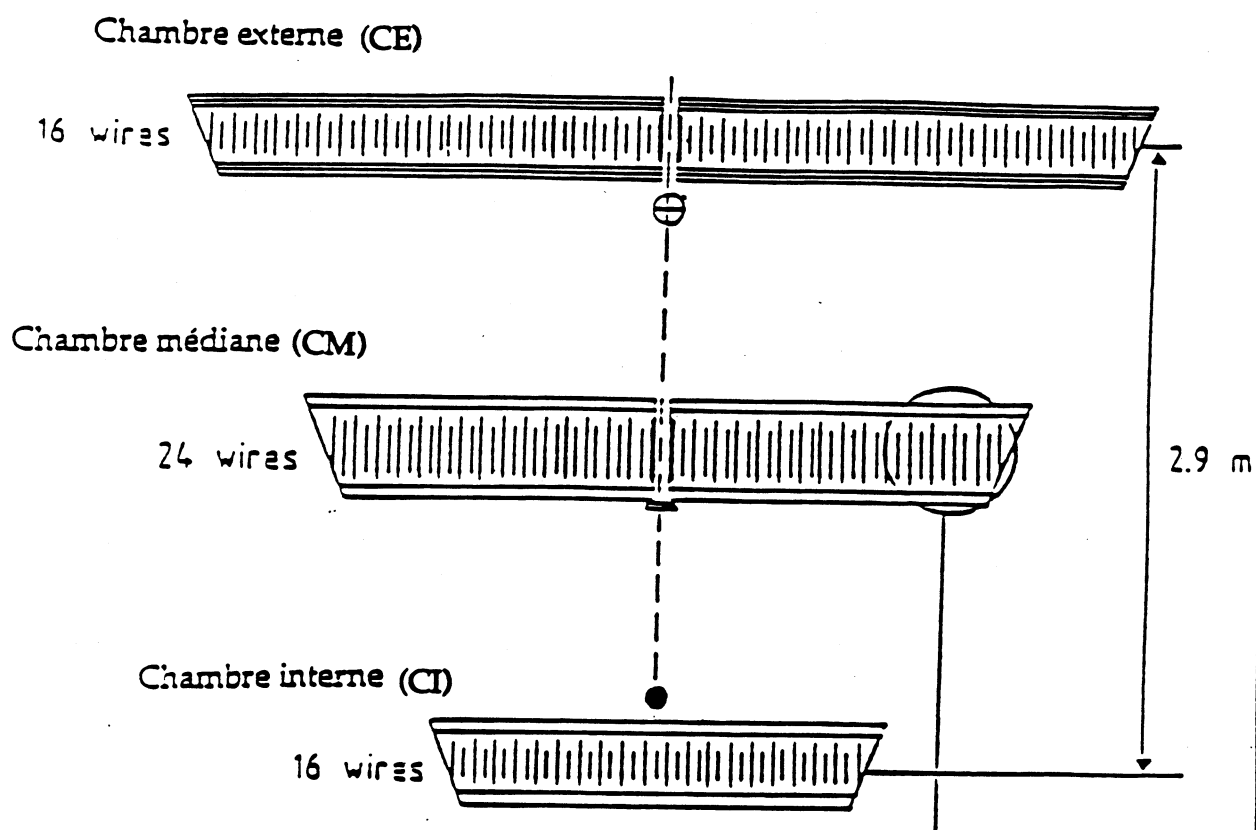
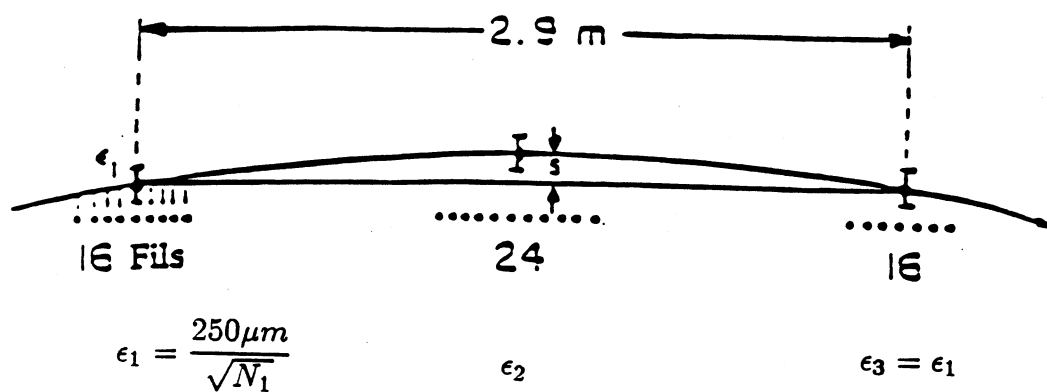


FIGURE
II. 16

COUPE LONGITUDINALE DES 3 CHAMBRES A
MUONS DANS UN OCTANT, AVEC UN
SCHEMA EXPLICATIF DE LA DETECTION



La trajectoire courbée dans le champ $\vec{B}$ est indiquée. Elle montre aussi comment on mesure l'erreur sur la flèche.

FIGURE
II. 17

PRINCIPE DE PRECISION
DES CHAMBRES μ A MUONS

La résolution intrinsèque par fil est évaluée à $\epsilon_{int} = 250\mu\text{m}$. Donc, les erreurs de mesure attribuées à chaque chambre sont alors :

$$\text{CI: } \epsilon_1 = \frac{\epsilon_{int}}{\sqrt{N_1}} = 62,5\mu$$

$$\text{CM: } \epsilon_2 = \frac{\epsilon_{int}}{\sqrt{N_2}} = 51,0\mu$$

$$\text{CE: } \epsilon_3 = \epsilon_1 = 62,5\mu$$

N_1, N_2 et N_3 sont les nombres de fils des chambres CI, CM et CE.

L'erreur intrinsèque sur la mesure de la flèche est alors égale à :

$$\left(\frac{\epsilon_1^2}{2} + \epsilon_2^2\right)^{\frac{1}{2}} = 67,5\mu$$

Il faut maintenir les autres erreurs en dessous de cette valeur. En effet, les diffusions multiples ajoutent une erreur $\leq 30\mu\text{m}$ à 50 Gev. Le désalignement relatif des chambres doit être maintenu très petit. (Dans L3, on cherche à atteindre une erreur d'alignement inférieure à 30μ pour un bras de levier de 4m.).

Enfin, les résolutions sur l'impulsion et sur le P_T du muon sont données par :

$$\frac{\sigma_p}{p} = \sqrt{1.68 + 21.68 \times 10^{-4} p^2} \%$$

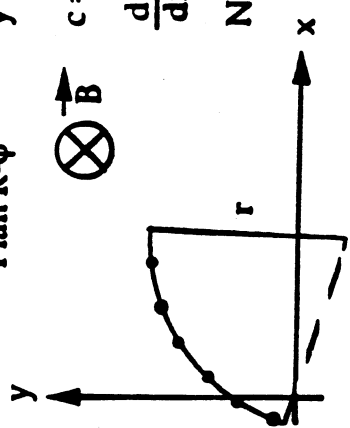
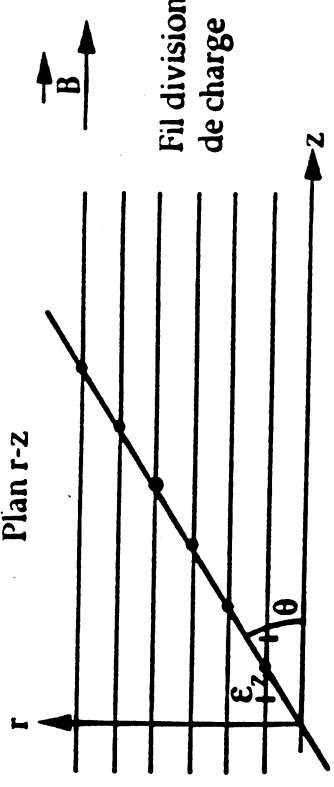
$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \sqrt{1.30 + 21.4 \times 10^{-4} p^2} \%$$

Par exemple, à 50 Gev, l'erreur relative sur le P_T est de l'ordre de 2 %.

Conclusion

On pourra dire que le détecteur de l'expérience L3 est très bien placé pour la détection des électrons, photons et muons.

Les acceptances géométriques et les résolutions de chaque sous-détecteur sont résumées dans les Tables II.1 et II.2.

TABLE II.1		RESOLUTION TEC			
Plan R-ϕ  $y = \alpha + \text{tg}\phi_0 \cdot x + 0.5 \cdot c x^2$ $c = \frac{1}{r}$ courbure $\frac{dy}{dx} = \text{tg}\phi_0 + cx$ $N = \text{Nbre de fil sensible} = 64$		Plan r-z  $N' = \text{Nbre de fil de division de charge} = 16$ $\epsilon_z = \sigma_z \sin\theta$ $\sigma_z = \text{Résolution d'un fil division de charge}$			
		σ_ϕ (rd)		Bouchon	$\sigma_\phi = \sqrt{\frac{1,83 \epsilon_z^2 (16 \text{tg}\theta - 1)}{(16 \text{tg}\theta + 1)} + \frac{5,15 \cdot 10^{-6} \cos\theta}{p^2}}$
		σ_ϕ (rd)		Tonneau	$\sigma_\phi = \sqrt{2,65 \epsilon_z^2 \sin^2\theta + \frac{5,15 \cdot 10^{-6} \sin\theta}{p^2}}$
				Bouchon	$\sigma_\phi = \sqrt{\frac{468,75 \epsilon^2}{(67 \text{tg}\theta + 5) \text{tg}^2\theta} + \frac{5,15 \cdot 10^{-6} \text{tg}\theta}{p_T^2}}$ ϵ : résolution d'un fil en r-ϕ
				Tonneau	$\sigma_\phi = \sqrt{10,67 \epsilon^2 + \frac{5,15 \cdot 10^{-6} \text{tg}\theta}{p_T^2}}$ ϵ : résolution d'un fil en r-ϕ
		$\frac{\sigma_T}{P_T}$		Bouchon	$\frac{\sigma_T}{P_T} = \sqrt{\frac{190,734 \cdot 10^{-3} \epsilon^2 P_T}{(67 \text{tg}\theta + 5) \text{tg}^2\theta} + \frac{1,48 \cdot 10^{-3}}{\cos\theta \text{tg}^2\theta}}$ ϵ : résolution d'un fil en r-ϕ θ : angle polaire
				Tonneau	$\frac{\sigma_T}{P_T} = \sqrt{\frac{\epsilon^2 P_T}{0,0014} + \frac{24,28 \cdot 10^{-4}}{\sin\theta}}$ ϵ : résolution d'un fil en r-ϕ θ : angle polaire

Type de détecteur Résolutions	BGO	HAD	MUS
En énergie	$\frac{\sigma_E}{E} = (\frac{1.65}{\sqrt{E}} + 0.28) \%$	- pour hadrons : $\frac{\sigma_E}{E} = (\frac{50}{\sqrt{E}} + 6) \%$ - pour e^-, γ : $\frac{\sigma_E}{E} = (\frac{25}{\sqrt{E}} + 7) \%$	/
En impulsion	/	/	$\frac{\sigma_p}{P} = \sqrt{1.68 + 21.68 \cdot 10^{-4} p^2} \%$ $\frac{\sigma_{P_T}}{P_T} = \sqrt{1.30 + 21.4 \cdot 10^{-4} p^2} \%$
Angulaire	$\sigma_{x,y} = \frac{2.56}{\sqrt{E}} + 0.28 \text{ mm}$	Tonneau : hadrons $\rightarrow \sigma_{x,y} = 1 \text{ cm}$ $e^-, g \rightarrow \sigma_{x,y} = 1 \text{ cm}$ Bouchons : hadrons $\rightarrow \sigma_{x,y} = 3 \text{ cm}$ $e^-, g \rightarrow \sigma_{x,y} = 2 \text{ cm}$	$\sigma_\theta = \text{tg} \theta \sqrt{(\frac{\sigma_{P_T}}{P_T})^2 + (\frac{\sigma_p}{P})^2}$ $\sigma_\phi = \frac{\sigma_{P_T}}{P_T}$
Couverture angulaire	- Tonneau $42^\circ < \theta < 138^\circ$ - Tonneau + Bouchon $11^\circ < \theta < 169^\circ$	$5.5^\circ < \theta < 174.5^\circ$	$42^\circ < \theta < 85^\circ$ et $95^\circ < \theta < 138^\circ$
TABLE II.2	RESOLUTIONS DE CHAQUE SOUS-DETECTEUR		

Références

- II.1. R.L. Gluckstern : NIM 24 (1963) 381 389
- II.2. W. Farr et al : NIM 154 (1978) 175 - 181
- II.3. The time expansion as precision drift chamber, A.H. Walenta
présenté à la conférence internationale "instrumentation for colliding beam physics",
Stanford, 17-23 Feb 1982
- II.4. J.A Bakken et al. Nucl.Instr.Methods A280 (1989) 25.
- II.5. C. Chen : Draft (7 Mars 1988) L3

CHAPITRE III

LES JETS DANS LA REACTION

$$\underline{e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}}$$

III.1. L'OBSERVATION DU JET ET LA PREMIERE TENTATIVE DE LE DEFINIR

III.2. ETAPES DE FORMATION DES JETS DANS LA REACTION
 $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$

III.3. LES DIFFERENTES METHODES POUR FRAGMENTER UN JET

III.3.1. Modèle de la fragmentation indépendante

III.3.2. Modèle des cordes de LUND

III.3.3. Modèle de la fragmentation en amas

III.4. RECONSTRUCTION DES JETS

III.4.1. Sphéricité et tenseur de sphéricité d'un jet

III.4.2. Aplanarité

III.4.3. "Thrust" ou poussée

III.4.4. "Oblateness" ou flux d'énergie

III.4.5. Méthodes des amas et l'algorithme LUCLUS

III.5. CHOIX DU MODELE ET DES PARAMETRES DE RECONSTRUCTION

REFERENCES

Le modèle des quarks a connu un si grand succès qu'il est devenu difficile de se passer de la description qu'il représente.

Par contre, les quarks, qui permettent une compréhension acceptable de la structure de la matière hadronique, conduisent à une énigme : ils n'ont jamais été observés. En effet, ils ne peuvent jamais apparaître comme des particules libres ; seuls les états singlets de couleurs ($q\bar{q}$, qqq , ...) ou des combinaisons de ces derniers peuvent se manifester dans des états libres.

Des études sur réseau, basées sur la théorie CDQ, tente d'expliquer ce phénomène, connu sous le nom de confinement (c'est à dire qu'à grande distance, les quarks ressentent plus l'interaction forte), et qui reste une hypothèse de travail.

III.1. L'OBSERVATION DU JET ET LA PREMIERE TENTATIVE POUR LE DEFINIR

En 1975, les résultats des données [III.1] (prises dans l'anneau de stockage SPEAR à SLAC) $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ ont montré l'existence de jets de particules dans l'état final, où la distribution des événements suivant l'angle θ (angle entre la direction des jets et l'axe du faisceau e^+e^-) fut trouvée sous la forme $(1 + \cos^2\theta)$, qui correspond à la production de paires de particules chargées et de spin 1/2.

Comme l'échelle d'hadronisation est faible (quelques Gev), les constituants ont le temps de se séparer, et les événements hadroniques gardent un souvenir du processus CDQ sous jacent, ce qui explique l'apparition des jets dans l'état final de la réaction : $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. En effet, à chaque fois qu'un parton (du système $q\bar{q}$ ou qqq ...) s'éloigne du reste de la réaction (à cause de son impulsion), il se crée une nouvelle paire quark - anti-quark, qui se recombine avec les partons séparés pour former des hadrons ordinaires. Ce processus est appelé "Habillage" du parton, ou encore "Fragmentation" du parton en hadrons.

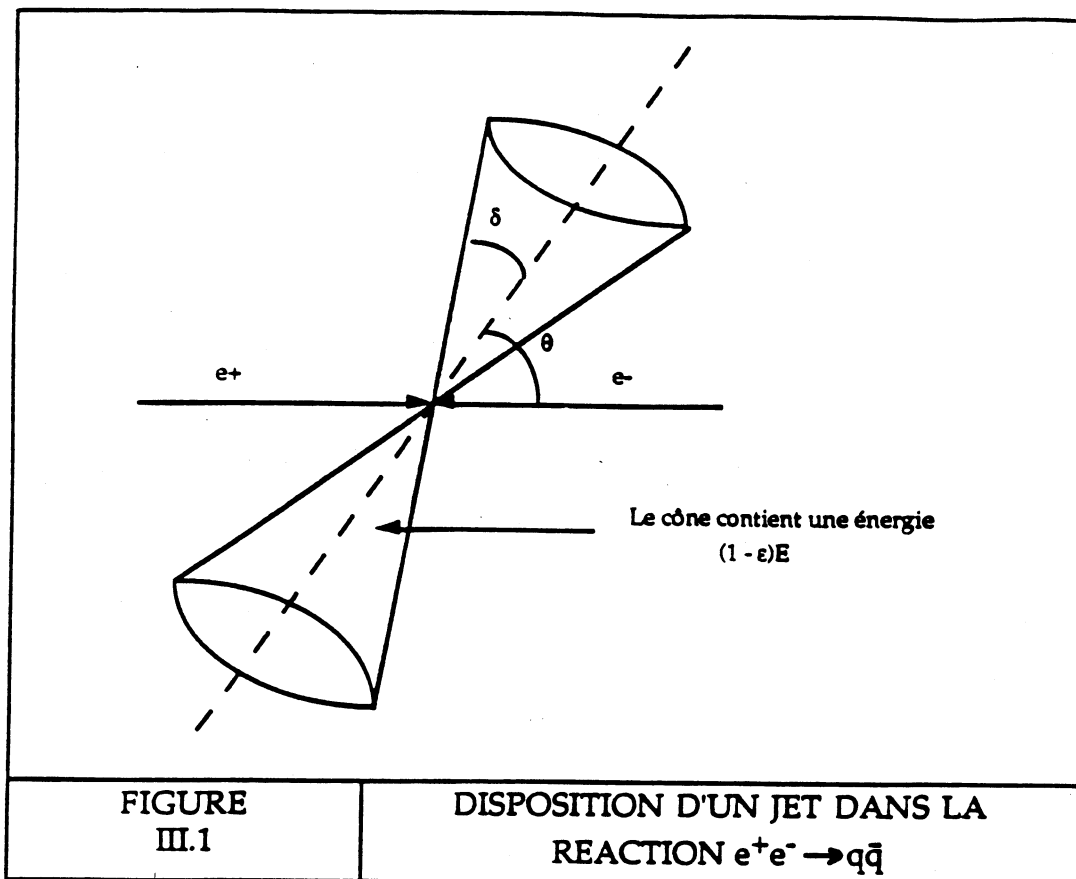
Plus tard, en 1977, Sterman et Weinberg [III.2] ont défini pour l'annihilation $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$, une section efficace $\sigma(E, \theta, \epsilon, \delta)$, ayant la signification suivante : Fig. III.1.

E : énergie totale dans le centre de masse

θ : direction dans laquelle on souhaite détecter un jet

δ : 1/2 angle au sommet du cône d'axe θ

ϵ : fraction de l'énergie totale emportée par les hadrons en dehors du cône



En réalité, la définition du jet donnée par Sterman et Weinberg n'est pas l'unique interprétation du phénomène. Ils existent d'autres définitions. Parmi elles, on n'en sélectionnera qu'une seule : ce sera la description concordante avec l'étude qu'on développera par la suite.

Cette définition permet de définir l'axe du jet, comme la direction moyenne vers laquelle les particules du jet s'alignent. En effet, si le jet contient N particules d'impulsion $\vec{P}_i$, $i=1, \dots, N$, alors, l'impulsion longitudinale, de n'importe quelle particule i , dépasse de loin son impulsion transverse :

$$\vec{P}_i \cdot \vec{n} \gg |\vec{P}_i \wedge \vec{n}|$$

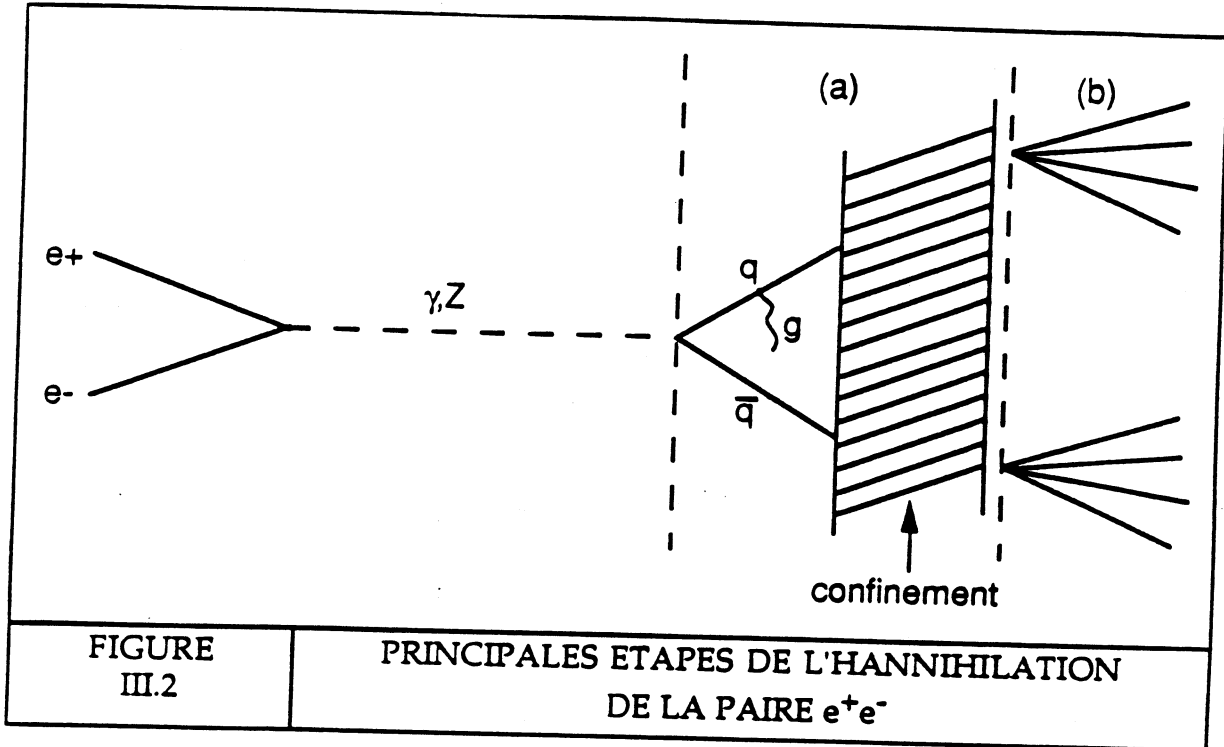
où $\vec{n}$ est le vecteur unitaire de l'axe du jet.

III.2. ETAPES DE FORMATION DES JETS DANS LA REACTION

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}, q\bar{q}g, q\bar{q}gg$$

L'annihilation de la paire e^+e^- en état final de hadrons se fait en 2 étapes consécutives (Fig. III.2) :

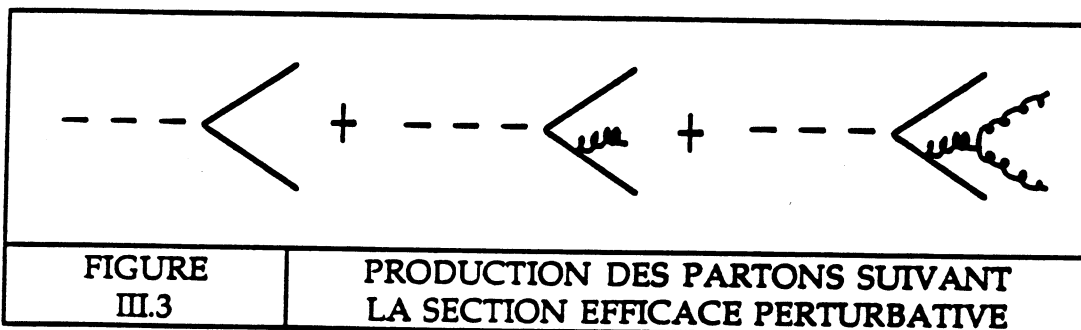
- La production des partons
- La fragmentation.



a) La production des partons :

La production des partons se présente généralement sous 2 schémas différents :

1) Une approche perturbative, où les partons sont créés suivant des sections efficaces perturbatives b des théories électrofaible et chromodynamique quantique (Fig. III.3).



En plus de la production de paires, la section efficace de production des évènements ($e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}g$) (g représente un gluon) dépend de trois variables dans le centre de masse de l'évènement : $x_1 = \frac{2E_q}{\sqrt{s}}$, $x_2 = \frac{2E_{\bar{q}}}{\sqrt{s}}$ et $x_3 = \frac{2E_g}{\sqrt{s}}$, où $\sqrt{s}$, E_q , $E_{\bar{q}}$ et E_g sont respectivement l'énergie totale dans le centre de masse, l'énergie du quark, l'énergie de l'anti-quark et l'énergie du gluon.

Pour des quarks de masse négligeable par rapport à leur énergie dans le centre de masse, la section différentielle est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{dx_1 dx_2} = \sigma_0 \frac{\alpha_s}{\pi} \frac{2}{3} \frac{x_1^2 + x_2^2}{(1-x_1)(1-x_2)} \quad (3.1)$$

où $\alpha_s(Q^2)$ est la constante de couplage au premier ordre :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_s) \ln(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2})} \quad (3.2)$$

où

- Q^2 : ($E_{\text{energie totale}}$)² dans le centre de masse.

- n_s : Nombre total de saveurs.

- Λ_{QCD} : Constante d'échelle de l'interaction forte.

Les divergences du gluon mou ou du gluon colinéaire au quark ou anti-quark sont évitées par les coupures sur deux variables :

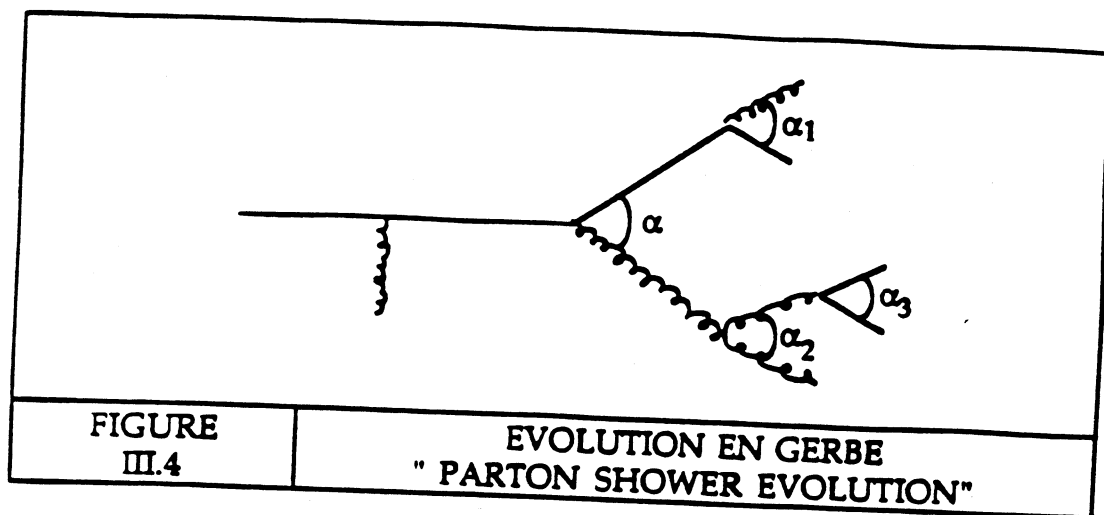
a) la masse invariante m_{ij} , des partons i et j, doit être supérieure à une masse critique.

b) $y_{ij} = \frac{m_{ij}^2}{s}$ doit être supérieure à une limite inférieure. Le Monte-Carlo de LUND génère aussi les évènements $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}gg$ et $q\bar{q}q'\bar{q}'$, décrits par la section efficace totale :

$$\sigma^{(2)}(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) = \sigma^{(0)} \left[1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + (1,986 - 0,115n_f) \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 \right] \quad (3.3)$$

et par une section différentielle calculée par R.K. Ellis, D.A. Ross et A.E. Terrano [III.3].

2) le schéma d'évolution en gerbes 'parton shower evolution' (Fig. III.4) est basé sur les rapports de branchement : $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$, $g \rightarrow q\bar{q}$ qui sont donnés par les probabilités des logarithmes dominants de CDQ (équations d'Altarelli-Parisi). Dans cette approche, tous les ordres perturbatifs de CDQ, à la production, sont rassemblés et sont traités de la même façon. Les effets cohérents (interférences) sont pris en compte par une ordonnance en angle ($\alpha > \alpha_1, \alpha_2 > \alpha_3$).



Etape de fragmentation :

Comme il a été signalé au paragraphe 1, l'hypothèse du confinement des quarks permet, à partir du vide, la création de paires de quark - anti-quark lorsque les quarks de la paire initiale (à cause de leur énergie) se séparent. Les quarks initiaux et les quarks créés se recombinent pour former les hadrons de l'état final. C'est une étape qui décrit la transition entre les quarks et les gluons produits et l'état final en hadrons singlets de couleur.

Cette phase s'appelle la fragmentation et sera détaillée dans le paragraphe suivant.

III.3. LES DIFFERENTES METHODES DE FRAGMENTATION

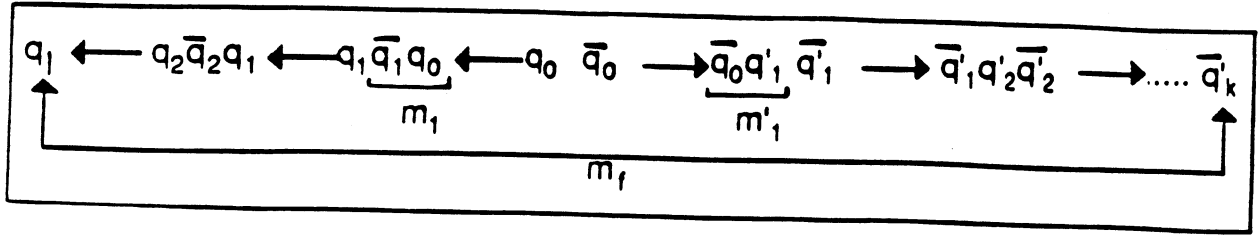
La théorie de l'interaction forte QCD peut, en principe, donner toutes les propriétés de fragmentation d'un jet, mais nous ne savons pas comment les résoudre.

En effet, un événement contient en moyenne 100 particules (stables et non stables). Chaque particule présente 3 degrés de liberté d'impulsion, plus les nombres quantiques de saveur et de spin, ce qui rend la tâche très difficile à expliciter.

Cela a été résolu par des modèles phénoménologiques de fragmentation, implantés sous forme de programmes informatiques et qui peuvent être comparés aux données expérimentales.

III.3.1. Modèle de la fragmentation indépendante

C'est le cas où le mécanisme de fragmentation est appliqué séparément au q et $\bar{q}$. C'est Feynmann et Field [III.4.] qui ont proposé ce type de modèle. Il est basé sur une succession de création de paires quark - anti-quark dans le champ de couleur des quarks initiaux par le schéma suivant :



Les processus de création de paires s'arrêtent lorsque l'énergie du quark q_n est insuffisante pour créer une autre paire, et la génération se bloque en recombinant le dernier q_i (dans la chaîne du q_0) et le dernier $\bar{q}_k$ (dans la chaîne du $\bar{q}_0$).

Les paires $(q_i \bar{q}_i)$ sont produites avec une impulsion transverse (par rapport au quark initial) qui est distribuée suivant une gaussienne de largeur σ_q .

La formation des mésons, ou baryons, est décrite par la distribution $F_q^h(z)$ où $F_q^h(z)dz$ représente la probabilité qu'un quark q donne un hadron h , lequel emporte une fraction z de l'impulsion longitudinale du quark comprise entre z et $z+dz$:

$$F_q^h(z) = f(z) + \int_z^1 \frac{dx}{x} f(1-x) F_q^h\left(\frac{z}{x}\right) \quad (3.4)$$

où

$$z = \frac{(E + P_{||})_{meson}}{(E + P_{||})_{quark}}$$

$f(z)$ est la fonction de fragmentation :

$$f(z) = 1 - a + 3a(1 - z^2)^2 \quad \text{Field - Feynmann} \quad \text{quark}(u, d, s) \quad (3.5)$$

a étant fixé par les expériences.

ou

$$f(z) = \frac{1}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_i}{1-z})^2} \quad \text{Fonction de Peterson} \quad \text{quark}(c, b) \quad (3.6)$$

$$\epsilon_i = \left(\frac{m_q}{M_{c,b}}\right)^2$$

- m_q : Masse du quark léger dans les mésons $B(\bar{b}q)$ et $D(c\bar{q})$.

- M_b : Masse du quark b

- M_c : Masse du quark c

Enfin, le gluon se fragmente en une paire de $q\bar{q}$ selon la fonction d'Altarelli-Parisi, et la création de baryons (Meyer) se fait par :

$$q \longrightarrow qq_i q_j + \bar{q}_i \bar{q}_j$$

baryon

III.3.2. Le modèle des cordes de LUND

Dans ce modèle, à cause du champ de couleur, le quark q_0 et l'anti-quark $\bar{q}_0$ sont reliés par une corde sans masse dont la dimension transverse est de l'ordre de 1 fm. On peut aussi représenter la paire par un tube de flux de couleur de même dimension transverse.

Dans l'annihilation e^+e^- , le q_0 et $\bar{q}_0$ créés se déplacent dans des directions opposées. Alors, l'énergie potentielle de la corde augmente provoquant sa brisure, ce qui produit de nouvelles paires $q_1\bar{q}_1, q_2\bar{q}_2, \dots$ qui conduisent à l'hadronisation.

Le modèle de LUND est caractérisé par :

- une fonction de fragmentation

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} \exp\left(-\frac{bm_t^2}{z}\right) \quad (3.7)$$

$m_t^2 = m^2 + p_t^2$, masse transverse du hadron produit.

- une probabilité de production des quarks proportionnelle à $\exp(-\frac{\pi}{k}m_t^2)$, $k = 1$ GeV/fm = 0,2 GeV², d'où un rapport de production

$$u : d : s = 1 : 1 : 0,3$$

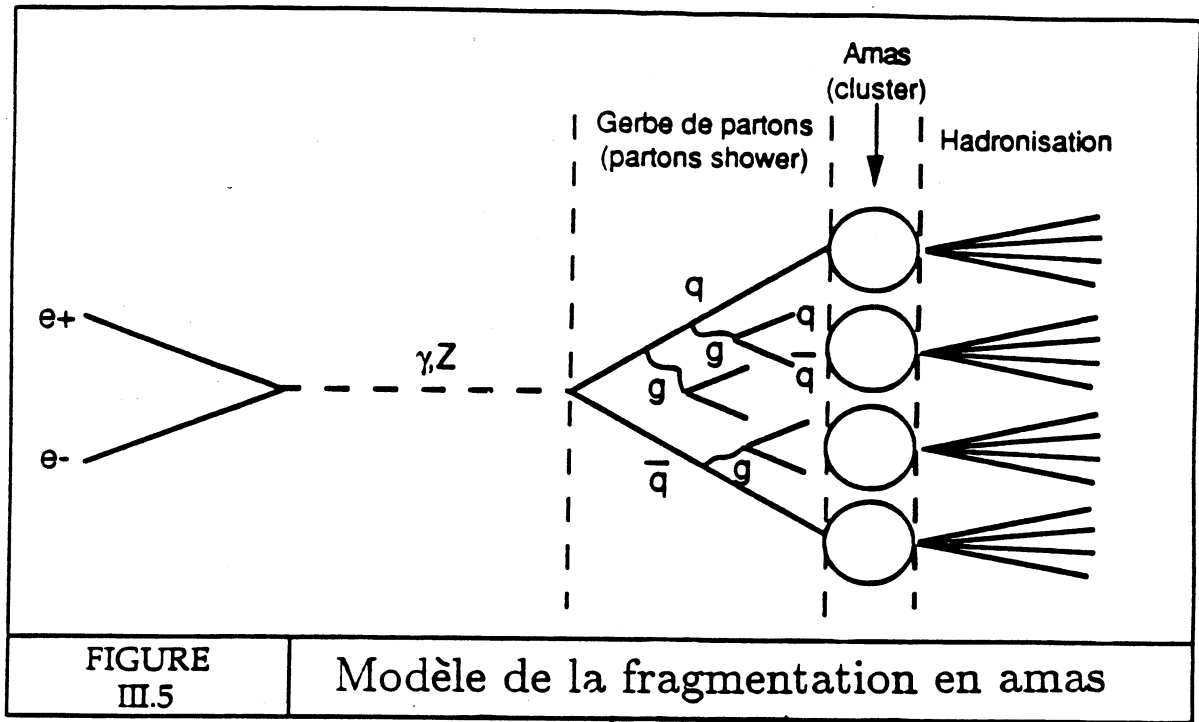
dans la chaîne de fragmentation.

III.3.3. Modèle de fragmentation en amas

Il a été introduit par Welber - Marchesini - Gottschalk [III.5-6-7]. Il est utilisé en combinaison avec l'"évolution en gerbe" décrite auparavant. La transition parton-hadron est régie par des calculs approximatifs en QCD : approximation des logarithmes dominants (LLA).

Ce modèle utilise une cascade partonique, Fig. III.5, contrôlée par :

- a) une ordonnance en angle
- b) une probabilité de branchement



$$\frac{dP}{dt} a \rightarrow bc = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_{z_{\min i}}^{z_{\max i}} P_{a \rightarrow bc}(z) dz \quad (3.8)$$

où $P_{a \rightarrow bc}(z)$ est la fonction de distribution d'Altarelli - Parisi des transitions $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$ et $g \rightarrow q\bar{q}$, et $t = \text{Log}(\frac{E_a \xi_a}{\Lambda^2})$.

avec :

E_a = énergie de parton a

$\xi_a \simeq 1 - \cos\theta_a$, θ_a angle d'ouverture du parton a

Λ = constante d'échelle QCD

L'arrêt de la cascade est réalisé quand la masse du parton est proche de la masse du quark, si le parton est un quark, ou proche d'un seuil Q_0 , s'il s'agit d'un gluon.

Les quarks et anti-quarks restants forment finalement des amas singlets de couleur.

III.4. RECONSTRUCTIONS DES JETS

Un évènement, à plusieurs jets dans l'état final, présente des directions privilégiées dans l'espace, suivant lesquelles les particules ont tendance à s'aligner.

Une bonne mesure de l'axe du jet (direction privilégiée) a de bonnes implications sur les mesures expérimentales, comme il sera discuté par la suite.

Dans le but de déterminer ces directions privilégiées, les physiciens ont défini des observables caractérisant un jet.

III.4.1. Sphéricité et tenseur de sphéricité d'un jet

Soit un évènement à N particules ($i=1, \dots, N$). Ces particules se répartissent dans l'espace avec une sphéricité définie par:

$$S = \text{Min}\left(\frac{3}{2} \frac{\sum_{i=1}^N (\vec{P}_i^2 - (\vec{P}_i \cdot \vec{n})^2)}{\sum_{i=1}^N \vec{P}_i^2}\right) \quad (3.9)$$

La répartition des particules dans l'espace sera bien définie en introduisant le tenseur de sphéricité :

$$S_{\alpha\beta} = \frac{\sum_{i=1}^N P_{i\alpha} P_{i\beta}}{\sum_{i=1}^N \vec{P}_i^2} \quad (3.10)$$

α et β représentent les directions x , y ou z .

Les directions propres $\vec{n}_1$, $\vec{n}_2$ et $\vec{n}_3$ s'obtiennent par la diagonalisation de S . Les directions $\vec{n}_1$, $\vec{n}_2$ et $\vec{n}_3$ correspondent aux trois valeurs propres $Q_1 < Q_2 < Q_3$, qui vérifient :

$$Q_1 + Q_2 + Q_3 = 1 \quad (3.11)$$

L'axe principal est confondu avec $\vec{n}_3$ et n'est que la minimisation de $\sum_{i=1}^N \vec{P}_i^2$.

La sphéricité est alors définie par :

$$S = \frac{3}{2}(1 - Q_3) = \frac{3}{2}(Q_1 + Q_2)$$

$$0 \leq S \leq 1$$

Pour $S = 0$, les particules s'alignent suivant deux directions opposées.

Pour $S = 1$, l'évènement est isotrope.

→ S évalue donc le taux d'isotropie de l'évènement.

III.4.2. Aplanarité

Les particules ont tendance à être réparties dans le plan défini par les vecteurs $\vec{n}_2$ et $\vec{n}_3$. La distribution des particules en dehors de ce plan est décrite par l'aplanarité A (aplatissement) définie par :

$$A = \frac{3}{2}Q_1 = \frac{3}{2} \text{Min} \frac{\sum_{i=1}^N |\vec{P}_{iT}|^2}{\sum_{i=1}^N \vec{P}_i^2}$$

$$0 \leq A \leq \frac{1}{2}$$

Pour $A=0$, l'évènement est contenu dans un plan,

Pour $A=\frac{1}{2}$, l'évènement est isotrope.

Les deux variables "sphéricité" et "aplanarité" sont différentes (Fig. III.6.a et Fig. III.6.b) pour les évènements à 2 jets, 3 jets et 4 jets. En effet, plus le nombre de jets dans l'évènement augmente, plus l'évènement est isotrope. Les collaborations PEP et PETRA ont coupé sur "la sphéricité" et "l'aplanarité" pour ne conserver que les évènements à deux jets.

III.4.3. Thrust ou poussée

La variable "thrust" a été aussi introduite dans le but de ne sélectionner que les évènements à 2 jets (Fig. III.7.a).

Elle est définie par :

$$T = \max \frac{\sum_{i=1}^N |P_{i||}|}{\sum |P_i|} \quad (3.12)$$

La direction parallèle de $\vec{P}_{i||}$ est choisie au début arbitrairement (par exemple, la direction de la particule la plus énergétique), puis on fait une itération, autour de cette direction initiale, dans une gamme bien définie de l'espace, et enfin, on choisit la direction où T est maximale.

III.4.4. "Oblateness" ou flux d'énergie

Elle est analogue aux méthodes précédentes, décrites ci-dessus, pour la construction d'un système orthonormé $\vec{e}_1$, $\vec{e}_2$ et $\vec{e}_3$, mais en utilisant les directions et les énergies des particules, au lieu de leurs impulsions :

$$\vec{E}_i = E_i \frac{\vec{P}_i}{|\vec{P}_i|} \quad (3.13)$$

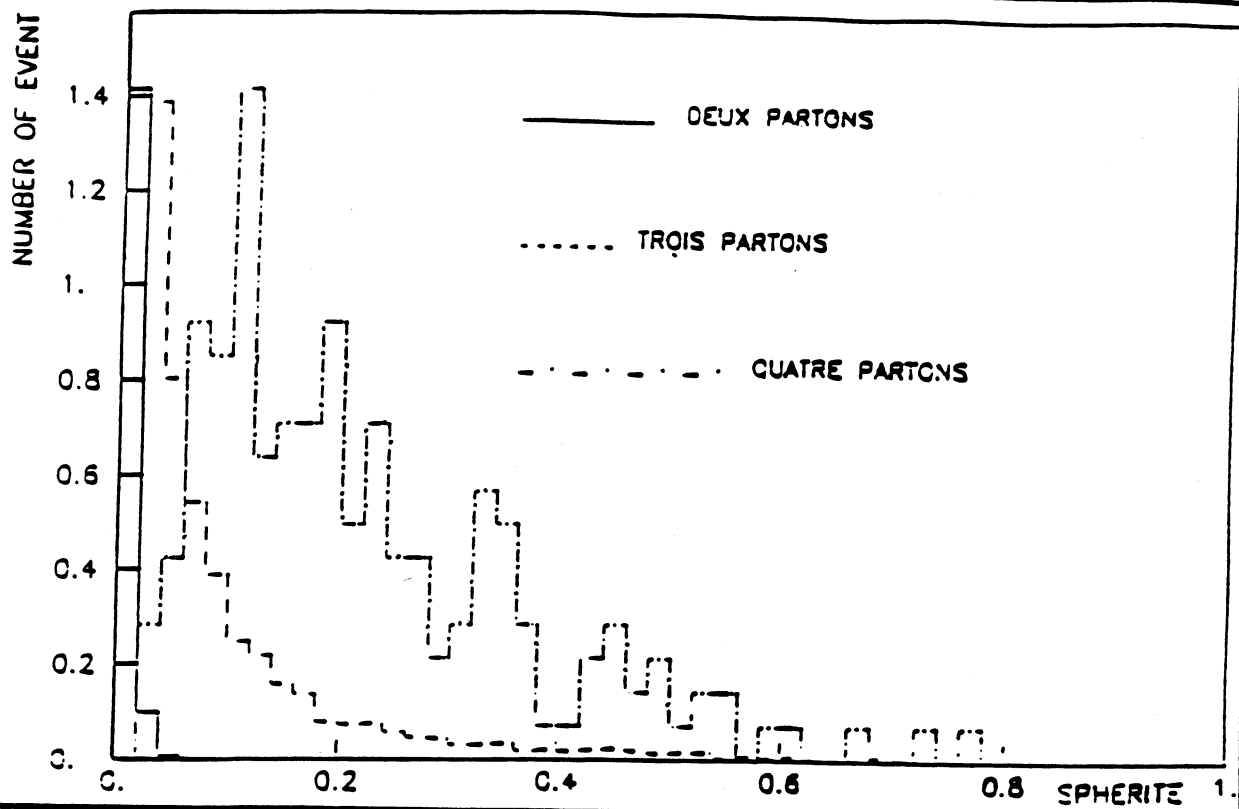


FIGURE
III.6.a

DISTRIBUTIONS DE LA SPHERICITE
POUR LES EVENEMENTS 2,3 ET 4 JETS

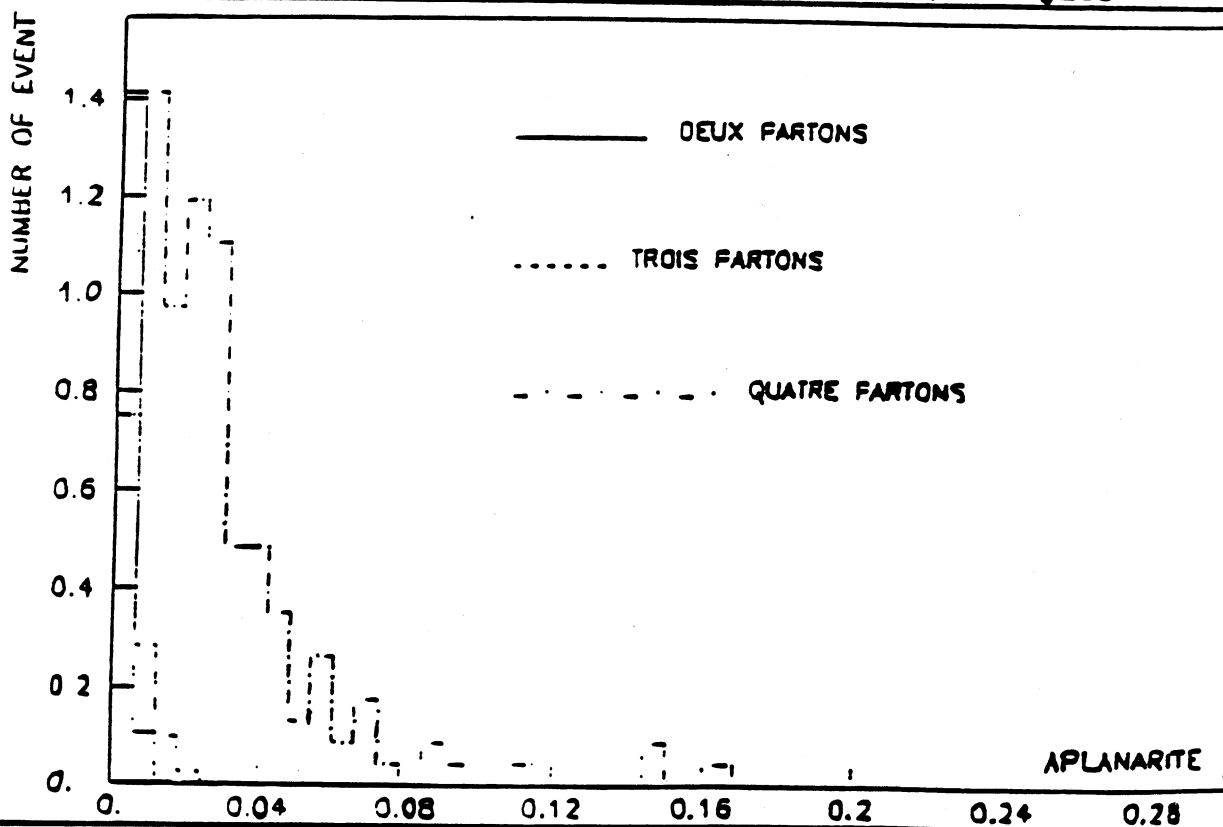
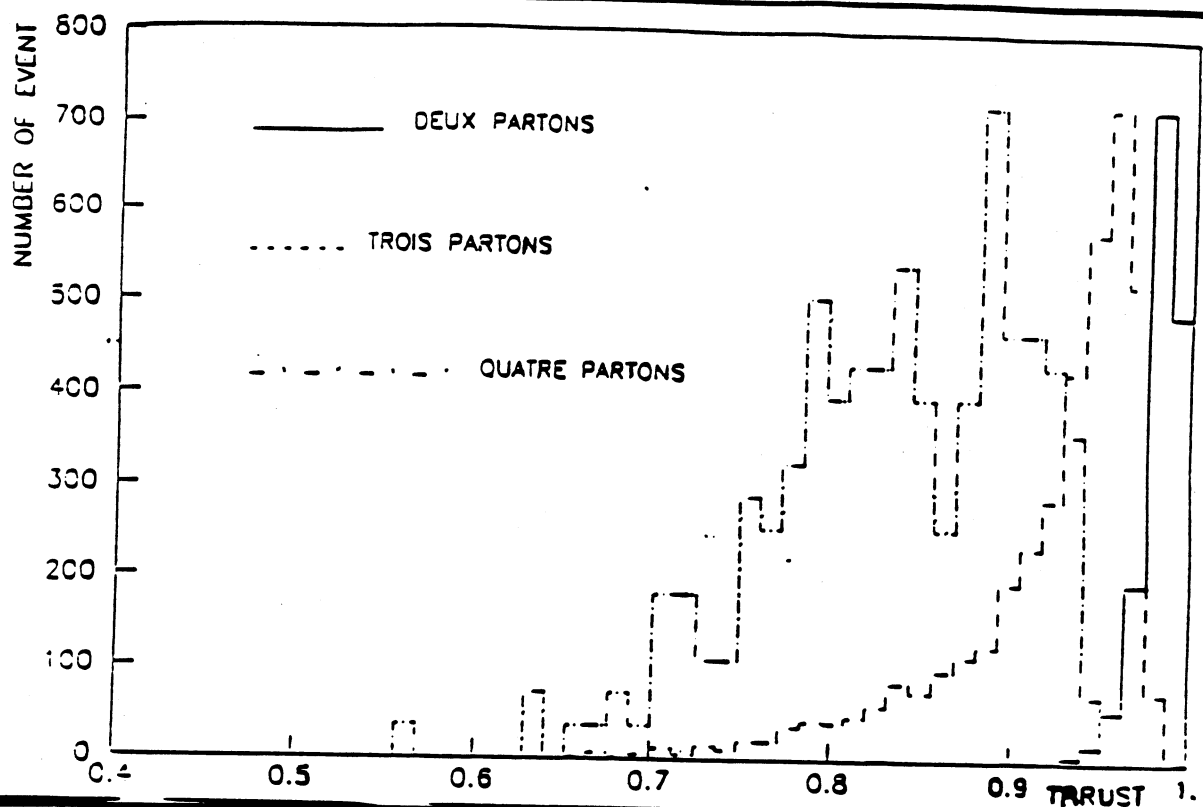


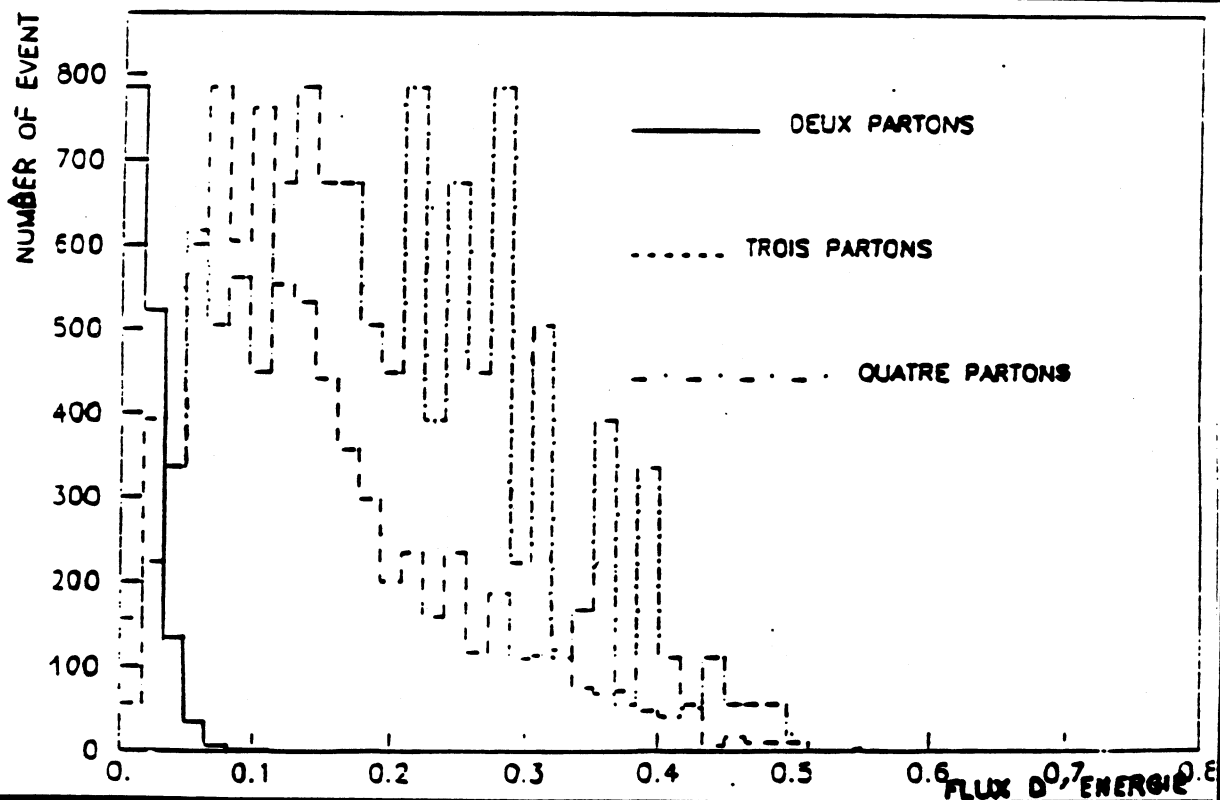
FIGURE
III.6.b

DISTRIBUTIONS DE L'APLANARITE
POUR LES EVENEMENTS 2,3 ET 4 JETS



**FIGURE
III.7.a**

**DISTRIBUTION DE LA POUSSEE
POUR LES EVENEMENTS 2, 3 ET 4 JETS**



**FIGURE
III.7.b**

**DISTRIBUTIONS DU FLUX D'ENERGIE
POUR LES EVENEMENTS 2, 3 ET 4 JETS**

Le flux d'énergie, par analogie au thrust, est défini par :

$$F = \max \frac{\sum_{i=1}^N |\vec{E}_i \cdot \vec{e}_1|}{\sum_{i=1}^N |\vec{E}_i|} \quad (3.14)$$

$\vec{e}_1$ est l'axe majeur qui rend maximale la quantité :

$$F_{majeur} = \max \frac{\sum_{i=1}^N |\vec{E}_i \cdot \vec{e}_1|}{\sum_{i=1}^N |\vec{E}_i|} \quad (3.15)$$

avec : $\vec{e}_2 \perp \vec{e}_1$

L'axe mineur $\vec{e}_3 = \vec{e}_1 \wedge \vec{e}_2$ définit la quantité :

$$F_{mineur} = \frac{\sum_{i=1}^N |\vec{E}_i \cdot \vec{e}_3|}{\sum_{i=1}^N |\vec{E}_i|} \quad (3.16)$$

On définit alors l'obteness par :

$$O_b = F_{majeur} - F_{mineur} \quad (3.17)$$

Les distributions de l'oblateness, respectivement aux évènements 2 jets, 3 jets et 4 jets, sont représentées sur la figure III.7.b.

III.4.5. Méthodes des amas et l'algorithme LUCLUS

Cette méthode consiste à regrouper les N particules de l'évènement en amas, puis à regrouper de nouveau ces amas afin d'atteindre le nombre de jets souhaité et cela par des méthodes bien définies.

On commence d'abord à former des amas initiateurs selon la résolution spatiale du détecteur puis à regrouper ces initiateurs suivant des coupures bien définies, dont voici deux exemples :

a) deux amas (clusters) sont séparables [III.8], si l'angle formé entre eux est supérieur à un α_{cut} , et si l'énergie de chacun d'eux est supérieure à E_{cut} .

b) c'est l'algorithme LUCLUS (Fig. III.8), proposé par le groupe théorique de l'université LUND : il utilise une coupure sur une "distance" bien définie afin de reconstruire les jets :

$$d_{ij}^2 = \frac{4P_i^2 P_j^2 \sin^2 \theta_{ij}}{(P_i + P_j)^2} \quad (3.18)$$

θ_{ij} est l'angle entre les particules i et j, P_i et P_j sont les impulsions des particules i et j.

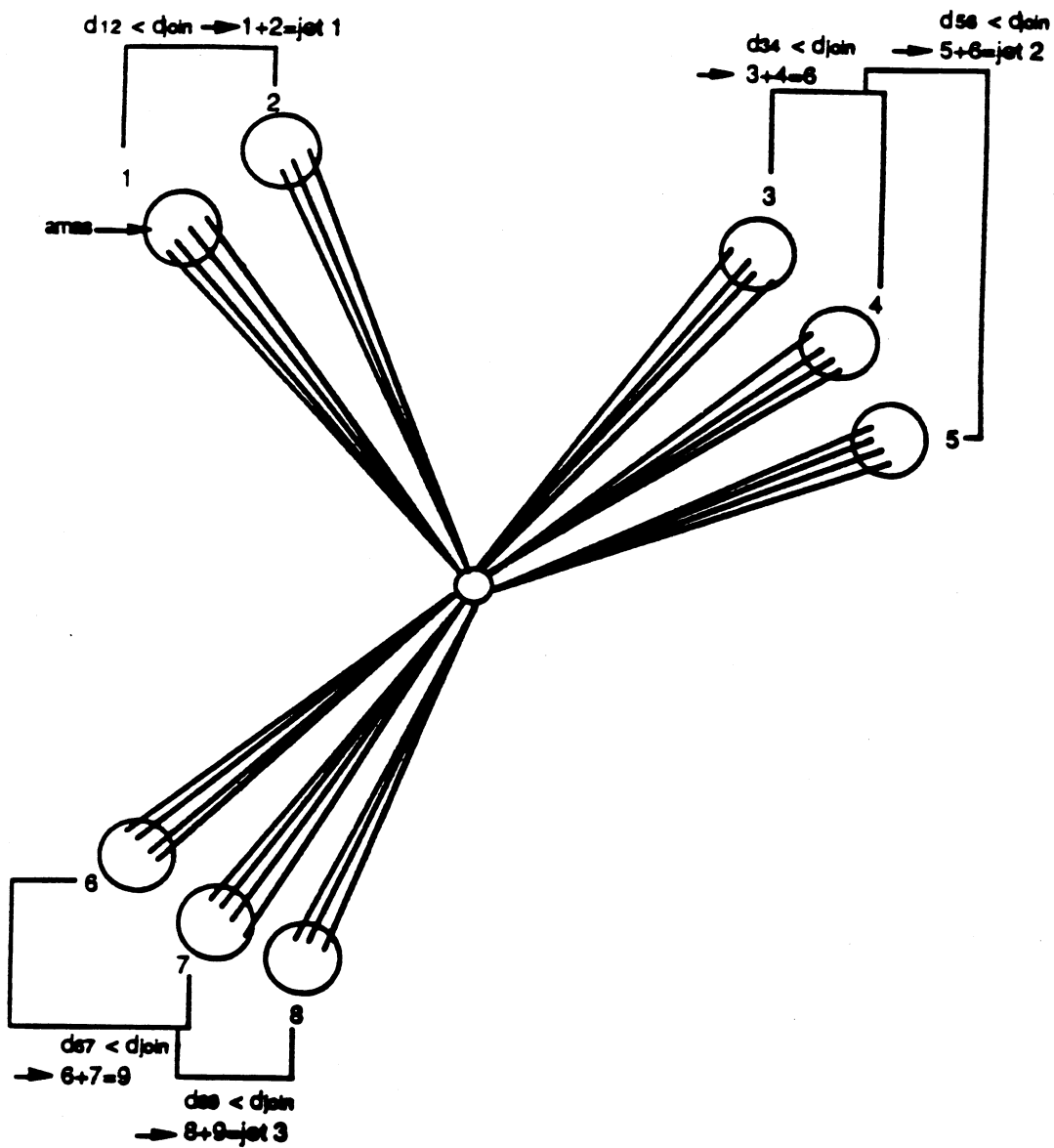


FIGURE
III.8.

ALGORITHME LUCIUS

Deux amas initiateurs a_1 et a_2 seront groupés si leur "distance" da_1a_2 est inférieure à d_{join} , cette valeur varie avec l'énergie dans le centre de masse de la réaction.

III.5. CHOIX DU MODELE ET DES PARAMETRES

DE RECONSTRUCTION

D'après de récentes comparaisons des données de PEP-PETRA, avec les modèles phénoménologiques décrits ci-dessus, on peut conclure [III.8], que le modèle de Webber (LLA) décrit mieux la production des partons, et que la fonction de Peterson simule mieux la fragmentation des quarks lourds (c,b), alors que la fonction symétrique de LUND simule mieux la fragmentation des quarks légers (u,d,s).

Pour cela, on a utilisé les paramètres suivants dans la Monte-Carlo de LUND :

- a) la constante d'échelle QCD : $\Lambda_{QCD} = 0,4 \text{ GeV}$
- b) la coupure de fin de gerbe : $Q_0 = 1 \text{ GeV}$
- c) les paramètres de la fonction de fragmentation symétrique LUND : $a = 0,45$ et $b = 0,9$
- d) σ_q la largeur de la gaussienne qui décrit la distribution en P_T du hadron par rapport au quark primaire : $\sigma_q = 0,325$
- e) les paramètres ϵ_b et ϵ_c de la fonction de fragmentation de Peterson des quarks b et c à $\epsilon_b = 0,015$ et $\epsilon_c = 0,23$.

Enfin, pour reconstruire les jets, on a utilisé la routine LUCLUS du programme de LUND, décrite auparavant. La variable d_{join} , qui sert à joindre deux amas l'un à l'autre, était optimisée pour les énergies dans la région 30 - 40 GeV.

En première approximation :

$$d_{join}(94\text{GeV}) = 2d_{join}(30 - 40\text{GeV}) = 5\text{GeV}$$

étant donné que les particules appartenant aux jets à $\sqrt{s} = 94 \text{ GeV}$ et $\sqrt{s} = 30 - 40$ sont dans un rapport 2.

Références

III.1. G. Hanson et al : Phys. Rev. Lett. 35, 1609 (1975)

III.2. G. Sterman, S. Weinberg et al : Phys. Rev. Lett. 39, 1436 (1977)

III.3. R.K. Ellis, D.A. Ross et A.E. Terrano : Nucl. Phys. B 178 (1981) 421

III.4. R. Feynman, R. Field : Nucl. Phys. B 136 (1978) 1

III.5. B.R. Webber : Nucl. Phys. B 1238 (1983) 492

III.6. G. Marchesini, G. Webber : Nucl. Phys. B 238 (1983) 1

III.7. T.D. Gottschalk : Nucl. Phys. B 214 (1983) 201

III.8. DESY 88 - 107 OUNP 42/88

"Multihadronic event at $E_{cm} = 29\text{GeV}$ and Predictions of QCD Models from $E_{cm} = 29\text{GeV}$ to $E_{cm} = 93\text{GeV}$ " MARK II Collaboration : Phys. Rev. D 37 (January 1988) 1

CHAPITRE IV

SELECTION DES EVENEMENTS $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$

IV.1. METHODE DE SELECTION DU QUARK b PAR SES DESINTEGRATIONS SEMI-LEPTONIQUES

IV.1.1. Cinématique de la réaction semi-leptonique $Q \rightarrow q l \nu$

IV.1.2. Les différentes sources de leptons dans un jet

IV.1.3. Coupure sur l'impulsion transverse du lepton : efficacité et contaminations.

IV.2. RECONSTRUCTION DES JETS

IV.2.1. L'algorithme de reconstruction de l'axe du jet

IV.2.2. Erreur sur la détermination de l'axe du jet

IV.2.2.1. Méthode TEC + BGO

IV.2.2.2. Méthode BGO + HCAL

IV.2.3. Coupure topologique sur les événements

IV.2.4. Efficacité et contamination d'identification du quark avec les nouvelles coupures angulaires et topologiques

IV.3. SELECTION DES EVENEMENTS $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}(b\bar{b}g)$

IV.3.1. Séparation de la charge de l'électron et du positon vers l'avant

IV.3.2. Bruit de fond dû au détecteur

IV.3.3. Efficacité de détection d'un quark b

IV.4. MESURE DU MELANGE $B^0 - \bar{B}^0$

IV.5. CONCLUSION

REFERENCES

IV.1. METHODE DE SELECTION DU QUARK b PAR SES DESINTEGRATIONS SEMI-LEPTONIQUES

Par exemple, intéressons nous à la désintégration semi-leptonique :

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow Q\bar{Q} \rightarrow M\bar{M} \rightarrow M' l^c \bar{\nu}$$

Q : quark u, d, s, c ou b

Pour les mésons M nous appliquons la convention suivante :

$M = \bar{Q}q$ pour quark Q de charge $-1/3$

$M = Q\bar{q}$ pour quark Q de charge $2/3$

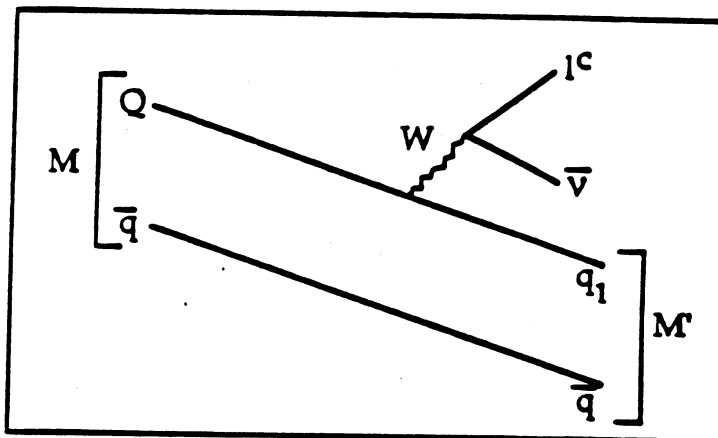
q : quark u, d, s

Ce qui entraîne la charge c du lepton l^c :

$c = -1$ si Q est un quark $\frac{2}{3}$

$c = +1$ si Q est un quark $-\frac{1}{3}$

Le modèle spectateur nous permet d'utiliser le diagramme :



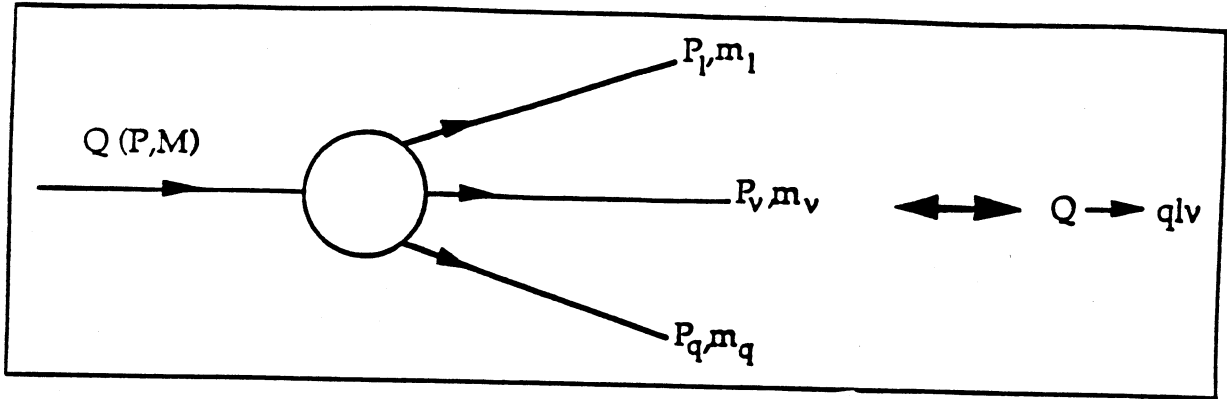
C'est-à-dire, qu'on aura l'équivalence :

$$\begin{matrix} M \rightarrow M' l^c \bar{\nu} \\ (Q\bar{q}) \quad (\bar{q}q_1) \end{matrix} \longleftrightarrow Q \rightarrow q l^c \bar{\nu}$$

Dorénavant, on utilisera la réaction simplifiée au niveau du quark.

IV.1.1. Cinématique de la réaction semi-leptonique $Q \rightarrow q l \nu$

Soit la réaction :



Dans le référentiel au repos du quark Q , l'impulsion du lepton l P_l^* se met sous la forme .

$$P_l^* = \frac{\sqrt{(M^2 - (m_{q\nu} + m_l)^2)(M^2 - (m_{q\nu} - m_l)^2)}}{2M}$$

où $m_{q\nu}$ est la masse invariante du système quark-neutrino.

La valeur maximale de P_l^* correspond à la valeur minimale de $m_{q\nu}$ c'est à dire à $m_{q\nu} = m_q$ ($p_\nu = 0$) et vaut donc :

$$(P_l^*)^{max} = \frac{\sqrt{(M^2 - (m_q + m_l)^2)(M^2 - (m_q - m_l)^2)}}{2M}$$

Dans le cas de l'électron, on peut négliger sa masse devant celle du quark b . Alors :

$$(P_{e^-}^*)^{max} = \frac{M^2 - m_q^2}{2M}$$

L'impulsion transverse maximale du lepton par rapport à la direction du quark Q est alors $(P_T^l)^{max} = (P_l^*)^{max}$.

La composante transverse P_T est invariante suivant l'énergie dans le centre de masse de la réaction $e^+e^- \rightarrow Q\bar{Q}$.

Donc, l'impulsion transverse du lepton, dans la désintégration $Q \rightarrow ql\nu$ par rapport à la direction du quark Q , est limitée par :

$$P_T^l < \frac{M^2 - m_q^2}{2M} = (P_T^l)^{max}$$

Exemples

Avec des masses :

$$m_b = 5 \text{ GeV}, m_c = 1.6 \text{ GeV}, m_s = 0.5 \text{ GeV}.$$

le P_T^{max} , pour différents quarks, est évalué à :

reaction	$P_T^{max}(e^-)(\text{GeV}/c)$	$P_T^{max}(\mu)(\text{GeV}/c)$
$b \rightarrow cl^- \bar{\nu}$	2.24	2.24
$c \rightarrow sl^+ \nu$	0.72	0.72

On va donc utiliser cette propriété d'impulsion transverse limitée des leptons pour signer les quarks b.

IV.1.2. Les différentes sources de leptons dans un jet

Avant de faire une étude en fonction de P_T , il est d'abord intéressant de regarder les différentes sources de leptons produits dans un jet pour les événements $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$.

IV.1.2.1. Leptons provenant d'un méson B

Ce sont les leptons produits dans la désintégration semi-leptonique :

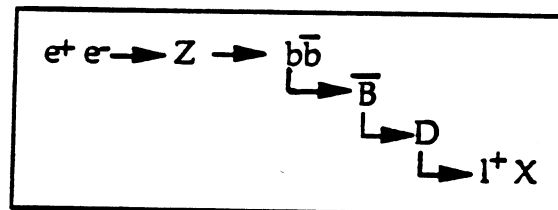
$$\bar{b} \rightarrow B \rightarrow X l^+ \nu$$

$l^+ = e^+, \mu^+$, $X = \text{méson D } (c\bar{q}) \text{ ou } D^*$.

Nous appellerons ces leptons "leptons primaires" ' l_p ' car ils proviennent de la première désintégration semi-leptonique du méson B. Leur distribution en énergie est représentée sur la Fig. IV.1.b et celle en P_T sur la Fig. IV.2.b.

IV.1.2.2. Leptons provenant d'un méson charmé secondaire

Dans un événement $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$, l'état final peut contenir des leptons provenant d'une désintégration secondaire semi-leptonique (voir ci-dessous), c'est-à-dire des mésons charmés.



Ces leptons (l_s) ne sont pas favorables à l'identification du quark b. En effet, le lepton a une charge de signe opposé à la charge du quark b d'origine. Ils sélectionnent alors le $\bar{b}$ au lieu du b. Ce type de lepton contribue donc à la contamination. On le classe dans la catégorie de contamination de type 1. Les distributions en énergie et en P_T sont représentées sur les figures IV.1.c et IV.2.c.

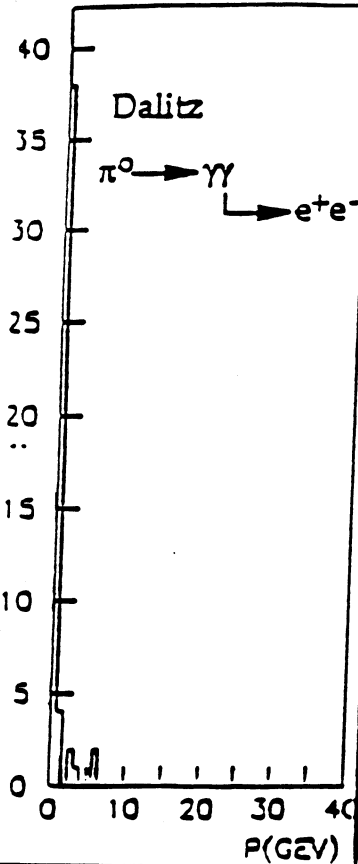


FIGURE
IV.1.a

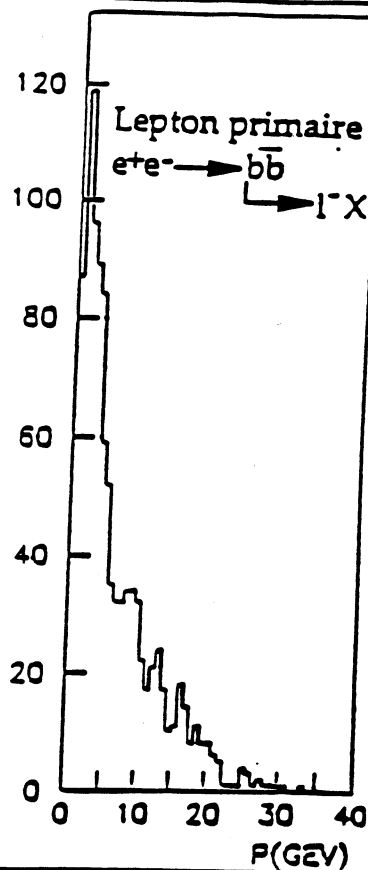


FIGURE
IV.1.b

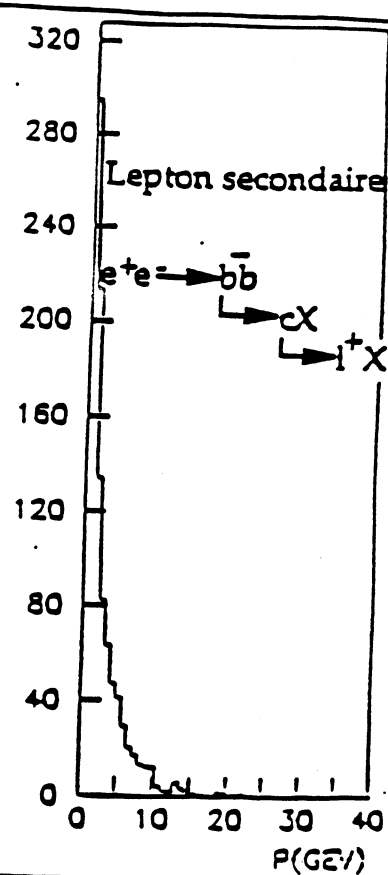


FIGURE
IV.1.c

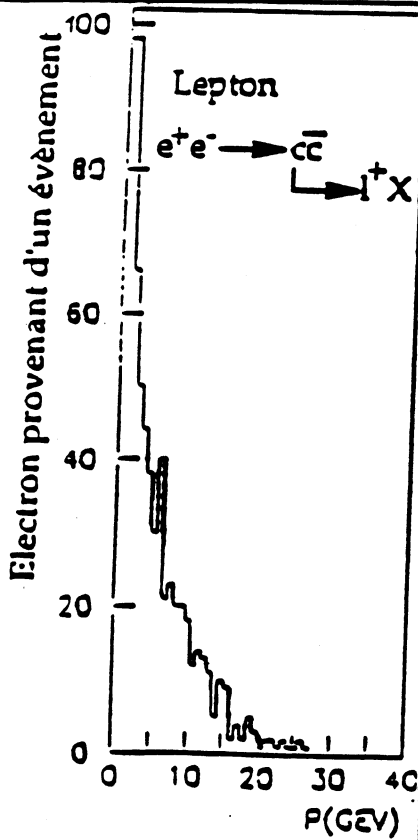


FIGURE
IV.1.d

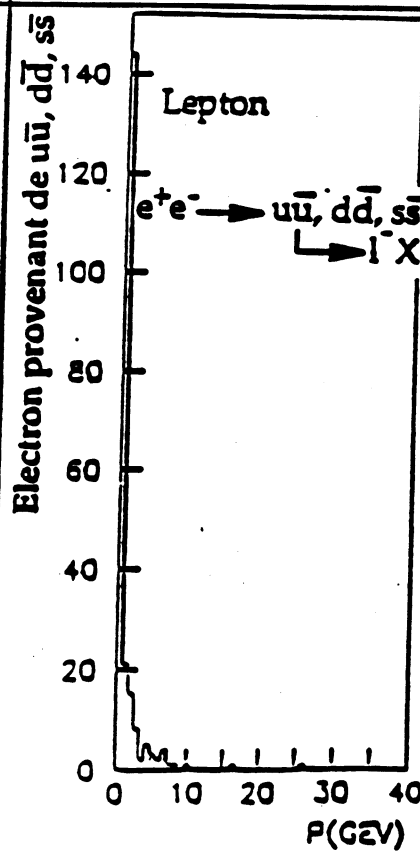


FIGURE
IV.1.e

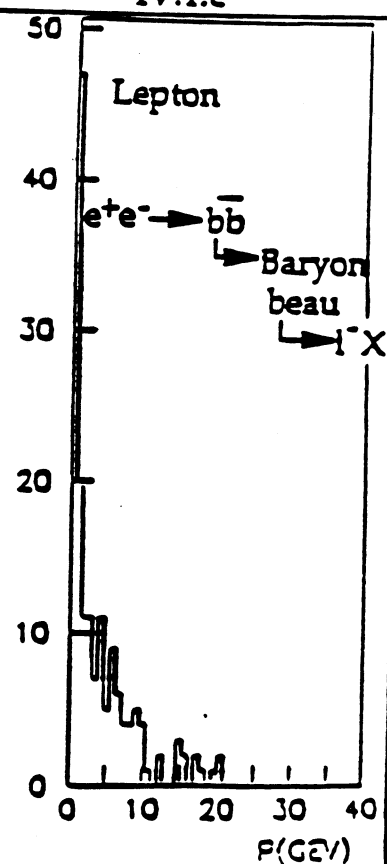


FIGURE
IV.1.f

DISTRIBUTION EN ENERGIE DE CHAQUE TYPE DE LEPTON

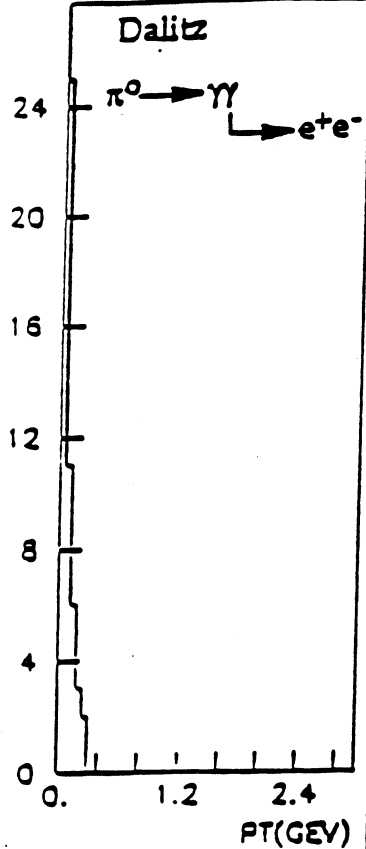


FIGURE
IV.2.a

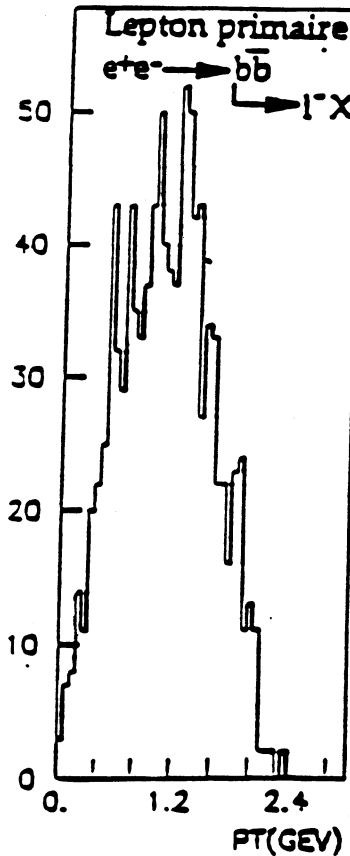


FIGURE
IV.2.b

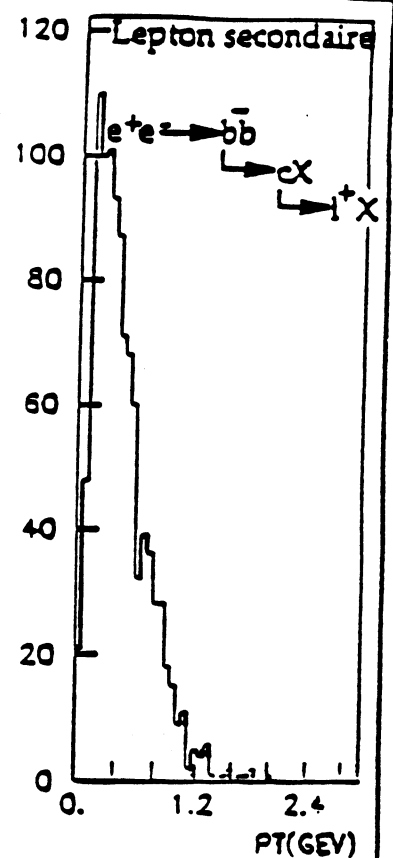


FIGURE
IV.2.c

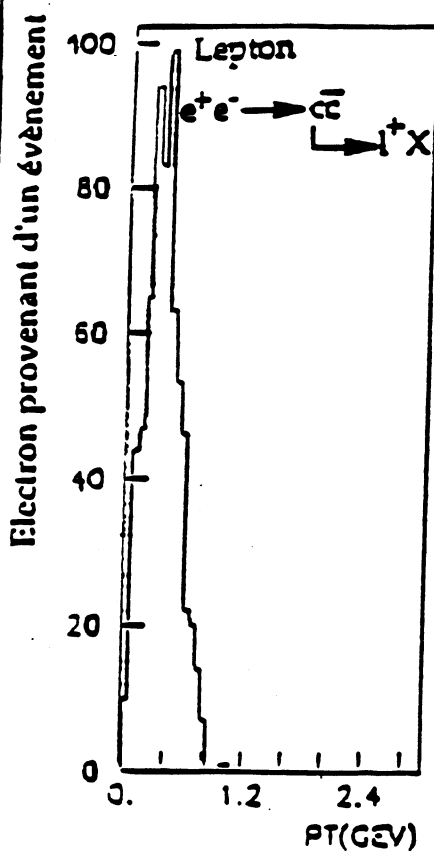


FIGURE
IV.2.d

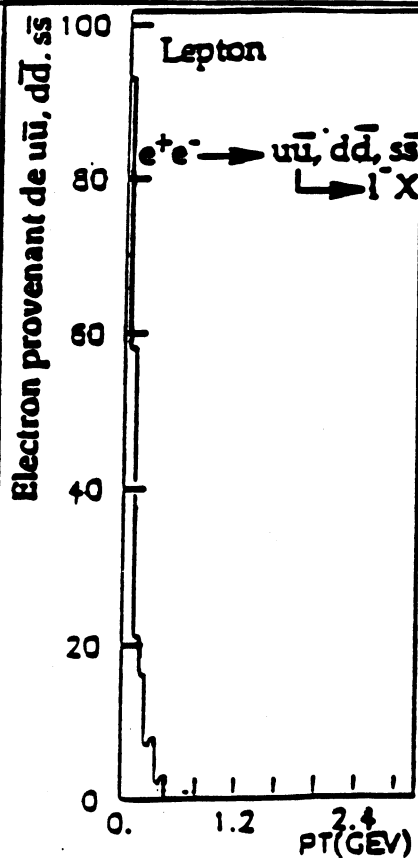


FIGURE
IV.2.e

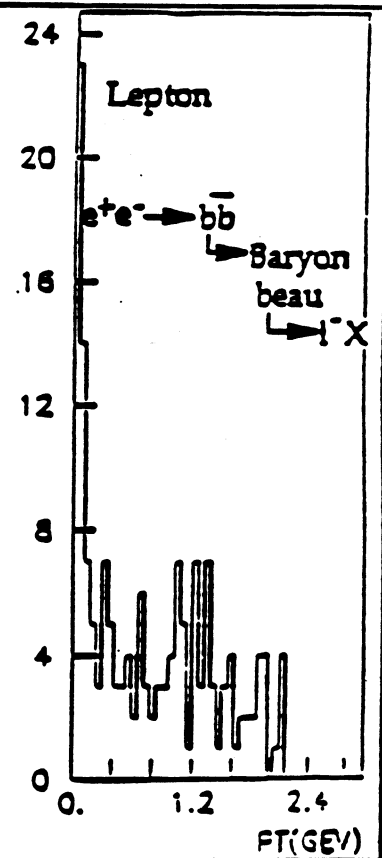
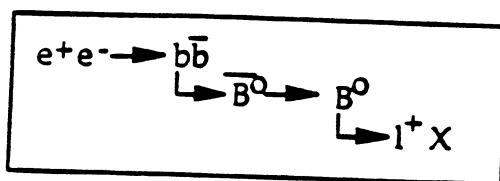


FIGURE
IV.2.f

DISTRIBUTION EN P_T DE CHAQUE TYPE DE LEPTON

IV.1.2.3. Leptons provenant d'un méson B qui a oscillé

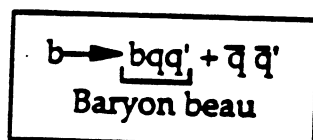
Ces leptons se manifestent via le mécanisme suivant :



On constate que ce type de lepton (l_m) sera aussi une contamination pour l'identification du b par un lepton moins, de la même manière que les leptons secondaires décrits auparavant. En effet, ils identifient un anti-quark $\bar{b}$ à la place du quark b. Ils sont donc classés parmi la contamination de type 1. Ils ont évidemment une distribution en P_T et en énergie identique à celle des leptons primaires l_p . Aucune coupure cinématique ne permet de les éliminer totalement et donc l'asymétrie devra être corrigée de cet effet.

IV.1.2.4. Leptons provenant d'un baryon "beau"

La proportion de baryons produits par $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \text{baryon baryon}$ est estimé à 10 % environ (Lund). Le baryon beau est créé quand le b ($\bar{b}$), produit au début de la réaction, s'habille avec une paire qq' ($\bar{q}\bar{q}'$) suivant le schéma :



d'où 3 types de baryons beaux :

1. Baryons beaux de spin $\frac{1}{2}$; type Σ
2. Baryons beaux de spin $\frac{1}{2}$; type Λ
3. Baryons beaux de spin $\frac{3}{2}$

La distribution en impulsion des leptons issus de la désintégration $\text{Baryon } b \rightarrow l^- \bar{\nu} X$, est représentée sur la figure IV.1.f et en fonction du p_T dans la figure IV.2.f. Ces événements ne conduisent pas à se tromper sur la nature du quark b.

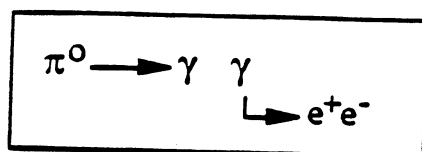
IV.1.2.5. Lepton provenant des événements $e^+e^- \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}$

Dans les événements $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma \rightarrow q\bar{q}$, les leptons provenant des événements $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}$ seront une contamination pour les événements $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma \rightarrow b\bar{b}$. Ce type de fond sera appelé fond de type 2. Néanmoins, il faut distinguer les événements $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma \rightarrow c\bar{c}$ des événements $e^+e^- \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$. En effet, à cause de la masse du quark c, le P_T du lepton provenant d'un événement $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ (Fig. IV.2.d), sera plus grand que celui provenant des événements $e^+e^- \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$ et $s\bar{s}$ (Fig. IV.2.e). La coupure en P_T élimine donc une grande partie des événements $e^+e^- \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}$ et $s\bar{s}$, et la principale contamination qui reste proviendra du quark c.

Plutard pour l'étude de l'asymétrie, on essaiera de minimiser cette contamination, étant donné que l'asymétrie du quark c, sélectionné par un lepton moins, est négative.

IV.1.2.6. Paires de Dalitz

Les π^0 dans un jet représentent environ 30 % de toutes les particules stables. Les électrons et positons provenant de la réaction :



sont alors dans un rapport : $0,3 \times 0,012 = 0,36 \%$ où 0.012 est le rapport de branchement du π^0 en paires de Dalitz. Ces électrons positons sont connus sous le nom de paires de Dalitz. Les paires de Dalitz, dans l'état final de la réaction $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$, ont une énergie (Fig. IV.1.a) et une impulsion transverse P_T (Fig. IV.2.a), par rapport au quark d'origine, plutôt faibles. On élimine ces électrons par une coupure en énergie (2 Gev).

Les électrons provenant de $\eta \rightarrow \gamma e^+e^-$ ont, eux aussi, une énergie et un P_T faibles. Enfin, les électrons provenant des conversions dans le tube de support sont supposés avoir des distributions en énergie et en impulsion transverse semblables aux paires de Dalitz et seront donc éliminés par la coupure en énergie.

Enfin, la table IV.1. résume le rôle de chaque type de lepton dans la sélection du quark b dans les événements $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma \rightarrow q\bar{q}$.

Sélection du quark b dans les événements $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma \rightarrow q\bar{q}, q\bar{q}g, q\bar{q}g\bar{g}$		
Signal	Contamination	
	de type 1	de type 2
$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \bar{B}$ $\quad \quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad l^- \bar{\nu}$	$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \bar{B}X$ $\quad \quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad DX$ $\quad \quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad l^+ \nu$	$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad l^- \bar{\nu}$
$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \text{baryon beau}$ $\quad \quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad l^- \bar{\nu}$	$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \bar{B}^0$ $\quad \quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad B^0$ $\quad \quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad l^+ \nu$	$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad l^+ \nu$
$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \bar{B}^0 \rightarrow B^0$ $\quad \quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \bar{D}$ $\quad \quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad l^- \bar{\nu}$		$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad l^+ \nu$
TABLE IV.1	ROLE DE CHAQUE TYPE DE LEPTON	

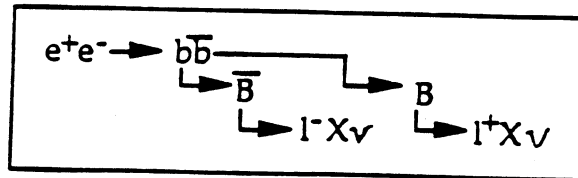
IV.1.3. Efficacité d'identification d'un quark b par la méthode de coupure en P_T du lepton et contamination

Les distributions en P_T du lepton, par rapport à la direction du quark initial présenté auparavant, montrent qu'une coupure bien choisie sur l'impulsion transverse diminue considérablement la contamination de type 2 et une partie du fond de type 1.

Il est donc intéressant de faire une étude dans le but d'évaluer l'efficacité et la contamination d'identification d'un b, en fonction de la coupure en impulsion transverse P_T .

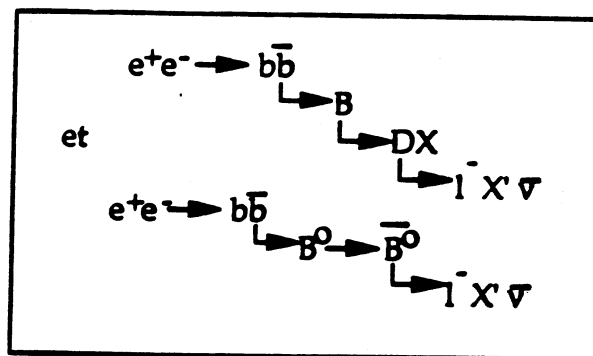
Aperçu général sur l'identification d'un quark b par un lepton moins

Cette identification est donc basée sur la réaction :

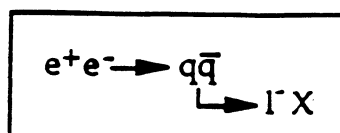


Un quark b sera identifié par un lepton moins, tandis que l'anti-quark $\bar{b}$ sera signé par un lepton plus. Mais, comme toute méthode de signature présente des avantages et des inconvénients, la méthode de sélection du quark b par le lepton moins dans la réaction $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ présente, comme il a été signalé ci-dessus, deux types de contamination :

Type 1 : Dans ce cas, le lepton moins sélectionne un événement $b\bar{b}$, mais il signe un $\bar{b}$ à la place d'un quark b. Ce sont les deux leptons dans les deux types d'événements :



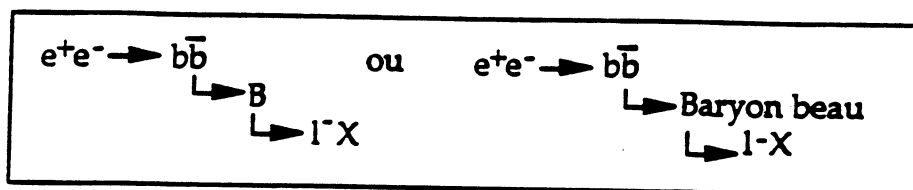
Type 2 : Ce sont les leptons dans les réactions suivantes :



$q = u, d, s \text{ et } c.$

Afin d'estimer l'effet de la contamination de type 1, on a généré un certain nombre d'évènements $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}, b\bar{b}g, b\bar{b}gg$ et on a comparé le "b" sélectionné par le lepton moins et le vrai quark b. Une manière de voir cela est de regarder l'angle formé par le lepton et la direction du quark b. En effet, sur la figure IV.3, où cet angle est représenté, on observe deux régions :

- une région à 0 degré, qui correspond au signal. Ces b sont signés par les leptons primaires l_p et les leptons provenant des baryons beaux :



- une région qui représente la contamination de type 1, où le lepton nous signale le $\bar{b}$ anti-colinéaire à b au lieu du quark b.

Efficacité de la coupure en P_T

Afin d'évaluer cette efficacité de reconnaissance du quark b, on a généré 40000 évènements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}, q\bar{q}g, q\bar{q}gg$ et on a regardé la variation de cette efficacité en fonction du P_T . La figure IV.4.a montre la variation de l'efficacité en fonction de la coupure en P_T , et la figure IV.4.b la variation de la contamination totale en fonction de P_T . Cette étude est résumée dans la table IV.2. où les valeurs de l'efficacité et de la contamination de sélection du quark b sont représentées.

Remarque : Ces efficacités sont globales, c'est-à-dire sont le produit du rapport de branchement semi-leptonique par les efficacités de coupure sur l'énergie e_E et sur le P_T ϵ_{P_T} :

$$\epsilon_b = B_r(b \rightarrow l^- \bar{\nu} X) \epsilon_E \epsilon_{P_T}$$

La contamination c est définie par :

$$c = \frac{N_{bdf}}{N_{bdf} + N_{signal}}$$

où N_{bdf} est le nombre d'évènements sélectionné comme bruit de fond, tandis que N_{signal} est le nombre admis comme signal.

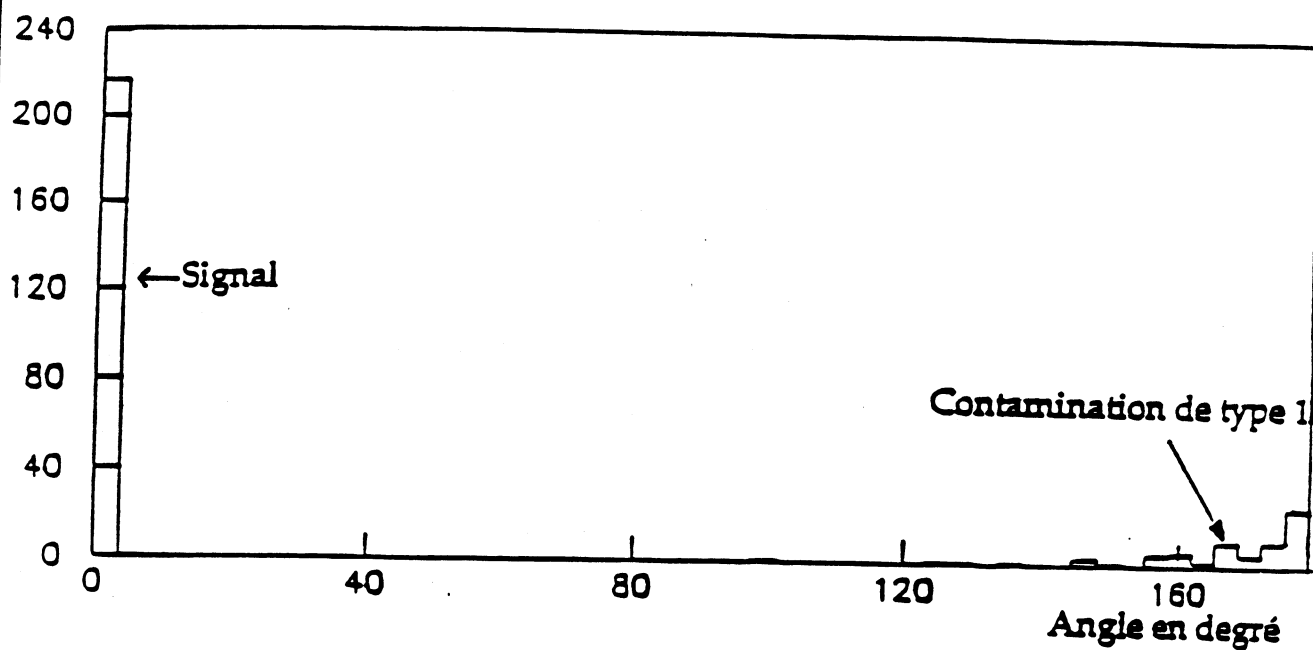


FIGURE
IV.3

ANGLE ENTRE LA DIRECTION DU b SELECTIONNE PAR
UN LEPTON MOINS ET LE VRAI QUARK b

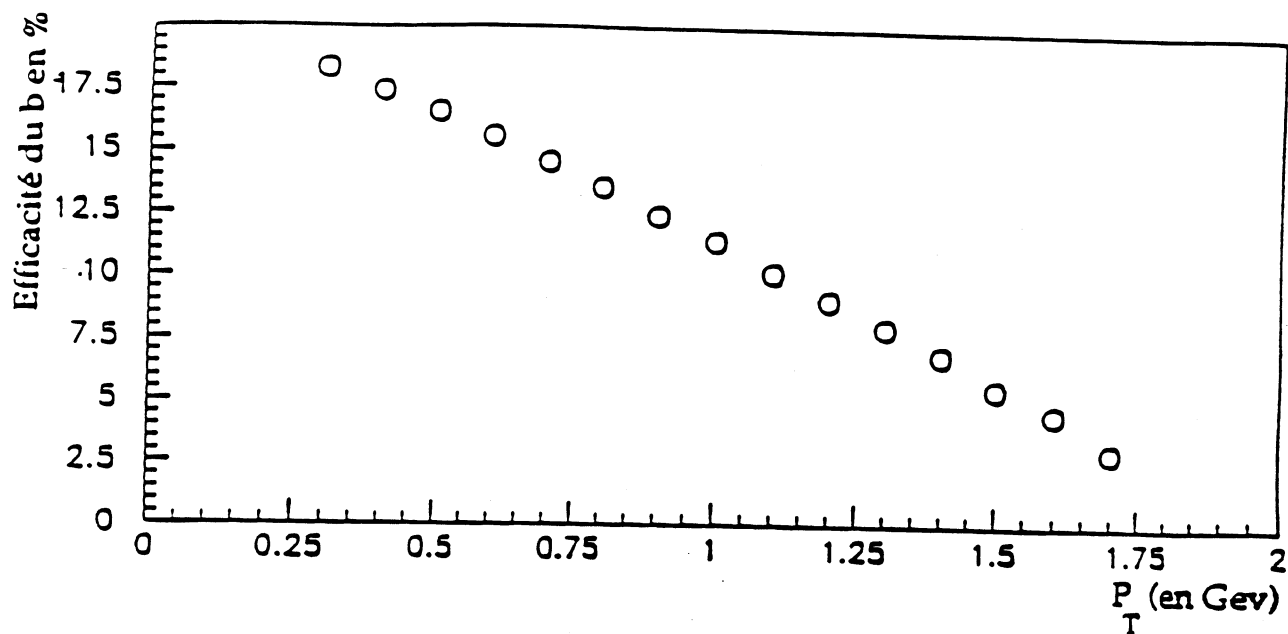


FIGURE
IV.4.a

VARIATION DE L'EFFICACITE DE RECONNAISSANCE
D'UN b EN FONCTION DE LA COUPURE P_T DE
L'ELECTRON ET DU MUON MOINS

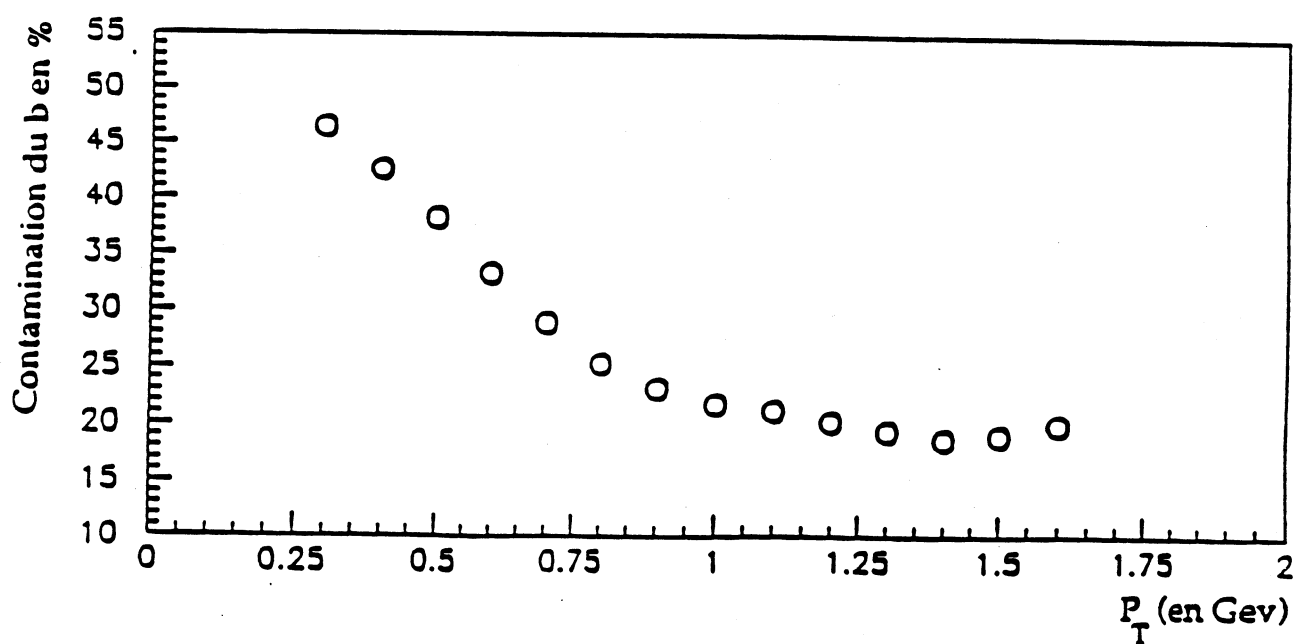


FIGURE
IV.4.b

VARIATION DE LA CONTAMINATION TOTALE
EN FONCTION DE LA COUPURE P_T

PT	Efficacité du b (%)	Contamination Type 1 (%)	Contamination Type 2 (%)	Contamination totale (%)
0,3	18,24 ± 0,15	25,35 ± 0,35	21,05 ± 0,30	46,41 ± 0,46
0,4	17,33 ± 0,15	25,25 ± 0,37	17,29 ± 0,28	42,53 ± 0,48
0,5	16,50 ± 0,15	24,71 ± 0,39	13,49 ± 0,24	38,20 ± 0,49
0,6	15,55 ± 0,14	23,92 ± 0,40	9,41 ± 0,19	33,33 ± 0,49
0,7	14,56 ± 0,13	22,97 ± 0,42	6,02 ± 0,13	28,99 ± 0,49
0,8	13,55 ± 0,13	21,28 ± 0,42	4,09 ± 0,10	25,38 ± 0,48
0,9	12,40 ± 0,12	20,45 ± 0,43	2,76 ± 0,07	23,21 ± 0,47
1	11,35 ± 0,11	19,61 ± 0,44	2,20 ± 0,06	21,81 ± 0,48
1,1	10,09 ± 0,10	19,36 ± 0,47	1,87 ± 0,05	21,23 ± 0,50
1,2	9,01 ± 0,09	18,52 ± 0,48	1,72 ± 0,05	20,24 ± 0,51
1,3	7,92 ± 0,08	17,79 ± 0,50	1,63 ± 0,05	19,42 ± 0,53
1,4	6,85 ± 0,07	17,23 ± 0,53	1,49 ± 0,05	18,72 ± 0,56
1,5	5,54 ± 0,06	17,20 ± 0,58	1,84 ± 0,02	19,03 ± 0,63
1,6	4,54 ± 0,05	18,24 ± 0,67	2,20 ± 0,10	20,44 ± 0,73
1,7	3,70 ± 0,04	18,29 ± 0,74	2,68 ± 0,13	20,98 ± 0,82

TABLE IV.2	VALEURS DE L'EFFICACITE ET DE LA CONTAMINATION DE SELECTION DU QUARK b AVEC e ⁺ OU μ ⁻
DETECTEUR IDEAL	

A l'observation de ces figures, nous constatons que l'efficacité décroît à peu près linéairement quand P_T augmente, tandis que la contamination totale diminue rapidement puis reste à peu près constante à partir d'une certaine valeur P_T^c (1 Gev) de l'impulsion transverse. La variation moyenne de la contamination au dessus de cette coupure P_T^c est de l'ordre de 1 %. Il faut remarquer que dans la contamination de type 1, une grande partie provient de l'effet de mélange dont il est possible de s'affranchir partiellement comme on le verra plus loin.

On étudiera, par la suite, les différents effets qui vont faire diminuer l'efficacité et augmenter la contamination. Ces effets sont les suivants :

1. effets dus à la topologie des événements
2. effets dus à l'acceptance géométrique des détecteurs
3. contamination dues aux résolutions du détecteur.

IV.2. RECONSTRUCTION DES JETS

L'impulsion transverse du lepton par rapport au quark dépend expérimentalement de deux paramètres :

1. la direction de l'axe du jet reconstruit
2. la tri-impulsion du lepton reconstruite par le détecteur central (TEC).

En effet, une mauvaise reconstruction de l'axe du jet ou de l'impulsion du lepton induit une erreur sur le P_T et, par conséquent, avec une erreur sur coupure P_T^c . Notre but

sera donc de minimiser ces erreurs.

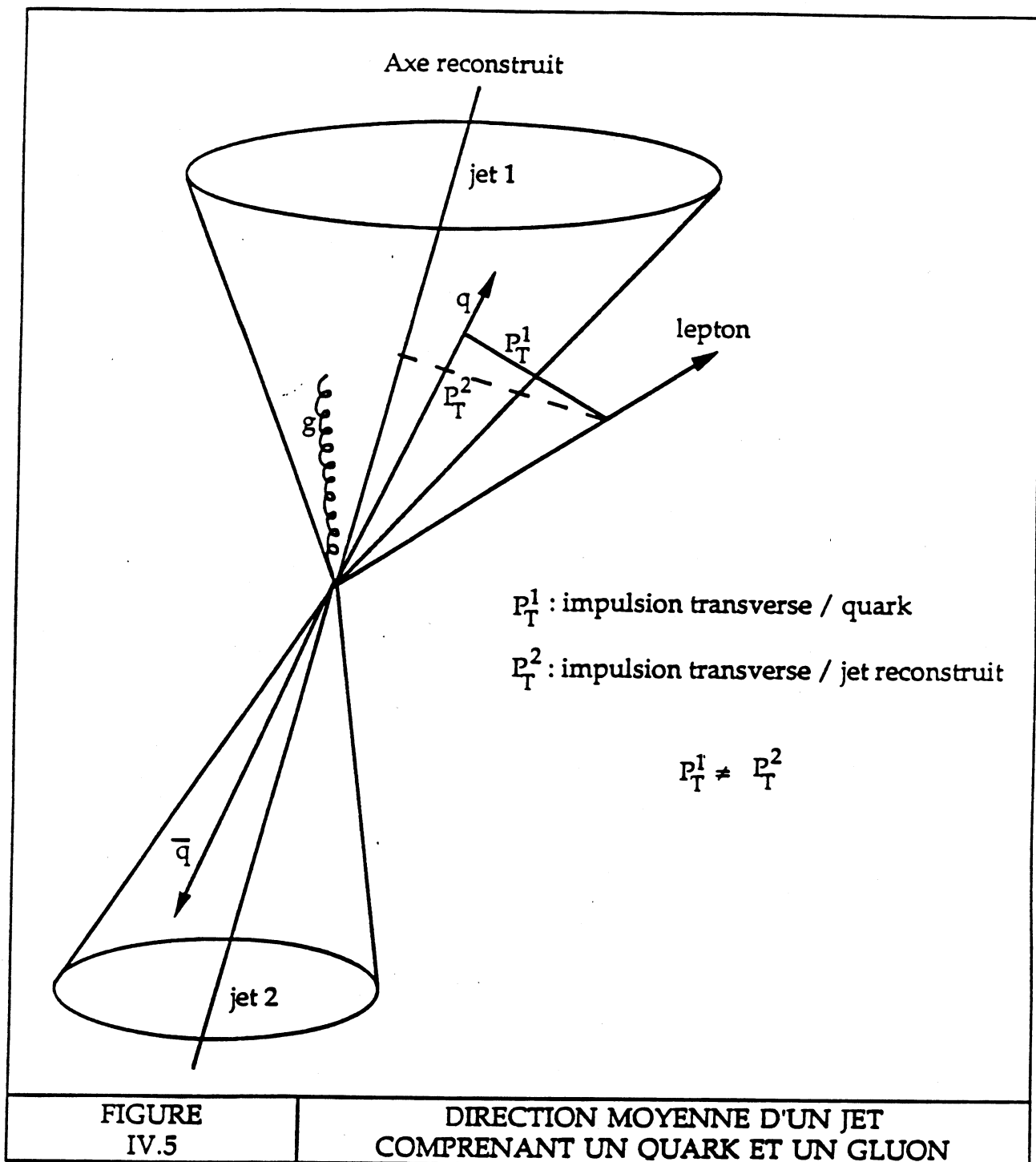
Le programme de reconstruction utilisé par L3 n'étant pas totalement développé lorsque ce travail a été entrepris et compte tenu du long temps de calcul nécessaire pour traiter un nombre d'événement élevé, nous avons développé notre propre programme de simulation et reconstruction.

IV.2.1. Algorithme de reconstruction de l'axe du jet

Nous utilisons l'algorithme LUCLUS proposé par le groupe théorique de l'université de LUND [IV.1]. On a décrit cet algorithme dans le chapitre III, mais on n'avait pas fixé la distance d_{join} en dessous de laquelle on peut fusionner deux amas en un seul. Plus cette distance est grande et, plus le nombre d'événements $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma \rightarrow q\bar{q}g$ ou $q\bar{q}gg$ reconstruits comme étant des événements à deux jets est grand. En effet parmi 2000 événements $e^+e^- \rightarrow hadrons$, on a représenté, dans les tableaux IV.3 et IV.4, le nombre d'événements reconstruits comme 2, 3 ou 4 jets, en fonction des nombres d'événement à 2 partons ($q\bar{q}$), 3 partons ($q\bar{q}g$) ou 4 partons ($q\bar{q}gg$). On constate que le nombre d'événements $q\bar{q}g$ reconstruits comme événements à 2 jets est passé de 68 à 491 lorsque la valeur de d_{join} est passée de 3 GeV à 7 GeV. On aimerait, certes, gagner ces événements, mais on ne peut pas trop élever la valeur de d_{join} car cela va fausser la direction de l'axe du jet et, par conséquent, la valeur du P_T du lepton par rapport au quark. Justement, un jet, comprenant un quark et un gluon proche, a une direction moyenne par rapport aux deux partons : cette direction moyenne peut beaucoup s'écarter de la direction du quark (Fig. IV.5), ce qui implique que le P_T du lepton par rapport au quark peut être aussi très différent du P_T par rapport au jet reconstruit. Dans ce cas, le P_T du lepton, provenant des événements $e^+e^- \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}$, peut être grand, ce qui fait augmenter la contamination, ou impose que l'on augmente la coupure en P_T , ce qui correspond à une nette diminution de l'efficacité.

2000 événements	2 jets	3 jets	4 jets	Total
2 partons	732	40	3	775
3 partons	68	995	63	1126
4 partons	0	3	96	99
Total	800	1038	162	2000
TABLE IV.3	NOMBRE D'EVENEMENTS POUR $D_{join} = 3 \text{ GeV}$			

2000 événements	2 jets	3 jets	4 jets	Total
2 partons	770	2	0	772
3 partons	491	735	0	1126
4 partons	6	55	41	102
Total	1267	962	41	2000
TABLE IV.4	NOMBRE D'EVENEMENTS POUR $D_{join} = 7 \text{ GeV}$			



Afin de fixer la distance d_{join} , on a généré des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, et on a regardé le P_T des leptons par rapport au jet reconstruit (Fig. IV.6) dans les événements $e^+e^- \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}$. Immédiatement, on constate que le P_T du lepton par rapport au quark c (u, d ou s) présente une distribution plus large pour les grandes valeurs d_{join} . Une étude basée sur ce principe nous a fait fixer d_{join} à 6 Gev.

IV.2.2. Erreur sur l'axe du jet

Le détecteur L3 reconstruit les directions en impulsion des particules chargées dans le détecteur central. Il donne aussi des amas d'énergie dans le détecteur électromagnétique en BGO et le détecteur hadronique. On peut donc reconstruire l'axe du jet :

- soit en utilisant les directions des impulsions reconstruites par la TEC, et les directions formées par les centres de gravité des amas laissés par les photons et les électrons sur le BGO : c'est la méthode TEC + BGO

- soit en utilisant les vecteurs énergie des amas reconstruits sur le détecteur électromagnétique $\vec{E}_i$, et sur le détecteur hadronique $\vec{E}_j$.

$$\vec{E}_i = \frac{\vec{OA}}{|\vec{OA}|} E_{BGO}(i)$$

$$\vec{E}_j = \frac{\vec{OB}}{|\vec{OB}|} E_{HAD}(j)$$

O : point d'interaction moyen.

A et B : centres de gravité des amas sur le BGO et calorimètre hadronique.

Pour cela, les précisions de mesures d'impulsion (TEC) et de positions et d'énergie (BGO, HCAL), mentionnées au Chapitre II (Tables II.1 et II.2), ont été utilisées.

IV.2.2.1. Méthode TEC + BGO

1. La TEC

Elle reconstruit les traces des particules et, par conséquent, les tri-impulsions à l'origine P_{TEC} . Ces directions sont les directions des particules chargées qui seront utilisées par l'algorithme de reconstruction LUCCLUS.

2. Le détecteur électromagnétique en BGO

Comme le nombre de photons par événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ est à peu près équivalent au nombre de particules chargées, il est indispensable d'utiliser les particules électromagnétiques pour la reconstruction de l'axe du jet.

Pour les particules électromagnétiques interagissant dans le BGO, les centres de gravité des amas sont connus avec les précisions spatiales :

$$\sigma_{x,y} = \left(\frac{2,5}{\sqrt{E}} + 0,28 \right) mm$$

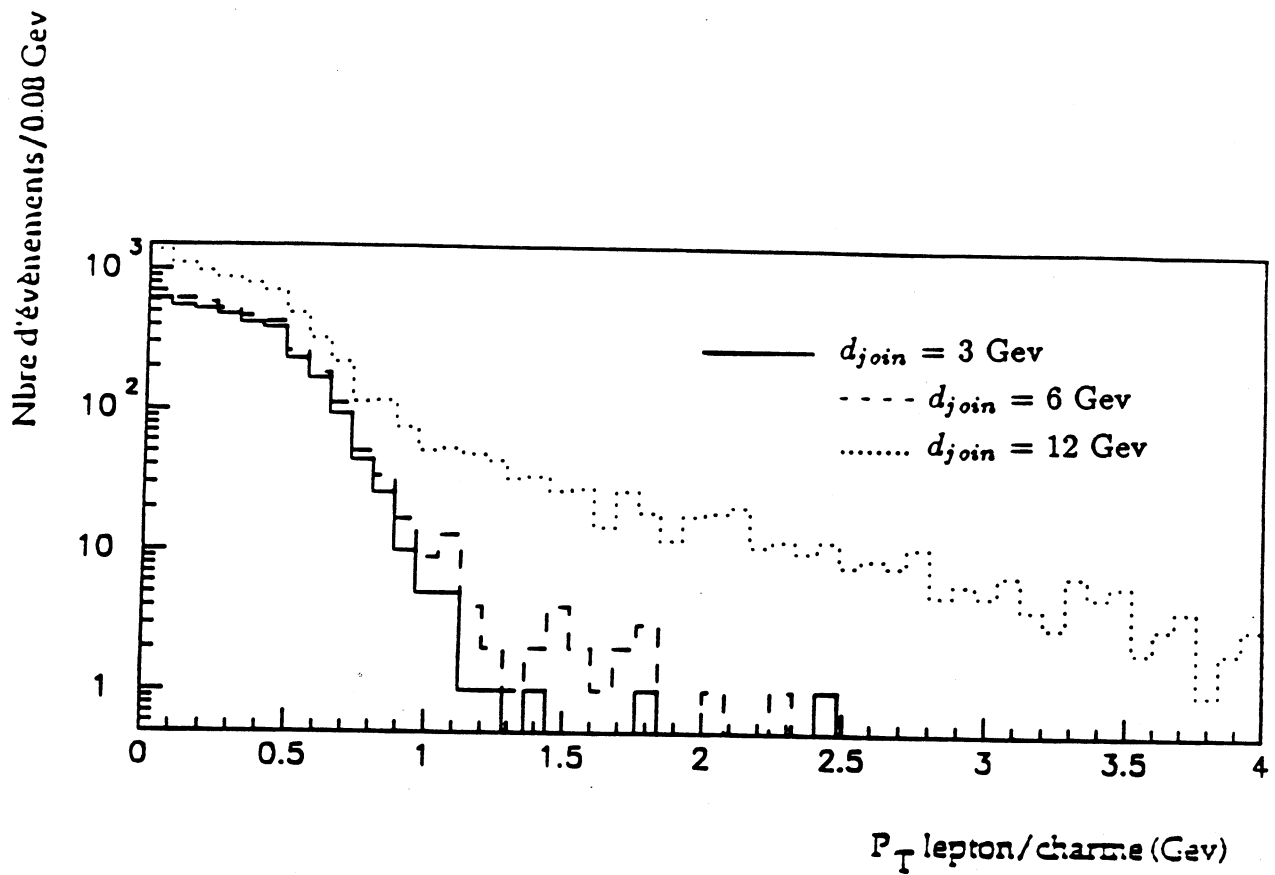


FIGURE
IV.6

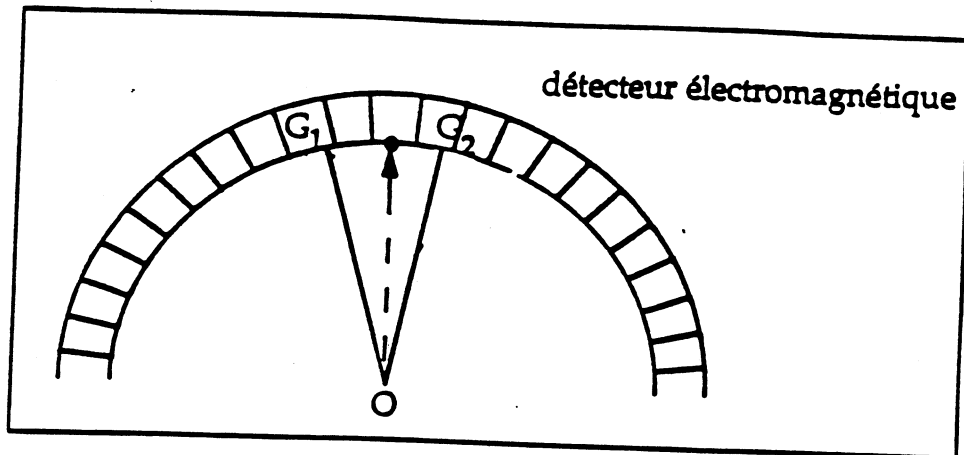
DISTRIBUTION DU LEPTON
 $e^+e^- \rightarrow c\bar{c} \rightarrow \text{jet 1 jet 2}$
 $\quad \quad \quad \searrow \rightarrow l^-$
 EN FONCTION DE LA DISTANCE d_{join}

Le vecteur énergie est obtenu en joignant le point d'interaction O, connu à $\sigma_z = 0,250\text{mm}$, $\sigma_y = 0,070\text{mm}$, $\sigma_x = 1\text{mm}$, au centre de gravité par :

$$\vec{E}_i = \frac{O\vec{G}_i}{|O\vec{G}_i|} E_i$$

E_i : énergie de l'amas

G : centre de gravité de l'amas i



Enfin, en utilisant les impulsions données par la TEC et les vecteurs énergie $\vec{E}_i$ donnés par le BGO, l'algorithme LUCCLUS peut reconstruire l'axe du jet à 1,7 degré près. Cette méthode est limitée par l'acceptance géométrique du détecteur central et du détecteur électromagnétique. En effet, la diminution du nombre de fils sensibles et de division de charge vers l'avant limite aussi l'acceptance géométrique des jets. Pour la reconstruction, on utilise seulement les particules qui laisseront au moins 6 points de détection en $r - \phi$ et 3 points en z dans le détecteur central. De plus, seul le tonneau de BGO sera installé au début de l'expérience, ce qui limitera la région angulaire des jets reconstruits car le nombre de photons perdus vers l'avant augmentera l'erreur sur l'axe du jet (Fig. IV.7.a). L'utilisation des bouchons de BGO permettra de réduire cet effet de façon importante (Fig. IV.7.b).

La méthode TEC + BGO semble donc uniquement intéressante pour le cas d'une installation complète du détecteur (tonneau + bouchons BGO).

IV.2.2.2. Méthode BGO + HCAL

A cause de sa grande acceptance géométrique, le détecteur HCAL, combiné avec le détecteur électromagnétique, est potentiellement un meilleur candidat pour la reconstruction de l'axe du jet. La méthode consiste alors à utiliser les vecteurs énergie, donnés par le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique, pour reconstruire les jets. En plus, les électrons et photons qui sont en dehors de l'acceptance géométrique du détecteur électromagnétique sont mesurés dans le détecteur hadronique avec, toutefois, une résolution en énergie dégradée (Chapitre II). Les figures IV.7.c et IV.7.d montrent cet avantage. L'utilisation du tonneau en BGO seulement n'est pas aussi pénalisant que dans le cas de la première méthode TEC + BGO.

Enfin, compte tenu des effets de bord, les régions angulaires de détection des jets seront limitées selon la méthode utilisée. On donne dans le tableau IV.5 les intervalles de ces limites.

	METHODE	
	TEC + BGO	BGO + HCAL
Tonneau BGO seulement	$55^\circ < \theta_{\text{jet}} < 125^\circ$	$20^\circ < \theta_{\text{jet}} < 160^\circ$
Tonneau + Bouchon BGO	$25^\circ < \theta_{\text{jet}} < 155^\circ$	$20^\circ < \theta_{\text{jet}} < 160^\circ$
TABLE IV.5	INTERVALLES ANGULAIRES DES JETS	

IV.2.3. Coupure topologique sur les évènements

Après reconstruction, la présence d'évènements à 3 et à 4 jets sera un facteur de diminution d'efficacité d'identification du b. En effet, les quarks b dans les évènements à 3 jets et à 4 jets seront perdus, puisque l'on ne sait pas encore différencier un jet de quarks d'un jet de gluons. On se contentera, dans ce travail, de sélectionner les évènements à 2 jets seulement pour éviter les contaminations dues aux jets de gluons.

Avec la coupure topologique à 2 jets, on ne garde que 64 % des évènements.

METHODE TEC + BGO

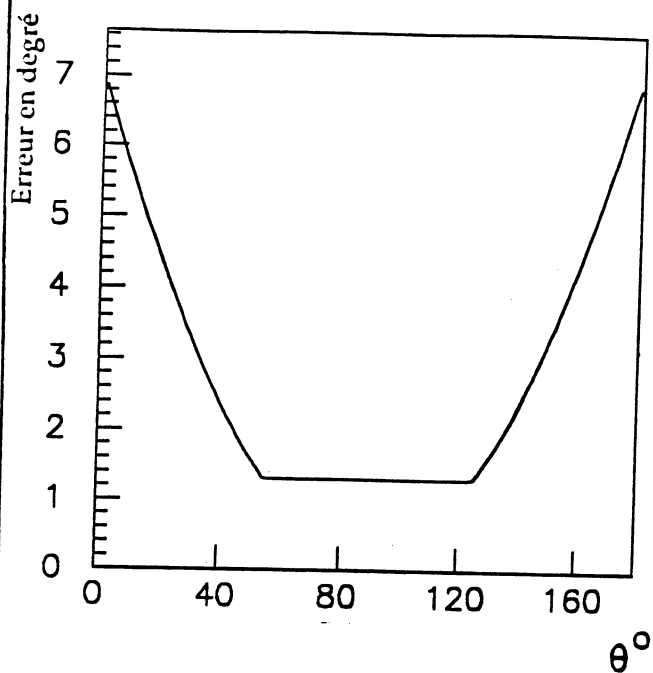


FIGURE
IV.7.a

Erreur sur l'axe du jet
Tonneau BGO seulement

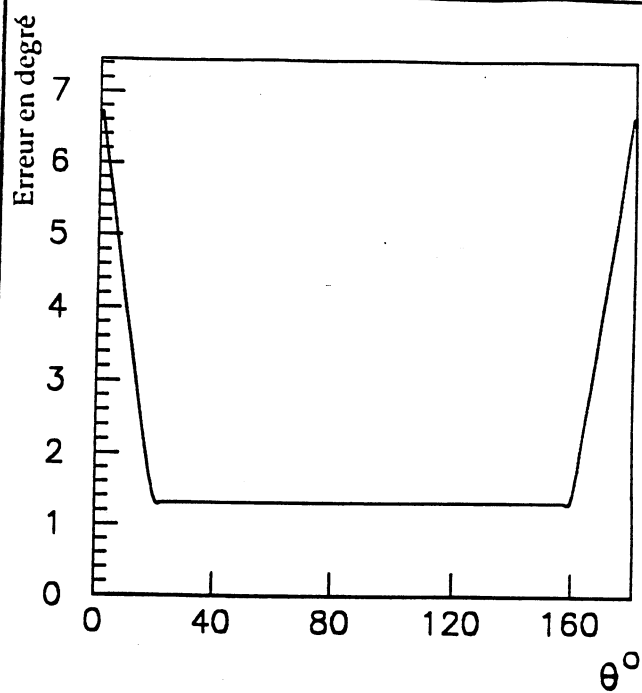


FIGURE
IV.7.b

Erreur sur l'axe du jet
Tonneau + Bouchons BGO

METHODE BGO + HCAL

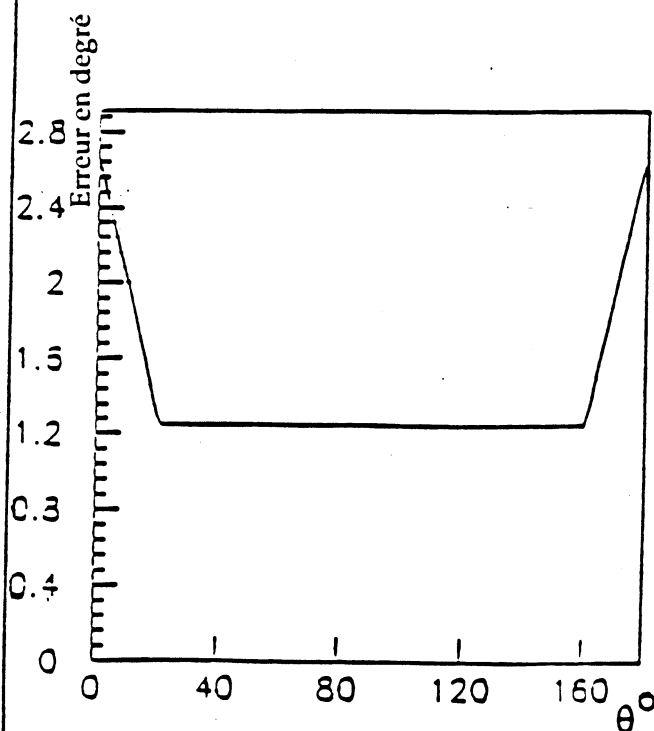


FIGURE
IV.7.c

Erreur sur l'axe du jet
Tonneau BGO seulement

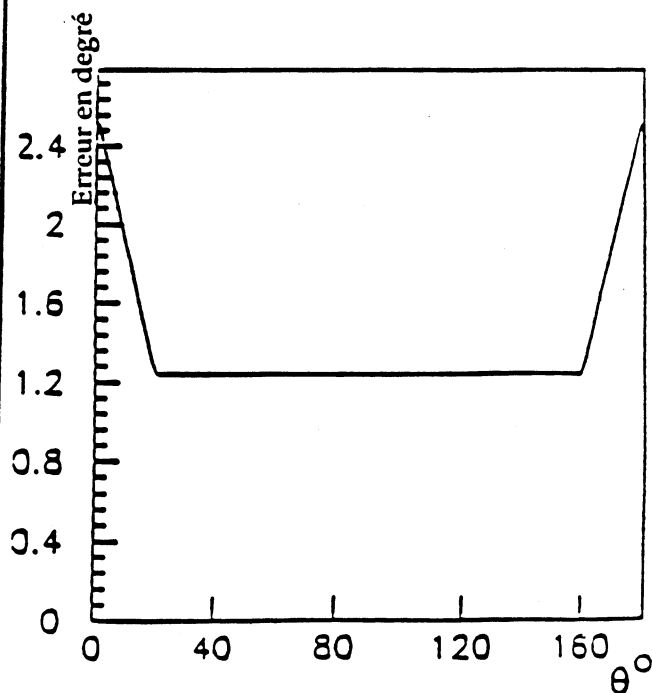


FIGURE
IV.7.d

Erreur sur l'axe du jet
Tonneau + Bouchons BGO

IV.2.4. Efficacité et contamination d'identification du quark b avec les nouvelles coupures angulaires et topologiques

Coupures angulaires et topologiques

Les tables IV.6.a, IV.6.b, IV.6.c, IV.6.d et IV.6.e donnent respectivement les efficacités et contaminations d'identification du quark b pour les conditions suivantes :

- a) avec coupure topologique à 2 jets : Table IV.6.a.1, signature par l'électron, et table IV.6.a.2, signature par le muon
- b) avec coupure topologique et en demandant que : $55^\circ < \theta_{jet1} \text{ et } \theta_{jet2} < 125^\circ$. Ces limites sont fixées par la méthode TEC + BGO avec tonneau BGO seulement (Tables IV.6.b.1 et IV.6.b.2).
- c) avec coupure topologique à 2 jets et en demandant que : $25^\circ < \theta_{jet1} \text{ et } \theta_{jet2} < 155^\circ$. Ces limites angulaires sont données par la méthode TEC + BGO avec tonneau + bouchon BGO (Tables IV.6.c.1 et IV.6.c.2).
- d) avec coupure topologique et en demandant que : $20^\circ < \theta_{jet1} \text{ et } \theta_{jet2} < 160^\circ$. Ces limites angulaires sont données par la méthode BGO + HCAL avec tonneau BGO seulement (Tables IV.6.d.1 pour les électrons et IV.6.d.2 pour les muons).
- e) avec coupure topologique et en demandant que : $20^\circ < \theta_{jet1} \text{ et } \theta_{jet2} < 160^\circ$. Ces limites angulaires sont données par la méthode BGO + HCAL avec tonneau et bouchons BGO (Tables IV.6.e.1 pour les électrons et IV.6.e.2 pour les muons).

On constate d'abord que la coupure topologique à 2 jets fait perdre 36 % des événements $b\bar{b}g$.

Avec la méthode TEC + BGO, l'utilisation du tonneau et des bouchons de BGO double pratiquement l'efficacité de la signature du b, par le lepton (électron ou muon), par rapport à l'utilisation du tonneau BGO seulement. Enfin, les tables IV.6.d.1, IV.6.d.2, IV.6.e.1 et IV.6.e.2 montrent, qu'avec la méthode BGO + HCAL, les bouchons BGO augmentent d'environ 17 % l'efficacité de sélection du b par l'électron, mais bien évidemment n'ajoute rien à l'efficacité de signature du quark b par le muon. Enfin, dans tous les cas, la contamination comprenant l'effet de mélange est de l'ordre de 20 % pour une coupure de $P_T^c = 1 \text{ GeV}$.

Toute cette étude nous montre que seule la méthode de reconstruction du jet avec la méthode BGO + HCAL peut nous donner des efficacités acceptables si on utilise seulement le tonneau BGO. Par contre, avec les bouchons de BGO, les 2 méthodes TEC + BGO et BGO + HCAL, sont à peu près équivalentes en terme d'efficacité, la mesure des paramètres des électrons et positons étant toutefois plus précise lorsqu'on a les bouchons de BGO.

Les erreurs mentionnées ici sont uniquement statistiques.

PT	Efficacité	Contamination Type 1	Contamination Type 2	Contamination totale
0,3	6,08 ± 0,07	27,04 ± 0,97	18,77 ± 0,65	45,81 ± 1,76
0,4	5,72 ± 0,06	27,35 ± 1,04	14,87 ± 0,54	42,22 ± 1,7
0,5	5,39 ± 0,06	26,42 ± 1,07	12,24 ± 0,47	38,66 ± 1,63
0,6	5,1 ± 0,06	25,15 ± 1,08	8,68 ± 0,35	33,82 ± 1,5
0,7	4,77 ± 0,05	24,75 ± 1,12	6,23 ± 0,26	30,98 ± 1,44
0,8	4,44 ± 0,05	22,66 ± 1,09	3,93 ± 0,17	26,59 ± 1,29
0,9	4,04 ± 0,04	21,08 ± 1,08	2,15 ± 0,1	23,23 ± 1,2
1	3,68 ± 0,04	19,9 ± 1,07	1,21 ± 0,06	21,12 ± 1,14
1,1	3,16 ± 0,03	20,11 ± 1,17	0,85 ± 0,05	20,96 ± 1,23
1,2	2,79 ± 0,03	19,22 ± 1,2	0,65 ± 0,04	19,87 ± 1,24
1,3	2,36 ± 0,03	18,92 ± 1,28	0,77 ± 0,05	19,69 ± 1,34
1,4	2,1 ± 0,02	16,96 ± 1,23	0,45 ± 0,03	17,41 ± 1,26
1,5	1,64 ± 0,02	16,57 ± 1,35	0,57 ± 0,04	17,14 ± 1,4
1,6	1,39 ± 0,01	15,65 ± 1,39	0,68 ± 0,06	16,33 ± 1,45
1,7	1,1 ± 0,01	14,78 ± 1,48	0,87 ± 0,08	15,65 ± 1,57
1	Efficacité due aux électrons			

PT	Efficacité	Contamination Type 1	Contamination Type 2	Contamination totale
0,3	5,38 ± 0,06	25,85 ± 0,96	22,36 ± 0,82	18,20 ± 1,94
0,4	5,18 ± 0,06	25,58 ± 1,00	18,48 ± 0,70	11,06 ± 1,85
0,5	4,98 ± 0,05	25,39 ± 1,06	12,90 ± 0,51	38,29 ± 1,69
0,6	4,67 ± 0,05	24,10 ± 1,08	8,79 ± 0,37	32,90 ± 1,53
0,7	4,34 ± 0,05	23,02 ± 1,11	4,72 ± 0,21	27,74 ± 1,36
0,8	4,03 ± 0,04	20,73 ± 1,05	3,21 ± 0,15	23,93 ± 1,23
0,9	3,61 ± 0,04	21,20 ± 1,15	1,93 ± 0,10	23,13 ± 1,26
1	3,25 ± 0,04	19,73 ± 1,13	1,64 ± 0,09	21,37 ± 0,23
1,1	2,91 ± 0,03	19,31 ± 1,18	0,62 ± 0,03	19,94 ± 1,23
1,2	2,57 ± 0,03	17,99 ± 1,17	0,36 ± 0,02	18,35 ± 1,20
1,3	2,27 ± 0,02	17,36 ± 1,21	0,00 ± 0,00	17,36 ± 1,21
1,4	1,98 ± 0,02	15,46 ± 1,15	0,00 ± 0,00	15,46 ± 1,15
1,5	1,59 ± 0,02	15,66 ± 1,31	0,00 ± 0,00	15,66 ± 1,31
1,6	1,29 ± 0,01	17,99 ± 1,66	0,00 ± 0,00	17,99 ± 1,66
1,7	1,06 ± 0,01	17,54 ± 1,78	0,00 ± 0,00	17,54 ± 1,78
2	Efficacité pour les muons moins			

TABLE
IV.6.a

EFFICACITE POUR COUPURE TOPOLOGIQUE
A 2 JETS ET CONTAMINATION

PT	Efficacité	Contamination Type 1	Contamination Type 2	Contamination totale
0,3	2,96 ± 0,03	23,55 ± 1,21	20,56 ± 1,04	44,11 ± 2,45
0,4	2,79 ± 0,03	23,49 ± 1,28	16,95 ± 0,90	40,44 ± 2,36
0,5	2,67 ± 0,03	22,67 ± 1,30	14,40 ± 0,80	37,07 ± 2,24
0,6	2,55 ± 0,03	21,34 ± 1,30	10,06 ± 0,58	31,40 ± 1,99
0,7	2,38 ± 0,03	20,28 ± 1,32	6,29 ± 0,38	26,57 ± 1,77
0,8	2,19 ± 0,02	19,12 ± 1,32	3,98 ± 0,26	23,11 ± 1,62
0,9	1,96 ± 0,02	18,43 ± 1,36	1,84 ± 0,13	20,28 ± 1,51
1	1,84 ± 0,02	17,59 ± 1,35	1,01 ± 0,07	18,59 ± 1,44
1,1	1,55 ± 0,02	18,34 ± 1,53	0,59 ± 0,05	18,93 ± 1,59
1,2	1,37 ± 0,01	15,86 ± 1,42	0,69 ± 0,06	16,55 ± 1,48
1,3	1,11 ± 0,01	18,18 ± 1,80	0,83 ± 0,08	19,01 ± 1,89
1,4	0,99 ± 0,01	16,35 ± 1,73	0,00 ± 0,00	16,35 ± 1,73
1,5	0,71 ± 0,01	17,11 ± 2,12	0,00 ± 0,00	17,11 ± 2,12
1,6	0,60 ± 0,01	17,19 ± 2,33	0,00 ± 0,00	17,19 ± 2,33
1,7	0,51 ± 0,01	15,09 ± 2,22	0,00 ± 0,00	15,09 ± 2,22
1	Efficacité due aux électrons			

PT	Efficacité	Contamination Type 1	Contamination Type 2	Contamination totale
0,3	2,33 ± 0,03	30,02 ± 1,68	20,10 ± 1,08	50,12 ± 3,02
0,4	2,25 ± 0,02	29,10 ± 1,70	18,25 ± 1,02	47,35 ± 2,96
0,5	2,21 ± 0,02	28,48 ± 1,78	12,42 ± 0,73	40,91 ± 2,67
0,6	2,05 ± 0,02	17,46 ± 1,84	8,80 ± 0,54	36,27 ± 2,51
0,7	1,90 ± 0,02	16,78 ± 1,95	2,93 ± 0,19	29,71 ± 2,19
0,8	1,76 ± 0,02	24,78 ± 1,89	1,90 ± 0,13	16,54 ± 2,06
0,9	1,55 ± 0,02	25,27 ± 2,04	1,08 ± 0,08	26,34 ± 2,17
1	1,38 ± 0,01	24,54 ± 2,15	0,61 ± 0,05	25,15 ± 2,20
1,1	1,28 ± 0,01	23,13 ± 2,12	0,00 ± 0,00	23,13 ± 2,12
1,2	1,16 ± 0,01	20,31 ± 7,97	0,00 ± 0,00	20,31 ± 1,97
1,3	1,04 ± 0,01	19,30 ± 0,97	0,00 ± 0,00	19,30 ± 1,97
1,4	0,92 ± 0,01	17,35 ± 1,90	0,00 ± 0,00	17,35 ± 1,90
1,5	0,73 ± 0,01	0,88 ± 2,08	0,00 ± 0,00	16,88 ± 2,08
1,6	0,63 ± 0,01	0,84 ± 2,47	0,00 ± 0,00	18,84 ± 2,47
1,7	0,51 ± 0,01	19,64 ± 2,87	0,00 ± 0,08	19,64 ± 2,87
2	Efficacité pour les muons moins			

TABLE
IV.6.b

EFFICACITE ET CONTAMINATION POUR COUPURE
TOPOLOGIQUE 2 JETS EN UTILISANT LA METHODE
TEC + BGO AVEC TONNEAU BGO SEULEMENT

PT	Efficacité	Contamination Type 1	Contamination Type 2	Contamination totale
0,3	5,39 ± 0,06	26,52 ± 1,01	18,83 ± 0,70	45,35 ± 1,85
0,4	5,09 ± 0,06	26,66 ± 1,08	14,95 ± 0,58	41,61 ± 1,79
0,5	4,83 ± 0,05	25,51 ± 1,09	12,02 ± 0,49	37,54 ± 1,69
0,6	4,57 ± 0,05	24,04 ± 1,09	8,68 ± 0,37	32,72 ± 1,54
0,7	4,26 ± 0,05	23,84 ± 1,14	6,15 ± 0,27	29,98 ± 1,48
0,8	4,00 ± 0,04	21,68 ± 1,10	4,00 ± 0,19	25,68 ± 1,32
0,9	3,64 ± 0,04	20,29 ± 1,09	2,17 ± 0,11	22,46 ± 1,22
1	3,31 ± 0,04	19,07 ± 1,09	1,36 ± 0,07	20,44 ± 1,17
1,1	2,84 ± 0,02	19,37 ± 1,19	0,95 ± 0,05	20,32 ± 1,26
1,2	2,49 ± 0,03	18,68 ± 1,23	0,73 ± 0,04	19,41 ± 1,28
1,3	2,08 ± 0,02	18,78 ± 1,35	0,87 ± 0,06	19,65 ± 1,42
1,4	1,85 ± 0,02	17,17 ± 1,32	0,51 ± 0,04	17,68 ± 1,36
1,5	1,44 ± 0,02	17,42 ± 1,52	0,65 ± 0,05	18,06 ± 1,58
1,6	1,21 ± 0,01	16,92 ± 1,60	0,77 ± 0,07	17,69 ± 1,68
1,7	0,96 ± 0,01	15,69 ± 1,67	0,98 ± 0,10	16,67 ± 1,78
1	Efficacité due aux électrons			

PT	Efficacité	Contamination Type 1	Contamination Type 2	Contamination totale
0,3	3,98 ± 0,04	27,14 ± 1,17	21,92 ± 0,92	49,06 ± 2,28
0,4	3,84 ± 0,04	27,08 ± 1,22	18,59 ± 0,81	45,67 ± 2,21
0,5	3,70 ± 0,04	26,79 ± 1,29	13,21 ± 0,60	40,00 ± 2,03
0,6	3,41 ± 0,04	25,54 ± 1,33	9,23 ± 0,45	34,76 ± 1,87
0,7	3,21 ± 0,03	24,31 ± 1,36	4,76 ± 0,24	29,07 ± 1,65
0,8	2,96 ± 0,03	21,84 ± 1,29	3,16 ± 0,17	25,00 ± 1,50
0,9	2,67 ± 0,03	22,19 ± 1,39	1,93 ± 0,11	24,12 ± 1,52
1	2,39 ± 0,02	21,25 ± 1,42	1,47 ± 0,09	22,71 ± 1,52
1,1	2,15 ± 0,02	20,75 ± 1,47	0,41 ± 0,03	21,16 ± 1,50
1,2	1,95 ± 0,02	18,87 ± 1,41	0,00 ± 0,00	18,87 ± 1,41
1,3	1,74 ± 0,02	18,09 ± 1,43	0,00 ± 0,00	18,09 ± 1,43
1,4	1,52 ± 0,01	15,20 ± 1,34	0,00 ± 0,00	15,72 ± 1,34
1,5	1,19 ± 0,01	16,00 ± 1,54	0,00 ± 0,00	16,00 ± 1,54
1,6	0,99 ± 0,01	18,69 ± 1,97	0,00 ± 0,00	18,69 ± 1,97
1,7	0,79 ± 0,01	19,54 ± 2,29	0,00 ± 0,00	19,54 ± 2,29
2	Efficacité pour les muons moins			

TABLE
IV.6.c

EFFICACITE ET CONTAMINATION POUR COUPURE
TOPOLOGIQUE 2 JETS EN UTILISANT LA METHODE
TEC + BGO AVEC TONNEAU ET BOUCHONS BGO

PT	Efficacité	Contamination Type 1	Contamination Type 2	Contamination totale
0,3	4,79 ± 0,05	27,33 ± 1,10	18,65 ± 0,73	45,98 ± 1,98
0,4	4,52 ± 0,05	27,50 ± 1,18	14,76 ± 0,60	42,26 ± 1,92
0,5	4,29 ± 0,05	26,42 ± 1,20	12,16 ± 0,52	38,57 ± 1,83
0,6	4,03 ± 0,04	25,00 ± 1,20	9,07 ± 0,41	34,07 ± 1,70
0,7	3,76 ± 0,04	24,64 ± 1,25	6,63 ± 0,31	31,26 ± 1,63
0,8	3,52 ± 0,04	22,59 ± 1,21	4,24 ± 0,21	26,82 ± 1,47
0,9	3,16 ± 0,03	21,81 ± 1,26	2,16 ± 0,12	23,98 ± 1,39
1	2,89 ± 0,03	20,49 ± 1,24	1,53 ± 0,09	22,02 ± 1,35
1,1	2,42 ± 0,03	21,09 ± 1,40	1,09 ± 0,07	22,18 ± 1,48
1,2	2,15 ± 0,02	20,33 ± 1,44	0,83 ± 0,05	21,16 ± 1,50
1,3	1,78 ± 0,02	21,67 ± 1,68	0,99 ± 0,07	22,66 ± 1,76
1,4	1,59 ± 0,02	19,89 ± 1,64	0,57 ± 0,04	20,45 ± 1,69
1,5	1,22 ± 0,01	19,85 ± 1,86	0,74 ± 0,06	20,59 ± 1,94
1,6	1,02 ± 0,01	18,78 ± 1,93	0,89 ± 0,08	19,64 ± 2,03
1,7	0,82 ± 0,01	17,05 ± 1,97	1,14 ± 0,12	18,18 ± 2,11
1	Efficacité due aux électrons			

PT	Efficacité	Contamination Type 1	Contamination Type 2	Contamination totale
0,3	4,16 ± 0,05	26,98 ± 1,13	21,97 ± 0,91	48,96 ± 2,23
0,4	4,02 ± 0,04	27,12 ± 1,20	18,18 ± 0,78	45,30 ± 2,14
0,5	3,87 ± 0,04	26,94 ± 1,27	12,85 ± 0,57	39,79 ± 1,97
0,6	3,61 ± 0,04	25,82 ± 1,31	8,81 ± 0,42	34,63 ± 1,82
0,7	3,35 ± 0,04	24,64 ± 1,35	4,55 ± 0,23	29,19 ± 1,62
0,8	3,10 ± 0,03	22,64 ± 1,29	3,00 ± 0,16	25,33 ± 1,48
0,9	2,81 ± 0,03	22,80 ± 1,39	1,82 ± 0,10	24,62 ± 1,52
1	2,49 ± 0,03	21,68 ± 1,41	1,40 ± 0,08	23,08 ± 1,51
1,1	2,25 ± 0,02	20,95 ± 1,45	0,40 ± 0,02	21,34 ± 1,48
1,2	2,02 ± 0,02	19,09 ± 1,40	0,00 ± 0,00	19,09 ± 1,40
1,3	1,80 ± 0,02	18,04 ± 1,41	0,00 ± 0,00	18,04 ± 1,41
1,4	1,57 ± 0,02	15,76 ± 1,32	0,00 ± 0,00	15,76 ± 1,32
1,5	1,25 ± 0,01	15,38 ± 1,45	0,00 ± 0,00	15,38 ± 1,45
1,6	1,04 ± 0,01	17,86 ± 1,83	0,00 ± 0,00	17,86 ± 1,83
1,7	0,85 ± 0,01	18,48 ± 2,10	0,00 ± 0,00	18,48 ± 2,10
2	Efficacité pour les muons moins			

TABLE
IV.6.d

EFFICACITE ET CONTAMINATION POUR COUPURE
TOPOLOGIQUE DE JETS EN UTILISANT LA METHODE
BGO + HCAL AVEC TONNEAU BGO SEULEMENT

PT	Efficacité	Contamination Type 1	Contamination Type 2	Contamination totale
0,3	5,62 ± 0,06	26,73 ± 1,00	18,70 ± 0,68	45,43 ± 1,82
0,4	5,31 ± 0,06	26,77 ± 1,06	14,82 ± 0,56	41,59 ± 1,75
0,5	5,03 ± 0,05	25,81 ± 1,08	11,92 ± 0,47	37,73 ± 1,66
0,6	4,75 ± 0,05	24,40 ± 1,09	8,77 ± 0,37	33,17 ± 1,53
0,7	4,43 ± 0,05	24,20 ± 1,14	6,23 ± 0,27	30,43 ± 1,47
0,8	4,14 ± 0,04	22,06 ± 1,10	4,05 ± 0,19	26,11 ± 1,32
0,9	3,75 ± 0,04	20,93 ± 1,11	2,09 ± 0,07	23,02 ± 1,23
1	4,14 ± 0,04	19,42 ± 1,09	31,00 ± 0,05	20,74 ± 1,17
1,1	3,75 ± 0,03	19,69 ± 1,20	92,00 ± 0,05	20,62 ± 1,26
1,2	3,42 ± 0,03	18,79 ± 1,22	20,33 ± 0,03	19,50 ± 1,27
1,3	2,92 ± 0,02	18,91 ± 1,34	0,84 ± 0,05	19,75 ± 1,40
1,4	2,16 ± 0,02	17,39 ± 1,31	0,48 ± 0,06	17,87 ± 1,35
1,5	1,93 ± 0,02	17,28 ± 1,47	0,62 ± 0,09	17,90 ± 1,53
1,6	1,28 ± 0,01	16,18 ± 1,50	0,74 ± 1,93	16,91 ± 1,57
1,7	1,02 ± 0,01	14,95 ± 0,12	0,93 ± 1,97	15,89 ± 1,65
1	Efficacité due aux électrons			

PT	Efficacité	Contamination Type 1	Contamination Type 2	Contamination totale
0,3	4,16 ± 0,05	26,98 ± 1,13	21,97 ± 0,91	48,96 ± 2,23
0,4	4,02 ± 0,04	27,12 ± 1,20	18,18 ± 0,78	45,30 ± 2,14
0,5	3,87 ± 0,04	26,94 ± 1,27	12,85 ± 0,57	39,79 ± 1,97
0,6	3,61 ± 0,04	25,82 ± 1,31	8,81 ± 0,42	34,63 ± 1,82
0,7	3,35 ± 0,04	24,64 ± 1,35	4,55 ± 0,23	29,19 ± 1,62
0,8	3,10 ± 0,03	22,64 ± 1,29	3,00 ± 0,16	25,33 ± 1,48
0,9	2,81 ± 0,03	22,80 ± 1,39	1,82 ± 0,10	24,62 ± 1,52
1	2,49 ± 0,03	21,68 ± 1,41	1,40 ± 0,08	23,08 ± 1,51
1,1	2,25 ± 0,02	20,95 ± 1,45	0,40 ± 0,02	21,34 ± 1,48
1,2	2,02 ± 0,02	19,09 ± 1,40	0,00 ± 0,00	19,09 ± 1,40
1,3	1,80 ± 0,02	18,04 ± 1,41	0,00 ± 0,00	18,04 ± 1,41
1,4	1,57 ± 0,02	15,76 ± 1,32	0,00 ± 0,00	15,76 ± 1,32
1,5	1,25 ± 0,01	15,38 ± 1,45	0,00 ± 0,00	15,38 ± 1,45
1,6	1,04 ± 0,01	17,86 ± 1,83	0,00 ± 0,00	17,86 ± 1,83
1,7	0,85 ± 0,01	18,48 ± 2,10	0,00 ± 0,00	18,48 ± 2,10
2	Efficacité pour les muons moins			

TABLE
IV.6.e

EFFICACITE AVEC COUPURE TOPOLOGIQUE 2 JETS
EN UTILISANT LA METHODE BGO + HCAL
AVEC TONNEAU + BOUCHON BGO

IV.3. SELECTION DES EVENEMENTS $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ ($b\bar{b}q$)

AVEC LE DETECTEUR L3

Après avoir donné les étapes importantes d'identification du quark b dans la réaction $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$ ($q\bar{q}g, \dots$), on aborde maintenant l'étude de cette identification avec le détecteur L3.

IV.3.1. Séparation de charge de l'électron et positon

On a vu, ci-dessus, que la détermination de la charge des leptons dans la désintégration $\bar{B} \rightarrow l^- X \bar{\nu}$ est importante, car c'est elle qui nous indique qu'on est en présence d'un quark b ou d'un quark $\bar{b}$. On est alors obligé de connaître la charge du lepton dans le jet.

On va utiliser les résolutions de la TEC afin d'évaluer la séparation de charge en fonction de l'angle polaire et de l'impulsion de la particule. La flèche f est donnée par :

$$f = r(1 - \sqrt{1 - (\frac{r_p}{2r})^2})$$

où : $r = \frac{P_T}{0.3\bar{B}}$

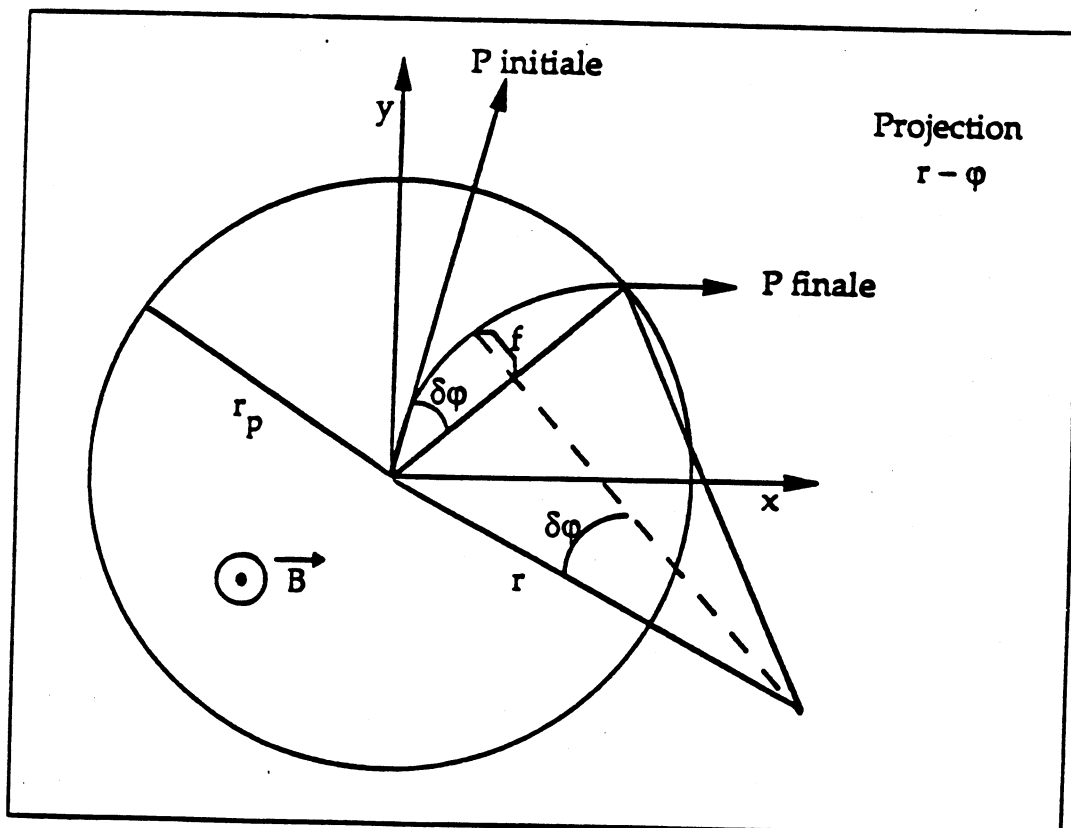
r est le rayon de courbure de la trajectoire dans le champ magnétique dans un plan perpendiculaire à celui-ci

P_T : moment transverse par rapport au champ magnétique $\vec{B}$.

r_p est le rayon correspondant au dernier fil de mesure de la TEC

pour les particules contenues dans le tonneau BGO : r_p = rayon du tonneau BGO

pour les particules contenues dans les bouchons BGO : $r_p = L_o \tan \theta$ où L_o est la demi-longueur de la TEC.



L'erreur sur cette mesure est reliée à $\frac{\sigma_{P_T}}{P_T}$ par :

$$\sigma_f = \frac{f}{1 - \frac{f}{r}} \frac{\sigma_{P_T}}{P_T}$$

L'efficacité de reconnaissance de la charge de l'électron est représentée, en fonction de θ et de l'impulsion de la particule, sur les figures IV.7.a, IV.7.b. et IV.7.c pour une détermination de la flèche à 1, 2 ou 3 écarts standards σ_f . On constate que vers l'avant, cette charge est mal reconstruite pour les particules énergétiques. Par la suite on a demandé que la flèche soit déterminée à $3 \sigma_f$ pour mesurer le signe des électrons ou positons.

Enfin les chambres à muons sont capables de déterminer la charge des muons très énergétiques.

Critère d'isolation de l'électron

Le calorimètre électromagnétique ne reconnaitra correctement un électron que si ce celui-ci est relativement bien séparé des autres particules.

Pour cela, nous utilisons la méthode d'isolation suivante. Comme le Monté-Carlo nous dit (et cela a été vérifié par les tests de calibration [IV.2]) qu'une particule électromagnétique (e^- , γ) déposera 78 % de son énergie dans le cristal central (dans le cas où l'impact est centré sur ce cristal) et 93 % de son énergie dans un bloc de 9 cristaux (somme de 9), composé d'un cristal central et des 8 proches, et enfin, 98 % dans une somme de 25. Cela nous amène à dire que le dépôt d'énergie de la particule chargée dans le BGO peut être évalué par l'énergie détectée dans la somme de 9 cristaux formée par le cristal où pointe la particule chargée, plus les 8 cristaux proches (c'est-à-dire dans un cône de 3 degrés de demi angle, autour de la particule). De plus, afin de caractériser un amas isolé, on demande que l'énergie E_{9c} dans les 16 cristaux (Fig. IV.8) entourant la somme de 9 soit au plus égale à la moitié de l'énergie dans la somme de 9. Dans ce cas l'énergie de la particule déposée dans la somme de 9 est affectée d'environ 10 %, ce qui est tolérable. Enfin, avec ce critère d'isolation, on garde environ 80 % des électrons.

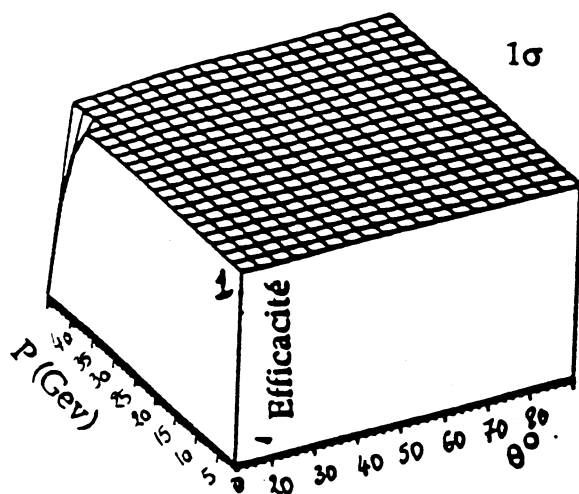


FIGURE IV.7.a

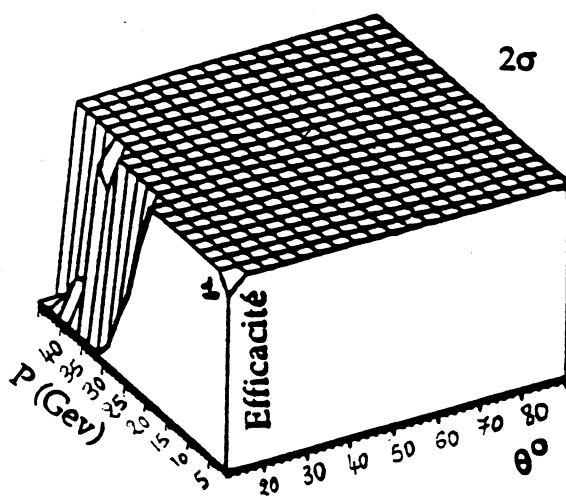


FIGURE IV.7.b

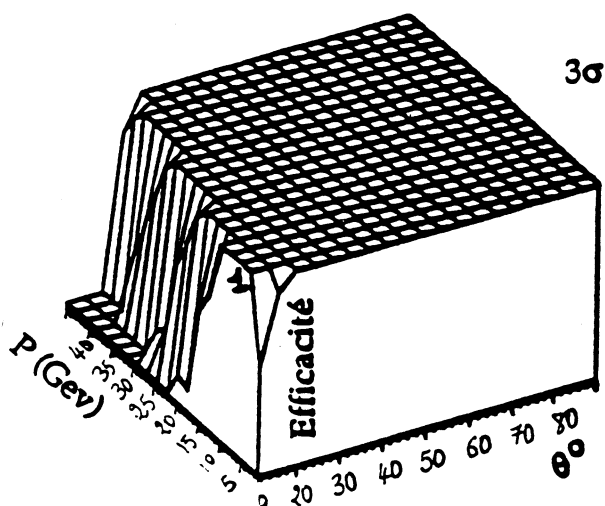
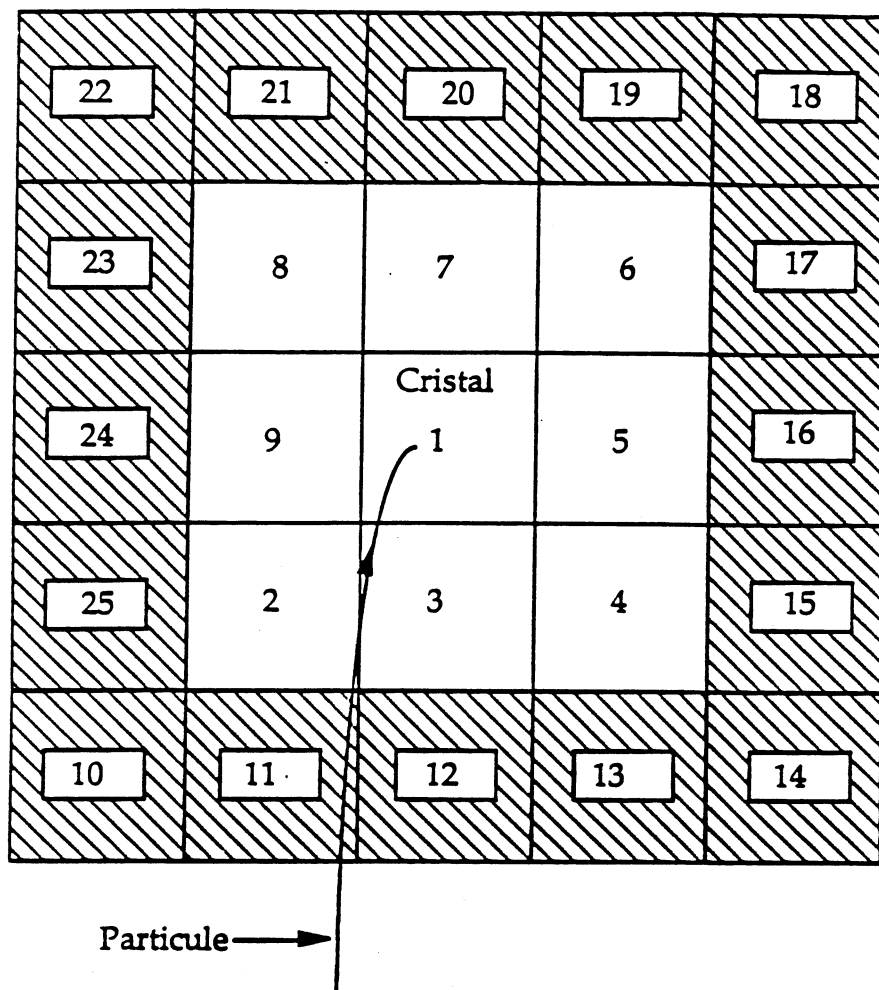


FIGURE IV.7.c

EFFICACITE DE RECONNAITRE LA CHARGE DE LA PARTICULE
EN FONCTION DE L'IMPULSION ET DE L'ANGLE POLAIRE



E_9 : énergie mesurée dans les 9 cristaux (1 → 9)

E_{a1} : énergie mesurée dans les 16 cristaux (10 → 25)

Critère d'isolation : $\frac{E_{a1}}{E_9} < 0.5$

FIGURE
IV.8

CRITERE D'ISOLATION DES ELECTRONS

IV.3.2. Bruit de fond dû au détecteur

La réponse du détecteur aux particules consiste en :

1. des traces laissées par les particules chargées dans le détecteur central
2. des dépôts laissés par toutes les particules électromagnétiques et quelques fois par les pions, dans le détecteur électromagnétique en BGO
3. des dépôts d'énergie des particules hadroniques dans le détecteur hadronique
4. des traces laissées par les muons et une petite contamination de pions dans les chambres à muons.

Dans ce qui suit, la recherche des électrons et la recherche des muons seront considérés séparément.

1. Reconnaissance des électrons

Ces électrons sont caractérisés par une trace pointant vers un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Mais, malheureusement, ce ne sont pas les seules particules qui présentent cette topologie. Par exemple, les pions chargés peuvent simuler un électron, à cause de leurs interactions dans le BGO. La fraction d'énergie du pion, déposé dans le BGO pour différentes énergie, est représentée sur les figures IV.9, IV.10, IV.11, IV.12, IV.13 et IV.14. Ces figures ont été obtenues à partir du programme de simulation de L3 SIGEL3 et du programme (ECL3) de reconstruction des amas sur le BGO. Les hadrons, principalement des pions, accompagnés de photons proches peuvent aussi simuler un électron (positon). En effet, ils déposeront un minimum d'ionisation, de l'ordre de 200 Mev, pouvant être reconstruit comme un électron, si leur énergie s'ajoute à un lot de photons proches.

Méthode de reconnaissance d'un e^-

Une fois que la particule a vérifié le critère d'isolation, il ne reste donc plus qu'à montrer que cette particule chargée isolée est bien un électron ou non, et cela en utilisant des méthodes de reconnaissance habituelles. On peut utiliser 3 critères de reconnaissance des électrons :

a) Comparaison du signal sur le BGO avec celui mesuré par la TEC

Contrairement aux hadrons, l'électron dépose toute son énergie dans le BGO. Son impulsion P_{TEC} mesurée par la TEC sera donc proche de l'énergie P_{BGO} mesurée dans le BGO ($E_{BGO} = P_{BGO}$). Pour vérifier cela, on a généré des événements $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ et on a représenté (Fig. IV.15) la corrélation $P_{TEC} - P_{BGO}$ des particules chargées isolées dans les jets. On observe 2 régions :

1. Région où P_{BGO} est proche de P_{TEC} (autour de la bissectrice)
2. Région en dehors de cette bissectrice.

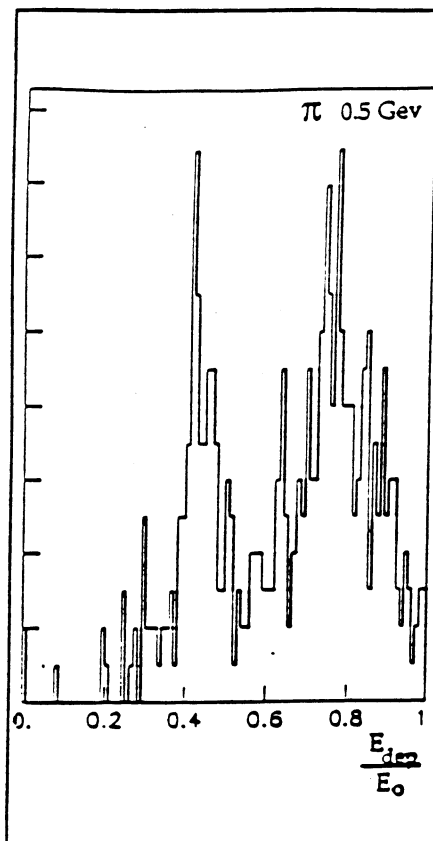


FIGURE
IV. 9

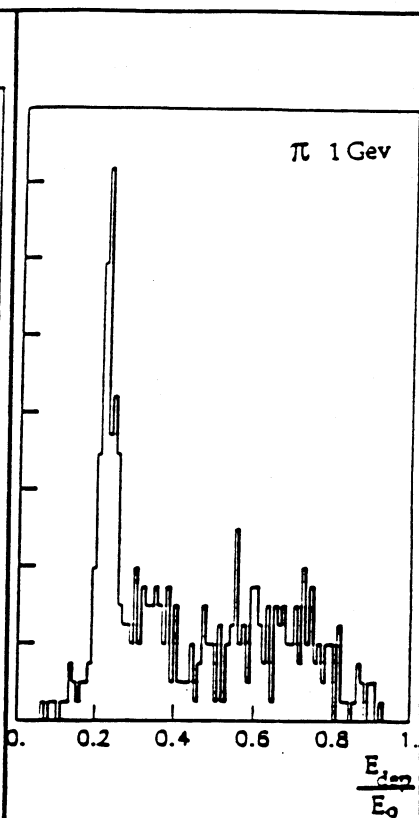


FIGURE
IV.10

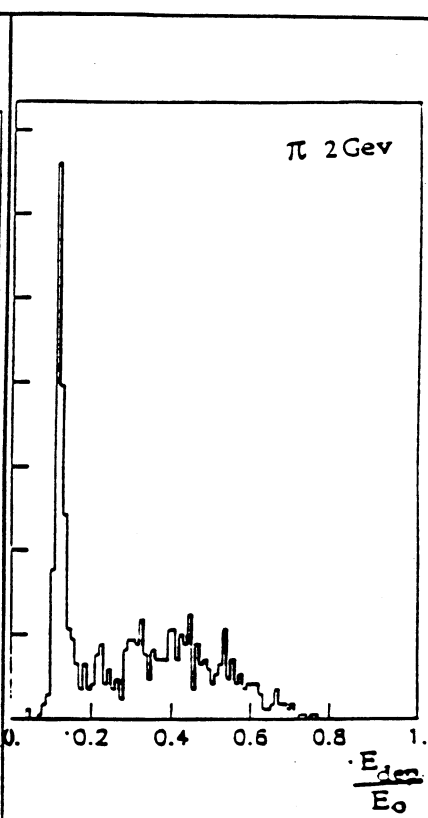


FIGURE
IV.11

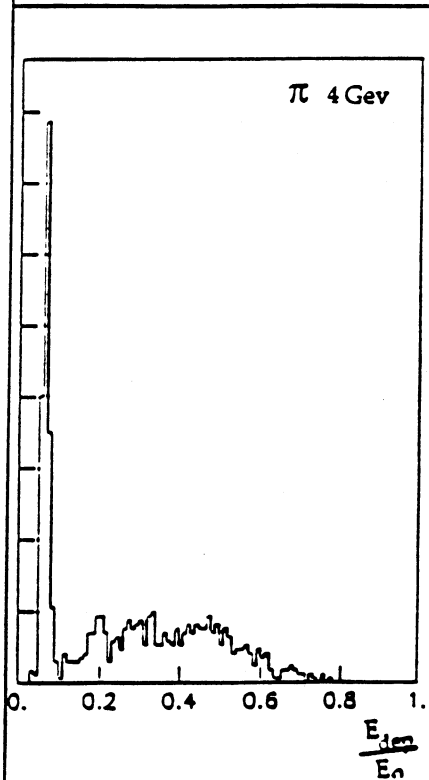


FIGURE
IV.12

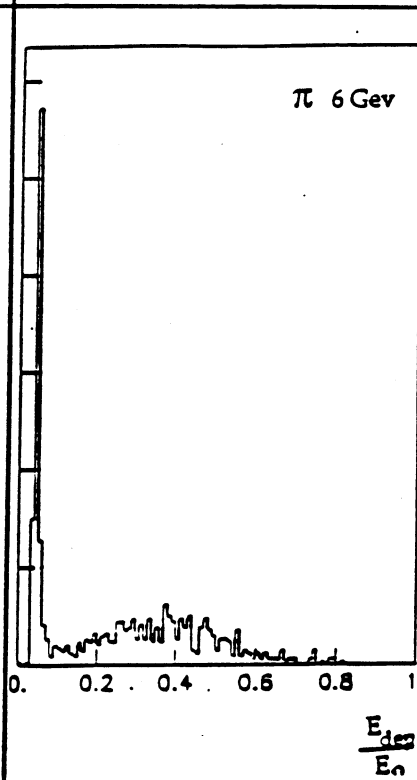


FIGURE
IV.13

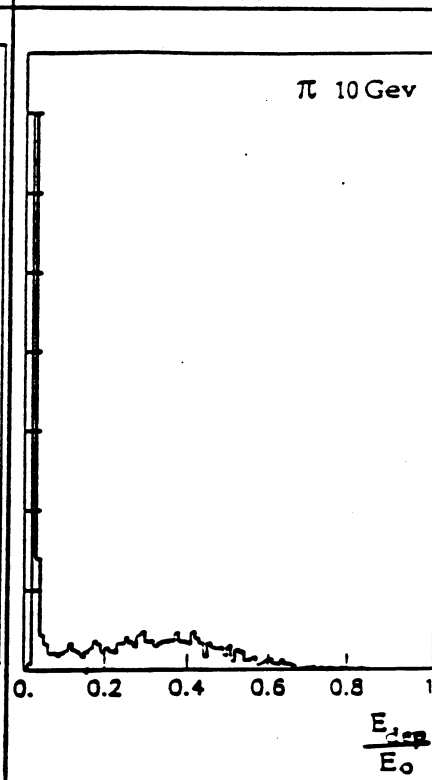


FIGURE
IV.14

ENERGIE DEPOSEE PAR UN PION DANS LE BGO

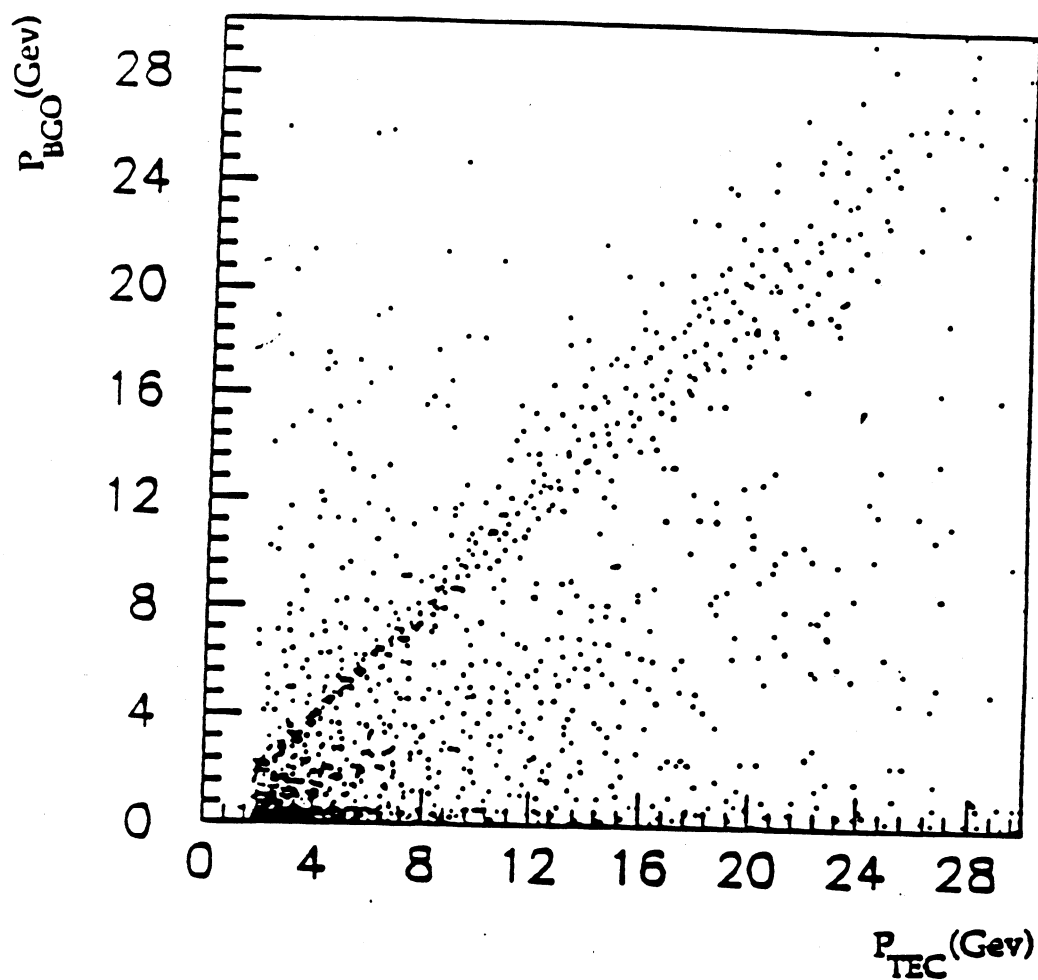


FIGURE
IV.15

CORRELATION IMPULSION TEC
ET ENERGIE BGO

Le premier correspond aux évènements qui seront reconnus comme électron car ils déposeront toute leur énergie dans le BGO (dans ce cas, P_{BGO} est proche de P_{TEC}), tandis que la seconde région correspond aux hadrons qui déposent seulement une partie de leur énergie (minimum d'ionisation) dans le BGO (P_{TEC} étant, dans ce cas, différente de P_{BGO} (région 2)). Néanmoins, le pion peut déposer (rarement) une grande partie de son énergie dans le BGO et peut, par ce critère, être reconnu comme un électron. Son énergie déposée dans le BGO peut être aussi ajoutée à l'énergie des γ proches pour atteindre l'impulsion P_{TEC} mesurée dans la TEC. Cela aussi peut être une contamination pour l'électron. La comparaison de l'information TEC - BGO se fait de la façon suivante :

Pour que la particule soit acceptée, à n écarts standards, comme un électron, il faut que :

$$\frac{1}{P_{TEC}} - n\sigma\left(\frac{1}{P}\right) < \frac{1}{P_{BGO}} < \frac{1}{P_{TEC}} + n\sigma\left(\frac{1}{P}\right)$$

où :

$$P_{min} < P_{BGO} < P_{max}$$

avec :

$$P_{min} = \frac{P_{TEC}}{1 + n \frac{\sigma_{P_{TEC}}}{P_{TEC}}}$$

$$P_{max} = \frac{P_{TEC}}{1 - n \frac{\sigma_{P_{TEC}}}{P_{TEC}}}$$

L'erreur sur P_{BGO} est petite devant celle de la TEC, c'est pour cela que l'on compare P_{BGO} aux deux valeurs extrémales P_{min} et P_{max} de la TEC, et non la valeur de P_{TEC} aux valeurs extrémales de P_{BGO} .

Les figures IV.16.a, IV.16.b et IV.16.c montrent les corrélations entre P_{TEC} et P_{BGO} à 1, 2 ou 3 écarts standards $\sigma(1/p)$ si on utilise seulement le tonneau BGO. Quand on utilise tonneau + bouchons BGO cette corrélation est détériorée pour les grandes impulsions des particules émises vers l'avant ou l'arrière (Fig. IV.17.a, IV.17.b et IV.17.c), car la résolution de la TEC se détériore vers l'avant ou l'arrière.

Enfin, l'efficacité de reconnaissance d'un électron ou de contamination par les pions à 1, 2 et 3 $\sigma(1/p)$, avec la comparaison des informations TEC - BGO, est résumée dans les tables IV.8.a. et IV.8.b.

Il faut remarquer, dans cette table, que bien que la valeur de l'efficacité diminue quand les bouchons sont introduits, en fait le nombre d'électrons augmente car l'on compare deux acceptances différentes avec et sans bouchons.

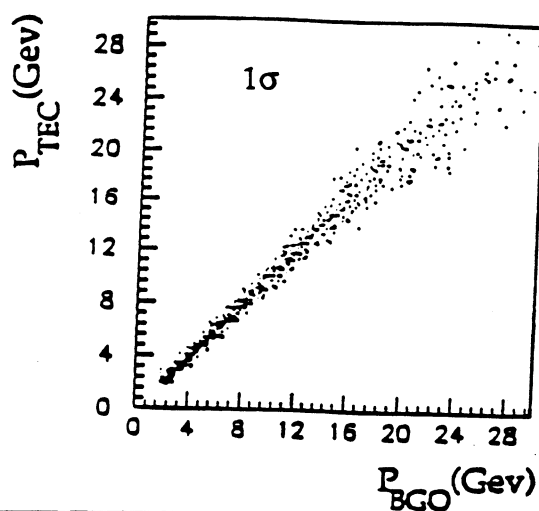


FIGURE
IV.16.a

CORRELATION (P_{TEC}, P_{BGO}) A 1σ
EN UTILISANT SEULEMENT TONNEAU BGO

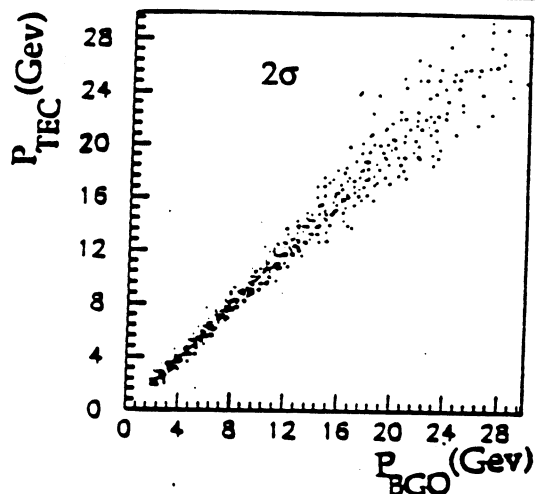


FIGURE
IV.16.b

CORRELATION (P_{TEC}, P_{BGO}) A 2σ
EN UTILISANT SEULEMENT-TONNEAU BGO

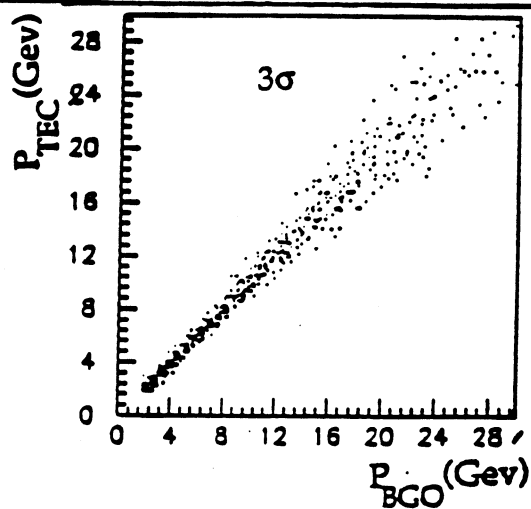


FIGURE
IV.16.c

CORRELATION (P_{TEC}, P_{BGO}) A 3σ
EN UTILISANT SEULEMENT TONNEAU BGO

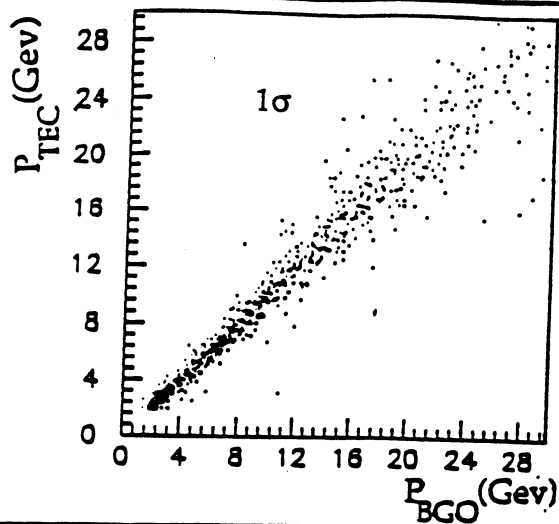


FIGURE
IV.17.a

CORRELATION (P_{TEC}, P_{BGO}) A 1σ
EN UTILISANT TONNEAU + BOUCHONS BGO

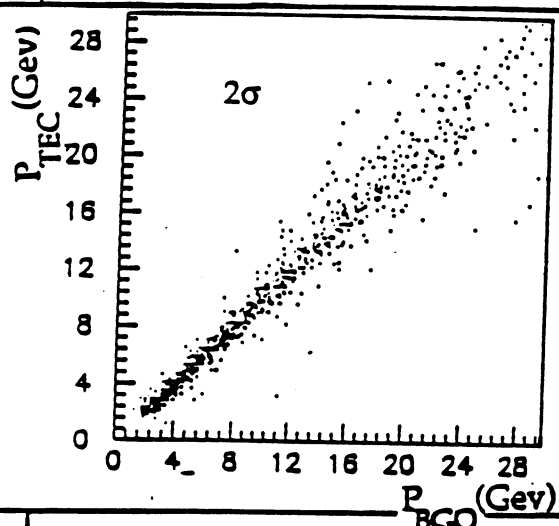


FIGURE
IV.17.b

CORRELATION (P_{TEC}, P_{BGO}) A 2σ
EN UTILISANT TONNEAU + BOUCHONS BGO

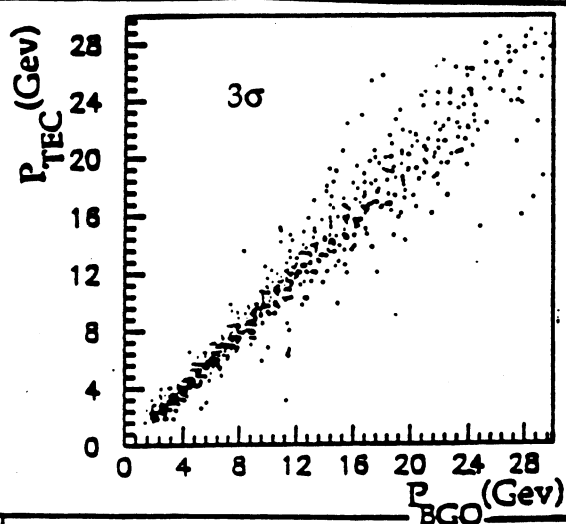


FIGURE
IV.17.c

CORRELATION (P_{TEC}, P_{BGO}) A 3σ
EN UTILISANT TONNEAU + BOUCHONS BGO

b) Mesure du profil longitudinal de la gerbe

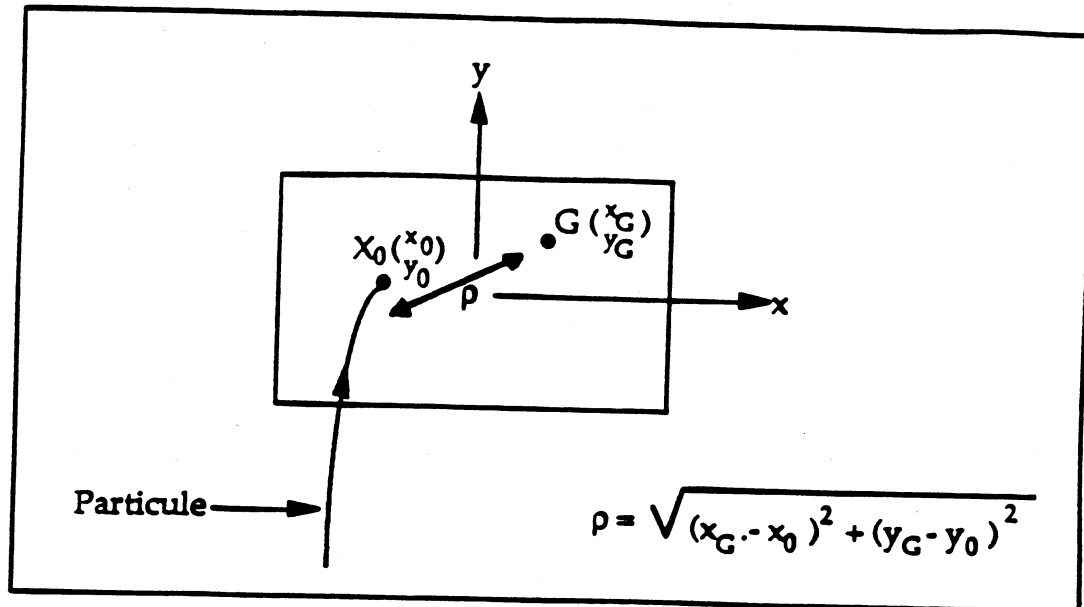
Comme le pion dépose une partie E_{BGO} de son énergie sur le BGO, et l'autre partie E_{HAD} dans le détecteur hadronique, le rapport $\frac{E_{HAD}}{E_{BGO}}$ peut être un facteur potentiel pour rejeter les hadrons qui ont commencé à produire une gerbe dans le BGO, et qui peuvent être sélectionnés comme des électrons par la méthode TEC + BGO. On a demandé que $\frac{E_{HAD}}{E_{BGO}} < 0,10$. Ce critère, bien sûr, n'améliore pas l'efficacité de l'électron, mais diminue évidemment la contamination due aux hadrons (tables IV.8.a et IV.8.b).

	TEC + BGO			(TEC + BGO) + Profil longitudinal		
	1σ	2σ	3σ	1σ	2σ	3σ
Electron	85 %	88 %	88 %	85 %	88 %	88 %
Pion	$16 \cdot 10^{-4}$	$49 \cdot 10^{-4}$	$70 \cdot 10^{-4}$	$10 \cdot 10^{-4}$	$20 \cdot 10^{-4}$	$40 \cdot 10^{-4}$
Autres	$6 \cdot 10^{-4}$	$12 \cdot 10^{-4}$	$21 \cdot 10^{-4}$	0	0	0
TABLE IV.8.a		EFFICACITE DE RECONNAITRE UN ELECTRON TONNEAU BGO SEULEMENT				

	TEC + BGO			(TEC + BGO) + Profil longitudinal		
	1σ	2σ	3σ	1σ	2σ	3σ
Electron	60 %	77 %	82 %	60 %	77 %	82 %
Pion	$7 \cdot 10^{-4}$	$22 \cdot 10^{-4}$	$41 \cdot 10^{-4}$	0	0	$4 \cdot 10^{-4}$
Autres	$2 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-4}$	0	0	0
TABLE IV.8.b		EFFICACITE DE RECONNAITRE UN ELECTRON TONNEAU + BOUCHONS BGO				

c) Mesure du profil transversal de la gerbe

L'idée consiste à utiliser le fait que la distribution en énergie transverse du pion est plus étendue que celle de l'électron. Si ρ (Fig ci-dessous) représente la distance entre le point d'impact sur le BGO extrapolé de la TEC et le centre de gravité de l'amas détecté dans le BGO, ρ sera statistiquement plus grand dans le cas d'un π que d'un électron.



Ce paramètre ρ est grand pour les pions [IV.3] et petit pour les électrons. Alors, une coupure bien choisie (de l'ordre de 10 mm [IV.2]) sur ce paramètre), peut être un facteur supplémentaire de réjection des pions. Malheureusement, on n'a pas pu faire une étude précise avec ce critère car il nous faudrait une simulation totale des événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ dans la TEC et dans le détecteur électromagnétique en BGO. Comme ces événements demandent un temps de calcul très élevé (plus de 2 mn par événement), on s'est limité seulement à l'étude des deux premiers critères (information TEC + BGO et profil longitudinal de la gerbe).

Enfin, les efficacités de reconnaissance d'un électron à 1, 2 et 3 $\sigma(1/p)$, en utilisant les critères TEC + BGO et profil longitudinal de la gerbe, en fonction du P_T par rapport au jet, sont représentées sur les figures IV.18.a, IV.18.b et IV.18.c. Ces figures nous montrent que cette efficacité est grande pour les grands P_T . En effet, plus le P_T est grand, plus l'électron est isolé. La coupure en P_T n'élimine pas seulement les différentes contaminations mais rend aussi plus efficace la reconnaissance d'un électron dans le jet.

2. Reconnaissance des muons

Les sous-détecteurs placés avant les chambres à muons représentent à peu près 7 longueurs d'absorption pour les hadrons. L'impulsion de chaque muon candidat est mesurée d'abord dans la TEC, P_{inc} , puis dans les chambres à muons, P_{est} . Les quantités P_{inc} et P_{est} sont reliées par :

$$P_{inc} = P_{est} + \Delta E$$

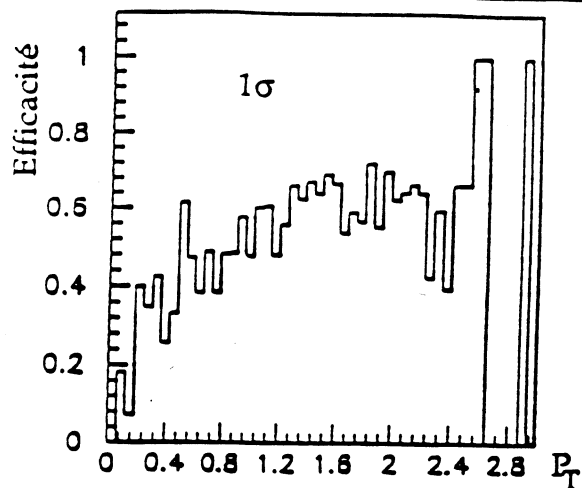


FIGURE
IV.18.a

EFFICACITE DE RECONNAITRE UN ELECTRON
EN FONCTION DE P_T A 1σ

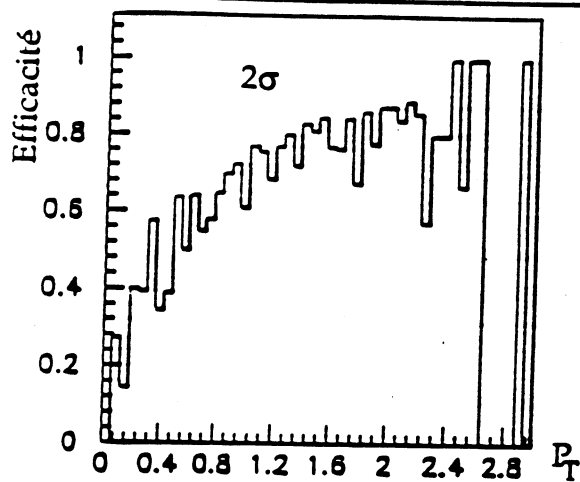


FIGURE
IV.18.b

EFFICACITE DE RECONNAITRE UN ELECTRON
EN FONCTION DE P_T A 2σ

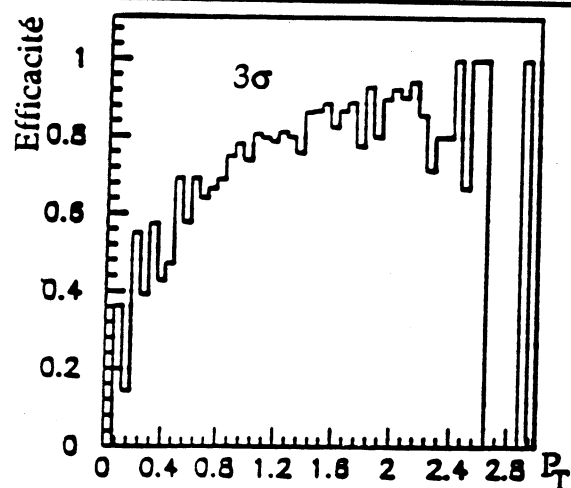


FIGURE
IV.18.c

EFFICACITE DE RECONNAITRE UN ELECTRON
EN FONCTION DE P_T A 3σ

ΔE est l'énergie perdue (minimum d'ionisation) par le muon dans les sous-détecteurs placés entre la TEC et les chambres à muons. Cette information(ΔE) est généralement utilisée pour rejeter les hadrons (essentiellement pions) qui atteignent les chambres à muons. Ces faux muons "Punchthrough" ont été estimés à 1 % à 90 %.

IV.3.3. Efficacité de détecter un quark b

Après avoir cité les différentes étapes de reconstruction et les différents types de signaux et de contaminations contribuant à la sélection du quark b, on va discuter de l'efficacité de signer un quark b en utilisant toutes les informations citées ci-dessus. Pour la reconstruction du jet, on utilise seulement la méthode BGO + HCAL, car on a montré qu'elle est la plus efficace. En effet, elle accepte les jets dans une grande région angulaire (20 ° à 160 °), et admet une erreur sur l'axe du jet qui dépend peu de l'acceptance géométrique du détecteur électromagnétique.

Toutes les étapes utilisées dans le programme général pour estimer l'efficacité de signer un quark b par la méthode en coupure en P_T sont schématisées sur la figure IV.19.

Une remarque importante que l'on peut extraire de ce tableau est que la signature par les électrons est différente de celle des muons. En effet, l'électron n'est pas à 100 % isolé dans le jet, et l'on doit distinguer le cas du tonneau BGO du cas tonneau + bouchons BGO.

Erreur systématique

Avant de discuter l'identification du quark b dans la réaction $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, il faut donner les erreurs systématiques possibles. En effet, la méthode est entachée des effets systématiques suivants:

- effet systématique du à l'erreur sur la détermination de l'axe du jet
- effet systématique du à l'erreur sur les déterminations de l'impulsion et la direction du lepton.

Une erreur sur l'axe du jet ou sur l'impulsion et la direction du lepton entraîne évidemment une erreur sur le P_T de la particule par rapport au jet et, par conséquent, une erreur systématique sur l'efficacité. L'erreur $\sigma_{P_T}^2$ due à ces 2 effets est alors :

$$\frac{(\sigma_{P_T}^{sys})^2}{P_T^2} = \frac{\sigma_P^2}{P^2} + \text{ctg}^2 \theta \sigma_\theta^2$$

où :

- P_T et P sont l'impulsion transverse par rapport à l'axe du jet et l'impulsion du lepton.
- θ est l'angle entre le lepton et le jet.

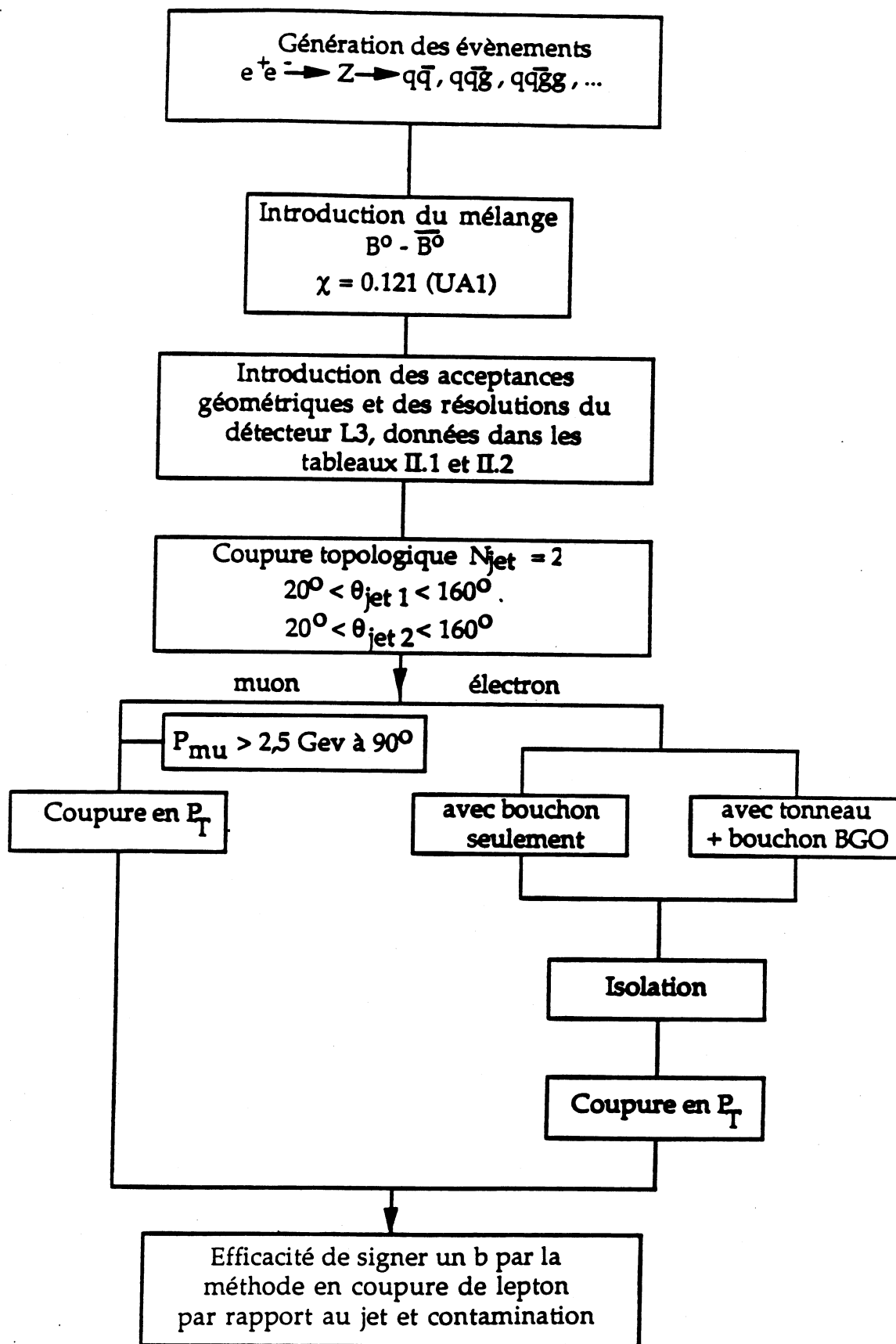


FIGURE
IV.19

ETAPES DU PROGRAMME GENERAL POUR
ESTIMER L'EFFICACITE DE DETECTER UN QUARK b

Si $\epsilon_b(P_T)$ et $C_b(P_T)$ sont l'efficacité et la contamination du quark b en fonction de P_T , alors les erreurs systématiques seront :

$$\sigma_{\epsilon_b}^{sys} = \left| \frac{\partial \epsilon_b(P_T)}{\partial P_T} \right| \sigma_{P_T}^{sys}$$

et

$$\sigma_{C_b}^{sys} = \left| \frac{\partial C_b(P_T)}{\partial P_T} \right| \sigma_{P_T}^{sys}$$

$\sigma_{P_T}^{sys}$ peut être évalué en utilisant la table II.1 du chapitre II et l'erreur sur la détermination de l'axe du jet (Fig. IV.7).

Enfin les efficacités pour signer un quark b par la méthode en coupure en P_T , en utilisant le détecteur L3, sont données dans les tables suivantes.

Avec électrons

Table IV.9.a avec tonneau BGO seulement

Table IV.9.b avec tonneau + bouchons en BGO

Avec muons

Table IV.9.c

Enfin les efficacités et contaminations totales pour signer un b ou $\bar{b}$ avec un lepton (électron ou muon) sont résumées dans les tables suivantes :

Table IV.10.a avec tonneau BGO seulement.

Table IV.10.b avec tonneau + bouchons BGO.

PT	Efficacité	Contamination Type 1	Contamination Type 2	Contamination totale
0,3	2,33 ± 0,02	21,75 ± 0,79	16,88 ± 0,60	38,64 ± 1,50
0,4	2,25 ± 0,02	21,43 ± 0,81	14,40 ± 0,53	35,83 ± 1,43
0,5	2,14 ± 0,01	21,47 ± 0,85	12,21 ± 0,46	33,68 ± 1,40
0,6	1,99 ± 0,01	21,76 ± 0,91	10,95 ± 0,44	32,72 ± 1,42
0,7	1,88 ± 0,01	20,63 ± 0,90	9,76 ± 0,41	30,39 ± 1,38
0,8	4,14 ± 0,01	19,69 ± 0,90	8,01 ± 0,35	27,70 ± 1,00
0,9	1,77 ± 0,01	20,23 ± 0,98	6,23 ± 0,28	26,46 ± 1,32
1	1,62 ± 0,01	19,91 ± 1,03	5,15 ± 0,25	25,06 ± 1,33
1,1	1,43 ± 0,01	19,70 ± 1,07	4,19 ± 0,21	23,89 ± 1,17
1,2	1,18 ± 0,01	20,51 ± 1,20	6,00 ± 0,14	23,08 ± 1,37
1,3	1,01 ± 0,01	20,26 ± 1,27	1,63 ± 0,09	21,90 ± 1,38
1,4	0,91 ± 0,01	20,99 ± 1,43	1,15 ± 0,07	22,14 ± 1,51
1,5	0,79 ± 0,01	19,82 ± 1,46	0,45 ± 0,03	20,27 ± 1,49
1,6	0,68 ± 0,00	19,90 ± 1,58	0,00 ± 0,00	19,90 ± 1,58
1,7	0,53 ± 0,00	20,92 ± 1,86	0,00 ± 0,00	20,92 ± 1,86
a	Efficacité due aux électrons avec tanneau BGO seulement			

PT	Efficacité	Contamination Type 1	Contamination Type 2	Contamination totale
0,3	3,41 ± 0,02	22,77 ± 0,66	19,10 ± 0,55	48,96 ± 2,23
0,4	3,31 ± 0,02	22,81 ± 0,69	16,39 ± 0,49	45,30 ± 2,14
0,5	3,18 ± 0,02	21,94 ± 0,70	13,81 ± 0,43	39,79 ± 1,97
0,6	3,02 ± 0,02	22,04 ± 0,74	11,58 ± 0,37	34,63 ± 1,82
0,7	2,85 ± 0,02	21,67 ± 0,77	9,27 ± 0,31	29,19 ± 1,62
0,8	2,65 ± 0,02	20,21 ± 0,76	7,64 ± 0,27	25,33 ± 1,48
0,9	2,44 ± 0,02	19,12 ± 0,76	6,28 ± 0,24	24,62 ± 1,52
1	2,17 ± 0,01	19,39 ± 0,83	5,04 ± 0,20	23,08 ± 1,51
1,1	2,25 ± 0,01	18,97 ± 0,86	3,28 ± 0,14	21,34 ± 1,48
1,2	1,74 ± 0,01	18,61 ± 0,90	2,97 ± 0,13	19,09 ± 1,40
1,3	1,80 ± 0,01	17,48 ± 0,91	2,56 ± 0,13	18,04 ± 1,41
1,4	1,27 ± 0,01	18,16 ± 1,04	1,12 ± 0,06	15,76 ± 1,32
1,5	1,04 ± 0,01	16,90 ± 1,19	1,03 ± 0,06	15,38 ± 1,45
1,6	0,86 ± 0,01	16,88 ± 1,30	0,84 ± 0,06	17,86 ± 1,83
1,7	0,70 ± 0,00	16,67 ± 2,10	0,52 ± 0,04	18,48 ± 2,10
b	Efficacité due aux électrons avec tonneau + bouchons BGO			

TABLE
IV.9

EFFICACITE AVEC COUPURE TOPOLOGIQUE 2 JETS
AVEC METHODE BGO + HCAL

PT	Efficacité	Contamination Type 1	Contamination Type 2	Contamination totale
0,3	$3,67 \pm 0,03$	$24,12 \pm 0,59$	$22,68 \pm 0,56$	$47,00 \pm 1,25$
0,4	$3,54 \pm 0,03$	$24,16 \pm 0,62$	$19,15 \pm 0,48$	$43,31 \pm 1,20$
0,5	$3,39 \pm 0,03$	$24,70 \pm 0,67$	$15,27 \pm 0,40$	$39,98 \pm 1,16$
0,6	$3,24 \pm 0,03$	$24,07 \pm 0,69$	$11,94 \pm 0,33$	$36,01 \pm 1,08$
0,7	$3,03 \pm 0,03$	$23,05 \pm 0,70$	$8,46 \pm 0,24$	$31,51 \pm 0,99$
0,8	$2,81 \pm 0,03$	$22,15 \pm 0,71$	$5,88 \pm 0,18$	$28,02 \pm 0,93$
0,9	$2,60 \pm 0,02$	$21,89 \pm 0,75$	$3,76 \pm 0,12$	$25,65 \pm 0,89$
1	$2,35 \pm 0,02$	$21,25 \pm 0,77$	$2,63 \pm 0,09$	$23,88 \pm 0,88$
1,1	$2,07 \pm 0,02$	$19,58 \pm 0,75$	$1,72 \pm 0,06$	$21,31 \pm 0,82$
1,2	$1,76 \pm 0,01$	$18,13 \pm 0,75$	$1,44 \pm 0,05$	$19,57 \pm 0,81$
1,3	$1,46 \pm 0,01$	$18,29 \pm 0,82$	$1,03 \pm 0,04$	$19,32 \pm 0,87$
1,4	$1,16 \pm 0,01$	$18,11 \pm 0,89$	$0,82 \pm 0,04$	$18,93 \pm 0,94$
1,5	$0,99 \pm 0,01$	$18,39 \pm 1,02$	$0,78 \pm 0,04$	$19,17 \pm 1,07$
1,6	$0,81 \pm 0,01$	$19,28 \pm 1,20$	$0,65 \pm 0,04$	$19,93 \pm 1,25$
1,7	$0,61 \pm 0,01$	$20,43 \pm 1,46$	$0,43 \pm 0,03$	$20,85 \pm 1,50$
c	Efficacité pour les muons moins			

TABLE
IV.9
(suite)

EFFICACITE AVEC COUPURE TOPOLOGIQUE 2 JETS ET
COUPURE ANGULAIRE (TONNEAU + BOUCHONS BGO)
AVEC METHODE BGO + HCAL

PT	Efficacité	Contamination type 1 + type 2 + conta- mination détecteur
0,3	12,05 ± 0,10 ± 0,30	47,24 ± 0,75 ± 3,85
0,4	11,68 ± 0,10 ± 0,46	43,83 ± 0,72 ± 3,78
0,5	10,06 ± 0,09 ± 0,60	40,47 ± 0,69 ± 3,66
0,6	10,53 ± 0,09 ± 0,71	39,94 ± 0,66 ± 3,49
0,7	9,94 ± 0,08 ± 0,81	33,14 ± 0,62 ± 3,28
0,8	9,31 ± 0,08 ± 0,89	29,45 ± 0,57 ± 3,03
0,9	8,51 ± 0,07 ± 0,95	26,72 ± 0,55 ± 2,73
1	7,20 ± 0,06 ± 0,99	24,36 ± 0,53 ± 2,38
1,1	6,30 ± 0,06 ± 1,00	22,18 ± 0,51 ± 2,00
1,2	5,90 ± 0,05 ± 1,00	20,59 ± 0,51 ± 1,56
1,3	5,20 ± 0,04 ± 0,98	19,79 ± 0,53 ± 1,08
1,4	4,46 ± 0,04 ± 0,94	19,78 ± 0,56 ± 0,56
1,5	3,67 ± 0,03 ± 0,88	18,77 ± 0,60 ± 0,01
1,6	2,98 ± 0,02 ± 0,80	18,87 ± 0,67 ± 0,62
1,7	2,34 ± 0,02 ± 0,70	19,05 ± 0,77 ± 1,28
a	Tonneau BGO seulement	

PT	Efficacité	Contamination type 1 + type 2 + conta- mination détecteur
0,3	14,31 ± 0,12 ± 0,32	48,79 ± 0,71 ± 4,41
0,4	13,83 ± 0,12 ± 0,52	45,60 ± 0,69 ± 4,19
0,5	13,22 ± 0,11 ± 0,69	41,80 ± 0,66 ± 3,94
0,6	12,51 ± 0,10 ± 0,83	37,56 ± 0,62 ± 3,68
0,7	11,73 ± 0,10 ± 0,95	33,45 ± 0,58 ± 3,38
0,8	10,84 ± 0,09 ± 1,05	30,10 ± 0,55 ± 3,07
0,9	9,93 ± 0,08 ± 1,12	27,32 ± 0,52 ± 2,73
1	8,85 ± 0,07 ± 1,16	25,02 ± 0,51 ± 2,37
1,1	7,82 ± 0,07 ± 1,17	22,50 ± 0,48 ± 1,99
1,2	6,75 ± 0,06 ± 1,16	21,12 ± 0,49 ± 1,58
1,3	5,78 ± 0,05 ± 1,13	20,61 ± 0,52 ± 1,15
1,4	4,73 ± 0,04 ± 1,07	20,00 ± 0,54 ± 0,69
1,5	3,86 ± 0,03 ± 0,98	19,06 ± 0,57 ± 0,22
1,6	3,15 ± 0,03 ± 0,87	18,45 ± 0,61 ± 0,28
1,7	2,43 ± 0,02 ± 0,73	18,82 ± 0,70 ± 0,81
b	Tonneau + bouchons BGO	

TABLE
IV.10

EFFICACITE ET CONTAMINATION DE SELECTIONNER UN
b OU $\bar{b}$ PAR LES $e^\pm \mu^\pm$ AVEC LE DETECTEUR L3

IV.4. MESURE DU MELANGE $B^0 - \bar{B}^0$

Comme il a été montré dans le chapitre I, au voisinage du Z, il est possible de mesurer l'oscillation du B^0 due à un mélange de B_d^0 et B_s^0 . On a introduit, dans le programme de génération LUND, la valeur centrale de l'oscillation mesurée par UA1 ($\chi = 0,12$) et on a essayé de la retrouver en utilisant le détecteur L3. Cela se fait d'abord en comptant le nombre de paires de leptons N^{++} (l^+l^+), N^{--} (l^-l^-), N^{+-} ($l^+l^- + l^-l^+$), le lepton l étant un électron ou un muon. On demande que les 2 leptons appartiennent à 2 jets différents.

On a généré 10^5 événements $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}, q\bar{q}g, q\bar{q}gg$, et on a utilisé un programme reproduisant les étapes de la figure IV.19. Les résultats obtenus sont les suivants :

Coupure en P_T (Gev)	$N^{++} + N^{--}$				N^{+-}			
	Tonneau BGO seulement		Tonneau BGO + Bouchons		Tonneau BGO seulement		Tonneau BGO + Bouchons	
	Même jet	Jets différents	Même jet	Jets différents	Même jet	Jets différents	Même jet	Jets différents
1.0	0	27	1	26	21	52	27	59
1.1	0	22	1	19	14	31	20	36
1.2	0	16	0	12	7	21	13	28

L'évaluation du nombre de N^{++} , N^{--} et N^{+-} nous permet de donner les valeurs de R :

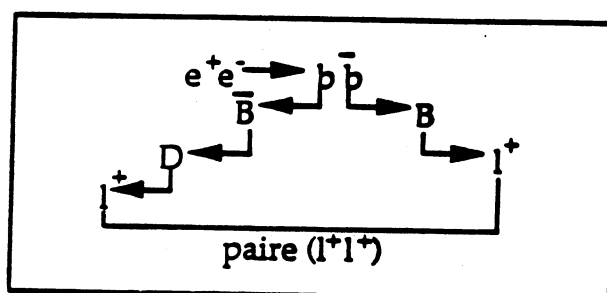
$$R = \frac{N^{++} + N^{--}}{N^{+-}}$$

Ce paramètre R ne nous permet pas d'avoir, de façon simple la valeur du χ définie par :

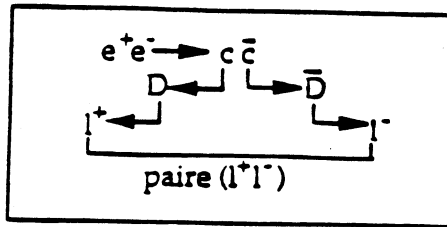
$$\chi = \frac{P(b \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow B^0 \rightarrow l^+ X)}{P(b \rightarrow B \rightarrow l^\pm X)}$$

où B^0 est un méson neutre, et B est, soit un méson neutre ou chargé, soit un baryon beau.

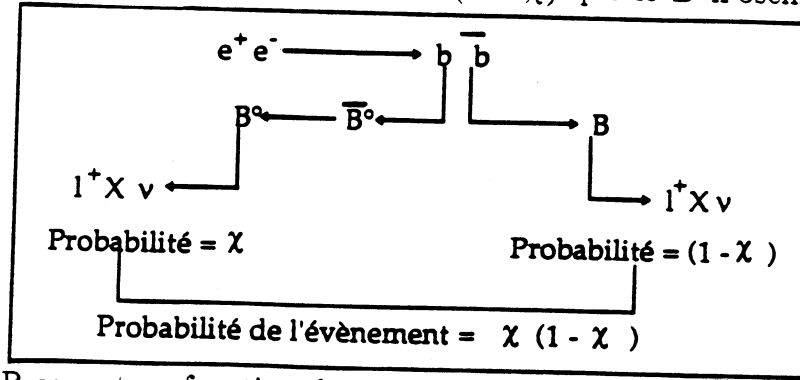
En effet, il y a des paires N^{++} ou N^{--} qui ne proviennent pas d'un événement d'oscillation mais, par exemple, d'un événement contenant une désintégration secondaire.



De la même manière, les paires N^{+-} peuvent être contaminées par les paires provenant d'un événement $c\bar{c}$ tel que :



Si χ désigne la probabilité qu'un lepton provienne d'un méson B qui a oscillé, alors un événement candidat à l'oscillation a une probabilité $\chi(1 - \chi)$, c'est-à-dire une probabilité χ que le méson B oscille, multipliée par la probabilité $(1 - \chi)$ que le $\bar{B}$ n'oscille pas (et réciproquement), soit :



Enfin, le paramètre R se met en fonction de χ sous la forme :

$$R = \frac{2\chi(1 - \chi)N_P + [(1 - \chi)^2 + \chi^2]N_S}{[\chi^2 + (1 - \chi)^2]N_P + 2\chi(1 - \chi)N_S + N_C}$$

où

- N_S est le nombre de paires où on a un lepton provenant d'une désintégration secondaire et un lepton provenant d'une désintégration primaire

- N_P est le nombre de paires où les deux leptons proviennent d'une désintégration primaire

- N_C est le nombre de paires de leptons l^+l^- provenant d'événements e^+e^- autres que $b\bar{b}$, essentiellement $c\bar{c}$.

On peut mettre R sous la forme :

$$R = \frac{2\chi(1 - \chi) + [(1 - \chi)^2 + \chi^2]R_S}{[\chi^2 + (1 - \chi)^2] + 2\chi(1 - \chi)R_S + R_C}$$

où $R_S = \frac{N_S}{N_P}$ et $R_C = \frac{N_C}{N_P}$

Les valeurs de R_S et R_C estimée par Monte-Carlo, sont données en fonction du P_T dans la table suivante.

Coupure en P_T (Gev)	R_S	R_C
1.0	0.08	0.04
1.1	0.06	0.03
1.2	0.05	0.02

Avec une méthode d'itération, on a extrait les valeurs de χ suivantes :

Coupure en P_T (Gev)	χ	
	Tonneau BGO	Tonneau + Bouchons BGO
1.0	$0.1124 \pm 0.0580 \pm 0.0423$	$0.1230 \pm 0.0500 \pm 0.0413$
1.1	$0.1359 \pm 0.0613 \pm 0.0430$	$0.1240 \pm 0.0520 \pm 0.0442$
1.2	$0.1224 \pm 0.0626 \pm 0.0463$	$0.1392 \pm 0.0560 \pm 0.0434$

IV.5. CONCLUSION

La meilleure façon de déterminer l'axe du jet consiste à utiliser les informations en énergie et en position fournies par le détecteur électromagnétique en BGO et le détecteur hadronique.

Si l'on sélectionne le quark b par le P_T de l'électron, par rapport à cet axe, en faisant une coupure en P_T de 1 Gev, les bouchons BGO augmentent l'efficacité de sélection par un électron de 30 % (Tab IV.9), alors qu'elle ne sera augmentée que de 15 % (Tab IV.10) si on sélectionne le quark b par un lepton (électron ou muon). Ceci montre que, compte tenu de la pureté des muons, l'efficacité de détecter un quark b par un muon semble plus efficace.

Enfin, le détecteur L3 (avec ses bouchons BGO) est efficace à environ 8 % dans la signature d'un quark b ou d'un anti-quark $\bar{b}$ avec un lepton (électron ou muon). En même temps, il présente une erreur de l'ordre de 1 %.

La mesure de l'oscillation du système $B^0 \bar{B}^0$ peut être effectuée simultanément: avec une statistique suffisante on peut espérer mesurer le paramètre χ avec une erreur systématique de l'ordre de 0.04 .

Référence

IV.1 T.Sjostrand, M.Bengtsson

The lund Monte-Carlo program (Wwriteup CERN)

IV.2 R.Ayad, D.Boutigny, Y.Karyotakis, M.Maire, G.Sauvage

Calibration of 100 BGO Crystals, L3-LAPP 2 June 1987

IV.3 These C.Luci

Universita degli studi di Roma ,Mat. N48666, 1988

CHAPITRE V

MESURE DE L'ASYMETRIE AVANT-ARRIERE $A_{FB}^{b\bar{b}}$

DANS LA REACTION $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$

V.1. COMPARAISON ENTRE ASYMETRIE AVANT-ARRIERE DES
LEPTONS ($b \rightarrow ql^-\bar{\nu}$) ET A_{FB}^b

V.2. ASYMETRIE AVANT-ARRIERE DU b MESUREE AVEC LE
DETECTEUR L3

V.3. CORRECTION DE L'ASYMETRIE AVANT-ARRIERE DU QUARK
 b PAR RAPPORT A TOUTES LES CONTAMINATIONS POSSIBLES

V.4. DETERMINATION DE $\sin^2\theta_w$

V.5. CONCLUSION

Dans le chapitre I, on a seulement donné un aperçu théorique sur l'asymétrie avant-arrière du quark b dans la réaction $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$. Dans ce chapitre, on discutera la façon de l'évaluer en utilisant le détecteur L3. On commencera d'abord par discuter la comparaison de l'asymétrie du lepton, dans la réaction :

$$\bar{b} \rightarrow B \rightarrow X l^+ \nu$$

avec celle du quark b. Dans le deuxième paragraphe, on commentera la mesure de l'asymétrie A_{FB}^b , tandis que dans le troisième paragraphe, on discutera les corrections possibles de A_{FB}^b mesurée.

D'abord, afin de doubler la statistique, on utilise l'asymétrie :

$$A_{FB}^{b\bar{b}} = \frac{(N_F^b + N_B^{\bar{b}}) - (N_B^b + N_F^{\bar{b}})}{N_F^b + N_B^{\bar{b}} + N_B^b + N_F^{\bar{b}}}$$

On notera l'asymétrie de lepton par :

$$A_{FB}^l = \frac{(N_F^- + N_B^+) - (N_F^+ + N_B^-)}{N_F^- + N_B^+ + N_F^+ + N_B^-}$$

l est soit un électron soit un muon. Les signes plus et moins sont respectivement attribués au lepton plus et au lepton moins. Toutes les asymétries, qui seront mesurées par la suite, seront évaluées en paramétrisant la distribution en $\cos \theta$ par $A(1 + \cos^2 \theta) + \frac{2}{3}A_{FB} \cos \theta$ (Fig. V.1).

Enfin, $A_{FB}^{b\bar{b}}$ mesurée représente l'asymétrie due aux jets sélectionnés par l'électron ou le positon. Tandis A_{FB}^b représentera la vraie asymétrie du quark b.

V.1. COMPARAISON ENTRE ASYMETRIE AVANT-ARRIERE $A_{FB}^{b\bar{b}}$ DU QUARK b ET CELLE DES LEPTONS A_{FB}^l

Comme le lepton sera détecté avec une très bonne résolution en énergie mesurée par le BGO et une très bonne résolution mesurée par la TEC, ou une très bonne résolution en impulsion mesurée par les chambres à muons, il est très intéressant d'évaluer l'asymétrie avant - arrière du lepton A_{FB}^l décrite auparavant. En effet, on peut penser que l'asymétrie A_{FB}^l dépendra moins que A_{FB}^b de la détermination de l'axe du jet matérialisant le quark b.

Nbre d'évènements

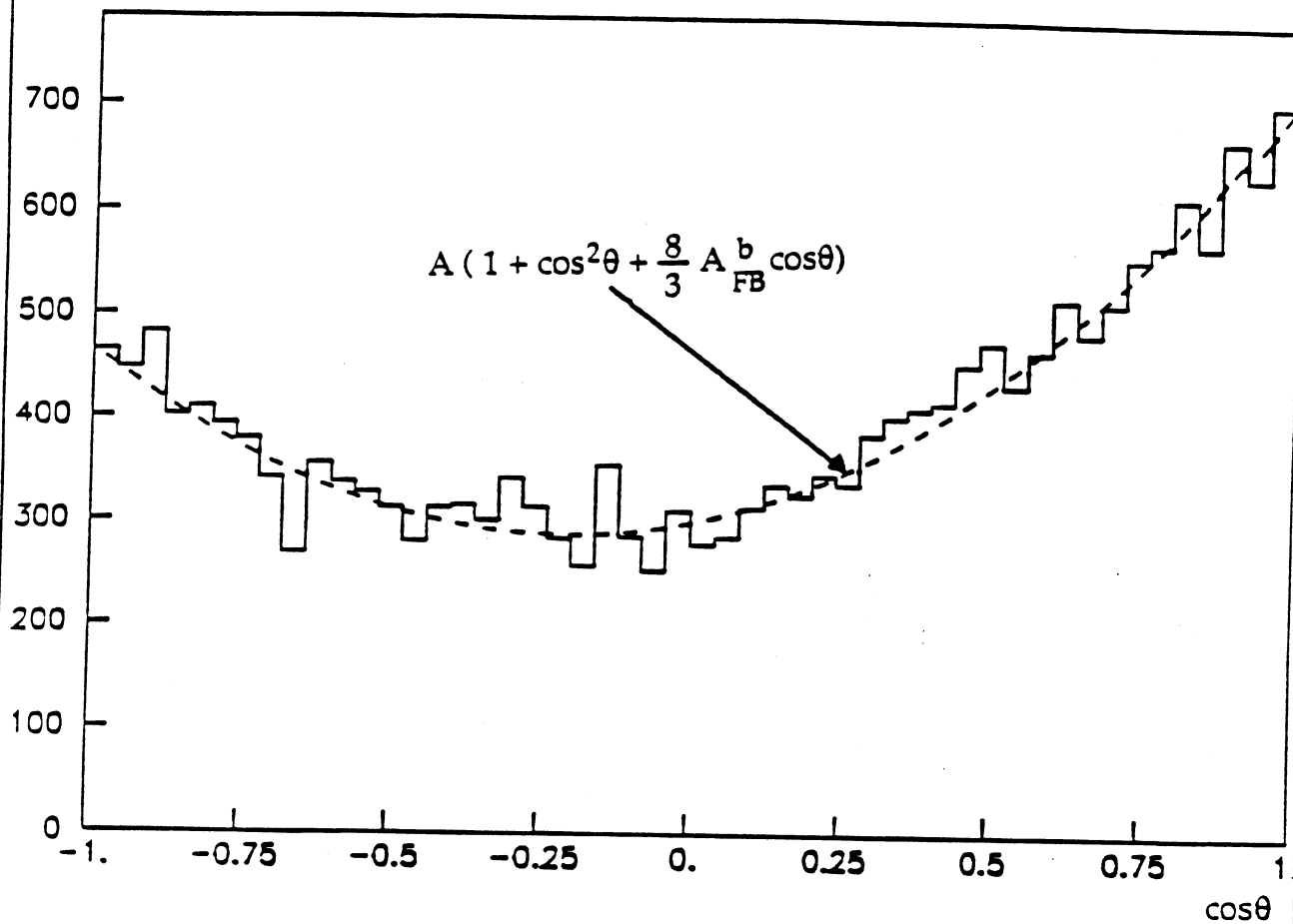


FIGURE
V.1

PARAMETRISATION DE LA DISTRIBUTION EN
 $\cos\theta$ DU QUARK b

1) Asymétrie du quark b

Nous avons vu, dans le chapitre I, que l'asymétrie avant - arrière $A_{FB}^{b\bar{b}}$ au Z est égale à 11.17 % (Table I.4). Les corrections électrofaibles diminuent cette asymétrie de 7 %, c'est-à-dire qu'elle prend une valeur d'environ 10,40 %. Afin de vérifier cela, et de comparer l'asymétrie A_{FB}^l à A_{FB}^b , on a généré 10^6 événements $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ en forçant le mode de désintégration semi-leptonique du méson B. Les résultats montrent que :

1. l'asymétrie avant-arrière A_{FB}^b du quark b dépend peu de l'acceptance géométrique du détecteur (Fig. V.2.a).
2. l'asymétrie A_{FB}^b dépend peu aussi de la coupure en p_T du lepton par rapport au quark b (Fig. V.2.b).

2) Asymétrie théorique du lepton

Afin de pouvoir comparer l'asymétrie avant-arrière A_{FB}^l du lepton avec A_{FB}^b , on a regardé tous les effets qui peuvent affecter l'asymétrie A_{FB}^l par rapport à A_{FB}^b , tels que :

a. Coupure en P_T et coupure en acceptance

Les figures V.3.a, V.3.b et V.3.c représentent respectivement les dépendances de l'asymétrie A_{FB}^l en fonction du P_T pour différentes acceptances $4\pi^{(a)}$, tonneau + bouchons BGO^(b), et enfin, tonneau BGO seulement^(c). On constate qu'il y a une légère croissance de A_{FB}^l en fonction de la coupure en P_T , mais qu'elle est pratiquement indépendante de l'acceptance géométrique. A_{FB}^l est de l'ordre de 8 % pour une coupure en $P_T = 1$ Gev.

b. Effet de l'impulsion longitudinale P_L du lepton par rapport au quark b sur A_{FB}^l

Il est intéressant de comprendre pourquoi A_{FB}^l diminue beaucoup par rapport à A_{FB}^b . Une coupure suffisante sur l'impulsion longitudinale du lepton fait remonter l'asymétrie A_{FB}^l à la valeur de A_{FB}^b (Fig. V.3.d). On peut expliquer cela en remarquant que les leptons, de grande impulsion longitudinale par rapport au quark b, sont de préférence émis dans la direction du quark b.

Enfin, le facteur de correction k, défini par : $A_{FB}^b = k A_{FB}^l$ pour une coupure en impulsion longitudinale du lepton de 2 Gev, est représenté en fonction du P_T du lepton sur la figure V.4. : $k = 1,08$. Par la suite, on mesurera l'asymétrie A_{FB}^l du lepton, puis la corrigera par ce facteur k afin d'avoir la vraie asymétrie du quark b.

3) Effet de la distance d_{join} sur A_{FB}^b

Avant de discuter la mesure de l'asymétrie, on invoque l'effet de la valeur de " d_{join} " utilisée (6 Gev) sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$. En fait, la croissance de la "distance" d_{join} fait diminuer l'asymétrie du quark b. En effet, on a vu que (Chapitre III), plus cette "distance" est grande, plus on reconstruit des événements à trois partons en 2 jets. Mais on a montré, dans le chapitre I, que ces événements (3 partons $\rightarrow$ 2 jets) diminuent l'asymétrie : la figure V.5 montre effectivement que l'asymétrie $A_{FB}^{b\bar{b}}$ décroît avec d_{join} . Par exemple, une distance d_{join} à 6 Gev (valeur qu'on utilise) diminue l'asymétrie d'environ 10 %, c'est-à-dire

Acceptance = $1:4\pi$

2 : tonneau + bouchon BGO

3 : tonneau BGO seulement

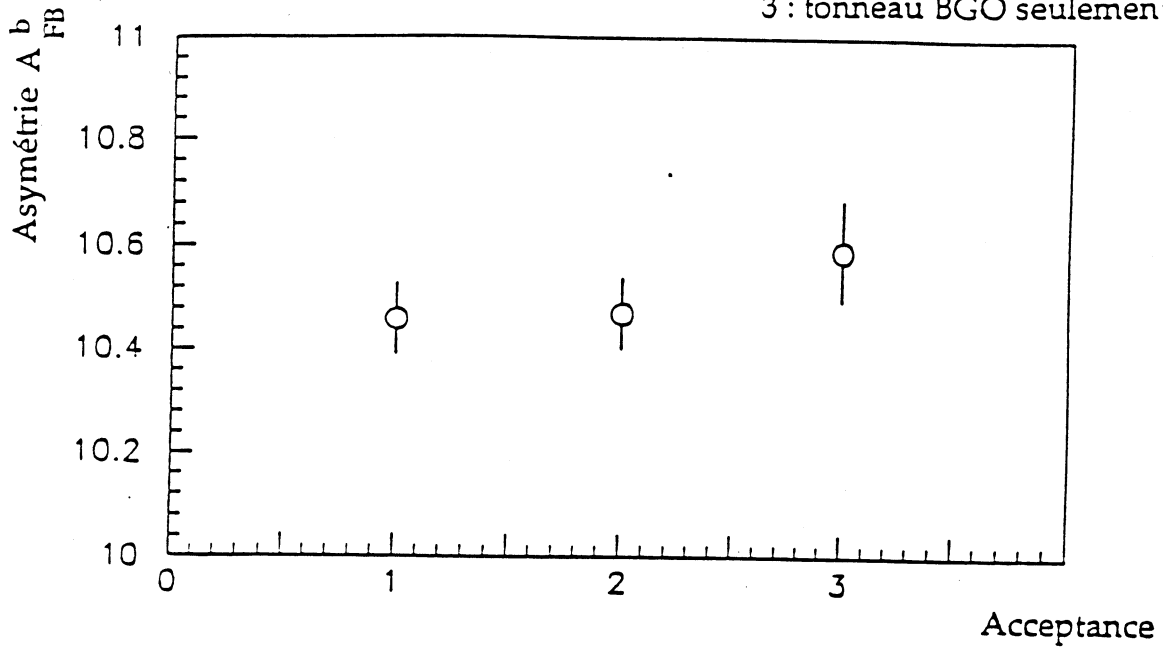


FIGURE
V.2.a

DEPENDANCE DE A_{FB}^b
EN FONCTION DE L'ACCEPTANCE GEOMETRIQUE

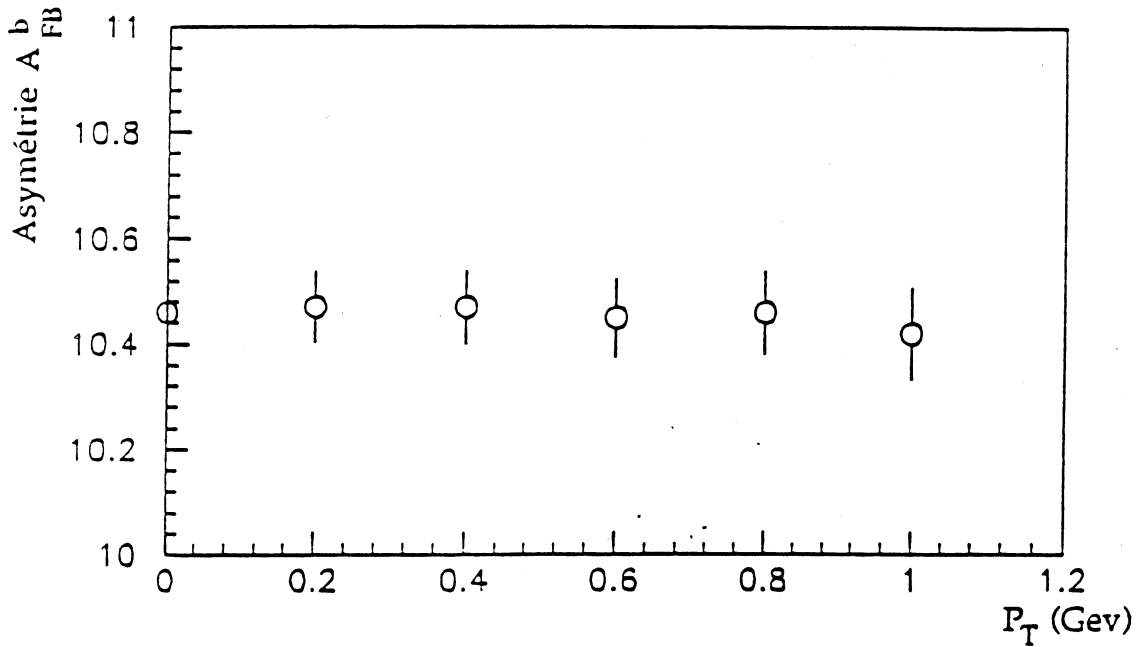


FIGURE
V.2.b

DEPENDANCE DE A_{FB}^b EN FONCTION DE LA
COUPURE EN P_T DE L'ELECTRON

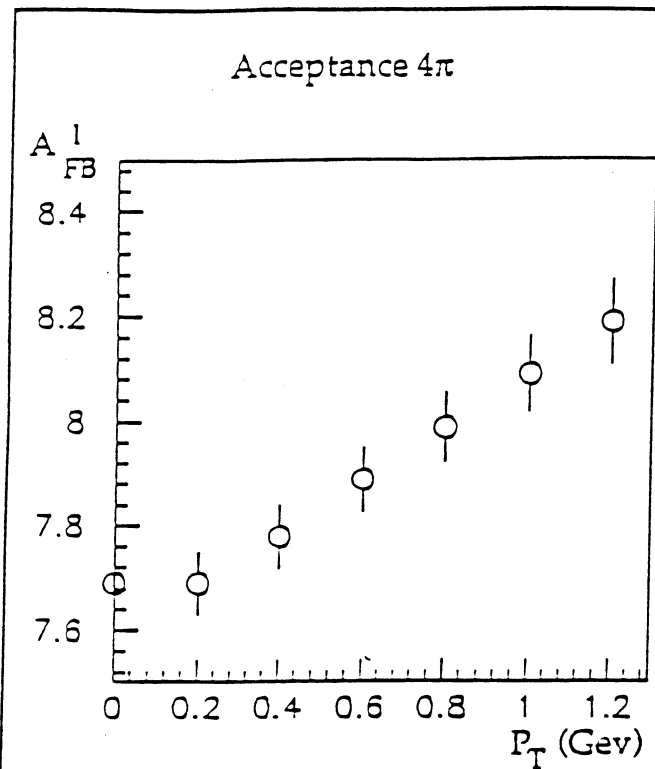


FIGURE V.3.a

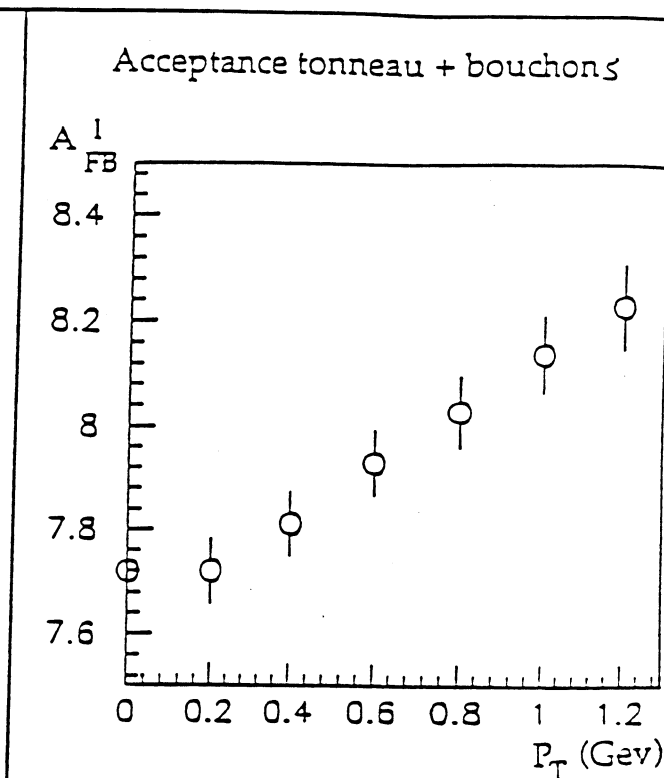


FIGURE V.3.b

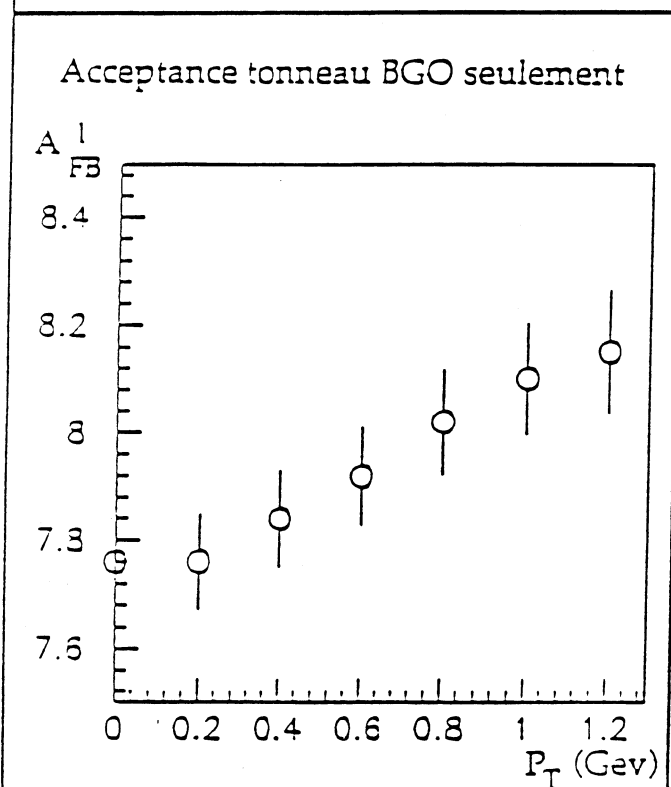


FIGURE V.3.c

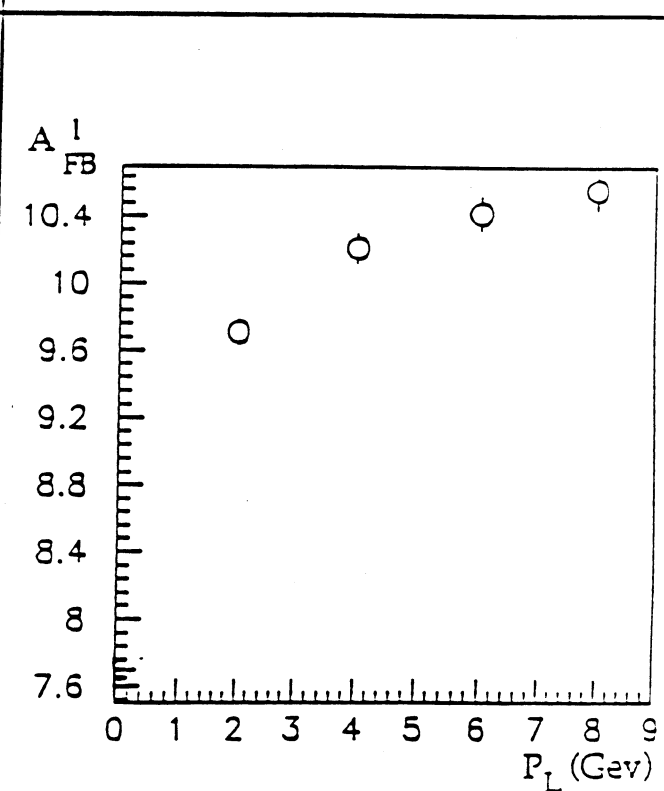


FIGURE V.3.d

DEPENDANCE DE L'ASYMETRIE DU LEPTON EN FONCTION
DU P_T ET DU P_L DU LEPTON /QUARK b

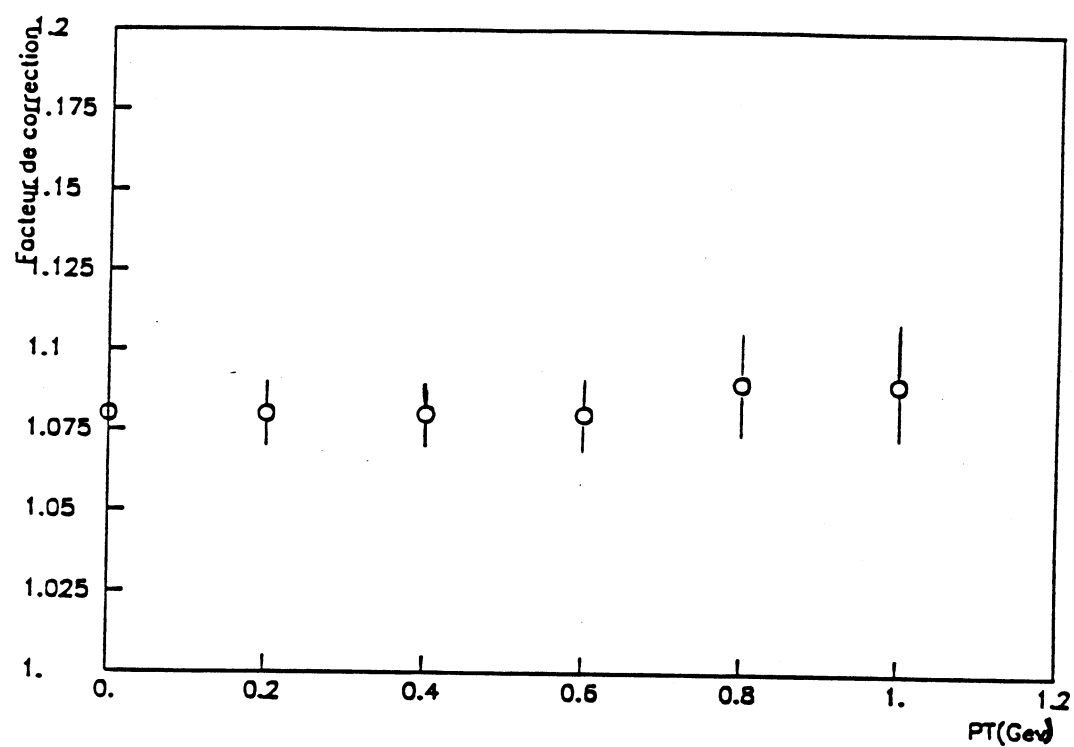


FIGURE
V.4

RAPPORT
EN FONCTION DE LA COUPURE EN P_L DU LEPTON

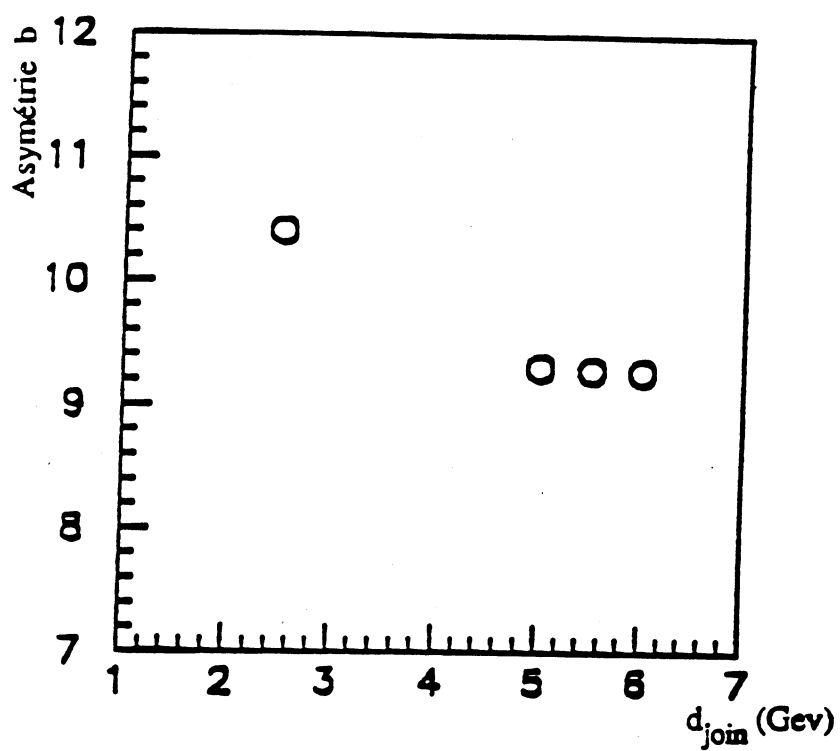


FIGURE
V.5

ASYMETRIE AVANT - ARRIERE DU QUARK b
RECONSTRUIT EN FONCTION DE LA DISTANCE d_{join}

que l'asymétrie mesurée sera corrigée par un facteur 1,10.

Remarque: cette valeur de D_{join} utile pour augmenter le nombre de b sélectionnés, pourra être diminuée pour un grand nombre de Z enregistré.

V.2. ASYMETRIE AVANT - ARRIERE DU b MESUREE DANS LE DETECTEUR L3

Nous avons maintenant tous les outils pour aborder une étude sur l'asymétrie avant - arrière. Pour cela , on a généré 3×10^5 événements $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow hadrons$. On a utilisé la méthode BGO + HCAL pour reconstruire l'axe du jet.

Les paramétrisations des distributions en $\cos\theta$ des leptons Fig(V.6.a) , provenant du b et du $\bar{b}$ candidats, et des jets Fig(V.6.b), par les fonctions $A(\cos\theta) = (1 + \cos^2\theta + \frac{8}{3}A_{FB}\cos\theta)$, nous permettent d'évaluer les asymétries, représentées par le paramètre A_{FB} dans $A(\cos\theta)$, dues aux leptons (électrons ou muons) et celle du quark b.

Sélection par l'électron

Les valeurs des asymétries , valeurs des paramètres A_{FB} dans $A(\cos\theta)$ Fig(V.6.a) et Fig(V.6.b), mesurées par le détecteur L3 pour une coupure en P_T de 1 Gev sont résumées dans le tableau suivant :

3.10 ⁵ événements $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow hadrons$			
Asymétrie avant-arrière mesurée (%), le b étant sélectionné par l'électron			
Tonneau BGO seulement		Tonneau et bouchons BGO	
A_{FB}^{el}	$A_{FB}^{\bar{b}b}$	A_{FB}^{el}	$A_{FB}^{\bar{b}b}$
$5.92 \pm 2.20 \pm 0.90$		$6.02 \pm 1.58 \pm 0.75$	$6.13 \pm 1.58 \pm 0.88$
TABLE V.1			

On a utilisé les formules de l'annexe B pour estimer les erreurs statistiques et systématiques données dans le tableau précédent. En effet, l'erreur systématique sur l'asymétrie mesurée :

$$A_{FB}^{mes} = \frac{N_F^- - N_F^+}{N_F^- + N_F^+}$$

est donnée par :

$$(\sigma_{A_{FB}^{mes}}^{sys})^2 = \frac{4[(N_F^+)^2(\sigma_{N_F^-}^{sys})^2 + (N_F^-)^2(\sigma_{N_F^+}^{sys})^2]}{(N_F^- + N_F^+)^4}$$

où :

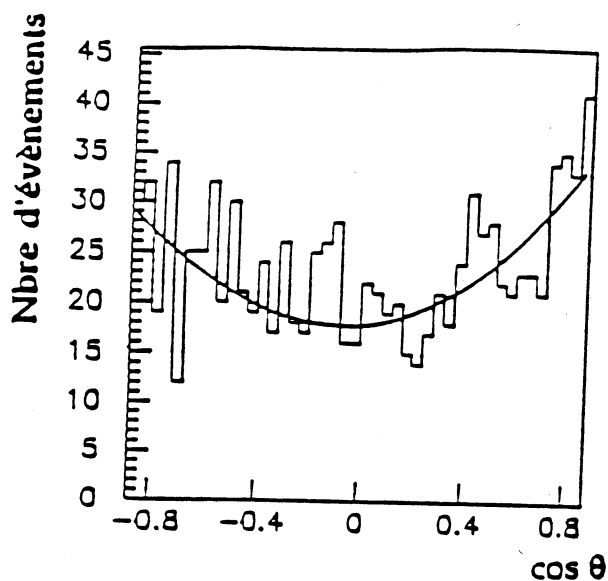


FIGURE V.6.a

Coupure $P_T = 1$ Gev

DISTRIBUTION EN $\cos \theta$ DE L'ELECTRON
PROVENANT DU b
TONNEAU ET BOUCHONS BGO

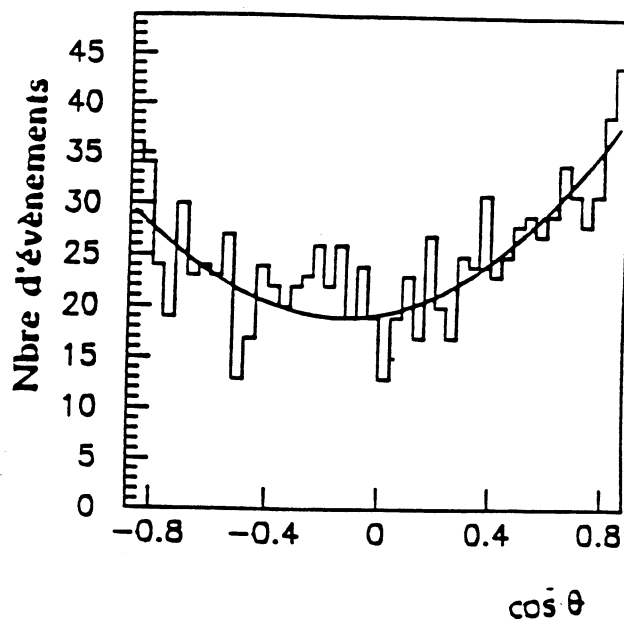


FIGURE V.6.b

Coupure $P_T = 1$ Gev

DISTRIBUTION EN $\cos \theta$ DU QUARK b
SELECTIONNE PAR L'ELECTRON
TONNEAU ET BOUCHONS BGO

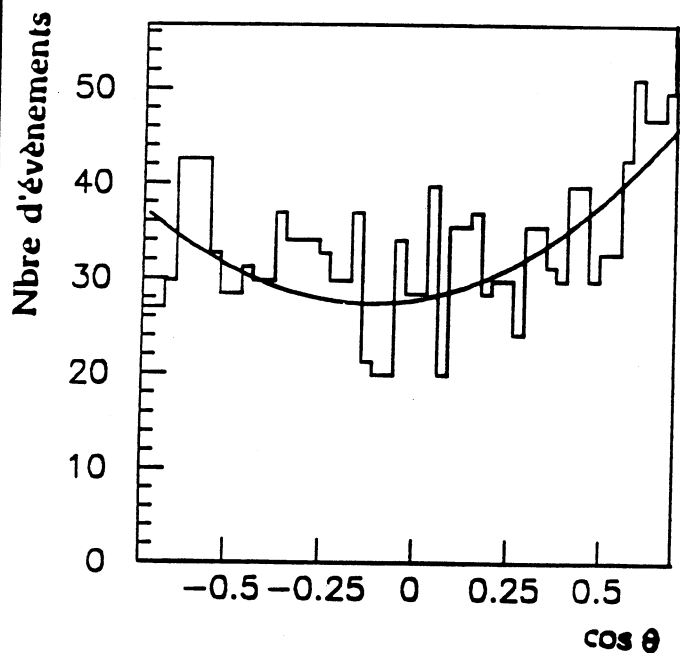


FIGURE V.6.c

Coupure $P_T = 1$ Gev

DISTRIBUTION EN $\cos \theta$
DU MUON PROVENANT DU b

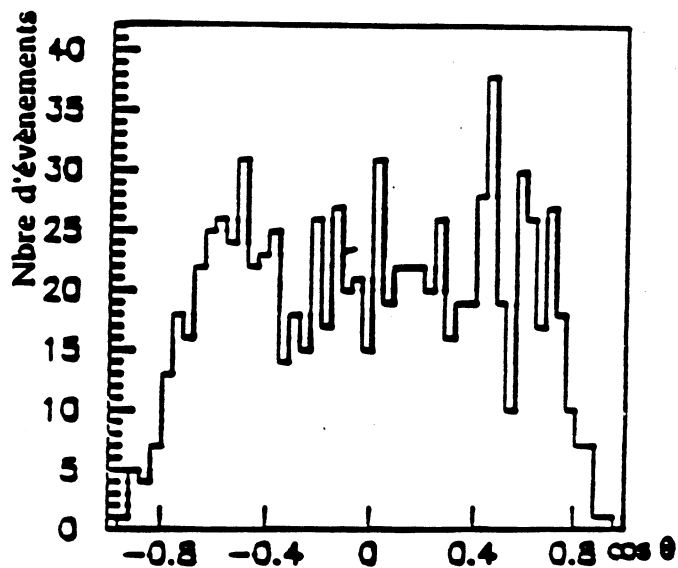


FIGURE V.6.d

Coupure $P_T = 1$ Gev

DISTRIBUTION EN $\cos \theta$ DU QUARK b
SELECTIONNE PAR L'ELECTRON
TONNEAU BGO

N_F^- = nombre de quarks b sélectionnés par le lepton moins

N_F^+ = nombre d'anti - quarks b sélectionnés par le lepton plus

Afin d'estimer l'erreur systématique, due à l'erreur sur le P_T , sur l'asymétrie $A_{FB}^{l\bar{l}}$, on a évalué N_F^+ et N_F^- pour trois valeurs de coupures en P_T : 1., 1,2 et 1,4 Gev, dans ce cas les erreurs systématiques sur N_F^+ et N_F^- sont déterminées par :

$$\sigma_{N_F^\pm}^{sys} = \left| \frac{\partial N_F^\pm}{\partial P_T} \right| \sigma_{P_T}$$

où σ_{P_T} est due aux erreurs sur la détermination de l'axe du jet et sur l'impulsion donnée par la TEC ou par les chambres à muons. Cette erreur σ_{P_T} affecte , par conséquent, la détermination de N_F^+ et N_F^- d'où les erreurs systématiques $\sigma_{N_F^\pm}^{sys}$.

Les dérivées $\frac{\partial N_F^+}{\partial P_T}$ et $\frac{\partial N_F^-}{\partial P_T}$, pour un P_T donné, sont estimées en paramétrisant les distributions de N_F^+ et N_F^- en fonction des coupures en P_T données précédemment.

Il faut remarquer aussi que $A_{FB}^{b\bar{b}}$ dans le cas du tonneau BGO seulement ne sera pas étudiée (Fig. V.6.d) car la distribution en $\cos\theta$ du jet sélectionné par l'électron présente des queues dans la région des bouchons. En effet, le jet b, étant sélectionné par un électron du tonneau BGO, a tendance à prendre parfois des directions dans la région des bouchons pour les électrons détectés au bord du tonneau BGO.

L'asymétrie mesurée est de l'ordre de 5 % pour $A_{FB}^{e^+e^-}$ et $A_{FB}^{b\bar{b}}$. Cette perte d'asymétrie est due aux effets de l'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$ et des électrons secondaires.

Sélection avec muons

Les asymétries mesurées avec 3×10^5 évènements $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \text{hadrons}$ sont résumées dans le tableau suivant :

3.10 ⁵ évènements $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \text{hadrons}$	
Asymétrie avant - arrière mesurée (%), le b étant sélectionné par le muon	
A_{FB}^{μ}	$A_{FB}^{b\bar{b}}$
$5.80 \pm 1.40 \pm 0.80$	
TABLE V.2	

Le muon, même s'il est détecté seulement dans une acceptance semblable au tonneau BGO, présente quand même une asymétrie avant arrière Fig(V.6.c) . les erreurs statistique

et systématique sur $A_{FB}^{m\mu}$ sont de l'ordre de ceux sur A_{FB}^{el} .

On remarque, qu'on a pas donné la valeur de $A_{FB}^{b\bar{b}}$ dans le tableau V.2 car, compte tenue de l'acceptance limitée du muon, la distribution angulaire du jet sélectionné par le muon présente la même allure que celle donnée par l'électron du tonneau (Fig V.6.d).

V.3. CORRECTION DE L'ASYMETRIE AVANT - ARRIERE

En effet, si on examine les asymétries mesurées ($\sim 5\%$) mentionnées dans le paragraphe précédent, on constate qu'elles sont plus basses que l'asymétrie théorique (11.17%). cela est du aux différents effets qu'on a évoqué ci-dessus (effets dus aux ordres supérieurs (électrofaible + QCD) et en plus aux effets dus surtout à l'oscillation du B^0 et aux contaminations dues aux mésons charmés secondaires, comme cela est expliqué dans l'annexe B). L'asymétrie avant - arrière sera donc corrigée par :

$$A_{FB} = \frac{\epsilon_{th} A_{FB}^{mes}}{(1 - 2P_s - 2\chi)}$$

où P_s est la probabilité que le lepton provienne d'une désintégration secondaire (voir annexe B).

ϵ_{th} est la correction due aux ordres supérieurs électrofaibles, aux ordres supérieurs dus à CDQ et à la correction de l'asymétrie du lepton par rapport à celle du quark b.

$$\epsilon_{th} = (1 + \delta_{QCD} + \delta_W + \delta_l)$$

δ_{QCD} : correction due à QCD $\simeq 0,10$

δ_W : correction électrofaible = 0,06

δ_l : = 0 pour $A_{FB}^{b\bar{b}}$ et = 0,08 pour A_{FB}^l

d'où :

$$A_{FB} = \frac{(1,16 + \delta_l)}{1 - 2P_s - 2\chi} A_{FB}^{mes}$$

La valeur de χ sera mesurée dans l'expérience (chapitre IV), tandis que P_s sera estimé par Monte-Carlo : il est de l'ordre de 0,07 pour une coupure en P_T de 1 Gev.

Une fois ces corrections effectuées, les valeurs des asymétries finalement obtenues sont données dans le tableau V.3.

Sélection du b par l'électron

3.10^5 événements $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \text{hadrons}$

TONNEAU BGO				TONNEAU ET BOUCHONS BGO			
Asymétrie mesurée (%)		Asymétrie corrigée (%)		Asymétrie mesurée (%)		Asymétrie corrigée (%)	
A_{FB}^{el}	$A_{FB}^{b\bar{b}}$	A_{FB}^{el}	$A_{FB}^{b\bar{b}}$	A_{FB}^{el}	$A_{FB}^{b\bar{b}}$	A_{FB}^{el}	$A_{FB}^{b\bar{b}}$
5.92 ± 2.20 ± 0.90		11.58 ± 3.17 ± 1.305		6.02 ± 1.58 ± 0.75	6.13 ± 1.58 ± 0.88	11.82 ± 2.43 ± 1.20	11.28 ± 2.43 ± 1.32
TABLE V.3		CORRECTIONS DE L'ASYMETRIE AVANT ARRIERE MESUREE					

Sélection du b par le muon

Sélection du b par le muon

Asymétrie mesurée (%)		Asymétrie corrigée (%)	
A_{FB}^{mu}	$A_{FB}^{b\bar{b}}$	A_{FB}^{mu}	$A_{FB}^{b\bar{b}}$
5.80 ± 1.40 ± 0.80		11.49 ± 2.19 ± 1.16	
TABLE V.3 (suite)			

Les erreurs statistique et systématique ont été calculées en utilisant les expressions de l'annexe B.

Les valeurs des asymétries corrigées données dans le tableau V.3 montrent que la direction du lepton peut être utilisée pour évaluer l'asymétrie avant - arrière du quark b. Toutefois, on peut espérer diminuer l'erreur systématique avec une meilleure connaissance du détecteur et en analysant plus en détail les modèles de fragmentations des quarks.

Enfin, la moyenne sur les deux asymétries du quark b, sélectionné par un électron et sélectionné par un muon, pour 3×10^5 Z donne :

dans le cas du tonneau BGO seulement :

$$A_{FB}^b = (11,54 \pm 2.76 \pm 1.23)\%$$

et dans le cas du tonneau + boucons BGO on a :

$$A_{FB}^b = (11,53 \pm 2.35 \pm 1.23)\%$$

V.4. DETERMINATION DE $\sin^2\theta_w$

On a montré, dans le chapitre I, que l'asymétrie avant - arrière du quark b au Z, peut s'écrire en fonction de $\sin^2\theta_w$ sous la forme :

$$A_{FB}^b = \frac{3(1-4x)(1-\frac{4}{3}x)}{[1+(1-4x)^2][1+(\frac{4}{3}x)^2]}$$

avec $x = \sin^2\theta_w$

En utilisant les valeurs des asymétries mesurées du tableau V.3 et en utilisant une méthode d'itération, on aura les valeurs $\sin^2\theta_w$, mentionnées dans le tableau suivant :

3.10^5 évènements $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \text{hadrons}$			
Sélection du b par l'électron		Sélection du b par le muon	
$\sin^2\theta_w$		$\sin^2\theta_w$	
En utilisant A_{FB}^{el}	En utilisant $A_{FB}^{b\bar{b}}$	En utilisant A_{FB}^{mu}	En utilisant $A_{FB}^{b\bar{b}}$
0.2288 ± 0.0044 ± 0.0020	0.2298 ± 0.0044 ± 0.0022	0.2293 ± 0.0036 ± 0.0019	—
TABLE V.4	VALEUR DE $\sin^2\theta_w$		

Enfin, avec 10^6 évènements, $\sin^2\theta_W$ sera estimé avec une erreur statistique de l'ordre de 2‰ .

La combinaison des valeurs de $\sin^2\theta_W$, quand le b est sélectionné par un électron et quand le b est sélectionné par un muon, donne :

$$\sin^2\theta_W = 0,2293 \pm 0,0041 \pm 0,0020$$

V.5. CONCLUSION

Avec une grande statistique, 10^6 Z, le détecteur L3 sera sensible à une asymétrie avant - arrière du quark b. Néanmoins, l'asymétrie du lepton provenant de la désintégration semi-leptonique du méson B peut être utilisée pour évaluer celle du quark b.

L'éventuelle augmentation de la luminosité de LEP d'un facteur 10 permet d'avoir 10^7 évènements par année, donc une erreur statistique inférieure à 0,001 sur $\sin^2\theta_W$.

CHAPITRE VI

AUTRES METHODES POSSIBLES DE SELECTION

DU QUARK b AU LEP

VI.1. SELECTION DU QUARK b PAR LA MESURE DU VERTEX SECONDAIRE

VI.2. SELECTION DU QUARK b A L'AIDE DE LA POLARISATION DE L'ETAT INITIAL

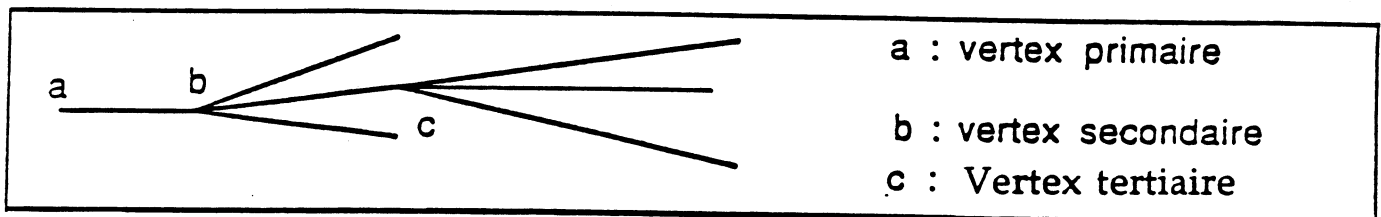
VI.1. SELECTION DU QUARK b PAR LA MESURE DU VERTEX SECONDAIRE

Un méson ou baryon beau parcourt une distance L donnée (à partir du vertex initial) par :

$$L = vt = \beta ct = \beta \gamma c \tau$$

où t est le temps de vol de la particule dans le laboratoire et τ est la durée de vie propre du méson ou baryon.

Alors un événement $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ ou $c\bar{c}$ diffère d'un événement $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$: en effet l'événement $b\bar{b}$ présente trois vertex [VI.1] (Figure ci-dessous) à cause des désintégrations du charme secondaire.

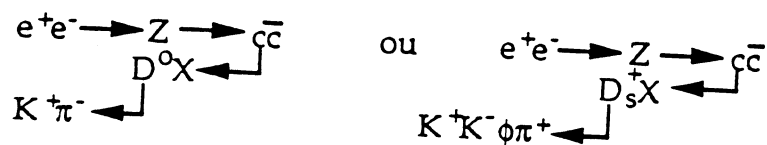


Avec un bon détecteur de vertex, on peut séparer alors les quarks b des quarks u , d , s et c , en sélectionnant uniquement les événements qui présentent un vertex tertiaire.

La TEC, peut être un candidat pour mesurer les vertex secondaire et tertiaire. En effet, en travaillant en projection $r-\phi$, les traces, des particules chargées, issues des vertex secondaires et tertiaires ne pointeront pas au vertex primaire. (Elle est donc mieux placée pour reconstruire les vertex à 90°)

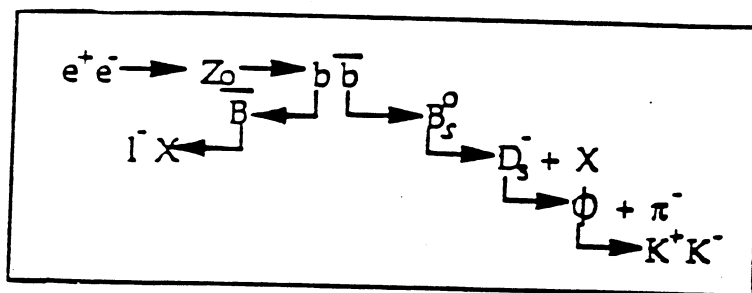
La méthode de détermination des vertex secondaire et tertiaire nécessite une très bonne résolution spatiale sur les traces des particules. Généralement, on utilise des "micro-vertex" [VI.2].

En plus des performances des détecteurs de vertex (micro-vertex, TEC....), on peut imaginer d'autres méthodes pour sélectionner un quark b . On peut par exemple signer un méson B par la présence d'un K chargé dans l'état final. En effet le méson B se désintègre en $(K^+ X)$ dans 85% (PDG) des cas. Par contre pour éliminer les événements $c\bar{c}$ qui présentent des K dans l'état final :



on peut demander que le K soit accompagné d'un lepton de grande impulsion transverse. Donc une reconstruction du système l^-K^- sélectionnera un quark b.

En plus il y a des canaux hadroniques qui peuvent être utilisés sélectionner le méson B_s . Choissant par exemple le canal :

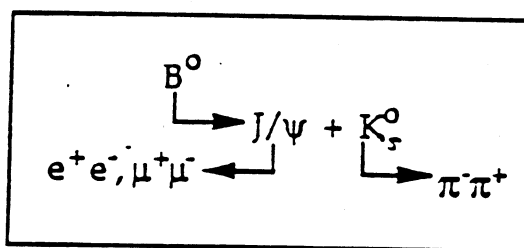


Ces événements seront très favorables pour mesurer le paramètre χ_s . Avec 10^6 Z on peut avoir de l'ordre de 100 événements de ce genre.

Le détecteur L3 n'est pas équipé pour l'identification des hadrons (π , K, p, ...) car il n'a ni Cerenkov ni mesure de $\frac{dE}{dx}$.

Mais, comme il a de bonnes performances pour détecter les leptons et photons, on peut utiliser les canaux de désintégrations leptoniques pour reconstruire le méson B.

Par exemple, le canal rare suivant :



a été reconstruit [VI.3], en utilisant le programme de simulation et de reconstruction de L3 dans la TEC. La reconstruction du K_S^0 se fait en reconstruisant la masse invariante de toutes les particules chargées (sauf les leptons) deux à deux: les événements gardés sont ceux qui présentent une masse invariante proche de la masse du K_S^0 .

VI.2. SELECTION DU QUARK b AVEC POLARISATION DE L'ETAT INITIAL

On a vu, dans le chapitre I, que le terme dû à l'interaction faible, dans l'expression de la section efficace de la réaction $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}$, est dominant à l'énergie du Z. Il apparait donc une asymétrie avant-arrière des fermions produits. Par conséquent, les effets dus à l'hélicité jouent un grand rôle sur les mesures des quantités physiques qui dépendent des paramètres du modèle standard.

Pour l'électron et le positon polarisés longitudinalement, la section efficace $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$ au Z se met sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = (1 - P_l^- P_l^+) \sigma_{np} + (P_l^- - P_l^+) \sigma'$$

où σ_{np} est la section efficace non polarisée, P_l^- et P_l^+ sont respectivement les polarisations longitudinales de l'électron et du positon.

$$\sigma_{np} = F(a_f^2 + v_f^2)(a_e^2 + v_e^2)[(1 + \cos^2\theta) + \frac{8}{3}A_{FB}\cos\theta]$$

$$\sigma' = F(a_f^2 + v_f^2)(a_e^2 + v_e^2)[A_e(1 + \cos^2\theta) + 2A_b\cos\theta]$$

avec :

$$A_{FB} = \frac{3}{4}A_e A_b \quad - \quad F = \frac{D_f G_F^2 M_Z^2}{16\pi\Gamma_Z^4}$$

$$A_e = \frac{2a_e v_e}{(a_e^2 + v_e^2)} \quad - \quad A_b = \frac{2a_b v_b}{(a_b^2 + v_b^2)}$$

L'asymétrie A_{FB}^{pol} avant-arrière s'écrit donc sous la forme :

$$A_{FB}^{pol} = \frac{(1 - P_l^- P_l^+) \frac{8}{3}A_b + 2A_b(P_l^- - P_l^+)}{(1 - P_l^- P_l^+) \frac{8}{3} + \frac{8}{3}A_e(P_l^- - P_l^+)}$$

$$\rightarrow A_{FB}^{pol} = \frac{3}{4} \left(\frac{A_e(1 - P_l^- P_l^+) + P_l^- - P_l^+}{1 - P_l^- P_l^+ + A_e(P_l^- - P_l^+)} \right) A_b = \frac{3}{4} A_e^{pol} A_b$$

On constate que A_{FB}^{pol} , avec polarisation, a la même forme que l'asymétrie sans polarisation, sauf que A_e se transforme en A_e^{pol}

$$A_e^{pol} = \frac{A_e(1 - P_l^- P_l^+) + P_l^- - P_l^+}{1 - P_l^- P_l^+ + A_e(P_l^- - P_l^+)}$$

En fait, A_e^{pol} croit en fonction de la polarisation.

Enfin, au LEP, avec ses 4 paquets, on a 4 combinaisons de polarisation des faisceaux [VI.4] :

$$\begin{aligned}
1 : A_{FB}^{pol} &= \frac{3}{4} \left[\frac{A_e + P_l^-}{1 + A_e P_l^-} \right] A_b \\
2 : A_{FB}^{pol} &= \frac{3}{4} \left[\frac{A_e + P_l^+}{1 - A_e P_l^+} \right] A_b \\
3 : A_{FB}^{pol} &= A_{FB} \\
4 : A_{FB}^{pol} &= \frac{3}{4} \left[\frac{A_e(1 - P_l^- P_l^+) + P_l^- - P_l^+}{1 + P_l^- P_l^+ + A_e(P_l^- P_l^+)} \right]
\end{aligned}$$

Pour l'illustration on s'intéressera ici seulement au schéma 1 : c'est le cas où seulement l'électron est polarisé(longitudinalement).

Dans ce cas l'asymétrie du quark b augmente en fonction de la polarisation (Fig. VI.1.a). De plus la figure VI.1.b. montre que l'erreur sur A_b :

$$\sigma_{A_b} = \frac{A_b^2}{(A_b^{pol})^2} \sigma_{A_b^{pol}}^2 + \left(\frac{A_b A_e}{1 + A_e P_l^-} - \frac{A_b}{A_e + P_l^-} \right)^2 \sigma_{P_l^-}^2$$

décroit quand la polarisation longitudinale P_l^- de l'électron augmente. Pour cette figure, on suppose que l'erreur relative sur P_l^- est de 0,314 % [VI.5].

La grande asymétrie du quark b, pour des grandes polarisations longitudinales P_l^- de l'électron, peut aussi nous aider à éliminer la contamination due au lepton secondaire ($b \rightarrow c \rightarrow l^+$), lorsqu'on sélectionne le quark b par sa désintégration semi-leptonique. En effet, à grande polarisation P_l^- , le quark b est produit, le plus souvent, (Fig. VI.2.a) vers l'avant (Fig. VI.2.b), de même pour le lepton primaire, par contre le lepton secondaire est produit souvent vers l'arrière (Fig. VI.2.c).

PT	Sans polarisation		Avec polarisation	
	Efficacité du b (%)	Contamination totale (%)	Efficacité du b (%)	Contamination totale (%)
0,3	9,12 ± 0,15	46,41 ± 0,46	6,92 ± 0,08	39,62 ± 1,47
0,4	8,67 ± 0,15	42,53 ± 0,48	6,66 ± 0,07	32,95 ± 1,28
0,5	8,25 ± 0,15	38,20 ± 0,49	6,34 ± 0,07	26,80 ± 1,09
0,6	7,78 ± 0,14	3,33 ± 0,49	6,07 ± 0,07	19,88 ± 0,84
0,7	7,28 ± 0,13	28,99 ± 0,49	5,73 ± 0,06	14,96 ± 0,66
0,8	6,78 ± 0,13	25,38 ± 0,48	5,32 ± 0,06	11,82 ± 0,54
0,9	6,20 ± 0,12	23,21 ± 0,47	4,87 ± 0,05	10,04 ± 0,48
1	5,68 ± 0,11	21,81 ± 0,48	4,50 ± 0,05	8,74 ± 0,44
1,1	5,05 ± 0,10	21,23 ± 0,50	4,12 ± 0,04	7,38 ± 0,39
1,2	4,51 ± 0,09	20,24 ± 0,51	3,56 ± 0,04	7,65 ± 0,43
1,3	3,96 ± 0,08	19,42 ± 0,53	3,10 ± 0,03	8,36 ± 0,50
1,4	3,43 ± 0,07	18,72 ± 0,56	2,66 ± 0,03	8,56 ± 0,56
1,5	2,77 ± 0,06	19,03 ± 0,63	2,22 ± 0,02	8,84 ± 0,63
1,6	2,27 ± 0,05	20,44 ± 0,73	1,89 ± 0,02	9,24 ± 0,71
1,7	1,85 ± 0,04	20,98 ± 0,82	1,47 ± 0,02	8,45 ± 0,74

TABLE IV.1	COMPARAISON DE L'EFFICACITE ET DE LA CONTAMINATION DE SELECTION DU QUARK b PAR UN e^+ ou μ^- AVEC ET SANS POLARISATION
------------	--

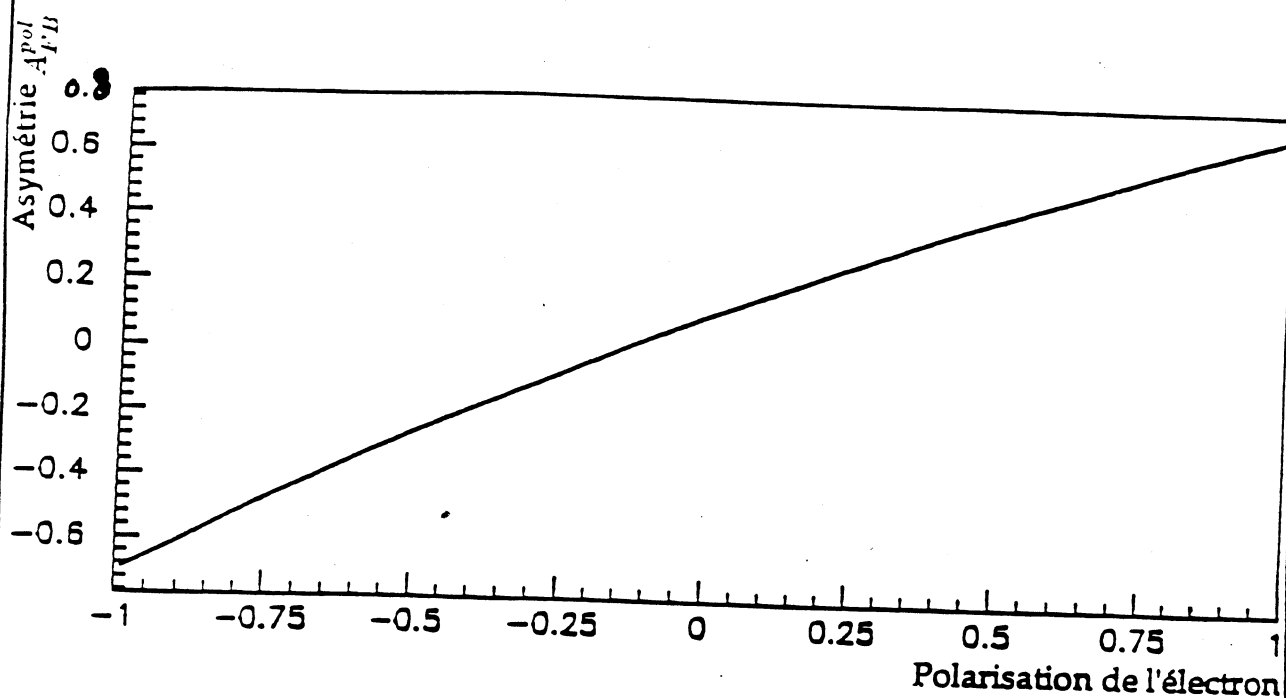


FIGURE
VI.1.a

ASYMETRIE DU QUARK b EN FONCTION DE LA
POLARISATION DE L'ELECTRON (SCHEMA 1)

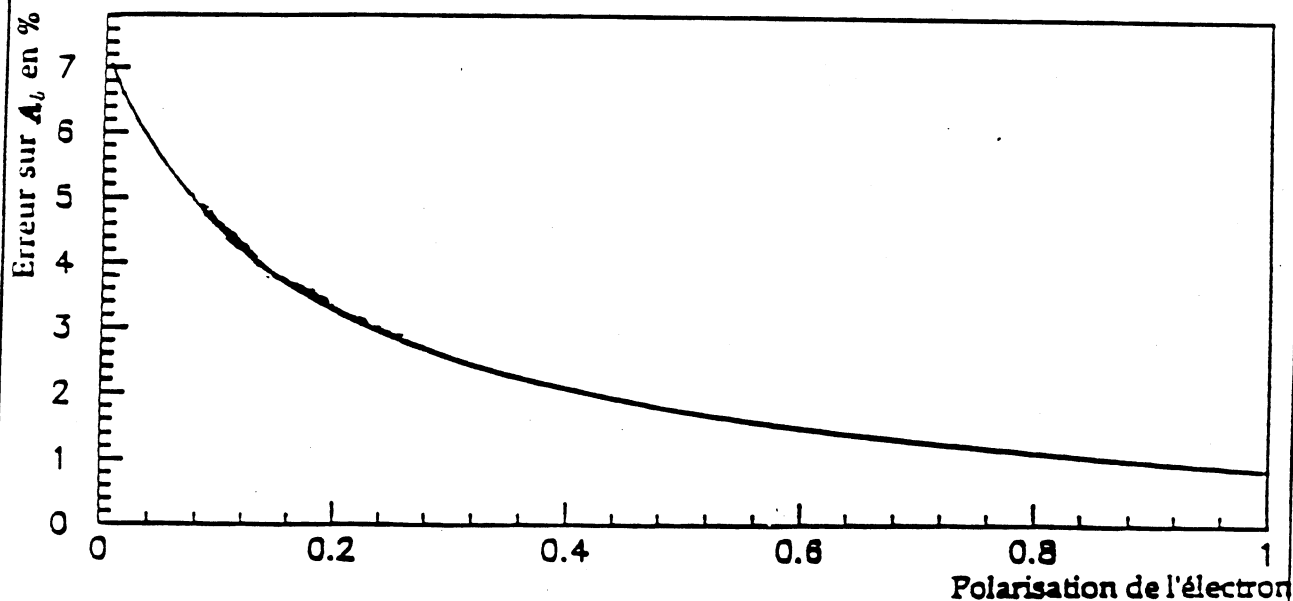


FIGURE
VI.1.b

ERREUR SUR A_b EN FONCTION DE LA
POLARISATION DE L'ELECTRON

— $P_e = 0.6$
 - - - $P_e = 0$

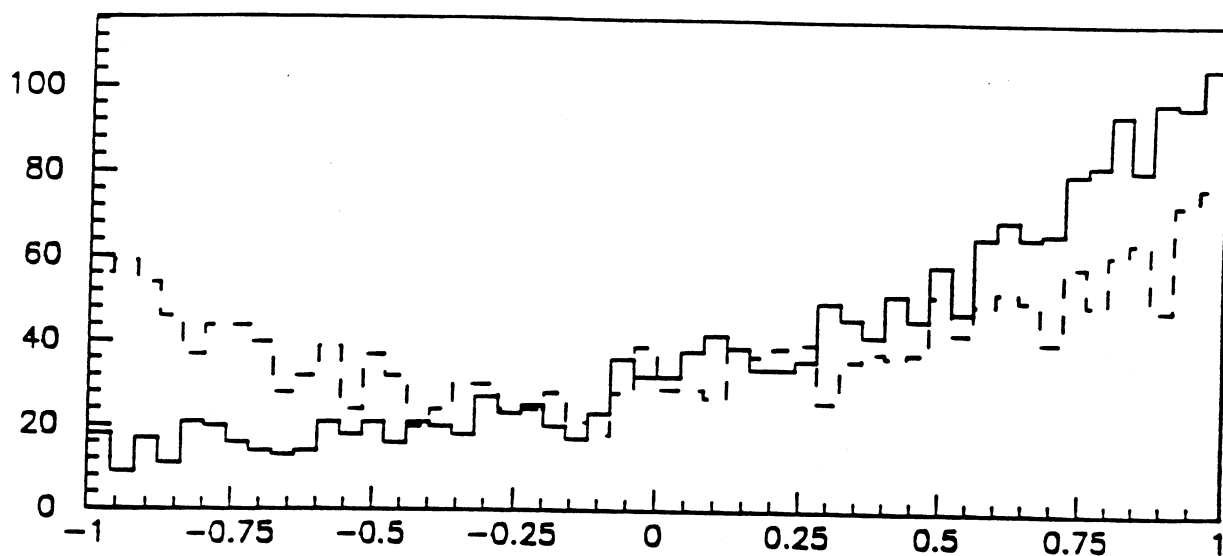


FIGURE
VI.2.a

DISTRIBUTION DU COS θ DU QUARK b

— $P_e = 0.6$
 - - - $P_e = 0$

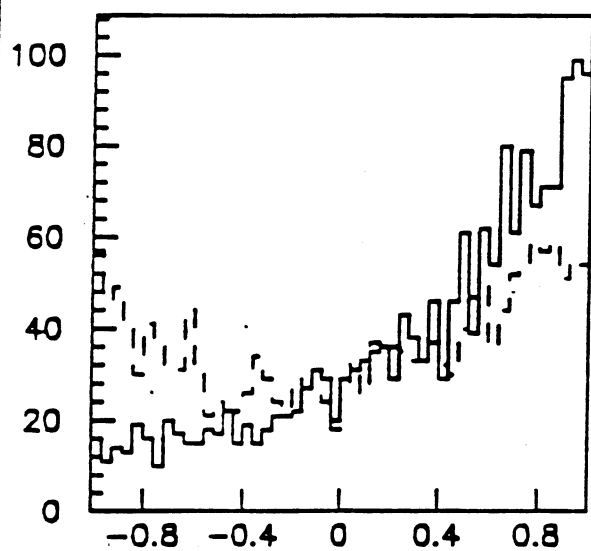


FIGURE VI.2.b

— $P_e = 0.6$
 - - - $P_e = 0$

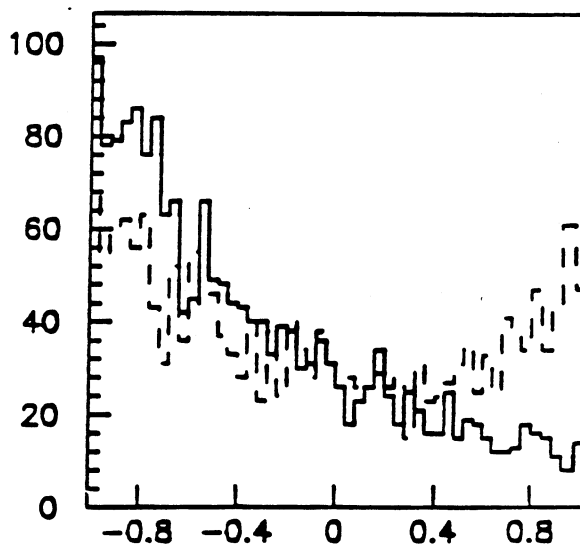


FIGURE VI.2.c

DISTRIBUTION ANGULAIRE DE L'ELECTRON PRIMAIRE ET SECONDAIRE

Alors, si on demande, en plus des coupures choisies dans le chapitre IV, que l'électron ou le muon soit produit dans la région $0^\circ < \theta < 90^\circ$, on peut éliminer, avec ce critère, une grande partie de la contamination des leptons $\bar{b} \rightarrow \bar{c} \rightarrow l^- X$, car ces leptons seront, en grande partie, produits vers l'arrière ($90^\circ < \theta < 180^\circ$) (Fig. VI.2.c).

Dans la table VI.1 sont représentées les contaminations et les efficacités d'identification d'un b, en fonction de la coupure P_T du lepton par rapport au jet, avec polarisation et sans polarisation.

La coupure $0^\circ < \theta < 90^\circ$ diminue un peu l'efficacité de sélection d'un b (Table VI.1).

Néanmoins, cette perte d'efficacité est faible, alors que la contamination a été diminuée de plus de la moitié avec la coupure $0^\circ < \theta < 90^\circ$

Référence

- VI.1 **W.B Atwood** SLAC-PUB-4668 Sept 1988 (T/E)
- VI.2 Physics Aspects of the DELPHI Vertex Detector CERN-EP/88-82 Juillet 1988
- VI.3 **J.Sens** communication privée
- VI.4 **Polarization at LEP** p.281 Vol.1
- VI.5 **Polarization at LEP** p.26 Vol.2

CONCLUSION GENERALE

En utilisant le Monté-Carlo LUND et les résolutions et acceptances réalistes du détecteur L3, on a essayé d'estimer l'efficacité de sélectionner un quark b , au Z , avec la méthode de coupure en moment transverse du lepton par rapport au jet. Cette efficacité est typiquement de 10% pour la sélection d'un b ou $\bar{b}$ avec un lepton (électron ou muon).

Puis, on a évalué le paramètre χ représentant l'oscillation du méson neutre B^0 . Le détecteur devrait mesurer χ avec une erreur $\Delta\chi=0,04$ pour 10^5 événements $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$.

Enfin, il est possible de mesurer l'asymétrie avant-arrière du quark b . L'erreur systématique était fixée à 2%. La valeur de $\sin^2\theta_W$ extraite de la mesure de l'asymétrie avant-arrière avec 3×10^5 événements $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \text{hadrons}$ est :

$$\sin^2\theta_W = 0,2293 \pm 0,0041(stat) \pm 0,0020(syst)$$

Avec une bonne statistique, on peut certainement améliorer l'erreur statistique. Par contre, l'erreur systématique peut être réduite en améliorant nos connaissances sur le détecteur. On pourra aussi la restreindre, au futur, si l'on connaîtra avec précision les fonctions de fragmentation du quark b qui nous permettent d'avoir les bonnes distributions en moment transverse du lepton.

ANNEXE A

Nous présentons dans cette annexe la phénoménologie de l'oscillation $B^0 - \bar{B}^0$.

La base du formalisme d'oscillation

L'oscillation a lieu lorsque les transitions $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$ ou $\bar{B}^0 \rightarrow B^0$ se produisent, lesquelles correspondent à des transitions $|\Delta B| = 2$ (Fig. A.1). Considérant le système $B^0 - \bar{B}^0$ décrit par un Hamiltonien H et l'état $\begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B}^0 \end{pmatrix}$. La présence des transitions fait que les états $|B^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle$ ne sont pas les états propres de H : H , alors, n'est pas diagonal. Les termes non diagonaux représentent les amplitudes de transition entre les états $|B^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle$.

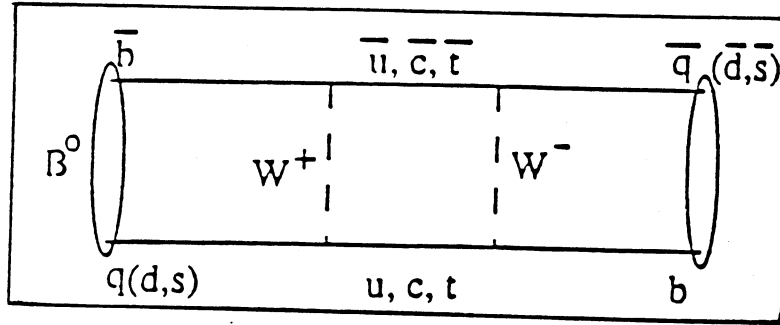


Fig. A.1

Une particule au repos est représentée par l'hamiltonien :

$$H = m - i\frac{\Gamma}{2}$$

où l'évolution en temps est donnée par :

$$i\frac{\partial\psi}{\partial t} = (m - i\frac{\Gamma}{2})\psi \rightarrow \psi = e^{-i(m - \frac{1}{2}\Gamma)t}$$

m est la masse de la particule et Γ représente la largeur de désintégration, c'est-à-dire

$$|\psi(t)|^2 = e^{-\Gamma t} = e^{-\frac{t}{\tau}}$$

où τ est la durée de vie de la particule.

Un système à deux particules $B^0 - \bar{B}^0$ est aussi représenté par un Hamiltonien comprenant une matrice de masse M et une matrice Γ décrivant la désintégration.

$$H = M - \frac{i}{2}\Gamma$$

$$H = \begin{pmatrix} M - i\frac{\Gamma}{2} & M_{12} - i\frac{\Gamma_{12}}{2} \\ M_{12}^* - i\frac{\Gamma_{12}^*}{2} & M - i\frac{\Gamma}{2} \end{pmatrix}$$

Les termes diagonaux H_{11} H_{22} sont égaux à cause de l'invariance par CPT.

$$\langle B^0 | H | B^0 \rangle = \langle \bar{B}^0 | H | \bar{B}^0 \rangle = M - i \frac{\Gamma}{2}$$

$$\langle \bar{B}^0 | H | B^0 \rangle = M_{12}^* - i \frac{\Gamma_{12}}{2}$$

$$\langle B^0 | H | \bar{B}^0 \rangle = M_{12} - i \frac{\Gamma_{12}}{2}$$

On constate que :

$$|\langle B^0 | H | \bar{B}^0 \rangle|^2 - |\langle \bar{B}^0 | H | B^0 \rangle|^2 = 2I_m(M_{12}^* \Gamma_{12})$$

C'est l'amplitude de la violation de CP. Dans ce cas, $\Gamma(B^0 \rightarrow \bar{B}^0) \neq \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow B^0)$.

Si M_{12} et Γ_{12} sont réels, cela implique qu'il n'y a pas de violation de CP. C'est ce que nous allons supposer car cet effet est si petit qu'il ne sera pas mesurable avec les luminosités des machines actuelles.

Dépendance en temps du système $B_s - \bar{B}_s$

L'évolution de l'état $\begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B}^0 \end{pmatrix}$ est décrit par l'équation:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B}^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M - i \frac{\Gamma}{2} & M_{12} - i \frac{\Gamma_{12}}{2} \\ M_{12} - i \frac{\Gamma_{12}}{2} & M - i \frac{\Gamma}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B}^0 \end{pmatrix}$$

en supposant que CP est conservé.

Afin d'obtenir les états propres de masse, on diagonalise l'Hamiltonien, c'est-à-dire qu'on cherche les valeurs propres $m_{1,2}$ telles que :

$$\det|H - mI| = 0$$

$$(M - i \frac{\Gamma}{2} - m)^2 - (M_{12} - i \frac{\Gamma_{12}}{2})^2 = 0$$

$$m_{1,2} = M - i \frac{\Gamma}{2} \pm (M_{12} - i \frac{\Gamma_{12}}{2})$$

On aura deux états propres $B_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B^0 \rangle \pm |\bar{B}^0 \rangle)$ avec des valeurs propres m_1 et m_2 , d'où :

$$|B^0(t) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B_1(t) \rangle + |B_2(t) \rangle)$$

$$\rightarrow |B^0(t) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{-i(M_1 - i \frac{\Gamma_1}{2})t} |B_1 \rangle + e^{-i(M_2 - i \frac{\Gamma_2}{2})t} |B_2 \rangle)$$

$$\rightarrow |B^0(t) \rangle = \frac{1}{2}((e^{-i(M_1 - i \frac{\Gamma_1}{2})t} + e^{-i(M_2 - i \frac{\Gamma_2}{2})t}) |B^0 \rangle + (e^{-i(M_1 - i \frac{\Gamma_1}{2})t} - e^{-i(M_2 - i \frac{\Gamma_2}{2})t}) |\bar{B}^0 \rangle)$$

$$\rightarrow |B^0(t) \rangle = p_+(t) |B^0 \rangle + p_-(t) |\bar{B}^0 \rangle$$

$$|\bar{B}^0(t) = p_-(t)|B^0\rangle + p_+(t)|\bar{B}^0\rangle$$

$$p_+(t) = e^{-i(M_1+M_2)\frac{t}{2}} \cdot e^{-\frac{\Gamma t}{2}} \cdot \cos \frac{\Delta m}{2} t = e^{-iMt} \cdot e^{-\frac{\Gamma t}{2}} \cdot \cos \frac{\Delta m}{2} t$$

avec

$$\Delta m = m_1 - m_2 = 2M_{12} - i\Gamma_{12} = \Delta M - i\Gamma_{12}$$

$p_-(t)[p_+(t)]$ est l'amplitude de probabilité pour que le B^0 oscille (n'oscille pas) en $\bar{B}^0$ et vice versa pour le $\bar{B}^0$ en B^0 , d'où on définit les probabilités :

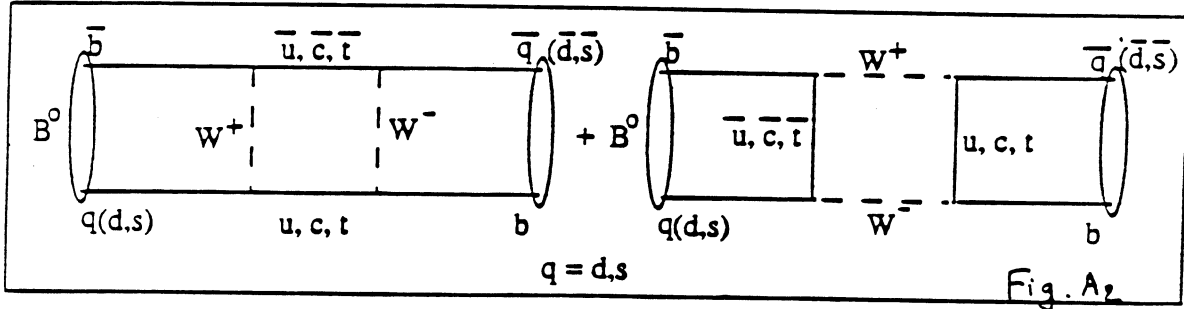
$$P_{B^0}(t) = |\langle B^0|B^0(t)\rangle|^2 = |p_+(t)|^2$$

$$P_{\bar{B}^0}(t) = |\langle \bar{B}^0|B^0(t)\rangle|^2 = |p_-(t)|^2$$

$$P_{B^0(\bar{B}^0)}(t) = \frac{1}{4}(e^{-\Gamma_1 t} - e^{-\Gamma_2 t} \pm e^{-\Gamma t} \cdot \cos \Delta M t)$$

Estimation de ΔM et $\Delta \Gamma$

le modèle standard nous donne, à partir du diagramme en boîte, Fig. A.2. des valeurs pour ΔM et $\Delta \Gamma$. En effet, si on ne considère que les quarks qui donnent une large contribution (ici, c'est le top), M_{12} et Γ_{12} sont données respectivement par les parties réelle et imaginaire de l'amplitude des processus gérés par les diagrammes en boîte de la figure A.2.



On trouve :

$$M_{12} = -\frac{G_F^2}{12\pi^2} \cdot B_B \cdot f_B^2 \cdot m_B (V_{tb} V_{tq}^*)^2 \cdot m_t^2$$

$$\Gamma_{12} = -\frac{G_F^2}{8\pi} \cdot B_B \cdot f_B^2 \cdot m_B (V_{tb} V_{tq}^*)^2 \cdot m_b^2$$

où m_B est la masse du méson B, $q = d$ ou s , et $B_B f_B^2$ est la correction du diagramme en boîte par rapport à l'état physique du B^0 ou $\bar{B}^0$.

$B = 1$ (approximation d'inertion du vide) et $f_B \simeq 150$ Mev

On définit les quantités :

$$x = \frac{\Delta M}{\Gamma} = \frac{2M_{12}}{\Gamma} \quad \text{et} \quad y = \frac{\Delta \Gamma}{2\Gamma} = \frac{2\Gamma_{12}}{2\Gamma} = \frac{\Gamma_{12}}{\Gamma}$$

avec : $\Gamma(b \rightarrow qW) \simeq m_b^5 |V_{bq}|^2$

Les valeurs de x et y pour les différentes oscillations $K^0 - \bar{K}^0$, $D^0 - \bar{D}^0$ et $B^0 - \bar{B}^0$ sont résumés dans le tableau A.1.

Sachant que :

$$V = \begin{array}{c} \begin{array}{ccc} & \overbrace{d \quad s}^{K^0} & b \\ \begin{pmatrix} 1 & \lambda & \lambda^3 \\ -\lambda & 1 & \lambda^2 \\ \lambda^3 & -\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} & \begin{array}{c} u \\ c \\ t \end{array} & \begin{array}{c} D^0 \\ \\ \end{array} \end{array} \\ \begin{array}{c} \underbrace{\hspace{10em}}_{B_d^0} \end{array} \end{array}$$

d'où

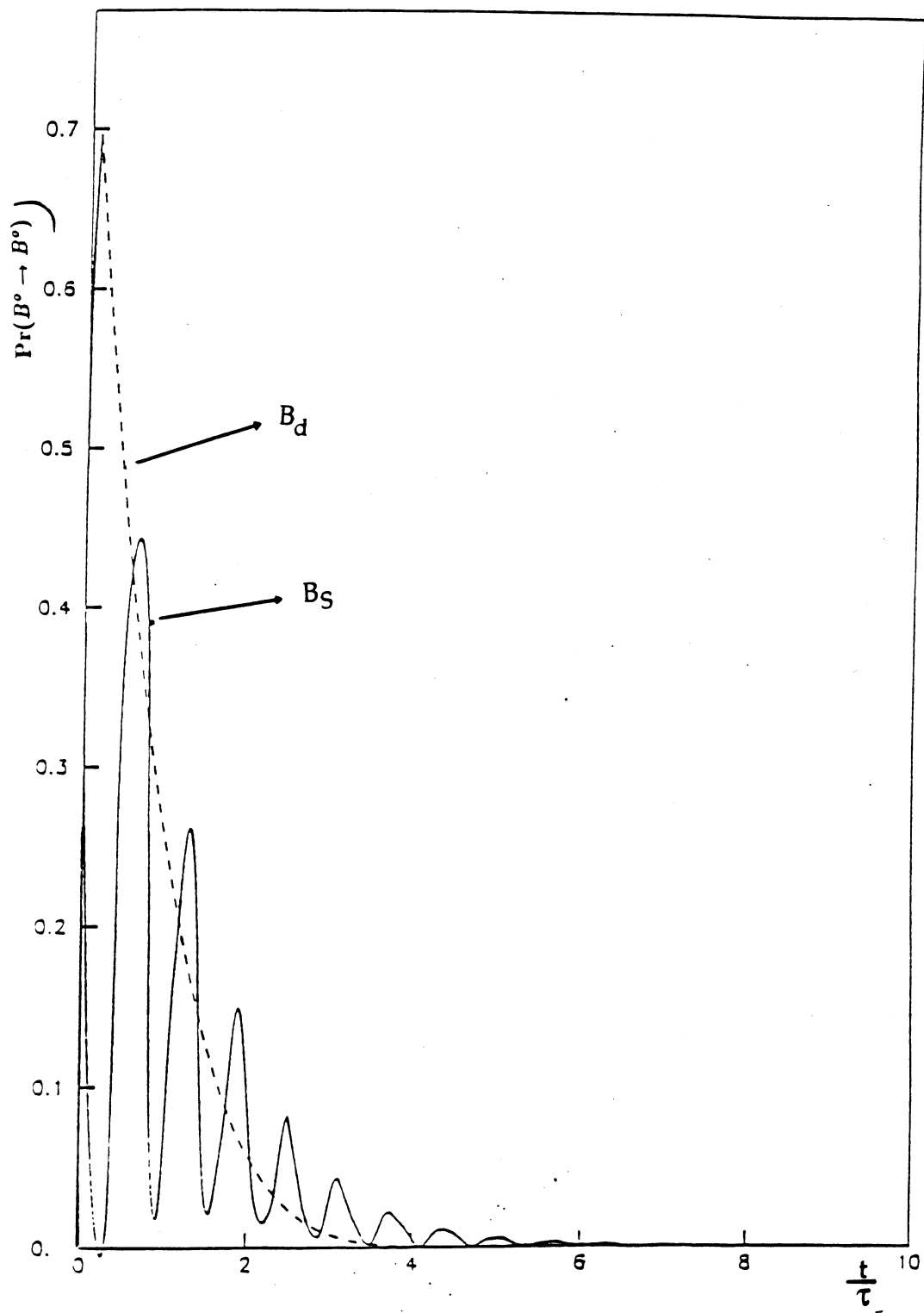
	x	y
$K^0 - \bar{K}^0$	≈ 1	≈ -1
$D^0 - \bar{D}^0$	≈ 0	≈ 0
$B_d^0 - \bar{B}_d^0$	0.7	≈ 0
$B_s^0 - \bar{B}_s^0$	$\frac{0.7}{\lambda^2} \approx 15$	≈ 0

Tableau A.1

Donc, on peut dire que $\Gamma_1 \simeq \Gamma_2$ pour le système $B^0 - \bar{B}^0$.

$$\rightarrow P_{B^0, \bar{B}^0}(t) = \frac{e^{-\Gamma t}}{2} (1 \pm \cos x(t/\tau))$$

Cette probabilité est représentée sur la figure suivante (x=10), respectivement pour le B_d et B_s .



ANNEXE B

Erreurs sur l'asymétrie

L'asymétrie avant-arrière d'un fermion f produit dans la réaction $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}$ est :

$$A_{FB} = \frac{N_f^F - N_f^B}{N_f^F + N_f^B} = \frac{N_f^F - N_{\bar{f}}^F}{N_f^F + N_{\bar{f}}^F}$$

où $N_f^F(N_f^B)$ est le nombre de fermions vers l'avant (l'arrière) et $N_{\bar{f}}^F$ est le nombre d'anti-fermions vers l'avant.

Comme le quark est signé par le lepton de sa désintégration semi-leptonique, l'asymétrie est mesurée par :

$$A_{FB}^{mes} = \frac{N_F^- - N_F^+}{N_F^- + N_F^+}$$

où :

N_F^- = nombre de quarks b sélectionnés par le lepton moins

N_F^+ = nombre d'anti-quarks b sélectionnés par le lepton plus

Evaluation de l'erreur, $\sigma_{A_{FB}^{mes}}$, sur A_{FB}^{mes} :

$$A_{FB}^{mes} = \frac{N_F^- - N_F^+}{N_F^- + N_F^+} = \frac{N_F^- - N_F^+}{N_l}$$

Avec $N_l = N_F^- + N_F^+$

$$\rightarrow dA_{FB}^{mes} = \frac{dN_F^- - dN_F^+}{N_l} - \frac{(N_F^- - N_F^+)}{N_l^2} dN_l$$

$$\rightarrow (\sigma_{A_{FB}^{mes}}^{sta})^2 = 4 \frac{[N_F^{+2} \sigma_{N_F^-}^2 + N_F^{-2} \sigma_{N_F^+}^2]}{N_l^4}$$

$$\sigma_{N_F^-}^2 = (\sigma_{N_F^-}^{sta})^2 + (\sigma_{N_F^-}^{syst})^2 = N_F^- + (\sigma_{N_F^-}^{syst})^2$$

$$\sigma_{N_F^+}^2 = N_F^+ + (\sigma_{N_F^+}^{syst})^2$$

où les exposants "sta" et "syst" signifient respectivement les erreurs dues à la statistique et à la systématique.

$$\sigma_{A_{FB}^{mes}}^2 = \frac{4N_F^+ N_F^- [N_F^+ + N_F^-]}{N_l^4} + (\sigma_{A_{FB}^{mes}}^{syst})^2$$

On pose :

$$(\sigma_{A_{FB}^{mes}}^{stat})^2 = \frac{4N_F^+ N_F^- [N_F^+ + N_F^-]}{N_l^4}$$

$$(\sigma_{A_{FB}^{mes}}^{syst})^2 = \frac{4[(N_F^+)^2 (\sigma_{N_F^-}^{syst})^2 + (N_F^-)^2 (\sigma_{N_F^+}^{syst})^2]}{(N_F^- + N_F^+)^4}$$

$(\sigma_{A_{FB}^{mes}}^{stat})^2$ se met alors sous la forme :

$$(\sigma_{A_{FB}^{mes}}^{stat})^2 = \frac{(N_F^+ + N_F^-)^2 - (N_F^+ - N_F^-)^2}{N_l^3} = \frac{1 - (A_{FB}^{mes})^2}{N_l}$$

$(\sigma_{A_{FB}^{mes}})^2 = \frac{1 - (A_{FB}^{mes})^2}{N_l} + (\sigma_{A_{FB}^{mes}}^{syst})^2$
$(\sigma_{A_{FB}^{mes}}^{syst})^2 = \frac{4[(N_F^+)^2 (\sigma_{N_F^-}^{syst})^2 + (N_F^-)^2 (\sigma_{N_F^+}^{syst})^2]}{(N_F^- + N_F^+)^4}$

Correction de l'asymétrie mesurée A_{FB}^{mes}

On a vu dans le chapitre IV, que ces b sélectionnés ne sont pas purs à 100 %, car ils sont contaminés par les b qui sont sélectionnés par les leptons secondaires et les leptons provenant d'un méson neutre qui a oscillé.

Soit P_S , la probabilité qu'un lepton soit un lepton secondaire et χ le paramètre d'oscillation qui représente la probabilité qu'un méson B^0 oscille parmi tous les hadrons créés par le quark B (mésons + baryons).

Dans ce cas, l'asymétrie mesurée est reliée à l'asymétrie vraie A_{FB} par :

$$A_{FB}^{mes} = \frac{[(1 - \chi - P_S)N_f^F + (\chi + P_S)N_{\bar{f}}^F] - [(1 - \chi - P_S)N_{\bar{f}}^F + (\chi + P_S)N_f^F]}{[(1 - \chi - P_S)N_f^F + (\chi + P_S)N_{\bar{f}}^F] + [(1 - \chi - P_S)N_{\bar{f}}^F + (\chi + P_S)N_f^F]}$$

$$\rightarrow A_{FB}^{mes} = (1 - 2\chi - 2P_S) \frac{N_f^F - N_{\bar{f}}^F}{N_f^F + N_{\bar{f}}^F} = (1 - 2\chi - 2P_S) A_{FB}$$

$A_{FB} = \frac{1}{1 - 2\chi - 2P_S} A_{FB}^{mes}$
--

Erreur sur A_{FB}

$$dA_{FB} = \frac{dA_{FB}^{mes}}{(1 - 2\chi - 2P_S)} + \frac{2A_{FB}^{mes}}{(1 - 2\chi - 2P_S)^2} [d\chi + dP_S]$$

$$\rightarrow \sigma_{A_{FB}}^2 = \frac{\sigma_{A_{FB}^{mes}}^2}{(1 - 2\chi - 2P_S)^2} + \frac{4A_{FB}^{mes^2}}{(1 - 2\chi - 2P_S)^4} [\sigma_\chi^2 + \sigma_{P_S}^2]$$

On a mentionné dans les chapitres ci-dessus que l'erreur systématique dépend essentiellement de l'erreur sur le P_T (estimé à partir des résolutions de la TEC et de l'erreur sur l'axe du jet).

$$\sigma_\chi^2 = (\sigma_\chi^{stat})^2 + (\sigma_\chi^{syst})^2$$

Les erreurs statistiques σ_χ^{stat} et systématique σ_χ^{syst} sont données dans le chapitre IV.

$$\sigma_{P_S}^2 = (\sigma_{P_S}^{stat})^2 + (\sigma_{P_S}^{syst})^2$$

$$P_S = \frac{N_S}{N_l}$$

N_S est le nombre de leptons secondaires et N_l est le nombre total de leptons.

$$N_l = N_S + N_{AU}$$

où N_{AU} est le nombre de leptons autres que les leptons secondaires .

$$dP_S = \frac{dN_S}{N_l} - \frac{N_S}{N_l^2} dN_l = \frac{N_{AU} dN_S - N_S dN_{AU}}{N_l^2}$$

$$\rightarrow (\sigma_{P_S}^{stat})^2 = \frac{N_{AU} N_S}{N_l^3} = \frac{N_S(1 - P_S)}{N_l^2} = \frac{P_S(1 - P_S)}{N_l}$$

$$\rightarrow \sigma_{P_S}^{syst} = \left| \frac{\partial P_S}{\partial P_T} \right| \sigma_{P_T}^{syst}$$

$$\rightarrow \sigma_{A_{FB}}^2 = (\sigma_{A_{FB}}^{stat})^2 + (\sigma_{A_{FB}}^{syst})^2$$

Enfin :

$*(\sigma_{A_{FB}}^{stat})^2 = \frac{1 - (A_{FB}^{mes})^2}{N_l(1 - 2\chi - 2P_S)^2} + \frac{4(A_{FB}^{mes})^2}{(1 - 2\chi - 2P_S)^4} [(\sigma_\chi^{stat})^2 + \frac{P_S(1 - P_S)}{N_l}]$
$*(\sigma_{A_{FB}}^{syst})^2 = \frac{1}{(1 - 2\chi - 2P_S)^2} (\sigma_{A_{FB}^{mes}}^{syst})^2 + \frac{4(A_{FB}^{mes})^2}{(1 - 2\chi - 2P_S)^4} [(\sigma_\chi^{syst})^2 + (\sigma_{P_S}^{syst})^2]$

Résumé

En utilisant le Monté-Carlo Lund, et les résolutions et acceptances réalistes du détecteur L3, on a essayé, dans cette thèse, de sélectionner le quark b, dans la réaction $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$, par la méthode de coupure en impulsion transverse du lepton (e^- ou μ^-) par rapport au jet. Avec ces événements sélectionnés, on a estimé la valeur de l'asymétrie avant-arrière du quark b, et par conséquent celle de $\sin^2\theta_W$, et avec quelles erreurs, statistique et systématique, le détecteur L3 peut les mesurer.

Compte tenu de la mauvaise connaissance des fonctions de fragmentation du quark b, de la correction par rapport à l'oscillation $B^0-\bar{B}^0$ et des résolutions prématurées du détecteur L3, la valeur de $\sin^2\theta_W$, avec 3×10^5 événements Z en hadrons, a été évaluée à :

$$\sin^2\theta_W = 0,2293 \pm 0,0041(stat) \pm 0,0020(syst)$$

Mots clés : *Lepton *Quark *Désintégration semi-leptonique *Oscillation $B^0-\bar{B}^0$ *Experience L3 *Asymétrie avant-arrière * $\sin^2\theta_W$.

Abstract

Using LUND Monte-Carlo, realistic resolutions and acceptances of L3 detector, we have used, in this thesis, the lepton (e^- or μ^-) P_T cut method to tag the b quark in the reaction $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$. With these selectionned events, we have estimated the b quark forward-backward asymmetry value and consequently the one in $\sin^2\theta_W$. Also, we have discussed the, statistical and systematic, errors due to these measures.

After $B^0-\bar{B}^0$ mixing correction to the measured forward-backward asymmetry, the value of $\sin^2\theta_W$, with 3×10^5 Z hadrons events, has been estimated to :

$$\sin^2\theta_W = 0,2293 \pm 0,0041(stat) \pm 0,0020(syst)$$

key words : *Lepton *Quark *Semi-leptonic decay * $B^0-\bar{B}^0$ mixing *L3 experiment *Forward-backward asymmetry * $\sin^2\theta_W$